

AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI

Əlyazması hüququnda

QEYRİ-STABİL NÜVƏLƏRİN BÖLÜNƏMƏSİ ZAMANI BAŞ VERƏN NADİR NÜVƏ PROSESLƏRİNİN TƏDQIQI

İxtisas: 2207.01 - Atom və nüvə fizikası

Elm sahəsi: **Fizika**

Elmlər doktoru elmi dərəcəsi almaq üçün təqdim edilmiş

DİSSERTASIYA

İddiaçı: _____ f.ü.f.d., Qadir Səttar oğlu Əhmədov
(imza)

Elmi məsləhətçi: _____ Akademik, Adil Abdullxaliq oğlu Qəribov
(imza)

Elmi məsləhətçi: _____ f. -r. e. d., Zirəddin Yaqub oğlu Sadıqov
(imza)

Bakı-2024

MÜNDƏRİCAT

GİRİŞ	5
I FƏSİL NÜVƏNİN BÖLÜNMƏ PROSESLƏRİ	17
1.1. Nüvənin spontan və təsirlə bölünməsi	17
1.2. Nüvə reaksiyaları	25
1.3. Bölünmədə anizotropiyalar	34
1.4. Nadir nüvə bölünmələri	55
1.5. Nüvənin kollektiv həyəcanlanması	60
1.6. Zərrəciklərin və qamma şüaların maddə ilə qarşılıqlı təsiri və qeyd edilmə üsulları	65
1.7. Nəticələr	73
II FƏSİL TƏCRÜBİ HİSSƏLƏRİN İŞLƏNMƏSİ	75
2.1. Tədqiq olunan hədəflər	75
2.2. Neytron seli	76
2.3. Neytron selinin ölçülməsi	79
2.4. Spin filtr qurğusu	80
2.5. Maqnitostatik ekranların işlənilib hazırlanması	83
2.6. Neytron selinin transmissiyasının ölçülməsi	88
2.7. Polyarlaşmış neytronun spininin idarə olunması üçün idarəetmə sisteminin işlənilib hazırlanması	91
2.8. Bölünmə kamerasının işlənilib hazırlanması və ssintilyasiya detektorları	105
2.9. Nəticələr	113
III FƏSİL ROT EFFEKTİN ÖLÇÜLMƏSİ ÜÇÜN TƏCRÜBİ ÜSULLARIN İŞLƏNMƏSİ	117
3.1. Məlumatların toplanması və işlənməsi sistemi	117
3.2. Sistematik xəta məbələrinin təyini	123
3.3. Təcrübi üsulun dəqiqliyinin hesablanması	124
3.4. Təcrübi təyin olunan kəmiyyətlərin təyini	126
3.5. Məlumatları işləmək üçün analiz proqramının yazılması	128
3.6. ROT effektin işarəsinin təyini	132
3.7. Nəticələr	134
IV FƏSİL NADİR NÜVƏ PROSESLƏRİNİN TƏDQIQI ÜÇÜN TƏCRÜBİ ÜSULLARIN İŞLƏNMƏSİ	137
4.1. Yüklü zərrəciklərin identifikasiyası	137
4.2. Modifikasiya olunmuş silisium əsaslı piksellə detektor – Timepix	139

4.3.	Yüklü zərrəcikləri qeyd etmək üçün çox-funksiyalı ΔE -E teleskopları	143
4.4.	Çoxfunksiyalı sinxronlaşdırma sisteminin işlənilib hazırlanması	145
4.5.	Məlumatları işləmək üçün ROOT əsaslı analiz proqramının yazılması	151
4.6.	Timepix detektorlarının enerjiyə və pikselə görə kalibrlənməsi	156
4.7.	ΔE detektorlarının enerjiyə görə kalibrlənməsi	163
4.8.	Təcrübi qurğunun hazırlanması və yoxlanılması	165
4.9.	Nəticələr	167
V FƏSİL	NADİR NÜVƏ PROSESLƏRİNİN TƏDQIQI	171
5.1.	^{252}Cf spontan mənbəyinin xarakteristikası	171
5.2.	İkiqat bölünmə fraqmentlərinin qeyd olunması	171
5.3.	Üçqat bölünmə məhsullarının qeyd olunması	172
5.4.	Dördqat bölünmə məhsullarının qeyd olunması	190
5.5.	“Psevdo” dördqat bölünmədə zərrəciklər arasında bucaqların simulyasiyası	197
5.6.	Nəticələr	205
VI FƏSİL	ANI QAMMA KVANTLARIN VƏ NEYTRONLARIN BUCAQ ANİZOTROPIYASININ ÖLÇÜLMƏSİ	208
6.1.	Qamma kvantların və neytronların bucaq anizotropiyasının ölçülmə üsulu	209
6.2.	Kənar təsirləri azaldan əmsalların təyin edilmə metodologiyası	211
6.3.	4 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma kvantların və neytronların bucaq paylanmasının ölçülməsi	212
6.4.	60 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma kvantların və neytronların bucaq paylanmasının ölçülməsi	215
6.5.	270 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma kvantların və neytronların bucaq paylanmasının ölçülməsi	216
6.6.	^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani γ -kvantların və neytronların bucaq paylanmasının neytronların enerjisindən asıllığı	217
6.7.	Nəticələr	220
VII FƏSİL	ANI QAMMA-KVANTLARA VƏ NEYTRONLARA GÖRƏ ROT EFFEKTİN TƏDQIQI	223
7.1.	4 meV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ROT effektin tədqiqi	223

7.2.	60 meV enerjili polyarlaşmış monoxromatik neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ROT effektin tədqiqi	227
7.3.	270 meV enerjili polyarlaşmış monoxromatik neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ROT effektin tədqiqi	229
7.4.	Bölünmə oxunun fırlanma bucağının təyin edilmə üsulu	234
7.5.	Ani qamma kvantların və neytronların bucaq paylanması ROT effektin baş vermə mexanizmi	236
7.6.	Bölünən nüvənin polyarlaşması ilə neytron selinin polyarlaşması arasında əlaqə	243
7.7.	Ani qamma kvantların bucaq paylanması ROT asimmetriyanın keyfiyyətə qiymətləndirilməsi	244
7.8.	Fırlanma bucağının enerjiden asılılığı	247
7.9.	Nəticələr	250
	NƏTİCƏ	254
	DİSSERTASIYANIN ƏSAS NƏTİCƏLƏRİ ÜZRƏ ÇAP OLUNMUŞ İŞLƏRİN SİYAHISI	257
	İSTİFADƏ EDİLMİŞ ƏDƏBİYYAT SİYAHISI	262
	İXTİSARLARIN VƏ ŞƏRTİ İŞARƏLƏRİN SİYAHISI	290
	TƏŞƏKKÜR	292

GİRİŞ

Mövzunun aktuallığı və işlənmə dərəcəsi. Ağır nüvələrin bölünməsi ən mürəkkəb nüvə reaksiyalarından biri olduğundan kəşf edilən dövrdən indiyə qədər geniş tətbiq sahəsi tapmasına baxmayaraq bu proseslər haqqında anlayışımızda və təklif olunan modellərdə hələ də çoxlu boşluqlar mövcuddur. Bu prosesləri tədqiq etmək yalnız əsas bölünmə fraqmentlərini tədqiq etməkdən ibarət olmayıb, ilkin nüvənin halından başlayaraq müxtəlif hallardan keçərək baş verən bölünmə prosesinin müxtəlif hallarını öyrənmək də nüvə fizikasının əsas tədqiqat sahələrindən biridir. Nüvənin bölünmə yolunda dinamikasını öyrənmək mürəkkəb məsələlərdən biri olduğundan illərdir davam edən tədqiqatlara baxmayaraq prosesi tam xarakterizə etmək üçün qismən tədqiq olunmuş proseslərlə yanaşı hələ də tədqiq olunmalı proseslər qalmaqdadır. Bölünmə prosesi zamanı zərrəciklərin emissiyası iki mərhələyə bölünə bilər: birinci mərhələdə zərrəciklər bölünmə nöqtəsinə gedərkən isti mürəkkəb nüvədən emissiya oluna bilər, ikinci mərhələdə isə hər bir bölünmə fraqmenti zərrəciklərin emissiyası ilə soyuya bilər. Çox qısa zaman ərzində ($\sim 10^{-21}$ san) baş verən bölünmə proseslərində bölünmənin müxtəlif mərhələlərini tədqiq etmək üçün əsas fraqmentlərin xassələrinin tədqiq olunması kifayət deyil. Bu mərhələlər birbaşa ölçmələr üçün əlçatmaz olduğundan bu zaman emissiya olunan bölünmə məhsullarını və onların müxtəlif korrelyasiyalarını qeyd etməklə belə konfigurasiyaları və formaları tədqiq etmək mümkündür. Başqa sözlə desək əsas bölünmə fraqmentlərinin xassələrindən (kütləyə və yükə görə paylanması və onların çıxımı) başqa qırılma anında və ondan dərhal sonra emissiya olunan qamma şüaların, neytronların və yüklü zərrəciklərin xassələrinin öyrənilməsi vacibdir.

Üçqat bölünmə prosesini tədqiq etmək üçün yaranan yüklü zərrəciklərin çıxımını və enerji spektrlərinin ölçülməsi ilə yanaşı üç cisim bölünməsinin tam kinematik təsvirinə nail olmaq məqsədi ilə üçqat zərrəciklər və bölünmə fraqmentləri arasında bucaq və enerji korrelyasiyalarının öyrənilməsi üzrə tədqiqatlar aparılmışdır. Müxtəlif spontan və təsir ilə bölünən aktinoidlər üçün müxtəlif üçqat zərrəciklərin enerji spektrləri və çıxımları müxtəlif müəlliflər tərəfindən tədqiq edilmişdir. Bir sıra

tədqiqatların aparılmasına baxmayaraq qeydetmə sistemlərinin məhdud imkanlarına görə heç bir təcrübədə geniş zərrəcik oblastında və yüksək statistik təcrübələr aparılmamışdır. Əsasən də alfa zərrəciklərdən yüngül zərrəciklərin xassələri sual olaraq qalmaqdadır. Bundan əlavə aparılan təcrübələrdə standart detektorlar istifadə edildiyindən müxtəlif həyəcanlanma hallarından parçalanan zərrəciklərin xassələri öyrənilməmişdir. Nadir nüvə prosesləri bölünmə anında fırlanan nüvənin tədqiqi üçün də istifadə edilə bilər. Neytron spin çevirmə metodunu tətbiq etməklə üçqat α -zərrəciklərin emissiyasında indiyədək məlum olmayan asimmetriya müşahidə edilmişdir. "ROT" effekt (ingiliscə: rotation of fission axis) adlandırılan bu hadisə bölünmə oxunun polyarlaşmış neytronların spininə perpendikulyar müstəvidə dönməsi kimi izah edilmişdir. ^{233}U nüvəsinin üçqat α -zərrəciklərinin polyarlaşmış neytronlar tərəfindən bucaq paylanması ROT effekt üçün ^{235}U nüvəsi ilə müqayisədə eyni işarə alınsa da effektin qiyməti daha kiçik olmuşdur. Üçqat bölünmədə bölünən nüvənin fırlanma təsirinin təsviri ona görə çətinləşir ki, bölünən nüvənin təxminən bölünmə anında emissiya olunan α -zərrəcik də orbital impuls əldə edir. Bundan əlavə, onun hərəkətinə uçan fraqmentlərin elektrik sahəsi əhəmiyyətli dərəcədə təsir göstərir. Ona görə də üçqat bölünmədə ROT effekti model parametrləri və trayektoriya hesablamaları olmadan klassik yaxınlaşmada təsvir etmək çətinidir. Mövcud kvant modelləri ROT effektin mövcudluğunu izah edir, lakin onun qiymətini izah edə bilmir. Oxşar effektin digər bölünmə məhsullarının (qamma şüalar və ya neytronlar) bucaq paylanmasında da ölçülməsi model parametrlərindən və trayektoriya hesablamalarından azad olmağa gətirib çıxara bilər və onun nəzəri təsviri daha sadələşər.

Polyarlaşmış soyuq neytronların təsiri ilə ^{233}U və ^{235}U nüvələrin ikiqat bölünməsində ani qamma kvantların və neytronların bucaq paylanmasında da ROT effekt müşahidə olunmuşdur. Bu halda ölçülən ROT effektin üçqat bölünmədə α -zərrəciklərin emissiyası zamanı alınan ROT effektin qiymətindən kiçik olmuşdur. Bundan əlavə, iki uran izotopu üçün alınan ROT asimmetriyanın işarələrinin əks olduğu aşkar edilmişdir. Müasir modellərə görə hər hansı bölünmə məhsullarının, o cümlədən üçqat bölünmədə emissiya olunan α -zərrəciklərinin bucağa görə

paylanmasında ROT effektin işarələri üst-üstə düşməlidir. İşarədə aşkar edilmiş uyğunsuzluqlar göstərir ki, ya təcrübələrin nəticələri kifayət qədər düzgün deyil, ya da ROT effekti izah etmək üçün təklif olunan model doğru deyil və müxtəlif bölünmə sistemləri üçün effektin belə baş verməsinə səbəb olan başqa bir mexanizm var. Hal-hazırda əsas suallardan biri iki çox oxşar uran izotopu (^{233}U və ^{235}U) üçün ani qamma şüaların və neytronların bucağa görə paylanmasında ROT asimmetriyanın işarələrinin nə üçün fərqli olmasını araşdırmaqdır. Bəzi müəlliflərə görə bu fərqlin səbəbi qonşu neytron rezonanslarına müdaxilə edən müxtəlif faza amilləridir. Hər halda bu məsələyə aydınlıq gətirmək vacib görünür. Aydındır ki, bu suala cavab verməyin yolu, ROT effektin müxtəlif enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə baş verən bölünmədə ölçülməsidir. Bu asılılığın tədqiqi nüvənin polyarlaşmasının fraqmentlərin fırlanma momentinə keçməsi kimi bölünmə mexanizmini anlamağa kömək edə bilər. Hazırda ROT effekti təsvir edə bilən bir neçə nəzəri model mövcuddur. Bu modellər ROT effekti təsvir etmək üçün iki əsas fərqli yanaşmadan istifadə edir: klassik və kvant. Klassik modeldə üçqat bölünmə prosesini iki ardıcıl mərhələyə bölmək mümkün olmadığından trayektoriya hesablamalarından istifadə edilir. Kvant yaxınlaşması isə ROT effekti izah etsə də başlanğıc qiymətlərin çatışmazlığı çətinliklər yaradır. Bəzi təklif olunan modellərə görə ROT effektin qiyməti A. Bor tərəfindən təqdim edilən bölünmə kanallarını xarakterizə edən J və K kvant ədədlərindən (fırlanma momenti və onun deformasiya oxu üzrə proyeksiyası) asılıdır. İndiyədək bir neçə bölünmə kanalının naməlum çəkilərlə qarışdırıldığı zaman soyuq polyarlaşmış neytronlarla bölünmədə effekt tədqiq olunmuşdur. Müxtəlif enerjili polyarlaşmış neytron enerjilərində aparılacaq ölçmələr müxtəlif spin vəziyyətlərini aydınlaşdırmağa və əldə etməyə imkan verəcəkdir. Bundan əlavə, mürəkkəb nüvənin rezonans vəziyyətlərində ROT effektinin ölçülməsi xüsusi maraq doğurur. Əgər həqiqətən də ROT effekt J=3 və J=4 hallarına uyğun gələn ən kəsikdən asılıdırsa $^{236}\text{U}^*$ üçün spinlə ayrılmış bölünmə kəsiyinə əsasən birinci təcrid olunmuş rezonans mövqeyində udma en kəsiyinin spindən asılı töhfəsi işarəni dəyişməli və ya effekt kəskin azalmalıdır.

Dissertasiya işində fraqmentlərin və bölünmə məhsullarının xüsusiyyətləri

arasında korrelyasiyaları və bölünmə məhsullarının emissiyasının müxtəlif xassələri tədqiq edilərək yuxarıda qeyd edilmiş məsələlər geniş tədqiq olunaraq izah edilmiş və kəsilmə nöqtəsində bölünmənin dinamikasını izah etmək üçün mühüm nəticələr alınmışdır.

Tədqiqat obyektı və predmeti:

99.99% zənginləşdirilmiş 10 və 500 kBk aktivlikli ^{252}Cf spontan və 99.99% zənginləşdirilmişdir 80 mg kütləli $^{235}\text{U}_2\text{O}_3$ mənbələri və ^{252}Cf nüvəsinin spontan, ^{235}U nüvəsinin isə müxtəlif enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə bölünməsi zamanı baş verən bölünmə prosesləri və effektləri, bu zaman yüklü zərrəciklərin, ani γ -kvantaların və neytronların bucaq korrelyasiyası, bu korrelyasiyalarda baş verən asimmetriyalar və müxtəlif enerjili polyarlaşmış neytronların effektlərə təsirinin öyrənilməsidir.

Dissertasiya işinin məqsəd və vəzifələri:

^{252}Cf və ^{235}U nüvələrinin spontan və təsirlə bölünməsi zamanı bölünmə məhsullarının bucaq paylanmalarının, anizotropiyalarının, enerji paylanmalarının və çıxımlarının tədqiq edilməsi ilə bölünmə anında bölünmənin dinamikasının öyrənilməsidir.

Tədqiqat metodları:

Təcrübədə bölünmə məhsullarını qeyd etmək üçün çox sektorlu çox-simli mütənasib sayğac, ssintiyasiya detektorları və silisium əsaslı piksellı detektordan istifadə edilməklə $\Delta E-E$ və uçuş müddəti metodlarından və neytronların polyarlaşdırılması üçün ^3He əsaslı spin filtrlərdən, ^3He qazının polyarizasiyasını saxlamaq üçün yüksək bircins maqnit sahəsinə malik yüksək maqnit nüfuzluqlu metaldan hazırlanmış maqnit ekranlarından və neytronların polyarlaşma istiqamətini idarə etmək üçün maqnit qoruyucusuna malik flipper qurğularından istifadə edilmişdir.

Tədqiqat işində göstərilmiş məqsədlərə nail olmaq üçün aşağıdakı məsələlərin həlli qarşıya qoyulmuşdur:

- Yüklü zərrəcikləri qeyd etmək üçün koordinata həssas çox-funksiyalı $\Delta E-E$ yüklü zərrəcik teleskoplarının və onlar əsasında qeydetmə sistemin işlənilib

hazırlanması;

- Polyarlaşmış neytronların spininin istiqamətinin idarə edilməsi üçün spin-flipper qurğusunun hazırlanması;

- Qeyd-etmə sisteminin effektivliyinin artırılması üçün 10 sektorlu koordinata həssas çox simli mütənasib sayğacın işlənib hazırlanması;

- ROT effektin tədqiqi üçün ssintilyasiya və fraqment detektorlarından ibarət qeydetmə sisteminin işlənib hazırlanması;

- Çoxfunksiyalı və cəld sinxronlaşdırma sisteminin hazırlanması;

- Nəticələrin analizi üçün çox alqoritmlə analiz proqramının yazılması;

- ^{252}Cf nüvəsinin bölünməsi zamanı üçqat bölünmə prosesinin tədqiqi;

- ^{252}Cf nüvəsinin bölünməsi zamanı dördqat bölünmə prosesinin tədqiqi;

- 4 meV, 60 meV və 270 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma şüalar və neytronlar üçün bucaq paylanmalarının ölçülməsi;

- 4 meV, 60 meV və 270 meV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma şüalar və neytronlar üçün ROT asimetriyaların ölçülməsi;

- 4 meV, 60 meV və 270 meV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma şüalar və neytronlar üçün fırlanma bucağının təyini;

- ROT effektin polyarlaşmış neytronların enerjisindən asılılığının tədqiqi;

- ROT effektin izahı üçün modelin işlənməsi;

Müdafiəyə çıxarılan əsas elmi müddəalar aşağıdakılardan ibarətdir:

- ^{252}Cf nüvəsinin spontan bölünməsi zamanı üçqat bölünmə zərrəciklərinin enerjilərinin və çıxımlarının təyini;

- ^{252}Cf nüvəsinin spontan bölünməsi zamanı dördqat bölünmə zərrəciklərinin enerjilərinin və çıxımlarının təyini;

- 4 meV, 60 meV və 270 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma şüalar və neytronlar üçün bucağa görə paylanma

spektrlərinin ölçülməsi;

- 4 meV, 60 meV və 270 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma şüalar və neytronlar üçün ROT asimmetriya əmsalının təyini;
- 4 meV, 60 meV və 270 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma şüalar üçün bölünmənin fırlanma bucağının təyini;
- Bölünmə oxunun dönmə bucağının (ROT effekt) polyarlaşmış neytronların enerjisindən asılılığının öyrənilməsi;
- ROT effektin izahı üçün fiziki modelin verilməsi;
- Yüklü zərrəcikləri qeyd etmək üçün koordinata həssas çox-funksiyalı qeydetmə sisteminin və uyğun çox-funksiyalı cəld sinxronizasiya sisteminin hazırlanması;
- ROT effektin tədqiqi üçün ssintilyasiya detektorlarından və çox sektorlu koordinata həssas mütənasib sayğacdən ibarət qeydetmə sisteminin hazırlanması;
- Polyarlaşmış neytronların spininin istiqamətinin idarə edilməsi üçün spin-flipper qurğusunun və polyarlaşma dərəcəsini qorumaq üçün kənar maqnit sahələrinin mövcudluğunda istiqamətləndirici sahənin dayanıqlığını təmin edən μ -metaldan ibarət maqnit ekranların hazırlanması;

Tədqiqat nəticəsində əldə edilən elmi yeniliklər aşağıdakılardan ibarətdir:

1. ^{252}Cf nüvəsinin spontan bölünməsi zamanı sıra nömrəsi $Z=1\div 5$ intervalında olan üçqat bölünmə zərrəciklərinin enerjiləri $8.6(2)\div 32(4)$ MeV, çıxımları isə ikiqat bölünməyə nəzərən $5.54(1.17)\cdot 10^{-6}\div 3.82(7)\cdot 10^{-3}$ intervalında olub ən çox ehtimala malik alfa zərrəciklərin emissiya bucağı $84(2)^0$ təyin edilmişdir. Alınan təcrübi nəticələrə və mövcud olan modellərə əsasən bu zərrəciklərin bölünmə anında yarandığı və əsas bölünmə fraqmentlərinin Kulon qarşılıqlı təsiri nəticəsində yüngül fraqmentə nəzərən emissiya meyli müşahidə edilir.
2. ^{252}Cf nüvəsinin spontan bölünməsi zamanı həqiqi dördqat bölünmə prosesində

yardan (α, α) cütlərinin enerjilərinin 14.3(9) MeV, çıxımlarının isə $0.6(2) \cdot 10^{-6}$ təyin edilməklə belə bölünmənin ehtimalının üçqat bölünməyə nəzərən daha az olduğu göstərilmişdir.

3. “Psevdo” dördqat bölünmə zamanı yaranan (α, α) və (α, t) cütləri arasında bucaqlar simulyasiya edilməklə və təcrübi təyin olunmaqla bu cütləri yardan əsasən enerji səviyyəsi 0.092 MeV olan əsas və 3.04 MeV birinci həyəcanlanmış hallarda dayanıqsız olan ^8Be nüvəsinin və ikinci enerji səviyyəsi 2.16 MeV olan dayanıqsız ^7Li izotopunun parçalanmasından yarandığı təyin edilmiş, onların cəm enerjiləri uyğun olaraq 22.76(90) MeV, 23.46(25) MeV, 19.25(34) MeV, ikiqat bölünməyə nəzərən çıxımları isə $7.1(9) \cdot 10^{-6}$, $0.8(2) \cdot 10^{-6}$, $0.2(1) \cdot 10^{-6}$ təyin edilmişdir. Bu o deməkdir ki, dörd fraqmentin qeyd edilməsi kimi müşahidə olunan bu bölünmə prosesi dolaylı yolla baş verir.
4. Nadir nüvə proseslərini tədqiq etmək üçün eyni zamanda enerji, koordinat, zaman və zərrəciklərin növü haqqında məlumat almağa və 1 ns zaman dəqiqliyi ilə sistemi sinxronlaşdırmağa imkan verən qeydetmə sistemi işlənib hazırlanmışdır. Qeydetmə sisteminin enerji ayırdetməsi 5 MeV alfa zərrəciklər üçün 1%, koordinata görə həssaslığı 10 μm , zamana görə ayırdetməsi 1 ns, identifikasiya gücü isə protondan karbona kimi yüklü zərrəcikəri və izotopları ayırdetməyə imkan vermişdir.
5. 4 meV, 60 meV və 270 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma şüalar üçün anizotropiya əmsalının enerjiden asılı olaraq dəyişmədiyi və onun orta qiymətinin $A = 0.156 \pm 0.009$ bərabər olması fırlanma momentinə malik həyəcanlanmış nüvədən qamma şüaların emissiyasının izotrop olmadığı və bölünmə oxu iti qamətində emissiyanın üstünlük təşkil etdiyi məlum olmuşdur.
6. 4 meV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma şüalar üçün ROT asimmetriya əmsalı uyğun olaraq $R_\gamma = (-17.9 \pm 1.6) \cdot 10^{-5}$ təyin edilmişdir. Asimmetriyanın qiymətinin yüksək olması bu neytron enerjisində $J=4$ halına uyğun gələn parsial bölünmə en kəsiyinin ($\sigma=960$ barn) $J=3$ halına uyğun gələn en kəsikdək ($\sigma=550$ barn) böyük olması yəni,

bölünmənin $J=4$ halına uyğun gələr kanallardan daha çox baş verməsi ilə izah olunur.

7. 60 meV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma şüalar üçün ROT asimetriya əmsalının uyğun olaraq $R_\gamma = (-17.2 \pm 2.8) \cdot 10^{-5}$ təyin edilmişdir. Bu enerjiddə parçalı bölünmə en kəsikləri azalsa da onların nisbəti dəyişmədiyindən 4 meV enerjili polyarlaşmış neytronlarla alınmış nəticə ilə müqayisədə asimetriya dəyişmir. Başqa sözlə bu neytron enerjisində $J=4$ halına uyğun gələn parçalı bölünmə en kəsiyinin ($\sigma=225$ barn) $J=3$ halına uyğun gələn en kəsikdək ($\sigma=105$ barn) böyük olması yəni, bölünmənin $J=4$ halına uyğun gələr kanallardan daha çox baş verməsi ilə izah olunur.
8. 270 meV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma şüalar üçün təyin edilmiş ROT asimetriya əmsallarının qiymətinin $R_\gamma = (-5.2 \pm 2.5) \cdot 10^{-5}$ digər enerjilərlə müqayisədə xətlər daxilində təqribən 2 dəfə kiçik alınması $J=3$ və $J=4$ halına uyğun gələn en kəsiklərinin təqribən bərabər $\sigma(J=3) = 93$ barn və $\sigma(J=4) = 88$ barn ilə izah edilmişdir.
9. 4 meV, 60 meV və 270 meV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma şüaların bucaq asimetriyasına görə bölünmə oxunun fraqmentlərin uçuş istiqamətinə nəzərən uyğun olaraq $\delta=0.103 \pm 0.028^0$, $\delta=0.069 \pm 0.008^0$, $\delta=0.021 \pm 0.009^0$ bucağı qədər döndüyü və müsbət olduğu aşkar edilmişdir. İlk dəfə təcrübə olaraq müəyyən edilmişdir ki, indiksiya edici neytronların enerjisindən asılı olaraq ROT effektin işarəsi dəyişmir, mürəkkəb trayektoriya hesablamalarından asılı olmayaraq təyin edilmiş qiyməti isə azalır. Azalmanın səbəbi verilmiş neytron enerjisində diferensial bölünmə en kəsiklərinin nisbətindən ($\sigma_f(J+)/\sigma_f(J_-)$) enerjiddən asılı olaraq azalması və yaranan fırlanan mürəkkəb nüvə sisteminin neytronun polyarizasiya oxu ətrafında “saat əqrəbi” istiqamətində effektiv fırlanma tezliyinin “+” işarəyə malik olması və verilmiş neytron enerjisində $\sigma_f(J_+)$ diferensial bölünmə en kəsiyinin $\sigma_f(J_-)$ en kəsiyindən böyük olmasıdır.
10. Ani qamma şüaların emissiyası zamanı baş verən ROT effektin izahı üçün modelin işlənməsi təklif edilmişdir. Modelə görə fırlanma momentinin saxlanması

qanununa əsasən, bölünən nüvənin deformasiya oxunun ilkin istiqamətinə görə fraqmentin fırlanma momentinin (spin) istiqaməti eyni qalır, bölünmə oxu isə δ bucağı qədər dönmür ki, təcrübə olaraq bu dönmə neytronun polyarlaşmasından asılı olaraq qamma şüaların bucaq paylanmasının fraqmentin emissiya istiqamətinə uyğun dəyişməsi kimi müşahidə edilir.

11. ^3He -un polyarlaşmasını 100 saat saxlamağa imkan verən kənar maqnit sahələrinin mövcudluğunda istiqamətləndirici sahənin dayanıqlığını təmin edən müxtəlif μ -metal (permalloy) maqnitostatik ekranlar və polyarlaşmış neytronların spininin istiqamətinin idarə edən, spinin istiqamətini lazım olan zaman müddətində dəyişən və ətraf mühitin maqnit sahəsinin spinə təsirini kompensasiya edə bilən spin-flipper qurğusu işlənib hazırlanmışdır.
12. ROT effekti tədqiq etmək üçün CF_4 qazı ilə 0.1–10 mBar təzyiqdə işləyən və 112.4° bucaq altında emissiya olunan fraqmentlərin qeyd edilməsinə imkan verən 1 mm dəqiqliyə malik koordinata həssas on sektorlu çox simli mütənasib sayğacdan və 12 ədəd ssintilyasiya detektorundan ibarət qeydetmə sistemi işlənib hazırlanmışdır.

İşin nəzəri və praktiki əhəmiyyəti:

Görülən tədqiqatların nəticələri yüksək elmi və praktiki əhəmiyyətə malikdir. Dissertasiya işində bölünmə məhsullarının (neytronların, γ -şüalarının və yüklü zərrəciklərin) müxtəlif korrelyasiyaları üzrə təcrübələr aparılmışdır ki, bu da bölünmə prosesi haqqında biliklərimizi genişləndirmişdir. Alınan nəticələr göstərmişdir ki, nadir nüvə proseslərinin tədqiqi bölünmə prosesinin ən mürəkkəb mərhələsi olan bölünmə anında bölünmənin dinamikasını və kinematikasını tədqiq etmək üçün üsul kimi istifadə edilə bilər. Ona görə də alınan nəticələr mövcud olan nəzəri modellərin yoxlanılması və genişləndirilməsi üçün vacibdir. Anı qamma kvantların və neytronların bucaq paylanmasında bölünən nüvənin fırlanma effektinin qiymətinin və işarəsinin bölünməyə səbəb olan neytronların enerjisindən asılılığı nüvənin polyarlaşmasının fraqmentlərin fırlanma momentinə çevrilməsi kimi bölünmə mexanizmini ətraflı başa düşməyə imkan verəcəkdir. İnduksiya edici neytronların müxtəlif enerjilərində ölçmələr müxtəlif spin vəziyyətlərini aydınlaşdırmaqla yanaşı

J və K kanallarının tövhələri haqqında “təmiz” məlumat əldə etməyə imkan verir. Bundan əlavə alınan nəticələr yeni nəsil daha təhlükəsiz nüvə reaktorlarının qurulması, işlənmiş nüvə yanacaqlarının saxlanması üçün hesablamalarda və mövcud olan nüvə kodlarının genişləndirilməsində istifadə edilə bilər.

Dissertasiya işinin aprobasiyası və tətbiqi:

Dissertasiya işi müxtəlif materiallar üzrə beynəlxalq konfranslarda məruzə və müzakirə edilmişdir. Alınmış nəticələr beynəlxalq və ölkədaxili elmi seminar və konfranslarda aşağıda qeyd olunan məruzələr şəklində təqdim olunmuşdur.

- Neytronların Nüvələrlə Qarşılıqlı Təsirinə dair 23-cü Beynəlxalq Seminar: “Fundamental Qarşılıqlı Təsirlər və Neytronlar, Nüvənin Strukturu, Ultrasoyuq Neytronlar, Əlaqədar Mövzular” (2015, Dubna - Rusiya)

- Nüvə Fizikası İnstitutunun 60 illik yubileyinə həsr olunmuş “Nüvə Elmi və Texnologiyası” Beynəlxalq Elmi Forumu (2017, Almatı - Qazaxıstan)

- Neytronların Nüvələrlə Qarşılıqlı Təsirinə dair 25-ci Beynəlxalq Seminar: “Fundamental Qarşılıqlı Təsirlər və Neytronlar, Nüvənin Strukturu, Ultrasoyuq Neytronlar, Əlaqədar Mövzular” (2017, Dubna - Rusiya)

- “Nəzəriyyə-4” Nüvənin bölünməsinin dinamikası və sürətli neytronların və gamma şüalarının emissiyasına dair elmi seminar (2017, Varna - Bolqarıstan)

- Neytronların Nüvələrlə Qarşılıqlı Təsirinə dair 26-cı beynəlxalq seminar: “Fundamental Qarşılıqlı Təsirlər və Neytronlar, Nüvənin Strukturu, Ultrasoyuq Neytronlar, Əlaqədar Mövzular” (2018, Xi'an - Çin)

- “Aluşta-2018” gənc alim və mütəxəssislərin 7-ci illik konfransı (2018, Aluşta - Ukraniya);

- “Nüvə 2018” Nüvə Spektroskopiyası və Atom Nüvəsinin Strukturu üzrə 68-ci Beynəlxalq Elmi Konfrans – “Nüvə Fizikası, Atom Enerjisi və Nüvə Texnologiyasının Fundamental Problemləri” (2018, Voronej - Rusiya)

- Radiasiya Görüntü Dedektorları üzrə Beynəlxalq seminar, iWoRID-20 (2018, Sundsvall-İsveç)

- Neytronların Nüvələrlə Qarşılıqlı Təsirinə dair 27-ci beynəlxalq seminar:

“Fundamental Qarşılıqlı Təsirlər və Neytronlar, Nüvənin Strukturu, Ultrasoyuq Neytronlar, Əlaqəli Mövzular” (2019, Dubna - Rusiya)

- “Nüvə 2019” Nüvə Spektroskopiyası və Atom Nüvəsinin Strukturu üzrə 68-ci Beynəlxalq Elmi Konfrans – “Nüvə Fizikası, Atom Enerjisi və Nüvə Texnologiyasının Fundamental Problemləri” (2019, Dubna - Rusiya)

- “ECNS 2019” Neytron Səpilməsi üzrə Avropa Konfransı (2019, Sankt-Peterburq - Rusiya)

- MLZ istifadəçilərinin yığıncağı 2020 (2020, Qarxinq – Almaniya)

- Radiasiya Görüntü Dedektorları üzrə Beynəlxalq seminar, iWoRID-22 (2021, onlayn)

- Neytronların Nüvələrlə Qarşılıqlı Təsirinə dair 28-ci beynəlxalq seminar: “Fundamental Qarşılıqlı Təsirlər və Neytronlar, Nüvənin Strukturu, Ultrasoyuq Neytronlar, Əlaqəli Mövzular” (2021, Dubna - Rusiya)

- MLZ istifadəçilərinin yığıncağı 2021 (2021, Qarxinq - Almaniya)

- Radiasiya Görüntü Dedektorları üzrə Beynəlxalq seminar, iWoRID-23 (2022, riva del Garda, İtaliya)

Çap edilmiş işlər:

Dissertasiyanın mövzusu üzrə 30 elmi iş dərc olunmuşdur. Bu işlərdən 16-sı AAK tələblərinə cavab verən jurnallarda, digərlərinin isə Beynəlxalq konfrans və seminarlarda müzakirəsi aparılmış və tezislər şəklində dərc edilmişdir.

Dissertasiya işinin yerinə yetirildiyi təşkilatın adı:

Təqdim edilən dissertasiya işi Azərbaycan Respublikasının Nəqliyyat, Rabitə və Yüksək Texnologiyalar Nazirliyi tabeliyində “Milli Nüvə Tədqiqatları Mərkəzi” Qapalı Səhmdar Cəmiyyətinin “Nüvə fizikası” şöbəsində Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası Radiasiya Problemləri İnstitutu, Beynəlxalq Hökumətlərarası Birləşmiş Nüvə Tədqiqatları İnstitutu, Almaniyanın Münxen Universitetində yerinə yetirilmişdir.

Dissertasiyanın quruluşu və həcmi. Dissertasiya işi titul səhifəsi-1 səhifə, mündəricat - 3 səhifə (3524 işarə), giriş - 12 səhifə (20337 işarə), 1-ci fəsil - 58 səhifə

(90632 işarə), 2-ci fəsil - 42 səhifə (52911 işarə), 3-cü fəsil - 20 səhifə (27624 işarə), 4-cü fəsil - 34 səhifə (40677 işarə), 5-ci fəsil - 37 səhifə (46514 işarə), 6-cı fəsil - 15 səhifə (20440 işarə), 7-ci fəsil - 31 səhifə (39777 işarə), əsas nəticələr - 3 səhifə (5263 işarə), dissertasiyanın əsas nəticələri üzrə çap olunmuş işlərin siyahısı - 5 səhifə (8199 işarə) və 299 adda istifadə edilən ədəbiyyat siyahısı - 28 səhifə (45477 işarə), şərti işarələrin siyahısı - 2 səhifə (1423 işarə) və təşəkkür – 1 (1758 işarə) olmaqla ümumilikdə 292 səhifədən, o cümlədən 212 kompüter çap səhifəsi (334980 işarə), 146 şəkil və 8 cədvəldən ibarətdir. Dissertasiyada mövcud olan ümumi işarələrin həcmi 405065.

I FƏSİL

NÜVƏNİN BÖLÜNMƏ PROSESLƏRİ

Nüvənin bölünməsi çox mürəkkəb proses olub təqribən 80 il əvvəl kəşf edildiyi vaxtdan indiyə kimi nüvə fizikasının əsas istiqamətlərindən biridir. Bu fəslin məqsədi nüvə bölünmələrini hərtərəfli təqdim etmək deyil, sonrakı fəsillərdə təqdim olunan təcrübələri və alınan nəticələrin izahlarını başa düşmək üçün bölünmə prosesi haqqında məlumat verməkdir. Burada bölünmənin ümumi xüsusiyyətləri və dissertasiya işinin əsas nəticələrini başa düşmək üçün vacib olan məlumatlar təqdim olunmuşdur.

1.1. Nüvənin təsirlə və spontan bölünməsi

Nüvə reaksiyalarına xüsusi ilə nüvə bölünmələrinə maraq Fermi və onun əməkdaşlarının neytronların ağır nüvələr tərəfindən udulduğu zaman yeni radioaktiv izotopların əmələ gəldiyini kəşf etdikdən sonra ortaya çıxmışdır [86, s. 483, 79, s. 20]. Fermi aşkar etmişdir ki, uran kimi ağır element neytronları udduqda, uranın atom kütləsindən daha ağır atom kütləsinə malik yeni elementlər əmələ gəlir. Digər alimlərin də bu işə çox maraq göstərmələri və apardığı tədqiqatlar Hahn və Strassmanın uran elementinin neytronlarla bombardmanı zamanı daha kiçik atom sıra nömrələrinə malik yeni radioaktiv elementlərin əmələ gəldiyini kəşf etmələrinə gətirib çıxarmışdır [121, s. 11, 85, s. 158]. Meitner və Frisch öz eksperimental işlərindən aşkar etmişdilər ki, uran nüvəsi bir neytronu udduqdan sonra demək olar ki, bərabər iki hissəyə bölünür [196, s. 239, 248, s. 2]. Bu proses, nüvə bölünməsi adlandırılmışdır. Bölünmə prosesinin mövcudluğu Niels Bohr və Jon Viler tərəfindən maye damcı modelindən (MDM) istifadə edərək aparılan kəmiyyət hesablamaları ilə daha da təsdiqini tapmışdır [50, s. 430, 156, s. 1].

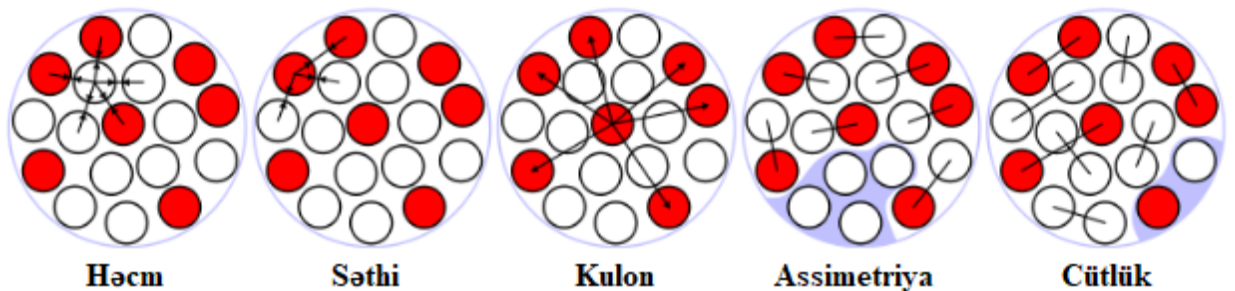
Bölünmə reaksiyaları təsirlə (müxtəlif zərrəciklərin təsiri ilə) və spontan bölünmə reaksiyaları kimi təsnif edilə bilər [133, s. 1-3]. Təsirlə bölünmə zamanı çox

aşağı enerjili neytron uran nüvəsi tərəfindən udularaq onun həyəcanlanmasına səbəb olur. Həyəcanlanan nüvə qeyri-sabit olduğundan neytronu udduqdan sonra əldə edilən artıq enerji hesabına bölünür. Spontan bölünmə ilk dəfə G.N. Flerov və K.A. Petrzhak 1940-cı ildə nüvənin neytronlar və ya hər hansı digər zərrəciklər tərəfindən induksiya edilmədən də bölünmə prosesin baş verə biləcəyini kəşf etmişdirlər [87, s. 89, 88, s. 475, 197, s. 245-250].

Nüvənin bölünməsi mürəkkəb proses olduğundan bu prosesi izah etmək üçün bir neçə model təklif edilmişdir. İlk model olan nüvənin damcı modelinin nəzəriyyəsi 1939-cu ildə N. Bor və J.A. Viler və həmçinin müstəqil olaraq Frenkel tərəfindən verilmişdir [50, s. 430, 94, s. 987].

Nüvənin maye damcısı kimi təsviri C.F. von Veyzaker-in (1.1.1) tənliyi ilə verilən yarım empirik kütlə düsturu (YEKD) [244, s. 85, 4, s. 25, 75, s. 42, 153, s. 96, 228, s. 115] ilə ifadə olunur. Bu ifadə Z proton sayı və neytron sayı N olan A kütləli nüvənin E_b bağlı enerjisini təsvir edir. İfadəyə həcm, səth, kulon və assimetriya enerjisi kimi daxil olan hədlər müvafiq olaraq şəkil 1.1.1-də təsvir edilmişdir.

$$E_b(A, Z) = a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c Z(Z - 1) A^{-\frac{1}{3}} - a_A \frac{(A - 2Z)^2}{A} + a_p \delta(A, Z) A^{-\frac{1}{2}} \quad (1.1.1)$$



Şəkil 1.1.1. Veyzaker düsturunda müxtəlif hədlərin sxematik təsviri [277, s. 12, 109, s. 11-19].

Birinci hədd nüvənin həcminə mütənasib olan ($a_v \cdot A$) həcm həddidir. İlkin yaxınlaşmada nüvənin həcmi artdıqca, bağlanma enerjisi də artır. Hər bir nuklon nüvədəki digər nuklonlarla birləşdiyindən ümumi bağlı enerji nuklonların sayına (A) mütənasibdir. Əgər hər bir nuklon digər bütün nuklonla qarşılıqlı təsirdə olsaydı $A(A-1)$ doğru olardı. Həcm həddi nüvənin kənarındakı nuklonların o qədər çox

qonşusunun olduğunu nəzərə almır.

İkinci hədd ($a_s A^{\frac{2}{3}}$) - səth həddidir. Həcm həddi nüvənin kənarındakı nuklonların o qədər çox qonşusunun olduğunu nəzərə almadığından səthin sahəsinə mütənasib olan səth həddinin ($A^{2/3}$) çıxılaraq daxil edilməsi lazım gəlir. Nüvənin kənar tərəflərində olan nuklonlar daha az digər nuklonlarla qarşılıqlı əlaqədə olması və beləliklə, bağlı enerjiyə çox təsir göstərə bilmir.

Üçüncü hədd ($a_c Z(Z - 1)A^{-1}$) - Kulon həddidir. Bağlı enerji həmçinin bir-birini itələyən müsbət yüklü protonların itələmə qüvvəsini də əhatə etməlidir. Kulon qüvvəsinin təsir diapazonu hər bir protonun nüvədəki digər protonlarla qarşılıqlı əlaqədə olması üçün kifayət qədər böyük olduğundan və yükün nüvədə bərabər paylanması gözlənilmədiyi üçün bu hədd $Z(Z - 1)/A^{1/3}$ ilə mütənasibdir. Z protonları arasında fərqli qarşılıqlı təsirlərin sayı $Z(Z - 1)$ olduğundan bu termin $1/r$ asılılığına malik Kulon potensialını nəzərə almaq üçün $A^{1/3}$ ilə tərs mütənasib olmaqla yanaşı $Z(Z - 1)$ -ə düz mütənasibdir.

Bu nöqtədə həcm, səth və kulon şərtləri daxil olmaqla yarı-empirik kütlə düsturu Kulon itələməsi olmayan nüvələr üçün daha doğrudur, yəni yalnız neytronlardan ibarət nüvələr üçün. Bununla belə, əksər nüvələr üçün $Z \approx A/2$ olduğundan əlavə hədlər nəzərə almaq lazımdır. Bu hədlər maye-damcı modelindən əldə olunan makroskopik xüsusiyyətlərdən deyil nüvənin mikroskopik xüsusiyyətlərindən asılıdır. Bu hədlər asimmetriya və cütləşmə hədləridir.

Dördüncü hədd ($a_A \frac{(A-2Z)^2}{A}$) - asimmetriya həddidir. Asimmetriya həddi nüvə daxilində nuklonlar enerji səviyyələrini doldurarkən Pauli prinsipinə görə $N = Z$ olan nüvənin stabilliyini nəzərə alır. Neytronların (N) və protonların (Z) sayı arasında böyük uyğunsuzluq daha yüksək enerji vəziyyəti ilə nəticələnir. Bu asimmetriya termininin əhəmiyyəti daha yüngül nüvələr üçün $Z = A/2$ üstünlük təşkil etməklə yanaşı artan Kulon itələmə qüvvəsini aradan qaldırmaq üçün daha çox neytron tələb edən daha ağır nüvələr üçün azalmalıdır. Buna görə də asimmetriya həddi $(A-2Z)^2/A$ mütənasib seçilmişdir.

İfadədəki son hədd, sabit konfigurasiyalar üçün nuklonların cüt-cüt birləşməyə

meylli olduğunu nəzərə almaq üçündür. Bu hədd tək sayda nuklonlara tətbiq olunmur. Lakin tək N və Z-ə malik yalnız dörd nüvə (^2H , ^6Li , ^{10}B və ^{14}N), cüt N və Z malik isə kifayət qədər çox (167-dən çox) nüvə var. Şəkil 1.1.1-də bu cütləşmə enerjisinin necə paylandığını müşahidə etmək olur. Cütləşmə termini (δ) bağlı enerjiyə çox kiçik, lakin vacib təsir göstərir. Bu termin “cüt-cüt” nüvələrin artan sabitliyini təmsil edir, yəni protonların və neytronların sayının hər ikisi cütdür. Bu hədd zərrəciklərin spinlərə görə paylanmasını ifadə edir. Cütləşmə həddi (1.1.2) ifadəsində göstərilmişdir.

$$\delta(A, Z) = \begin{cases} \frac{+a_p}{A^2}, \text{Cüt} - \text{cüt} \\ \frac{-a_p}{A^2}, \text{Tək} - \text{tək} \\ 0, \text{Cüt} - \text{Tək}, \text{Tək} - \text{cüt} \end{cases} \quad (1.1.2)$$

Bütün bu şərtləri empirik olaraq müəyyən edilmiş əmsalları nəzərə almaqla, verilmiş A və Z nüvəsi üçün bağlı enerjinin ümumi qiymətini təxminən hesablamağa imkan verir. Düsturdakı əmsallar təcrübi alınan nəticələrin aproksimasiya edilməsi ilə alınmışdır və $a_v = 15.85 \text{ MeV}/c^2$, $a_s = 18.34 \text{ MeV}/c^2$, $a_c = 0.71 \text{ MeV}/c^2$, $a_A = 92.86 \text{ MeV}/c^2$, $a_p = 11.46 \text{ MeV}/c^2$ [91, s. 706, 42, s. 165, 43, s. 121].

Bu modelin əsas üstünlüyü deformasiyanın əlaqə enerjisindən asılılığını və bununla da bölünmə prosesini asanlıqla təsvir etməkdir. Bölünmə prosesini təsvir etmək üçün Bor maye damcısının dördqütblü deformasiyasını nəzərə almışdır. Radiusun uzanması polinom funksiyası kimi aşağıdakı kimi təsvir edilə bilər:

$$R(\theta) = R_0 [a_0 + a_2 P_2(\cos \theta)] \quad (1.1.3)$$

burada a_2 - deformasiya kəmiyyətini təyin edən parametrdir (kürə üçün $a_2 = 0$) və P_2 - Lejandrın ikinci dərəcəli polinomudur. a_0 həcmi saxlamaq üçün tənzimlənən parametrdir. Bu genişlənmənin üstünlüyü ondan ibarətdir ki, yalnız bir neçə şərt lazım gəlir ki, bu da polinomun ortoqonallığını hesablamağı yüngülləşdirir.

Bor maye damcı enerjisinin bu deformasiyanın hesabına əldə olunan variasiyasına baxmışdır.

$$E_{\text{def}} = E_{\text{LDM}}(a_2) - E_{\text{LDM}}(0) \quad (1.1.4)$$

burada $E_{\text{LDM}}(0)$ - təhrif olunmamış sferanın LDM enerjisidir. Nüvə maddəsinin aşağı

sıxılma qabiliyyətinə görə həcm enerjisi deformasiyadan asılı olaraq dəyişməz olaraq qalır. Beləliklə, deformasiya enerjisi səth və Kulon şərtlərindən asılıdır: birincisi deformasiya ilə artır, ikincisi isə azalır və beləliklə rəqabət aparırlar.

$$E_{\text{def}}(a_2) = E_s(0) + E_c(0) - E_s(a_2) + E_c(a_2) \quad (1.1.5)$$

$E_s(0)$ və $E_c(0)$ təhrif olunmamış sferanın səth və Kulon enerjiləridir. Kiçik təhriflər üçün səth və Kulon enerjiləri Bohr və Wheeler tərəfindən verilmişdir [13]:

$$E_s(a_2) = E_s(0)(1 + 2/5a_2^2); E_c(a_2) = E_c(0)(1 - 1/5a_2^2) \quad (1.1.6)$$

Nəticə etibarilə, sferik nüvənin dayanıqlığı $E_c(0) < 2E_s(0)$ olması ilə verilir. Bu, bölünmə parametrinin təyin edilməsinə gətirib çıxarır.

$$x = \frac{E_c^0}{2E_s^0} \propto \frac{Z^2}{A} \quad (1.1.7)$$

Bölünmə parametri nə qədər yüksək olarsa, nüvə bir o qədər asanlıqla deformasiyaya uğrayar. Ümumiyyətlə, kvadrupol (dördqütblü) deformasiya bölünmə prosesi boyunca formaları təsvir etmək üçün kifayət qədər dəqiq deyil. Lejandr polinomunun sıraya ayrılmasında digər terminlər əlavə edilməlidir. Aksial simmetrik formalar üçün:

$$R(\theta) = R_0[a_0 + \sum_{l=0}^{\infty} a_l P_l(\cos\theta)] \quad (1.1.8)$$

burada $R_0 = r_0 A^{1/3}$, l- multipol parametridir. Bu parametr nüvənin deformasiyasının müxtəlif formalarını xarakterizə edir. Monopol termini a_0 elə seçilir ki, həcm saxlansın.

MDM, 1970-ci illərin sonundan etibarən təkmilləşdirilmiş və sonra Yukavamüsbət-eksponensial potensialına əsaslanan sonlu diapazonlu MDM, ümumiləşdirilmiş MDM və s. hazırlanmışdır [155, s. 2365-2366, 242, s. 1, 225, s. 1-3]. Maye damcı modeli ümumi çərçivədə bölünmənin bir neçə xüsusiyyətlərini izah etsə də bəzilərini izah edə bilmir. Məsələn üçün damcı modeli, həmişə nüvənin simmetrik bölünməsi şərtini qəbul edir. Bu simmetrik bölünmə, həqiqətən, ^{209}Bi nüvəsinin bölünməsi zamanı onun üçün müşahidə olunur. Lakin aktinoidlərin əksəriyyəti üçün aşağı həyəcanlanma enerjisi üçün bölünmə asimmetrikdir. Bu model, aktinoidlərin bəzi izomerik halları üçün sübut edilən uzunsov formaları da izah edə bilmir. Bu xüsusiyyətlər yalnız nüvənin kvant təbiətini nəzərə almaqla izah

edilə bilər.

Nüvənin əsas kvant təsviri bir nuklonun digərləri ilə qarşılıqlı təsirinin nuklonlar arası qüvvənin qısa məsafəli olmasına görə demək olar ki, davamlı olması və nuklonlar arasında çoxlu toqquşmaların qarşısını alan Pauli prinsipi ilə başlamışdır. Ona görə də orta sahə (ingiliscə: mean field) digər nuklonlarla qarşılıqlı əlaqənin yaxşı təsviridir. Bir nuklonun bütün digər nuklonların qüvvələri tərəfindən yaradılmış effektiv potensial quyuda hərəkət etməsi təbəqəli modelin əsasını təşkil edir [125, s. 58, 22, s. 6]. Bu, kvant harmonik osilyator potensiallarına oxşar olaraq enerjinin kvantlanmasına gətirib çıxarır.

Sferik potensial və güclü spin-orbit birləşməsi üçün, eksperimental olaraq müşahidə edildiyi kimi, sehrlı nuklon ədədlərinə (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) malik nüvələrin Fermi dənizindən (ingiliscə: Fermi sea) yuxarıda daha sabit olduğunu göstərən tək hissəcik halları əldə etmək olur. Buna səbəb Fermi dənizinin üstündəki geniş enerji təbəqəsi ilə təbəqənin örtülməsidir. Nuklon halları atomlardakı elektronlara bənzər şəkildə kvantlanır, lakin nüvədə j-j birləşməsi güclü spin-orbit həddi ilə göstərildiyindən sehrlı ədədlər fərqli olur. Tək hissəcikli hallar ilə təsvir olunmaya görə orta sahə şaxələnmiş hallardan asılı olur və nüvə, tək hissəcikli hallarını müəyyən etmək üçün nəzərə alınmalı olan daimi deformasiya uğraya bilər. Nilsson və əməkdaşları dəqiq sferik formanı hesablamaya üçün hesablamalar aparmışlar. Orta sahə yanaşması yenidən istifadə olunsaydı potensial ellipsoid forması alınmışdır. Eyni j-nin müxtəlif proyeksiya qiymətlərinə malik olan hallar artıq degenerasiya olunmur və proyeksiyaya görə bölünür. Bu təkmilləşdirmə statik deformasiyaya malik olan bir çox nüvənin spin və cütlüyünü anlamağa kömək edir.

Sferik və ya deformasiya olunmuş tək hissəcikli model Fermi səviyyəsinə yaxın nuklonların xassələrini təsvir etmək üçün çox uyğundur. Çünki potensial əsas halların enerjisini, spinini və cütlüyünü və ilk həyəcanlanma hallarını təsvir etmək üçün verilmişdir. Bununla belə, Fermi dənizinin (ingiliscə: Fermi sea) dərinliklərində nuklonları əhatə edən ümumi bağlı enerji kimi bəzi vacib kəmiyyətləri təsvir edə bilmir. Əksinə, MDM bu imkana malikdir, baxmayaraq ki, bu model enerjinin (N, Z) asılılığının müəyyən sahəsindəki kənarçıxmalarını proqnozlaşdırmağa bilmir.

1967-ci ildə Strutinski hər iki yanaşmanı əlaqələndirmək fikrinin üzərində işləmişdir [170, s. 106, 262, s. 420-422]: MDM tərəfindən verilən enerjinin ümumi tendensiyası və deformasiya olunmuş təbəqəli model ilə hesablanan təbəqə korreksiyası nəzərə alınmışdır. Verilmiş deformasiyaya malik olan nüvə üçün ümumi enerji aşağıdakı kimi qəbul edilir:

$$E = E_{LMD} + \sum_{n,p}(\partial U + \partial P) \quad (1.1.9)$$

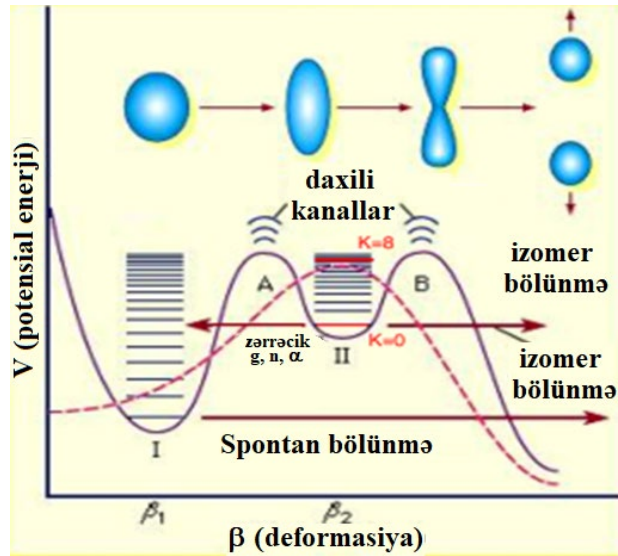
harada ki, neytronlar və protonlar üçün düzəlişlər ayrı nəzərə alınır. E_{LMD} - LDM-yə əsasən hesablanmış enerji, δP - cütləşmə effektləri üçün düzəlişdir. Burada bütün kəmiyyətlər deformasiyanın funksiyasıdır. Təbəqə düzəlişi (∂U) iki tək zərrəcik modelləri üçün tək zərrəcik enerjilərinin cəminin fərqi. Ona görə də təbəqə düzəlişi aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$\partial U = U - \tilde{U} \quad (1.1.10)$$

burada $U = \sum_{\nu} 2n_{\nu} \varepsilon_{\nu}$ - diskret tək hissəcik enerjisi, $\tilde{U} = 2 \int_{\infty}^{\bar{\mu}} \varepsilon \bar{g}(\varepsilon) d\varepsilon$ - təbəqə effektlərini aradan götürmək üçün halların sıxlığında tək zərrəcik enerjisi, $\bar{g}(\varepsilon)$ - tək zərrəcik hallarının bircins paylanması, $\bar{\mu}$ - kimyəvi potensial, ε_{ν} - real təbəqə modeli potensialındakı tək zərrəcik enerjiləri, n_{ν} - bu səviyyələrin tutulma ədədləridir. Strutinski normallaşdırılmış Gauss funksiyası ilə g -nin yığılması ilə hamar səviyyələrin sıxlığını hesablamışdı. Maye damcı modelini və tək zərrəcik metodunu birləşdirən bu üsul makroskopik-mikroskopik yanaşma adlanır [170, s. 106, 262, s. 420-422].

Şəkil 1.1.2 aktinoidlər üçün potensial enerjinin deformasiyadan asılılığını təsvir edir. Şəkildə MDM əyrisi qırıq xətt kimi göstərilir və hesablanmış birbaşa xətt ilə qırıq xətt arasındakı fərq Strutinski metodu ilə hesablanmış təbəqə korreksiyasıdır. Təbəqə korreksiyası potensial çəpəri iki hissəyə bölür. Ən aşağı enerjiyə uyğun gələn birinci minimum nüvənin əsas halda olduğunu göstərir. Əksər aktinoid nüvələrinin deformasiya potensialında ikinci minimum, MDM bölünmə çəpərinin yerləşdiyi deformasiyada baş verən güclü mənfi təbəqə korreksiyası ilə əlaqədardır. Bu, forma izomerləri kimi tanınan bölünən izomerlər və neytronla induksiya edilən bölünmənin en kəsikləri üçün strukturlar üçün təbii izah verir. Ümumiyyətlə, bölünmə prosesi

şəkil 1.1.2-də təsvir olunmuş potensial enerjinin deformasiyadan asılılığına əsaslanaraq izah edilir. Həyəcanlanma enerjisi bölünməyə mane olan potensial çəpərin hündürlüyündən kiçik olduqda bölünmə baş vermir. Həyəcanlanma enerjisi artdıqca nüvə rəqsə məruz qalır. Həyəcanlanma enerjisi kifayət qədər böyük olduqda, nüvə deformasiyaya uğrayaraq ellips formasını alır. Bu nöqtədən sonra nüvənin əvvəlki halına qayıtması demək olar ki, mümkün olmur.



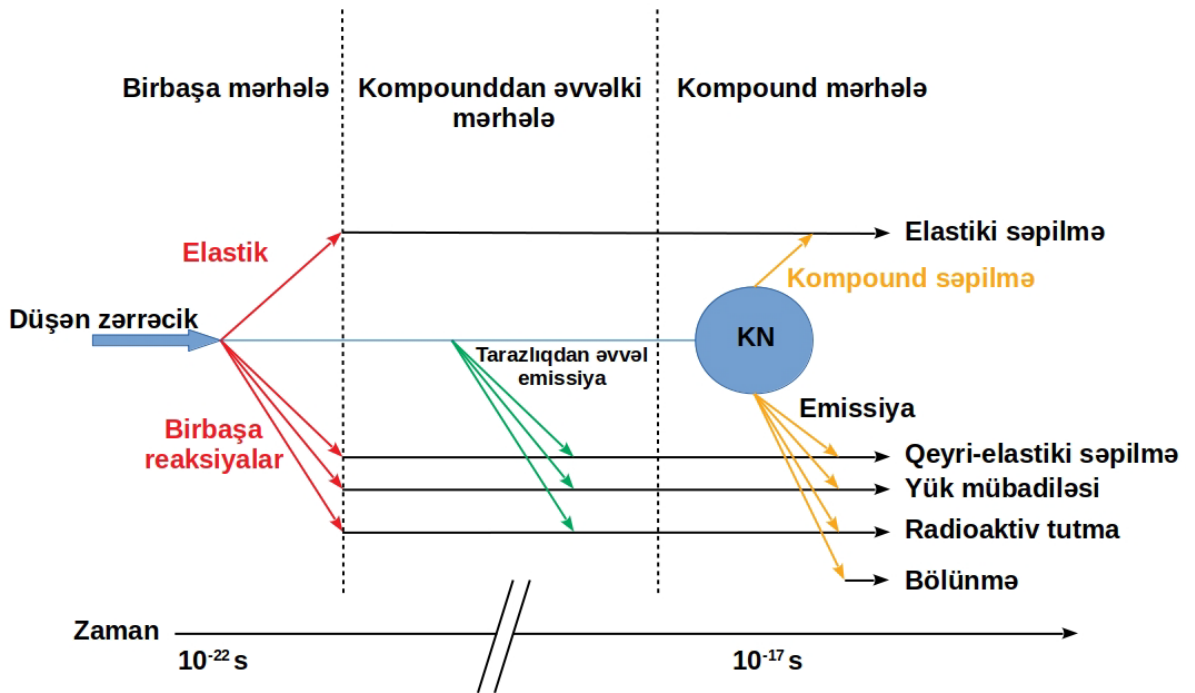
Şəkil 1.1.2. Maye-damcı modelinin tək və qoşa hündürlüklü bölünmə çəpərinin sxematik təsviri [31, s. 115, 46, s. 734].

Bundan sonra Kulon qüvvəsinin təsiri ilə nüvə daha da deformasiyaya məruz qalır ki, bu da onun belə formalar almasına səbəb olur: şar, ellipsoid, qantel, armud formalı iki bölünmə məhsulu və iki şar. Kulon qüvvəsinin intensivliyinin böyük olması səthi gərilmə qüvvəsinin onu kompensasiya etməsinə imkan vermir. Ona görə də hətta qantel formasından başlayaraq səthi gərilmə qüvvəsi nüvənin bölünməsinə kömək edir [35, s. 146-147]. Qoşa hündürlüklü çəpər anlayışı bölünmədə bir sıra qeyri-müəyyən məsələlərin izahında qənaətbəxş tövhə vermişdir. Qısamüddətli, spontan bölünmə izomerlərinin mövcudluğu, məsələn, ikinci minimumda (II sinif) halların populyasiyasının nəticəsi kimi başa düşülür. Bu izomerlər daha kiçik maneədən keçərək daha qısa spontan bölünmə yarım parçalanma müddəti nümayiş etdirirlər. Bu hallarla əlaqəli forma dəyişikliyi, I sinif hallar ilə müqayisədə, qamma emissiyası ilə əsas vəziyyətə sürətli qayıtmağa da mane olur. II sinif vəziyyətlər həm də forma

izomerləri adlanır. Bəzi bölünmə fraqmentlərinin bucaq paylanması neytron ilə induksiya edilmiş bölünmə en kəsiklərinin və strukturunun sistematikasını qoşa hündürlüklü çəpər anlayışında da öz izahını tapır. Müəyyən təcrübi nəticələri daha yaxşı izah etmək üçün ikinci maksimumun əlavə iki maksimuma bölünməsi də təklif edilmişdir [198, s. 104, 208, s. 3-4].

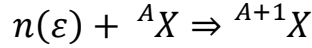
1.2. Nüvə reaksiyaları

Neytronun nüvə ilə toqquşması zamanı müxtəlif mexanizmlər baş verə bilər. Bunu prosesi izah etmək üçün şəkil 1.2.1-də göstərilən sadə konseptual sxemə baxaq [83, s. 21]. Daxili həyəcanlanma enerjisinin kollektiv vibrasiya sərbəstlik dərəcələrinə çevrilməsinə görə bölünmə yavaş prosesdir. Çünki yavaş olan bu çevrilmə bütün sürətli kanallardan (birbaşa və tarazlıq qabağı) sonra baş verir və mürəkkəb nüvənin parçalanma növlərindən biridir. Mürəkkəb nüvənin ömrü uzun olduğundan necə əmələ gəldiyini unudur. Buna görə də onun parçalanması yalnız həyəcanlanma enerjisi E^* , spin J və cütlük Π kimi saxlanan kəmiyyətlərindən asılıdır. Hər hansı bir χ kanalı üzrə parçalanma ehtimalı $G^{CN}\chi(E^*; J; \Pi)$ kimi ifadə olunur. Burada bizi maraqlandıran χ kanaldan parçalanmadır.

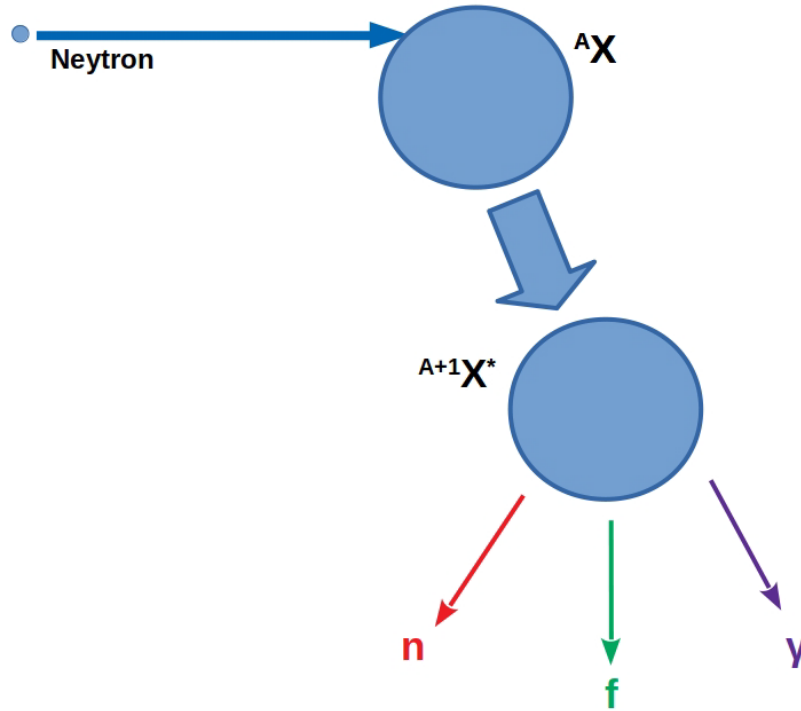


Şəkil 1.2.1. Nüvə reaksiyasının konseptual təsviri.

Bu parçalanmada şəkil 1.2.2-də göstərilədiyi kimi emissiyaya görə çox vaxt neytron və γ şüalar rəqabət aparır. Təxminən 10 MeV-də tarazlıqdan əvvəlki emissiya aşağı olduğundan induksiya edici neytronun bütün enerjisi və bucaq impulsu mürəkkəb nüvənin həyəcanlanmasına sərf olunur. Çünki hədəf tərəfindən tutulan neytron mürəkkəb nüvənin yaranmasına gətirib çıxarır.



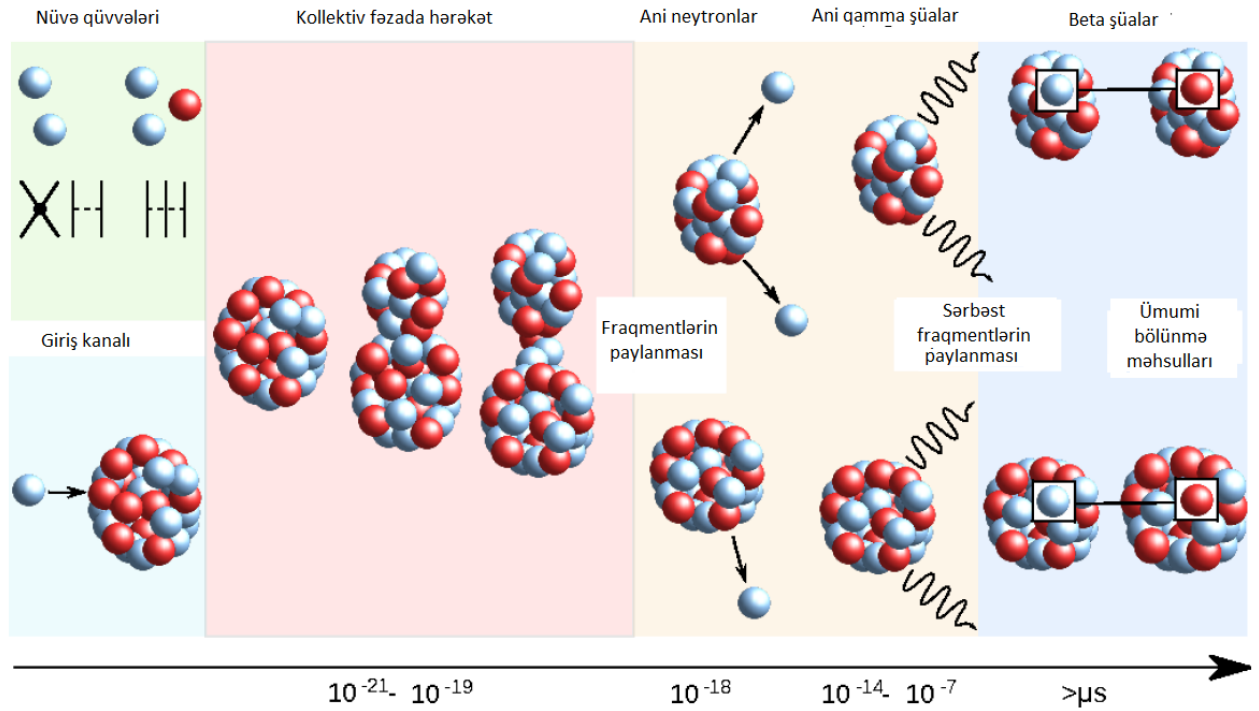
burada A- hədəf nüvənin kütlə ədədidir. Bu halda həyəcanlanma enerjisi E^* ayrılan enerji ilə neytronun kinetik enerjisinin cəmi, onun spini J və cütlüyü isə Π zərrəciyin və hədəfin spinlərindən və cütlüklərindən yaranır. Nüvənin bölünmə prosesləri də əsas nüvə reaksiyalarından biri hesab olunur. Bölünmə reaksiyaları təsirlə və spontan bölünmə reaksiyaları kimi təsnif edilə bilər.



Şəkil 1.2.2. Neytronun təsiri ilə baş verən reaksiyada mürəkkəb nüvənin yaranması.

Şəkil 1.2.3-də göstərilədiyi kimi bölünmə hadisəsi (${}^{235}\text{U}(n,f)$) fiziki kəmiyyətlərin çoxluğu ilə xarakterizə olunur. Bu kəmiyyətlərin necə dəyişdiyini və bir-birinə təsir

etdiyini öyrənmək bölünmə prosesini başa düşmək üçün vacibdir. Göstərilən bölünmə misalında neytron əvvəlcə aktinoid tərəfindən tutularaq (şəkil 1.2.3-də 1) mürəkkəb nüvə $^{236}\text{U}^*$ əmələ gəlir. Müəkkəb nüvə həyəcanlanma enerjisi (2) ilə xarakterizə olunur ki, bu sadə şəkildə desək onun bölünməsi üçün həmişə kifayətdir. Həyəcanlanma enerjisi neytronunun ayrılma və induksiya edici neytronun enerjisindən asılıdır. Əgər neytronun enerjisi kifayət qədər yüksəkdirsə, mürəkkəb nüvə bir neytron buraxa biləcək və hələ də bölünmə üçün kifayət qədər enerjiyə sahib olacaq ki, buna ikinci ehtimallı bölünmə deyilir.



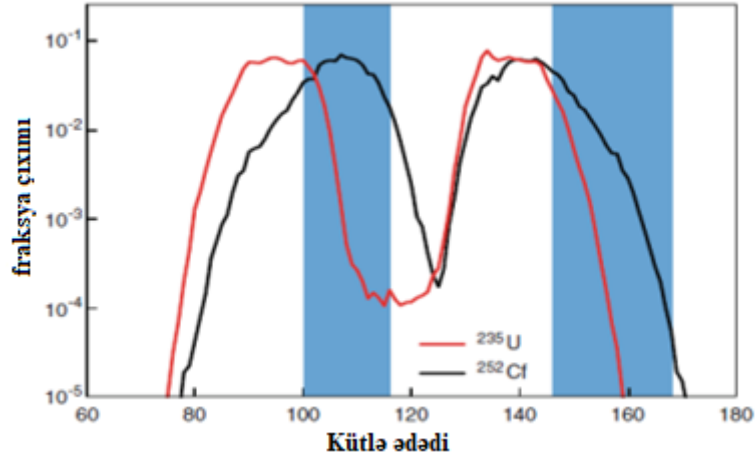
Şəkil 1.2.3. ^{235}U -nun neytronun yaratdığı parçalanmanın sxematik təsviri. Bir neytron ^{235}U nüvəsi (1) tərəfindən tutulur və həyəcanlanmış mürəkkəb nüvə $^{236}\text{U}^*$ (2) yaranır. İki yüksək həyəcanlanmış fraqmentlərə (4) bölünənə qədər mürəkkəb nüvə deformasiyaya uğrayır və uzanır (3). Fraqmentlər Kulon qarşılıqlı təsirinə görə bir-birini itələyir və ani neytronların və qamma-kvantların emissiyası (5) ilə həyəcanlanma enerjisini itirir [36, s. 6].

Həyəcanlanan mürəkkəb nüvə bölünənə qədər deformasiyaya uğrayır və uzanır (3). Müəkkəb nüvə bölündükdən sonra bölünmə fraqmentləri adlanan iki yeni nüvə (4) əmələ gəlir. Bölünmə fraqmentləri ümumiyyətlə həm nuklonların sayını, həm də ana

nüvənin A/Z-ni saxlayır. Bu ona gətirib çıxarır ki, fraqmentlərin mürəkkəb nüvədən daha yüngül olması onların nuklidlər cədvəlində sabitlik vadisindən çox uzaqda neytronla zəngin tərəfdə olmasına gətirib çıxarır. Yaxınlıqda iki müsbət yüklü nüvə olduğuna görə fraqmentlər güclü itələyici Kulon qüvvəsinə məruz qalırlar. Fraqmentlərin kinetik enerjisinin cəmi əsasən ümumi kinetik enerjini müəyyən edir. Qalan enerji qırılma zamanı yüksək deformasiyaya uğramış formalarına görə fraqmentlərin həyəcanlanma enerjisi kimi müşahidə edilir. Fraqmentlər zərrəcik emissiya etməklə bu həyəcanlanma enerjisini buraxırlar: əvvəlcə ani neytronlar, ardınca ani qamma-kvantlar (5). Bölünmə zamanı emissiya olunan neytronların orta sayı $\bar{\nu}$ ilə ν onun qiyməti isə fraqmentin kütlə ədədinin $\bar{\nu}(A)$ funksiyası kimi ifadə oluna bilər. Ani radiasiya emissiyası ümumiyyətlə nüvələri həyəcanlanma enerjisini azaltmaq üçün kifayətdir, indi şərti olaraq bölünmə məhsulları adlanır. Lakin bu emissiyalar fraqmentlərin sabit hala çatması üçün çox vaxt kifayət etmir. Bu, adətən, fraqmentlərin daha az neytronla zəngin nüvələrə, sabitlik vadisinə doğru hərəkət etməsinə imkan verən β^- -parçalanma ilə baş verir. Əgər β^- parçalanmanın son vəziyyəti fraqmentin neytron ayrılma enerjisindən böyükdürsə neytronun emissiyasına baş verə bilər (gecikmiş neytronlar).

Bölünməni daha yaxşı başa düşmək üçün bu kəmiyyətlərin çoxu illər ərzində eksperimental olaraq öyrənilmişdir. 1939-cu ildən bəri həyata keçirilən çoxsaylı təcrübələr arasında fraqmentlərin kinetik enerjisi və çıxımı da var. Daha sonra eksperimentlər ani radiasiyanın (həm neytronların, həm də fotonların) təyini və ya birbaşa ölçülməsinə yönəldilmişdir. İndi, hər bir bölünmə hadisəsi üçün mümkün qədər çox müşahidə olunan məhsulları yenidən öyrənməkdən ötrü çox parametrlili təcrübələr aparılmaqdadır.

^{252}Cf -un bölünmə fraqmentlərinin ^{235}U -nın bölünmə fraqmenti ilə müqayisəsi şəkil 1.2.4-də bu göstərilmişdir [92, s. 2, 93, s. 468]. Məlumdur ki, müəyyən bir element üçün fraqmentlərin kütlə paylanması neytronla zəngin izotoplarda pike çatacaq. ^{252}Cf , ^{235}U -dan daha çox neytronla zəngin olduğundan neytronla induksiya edilən bölünmə ilə müqayisədə spontan bölünmə mənbələri ilə yeni izotoplar kəşf etmək imkanları daha çoxdur.



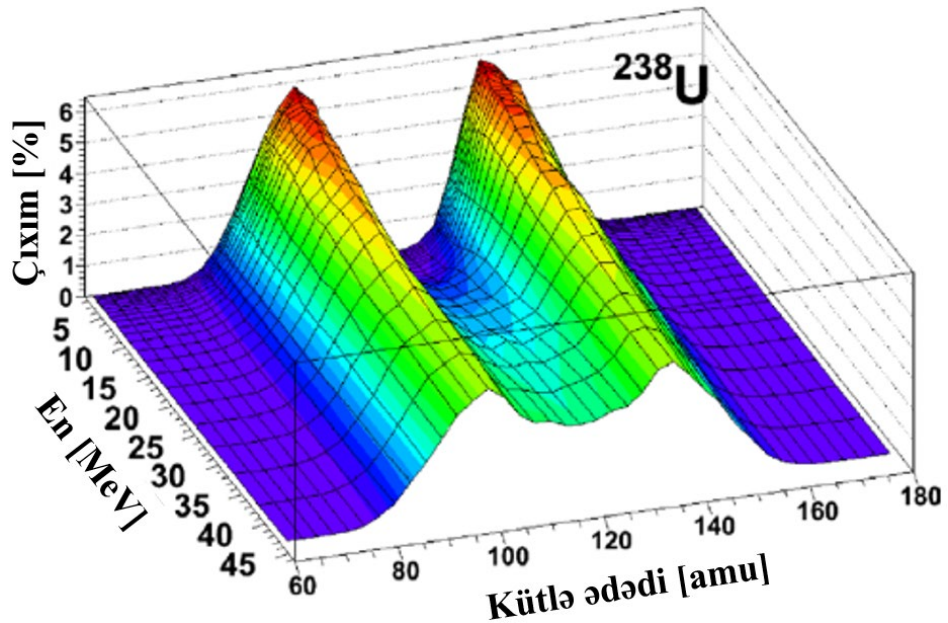
Şəkil 1.2.4. ^{235}U və ^{252}Cf -un bölünməsi zamanı fraqmentlərin kütlə ədədinə görə paylanması [92, s. 2, 93, s. 468].

Bundan əlavə induksiya edici neytron almaq üçün nüvə reaktorları və bahalı sürətləndiricilər lazım olduğundan spontan bölünmə mənbələri ilə tədqiqat aparmaq daha sadədir. Bunu nəzərə alaraq ^{252}Cf spontan mənbəsi ilə bölünmə zamanı nadir nüvə prosesləri geniş tədqiq olunmuş və alınan nəticələr doktorluq işinin əsas nəticələrindən bir neçəsi kimi təqdim edilmişdir.

Bölünmə prosesində təqribən 200 MeV tərtibində ayrılan enerjinin təxminən 80%-i əsas fraqmentlərin kinetik enerjisinə və qalan 20%-i isə həyəcanlanma səviyyələrində fraqmentlərin emissiya etdiyi qamma şüalara və neytronlara sərf olunur [250, s. 158-159, 194, s. 331-332]. Məsələn, ^{235}U nüvəsinin istilik neytronları ilə bölünməsi zamanı bir bölünmə hadisəsi üçün hər bir fraqmentdən 0-7 sürətli qamma şüalar [221, s. 1031, 203, s. 161, 216, s. 4] və orta hesabla təxminən 2.4 sürətli neytron emissiya olunur [221, s. 1034, 216, s. 4]. Bölünmə zamanı yaranan məhsullar arasında enerji paylanması cədvəl 1.2.1-də toplanmışdır. Cədvəldən görüldüyü kimi yaranan enerjinin əsas hissəsi fraqmentlərin kinetik enerjisi şəklində ayrılır. Nüvə müxtəlif həyəcanlanma enerjilərinə malik olduğuna görə ən kəskinlə yanaşı digər müşahidə olunan parametrlər də neytronun enerjisinin funksiyası kimi dəyişə bilər. Buna misal olaraq, ^{238}U nüvəsi üçün bölünmə fraqmentlərinin çıxımı (şəkil 1.2.5-də göstərilmişdir), neytron və qamma şüaların emissiyası, fraqmentin bucaq paylanması və neytronun hədəf nüvəyə impuls momentinin ötürülməsini göstərmək olar.

Cədvəl 1.2.1. ^{235}U nüvəsinin istilik neytronları ilə bölünməsi zamanı yaranan məhsullar arasında enerji paylanması (orta qiymətlər) [194, s. 331].

Bölünmə məhsulları	Enerji (MeV)
Bölünmə fraqmentləri	168
Sürətli neytronlar	5
Sürətli γ - şüalar	7
Tutulma γ - şüalar	7
Qız nüvələrin β emissiyası	8
Qız nüvələrin ν emissiyası	12
Qız nüvələrin γ emissiyası	6

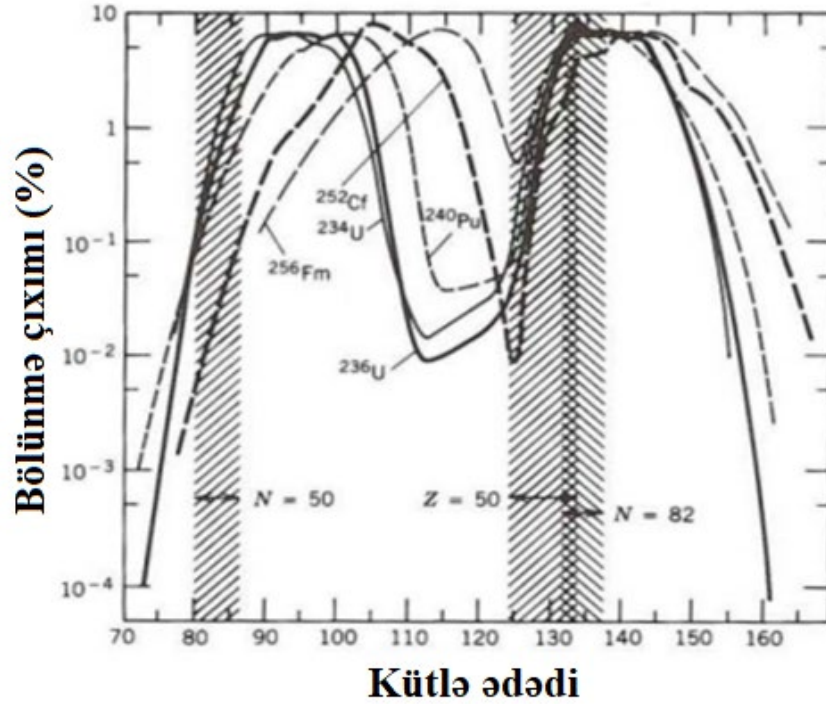


Şəkil 1.2.5. Bölünmə fraqmentlərinin kütlə ədədinin bölünməni induksiya edən neytronun enerjisindən asılılığı [272, s. 5].

^{238}U kimi bəzi aktinoidlərin bölünmə çəpərini keçməsi üçün induksiya edici neytronun əlavə kinetik enerjisi lazımdır. ^{238}U nüvəsi termal neytronu udduqdan sonra 6.2 MeV [126, s. 6] bölünmə çəpərinə malik ^{239}U nüvəsi əmələ gəlir. Bu zaman nüvə təxminən 5 MeV həyəcanlanma enerjisi alır. Yəni ^{238}U nüvəsinin bölünməsi üçün təxminən əlavə 1.2 MeV kinetik enerji lazımdır [126, s. 6]. Dissertasiya işi üçün vacib olan aktinoidlərdən ^{235}U -nın neytron enerjisinə görə bölünmə həddi yoxdur,

buna görə də termal neytron udduqdan sonra belə nəticədə yaranan ^{236}U nüvəsi müvafiq bölünmə çəpərindən yüksək həyəcanlanma enerjisinə malikdir.

Aktinoidlərin ikiqat bölünməsi zamanı yaranan iki əsas bölünmə məhsulları əsasən kütləyə görə asimmetrikdir. Şəkil 1.2.6-da bir sıra əsas nüvələr üçün fraqmentlərin kütlə ədədinə görə paylanması göstərilmişdir [292, s. 323, 154, s. 82, 154, s. 6, 226, s. 16].



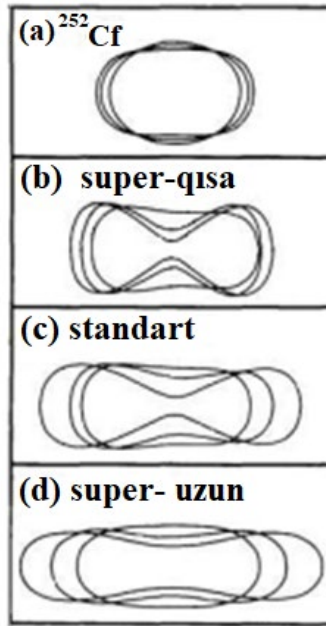
Şəkil 1.2.6. $^{234,236}\text{U}$, ^{240}Pu , ^{252}Cf və ^{256}Fm nüvələrinin bölünməsi zamanı əmələ gələn fraqmentlərin kütlə ədədinə görə paylanması [292, s. 323, 154, s. 82, 187, s. 6, 226, s. 16]. Göstərilən kütlə paylanmalarının diqqətəlayiq xüsusiyyətlərindən biri ($Z = 50, N = 82$) təbəqə örtülməsi ətrafında fraqmentlərin kütlələrinin uyğunluğudur.

Ağır fraqmentlərin kütləyə görə paylanması ardıcıl olaraq ($Z = 50, N = 82$) olduqda ikiqat təbəqənin bağlanması bu ətrafda maksimuma çatır, bu da bölünmə prosesində təbəqə effektlərinin əhəmiyyətini göstərir. Bölünmə fraqmentlərinin kütlə paylanmasını təsvir edən digər təbəqə bağlamaları da var. Şəkil 1.2.6-da göstərilən ağır fraqmentlərin $A = 140$ nöqtəsində çıxımında müşahidə olunan artım $N = 88$ nöqtəsində deformasiya olunmuş təbəqə örtülməsi ilə əlaqələndirilir. $Z = 28$ və $N =$

50 olduqda təbəqə örtülməsi yüksək asimmetrik bölünmədə [226, s. 16, 145, s. 222-223] və kollinear üçlü parçalanmada [209, s. 4] $A = 70$ fraqmentlərinin çıxımının artmasına kömək edir və $Z = 2$, $N = 2$ örtükləri isə üç və dördqat bölünmə zamanı boyun hissəsində əmələ gələn alfa zərrəciklərin yaranması ilə izah edilir [209, s. 3].

İkiqat bölünmədə qırılma konfigurasiyalarının və əmələ gələn fraqmentlərin kütləsi, forması və kinetik enerji paylanmalarının ümumi təsviri [54] müəllifləri tərəfindən iki fraqment arasındakı boyunun uzunluğunun təsadüfi qırılmasına görə izah edilmişdir [54, s. 213, 230, s. 1]. Brosa rejimləri adlanan qırılma konfigurasiyaları bir neçə növə ayrılır. Müəlliflər 4 rejim təklif edir: Standart I, Standart II, super-qısa və super-uzun, lakin beşinci rejim də Standart III müəyyən edilmişdir [251, s. 51, 28, s. 1-2]. Rejimlərin sxematik təsviri şəkil 1.2.7-də Standart rejimlərin birləşdiyi hal üçün göstərilmişdir. Standart rejimlərin hamısı asimmetrikdir və yuxarıda təsvir edilən təbəqə qapaqları üzərində qurulmuş qırılma konfigurasiyalarına uyğundur: Standart I rejimi $Z = 50$, $N = 82$ ağır fraqment konfigurasiyasına, Standart II, $N = 88$ deformasiya edilmiş təbəqəyə və Standart III isə $Z = 28$, $N = 50$ təbəqəsinə uyğundur. Super qısa və super uzun rejimlərinin hər ikisi simmetrikdir. Fraqmentlərin forması və kinetik enerjisi bir-biri ilə sıx bağlıdır və təbii olaraq Brosa rejimlərindən çıxır: rejimin boynu daha uzundursa, fraqmentlər bir-birindən daha uzaqdır, bu da onların arasında Kulon itələnmə qüvvəsinin daha az olduğu deməkdir. Belə bir vəziyyətdə fraqmentlər daha aşağı kinetik enerjilərlə ayrılacaq, onların həyəcanlanması, deformasiyası və mümkün sonrakı neytron və gamma emissiyası üçün daha çox enerji sərf olunacaqdır. Şəkil 1.2.7-də göstərilirdiyi kimi, super-qısa rejim üçün fraqmentlər daha qabarıq olur və əksinə, super-uzun rejimdə daha çox yayılmış (ingiliscə: prolate) olur. $Z = 50$ təbəqə örtülməsi ətrafında və ondan aşağı stabil nüvələr aktinoidlərdən daha aşağı neytron-proton nisbətinə malik olduğundan fraqmentlər adətən neytronla zəngin konfigurasiyada yaranır. Beləliklə, ^{235}U (proton-neytron nisbəti $(143/92) \approx 1.55$) bölünməyə məruz qaldıqda yuxarıda təsvir edildiyi kimi baş verən neytron emissiyası yaranan fraqmentlərin çoxlu neytronlara malik olması ilə izah olunur. Həyəcanlanma enerjisi sərf edildikdən sonra nüvələr β^- parçalanmaya məruz qalır və nəticədə yaranan nüvələr “bölünmə

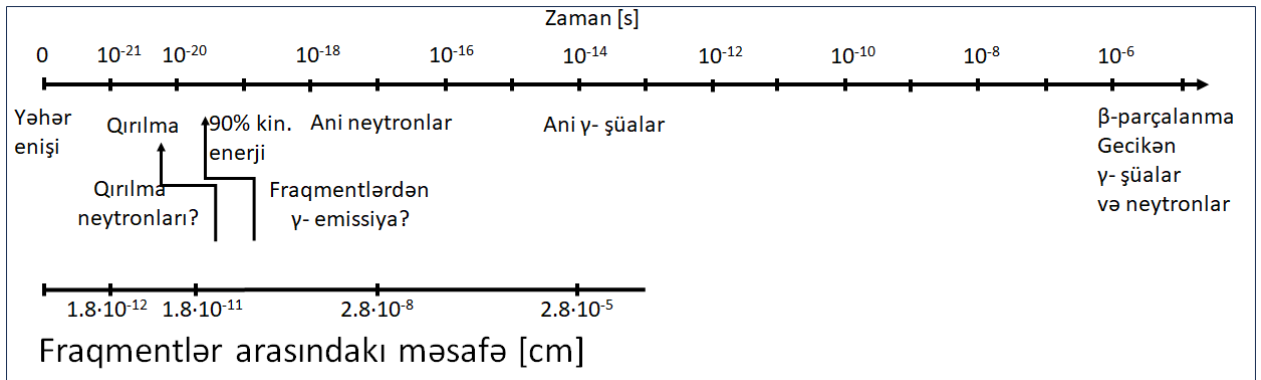
məhsulları” adlandırılır. İlk bölünmə məhsulları termini bölünmənin ilk bir neçə nanosaniyəsi müddətində yaranan məhsullara aiddir [220, s. 413, 265, s. 142].



Şəkil 1.2.7. Brosa rejimlərinin sxematik təsviri [54, s. 213]. Şəkil (a) bölünmə izomerinə uzanan ^{252}Cf nüvəsini göstərir. Daha sonra bölünmə izomeri ikinci çəpərdən keçir və qırılma prosesinə məruz qalır. Bunu Brosa və digərləri yeni yaranan fraqmentlər arasında boyunun uzunluğundan asılı olaraq qırılma rejimləri baxımından təsvir etmişdir: super-qısa (b), Standart I və II (c- vahid standart rejimdə qruplaşdırılıb) və super uzun (d).

Onların yaranma vaxtı şəkil 1.2.8-də verilmişdir [238, s. 33, 224, s. 44]. Şəkil 1.2.8-dəki bölünmə qrafikinə əsasən, bu, bölünmə prosesi zamanı buraxılan istənilən ani neytron və ya γ şüaları ilə birlikdə bölünmə fraqmentlərinin özlərini əhatə edir. Artıq qeyd edildiyi kimi istilik neytronları ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi demək olar ki, həmişə biri “yüngül”, digəri isə “ağır” fraqment adlanan ana nüvədən əhəmiyyətli dərəcədə fərqli kütləyə malik iki əsas bölünmə fraqmenti ilə nəticələnir. Bu zaman müxtəlif izotopların spektri yaranır (neytronun enerjisi artdıqca bölünmə fraqmentlərinin paylanması daha simmetrik olur [224, s. 42, 106, s. 347]). Şəkil 1.2.6-da müxtəlif nüvələr üçün bölünmə fraqmentlərinin kütlələrinin paylanması və onların çıxımı göstərilmişdir. Qeyd edək ki, ən çox ehtimal olunan qiymətlər 96 və 135

bölgəsində olmaqla fraqmentlərin kütlələri təxminən 70 və 160 atom kütlə vahidi arasında dəyişə bilər.



Şəkil 1.2.8. Bölünmə prosesinin zamana görə təsviri [238, s. 33, 224, s. 44].

Bölünmə fraqmentləri yüksək həyəcanlanma enerjisi (~ 20 MeV) və spin ($\sim 7\hbar$) ilə əmələ gəlir və əlavə olaraq fraqmentlər ionlar şəklində əmələ gəldiyindən qarşılıqlı Kulon itələmə qüvvəsi hesabına əlavə enerji əldə edirlər. Fraqmentlər həyəcanlanma enerjisini azaltmaq və sonradan daha stabil vəziyyətə çatmaq üçün neytronlar və γ -şüalar buraxırlar [36, s. 6].

1.3. Bölünmədə anizotropiyalar

Bölünmədə fraqmentlərinin bucaq paylanması və bölünmənin en kəsiyi, bölünmə çəpərinin quruluşu və çəpərdəki yəhər nöqtəsində keçid halları haqqında əsas məlumat mənbələrindən biridir. Fraqmentinin bucaq paylanması nəzəriyyəçilərə bölünmə prosesi haqqında dəyərli fikirlər əldə etməyə imkan verir. Bu paylanmaların tədqiqi bölünmə prosesini daha yaxşı modelləşdirmək, kəsilmə nöqtəsi yaxınlığında yaranan fraqmentlərin kollektiv və daxili konfigurasiyalarını öyrənmək və onlar arasında mövcud həyəcanlanma enerjisinin paylanması anlamaq üçün vacibdir [264, s. 1-2, 98, s. 1]. Müxtəlif fiziki modellərdən istifadə edən simulyasiya proqramlarının və kodlarının köməyi ilə bu konfigurasiyalar və formalar tədqiq edilir. Bu AVXSF (orta en kəsik bölünmə), CGMF, FREYA, HF3 D/BEOH, FIFRELIN, GEF kimi kodlar daxildir ki, bölünmənin orta en kəsiyini, həyəcanlanma və kinetik enerjilərin yüngül və ağır fraqmentlərin arasında necə paylandığını və müşahidə oluna bilən neytron və γ -şüaları hadisə-hadisə əsasında və ya orta hesabla

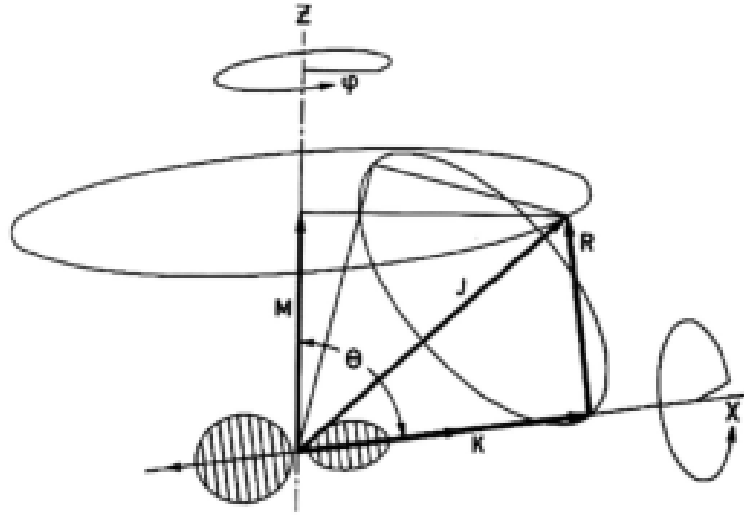
hesablamağa imkan verirlər [98, s. 1, 185, s. 1, 33, s. 1-2, 279, s. 263-266, 210, s. 1009-1021, 179, s. 1-12, 247, s. 109-110]. Hadisə-hadisə hesablamaları bütün emissiya olunan bölünmə məhsullarını, o cümlədən korrelyasiyaları mümkün qədər ardıcıl olaraq, qırılmadan ani hissəcik emissiyalarına, bölünmənin hər addımında enerjiyə, spinə və cütlüyün saxlanmasını qorumaqla təyin etməyə imkan verir. İllər boyu tədqiq edilmiş, lakin həmişə bu tip kodlara tam daxil edilməyən təsirlərdən biri də bölünmə zamanı fraqmentlərin və neytronların anizotropiyasıdır. Bu anizotropiyanın bir neçə mənbəsi var: düşən selin istiqamətinə görə bölünmə fraqmentlərinin emissiyası, bölünmə fraqmentlərindən neytron emissiyası (tam sürətlənmiş fraqmentlərdən neytronların emissiyası daxil olmaqla), kəsilmə neytron emissiyası, çox ehtimallı neytron emissiyası və bölünmədən əvvəl tarazlıq neytronlarının emissiyası. Düşən neytron selinin istiqamətinə nəzərən mürəkkəb nüvədən emissiya olunan fraqmentlərin bucaq paylanmasının anizotrop olması üçün heç bir səbəb olmasa da, 1950-ci illərdən bu günə qədər bir çox eksperimental tədqiqatlar böyük dərəcədə anizotropiyanın (0^0 və 90^0 dərəcə bucaqlarda ən kəskin nisbəti) mövcudluğunu göstərmişdir. Selin istiqamətinə görə artım 30%-dən 60%-ə qədər ola bilər. ^{235}U [98, s. 2], ^{238}U [288, s. 204, 45, s. 12, 239, s. 32, 284, s. 71] və ^{239}Pu [176, s. 817-818] daxil olmaqla, xüsusilə aktinidlərin anizotropiyası ölçülmüşdür.

Sadə komponent nüvə reaksiyalarında induksiya edici zərrəcik hədəf nüvə tərəfindən tamamilə udulur və parçalanmadan əvvəl statistik tarazlığın əldə edilməsi prosesində öz enerjisini tamamilə nüvəyə verir. Belə statistik tarazlığı almaq üçün lazım olan zaman adətən $\sim 10^{-18}$ - 10^{-16} saniyədir [26, s. 10]. Statistik tarazlıq əldə edildikdən sonra, Bor hipotezlərinə görə yaranan nüvə əvvəlki vəziyyətinə qayıtma “yaddaş”-ına malik olmur [49, s. 344, 56, s. 1]. Yaddaşın bu çatışmazlığı o deməkdir ki, fırlanma momentinin təsiri nəzərə alınmadıqda kütlə mərkəzi sistemində tarazlığa çatmış nüvədən emissiya izotrop olacaqdır. Konkret misal olaraq, ikinci bölünmə cəhdində emissiya olunan əlavə neytronun (bölünmədən əvvəl mürəkkəb nüvədən buraxılan əlavə neytron, yəni $U(n, nf)$ reaksiyası) emissiyasının mürəkkəb nüvənin tarazlıq halında izotropik olduğu gözlənilir. Bu o deməkdir ki, tarazlıqdan sonrakı

emissiya orta momentin ötürülməsinə təsir etməyəcək. Çünki izotrop emissiya bir çox hadisələrin baş verməsinə görə ləğv olunacaqdır. Birbaşa reaksiyalar ($\sim 10^{-22}$) zaman miqyası ilə xarakterizə olunur ki, bu zaman ərzində zərrəcik hədəf nüvəni keçir. İnduksiya edici zərrəcik nüvədəki tək nuklonla, bir qrup nuklonla və ya hətta bütün nüvə ilə qarşılıqlı təsirdə ola bilər. Lakin induksiya enerjisinin emissiyası dərhal baş verir. Bu zaman çoxlu birbaşa reaksiyalar baş verə bilər: hədəf nüvənin əsas vəziyyətində qaldığı halda elastik səpilmə, induksiya edici zərrəciyin enerjisinin müəyyən hissəsinin hədəfə ötürüldüyü, lakin tutulmadığı qeyri-elastik səpilmə, zərrəciyin hədəf nüvənin nuklonları ilə mübadilə etdiyi transfer reaksiyaları və zərrəciyin hədəf nüvənin nuklonlarının bir hissəsini vurub çıxardığı reaksiyalar (dağılma (ingiliscə: spallation) reaksiyaları da adlanır). Bütün bu birbaşa reaksiyalar mürəkkəb nüvənin əmələ gəlməməsi səbəbindən induksiya edici zərrəciyin hədəfə ötürülən momentinin hamısını görmür. Bununla belə, birbaşa reaksiya üçün kifayət qədər yüksək olan neytron enerjilərində birbaşa reaksiyadan sonra hədəf nüvənin bölünməsi hələ də baş verə bilər ki, bu da tam moment ötürülməsində çatışmazlığı ölçmək deməkdir. Tarazlıqdan əvvəlki reaksiyalar halında neytronun hədəf nüvədə yalnız bir neçə nuklonla qarşılıqlı təsirdə olması birbaşa reaksiyalarda olduğu kimi onları dərhal hədəf nüvədən ayırması ilə nəticələnir. Nüvəyə yığılan həmin enerji o qədər böyükdür ki, enerji nüvənin qalan hissəsinə yayılmazdan əvvəl zərrəcik emissiyası baş verir [127, s. 5, 47, s. 124]. Tarazlıqdan əvvəlki zərrəciklər bölünən nüvənin daşdığı xətti impuls momentinin miqdarında azalma yaradır. İnduksiya edici neytrondan hədəf nüvəyə momentin ötürülməsi fraqmentlərin yayılma bucağında özünü göstərir və fraqmentin bucaq paylanmasını ölçməklə bölünən nüvənin impuls momentini ölçmək olar.

Neytron udduqdan sonra yaranan mürəkkəb nüvə müəyyən fırlanma momentinə malik olur. Bu fırlanma momentinin vəziyyəti üç kvant ədədləri ilə təsvir edilə bilər: ümumi fırlanma momenti J və şəkil 1.3.1-də göstərildiyi kimi onun müvafiq olaraq neytron seli istiqamətində və bölünmənin simmetriya oxuna (M və K) proyeksiyaları. Belə ki, onun spini üçlü (J, M, K) kəmiyyətlərlə müəyyən edilir. \vec{K} proyeksiyası fırlanan deformasiya olunmuş nüvənin çərçivəsindəki nuklonların

fırlanma momentinin proyeksiyası ilə bağlıdır və deformasiyaya uğramış nüvənin ümumi fırlanması şəkil 1.3.1-də göstərildiyi kimi simmetriya oxuna ortoqonal olan \vec{R} fırlanma momenti ilə fırlanan bərk cismin fırlanmasına bənzəyir.



Şəkil 1.3.1. Ümumi fırlanma momentinin J və onun müvafiq olaraq neytron seli istiqamətinə və simmetriya oxuna M və K proyeksiyalarının təsviri. Bu kvant ədədlərindən bölünmə fraqmentlərinin bucağa görə paylanmasını almaq olar [124, s. 12, 178, s. 23, 207, s. 471-472].

Ona görə də

$$\vec{J} = \vec{R} + \vec{K} \quad (1.3.1)$$

bəradərdir. İndi bərk cismin fırlanmasına görə deformasiya olunmuş nüvənin \vec{R} ətrafında fırlandığını fərz edək. Əgər \vec{K} komponenti varsa və \vec{J} -nin zaman görə sabit olmalı olduğunu (ümumi fırlanma momentinin saxlanması) nəzərə alsaq \vec{R} və \vec{K} , \vec{J} -nin ətrafında fırlanacaqdır. Ona görə də deformasiya olunmuş nüvə fırlanma oxu ətrafında fırlanır. Nüvəni fırlanan şar kimi qəbul etsək Şredinger tənliyinin fırlanma halı üçün bucağa görə dalğa funksiyasını (Ψ) aşağıdakı kimi yazı bilərik [178, s. 23]:

$$\frac{\hbar}{2J_{\perp}} \left[\frac{1}{\sin\theta} \cdot \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\sin\theta \cdot \frac{\partial\Psi}{\partial\theta} \right) + \frac{\left(\cos\theta \frac{\partial}{\partial\chi} - \frac{\partial}{\partial\phi} \right)^2 \Psi}{\sin^2\theta} \right] + \frac{\hbar^2}{2J_{\parallel}} \cdot \frac{\partial^2\Psi}{\partial\chi^2} + E\Psi = 0 \quad (1.3.2)$$

burada θ - nüvənin simmetriya oxu ilə selin oxu (neytron selinin istiqaməti ilə üst-üstə düşən ox) arasındakı bucaq, φ - fəzada sabit ox ətrafında azimutal bucaq, χ - nüvənin simmetriya oxu ətrafındakı bucaq, J_{\parallel} və J_{\perp} isə simmetriya oxuna nəzərən ətalət momentləridir. Bu tənliyin həlli aşağıdakı kimi ifadə olunur [178, s. 23]:

$$\psi = \frac{\sqrt{2J+1}}{8\pi^2} e^{iM\chi} e^{iM\phi} d_{M,K}^J(\theta) \quad (1.3.3)$$

harada ki, $d_{M,K}^J(\theta)$ Vigner tərəfindən verilmiş və χ və ϕ -dən asılı olmayan fırlanma matrisidir və aşağıdakı kimi təyin olunur [100, s. 24]

$$d_{M,K}^J(\theta) = \sqrt{(J+M)!(J-M)!(J+K)!(J-K)!} \times \sum_n (-1)^n \frac{[\sin(\theta/2)]^{M-K+2n} [\cos(\theta/2)]^{2J+K-M-2n}}{(J-M-n)!(J+K-n)!(M-K+n)!n!} \quad (1.3.4)$$

$n = 0, 1, 2, 3, \dots$ və mötərizədəki hər hansı bir şərt üçün cəmin məxrəcində mənfi qiymətlərin olmadığı bütün qiymətləri alır. Həyəcanlanma enerjisinin böyük hissəsi bölünən nüvənin deformasiyasına sərf olunduğundan nüvə termodinamik cəhətdən soyuq olur [124, s. 13]. Bu fərziyyə yalnız bir və ya bir neçə kanal vasitəsilə bölünən nüvəni təsvir etməyə imkan yaratmışdı. Bu fikir, sonralar bölünmə çəpərinə çox yaxın olan nüvələrdə bölünmə fraqmentinin bucaq paylamalarını təsvir etmək üçün istifadə edilən keçid halları modelinə çevrildi. Keçid vəziyyəti modelində fərz edilir ki, bölünmə fraqmentləri simmetriya oxu boyunca emissiya olunur və J , M və K ədədləri isə bölünmə prosesində saxlanılır (onların “yaxşı” kvant ədədləri olduğunu nəzərdə tutur). Bu fərziyyələrlə J , M və K ilə təsvir edilən fırlanma momentinin vəziyyətindən θ polyar bucağı altında fraqmentin buraxılması ehtimalı aşağıdakı kimi ifadə olunacaqdır [124, s. 13].

$$P_{M,K}^J(\theta) = \frac{2J+1}{4\pi R^2} |d_{M,K}^J(\theta)|^2 2\pi R^2 \sin\theta d\theta \quad (1.3.5)$$

harada $W_{M,K}^J(\theta)$ bucaq paylanması $P_{M,K}^J(\theta)$ funksiyasının $\sin\theta$ -a bölünməsindən tapılır:

$$W_{M,K}^J(\theta) = \frac{2J+1}{4\pi R^2} |d_{M,K}^J(\theta)|^2 \quad (1.3.6)$$

Səviyyələrin enerjisi dalğa funksiyasından tapılır:

$$E_{rot} = \frac{\hbar}{2J_{\perp}} [J(J + 1) - K^2] + \frac{\hbar^2}{2J_{\parallel}} \cdot K^2 \quad (1.3.7)$$

hansı ki, bu həmçinin də fırlanan sistemin fırlanma enerjisidir.

Bölünmə prosesi zamanı nüvənin deformasiyası artdığından yuxarıda təsvir olunan formalizm tətbiq oluna bilər. Bölünmə istiqaməti simmetriya oxu olduğundan verilmiş istiqamətdə emissiya ehtimalı (1.3.6) ifadəsi ilə verilir. Bu ifadədə simmetriya oxu üzrə \vec{J} -nin proyeksiyası olan K komponenti bölünmənin qərarlaşdırıldığı “yəhər” nöqtəsindən fraqmentlərin ayrıldığı qırılma nöqtəsinə qədər bölünmə trayektoriyası boyunca sabit qaldığı fərz olunmuşdur. Bu şərt nuklonların deformasiya boyunca fərdi orbitlərində qaldıqları halda doğrudur. Ümumiyyətlə reaksiyada bir neçə fırlanma momenti iştirak edir: \vec{I}_0 , \vec{s} və \vec{S} kəmiyyətləri müvafiq olaraq hədəfin spinləri, zərrəciyin spini (neytron və ya proton üçün 1/2) və kanalın spinidir (kompound nüvənin ümumi spini). Kanalın spini \vec{S} aşağıdakı kimi müəyyən edilir:

$$\vec{S} = \vec{I}_0 + \vec{s} \quad (1.3.8)$$

Ümumi fırlanma momenti \vec{J} isə kanal spini ilə nüvənin orbital fırlanma momentinin cəminə bərabərdir.

$$\vec{J} = \vec{S} + \vec{l} \quad (1.3.9)$$

Adətən, M ilə ifadə olunan sabit proyeksiya oxu induksiya edici neytronun istiqaməti olur. Daxil olan orbital fırlanma momenti bu ox boyunca 0 proyeksiyaya malik olduğundan bunu sadələşdirmə kimi qəbul edə bilərik.

Qeyd edək ki, azimutal bucaqdan asılılıq olmadığı üçün yalnız polyar bucağa görə fraqmentlərin paylanması anizotropdur. Nüvənin yalnız bir fırlanma momentinin vəziyyəti ilə bölündüyünü fərz edən bu keçid halı modeli ilə müqayisədə standart “yəhər” nöqtəsi statistik modeli fırlanma momentinin vəziyyətlərini kəsilməz funksiyalar kimi qəbul edir. Lakin burda ümumi fikir eynidir – fraqmentlərin bucağa görə paylanması bölünən nüvənin fırlanma momentinin vəziyyəti ilə təsfi olunur. Verilmiş neytron enerjisi üçün hədəf nüvə fırlanma momenti vəziyyətlərinin müəyyən paylanmasına malik olacaqdır. Bucaq momenti vəziyyətlərinin verilmiş

paylanması ilə (1.3.4) və (1.3.6) ifadələrinin qiymətləndirilməsi birbaşa bölünmə fraqmentlərinin bucaq paylanması verəcəkdir. Lakin bölünən nüvənin fırlanma momenti hallarının paylanması məlum deyil. Çoxlu fırlanma momenti vəziyyətində olan fraqmentləri təsvir edərək eksperimental olaraq, bölünmə fraqmentlərinin bucaq paylamaları verilmiş neytron enerjiləri üçün ölçülə bilər. Hətta cüt sıralı (irəli-geri simmetriyanı qorumaq üçün) Lejandr polinomlarının cəmi anizotropiya parametrini çıxarmaq üçün empirik üsul kimi istifadə olunur [254, s. 3, 255, s. 2].

$$A = \frac{W[\cos\theta = 1]}{W[\cos\theta = 0]} = \frac{N_{\parallel}}{N_{\perp}} \quad (1.3.10)$$

Bu anizotropiya parametrindən bölünən nüvənin fırlanma momenti hallarının paylanması, neytron enerjisinin funksiyası kimi inkişaf etdirib nəticə əldə etmək olar.

^{232}Th , ^{234}U , ^{238}U kimi cüt-cüt nüvələr üçün sadə hala baxaq. Bu halda $I_0 = 0$, $S = s = 1/2$ və $J = l \pm 1/2$, həmçinin 2 əks qiymət üçün eyni ehtimalla $M = \pm 1/2$ olur. Verilmiş J və K üçün bucaq paylanması:

$$W_{M,K}(\theta) = \frac{2J+1}{4} \left(|d_{-1/2,K}^J(\theta)|^2 + |d_{1/2,K}^J(\theta)|^2 \right) \quad (1.3.11)$$

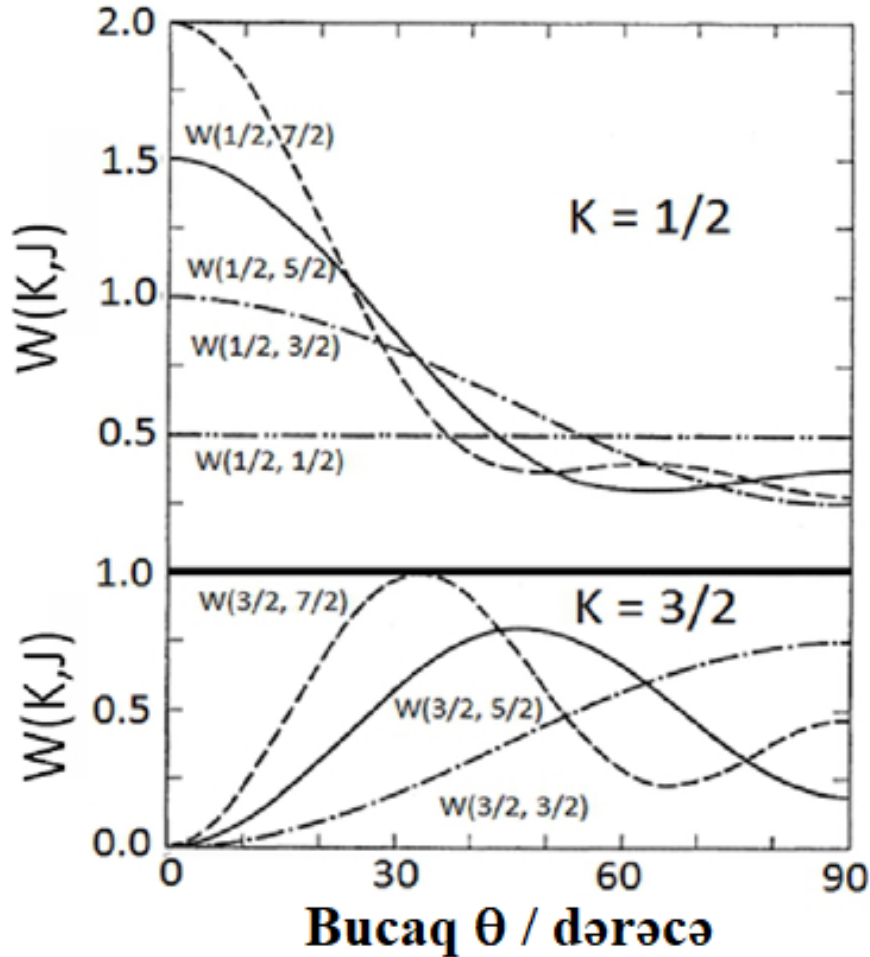
Şəkil 1.3.2 - də (K, J) kombinasiyalarının müxtəlif qiymətləri üçün bucaq paylanmaları göstərilmişdir. Kvant tendensiyaları aşağıdakı klassik arqumentlərdən əldə edilə bilər.

- Yalnız s dalğaları ($l = 0$) üçün: $J = K = 1/2$ və bölünmə fraqmentlərinin bucaq paylanması düz xətdir. Bu ümumi xassədir və \vec{J} tam yönləndirilmiş olduğundan $I_0 \neq 0$ üçün də qorunur. En kəskinlərdə s dalğaları üstünlük təşkil etdiyindən aşağı enerjilərdə ($E_n < 10 \text{ keV}$) emissiya yalnız izotrop olur.

- Şəkil 1.3.2-yə baxaraq, $K \ll J$ olduqda emissiyanın \vec{J} -yə ortoqonal olduğunu görürük. Bu halda J -nin istiqaməti selin oxuna ortoqonal olan l -ə çox yaxındır (əks halda yuxarıdakı bərabərsizlik mümkün deyil). Bütün reaksiya hadisələri üçün \vec{J} , selə ortoqonal olaraq müstəvidə bütün istiqamətləri alır. Fraqmentlər \vec{J} -yə ortoqonal olaraq buraxıldıqda, \vec{J} -nin bütün istiqamətlərindən olan bütün töhfələrin toplandığı yalnız bir istiqamət var: selin istiqaməti. Buna görə də fraqmentlərin bucaq paylanması irəli-geri pik kimi müşahidə olunur. Kvant

hesablamaları bu nəticəyə uyğundur ($W(1/2, 7/2)$ və $W(1/2, 5/2)$ ayriləri).

- $J \approx K$ olduqda parçalanma oxu \vec{J} boyunca olur. \vec{J} selin oxuna ortoqonal olduğu üçün bölünmə istiqaməti də elədir və bucaq paylanması daha da açılır. Bu, şəkil 1.3.2-də $W(3/2, 3/2)$ halı üçün təsdiq edilmişdir.



Şəkil 1.3.2. Cüt-cüt hədəflər ($I_0 = 0$) üçün nəzəri hesablanmış bölünmə fraqmentlərinin bucaq paylanması $W(K, J)$ [34, s. 1268, 105, s. 11].

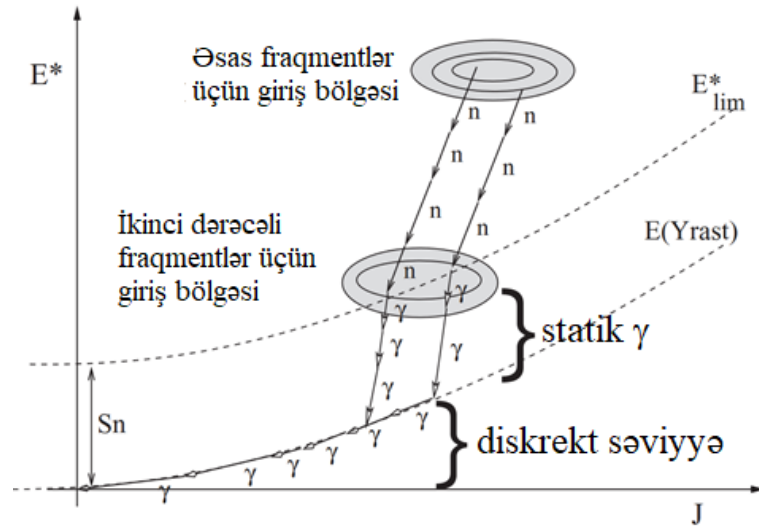
Tək nüvələrə misal olaraq isə ^{235}U və ^{237}Np nüvələrini götürək. Bu halda hədəf spin 0 deyil: ^{235}U üçün $I_0^\pi = 7/2^-$, ^{237}Np üçün isə $I_0^\pi = 5/2^+$. Kanalın fırlanması birinci halda $S = 3$ və ya $S = 4$, ikincisi üçün $S = 2$ və ya $S = 3$ -dür. Bu kanalın spini polyarlaşmamış olduğundan, \vec{J} -nin oriyentasiyasının azalmasına əhəmiyyətli dərəcədə tövhə verir (yalnız oriyentasiyalı töhfə \vec{l} -dən gəlir). Buna görə də, bucaq paylanması cüt-cüt nüvələrə nisbətən daha düzdür və anizotropiyanın başlanğıcı üçün daha yüksək dalğalar nəzərə alınmalıdır.

Aşağı həyəcanlanma enerjisində bölünmə çəpərinə yaxın olduqda, bölünmə müəyyən J və K-nin ikinci minimumunda (II sinif halları) olan keçid vəziyyətləri (uzanmaya uyğun gələn ümumi sərbəstlik dərəcəsi ilə müəyyən edilmiş vəziyyətlər) vasitəsilə baş verir. Bucaq paylanması (1.3.6) tənliyinin spin kanalının bərabər ehtimal olunan proyeksiyalarına uyğun gələn M üzrə, qarışıq hallarda isə bir neçə J və K-nin mümkün qiymətləri üzrə cəmindən birbaşa əldə olunur. Qeyd etmək lazımdır ki, bucaq paylanmalarını əsasən K kvant ədədləri xarakterizə edir və ona görə də onlar bölünmədə fırlanma momenti haqqında kifayət qədər ətraflı məlumat verirlər [105, s. 11-12].

Paraqraf 1.2-də qeyd edildiyi normal bölünmədə əsas fraqmentlərin kinetik enerjisi bölünmədə mümkün olan əlaqə enerjisinin $\sim 80\%$ -ni aparır. Digər $\sim 20\%$ isə fraqmentlərin həyəcanlanma enerjisi ilə fraqmentlərdən emissiya olunan neytron və qamma şüalar arasında paylanır. Neytronlar bir qayda olaraq qırılmadan $\approx 10^{-18} - 10^{-16}$ s sonra (şəkil 1.2.8) hərəkət edən fraqmentlərdən emissiya olunur və bu da fraqmentlərdən kinematik təkan səbəbindən laboratoriya sistemində irəli istiqamətlənmiş görünür [119, s. 1-2].

Bölünmədə korrelyasiyaları başa düşmək üçün əvvəlcə bölünmə fraqmentlərinin həyəcanlanmasını müzakirə etməliyik. Şəkil 1.3.3-də həyəcanlanmanın sadələşdirilmiş sxemi göstərilmişdir. Şəkildə həmçinin də əvvəlcə neytron, sonra isə qamma şüalarının emissiyası ilə bölünmə zamanı həyəcanlanmış mürəkkəb nüvənin fırlanma momentinin necə dəyişdiyini təsvir edilmişdir. Yaranan fraqmentlər yüksək dərəcədə həyəcanlanlandığından müəyyən dərəcədə deformasiyaya uğrayır. Mövcud həyəcanlanma enerjisi neytronun ayrılma enerjisinə yaxınlaşdıqda, qamma şüaların emissiyası nüvənin bu mərhələdə tutduğu halların spinlərindən və cütlüyündən asılı olaraq neytron emissiyası ilə rəqabət aparır. Həyəcanlanma enerjisi neytronların ayrılma həddindən aşağı səviyyələrə sərf olunduqdan sonra bölünmə fraqmentləri y-rast vəziyyətinə qədər yüksək enerjili statistik qamma şüalar buraxırlar. Sonrakı emissiya nüvə əsas hala çatana qədər verilmiş həyəcanlanma enerjisi (yəni y-rast qamma-kvantların xətti emissiyası) üçün ən aşağı spinə malik hallar vasitəsilə qamma emissiyası ilə baş verir [259, s. 4-5, 205,

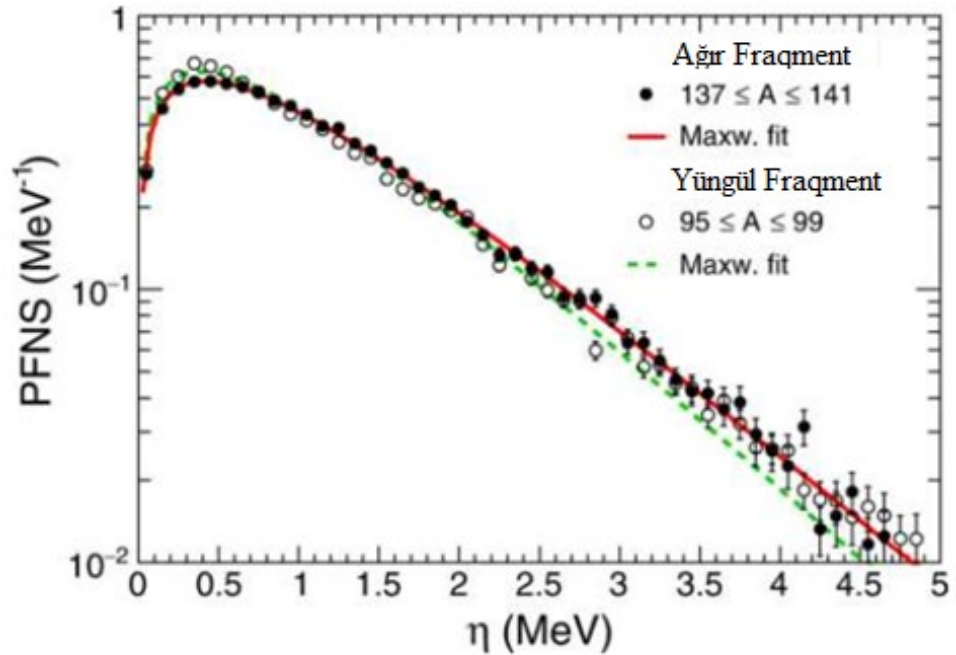
s. 2, 180, s. 4]. Sürətli neytronlar bölünmə prosesinin müxtəlif mərhələlərində buraxıla bildiyindən yaranma mexanizmindən asılı olaraq müxtəlif modellər və şərtlər tətbiq edilməlidir.



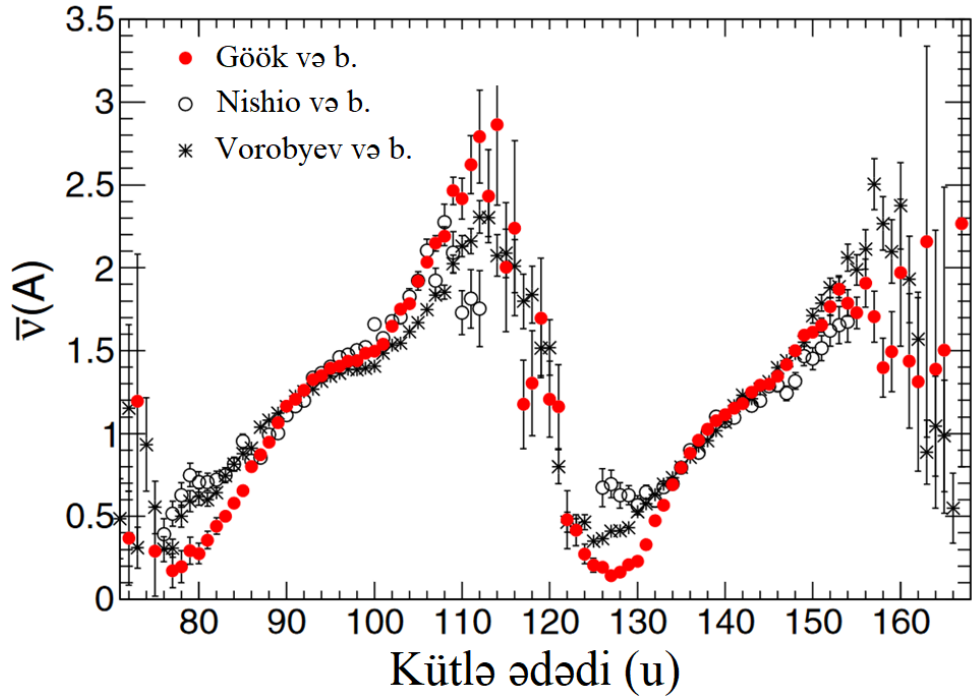
Şəkil 1.3.3. Bölünmə fraqmentlərindən neytronların və qamma şüalarının emissiyasının və bu zaman fırlanma momentinin dəyişməsinin sxematik təsviri [259, s. 5, 205, s. 2, 180, s. 4].

Sürətli neytronların yaranmasına töhfə verən beş əsas mənbə var: bölünmədən əvvəlki neytronlar, üçqat bölünmə neytronları (kəsilmə neytronları), üçqat bölünmə fraqmentlərindən kəsilmə sonrası emissiya olunan neytronlar, bölünmə fraqmentlərinin sürətlənməsi zamanı emissiya olunan neytronlar və tam sürətlənmiş fraqmentlərdən emissiya olunan neytronlar. Sürətli neytronlar əsasən tam sürətlənmiş bölünmə fraqmentlərindən emissiya olanlara aid edilir, digərləri isə çox az töhfələr verir. Fırlanma momenti yaranması üçün maraqlı və hələ də aydın olmayan mexanizm var ki, neytron- γ emissiyasında korrelyasiyaya səbəb ola bilər [258, s. 2]. Əslində, daxili həyəcanlanma enerjisi neytron çoxluğu ilə güclü şəkildə əlaqəlidir [107, s. 8-9] və diskret γ - şüaların emissiyası isə fırlanma momenti ilə tənzimlənir [285, s. 1]. Beləliklə, əgər E^* və J müsbət korrelyasiyadadırsa, yəni fenomenoloji və nəzəri modellərin proqnozlaşdırdığı kimi müsbət spin-enerji korrelyasiyası varsa, onda neytronlarla diskret γ şüaları arasında müsbət korrelyasiya gözləmək olar [258, s. 1]. Bölünən nüvənin boynundan bölünmə oxuna perpendikulyar emissiya olunan

neytronlar uzun müddətdir ki, maraq doğuran mövzulardan biridir [62, s. 178, 256, s. 36, 168, s. 56, 290, s. 619-620]. Bu neytronların bölünmədə emissiya olunan ani neytronların $\geq 10\%$ təşkil etdiyi təxmin edilir [107, s. 8-9, 62, s. 178]. Belə neytronlar eksperimental olaraq təsdiqlənməmişdir və [108, s. 7-8] müəllifləri tərəfindən 0.26 eV - 45 keV enerjili neytronlarla induksiya edilmiş ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı emissiya olunan ani neytronların ölçülməsi bu enerji intervalında neytronların mövcudluğu ilə bağlı əvvəlki eksperimental nəticələrlə ziddiyyət təşkil edir. Bir neytronu nüvədən ayırmaq üçün bir neçə MeV tələb olunduğundan, bölünmə prosesində kifayət qədər enerji olduğu halda bölünmə neytronlarının emissiyası baş verir. Emissiya olunan ani neytronların sayı ν ilə ifadə olunan neytron çoxluğu kimi göstərilir. Yüngül fraqmentlər üçün orta çoxluq $\bar{\nu}_{LF} \approx 1.42$, ağır fraqmentlər üçün isə $\bar{\nu}_{HF} \approx 1.00$ ölçülmüşdür [108, s. 8]. Ani neytronların enerji paylanması şəkil 1.3.4-də və fraqmentlərin kütləsindən asılı olaraq ani neytronların orta çoxluğu şəkil 1.3.5-də göstərilmişdir.



Şəkil 1.3.4. ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı yüngül (ağ halqa) və ağır fraqmentlər (qara halqa) üçün kütlə mərkəzi sistemində ölçülən ani neytronların enerji η spektri [108, s. 8]. Şəkildə həmçinin yüngül (qırıq yaşıl xətt) və ağır fraqmentlər üçün (kəsilməz qırmızı xətt) Maksvel paylaması ilə aproksimasiya göstərilmişdir.



Şəkil 1.3.5. ^{235}U nüvəsinin bölünməsi üçün ölçülmüş fraqmentlərin kütləsinin ani neytronların orta çıxımından asılılıq spektri [108, s. 8]. Spektr “mişar dişi” adlandırılan forma nümayiş etdirir ki, spektrin yüngül və ağır fraqment tərəflərində kütlə artdıqca və ağır fraqment ($Z = 50$, $N = 82$) təbəqə örtüklərindən irəli getdikcə emissiya üçün daha çox neytron mövcud olur.

Şəkildən görüldüyü kimi yüngül fraqmentlər, orta hesabla, ağırdan bir qədər çox neytron buraxır ($\nu_L/\nu_H = 1.42 \pm 0.05$).

Termal neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı neytronların sayı və onların enerji paylanması öyrənilmiş və orta hesabla, hər bir bölünmə hadisəsi üçün neytronların sayı müəyyənləşdirilmişdir. Enerjiləri bir neçə eV-dən 10 MeV-ə qədər, orta enerjisi isə 1.95 ± 0.05 MeV olan neytronların spektrləri (bölünmə fraqmentinin sərbəstlik halında 1.21 ± 0.05 MeV) Maksvel paylanmasına tabedir [286, s. 1250-1251].

^{252}Cf -un spontan bölünməsinə tədqiq edərkən fraqmentlərin təmiz izotrop buxarlanmadan kənara çıxmaları 1962-ci ildə göstərilmişdir [52, s. 2133, 184, s. 1-2]. Bu uyğunsuzluqların mahiyyətini ortaya çıxarmaq üçün müəlliflər hesablamalarına 10% bölünmə neytronlarının töhfəsini təklif etsələr də bu neytron mənbəyi müşahidə edilən bütün uyğunsuzluqları izah etmədi. Ağır və yüngül

fracmentlər ətrafında kiçik bucaqlarda qalan kənəraçıxmalar fracmentlərin kütlə mərkəzində anizotrop emissiyanın olması idi. Effektin zəifliyi və eksperimental qeyri-müəyyənliklər səbəbindən bu kənəraçıxmanın mahiyyəti aydınlaşdırılmamışdır.

Digər müəlliflər izotrop fərziyyəni tədqiq edərək bu cür kənara çıxmaların fracmentlərin böyük fırlanma momenti (J) ilə əlaqəli olduğunu demişdilər. Orta hesabla fırlanma momenti təxminən $\langle J \rangle \approx 8\hbar$ təşkil edir. İntuitiv olaraq bu, fracmentlərin kütlə mərkəzində anizotrop neytron emissiyasına səbəb olmalıdır [67, s. 572]. Bu ssenaridə fırlanan nüvədən emissiya olunan neytronlar əsasən fırlanma momentinə perpendikulyar olan ekvator müstəvisində buraxılacaqlar. Sabit spin istiqaməti üçün kütlə mərkəzində neytron emissiyasının bucaq paylanması aşağıdakı kimi ifadə oluna bilər [67, s. 572, 119, s. 24]:

$$W(\theta_{nJ}) \propto 1 + A_{nJ} \sin^2 \theta_{nJ} \quad (1.3.12)$$

burada $A_{nJ} = W(90^\circ)/W(0^\circ) - 1$ neytron və spin istiqamətlərinə görə anizotropiya əmsalıdır və θ_{nJ} isə J spin istiqamətinə görə neytronun emissiya bucağıdır.

Bölünmə zamanı fracmentlərin spinləri bölünmə oxuna perpendikulyar olur. Bölünmə oxuna perpendikulyar olan bütün spin istiqamətləri üzrə ortalama aparsaq neytronlar üçün bölünmə oxu boyunca emissiyaya üstünlük verən anizotropiya yaranacaqdır.

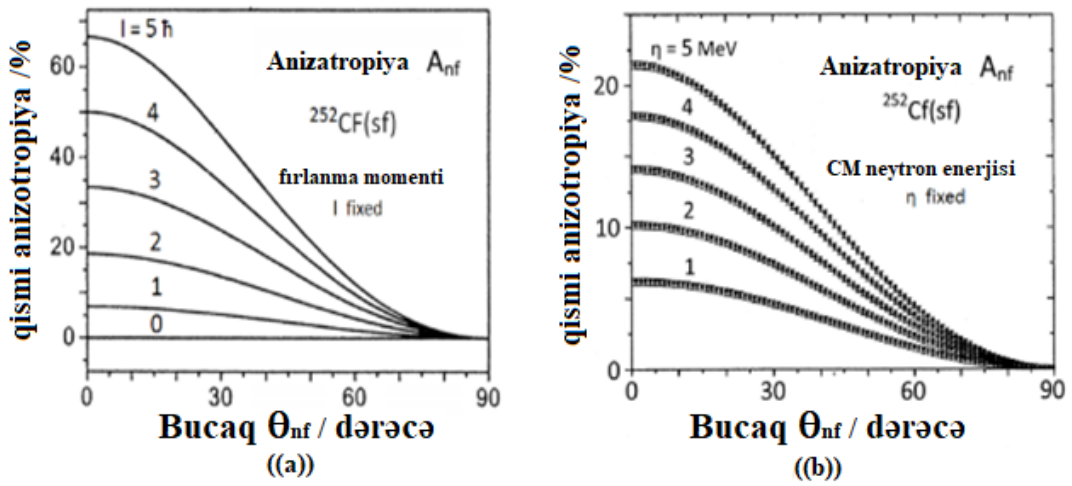
Bu paylanma aşağıdakı kimi yazıla bilər [119, s. 23]:

$$W(\theta_{nLF}) \propto 1 + A_{nLF} \cos^2 \theta_{nLF} \quad (1.3.13)$$

burada θ_{nLF} neytronlarla yüngül fracment arasındakı bucaqdır. Onda anizotropiya $A_{nLF} = W(0^\circ)/W(90^\circ) - 1$ bərabər olacaqdır.

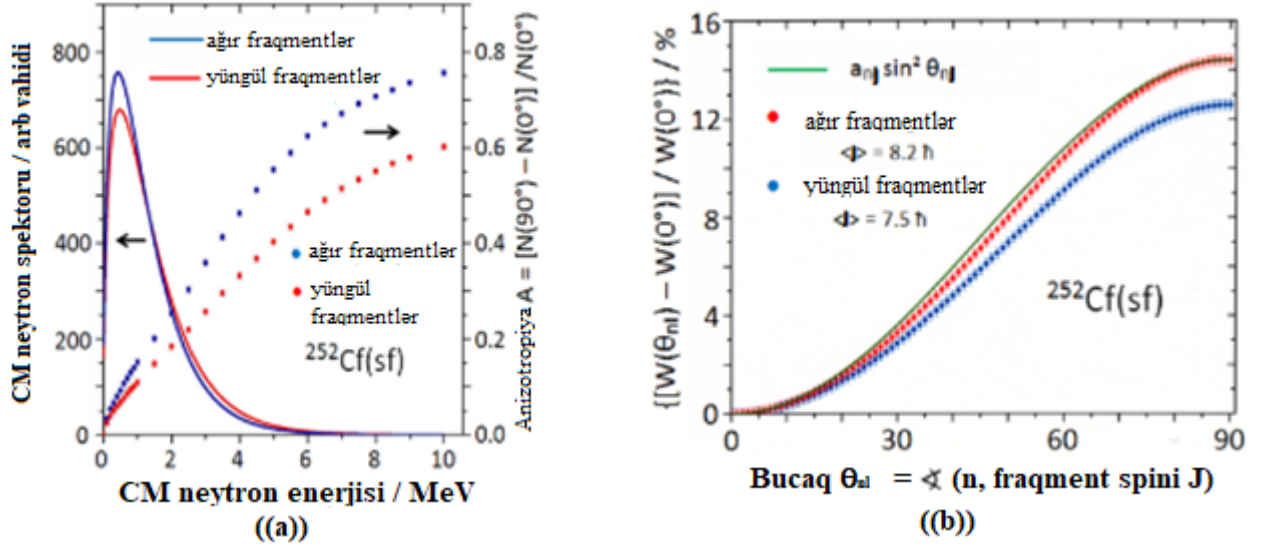
Anizotropiyanın emissiya nəzəriyyəsi ilk dəfə 1976-cı ildə A. Qavron [97] tərəfindən verilmişdir. Onun işləyib hazırladığı statistik modeldə verilmiş orbital moment (l) və onun fracmentin spininə nisbətən proyeksiyası (m) ilə verilən neytron buraxma ehtimalı (P_{lm}) fracmentin səviyyə sıxlığından və neytron ötürmə əmsalından asılıdır. Onun modelində buxarlanma kaskadı Monte-Karlo kodu vasitəsilə hesablanır ki, burada P_{lm} ehtimalı yekun fracmentin spinlərinin (J_f) bütün qiymətlərinin cəminə mütənasibdir. Onun hesablamasında fırlanma momenti (J) və onun bölünmə oxu üzrə

proyeksiyası (M) neytron kaskadının hər bir mərhələsində hesablanır. Başlanğıcda, ilkin fraqmentin spininin bölünmə oxuna perpendikulyar olması fərziyyəsinin nəticəsi olaraq, əsas fraqmentdə ilkin spin proyeksiyasının sıfır ($M = 0$) olduğu qəbul edilir. Daha yeni model 2006-cı ildə V. Bunakov və İ. Quseva tərəfindən A. Qavronun fərziyyəsinə əsasən hazırlanmışdır [58]. Şəkil 1.3.6 (a)-da göstərildiyi kimi anizotropiya buxarlanan neytronların fırlanma momentinin (l) ölçüsündən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır və ondan asılı olaraq artır. Fırlanma momenti (l) neytron enerjisi η ilə əlaqəli olduğu üçün anizotropiya da şəkil 1.3.6 (b)-də göstərildiyi kimi neytron enerjisinin artması ilə artır.



Şəkil 1.3.6. (a) Kütlə mərkəzi sistemində bucaq anizotropiyasının buxarlanmış neytronların fırlanma momentindən (l) asılılığı. (b) Anizotropiya əmsalının neytronun enerjisindən asılılığı [58, s. 5; s. 7].

V. Bunakov və İ. Quseva da kütlə mərkəzi sistemində neytronun enerjisinin A_{nJ} anizotropiyaya təsirini göstəriblər (şəkil 1.3.7 (a)). Bu modelə görə, kütlə mərkəzi sistemində neytronun enerjisi η artdıqca anizotropiya artır. Müqayisə üçün η spektri də şəkil 1.3.7(a)-da göstərilmişdir. Qeyd etmək lazımdır ki, aşağı enerjili bölünmədə η enerjiləri üçün yalnız kifayət qədər kiçik W (θ_{nLF}) anizotropiyalar gözlənilir. Nəhayət, yüngül və ağır fraqmentlərin kütlə mərkəzində spinə nəzərən neytronların W (θ_{nJ}) bucaq paylanması şəkil 1.3.7 (b)-də göstərilmişdir.

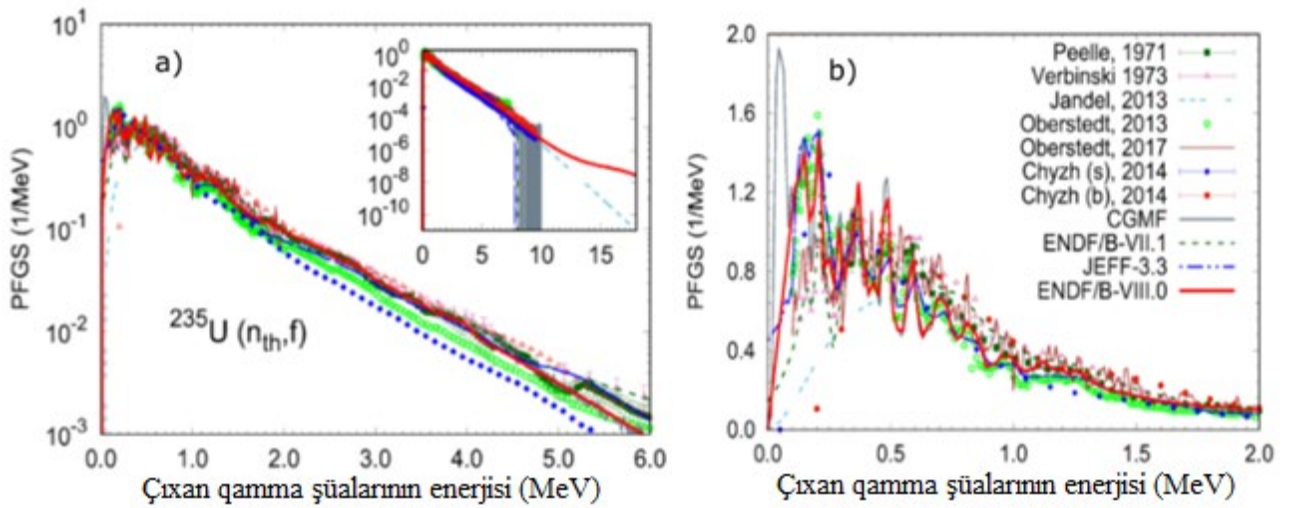


Şəkil 1.3.7. (a) Ağır və yüngül fraqmentlər üçün kütlə mərkəzi sistemində anizotropiya əmsalının neytronun enerjisindən η asılılığı. (b) Anizotropiya əmsalının neytronlar və fraqment spini arasındakı bucaqdan asılılığı [116, s. 85].

Şəkildə yalnız bucaqdan asılı olan $A_{nJ} \sin^2 \theta_{nJ}$ həddi qurulmuşdur. Şəkil 1.3.7 (a) və 1.3.7 (b)-də yüngül və ağır fraqmentlər üçün fərqli olan anizotropiya (A_{nJ}) ilə fraqment spini (J) arasındakı əlaqəni göstərir. Həqiqətən də fraqmentin spininin (J) daha böyük qiymətləri üçün anizotropiya böyük olur. Şəkildən görüldüyü kimi neytronların enerjisinin ən çox ehtimal olunan qiymətlərinin yerləşdiyi $0 \div 2$ MeV intervalında anizotropiya əmsalı enerjiden asılı olaraq xətti olaraq artır və ağır fraqment üçün təqribən 0.3 qiymətinə çatır. Anizotropiya spinin J qiymətinin artması ilə artır. Ağır fraqment üçün tapılan daha böyük anizotropiya, sonuncunun yüngül fraqmentə nisbətən daha böyük spinə malik olması ilə izah olunur.

Bölünmədə ani qamma şüaların tədqiq edilməsi, gələcək nüvə reaktorlarının tədqiqi təkmilləşdirilməsi, xüsusi nüvə materialının aşkarlanması və fırlanma momentinin fraqmentlərə və enerjiyə təsiri də daxil olmaqla bölünmə prosesinin tədqiqi üçün çox vacibdir [39, s. 101, 41, s. 1, 189, s. 1, 57, s. 6-7, 252, s. 385]. Əgər qamma şüalar istiqamətlənmiş fraqmentlərdən emissiya olunursa bölünmə fraqmentlərinin və bölünmə ilə əlaqəli ani qamma şüaların bucaq korrelyasiyası anizotropikdir [188, s. 385]. Ani qamma şüaların bucaq paylanması təyin edən fraqmentlərin spin paylanması, fraqmentlər arasında həyəcanlanma enerjisinin

bölüşdürülməsi haqqında məlumat əldə etmək üçün istifadə edilə bilər [57, s. 6-7]. Şəkil 1.3.8-də ani qamma-şüalar üçün ölçülmüş və müxtəlif kodlardan istifadə edilərək hesablanmış spektrlər göstərilmişdir. Spektrlər ani qamma şüaların enerji paylanmasını və nisbi çıxımını göstərir. Ani γ -şüalarının emissiyası həyəcanlanma enerjisinin bir hissəsini və az da olsa fırlanma momentini aradan qaldırır. Başqa sözlə desək, bu həyəcanlanma enerjisi və fırlanma momenti ani γ -şüaların emissiyası vasitəsilə sərbəst buraxılır [259, s. 4-5, 205, s. 1-2, 180, s. 3-4]. Bölünmə fraqmentinin ani γ -şüaları emissiya etməsi iki şəkildə nəzərdən keçirilə bilər. Əvvəlcə həyəcanlanan nüvə elektrik dipol keçidləri səbəbindən statistik γ -şüalar adlanan bir neçə yüksək enerjili γ -şüaları buraxır.



Şəkil 1.3.8. Ani qamma-kvantların enerji spektrləri [212, s. 381, 280, s. 1183, 260, s. 265, 204, s. 2, 69, s. 4]. a) qamma-şüaların tam ölçülmüş enerji diapazonunu; b) spektrin yalnız aşağı enerjili hissəsini göstərir.

Statistik γ -şüaların sayı fraqmentin həyəcanlanmasından asılıdır, lakin bir qayda olaraq, hər fraqmentdən 1-3 sayda emissiya olunur. Bu emissiyalardan sonra nüvə daha aşağı həyəcanlanma vəziyyətinə keçir, lakin hələ də yüksək fırlanma momentinə malik olur. Fırlanma momentini aradan qaldırmaq üçün hər hansı davamlı həyəcanlanma enerjisi ilə birlikdə nüvə yüksək spin, lakin aşağı enerjili bir neçə γ -şüalar buraxır. Bunlar kvadrupol keçidlər nəticəsində emissiya olunan y-rast γ -şüaları kimi tanınır [259, s. 4-5, 205, s. 1-2, 180, s. 3-4, 223, s. 1]. Ani qamma şüaların enerji

spektrləri çox tədqiq edilsə də onların bucağa görə paylanmaları haqqında təcrübi nəticələr azdır. Bölünmədən gələn γ -şüaların bölünmə istiqamətinə görə bucaq paylanması, ROT (ingiliscə: rotation effect) effekt adlanan bölünmə oxunun fırlanma bucağını təyin etmək üçün vacib məlumat daşıyır [118, 213]. Doktorluq işinin əsas nəticələrdən olan bu effekt, polyarlaşmış nüvənin bölünməsi halında bölünmə oxuna nisbətən ani γ -şüalarının bucaq paylanmasının fırlanması ilə ifadə edilir. Təcrübələrin nəticələri və nəticələrin ətraflı izahı 6 və 7 fəsillərdə geniş verilmişdir. Bu doktorluq işində müzakirə olunan təcrübələrdə, hər bir fraqmentin hərəkət istiqamətinə nəzərən emissiya olunan sürətli qamma şüaların bucaq paylanmasını anlamaq vacibdir. Çünki bu, qamma şüaların qeydedilmə effektivliyinə və tədqiq olunan ROT effektə təsir edəcəkdir. Şəkil 1.3.9-da ^{235}U -nin termal neytronların təsiri ilə bölünməsi zamanı qamma şüaların bucaq paylanması göstərilmişdir [252, s. 390]. Görünür ki, bucaq asılılığı 0 ilə 90 dərəcə arasında təxminən 20%-ə qədər dəyişir. Bu əlaqənin nəzərə alınması ondan ötürü vacibdir ki, detektorun yerinin dəyişməsi ölçülmüş nəticələrin ciddi dəyişməsinə səbəb ola bilər. Bucaq korrelyasiyası bir neçə qrup tərəfindən bir həndəsədə ölçülmüşdür [213, s. 1387, 48, s. 1160, 120, s. 717, 278, s. 770]. Anizotropiyanın enerji asılılığı [214, s. 73] müəllifləri tərəfindən tədqiq olunmuşdur. Statistik modelin etibarlı olduğunu fərz etsək, Strutinski [261, s. 614] təmiz dipol, kvadrupol və oktopol şüalanma üçün klassik həddə fraqmentlərin və γ -şüaların bucaq korrelyasiyasını tapmışdır. Statistik nəzəriyyədə Strutinski qamma şüalarının bucaq paylanması üçün aşağıdakı ifadəni vermişdir [261, s. 614]:

$$W(\theta) = 1 + k_L (\hbar^2 J / IT)^2 \sin^2 \theta \quad (1.3.14)$$

burada I və T müvafiq olaraq fraqmentin ətalət momenti və temperaturudur, $L = 1, 2$ və 3 halları üçün $K_L = 1/8, -3/8$ və $-81/64$ olur [261, s. 614].

Spinin fraqmentlərin hərəkət istiqaməti kimi qəbul edilən kvantlama oxuna proyeksiyası sifira ($m = 0$) bərabər olduqda emissiya ehtimalı

$$w_M \propto \exp(-(j-L)^2 / 2\sigma^2) \propto \exp(jM / \sigma^2) \quad (1.3.15)$$

və ya

$$w_M \approx w_M^| = 1 + M(j/\sigma^2) + \frac{1}{2} M^2 (j/\sigma^2)^2 \quad (1.3.16)$$

L - fırlanma momenti, j - ilkin spin, M - fotonun impulsunun j istiqaməti üzrə

proyeksiyası və $\sigma^2 = IT/\hbar^2$, burada I- ətalət momenti və T- nüvənin temperaturudur.

Yönəlmiş nüvələrdən emissiya olunan γ -şüalarının bucaq paylanması $W_M(\theta)$ klassik həddə götürülsə və (1.3.16) ifadəsi ilə verilən çəki əmsalı w_M^L ilə qiymətləndirilsə eyni xətlər üzrə daha ümumi ifadə əldə edilə bilər. Nüvələrin γ -parçalanmadan əvvəl oriyentasiyası k sırasının oriyentasiya dərəcəsi olan parametrlər f_k ilə verilir. Daha bir γ -şüalanması nəticəsində oriyentasiyanın dəyişməsi U_k parametrləri ilə ifadə olunur. Fraqmentlərin və γ -şüalarının bucaq korrelyasiyasını aşağıdakı kimi ifadə edirik

$$W^L(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta) \quad (1.3.17)$$

harada təmiz dipol şüalanması üçün

$$A_2 = \frac{3f_2 U_2 (j/\sigma^2)^2}{12 + 4(j/\sigma^2)^2} \quad (1.3.18)$$

təmiz kvadrupol şüalanması üçün

$$A_2 = \frac{-3f_2 U_2 (j/\sigma^2)^2}{4 + 4(j/\sigma^2)^2} \quad (1.3.19)$$

təmiz oktopol şüalanması üçün

$$A_2 = \frac{-9f_2 U_2 (j/\sigma^2)^2}{4 + 8(j/\sigma^2)^2} \quad (1.3.20)$$

Daha yüksək hədlərin ixtisar edildiyini nəzərə alsaq A_2 əmsalının ikinci dərəcəli oriyentasiya dərəcəsi f_2 ilə mütənasib olduğunu demək olar. Klassik həddə $U_2 = 1$ olduğunu nəzərə alsaq və spinin kvantlama oxundakı proyeksiyası $m = 0$ olarsa, $f_2 = \frac{-1}{3}$. Onda bucaq korrelyasiyaları (təmiz dipol, kvadrupol və oktopol şüalanma üçün) normallaşma sabitlərindən ayrılır. $(j/\sigma)^2 \ll 1$ üçün

$$W^L(\theta) = 1 + k_L (j/\sigma^2)^2 P_2(\cos\theta) \quad (1.3.21)$$

Klassik limitə keçmənin və (1.3.15) ifadəsi ilə verilən təxmini çəki əmsalından istifadənin etibarlılığı həqiqi ifadələrin çəki cəminin müqayisəsi ilə yoxlanıla bilər

$$W_L(\theta) = \sum_M w_M W_M(\theta) \quad (1.3.22)$$

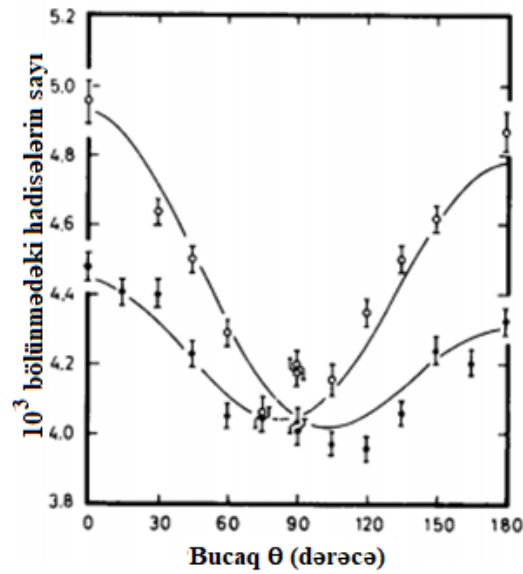
burada w_M (1.3.15) ilə verilir. Bu halda daha yüksək hədlər ixtisar olunmur, lakin $(j/\sigma)^2 < 1$ üçün A_4 əmsalı A_2 əmsalından bir tərtib kiçik olur. M-in müxtəlif qiymətləri üçün müəyyən çoxqütblü şüalanmaların nisbi intensivlikləri (1.3.15) tənliyindən əldə

edilə bilər:

$$W_M / W_{M-1} = \exp(j/\sigma^2) \quad (1.3.22)$$

Dipol (L=1), kvadrupol (L=2) və oktopol (L=3) şüalanmaları üçün k_L uyğun olaraq 1/8, -3/8 və -81/64 qiymətlərini alır. Kvadrupol emissiya halında (1.3.24) tənliyindən alınan anizotropiya 0.13, orta kütləsi 120, temperaturu 0.4 MeV olan fraqmentlərin sərt cisim ətalət momenti nəzərə alınmaqla, tam kaskad üçün orta fırlanma momenti (J) üçün təxminən 11 qiyməti alınır. Kaskadın əvvəlində fırlanma momenti (J_0) bu orta qiymətdən (J) bir neçə vahid yüksək olacaq.

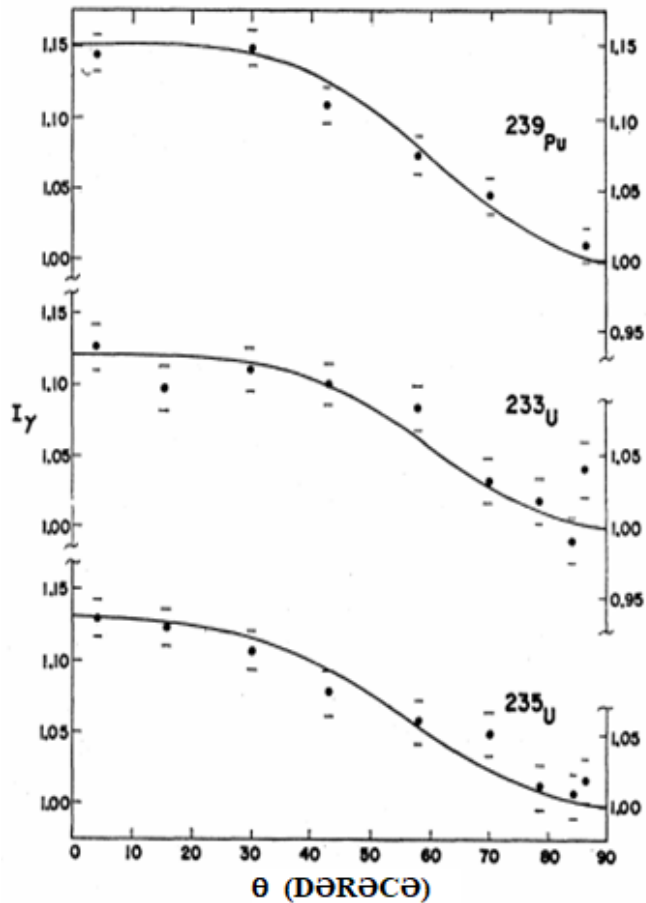
Şəkil 1.3.9-da müxtəlif həndəsələrdə ölçülmüş bucaq korrelyasiyası göstərilmişdir. Şəkildən də görüldüyü kimi bucaq korrelyasiyası həndəsədən asılıdır. Bu o deməkdir ki, bucaq korrelyasiyasının nəticəsindən əgər başqa parametrlərin təyininə istifadə ediləcəksə onda təcrübə aparıldığı zaman detektor sisteminin həndəsəsinin dəyişməməsinə diqqət etmək lazımdır.



Şəkil 1.3.9. Yüngül fraqmentlərin hərəkət istiqamətinə nəzərən γ -şüalarının bucaq paylanması. Müxtəlif simvollar (nöqtələr və dairələr) müxtəlif həndəsələri ifadə edir.

[128] müəllifləri tərəfindən müxtəlif nüvələr üçün ölçülmüş bucaq paylanması şəkil 1.3.10-da verilmişdir. Şəkil 1.3.10-da təqdim olunan məlumatlar göstərir ki, kiçik də

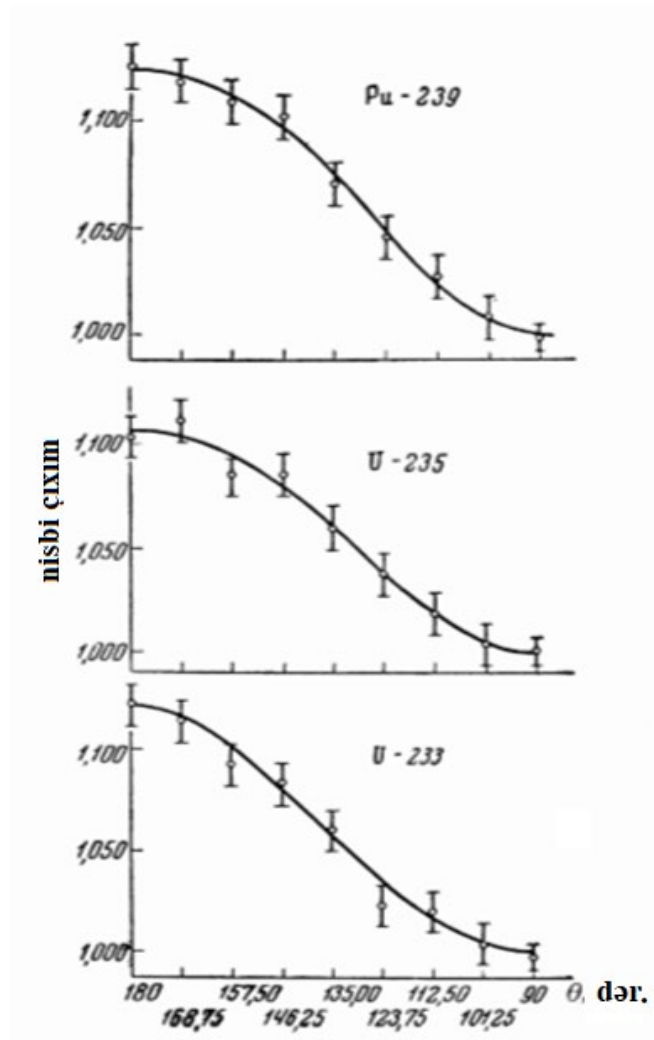
olsa γ -şüaları ilə bölünmə fraqmenti arasında həqiqətən də korrelyasiya mövcuddur. Həyəcanlanmış nüvə tərəfindən γ -şüaların emissiya ehtimalı ümumiyyətlə nüvənin spininin oxu ilə emissiya istiqaməti arasındakı bucaqdan asılı olduğundan təcrübi məlumatlar nüvənin spin oxu ilə fraqmentin hərəkət istiqaməti (bölünmə oxu) arasında əlaqənin olduğunu göstərir. Beləliklə, bölünmə konfigurasiyası oriyentasiyaya və çox güman ki, fraqmentlərin nüvələrinin spininin qiymətinə təsir göstərir. Neytronların emissiyasından sonra bölünmə fraqmentlərinin dipol şüalanmaları ilə əsas hala doğru şüalandırıldığını fərz etsək, müşahidə olunan γ -şüa korrelyasiyası bölünmə oxu boyunca fraqmentin bucaq momentinin tam polyarlaşmasını göstərir.



Şəkil 1.3.10. Fraqment istiqamətinə nəzərən bucaqdan asılı olaraq enerjisi 250 keV-dən yüksək olan γ -şüaların nisbi sayı. [128, s. 717].

Digər tərəfdən, əgər müşahidə olunan γ -şüa anizotropiyası əsasən dördqütblü şüalanmanın nəticəsidirsə bucaq momentinin tam polyarizasiyası bölünmə oxuna

90⁰-də müşahidə olunacaqdır. Şəkil 1.3.10-da göstərilən məlumat fraqmentin fırlanma momentinin qiyməti və oriyentasiyası üçün ən çox ehtimal olunan orta qiymətləri müəyyən etməyə də imkan vermişdir. Nəzərə almaq lazımdır ki, bu analizin nəticələri ²³⁸U, ²³⁵U və ²³⁹Pu nüvələri üçün orta hesabla 1.23, 1.22 və 1.45 neytron emissiya etmiş fraqmentlərə aiddir. Güman edilirdi ki, təcrübi olaraq müşahidə edilən γ -şüaların paylanması üç komponentin birləşməsi kimi nəzərdən keçirilə bilər, bunlardan biri izotrop, biri dipol keçidləri nəticəsində yaranan, digəri isə kvadrupol keçidlər nəticəsində yaranan şüalardır. [214, s. 1387] müəllifləri tərəfindən müxtəlif nüvələr üçün ölçülmüş bucaq paylanması şəkil 1.3.11-də verilmişdir.



Şəkil 1.3.11. Fraqment istiqamətinə nəzərən bucaqdan asılı olaraq γ -şüaların paylanması. ²³⁵U, ²³³U və ²³⁹Pu nüvələri üçün müvafiq olaraq (11 \pm 1)%, (13 \pm 1)% və (16 \pm 1)% təşkil edir.

Hesablamalar göstərir ki, fraqmentlərin hərəkətini nəzərə almaq γ -şüaların emissiyasında müşahidə olunan anizotropiyanı açıq şəkildə izah etmir və buna görə də əldə edilən məlumatlar kütlə mərkəzi sistemində γ -şüaların emissiyasının anizotropiyasının mövcudluğunu unikal şəkildə göstərir. Bu, bölünmə oxuna nəzərən müəyyən şəkildə yönəlmiş nəzərəçarpacaq fırlanma momentinin fraqmentlərdə mövcudluğu ilə izah edilə bilər. Nəticələr dipol γ -şüalanması üçün bölünmə oxu boyunca momentin oriyentasiyasını, kvadrupol şüalanma üçün isə oxa perpendikulyar olduğunu göstərir. Bölünmə γ şüalarının çoxqütblü şüalanması kvadrupoldan yüksək deyil. Bu təcrübədə əldə edilən məlumatlardan görüldüyü kimi, ^{235}U (spin 7/2)-dən ^{233}U (5/2) və ^{239}Pu (1/2)-ə getdikcə anizotropiya artır (şəkil 1.3.11).

1.4. Nadir nüvə bölünmələri

Kəşf olunduğu vaxtdan intensiv araşdırmalara baxmayaraq, nüvənin bölünmə prosesi hələ də dünyanın bir çox laboratoriyalarından tədqiqatçıların diqqətini cəlb etməkdə davam edir. Keçmişdə nüvə parçalanması prosesləri ilə bağlı intensiv tədqiqatlara baxmayaraq, hələ də qismən öyrənilmiş və yeni proseslər qalmaqdadır. Nadir bölünmə prosesləri bu gün də aşağı enerjilər nüvə fizikasının əsas tədqiqatlar istiqamətlərindən biri kimi tədqiqatçıların diqqət mərkəzindədir. Nadir nüvə proseslərinin mümkünlüyü ilk dəfə nəzəri olaraq deyilsə də təcrübi olaraq 1946-cı ildə kəşf olunmuşdur [243, s. 382-283]. Bu proseslər müxtəlif izotoplar üçün sonradan bir çox müəlliflər tərəfindən fərqli qeydetmə sistemlərində tədqiq olunmuşdur [84, s. 327, 294, s. 490-491, 282, s. 7-10, 89, s. 520-521, 163, s. 118-119, 281, s. 82-88, 104, s. 423-424, 25, s. 34-36, 249, s. 858-860]. Nüvə bölünməsi zamanı boyun nahiyəsindən emissiya olunan yüngül yüklü hissəciklərin (LCP) tədqiqi qırılma nöqtəsinə yaxın qeyri-adi vəziyyətdə olan nüvə haqqında, həmçinin nüvənin bölünmə mexanizmi haqqında məlumat əldə etməyə imkan verir. Nadir bölünmə zərrəciklərinin kinematik və energetik paylanması, bölünmə məhsullarına nəzərən çıxma bucaqlarının tədqiqi qırılma anında nüvənin bölünməsinin dinamikasını öyrənməyə imkan verir [111, s. 1]. İkiqat bölünmə ilə müqayisədə müxtəlif nüvələr

üçün bu prosesin baş vermə ehtimalı $3 \div 6 \cdot 10^{-3}$ tərtibindədir. Kalifornium (${}_{98}\text{Cf}^{252}$) nüvəsi üçün üçqat spontan bölünmənin ehtimalı (1/268) nisbətindədir [202, s. 1]. Üçqat bölünmə zamanı buraxılan zərrəciklərin təqribən 90%-ni alfa zərrəciklər (${}_{2}\text{He}^4$) təşkil edir. Ona görə də təcrübədə ilk dəfə olaraq alfa zərrəciklər müşahidə olunmuşdur [202, s. 1]. Üçqat bölünmə zamanı buraxılan alfa zərrəciklərin enerjisi alfa-bölünmə zamanı buraxılan alfa zərrəciklərin enerjisindən bir neçə dəfə böyük olur. Üçüncü zərrəcik əsas bölünmə məhsullarından yüngül nüvəyə nəzərən təqribən 83^0 bucaq altında emissiya olunur. Üçüncü zərrəciyin bu bucaq altında çıxması, bölünmə anında nüvələrin boğazlarından Kulon qüvvəsinin təsirinə məruz qalmasıdır. Bu zaman ağır nüvə tərəfindən zərrəciyə təsir edən Kulon qüvvəsi böyük olduğundan o yüngül nüvə tərəfə meyl edir. Üçqat bölünmənin müəyyən qədər öyrənilməsindən sonra məlum oldu ki, belə bölünmənin xassələri ikiqat bölünmənin xassələrinə oxşardır. Bu bölünmə prosesində bölünmə məhsullarının enerjiyə və kütlə ədədinə görə paylanma əyriləri ikiqat bölünmədə olduğu kimi alınır. Üçqat bölünmənin ikiqat bölünməyə nəzərən ehtimalının, üçüncü müxtəlif zərrəciklərin çıxma ehtimalının və enerjisinin ölçülməsi üçqat bölünmənin təcrübi tədqiq olunmasının əsasını təşkil edir. Bu istiqamətdə çoxlu tədqiqatlar aparılsa da demək olar ki, təcrübələrdə əsasən alfa zərrəciklər və ya ondan ağır zərrəciklər qeyd edilmişdir. Alfa zərrəcikdən yüngül zərrəciklərinin yəni hidrogen atomunun izotoplarının xassələri yalnız bir neçə müəllif tərəfindən öyrənilmişdir [74, s. 1196, 271, s. 4, 293, s. 1178]. Protonlar üçün [271, s. 18] müəlliflərinin aldığı nəticə digərləri ilə uyğunlaşmadığı məlum olmuşdur. [74, s. 1196, 293, s. 1178] müəllifləri tərəfindən bütün hidrogen izotopları üçün alınan enerjinin eyni olmuşdur. Müəlliflər bunu zərrəciklərin yaranma mexanizminin eyni olması ilə izah edir. [271, s. 18] müəllifinin aldığı nəticə bu fikrə ilə təzadlıq təşkil edir. Enerjilərin bərabər olması onların eyni mexanizmdən yaranması fikrini inkar etmir. Əksinə enerjilərin eyni olması onların daha ağır digər zərrəciklərdən fərqli mexanizmlə yarandığı fikrini deməyə əsas verir. Əslində əgər zərrəciklərin yaranma mexanizmi eynidirsə onda He izotoplarında olduğu kimi bu izotopların da enerjiləri fərqli olmalıdır və ya ola bilər.

Üçqat bölünməni öyrənmək üçün çoxlu nəzəri modellər işlənib hazırlanmışdır.

Nəzəri modellərdən bölünmədən sonra boyunların sürətli dağılması [122], nuklonların dinamik mübadiləsi ilə boyunların ikiqat dağılması [237], adiabatik [218], yüngül yüklü zərrəciklərin klaster emissiyası [245], Fonqun statistik modeli [90] və s. modellərini vurğulamaq olar.

İkiqat bölünməni təsvir etmək üçün müvəffəqiyyətlə istifadə olunan modelləri üçqat bölünmə üçün tətbiq etmək çətindir. Kəsilmə nöqtəsi modeli iki bölünmə fraqmentinin olması ilə başlayır və sərbəst parametr kimi yalnız uc məsafəsi daxil edilmişdir [245]. Üçüncü zərrəciyin daxil olması nəzərdə tutulmur. Beş parametrlili Lorens paylanması [64] istifadə edən təsadüfi boyun qırılma modeli [206] boyun bölgəsində üçüncü zərrəciyin yaranma prosesini birbaşa təsvir etmək üçün kifayət qədər sərbəstlik dərəcəsinə malik deyil. Buna görə də, müəyyən bir uzanma zamanı, qeyri-müəyyənliklər olmadan mümkün olmayan xüsusi üçlü kəsik konfigurasiyasına proyeksiya lazım olur. Buna görə də, müəyyən bir uzanma zamanı qeyri-müəyyənliklər olmadan mümkün olmayan xüsusi üçqat kəsik konfigurasiyasına əsasən proyeksiya lazımdır.

Üçqat bölünmə fraqmentlərinin fərdi çıxımlarını və enerji paylanmasını birinci prinsiplərdən çıxara biləcək heç bir nəzəriyyə hələ də yoxdur. Yalnız alfa zərrəciklər ilə müşayiət olunan $^{236}\text{U}^*$ nüvəsinin bölünməsinin xüsusi vəziyyətində “bölünmə zamanı alfa parçalanma”-nı təsvir edən bir cism üçün Şredinger tənliyinin ədədi həlli mümkün olmuşdur ki, bu da alfa zərrəciklərinin mütləq emissiya ehtimalını və enerji paylanmasını təxminən düzgün hesablamağa imkan vermişdir [266, s. 477, 245, s. 862]. Oxşar klassik yanaşma eyni bölünmə sistemində zərrəciklərin orta enerjisini və emissiya ehtimalını hesablamaq üçün istifadə edilmişdir [64, s. 783-785, 206, s. 59-61]. ^{252}Cf nüvəsinin soyuq spontan ^{10}Be üçqat bölünmə prosesi üçün uyğun fraqment kütlələrinin bölünməsinin nisbi ehtimalları klaster modelində çəpər keçmə mümkünlüyü ilə hesablanmışdır [241, s. 627-633]. Üçqat bölünmənin gözəl qrafik təsviri Mutterer və Teobald tərəfindən verilmişdir [222, s. 507-508]. Onlar hidrodinamik sistemlərdə Reley kriteriyasına uyğun olaraq çox-fraqmentasiyaya bənzətmə üsulundan istifadə etmişdilər. Bununla belə, bu model, sistemin kvant mexaniki xüsusiyyətlərini (məsələn, fluktasiyaları) nəzərə ala bilməyən klassik

mənzərədir. MDM yanaşmasının kəmiyyətə istifadə edilməsində fundamental problemlər də mövcuddur. Səthin həcmə nisbəti böyük olarsa, dartılmış uzun nazik boyun halında MDM yaxınlaşması üçün ilkin şərtlər artıq etibarlı deyil. Statistik model [90] və Pik-Piçakın [218] birinci modeli yalnız üçqat bölünmə zərrəciklərinin ikiqat bölünməyə nisbətini hesablamağa imkan verir. Üçqat bölünmə ilə ikiqat bölünmə nisbəti və ikiqat bölünmədə proton-tək-cüt effekti arasında əlaqə [51, s. 1035-1036] müəllifləri tərəfindən verilmişdir. Bunlardan başqa digər yaxınlaşmalar çıxımı və ya enerji paylamalarını [122, s. 257, 236, s. 2022] nəzərə almadan üçqat zərrəcik emissiyasının yalnız keyfiyyətə izahını verir.

Üçqat zərrəciklərin emissiya ehtimallarını təsvir etmək üçün müxtəlif modellər təklif edilsə də maraqlıdır ki, bütün modellər formal olaraq eyni sadə asılılığa malikdir:

$$y = C \exp(-\Delta E/T) \quad (1.4.1)$$

Enerji parametri ΔE üçqat zərrəciyin emissiyası üçün bölünmə sisteminin səyini təsvir edir. O əsasən Q-dəyəri və kəsilmə konfigurasiyasının Kulon enerjisindən asılı olur. Modellərin əsas fərqi kəsilmə konfigurasiyasının həndəsəsindədir və bu da öz növbəsində ΔE -də Kulon enerji termininə güclü təsir göstərir. Modellər arasındakı ikinci fərq, enerji baxımından əlverişsiz kəsilmə konfigurasiyalarına daxil olmaq qabiliyyətini təsvir edən T parametrinin ifadə olunmasıdır. Bəzi modellər bunu açıq şəkildə bölünmə sisteminin nüvə temperaturu kimi təqdim edərkən, digərləri açıq şəkildə bunun bir temperatur olmadığını iddia edirlər.

Nadir nüvə bölünmələrinin ehtimalı bölünmə məhsullarının sayından asılı olaraq azalır. Dördqat bölünmə zamanı bölünmə fraqmentləri ilə yanaşı əlavə iki zərrəciyin buraxılması hadisəsi də müşahidə olunur [89, s. 520, 104, s. 420, 271, s. 2, 151, s. 379-380]. Belə bölünmənin baş vermə ehtimalı üçqat bölünməyə nəzərən istilik neytronlarının təsiri ilə bölünən ${}_{92}\text{U}^{235}$ nüvəsi üçün 0.3×10^{-4} , spontan bölünən ${}_{98}\text{Cf}^{252}$ nüvəsi üçün isə 3×10^{-4} tərtibindədir. İkiqat bölünməyə nəzərən isə uyğun olaraq təqribən 10^{-6} və 10^{-7} –dir [89, s. 520, 104, s. 420]. Dördqat bölünmənin baş vermə ehtimalının belə kiçik olması onların tədqiq olunmasını çətinləşdirir. Buna baxmayaraq ${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{98}\text{Cf}^{252}$ və ${}_{96}\text{Cm}^{248}$ nüvələri üçün bir neçə

tədqiqatlar aparılmışdır. Bu təcrübələrdə toplanan hadisələrin sayı kifayət qədər az olmuşdur [89, s. 520, 104, s. 420, 271, s. 2, 151, s. 379-380]. Dördqat bölünmə zamanı yüklü yüngül zərrəciklərin (alfa, triton) çıxma ehtimalı üçqat bölünmədə olduğu kimi böyükdür. Belə bölünmə zamanı "həqiqi" və "psevdo" bölünmə baş verə bilər [151, s. 380]. "Həqiqi" bölünmə zamanı dördüncü zərrəciklər müstəqil olaraq emissiya olunur. Bəzi üçüncü zərrəciklərin (${}^3\text{Li}^7$, ${}^4\text{Be}^8$, ${}^4\text{Be}^9$) çox qısa zamanda (təqribən 10^{-20} s) iki zərrəciyə bölünməsi bölünmə fraqmentləri ilə birlikdə əlavə iki zərrəciyin də qeyd olunmasına gətirib çıxarır ki, bu da "Psevdo" dördqat bölünmə adlanır [104, s. 422]. "Psevdo" dördqat bölünmənin baş verməsinə səbəb üçüncü zərrəciklərin həm əsas həm də həyəcanlanmış halda (α - α), (α -t) bölünməsinə məruz qalmasıdır. Üçqat bölünmə zərrəciklərindən ${}^8\text{Be}$ -un əsas halda yarım bölünmə periodu $T_{1/2}=7\cdot 10^{-17}$ s, bu zaman buraxılan enerji isə $E=92$ keV olur. Həyəcanlanmış halda isə uyğun olaraq $T_{1/2}=3\cdot 10^{-22}$ s və $E^*=3.04$ MeV bərabər olur. Bölünmə çox kiçik zamanda baş verdiyindən belə bölünmə zamanı 4 bölünmə məhsulu qeyd edilir (iki ağır nüvə, iki yüngül zərrəcik). Belə bölünmə prosesi ${}^3\text{Li}^7$ nüvəsinin ikinci həyəcanlanmış halından ${}^2\text{He}^4$ və ${}^1\text{H}^3$ izotoplarına bölünməsi ilə də baş verə bilər. İkinci həyəcanlanmış halda ${}^3\text{Li}^7$ -un yarım bölünmə periodu $T_{1/2}=5\cdot 10^{-21}$ s, bu zaman buraxılan enerji isə $E=2.16$ MeV olur [104, s. 422]. Bu üçüncü zərrəciklərin bölünməsi zamanı yaranan (α - α), (α -t) və s. cütləri arasındakı bucağı ölçmək üçün PİN diodlardan ibarət olan 8 ədəd ΔE -E teleskopundan istifadə olunmuşdur. Belə detektor sistemində detektorların vəziyyəti sabit olduğuna görə bu sistem 45° -dən kiçik bucaqları ölçməyə imkan verməmişdir [151, s. 381]. Nəzəri hesablamaya görə ${}^4\text{Be}^8$ -un əsas halında (α - α) cütləri arasındakı maksimum bucaq 8° -yə bərabərdir. Birinci həyəcanlanmış halda isə maksimum bucaq 46° -dən kiçikdir. "Həqiqi" (α - α) cütləri üçün enerji 13.2 MeV, "Psevdo" (α - α) cütlərin enerjisi isə 11.2 MeV-dir [151, s. 382]. "Psevdo" (α - α) cütlərinin enerjisi təqribən 10 MeV- dir [151, s. 382].

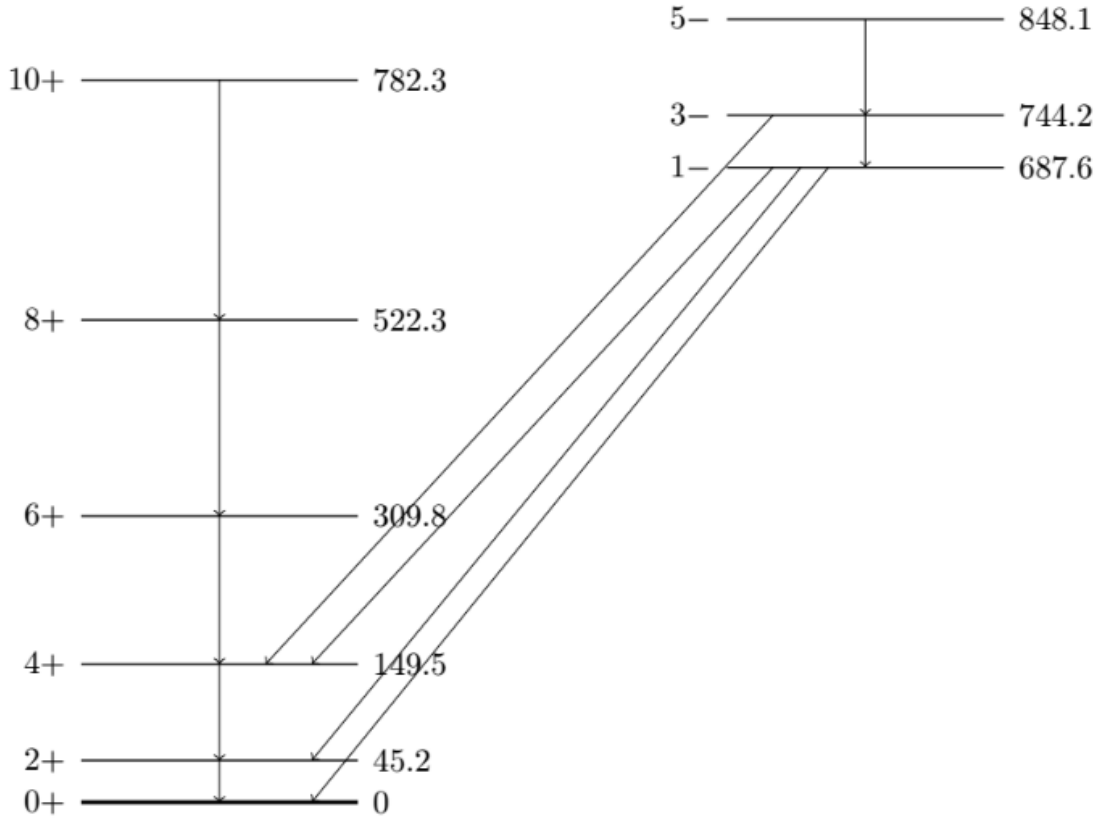
Göründüyü kimi, çoxsaylı nəzəri və eksperimental tədqiqatların aparıldığına baxmayaraq nadir nüvə bölünmələrinin daha ətraflı tədqiq olunmasına ehtiyac var. Toplanan ədəbiyyatlardan məlum olduğu kimi nadir nüvə bölünmələrinin tədqiqində adi yarımkeçirici detektorlardan istifadə olunmuşdur. Yeni çox parametrlili piksellili

detektorlar, belə hadisələrin (əsasən də dördqat bölünmə hadisəsinin) tədqiqi üçün daha əlverişli olub bir neçə parametrin eyni zamanda ölçülməsinə imkan verən təcrübi sistemlərin hazırlanmasında istifadə edilə bilər. Bundan əlavə üçqat bölünmə təcrübələrində əsasən alfa zərrəcikdən ağır zərrəciklərin tədqiq olunması ondan yüngül zərrəciklərin xassələrinin tədqiq olunması və dörqat bölünmə prosesinin yaxşı statistik məlumat toplamaqla tədqiq etmək bölünmə anında nüvənin dinamikası haqqında əlavə məlumatlar almağa imkan verə bilər.

1.5. Nüvənin kollektiv həyəcanlanması

Əsas halda forması sferik simmetrik formadan fərqli olan nüvələrə deformasiya olunmuş nüvələr deyilir. Uran elementinin izotopları da belə nüvələrə daxildir. Spin və cütlüyə malik olan bir çox cüt-cüt nüvələr qeyri-sferik formaya malik olur. Belə nüvələrdə həyəcanlanmış səviyyə qrupları fərqləndiyindən nüvənin simmetriya oxuna perpendikulyar ox ətrafında kollektiv fırlanması (fırlanma səviyyələri) ilə izah olunur. Kvant nəzəriyyəsinə görə fırlanmanın sərbəstlik dərəcələri yalnız sferik olmayan obyektlər üçün xarakterikdir. Bu səviyyələr eyni cütlüklə, spinlə (vahid artan və ya cüt-cüt nüvələr üçün 2) xarakterizə olunub enerji səviyyələrinin xarakterik sırasına malikdir. Səviyyə enerjisi spinin I səviyyə artması ilə artır hansı ki, bu təxminən $I(I+1)$ ilə mütənasibdir. Şəkil 1.5.1-də ^{236}U nüvəsindəki səviyyə quruluşu göstərilmişdir. Şəkildə müsbət cütlüyün səviyyələrinin fırlanma səviyyələri ($K^\pi = 0^+$) 0^+ (nüvənin əsas halı), 2^+ , 4^+ və s. göstərilmişdir [298, s. 36, 55, s. 2667]. Son vaxtlara qədər qeyri-sferik nüvələrin həyəcanlanma səviyyələrinin quruluşunun onların kollektiv fırlanması ilə izah olunması əsasən bu səviyyələrin enerjisinin nüvənin spinindən asılılığına əsaslanırdı. Nüvənin fırlanma effektinin makroskopik səviyyədə də nüvənin bölünmə məhsullarının bucaq paylanmasında aşkar edilə biləcəyini göstərən təcrübələr də aparılmışdır [152, s. 624]. Əsas halda ^{235}U nüvəsinin spini və cütlüyü $I = 7/2^-$ -ə bərabərdir. S-dalğalı ($L = 0$) istilik neytronları nüvə tərəfindən tutulduqda mənfi cütlüyə malik $J^+ = I + 1/2 = 4\hbar$ və $J^- = I - 1/2 = 3\hbar$ hallarında mürəkkəb (ingiliscə: compound) ^{236}U nüvəsi əmələ gəlir. Mürəkkəb nüvənin həyəcanlanma enerjisi 6.53 MeV [186, s. 4] olduğundan belə yüksək

həyəcanlanma enerjisiində nüvənin halları, bir qayda olaraq, K parametrinin (spininin simmetriya oxuna proyeksiyası) dəqiq qiymətinə malik olmur. Eyni zamanda, dissertasiyada göstəriləcəyi kimi, məlum olmuşdur ki, bölünmə anında (hansı ki, nüvə iki fraqmentə bölünür) ^{236}U nüvəsi kollektiv fırlanmaya malik olur.



Şəkil 1.5.1. ^{236}U nüvəsinin həyəcanlanma səviyyələrinin sxemi [298, s. 36, 55, s. 2667].

Polyarlaşmış nüvələrin üçqat bölünməsi müxtəlif bucaq korrelyasiyalarını öyrənmək üçün zəngin imkanlar yaradır ki, bu da bölünmə məhsullarının üç impulsundan ikisinin müstəqil olması ilə əlaqədardır. İki müstəqil vektor olaraq, yüngül fraqmentin və α -zərrəciyin momenti götürülür (ağır fraqmentin impulsu, birinci yaxınlaşmada, yüngül fraqmentin impulsuna anti-paraleldir). Üçüncü vektor isə polyarlaşmış nüvənin spinidir. Praktikada nüvələrin polyarlaşması polyarlaşmamış nüvə tərəfindən polyarlaşmış neytronun tutulması yolu ilə baş verir. Bölünən nüvənin spininin bölünməyə səbəb olan polyarlaşmış neytronun spini ilə əlaqəli olduğu ortaya çıxmışdır. Buna görə də bölünmə ehtimalı $W = W(\sigma, p_{lf}, p_{\alpha})$ üç

vektorun funksiyası kimi qəbul edilə bilər [152, s. 617, 95, s. 2]: $\vec{\sigma}$ nüvə tərəfindən tutulan neytronun spini, \vec{p}_{lf} yüngül fraqmentin impulsunun istiqaməti və \vec{p}_α isə alfa zərrəciyin impulsudur. Qeyd etmək lazımdır ki, nüvənin neytronlar tərəfindən məcburi bölünməsi zamanı daha bir vektor nüvənin üzərinə düşən neytronun impulsu \vec{p}_n seçilə bilər. Nüvələrin müxtəlif enerjili neytronlarla bölünməsində ümumi korrelyasiyaları nəzərdən keçirdikdə bu vektorun mövcudluğu da nəzərə alınmalıdır. Üç $\vec{\sigma}$, \vec{p}_{lf} və \vec{p}_α vektorlarından ibarət ən sadə korrelyasiya bu vektorların qarışıq hasili kimi yazıla bilər:

$$W = 1 + D(\vec{\sigma}, [\vec{p}_{lf}, \vec{p}_\alpha]) \quad (1.5.1)$$

Təcrübədə müəyyən edilmişdir ki, polyarlaşmış nüvələrin üçqat bölünməsi zamanı bölünmə məhsullarının bucağa görə paylanması iki müxtəlif asimmetriya müşahidə olunur: TRI (ingiliscə: Time reversal invariance) və ROT (ingiliscə: Rotation) asimmetriya [95, s. 2]. ^{233}U nüvəsinin üçqat bölünmə prosesində TRI effekt üstünlük təşkil etdiyi halda, ^{235}U üçün isə ROT effekt üstünlük təşkil edir.

Aşkar edilmiş ROT effektin izahı klassik model çərçivəsində vermişdir [95, s. 16, 103, s. 17]. Buna görə polyarlaşmış neytronun tutulması nəticəsində əmələ gələn mürəkkəb nüvə qismən polyarlaşmış olur və fırlanma vəziyyətində olur. Əgər bölünən nüvə fırlanmırsa, onda fraqmentlərin uçuş istiqaməti boyun qırılması anında bölünən nüvənin deformasiya oxu ilə üst-üstə düşür. Əgər bölünən nüvə fırlanırsa, nüvənin boynu qırıldıqdan sonra nüvənin fırlanma momenti bölünmə fraqmentlərinə ötürülür ki, bu da fraqmentlərin tangensial sürət komponentinin v_t ilə ifadə edilir (deformasiya oxuna perpendikulyar). Beləliklə, bölünmə fraqmentlərinin sürətlənmə oxu boyun qırılması anında bölünən nüvənin deformasiya oxu ilə üst-üstə düşməyəcək və $\delta\theta$ bucağı qədər ondan kənara çıxacaq. Bu bucaq v_t/v_n -a bərabərdir, harada v_n -parçalanan nüvənin deformasiya oxu boyunca fraqmentin sürətinin komponentidir. Bu bölünmə anında müvafiq fraqmentin sürətindən və onların elektromaqnit itələmə nəticəsində qırılmadan sonra əldə etdiyi sürətdən ibarətdir. Fəsil 1.4-də göstərildiyi kimi, alfa zərrəciyin emissiya istiqaməti, boyun qırılması anında və bir az sonra onun bölünmə fraqmentləri ilə elektromaqnit qarşılıqlı təsiri

ilə müəyyən edilir. Alfa zərrəciyin sürəti fraqmentlərin sürətindən nəzərəcərpacaq dərəcədə yüksək olduğundan, alfa zərrəciyin nüvənin deformasiyasının ilkin oxuna nisbətən fraqmentlərin sürətlənmə istiqamətindəki dəyişikliyi tam “izləmək” üçün vaxtı olmadığından alfa zərrəciyin emissiya istiqaməti ilə fırlanan nüvə üçün fraqmentlərin sürətlənmə oxu arasındakı orta bucaq fırlanmayan nüvə halındakı bucaqdan $\delta\vartheta_\alpha$ ($\delta\vartheta_\alpha < \delta\vartheta$) qədər fərqlənir. Aparılan trayektoriya hesablamaları $\delta\vartheta_\alpha \approx (1/4) \cdot \delta\vartheta$ olduğunu göstərmişdir [95, s. 7]. Əgər bölünən nüvə polyarlaşmayıbsa onda nüvənin fırlanmasının təsiri yalnız fraqmentin sürətlənmə oxuna nisbətən alfa zərrəciklərin bucaq paylanması müəyyən qədər “yaxılmasına” gətirib çıxarır. Polyarlaşmış nüvə halında bu bucaq paylanmasının ətrafında döndüyü üstünlük verilən istiqamət (nüvənin polyarlaşma vektoru) yaranır. Bu fırlanma bucağının işarəsi $\delta\vartheta_\alpha$ bölünən nüvənin polyarlaşmasının əks istiqamətləri üçün əks olacaqdır. Məhz bu effekt ROT effekt şəklində müşahidə olunur. Yəni, bölünən nüvənin spinindən asılı olaraq yüngül bölünmə fraqmentinin bu və ya digər istiqamətdə emissiya istiqamətinə nisbətən alfa zərrəciklərin bucaq paylanmasının sürüşməsi. Effektin müşahidə olunması üçün üçqat bölünmədə emissiya olunan alfa zərrəciklərin bucaq paylanmasının (yüngül bölünmə fraqmentinin impulsunun istiqamətinə nisbətən) anizotrop olması vacibdir, əks halda bu paylanmanın sürüşməsi qeydə alınmaz. Hətta ROT effektinin eksperimental olaraq kəşfindən əvvəl TRI effekti izahı üçün və üçqat bölünmədə ROT effektin mövcudluğunu proqnozlaşdırmağa yönəlmiş model təklif edilmişdir [30, s. 94]. Bu modeldə TRI və ROT effektin spin-orbital qarşılıqlı təsirinin nəticələri (nüvə spininin və α -zərrəciyin orbital momentinin qarşılıqlı təsiri) olduğu deyilir. Modelin mahiyyətini Barabanov klassik dildə belə izah etmişdir. Maqnit momenti μ olan polyarlaşmış nüvə aşağıda ifadə olunduğu kimi dipol tipli maqnit sahəsi yaradır:

$$\vec{H} = 3\vec{n}(\vec{\mu}\vec{n}) - \frac{\vec{\mu}}{r^3} \quad (1.5.2)$$

harada $\vec{n} = \frac{\vec{r}}{r}$.

TRI effekti aşkar edən təcrübələrdə qeydə alınmış alfa zərrəciklər (həmçinin bölünmə fraqmentləri) bu sahədə $\vec{\mu}$ vektoruna perpendikulyar müstəvidə hərəkət edir.

Bu halda \vec{H} sahəsinin istiqaməti alfa zərrəciyin hərəkət etdiyi müstəviyə perpendikulyar olur və Lorentz qüvvəsi əlavə olaraq alfa zərrəciyin trayektoriyasını yüngül bölünmə fraqmentinin hərəkət istiqamətinə nisbətən kiçik bucaq qədər əyir. Beləliklə, klassik dilə tərcümə edildikdə Barabanov modeli yalnız indi ROT effekt adlanan prosesi yüngül bölünmə fraqmentinin emissiya istiqamətinə nisbətən alfa zərrəciklərin bucaq paylanması bəzən nüvənin spininə nəzərən bu və ya digər istiqamətdə fırlanmasını proqnozlaşdırmışdır. Modelin ardıcıl kvant quruluşunda ümumi formanın həyəcanlandırıcı həddinin tətbiqi nəticəsində aşağıdakı düstur alınır:

$$\hat{V} = \hat{V}_0 + (\hat{V}_{Jl}(\hat{J}\hat{I}) + (\hat{J}\hat{I})\hat{V}_{Jl}) \quad (1.5.3)$$

burada \hat{J} və \hat{I} nüvə spininin və alfa zərrəciyin momentinin operatorlarıdır. Buradan həm ROT effekt, həm də TRI effekt üçün cavabdeh olan terminlər meydana çıxır. Lakin ilk təcrübələrdə (^{233}U izotopunun üçlü bölünməsində) asimmetriyanın bucaqdan asılılıq (bu modelə xas olan ROT effektin sübutu) aşkar edilmədiyi üçün bu model bir müddət unudulmuşdu. Kvant mexanikası nöqtəyi-nəzərindən ROT effektin başqa (daha konkret) izahı [59, s. 1889, 10, s. 1092] müəllifləri tərəfindən verilmişdir. Onlar üçqat bölünmənin təsvirinə əvvəllər güclü deformasiyaya uğramış nüvələri təsvir etmək üçün istifadə edilən "hissəcik-rotator" modelini tətbiq etmişdilər [9, s. 55]. Bunakov-Kadmenski modelində rotator fırlanma vəziyyətində olan bölünən nüvənin "skleti"dir və alfa zərrəcik zərrəcik rolunu oynayır. Bu vəziyyətdə Koriolis termini sistemin Hamiltonianında yaranır:

$$\hat{H}_C = \frac{-\hbar^2}{2J_0} \hat{J}_+ \hat{I}_- + \hat{J}_- \hat{I}_+ \quad (1.5.4)$$

burada \hat{I} -nüvənin fırlanma momenti (ümumi spin), \hat{J} - nüvənin daxili spinidir. Bu hədd, Barabanov modelində olduğu kimi, nüvənin spini ilə alfa zərrəciyin orbital momentinin qarşılıqlı təsirini əks etdirir. Bunakov və Kadmenski də bu modeli bölünmədən dərhal sonra nüvənin vəziyyətinə tətbiq etmişdilər (burada rotator sürətlənən fraqmentlər cütüdür). Bu model çərçivəsində onlar göstərmişdilər ki, alfa zərrəciyin bucaq paylanmasının amplitudasının həyəcanlanması Hamiltonianın Koriolis termini (1.5.4) bölünmə reaksiyasının diferensial en kəsiyində T-tək həddlər meydana çıxır ki, bu həm ROT effektə, həm də TRI effektə səbəb ola bilər. Qeyd

etmək lazımdır ki, ROT və TRI asimetriyasının bucaq asılılığını keyfiyyət baxımından izah edərkən, nə Barabanov modeli, nə də Bunakov-Kadmenski modeli bu təsirlərin mütləq qiymətini proqnozlaşdırma bilmir.

T- tək effektlərin axtarılması itiqamətində təcrübələrdən biri də ^{233}U və ^{235}U nüvələrinin polyarlaşmış soyuq neytronların təsiri ilə ikiqat bölünməyə sürətli γ -şüaların və neytronların bucaq paylanmasına görə aparılmışdır. ^{233}U və ^{235}U nüvələri üçün ROT asimetriyanın işarəsinin fərqli alınması maraqlı doğuran məsələlərdəndir [76, s. 680]. Belə təcrübə bu nüvələr üçün də üçqat bölünmə zərrəciklərinin bucaq paylanmasında aparılmış və ROT asimetriyanın işarələrinin yenə də fərqli olduğu alınmışdır [150, s. 633]. Hal-hazırda əsas suallardan biri iki çox oxşar uran izotopunun, ^{233}U və ^{235}U -nun üçlü parçalanmada T-tək asimetriya effektləri ilə bağlı tamamilə fərqli davranış nümayiş etdirdirməsidir. [59, s. 1905] müəlliflərinin fikrincə, bu fərqi səbəbi qonşu neytron rezonansların interferensiyasıdır. Qeyd etmək lazımdır ki, indiyədək bir neçə bölünmə kanalı naməlum çəkilərlə qarışıq olan soyuq neytronlarla T-tək effektlər ölçülmüşdür. Ona görə də bu məsələyə aydınlıq gətirmək vacib görünür. Aydındır ki, bu suala cavab verməyin birbaşa yolu, məlum spinlərlə təcrid olunmuş rezonanslar üçün T-tək effektləri ölçməkdir. Növbəti problem ROT effektin qiymətinin bölünməyə səbəb olan neytronların enerjisindən asılılığıdır. Bu asılılığın öyrənilməsi nüvənin polyarizasiyasının fraqmentlərin fırlanma momentinə keçidi kimi bölünmə mexanizmini izah etməyə, neytron rezonansları arasında interferensiyanın xarakterini və bununla da TRI və ROT effektlərə töhfələri və onların nisbətini eksperimental olaraq müəyyənləşdirməyə imkan verəcəkdir. Bundan əlavə induksiya edici neytronların müxtəlif enerjiləri ilə ölçmələrin aparılması ilə müxtəlif spin vəziyyətlərini aydınlaşdırmaq və J və K kanallarının çəkiləri haqqında "təmiz" məlumat əldə etmək olar.

1.6. Zərrəciklərin və gamma şüaların maddə ilə qarşılıqlı təsiri və qeyd edilmə üsulları

Ümumiyyətlə, radioaktiv şüaların qeyd edilməsi onların qeydedicinin materialı ilə qarşılıqlı təsirinə əsaslanır [114, s. 1]. Növündən asılı olaraq radioaktiv şüalar

maddə ilə birbaşa və dolayı yolla qarşılıqlı təsirdə olurlar. Bütün yüklü zərrəciklər, mühitin atom və molekulları ilə elektromaqnit qarşılıqlı təsirdə olaraq mühitin atom və molekullarını birbaşa həyəcanlandırır və ionlaşdırır. Neytral zərrəciklərin (neytron və s.) və fotonların (Rentgen və qamma şüaların) maddə ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində yaranan ikinci zərrəciklər mühitin atom və molekullarının həyəcanlanmasına və ionlaşmasına səbəb olur. Yüklü zərrəciklər maddə daxilində enerjilərini tədricən itirdiyi halda fotonlar tək toqquşmada itirir. Bu zaman fotonun enerjisi və istiqaməti dəyişə bilər [114, s. 31, 70, s. 28]. Ona görə də zərrəcikləri qeyd etmək üçün müxtəlif üsullardan başqa sözlə desək qeydedicilərdən istifadə olunur. Bu fəsildə dissertasiya işində nəticələrin alınması üçün istifadə edilən qeydedicilərin iş prinsipini və onlarda yaranan siqnalların yaranma mexanizmini başa düşmək üçün zərrəciklərin maddə ilə qarşılıqlı təsiri və onların qeyd etmək üçün istifadə olunan detektorlardan bəhs edilmişdir.

Elektrik yükünə malik olduqlarından yüklü zərrəciklər elektromaqnit qarşılıqlı təsir ilə maddə atomları və molekulları ilə qarşılıqlı təsirdə olurlar. Zərrəciklər atomun elektronları ilə qeyri-elastiki, nüvəsi ilə isə elastiki toqquşmaya məruz qalır. Qeyri-elastiki toqquşma zamanı zərrəcik kəsilməz enerji itirir. Əgər maddə ilə qarşılıqlı təsir zamanı zərrəciyin itirdiyi enerji, atomları həyəcanlanma səviyyələrinə keçirirsə, belə hadisə həyəcanlanma hadisəsi adlanır. İonlaşma hadisəsində isə maddə daxilində udulan enerji elektron-ion cütünün yaranmasına sərf olunur. Bu zaman buraxılan elektron kifayət qədər enerjiyə malik olduğundan o materialın (detektorun) atomlarını ionlaşdırır və nəticədə ikinci energetik elektronlar və müsbət yüklü ionlar yaradır. Yüklü zərrəciklərin maddə daxilində cızdığı trayektoriya demək olar ki, düz xətt olur. Pozitron və elektron kimi yüngül zərrəciklər üçün isə bu şərt ödənmir. Bu zərrəciklər yuxarıda göstərilən mexanizmlərə əsasən maddə atomları ilə qarşılıqlı təsirdə olurlar. Amma onların kütlələrinin kiçik olması maddə daxilində onların ziqzaq formalı trayektoriya cızmasına səbəb olur. Bu zərrəciklər üçün tormozlanma şüalanması, Çerenkov effekti və keçid şüalanması kimi digər elektromaqnit proseslər də xarakterikdir [257, s.33].

Yüklü ağır zərrəciklər üçün orta enerji itkisi Bete-Blox düsturu ilə ifadə olunur

[114, s. 11, 70, s. 40, 257, s. 27]:

$$\frac{-dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 \vartheta^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1.6.1)$$

burada E- zərrəciyin enerjisi, x- getdiyi yol, N_a -Avaqadro sabiti, m_e və r_e - elektronun kütləsi və klassik radiusu, ρ - maddənin sıxlığı, Z- atom nömrəsi, A- atom kütləsi, z- elektron vahidi ilə ifadə olunan qarşılıqlı təsirdə olan zərrəciyin yükü, I- orta həyəcanlanma potensialı, δ - sıxlıq effektinə düzəliş, C-örtüyə görə düzəliş, W_{max} -isə tək toqquşmada itirilən maksimum enerjidir. Orta enerji itkisi həm də dayanma gücü də adlanır. M kütləli zərrəcik üçün maksimum enerji itkisi

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 (\beta\gamma)^2}{1 + 2\frac{m}{M} \sqrt{1 + (\beta\gamma)^2} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (1.6.2)$$

kimi ifadə olunur. Əgər $M \gg m_e$ olarsa, $W_{max} = 2m_e c^2 (\beta\gamma)^2$ olar. Bütün zərrəciklər üçün zərrəciyin enerjisi artdıqca enerji itkisi azalır və tədricən sabitləşir, yəni enerjiden asılı olmur. Yüklü zərrəciklər hər hansı maddəyə daxil olduqda müəyyən qalınlığa qədər o öz enerjisini demək olar ki, zəif artan formada itirir. Zərrəcik enerjisinin böyük hissəsini dayanmadan əvvəl yolun sonunda itirir. Zərrəciyin getdiyi yol boyunca itirdiyi enerjinin yolun uzunluğundan asılılığı Brek əyrisi adlanır [177, s. 28, 71, s. 6].

Elektrik yükü olmayan sərbəst neytronlar Kulon qüvvəsinin təsirinə məruz qalmadığından güclü qarşılıqlı təsir vasitəsilə digər nüvələrlə qarşılıqlı təsirdə olurlar. Sərbəst neytronların sürəti (kinetik enerjisi) onların digər nüvələrlə qarşılıqlı təsir ehtimalını müəyyən edir. Ona görə də neytronlar enerjilərinə görə təsnif edilir [80, s. 6-7]. Termal neytronların enerjisi 25 meV, soyuq neytronların enerjiləri 25 meV-dən aşağı, sürətli neytronların isə MeV diapazonundadır. Bu işdə sürətli neytronlar olaraq enerjisi 0.1 - 10 MeV arasında olan neytronlar nəzərdə tutulmuşdur [80, s. 6-7]. Neytron-nüvə qarşılıqlı təsirləri daxil olan neytron enerjisindən və hədəf nüvədən asılıdır. Bu qarşılıqlı təsirlərə səpilmə və udulma daxildir. Səpilmə elastik və ya qeyri-elastik ola bilər. Sonuncu halda, neytronun kinetik enerjisi nüvənin həyəcanlanmasına sərf olunur. Bu, ən çox MeV diapazonunda olan enerjilərdə baş verir. Elastik

səpilmədə, düşən neytronun kinetik enerjisi saxlanılır. Neytron nüvə tərəfindən udulduğu zaman udulma baş verir və nəticədə yeni bir izotop yaranır. Neytronun sürəti nə qədər az olsa qarşılıqlı təsir müddəti daha uzun olduğuna görə onun nüvə tərəfindən tutulma ehtimalı bir o qədər yüksəkdir. Neytron udulması daha aşağı enerjilərdə baş verir. Əmələ gələn izotop daha sonra parçalana və ionlaşdırıcı şüalar emissiya edə bilər. Beləliklə, neytronların qeydedilməsi neytron enerjisinin hədəf nüvəyə qismən və ya tam ötürülməsindən asılıdır [80, s. 10, 175, s. 45-56]. Neytronların qarşılıqlı təsiri enerjiden asılı olduğundan, istilik və sürətli neytronları qeyd etmək üçün müxtəlif detektorlar və üsullar mövcuddur [217, s. 3-55, 158, s. 519-590].

Neytronlar kimi, fotonların da elektrik yükü yoxdur. Neytronlardan fərqli olaraq fotonlar kütləsizdir. Ən yüksək enerjiyə malik fotonlar ən qısa dalğa uzunluqlarına malikdir. Nüvədən yaranan qamma-şüalar keV - MeV diapazonunda enerjiyə malik olurlar. Müxtəlif enerjili fotonlar maddə ilə fərqli şəkildə qarşılıqlı əlaqədə olurlar. eV diapazonunda olan enerjilərdə fotonlar əsasən fotoelektrik effekt vasitəsilə atom elektronları ilə qarşılıqlı əlaqədə olurlar. Burada elektron gələn fotonu udur və atomdan fotonun enerjisi ilə elektronun bağlanma enerjisi arasındakı fərqə bərabər kinetik enerji ilə çıxır. 0.1÷5.0 MeV diapazonunda fotonlar maddə ilə əsasən Kompton səpilməsi vasitəsilə qarşılıqlı əlaqədə olurlar. Burada foton bağlı elektrondan səpilir və nəticədə elektrona enerji ötürülür. Geri çəkilən elektron ya həyəcanlanır, ya da sərbəst buraxılır. Səpələnmiş foton materialla qarşılıqlı təsirini davam etdirir. 5 MeV-dən yuxarı enerjilərdə cütün əmələ gəlməsi üstünlük təşkil edir. Burada minimum enerjisi elektronun istirahət kütləsindən iki dəfə ($1.022 \text{ MeV}/c^2$) olan fotonlar nüvənin yaxınlığında elektron-pozitron cütlərinə çevrilir [113, s. 13-15]. Bu iki hissəcik pozitron dayanana və başqa bir elektronla anihilasiya edənə qədər material daxilində qarşılıqlı təsirini davam etdirir və nəticədə 0.511 MeV enerjili iki əlavə foton yaranır [147, s. 275]. İki yeni yaradılmış foton daha sonra materialın daxilində daha çox qarşılıqlı əlaqədə ola bilər və ya əlavə qarşılıqlı təsir göstərmədən materialdan tamamilə qaça bilər. Qaçan qamma şüalar spektrdə qaçma piklərinə gətirib çıxarır. Fotoelektrik effektinin en kəsiyi Z^2 , Kompton səpilməsinin en kəsiyi

Z, cütün əmələ gəlməsinin ən kəsiyi isə Z^5 mütənasibdir [147, s. 272-276]. Buna görə də qamma şüaların aşkarlanması üçün adətən daha yüksək Z olan materiallar seçilir.

Ssintilyasiya detektorları radiasiya detektorunun ən qədim növlərindən biridir. Əvvəllər ssintilyatorla ölçmələr ssintilyatorada yaranan ssintilyasiya fotonları müşahidə edilməsi insan gözü ilə aparılmışdır. Hal-hazırda fotogücləndiricilərin hesabına çıxış siqnalı mütənasib sayğaclardan, yarımkəçirici detektorlardan və s. alınan siqnallar kimi impulslara çevrilir. Ssintilyasiya detektorlarının əsas prinsipi üzərinə düşən ionlaşdırıcı şüaların enerjisini görünən diapazonda işıq fotonlarına çevirməkdir. Ssintilyatorların müəyyən xüsusiyyətləri onları təcrübələr üçün effektiv detektorlar edir. Ən çox istifadə edilən ssintilyasiya materialları üzvi və ya qeyri-üzvi olmaqla müxtəlif hallarda ola bilər (bərk, maye və ya qaz halında). Üzvi və ya qeyri-üzvi ssintilyatorlar üçün ssintilyasiya mexanizmi fərqlidir [148, s. 266-275, 190, s. 299-305].

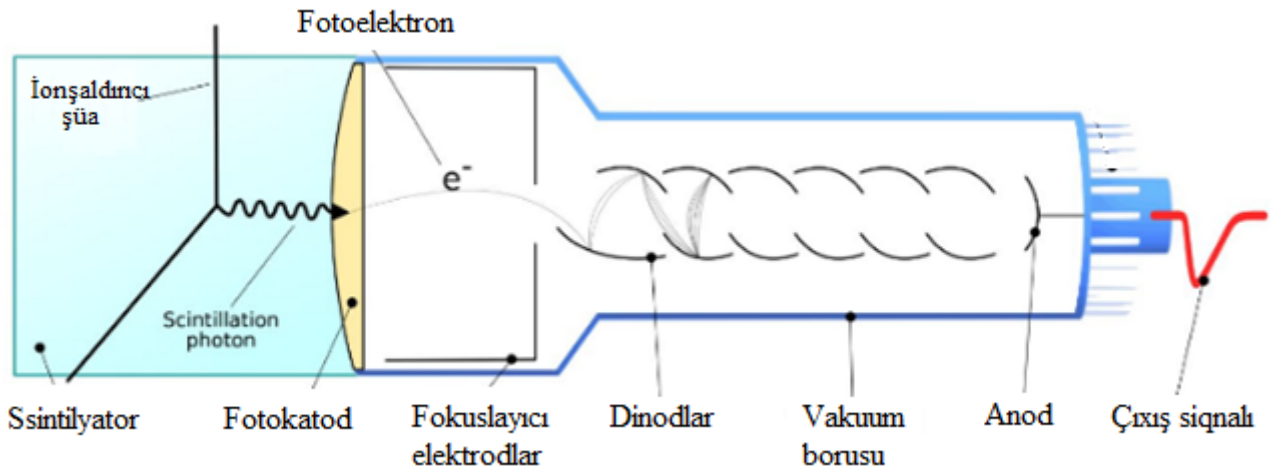
Tərkibində yüksək miqdarda ^1H atomu olduğundan üzvi ssintilyatorlar sürətli neytronların qeydedilməsi üçün geniş istifadə olunur. Bu ssintilyatorlar qamma şüalara da həssasdırlar. Daha əvvəl izah edildiyi kimi, sürətli neytronlar nüvələrlə əsasən elastik səpilmə ilə qarşılıqlı təsirdə olduğundan neytron-nüvə toqquşması zamanı neytronun enerjisi və impulsu hədəf nüvəyə ötürülür. Nüvə nə qədər yüngül olarsa, neytrondan nüvəyə enerji transferi bir o qədər yüksək olur. Enerji ötürülməsi 100%-ə qədər ola bilər. Bu, proton və neytronun təxminən bərabər kütlələri ilə əlaqədardır. Toqquşmadan sonra nüvəyə ötürülən enerji E_f ilə ifadə edilir:

$$E_f = 4 \frac{A}{(1+A)^2} \cos^2(\theta) E_i \quad (1.6.3)$$

burada A - hədəf nüvənin kütləsi, θ - impuls mərkəzi sistemində neytronun istiqamətinə nəzərən təpilən nüvəsinin səpilmə bucağı, E_i - isə neytronun enerjisidir.

Ssintilyatorada yanan fotonları qeyd etmək üçün məqsəddən asılı olaraq adi foto-elektron gücləndiricilərdən (FEG), silisium əsaslı FEG-dən, PIN diodlardan və s. istifadə olunur [4, s. 41]. Ssintilyasiya detektorları həm elmdə, həm də adi həyatda geniş tətbiq sahələrinə malikdirlər. FEG-də foton fotokatodla qarşılıqlı təsirdə olaraq fotoelektrik effektdə görə sərbəst elektron yaradır. Tək bir elektron aşkar etmək çətin

olduğundan onu gücləndirmək lazım gəlir. FEG-ə yüksək gərginlik tətbiq etməklə fotokatod və anod arasında potensiallar fərqi yaradılır. Elektrik sahəsi elektronları dinodlar dəstinə doğru istiqamətləndirir. Dinodlara dəyən elektronlar elektronların ikinci emissiyası və sel kimi çoxalma effekti ilə nəticələnir. Elektron seli daha sonra anoda doğru yönəldilir. FEG-də yaranan elektronların sayına uyğun gələn impuls düşən fotonun enerjisi ilə mütənasib olur. FEG-in diaqramı və onun daxili mexanizmi Şəkil 1.6.1-də göstərilmişdir.

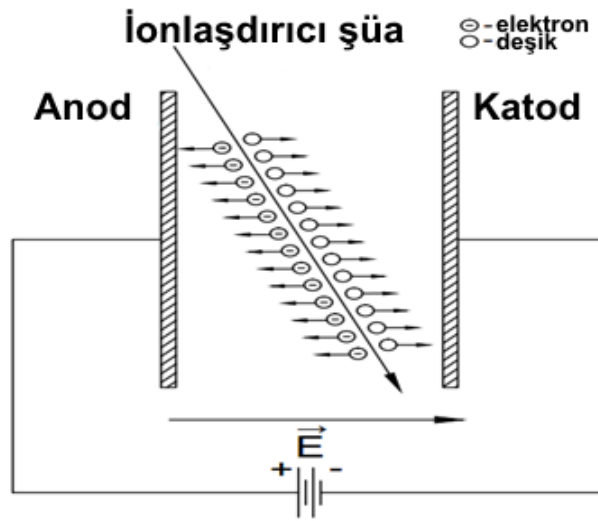


Şəkil 1.6.1 Fotogücləndirici əsasında ssintilyasiya detektoru. Fotoelektron dinodların hər birində həndəsi silsilə üzrə çoxalır. Qırmızı rənglə təsvir edilmiş analoq cərəyan siqnalı çıxışda alınan siqnalı göstərir [158, s. 276, 147, s. 493, 190, s. 300].

Yaranan analoq siqnallar cərəyan impulsları formasında alınır. Dissertasiya işində neytronları və qamma şüaları qeyd etmək üçün aparılan təcrübələrdə iki növ sürətli ssintilyasiya detektorundan istifadə edilmişdir. Bunlardan biri plastik digəri isə NaI(Tl) detektorlarıdır. Hər iki ssintilyasiya detektorunda ssintilyasiya fotonlarını qeyd etmək üçün FEG-dən istifadə edilmişdir.

Dissertasiya işində nəticələrin alınmasında geniş istifadə edilmiş detektorlardan biri də yarımkeçirici (YK) detektorlardır. Bu detektorlar istifadə olunan qeydedicilər arasında geniş yer tutur. Silisium texnologiyasının böyük inkişaf mərhələsi keçməsi bu material əsasında qeydedicilərin hazırlanma texnologiyasının inkişafına gətirib çıxarmışdır. YK detektorlar demək olar ki, bütün növ

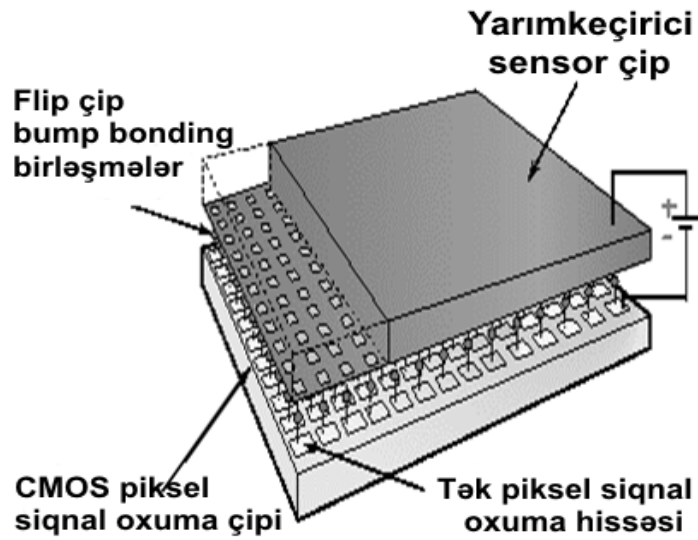
zərrəciklərin qeyd olunmasında istifadə olunmaqla yanaşı müasir qeydetmə sistemlərinin də əsasını təşkil edir. YK detektorların müxtəlif növləri vardır. Buna baxmayaraq YK detektorların iş prinsipi demək olar ki, eynidir. YK detektorların işləmə sxemi şəkil 1.6.2-də təsvir olunmuşdur. Bu detektorlara misal olaraq yüksək təmizlikli Ge detektorlarını, PİN diodları, PAD detektorları, YK FEG-ləri və s. göstərmək olar [73, s. 167, 232, 1-9, 297, s. 1-5, 12, s. 1]. CMOS texnologiyasının inkişafı hər bir pikseldən məlumat almağa imkan verən hibrid pikselli detektorların yaranmasında mühüm rol oynamışdır.



Şəkil 1.6.2. YK detektorların işləmə prinsipi.

Hibrid pikselli YK Timepix detektorlar, Medipix [27, s. 2] hibrid pikselli detektorların təkmilləşdirilmiş formasıdır [182, s. 1-14, 110, s. 3]. Timepix detektoru Medipix kollaborasiyası çərçivəsində Avropa Nüvə Tədqiqatları mərkəzində yaradılmışdır. Bu tip detektorlar, Timepix signal oxuma çipindən və ona “Flip-Çip bump-bond” texnologiyası ilə birləşdirilmiş sensor laydan ibarətdir [60, s. 9]. Şəkil 1.6.3-də “bump-bond” quruluşunun sxemi təsvir olunmuşdur. Çip müxtəlif növ (Si, CdTe, GaAs və s.) və qalınlıqlı sensorlarla (300, 700, 1000 μm və s.) [60, s. 9, 171, s. 1] təchiz edilə bilər. Bu detektorlarda aktiv oblastın sahəsi təqribən $14 \times 14 \text{ sm}^2$ -dir. Kontakt vurulması üçün sensor üzərinə nazik alüminium təbəqəsi vurulur. Detektorun bu hissəsi ümumi elektrod kimi istifadə olunur. Yüksək xüsusi müqavimətli n-tip silisium sensora edilmiş p+ implantasiya detektora əks gərginlik tətbiq etməyə imkan

verir. Sensorun implantasiya olunmuş tərəfi, ölçüləri 55 µm olan 256×256 sayda piksellərdən ibarət olan siqnal oxuma elementlərinə (piksellərə) birləşdirilir. Hər bir piksel analoq və rəqəmsal hissədən ibarət olan individual siqnal oxuma sisteminə malikdir. Analoq hissə, sensoru çipə birləşdirən 55 µm diametrlı SnPb şarların içərisində yerləşdirilmiş gücləndirici və diskriminatordan ibarətdir. Rəqəmsal hissə sayğacdən, sayğacın maksimumunu idarə edən blokdan, sinxronlaşdırma blokundan, məlumatı müvəqqəti saxlayan buferdən, piksellərin işləmə rejimini qurmaq üçün blokdan və s. ibarətdir.

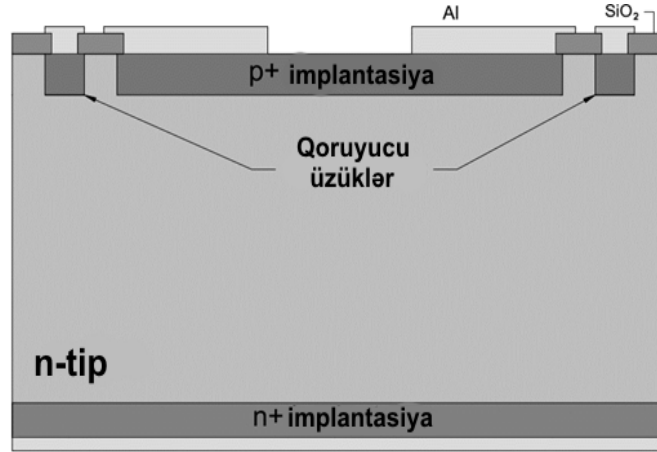


Şək. 1.6.3. Timepix detektorunun quruluşu [4, s. 44, 60, s. 9, 171, s. 1].

Bu tip detektorlarda siqnal şəkil (ingiliscə- frame) kimi oxunur. Hər bir şəkilin götürülmə vaxtı bağlayıcı (ingiliscə- shutter) ilə tənzimlənir. Hər bir piksel üçün yerləşdirilmiş sayğacın ayırdetməsi 14-bit-dir və 11810 -a kimi sayə bilir [192, s. 5, 112, s. 116]. Bu tip detektorların müxtəlif məqsədlər üçün zamanla təkmilləşdirilmiş müxtəlif növləri vardır [112, s. 116, 263, s. 1, 275, s. 1, 181, s. 4].

İonlaşdırıcı şüaların qeyd olunması ilə yanaşı onların identifikasiya edilməsi də əsas məsələlərdəndir. Zərrəciklərin identifikasiyası üçün istifadə edilən detektorlardan biri silisium əsaslı nazik detektorlar hesab olunur. Bu detektorlar planar texnologiya əsasında hazırlanır [102, s. 84-86]. PAD detektorların quruluşu şəkil 1.6.4-də verilmişdir. PAD detektorlar yüksək aşqarlanmış p^+ hissədən, n tip kristaldan və yüksək aşqarlanmış n^+ qatından ibarətdir. Adətən yüksək aşqarlanmış

hissələrin üstünə təqribən 1-2 mikron qalınlığında Al təbəqəsi çəkilir.



Şəkil 1.6.4. PAD detektorun quruluşu.

Bu da yüksək aşqarlanmış hissələrə metal kontaktlar vurmağa imkan verir. Bu detektorlarda n^+ təbəqəsi almaq üçün P və As (As: 30 keV; $5 \cdot 10^{15}$ ion/sm²) istifadə olunduğu halda, p^+ təbəqəsi üçün B (10-15 keV; $5 \cdot 10^{14}$ ion/sm²) istifadə edilir. p-n keçid yaratmaq üçün diffuziya və metal-YK kontakt (Şottki) üsulundan da istifadə edilir. Bu tip detektorlar zərrəciklərin identifikasiyası üçün istifadə olunan dE-E zərrəcik teleskopların geniş istifadə olunur [24, s. 205, 61, s. 252].

Zərrəciklərin və qamma şüaların identifikasiya üçün bir sıra metodlardan istifadə olunur [24, s. 191-267]. Bu metodlardan əsasən $\Delta E-E$ və uçuş vaxtına görə identifikasiya (TOF) metodlarını fərqləndirmək olar [24, s. 202; s. 235]. Bu metodlardan yuxarıda bəhs edilən detektorlarla yanaşı ionlaşma kameralarından da istifadə edilir [100, s. 2]. Çox parametrlı təcrübələrin aparılmasında eyni zamanda bir neçə identifikasiya metodu birləşdirilir. Böyük adron toqquşdurucusunda aparılan təcrübələrdə zərrəcikləri (foton, elektron, müon, proton, kaon, pion, neytron və. s) identifikasiya etmək üçün bir neçə qeydetmə sistemindən istifadə olunur. İstifadə olunan qeydetmə sistemləri (kalorimetrlər) bir neçə hissədən ibarət olur. Kalorimetrlər, zərrəcikləri identifikasiya etməkdən başqa onların enerjiləri və koordinatları haqqında da informasiya almağa imkan verir [100, s. 2, 68, s. 4].

1.7. Nəticələr

Beləliklə aparılan geniş ədəbiyyat icmalından görüldüyü kimi, mürəkkəb nüvə

proseslərini izah etmək üçün təklif olunan modellərdən nüvənin maye damcı modelinə əsasən nüvə bölünərkən müxtəlif deformasiya hallarına malik olur və bu proses zamandan asılıdır. Nüvənin bölünməsinin və parçalanmasının həyəcanlanma enerjisi E^* , spin J və cütlük Π kimi kəmiyyətlərdən asılı olduğu və hər bölünmə mərhələsi üçün çox parametrlı təcrübələr aparılmağın vacibliyi göstərilmişdir. Fəsilə həmçinin bölünmə prosesinin zamana görə təsviri və bölünmə zamanı yaranan məhsullar arasında enerji paylanması və bu enerjinin hansı bölünmə məhsulları arasından necə paylandığı haqqında məlumat verilmişdir. Bölünmə fraqmentlərinin bucaq anizotropiyasının araşdırılması göstərmişdir ki, neytron udduqdan sonra yaranan mürəkkəb nüvə müəyyən fırlanma momentinə malik olur ki, bu fırlanma momenti halı üç kvant ədədləri ilə təsvir edilə bilər: ümumi fırlanma momenti J və onun müvafiq olaraq neytron seli istiqamətində və bölünmənin simmetriya oxuna (M və K) proyeksiyaları. Bu xassələrin təhlili ani neytronların və γ -kvantların bucaq paylanmasında da bölünən nüvənin fırlanmasının təsirinin axtarışı üçün ilkin şərtlərin aydınlaşdırılmasına gətirib çıxarmışdır. Araşdırmalar göstərmişdir ki, nüvə bölünməsi zamanı boyun nahiyəsindən emissiya olunan yüngül yüklü hissəciklərin tədqiqi qırılma nöqtəsinə yaxın qeyri-adi vəziyyətdə olan nüvə haqqında, həmçinin nüvənin bölünmə mexanizmi haqqında məlumat əldə etməyə imkan verir. Nadir bölünmə proseslərinin tədqiqində aparılmış təcrübələrdə az statistik məlumatlar toplandığından bu proseslərin yüksək statistik məlumatlar ilə daha dəqiq tədqiqinin əsas problemlərdən biri kimi qaldığı məlum olmuşdur. Üçqat bölünmədə emissiya olunan α -zərrəciklərin bucaq paylanmasında ROT effekti izah edən modellər də nəzərdən keçirilmişdir. Ən çox yayılmış modelə görə, klassik yaxınlaşmada ROT effekt qırılma anında polyarlaşmış bölünən nüvənin deformasiya oxuna nisbətən fraqmentin genişlənmə oxunun çox kiçik fırlanması ilə yaranır. Alfa zərrəciklərin qeyd edilməsi ilə aparılan təcrübələrdə ROT effekti təyin etmək üçün mürəkkəb trayektoriya hesablamaları lazım gəldiyindən bu effekti bir başa təyin etmək üçün yüksüz olan qamma şüalar və neytronlar kimi başqa “nişan”lara ehtiyac olduğu məlum olmuşdur.

II FƏSİL

TƏCRÜBİ QURĞULAR VƏ HİSSƏLƏRİN İŞLƏNMƏSİ

Bu fəsildə təcrübələrin aparıldığı FRM II reaktorunun POLI və Mefisto təcrübi zonalarının imkanları ilə yanaşı tədqiq olunan hədəflər və təcrübi zonalarda yerləşdirilmiş əsas təcrübi hissələrin işlənilməsi və hazırlanması və yoxlanılması geniş verilmişdir.

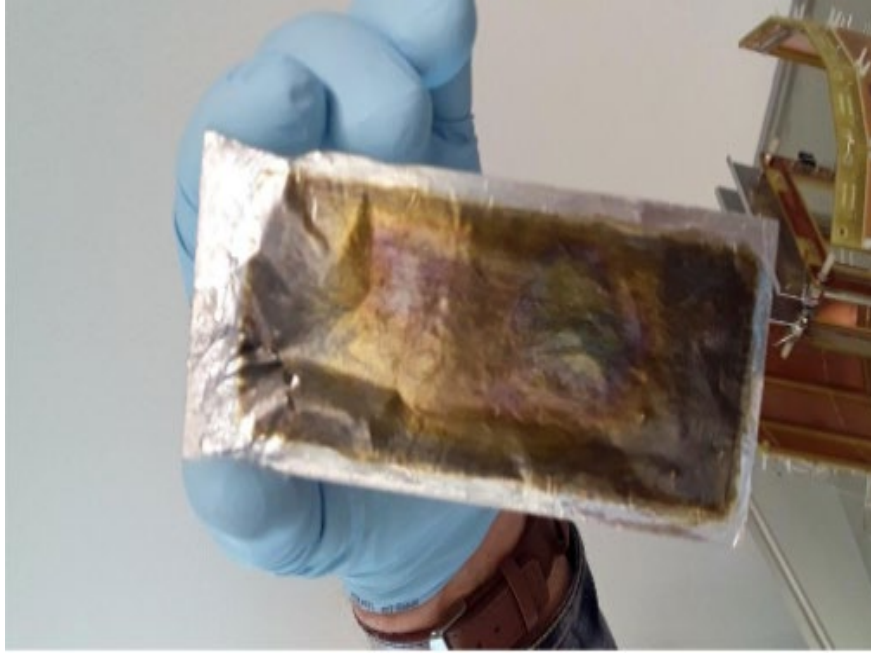
2.1. Tədqiq olunan hədəflər

Bütün təcrübələr Qarxinqdəki (Almaniya) Münhen Texniki Universitetinin Heinz Meyer-Leibniz tədqiqat neytron mənbəyində (FRM II reaktoru) və Dubna (Rusiya) şəhərində yerləşən Birləşmiş Nüvə Tədqiqatları İnstitutunda aparılmışdır. Nadir nüvə bölünmələri spontan bölünmə mənbəyi olan ^{252}Cf ilə tədqiq olunduğu halda, dönmə effekti isə neytronların təsiri ilə ^{235}U hədəfi ilə tədqiq olunmuşdur. Tədqiqat işində 2 ədəd ^{252}Cf spontan bölünmə mənbəyindən istifadə edilmişdir (şəkil 2.1.1). $70 \mu\text{g}/\text{sm}^2$ qalınlığı olan Al_2O_3 altlıqlı mənbələrdən birinin aktivliyi 10 kBk, digərinin isə 500 kBk olmuşdur.



Şəkil 2.1.1. ^{252}Cf spontan bölünmə mənbəyi.

Mənbələrin digər tərəfinə qoruyucu qızıl təbəqə çökdürülmüşdür. Alüminium altlığın və qızıl təbəqənin olması əsas bölünmə məhsullarının (fractionların) 4.2 MeV enerji itirməsinə gətirib çıxarır. Aktiv hissənin diametri 3-5 mm, hədəflərin ümumi diametri 30 mm-dir. Artıq qeyd edildiyi kimi ROT effekt polyarlaşmış neytronların təsiri ilə baş verdiyindən bu effekti tədqiq etmək üçün ^{235}U hədəfindən istifadə olunmuşdur. Təcrübədə ölçüsü $50 \times 110 \text{ mm}^2$ olan $\approx 30 \mu\text{m}$ qalınlığında alüminium altlığın hər iki tərəfinə çökdürülmüş $^{235}\text{U}_3\text{O}_8$ (99.99%) hədəfindən istifadə edilmişdir. Uran təbəqəsinin ölçüsü $50 \times 100 \text{ mm}^2$ və qalınlığı isə təxminən 1 mq/cm^2 -dir (şəkil 2.1.2).



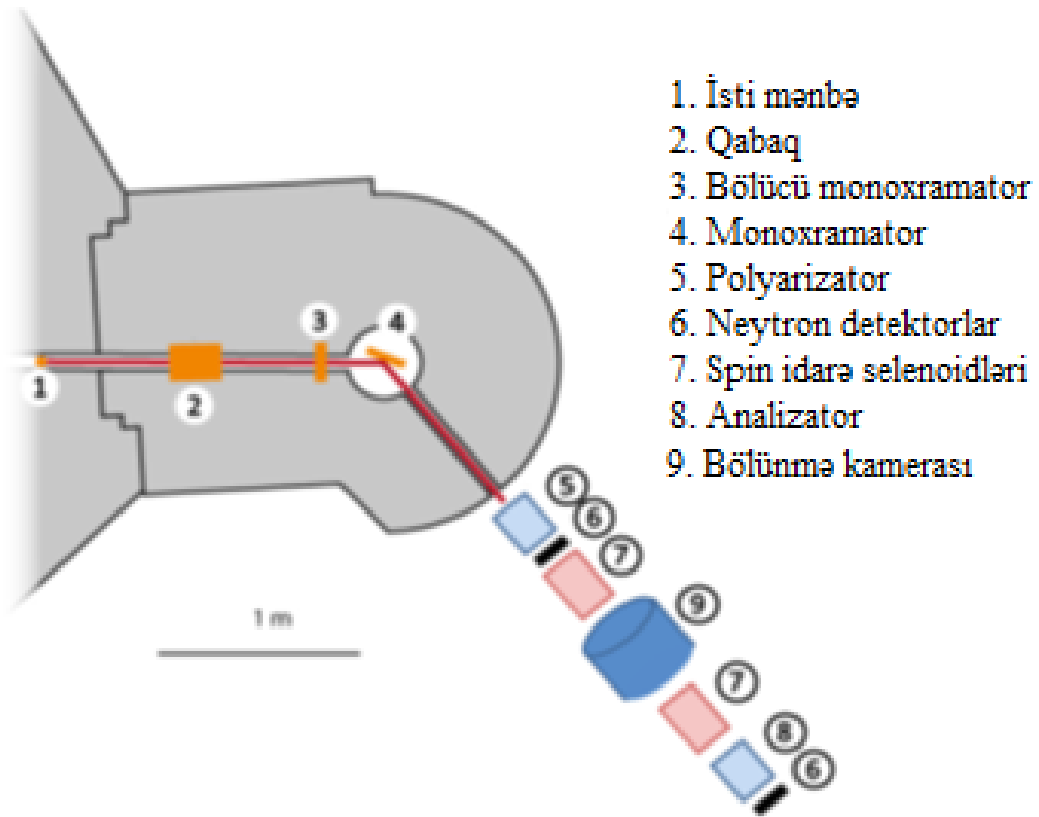
Şəkil 2.1.2. ROT effekti tədqiq etmək üçün istifadə olunan ^{235}U hədəfi.

Hədəfin ümumi miqdarı təxminən 82 mq olmuşdur. Alüminium altlığının qalınlığı çox olduğuna görə bölünmə zamanı yaranan fractionlərdən yalnız birini qeyd etmək mümkün olmuşdur ki, bu da təcrübə üçün kifayət etmişdir.

2.2. Neytron seli

Almaniyanın Münxen şəhərində yerləşən FRM-II tədqiqat nüvə reaktorunun Mefisto [157, s. 1-3, 82, s. 242] və POLİ [144, s. 1-4, 142, s. 135, 143, s. 2632-2633] kanalında aparılmışdır. POLİ kanalı və orda yerləşdirilmiş təcrübə qurğunun sxemi şəkil 2.2.1-də verilmişdir. POLİ-də dəyişdirilə bilən ikiqat fokuslu monoxromatordan istifadə edilmişdir. Monoxromator mozaik mis (Cu) və ideal Si kristalından ibarət

olduğundan lazım olan enerjidə intensiv monoxromatik neytron seli almağa imkan verir. Neytronların polyarlaşdırılması üçün xüsusi hazırlanmış ^3He qazı ilə doldurulmuş kolbadan ifadə edilmişdir [240, s. 6, 141, s. 4]. Analoji kolba polyarizasiyanı ölçmək üçün istifadə edilən analizator da yerləşdirilmişdir. Polyarizasiyanın və neytron-optik xassələrin ayrılması, neytron selinin daha yaxşı fokuslanmasını mümkün edir ki, bu da Heusler kristalı ilə edilən kristal-difraksiya polyarizasiyası ilə müqayisədə polyarlaşmış neytron selini iki dəfədən çox artırmağa imkan verir [268, s. 2].



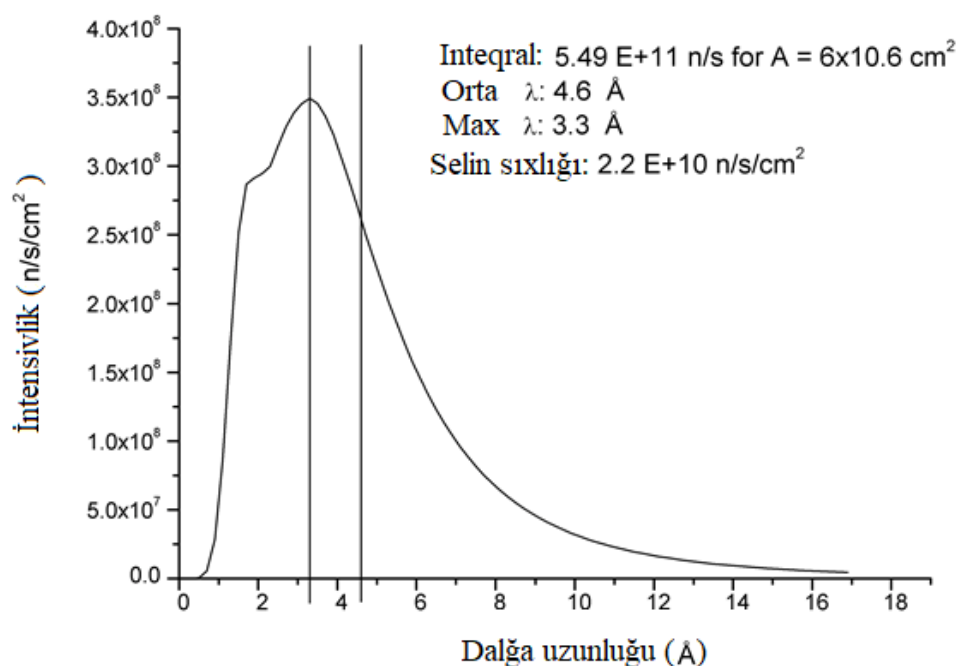
Şəkil 2.2.1. FRM-2 reaktorunun POLİ kanalında yerləşdirilmiş təcrübi qurğunun sxemi [144, s. 3, 136, 37, s. 2].

POLİ-də Cu (220) və Si (311) fokuslayıcı monoxromatorlarla və $\lambda/2$ rezonans filtrlərindən istifadə etməklə 0.55-dən 1.15 Å-ə dörd müxtəlif dalğa uzunluğunda polyarlaşmış neytronlarla işləmək mümkündür [144, s. 3]. Nümunənin yerində mövcud dalğa uzunluğu, eləcə də polyarlaşmış təxmini neytron sel sıxlıqları Cədvəl 2.2.1-də göstərilmişdir.

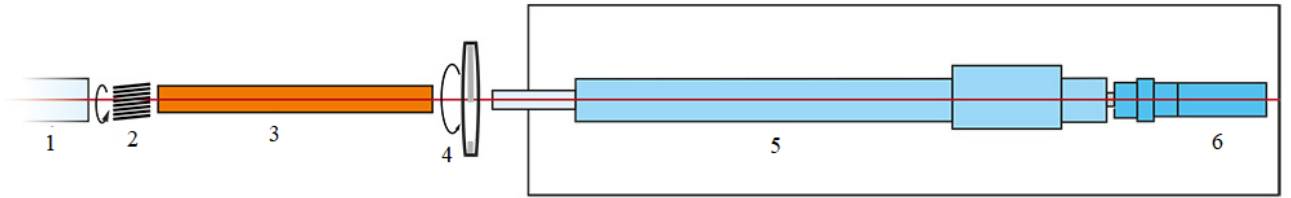
Cədvəl 2.2.1. İlkın neytron seli: POLİ ikiqat fokuslu monoxromatorlar. Rəqəmlər nümunənin yerində maksimum polyarizasiya olunmuş neytron seli üçün verilmişdir [136].

Kristal	Monoxromatordan səpilmə bucağı ($2\theta_M$)					
	25°			41°		
	Dalğa uzunluğu [Å]	Enerji [meV]	Sel [n/(san·sm ²)]	Dalğa uzunluğu [Å]	Enerji [meV]	Sel [n/(san·sm ²)]
Cu (220)	0.55	270	$7 \cdot 10^6$	0.9	101	$1.2 \cdot 10^7$
Si (311)	0.7	167	$8.5 \cdot 10^6$	1.15	62	$1.8 \cdot 10^7$

Münhen Texniki Universiteti tabeliyində olan soyuq neytronlar almağa imkan verən MEPHISTO təcrübi zonası nüvə və hissəciklər fizikası sahəsində təcrübələr aparmağa imkan verir. FRM II reaktorunun işə salınmasından sonra soyuq ağ neytron seli ilə təcrübələr MEPHISTO təcrübi zonasında aparılmışdır. Şəkil 2.2.2-də göstərilmiş soyuq neytron selinin nəticələri Monte-Karlo simulyasiyası ilə alınmışdır.



Şəkil 2.2.2. MEPHISTO təcrübi qurğusunun soyuq ağ neytron selinin spektrinin simulyasiyası [157, s. 3].



Şəkil 2.2.3. MEPHISTO təcrübi qurğusunun sxematik təsviri. 1- bələdçi boru, 2- seçici, 3- PERC polarizator, 4- PERC kəsici, 5- PERC, 6- ikinci polarizator.

Təcrübi zalın sahəsi $5 \times 25 \text{ m}^2$ olub Neytron Bələdçi Zalına diaqonal olaraq tikilmişdir. Neytronların spektrində maksimum dalğa uzunluğu 4.5 \AA , orta dalğa uzunluğu isə 3.3 \AA -dir. MEPHISTO təcrübi qurğusunun sxematik təsviri şəkil 2.2.3-də göstərilmişdir. Dəyişdirilə bilən neytron sürət seçicisi, neytron bələdçi borusunun sonunda yerləşdirilir. Keçən dalğa uzunluğunun ayırdetməsi 11% -dir. Ayırdetməni tənzimləmək üçün seçici döndərilə bilər. Kanalda VME (ADC, pik ADC, QDC, TDC) əsasında məlumat sistemi mövcuddur. Sinyal yaratmaq üçün bir neçə NIM bloku və həmçinin detektorlar üçün spektroskopik gücləndiricilər və yüksək gərginlik mənbələri də mövcud olmuşdur. Tam en kəsik üzrə neytron selini polyarlaşdırmaq üçün əyilmədən (ingiliscə: bender) (şaquli istiqamət boyunca) istifadə olunur. Simulyasiya olunmuş istilik neytronlarının seli $2 \cdot 10^{10} \text{ n}/(\text{san} \cdot \text{sm}^2)$ tərtibindədir.

2.3. Neytron selinin ölçülməsi

Simulyasiya ilə hesablanmış neytron selinin sıxlığını təsdiq etmək üçün təcrübi olaraq da selin sıxlığı ölçülmüşdür. 0.55 və 1.15 \AA dalğa uzunluqlu neytron seli üçün cədvəl 1-də göstərilən hesablanmış qiymətlər təcrübədə ölçülmüş qiymətlərlə müqayisə edilmişdir. Neytron selinin differensial sıxlığı Φ neytron aktivləşmə metodu ilə ölçülmüşdür. Material kimi kütləsi bir neçə mq olan nazik qızıl folqadan istifadə edilmişdir. Şüalandırılan nümunə kollimatordan sonra bölünmə kamerasından əvvəl yerləşdirilmişdir. Şüalanma reaktorun 20 MVt gücündə 18.5 ($\lambda = 0.55 \text{ \AA}$) və 17.5 ($\lambda = 1.15 \text{ \AA}$) saat ərzində aparılmışdır. Neytronla aktivləşdirmə metodu şüalanmış nümunənin uyğun qamma xətlərini analiz etməklə aktivliyin təyin edilməsinə əsaslanır. Neytron selinin sıxlığı aşağıdakı düsturla ifadə olunur:

$$\Phi = \frac{A(t)}{\sigma(\lambda)N(1 - \exp(-\lambda t))} \quad (2.1)$$

harada A(t)- yaranan ^{198}Au izotopunun aktivliyi, $\sigma(t)$ - neytronun udulma effektiv en kəsiyi, N- şüalanmadan əvvəl nümunədə olan qızıl izotoplarının sayı, λ - yarımparçalanma sabiti, t- şüalanma müddəti.

(2.1) ifadəsində kəmiyyətləri yerinə yazsaq 0.55 \AA və 1.15 \AA dalğa uzunluqlu polyarlaşmış neytronlar üçün kollimatordan sonra neytron seli aşağıdakı kimi olacaqdır:

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{1.28 \cdot 10^5 \cdot 197}{32 \cdot 10^{-24} \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 0.3758 \cdot (1 - \exp(-2.967 \cdot 10^{-6} \cdot 0.06672 \cdot 10^6))} \\ &= 2 \cdot 10^7 \text{ neyton/sm}^2 \cdot \text{san} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{2.04 \cdot 10^5 \cdot 197}{65 \cdot 10^{-24} \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 0.3758 \cdot (1 - \exp(-2.967 \cdot 10^{-6} \cdot 0.06318 \cdot 10^6))} \\ &= 1.6 \cdot 10^7 \text{ neyton/sm}^2 \cdot \text{san} \end{aligned}$$

Bölmə kamerasından əvvəl isə

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{2.22 \cdot 10^4 \cdot 197}{32 \cdot 10^{-24} \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 0.3758 \cdot (1 - \exp(-2.967 \cdot 10^{-6} \cdot 0.06672 \cdot 10^6))} \\ &= 3.3 \cdot 10^6 \text{ neyton/sm}^2 \cdot \text{san} \end{aligned}$$

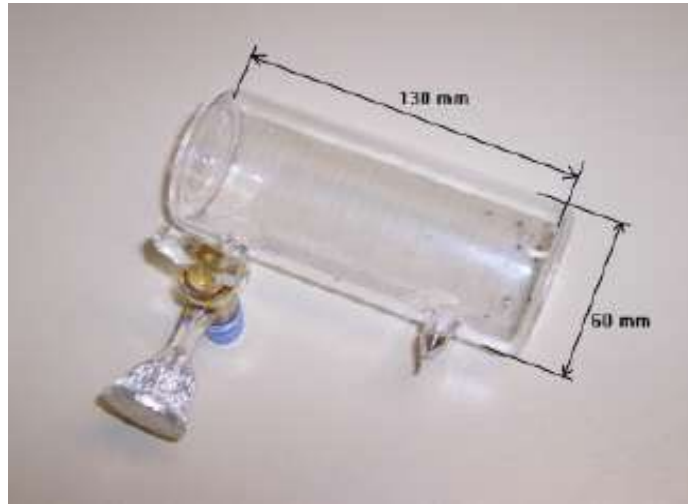
$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{3.12 \cdot 10^4 \cdot 197}{65 \cdot 10^{-24} \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 0.3758 \cdot (1 - \exp(-2.967 \cdot 10^{-6} \cdot 0.06318 \cdot 10^6))} \\ &= 2.4 \cdot 10^6 \text{ neyton/sm}^2 \cdot \text{san} \end{aligned}$$

təyin edilmişdir. Alınan nəticələr hesablama ilə yaxşı uyğunlaşır. Qiymətlər arasındakı fərq ölçülən nöqtədə neytron selinin dağılması, səpilməsi və radiasiya təhlükəsizliyini təmin etmək üçün istifadə edilən kollimatorla əlaqədardır. Neytron selinin sıxlığı Mephisto təcrübi zonasında da eyni üsulla ölçülmüş, alınan təcrübi qiymət simulyasiya ilə yaxşı uyğunlaşdır.

2.4. Spin filtr qurğusu

Dönmə effektinin ölçülməsi üçün polyarlaşmış neytronlar lazım olduğu üçün ^{235}U hədəfi ilə aparılan təcrübələrdə neytronların polyarlaşdırılması üçün xüsusi

hazırlanmış və ^3He qazı ilə doldurulmuş kolbadan (spin filtr- SF) istifadə edilmişdir. Analoji kolba polyarizasiyanı ölçmək üçün istifadə edilən analizator da yerləşdirilmişdir. ^3He əsasında neytron SF-lərin işləmə prinsipi udma en kəsiyinin ^3He nüvəsinin və neytronun spinlərinin qarşılıqlı oriyentasiyasına əsaslanır [195, s. 3,]. Kifayət qədər qalınlıqlı ^3He SF üçün antiparalel spin oriyentasiyasına malik bütün neytronlar udulur (1.8 \AA üçün en kəsiyi 10666 barn), paralel oriyentasiyaya malik olanlar isə qaz təbəqəsindən keçir [37, s. 3]. Nəticədə, SF-dən sonra neytron selinin $\sim 100\%$ polyarlaşması və demək olar ki, 50% ötürülməsi təmin olunur. Kolbadakı qaz təzyiqini tənzimləməklə onun effektivliyini demək olar ki, bütün neytron dalğa uzunluqları üçün optimallaşdırmaq mümkündür. Bütün kolbalar POLİ-də istifadə üçün xüsusi olaraq hazırlanmış və istehsal edilmişdir. SF kolbaları $Q = P^2T$ kimi təyin olunan Q (ingiliscə- figure of merit) göstəricisini maksimuma çatdırmaq üçün optimallaşdırılmışdır; burada P neytron polyarlaşması və T filtr vasitəsilə neytronların ötürülməsi [37, s. 3]. Kvars şüşəsindən hazırlanmış boş kolbalar 0.55 \AA dalğa uzunluğu üçün 0.85 -dən 0.88 -ə qədər ötürülməni təmin edir [37, s. 4]. Bu dəyər pəncərələrin qalınlığından asılı olaraq dəyişir. POLİ standart kolbaların diametri 60 mm və daxili uzunluğu 130 mm -dir. Tipik pəncərə qalınlığı $3-4 \text{ mm}$ -dir [37, s. 3].

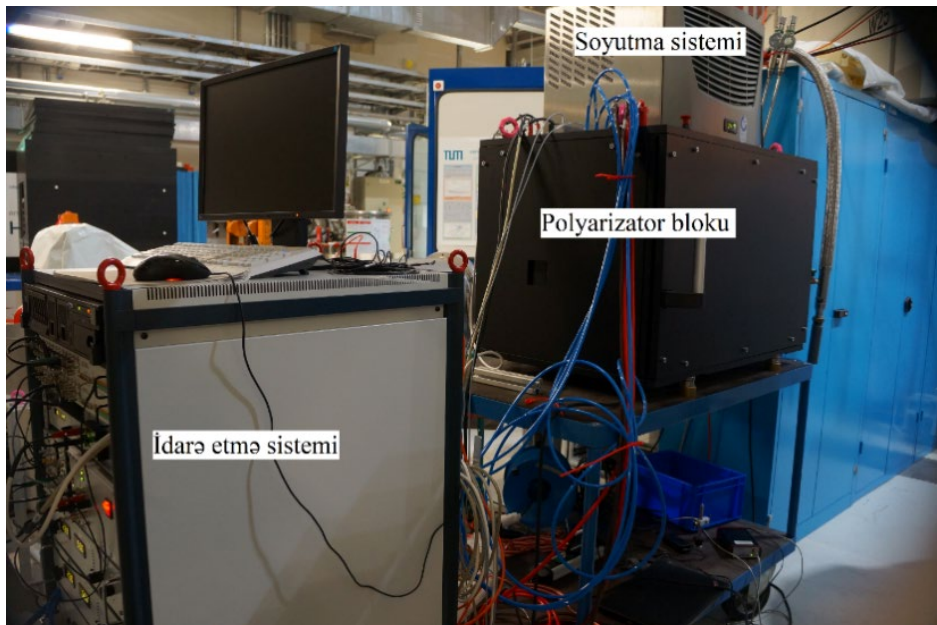


Şəkil 2.4.1. Neytronları polyarlaşdırmaq üçün istifadə edilən ^3He qazı doldurulmuş kolba[37, s. 3].

Kolbanın işləmə təzyiqi 3 bara qədər seçilə bilər. Partlayış təzyiqi 5 bardan çoxdur. Kolbalardan biri şəkil 2.4.1-də göstərilmişdir. Kolba HOQ 310 kvars şüşəsindən

hazırlanmış və seziyum (Cs) ilə örtülmüşdür. Seziyumun istifadə edilməsinin səbəbi, spin mübadilə prosesini asanlaşdırmaqdır. Qoşalaşmamış elektrona malik seziyum atomu daha yüksək maqnit momentinə malik olduğundan spin-mübadilə toqquşmaları ilə polyarizasiyanın qorunmasının vaxtını uzadır.

Polyarizator və analizator üçün polyarlaşmış ^3He qazı iki optik sovurma üsulu ilə hazırlanmışdır: Spin mübadilə optik sovurma - SEOP (ingiliscə- Spin Exchange Optical Pumping) və Metastabil mübadilə optik sovurma - MEOP (ingiliscə- Metastable Exchange Optical Pumping). Təcrübələrin birinci və ikinci seriyasında polyarizator və analizator kolbaları MEOP metodundan istifadə etməklə xarici laboratoriyada polyarlaşdırılmışdır [38, s. 3]. Sonra polyarlaşdırılmış kolbalar neytron selinin qarşısına yerləşdirilmişdir. Optik sovurma olmadıqda polyarlaşmanı qorumaq üçün kolbalar güclü vahid sabit maqnit sahəsi olan xüsusi maqnit ekranına (paraqraf 2.5) yerləşdirilir. Üçüncü seriya təcrübələrdə polyarizator üçün polyarlaşmış ^3He qazı SEOP optik sovurucusu ilə yaradılmışdır [38, s. 4]. Spin mübadiləsi üsulu rahat olduğundan stabil neytron selləri üçün çox məqsədəuyğundur. Daimi SF filtri qurğu üzərində quraşdırılmışdır. Neytron selinin polyarlaşma dərəcəsi 100%-ə yaxın olub bütün təcrübə ərzində dəyişməz qalır. Şəkil 2.4.2-də SEOP polyarizatorunun ümumi görünüşünü göstərilmişdir. Qurğunun əsas hissələri kompüterlə idarə olunan idarə etmə sistemi, soyutma sistemi və polyarizatorudur.



Şəkil 2.4.2. SEOP polyarizatoru [38, s. 4].

2.5. Maqnitostatik ekranların işlənilib hazırlanması

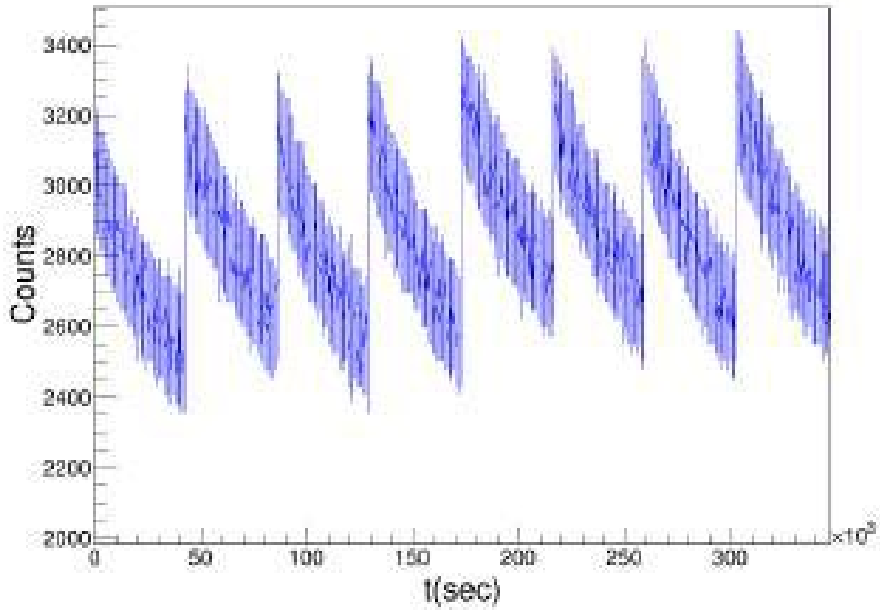
Polyarizatorlarda və ya analizatorlarda ^3He atomlarının polyarizasiyasını saxlamaq üçün SF kolbaları vahid sabit maqnit sahəsi olan maqnit qoruyucuya yerləşdirilməlidir. Hər hansı bir hissəni maqnit sahəsindən ekranlaşdırmaq üçün bu hissəni maqnit cəhətdən yumşaq materialdan hazırlanmış qutu ilə məhdudlaşdırmaq lazımdır. Bundan əlavə, praktikada effektiv ekranlaşdırma üçün sabit maqnit sahəsi mənbəyi (solenoid) maqnit korpusa yerləşdirildikləklə həyata keçirilir. Solenoid tərəfindən yaradılan maqnit seli, ətraf mühitin maqnit sahəsini ekranlaşdırmaq üçün yüksək maqnit keçiriciliyinə (~ 100000) malik olan qutunun içərisində yerləşdirilir. Belə ekranların səmərəliliyi onun maqnit nüfuzluğundan və qalınlığından düz mütənasib asılıdır. Bundan əlavə onun səmərəliliyi həm də maqnit sahəsinin xətlərinə perpendikulyar olan birləşmələrin mövcudluğundan asılıdır. Orta dərəcədə səpələnmiş maqnit sahəsi olduqda istiqamətləndirici sahənin sabitliyini təmin etmək üçün μ -metal (permalloy) maqnit ekranından istifadə edilir [37, s. 4]. Şəkil 2.5.1-də içərisində SF kolbası olan maqnitostatik ekranın fotosəkili göstərilmişdir. Solenoidin yaratdığı ekranın daxilindəki maqnit sahəsi 5-10 Qs-dur.



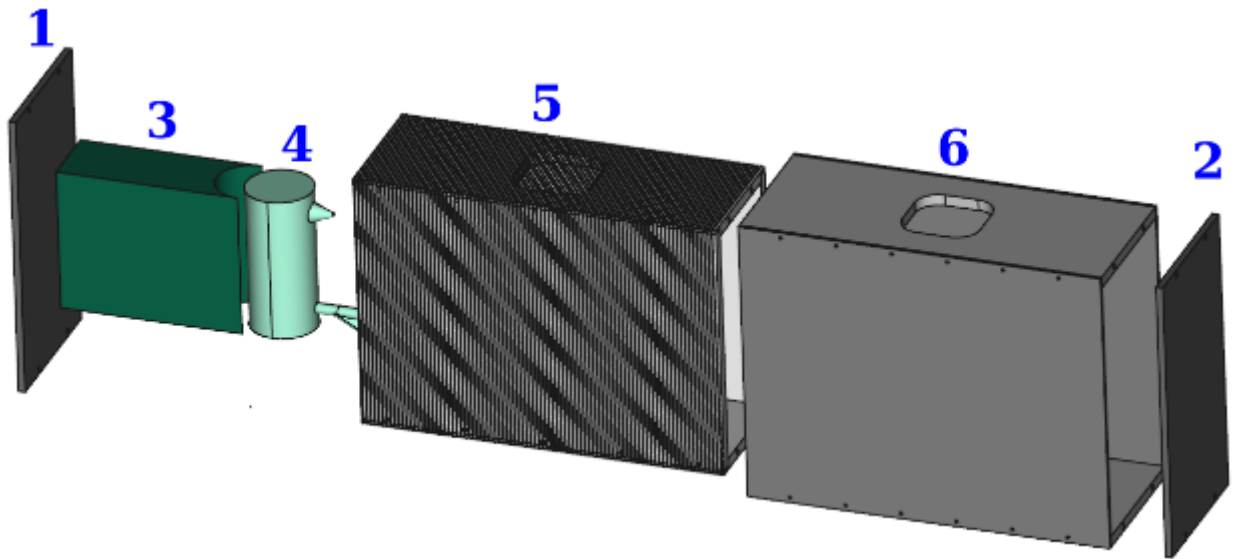
Şəkil 2.5.1. İçərisində SF kolbası olan maqnitostatik ekran [37, s. 4].

Birinci və ikinci seriya təcrübələrdə ^3He qazının polyarizasiyasını saxlamaq üçün istifadə edilən maqnit ekranlarının səmərəliliyi aşağı olmuşdur. Kolbadakı ^3He polyarizasiyası eksponent olaraq təxminən 40 saat ərzində azaldığından (relaksasiya

səbəbindən) polyarizasiyanı yüksək saxlamaq üçün hər iki kolba 24 saatdan bir dəyişdirilmişdir. Şəkil 2.5.2-də polyarizatorun arxasındakı neytron detektorundan alınan məlumatlar göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, polyarlaşmış neytronların intensivliyi zaman keçdikcə azalır, kolba dəyişdirildikdə isə intensivlik kəskin şəkildə artır.



Şəkil 2.5.2. Polyarlaşmış neytron selinin intensivliyi.



Şəkil 2.5.3. Maqnitostatik ekranın sxematik təsviri. 1 və 2 - permalloy qapaqlar (müvafiq olaraq alt və üst qapaq), 3 – SF kolba üçün dayaq, 4 – SF kolba, 5 - solenoid, 6 - μ -metal ekran.

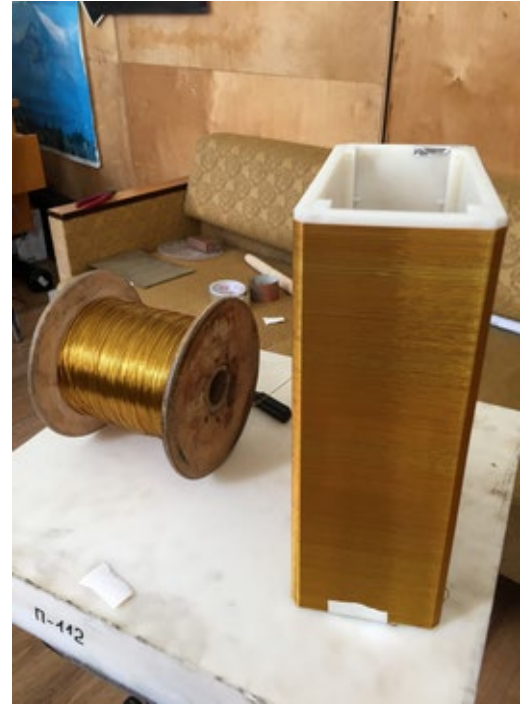
Maqnitostatik ekranlarının hazırlanması zamanı (ekranlar Qarxinqdə hazırlanıb) əsas dizayndan bəzi kənəraçıxmalar edilmişdir ki, bu da istər-istəməz maqnit sahəsinin bircinsliyinin pozulmasına gətirib çıxarmışdır. Şəkil 2.5.3-də belə ekranın sxematik təsviri göstərilmişdir. Bu şəkildəki maqnit ekranın komponentləri rəqəmlərlə göstərilmişdir. Ekranın ilkin dizaynına görə, relaksasiya müddətinin iki dəfədən çox olacağı gözlənilirdi. İstifadə olunan maqnit ekranlarının iki əsas çatışmazlığını qeyd etmək olar:

1. Nazik qalınlıqlı permalloy (μ -metal) qapaqlar. Hesablamalara görə, qapaqların qalınlığı ~ 5 mm olmalı idi. Amma ekranın hazırlanmasında 2 mm seçilmişdir. Daxili maqnit sahəsinin sabitliyi kvadrat olaraq maqnit nüfuzluğundan və həmçinin də solenoidin uclarındakı μ -metalın qalınlığından asılı olduğundan qalınlıq vacib parametrdir.

2. Solenoidlərin uclarının permalloy ekranın qapaqlarına bitişik olmaması. Yeni dizaynın hər iki ucunda 1 mm boşluq qoyulmuşdur. Bundan əlavə, sarıma zamanı izolyasiya materiallarından istifadə ehtiyacı səbəbindən solenoid çərçivəsinin sim ilə tam örtülməsinə nail olunmamışdır. Beləliklə, solenoidin ucu aşağıdan ~ 1 mm, qapaqdan isə ~ 3 mm ayrılır. Hər hansı bir boşluq maqnit sahəsinin təhrifinə səbəb olur. Maqnit seli həm 50 mm-lik permalloydan, həm də solenoidin ucu ilə qapaq (~ 3 mm) arasındakı boşluqdan axa bilən "maqnit mayesinin" axını kimi modelləşdirilə bilər.

Boşluqdan axan sahə $3/50 = 6 \cdot 10^{-2}$ nisbətində əsas komponentə perpendikulyar olan komponent yaradır ki, bu da sahənin qeyri-bircinsliliyə gətirib çıxarır. Əlbəttə ki, bu qeyri-bircinslilik lokal xarakter daşıyır və solenoidin mərkəzinə doğru azalır. "İnteqral" mənada solenoidin daxilindəki sahə homogen olsa belə, ^3He nüvələrinin polyarlaşmasının saxlanma vaxtına təsir edir. Qaçış yoluna malik olan helium atomları daim belə "qeyri-bircins sahə"-yə düşə bilər. Yuxarıda göstərilənlərin nəticəsi olaraq, bu çatışmazlıqları aradan qaldırmağa yönəlmiş bir neçə maqnit ekran modeli təklif edilmiş və solenoid və ferromaqnit ekrandan ibarət yeni maqnit ekran işlənib hazırlanmışdır. Solenoidin çərçivəsi 10 mm qalınlığında poliamiddən hazırlanmışdır və 296 sarğı yerindən 227×326 mm² kəsiyi olan sarğıdan

hazırlanmışdır. 1 mm diametrli alüminium tellərin sarılmasının yüksək dəqiqliyini təmin etmək üçün çərçivənin bütün uzunluğu boyunca yivlər açılmışdır. Neytron selinin istiqamətində çərçivədə intensivlik itkilərini istisna etmək üçün $50 \times 50 \text{ mm}^2$ kəsiyi olan deşiklər qoyulmuşdur. Qapaqlar 5 mm, yan tərəflər isə 2 mm 79NM permalloydan hazırlanmışdır (şəkil 2.5.4).



Şəkil 2.5.4. Poliamiddən hazırlanmış solenoidlərin fotosəkili. a) solenoid ferromağnit ekranın içində; b) sarğı zamanı solenoid.

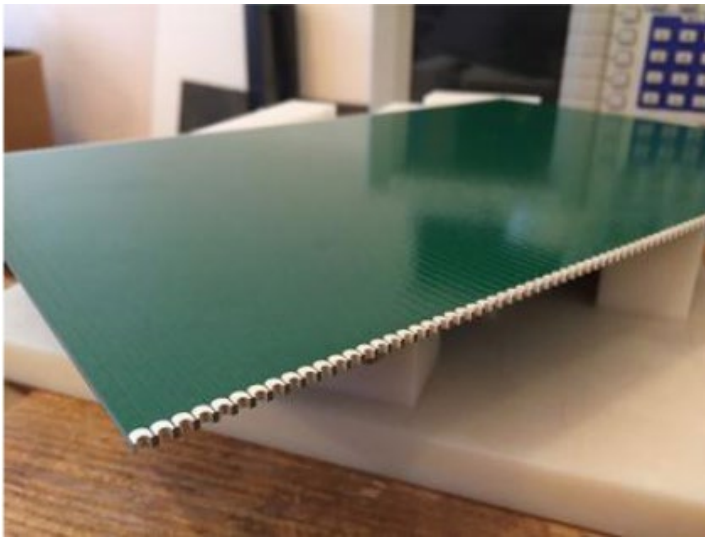
Solenoidin ucları və permalloy örtüklər arasındakı boşluqlar 0.05 mm-ə qədər azaldılmışdır. Bu maqnit ekranları Almanyanın Qarxiq şəhərində Heinz Mayer-Leibniz tədqiqat neytron mənbəyində sınaqdan keçirilmişdir. Test nəticəsində relaksasiya müddəti 65-70 saata yüksəldiyi məlum olmuşdur. Maqnit sahəsinin bircinsliliyi (qradiyenti) aşağıdakı kimi olmuşdur:

$$\frac{\text{grad}B_x}{B_0} = 7.3 \cdot 10^{-4} \text{ sm}^{-1}$$

Nəticə etibarilə, polyarizasiyanın saxlanma müddətinə təsir edən maqnit sahəsinin qeyri-bircinsliyinin solenoid və qapaqlar arasındakı boşluqlar səbəbindən yarandığı və permalloy qapaqların qalınlığından asılı olduğu fərziyyəsi təsdiqlənmişdir. Ancaq

yenə də nəticədə relaksasiya vaxtı gözlənilən nəticədən az olmuşdur. Bu, solenoid sarğısının keyfiyyəti ilə əlaqəli ola bilər. Solenoid əl ilə sarıldığından onun bütün uzunluğu boyunca bircins sarğı əldə etmək çox çətindir. Bununla əlaqədar olaraq, elektronika üçün istifadə edilən dövrə lövhələrindən (tekstolit) solenoid hazırlamaq fikri yaranmışdır.

Düzbucaqlı tekstolit solenoidlər. Solenoid 207×321 mm² ölçüsündə aşındırılma metodu ilə mis folqa əsaslı tekstoliddən hazırlanmışdır. Tekstolitdəki lövhənin və mis folqanın qalınlığı müvafiq olaraq 2 mm və 70 µm-dir. Sarğı 1 mm genişlikdə (şəkil 2.5.5) aralarında 200 mikron boşluq olan və lehim maskası tətbiq olunan paralel zolaqlardan ibarətdir. SF kolbalarını mərkəzləşdirməyi asanlaşdırmaq üçün solenoidin içərisində "çərçivələr" nəzərdə tutulmuşdur. Belə solenoidlərin çatışmazlığı neytron seli istiqamətində hidrogen tərkibli tekstolitin olmasıdır. Amma dizayn sınaqları müsbət nəticə verərsə, bu lövhələrin alüminium folqa ilə əvəz edilməsi nəzərdə tutulmuşdur.



Şəkil 2.5.5. Tekstoliddən hazırlanmış solenoidlərin fotosəkili. a) tekstoliddən hazırlanmış hissə b) solenoid tam yığılmış halda.

Bu solenoid də Qarxinqdə sınaqdan keçirilmişdir. O, köhnə µ-metal ekrana

yerləşdirilib. Sarğıdakı maqnit sahəsi 4 Qaussa bərabər olmuşdur. Maqnit sahəsinin bircinsliyinin ölçülməsi maqnit ekranında yerləşdirilən qutu ilə HELIOS (MEOP) sahəsində yerləşdirilən eyni qutunun relaksasiya müddətlərini müqayisə etməklə həyata keçirilmişdir. Sahənin bircinsliliyi üçün aşağıdakı nəticə əldə edilmişdir:

$$\frac{gradB_x}{B_0} = 6.8 \cdot 10^{-4} sm^{-1}$$

Bu nəticə eyni ekranda sahənin bircinsliyinin nəticəsi ilə üst-üstə düşür, harada ki, solenoid simdən hazırlanmışdır (yuxarıda müzakirə edilmişdir). İki fərqli cərəyan solenoidindən istifadə edərkən sahə qradientlərinin bərabərliyi sahənin bircinsliyinin əsasən solenoidlə deyil, bu solenoidlərin daxil edildiyi μ -metal ekranla müəyyən edildiyini göstərir. Güman edilir ki, istilik dəmləməsi zamanı μ -metalın keyfiyyəti pisləşə bilər ki, bu da yumşalma rejiminin düzgün seçilməməsi ilə əlaqədardır və ya qeyri-bircinsliyə əsas töhfə neytron seli üçün nəzərdə tutulmuş qapaq lövhələrdəki pəncərələr tərəfindən edilə bilər (şəkil 2.5.3). Ola bilsin ki, maqnit sahəsinin bircinsliyini yaxşılaşdırmaq üçün bu pəncərələr kolbanın yerləşdiyi yerdən uzaqlaşdırılmalıdır. Yəni, ekranı daha uzun etmək və ya pəncərələri kiçik (məqbul) ölçüdə etmək lazımdır. Sonrakı dizaynlarda bu detallar nəzərə alınacaq və biz optimal olanı tapmaq üçün maqnit ekranın müxtəlif konstruksiyaları olan kolbalarda relaksasiya vaxtının müstəqil ölçülməsini planlaşdırırıq. Ancaq yenə də maqnit ekranının bu dizaynı relaksasiya vaxtını demək olar ki, iki dəfə artırmağa kömək etmişdir. Son sınaqlarda analizator kolbası iki gündə bir dəfə dəyişdirilmişdir. Əvvəlki halda kolbalar hər gün dəyişdirildi. Gözlənilən nəticələr əldə edilməsə də alınan nəticələr təcrübələrin aparılması və nəticələrin yaxşılaşdırılması üçün kifayət etmişdir. Çünki relaksasiya müddətinin uzadılması təcrübə nəticələrin xətalınının da azaldılmasına gətirib çıxarmışdır.

2.6. Neytron selinin transmissiyanın ölçülməsi

Neytron selinin polyarizasiyasını ifadə edən əsas kəmiyyət SF kolbasından keçən neytronların transmissiya əmsalıdır. Transmissiyanın əyani təsfi şəkli 2.6.1-də göstərilmişdir. Düşən polyarlaşmamış monoxromatik neytron seli üçün spin

filtrinin ötürmə əmsalı ilə neytron polyarlaşması arasında əlaqə aşağıdakı düsturlarla ifadə edilir [32, s. 294]:

$$T = \frac{T_+ + T_-}{2} \quad (2.6.1)$$

$$P = \frac{T_+ - T_-}{T_+ + T_-} \quad (2.6.2)$$

burada T_- - polyarlaşmamış neytron seli üçün ümumi transmissiya, T_+ , T_- - neytronun yuxarı (+) və aşağı (-) spininə uyğun gələn transmissiya. T_+ və T_- birbaşa olaraq σ_0 , σ_p , N və d ilə əlaqəlidir [193, s. 792]:

$$T_+ = e^{-(\sigma_0 + \sigma_p)Nd} \quad (2.6.3)$$

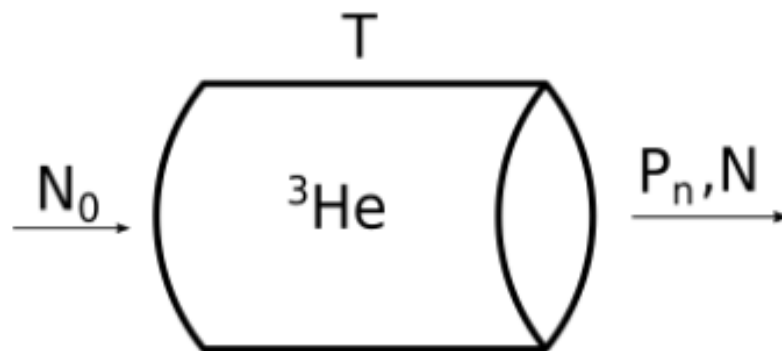
$$T_- = e^{-(\sigma_0 - \sigma_p)Nd} \quad (2.6.4)$$

harada N - vahid həcmdəki atomların sayı;

d - filtrin qalınlığı;

σ_0 - tam en kəsiyin spindən asılı olmayan hissəsi;

$\sigma_p = 1/2 * (\sigma_+ + \sigma_-)$ - polyarizasiyanın en kəsiyi;



Şəkil 2.6.1. SF kolbasından keçən neytron selinin transmissiyası. N_0 - polyarlaşmamış neytron seli, T - SF kolbasından keçən neytronların transmissiyası, $N = N_0 T$ və P_n - polyarlaşmış neytronların sayı və polyarlaşma dərəcəsidir.

(2.6.3) və (2.6.4) ifadələrini (2.6.1) və (2.6.2)-də nəzərə alsaq

$$T = T_0 e^{-\eta} \cosh(\eta P_{\text{He}}) \quad (2.6.5)$$

$$P = \tanh(\eta P_{\text{He}}) \quad (2.6.6)$$

alarıq. Harada T_0 - SF kolbası üçün ölçülmüş neytron selinin transmissiyası;

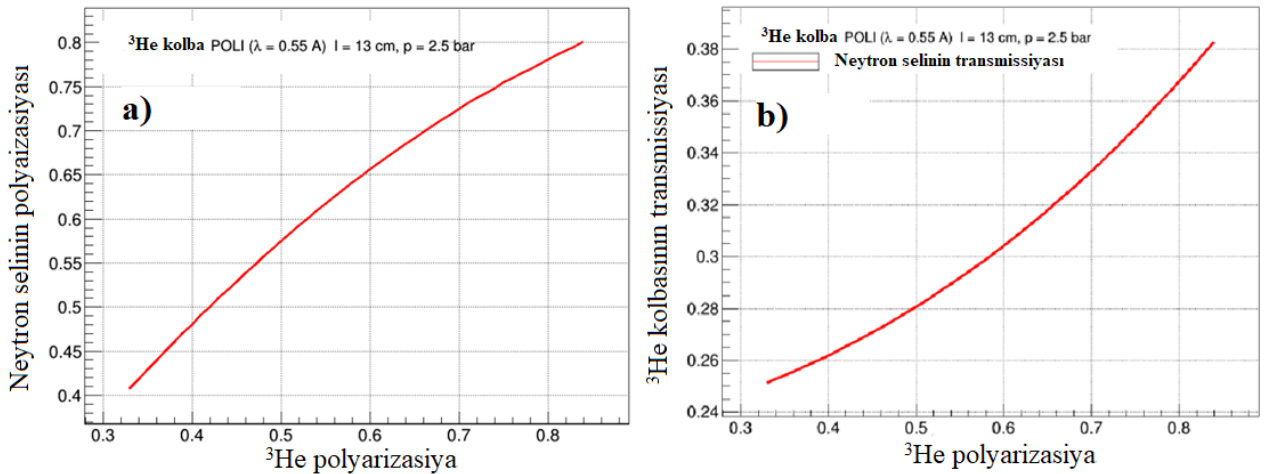
P_{He-^3He} qazının polyarizasiyası, η - SF filtrin qeyri-şəffaflığıdır.

Otaq temperaturunda praktiki məsələlər üçün 3He qazının qeyri-şəffaflığının qiymətini aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$\eta = 7.32 \cdot 10^{-2} \cdot p \text{ (bar)} \cdot d \text{ (sm)} \cdot \lambda \text{ (Å)}$$

harada p - qazın təzyiqi, d - qazda neytronun qaçış yolu, λ - neytronun dalğa uzunluğudur.

Aydın olması üçün 3He -un polyarlaşma dərəcəsi asılı olaraq neytronun transmissiyası və polyarlaşma dərəcəsi arasında asılılıqlar təcrübi nəticələr və 2.6.5-2.6.6 tənlikləri əsasında müəyyən edilmişdir [37, s. 5, 8, s. 75]. 2.5 bar təzyiqdə qazla doldurulmuş 13 cm uzunluğunda SF kolbası üçün hesablanmış dalğa uzunluğu 0.55 Å olan neytronlar üçün bu asılılıqlar şəkil 2.6.2-də göstərilmişdir.



Şəkil 2.6.2. SF kolbasında neytronun transmissiyası və polyarlaşma dərəcəsinin 3He -un polyarlaşma dərəcəsi asılılığı; a) neytronun polyarlaşma dərəcəsinin 3He -un polyarlaşma dərəcəsi asılılığı; b) – transmissiyanın 3He -un polyarlaşma dərəcəsi asılılığı.

Şəkildən görüldüyü kimi polyarizasiya 80 % olduqda alınan neytron selinin polyarizasiyası da təqribən 80 % olur. Bu zaman kolbanın transmissiya əmsali 0.37-ə bərabərdir. Bu deməkdir ki, polyarlaşmamış neytron seli kolbadan keçdikdə selin sıxlığı 0.37 dəfə azalır və nəticədə bu sıxlıqda polyarlaşmış neytron seli alınır.

2.7. Polyarlaşmış neytronun spininin idarə olunması üçün idarəetmə sisteminin işlənilib hazırlanması

Polyarlaşmış neytronlardan istifadə edilən nüvə fizikası tədqiqatlarında spinlə əlaqəli təsirlər haqqında məlumat əldə etmək üçün adətən neytron selinin polyarlaşma vektorunun istiqamətinin müəyyən zaman ərzində dəyişdirilməsi tələb olunur. Adətən bu məqsədlə eksperimentlərdə “spin-flipper” adlanan cihazlardan istifadə olunur ki, bu da müəyyən effektivliklə flipperdən keçən neytron selinin polyarlaşmasını bu və digər istiqamətə çevirməyi təmin edir. Hal-hazırda, hər birinin öz üstünlükləri və çatışmazlıqları olan müxtəlif növ spin-flipperlər mövcuddur ki, bunlara çevirmə səmərəliliyinin neytronun sürətindən asılılığı, flipperin neytronlarla kəsişmə yerindən asılılığı, selin qarşısında materialın olub olmaması, çevirmə vəziyyətlərinin keçid sürəti və s. kimi amillər daxildir [191, s. 1, 81, s. 1-2, 66, s. 1-3, 123, s. 131, 39, s. 1]. Ona görə də eksperimental qurğularda müəyyən növ flipperdən istifadə həm fiziki tapşırıqlar, həm də təcrübi sistemin xüsusiyyətləri ilə müəyyən edilir.

Polyarlaşmış neytronlarla tədqiqatlarda neytronların polyarlaşma istiqamətini dəyişmədən onların müəyyən nöqtəyə çatdırılması zəruridir. Ancaq qeyd etmək lazımdır ki, real təcrübə mühitində mövcud olan xarici maqnit sahələri neytronların Larmor pressesiyasına görə neytron selinin qismən depolyarizasiyasına gətirib çıxarır. Məsələn, 0.5 Qs kimi aşağı maqnit sahəsi (Yerin maqnit sahəsi 0.25-0.65 Qs diapazonunda olur) 0.3 eV-lik neytronlar üçün polyarizatorun cəmi 30 sm məsafədə 21 dərəcə fırlanma ilə nəticələnir [39, s. 1]. Polyarlaşmış neytronların spininin istiqamətini dəyişmək üçün cihaz tədqiq olunan hədəfdən nə qədər uzaqda yerləşərsə, depolyarizasiya ehtimalı bir o qədər çox olur. Neytron selinin polyarlaşma vektorunun istiqamətini qorumaq üçün bir tərəfdən idarə olunmayan maqnit mühitində hərəkət məsafəsi minimuma endirilməli, digər tərəfdən görünən pressesiyanı düzəltmək üçün bəzi kompensasiya solenoidlərindən istifadə etmək lazım gəlir. Bundan başqa polyarizator və analizator arasındakı fəzada polyarizasiyanı saxlamaq üçün müxtəlif metodlardan istifadə edilir. Çox vaxt maqnit qoruyucusu və ya selin keçdiyi fəzada aparıcı maqnit sahəsi istifadə olunur [39, s. 1].

Qurluşuna görə təcrübələrdə istifadə edilən polyarizatorlarda və analizatorlarda neytron selinin şaquli polyarlaşması alınır. Tədqiq olunan effekt isə üfüqi polyarlaşmanı tələb edir (neytron selinin istiqaməti üzrə irəli və geri). Polyarizator və bölünmə kamerası arasında neytron selinə paralel/antiparalel olaraq hər iki istiqamətdə spinin fırlanması təmin olunmalıdır. Bütün bu tələblərə cavab vermək üçün xüsusi olaraq μ -metal ekranlı bir neçə maqnit solenoidindən ibarət spin idarəetmə sistemi işlənilib hazırlanmış. O hər 1.3 saniyədən bir spini verilmiş vəziyyətdə 180 dərəcə döndərməyə imkan verir [38, s. 5, 39, s. 4]. Bu cür cihazların kombinasiyasından istifadə etməklə eyni zamanda xarici maqnit sahələrinin selin polyarizasiyasına təsirini kompensasiya etmək, həmçinin polyarlaşma vektorunun istənilən istiqamətini lazımi yerdə almaq və dövri fırlanmanı təmin etmək olar. Təcrübə şərtlərinin tez-tez dəyişdiyi hallarda bu cür qurğular çox faydalıdır. Çünki hər bir hal üçün öz aparıcı maqnit sahəsini yaratmaq lazım deyil.

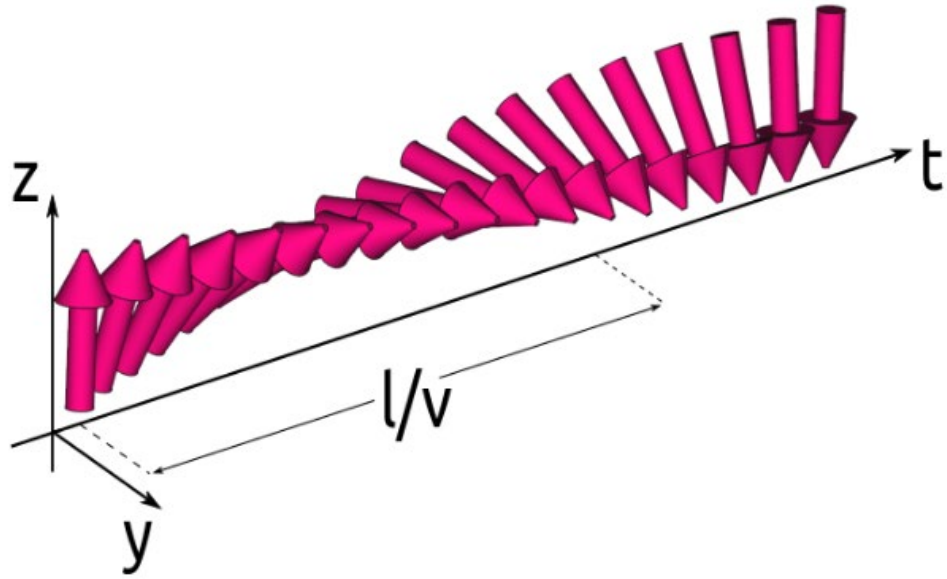
Solenoidin işləmə prinsipi maqnit sahəsində neytronun spininin pressesiyasına əsaslanır. Neytron vahid maqnit sahə induksiyası B olan solenoidə düşdükdə xarici sahəyə mütənasib ω tezliyi ilə sahənin istiqaməti ətrafında pressesiya (Larmor pressesiyası) etməyə başlayır [234, s. 164-165]. Bu pressesiyanın tezliyi aşağıdakı kimi ifadə olunur [39, s. 3]:

$$\omega = \gamma_n \cdot \langle B \rangle \quad (2.7.1)$$

harada γ_n - neytron qiromaqnit nisbətidir ($-1.83 \cdot 10^8 \text{ san}^{-1} \text{ Tl}^{-1}$). İfadədən göründüyü kimi Larmor tezliyi neytronun dalğa uzunluğundan deyil maqnit induksiyasının qiymətindən asılıdır. (2.7.1) tənliyini belə də yazmaq olar:

$$\omega = \gamma_n \cdot \frac{B}{2\pi} = 29.16(MHs/Tl) \cdot B(Tl) \quad (2.7.2)$$

Polyarlaşma vektorunun fırlanma bucağı isə v sürəti ilə l məsafəni qət edən neytronların t vaxtından asılıdır (şəkil 2.7.1-ə bax):



Şəkil 2.7.1. Neytronun fırlanma istiqamətinin maqnit sahəsində uçuş zamanından asılılığı [39, s. 3].

$$\varphi = \omega \cdot t = \omega \cdot \frac{l}{v} = \gamma_n \cdot \frac{B \cdot l}{v} \quad (2.7.3)$$

Neytron sürəti ilə dalğa uzunluğu arasındakı əlaqə $1/v = \lambda m/h$ tənliyi ilə ifadə olunur. Burada m - neytronun kütləsi, h – isə Plank sabitidir. Neytron sürətini v dalğa uzunluğu λ ilə ifadə etsək elementar çevrilmələrdən sonra (2.7.3) tənliyi aşağıdakı formanı alır:

$$\varphi = \frac{\sqrt{2m}\gamma_n}{2} \frac{lB}{\sqrt{E}} \quad (2.7.4)$$

(2.7.4) tənliyindən aydın olur ki, spin pressesiya maqnit sahəsinin dəyərindən və neytron enerjisindən asılıdır: eyni maqnit sahəsi və eyni neytron yolu üçün aşağı enerjilərdə pressesiya bucağı daha böyükdür. Əgər (elementar çevrilmələri nəzərə almasaq), solenoidin uzunluğu l (m), maqnit sahəsi B (Qs), neytronun enerjisi E (eV) olarsa, neytronun φ bucağı ilə fırlanması aşağıdakı kimi ifadə olunacaqdır:

$$\varphi = 75.9 \cdot \frac{lB}{\sqrt{E}} \quad (2.7.5)$$

$B = \mu_0 \cdot H = \mu_0 \cdot n \cdot I$ olduğunu nəzərə alsaq onda

$$\varphi = 0.953 \cdot 10^{-4} \cdot E^{-1/2} \cdot n \cdot I \cdot l \quad (2.7.6)$$

burda n -1 m uzunluğundakı sarğının dolaqlarının sayı, I - cərəyan, μ_0 - maqnit nüfuzluğudur ($4\pi \cdot 10^{-7}$ Hn/m). $l=30$ mm, $B=21.65$ Qs və $I=1.85$ A olduqda 0.3 eV

enerjili neytronların spini 90° dönür [39, s. 3].

Belə solenoidlər nisbi olaraq kiçik induktivliyə malik olduğundan onların induktivliyini aşağıdakı kimi ifadə etmək olar:

$$L = \mu_0 N^2 S / l \quad (2.7.7)$$

harada ki, μ_0 - maqnit nüfuzluğu ($4\pi \cdot 10^{-7} \cdot \text{Hn/m}$), N- solenoiddəki sarğınların sayı, S- sahənin en kəsiyinin sahəsi, l- solenoidin uzunluğudur. Misal üçün 1 mm diametrli simlə 1 mm addımla sarılmış $10 \times 10 \times 5 \text{ sm}^3$ ölçülü solenoidin induktivliyi $L = 2.5 \text{ mHn}$ bərabər olur.

İndi isə cərəyanının solenoidə verilmə vaxtını təyin edək. Fərz edək ki, solenoidə U gərginliyi verilmişdir. Bu zaman ondan axan cərəyan aşağıdakı kimi ifadə olunacaq

$$U = dI/dt \quad (2.7.8)$$

Bu ifadədən lazım olan cərəyan üçün zaman intervalını təyin edə bilərik:

$$\Delta t = L \frac{I_{\phi}}{U} \quad (2.7.9)$$

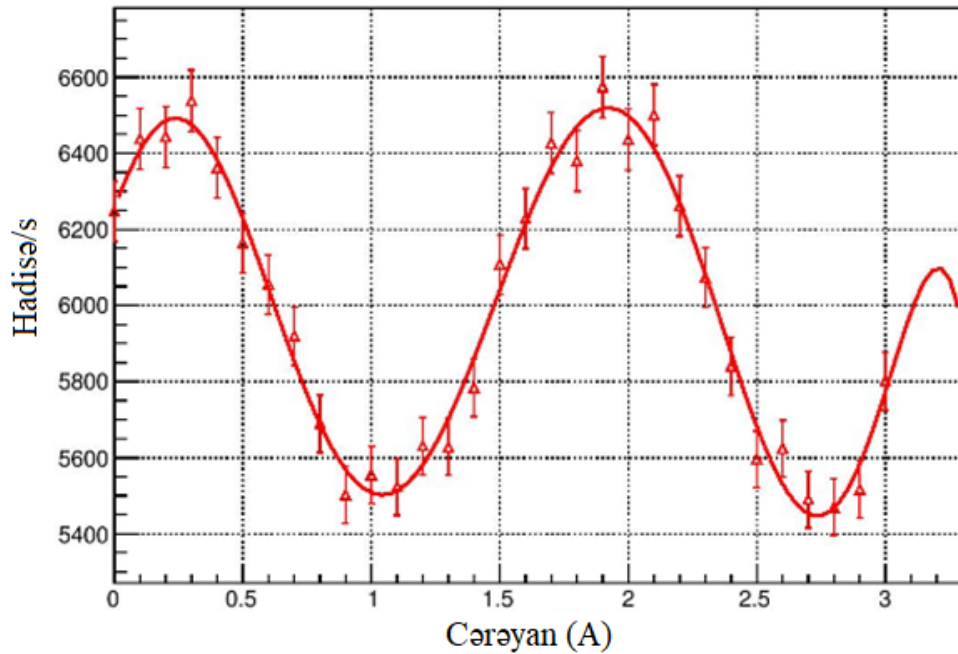
$U = 30 \text{ V}$ olan solenoid ($I = 0.5 \text{ A}$, $L = 2.5 \text{ mHn}$) üçün vaxt intervalı $42 \text{ } \mu\text{san}$ olacaq. Bu o deməkdir ki, fırlanma istiqamətini saniyədə 1000 dəfə dəyişmək olar.

Təcrübələrin birinci və ikinci seriyasında maqnit ekranına yerləşdirilmiş beş spin flipperdən ikisi əsas və üçü isə düzəldici kimi istifadə edilmişdir. Bunlardan birincisi, polarizatorun sonrakı spin flipper kimi işləyir. SF-in içərisindəki maqnit sahəsi üfüqi istiqamətə yönəldilmişdir. Flipperə daxil olan şaquli polyarlaşma selin yayılma istiqamətində sahənin ətrafında 90° pressesiya edir. Flipperdəki sahənin istiqamətini dəyişdikdə polarizasiya selin yayılması istiqamətində çevrilir. Beləliklə, daxil olan polyarlaşma hər 1.3 saniyədə 180° döndərilir. Analizatorun qarşısındakı flipper polarizasiyanı ölçmək üçün istifadə olunur. Qalan flipperlərin rolu isə xarici səpələnmiş maqnit sahəsinin polyarlaşmaya təsirinin kompensasiya edilməsi və ümumi maqnit sahəsinin inteqralında hər hansı qeyri-sabitliyin düzəldilməsidir. Bölünmə kamerasının qarşısında yerləşən spin idarəetmə sistemi şəkil 2.7.2-də göstərilmişdir. Flipperdən istifadə edərək neytron selinin polyarlaşma vektorunun idarə edilməsi və monitorinqi metodunu nəzərdən keçirək.



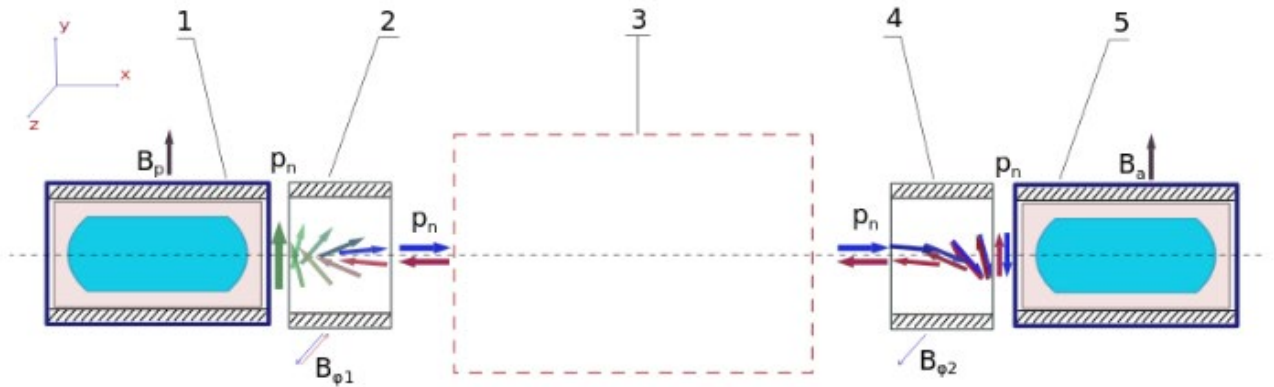
Şəkil 2.7.2. Təcrübi qurğunun fotosəkili. 1 - polyarizator; 2 – neytron sayğacı; 3 – spin flipper; 4 – kompensasiya edici flipperlər.

Metodu tətbiq etmək üçün əvvəlcə hər bir flipperdə fırlanma pressesiyanının tezliyini ölçmək lazımdır (flipperin fırlanma periodu və ya spinin 360° döndərilməsi üçün cərəyan, şəkil 2.7.3). Bütün flipperlərdə ölçülmüş cərəyan ~ 1.65 A olmuşdur.



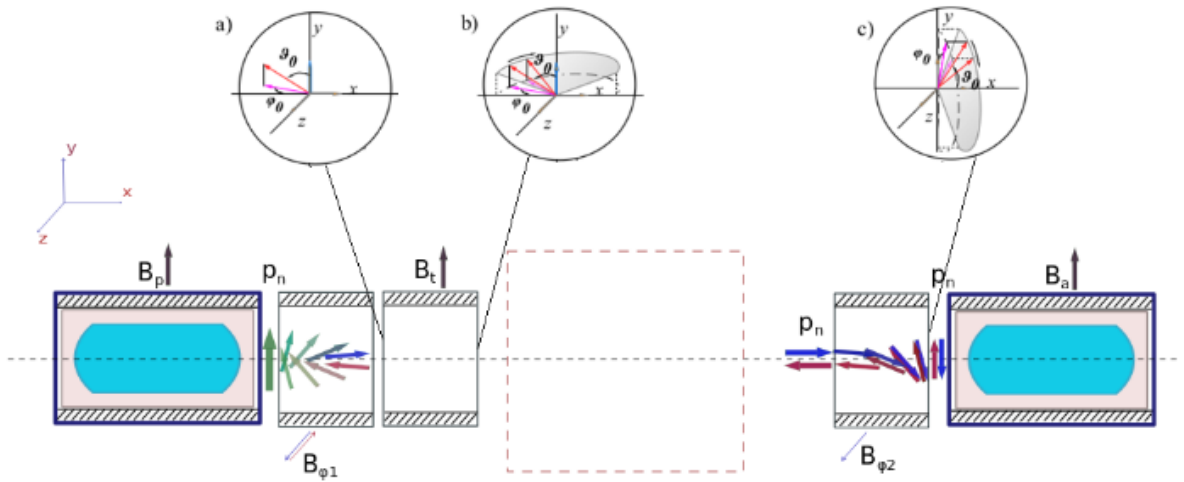
Şəkil 2.7.3. Neytron detektorunun saydığı hadisələrin sayının flipperdəki cərəyandan asılılığı.

Gəlin yalnız əsas flipperlərin iştirak etdiyi halı nəzərdən keçirək (şəkil 2.7.4). Tutaq ki, neytron seli soldan sağa istiqamətlənib. B_p sahəsi olan polyarizatorndan sonra neytron selinin polyarizasiyası p_n (yaşıl ox) y oxu boyunca yönəlir. Flipperdə 1-də $B_{\varphi 1}$ maqnit sahəsi elə seçilir ki, çıxışda neytronun spini bəzi fiziki ölçmələr üçün lazım olan bucaq qədər dönür, bizim halda 1-ci flipper p_n -ni z oxu ətrafında $+\pi/2$ və ya $-\pi/2$ bucağı qədər döndürür. Beləliklə, p_n , x oxuna paralel və ya antiparalel olur (qırmızı və mavi oxlar). Sonra neytron seli 3-cü bölgəyə çatır ki, burada tədqiq olunan hədəf, təcrübi qurğunun hissələri və s. yerləşir. Bu bölgədən keçərək, neytronlar z oxu boyunca sabit $B_{\varphi 2}$ sahəsi olan 2-ci flipperə daxil olurlar. 2-ci flipper polyarizasiyanı z oxu ətrafında $\pi/2$ bucağı qədər döndərir. Beləliklə, polyarizasiyanı ölçmək üçün neytron selinin polyarizasiyası analizatorun B_a sahəsinə paralel və ya antiparalel olur. Ətraf mühitin maqnit sahəsinin təsiri hesabına neytronun spininin mümkün Larmor pressesiylə əlaqəli neytronun depolyarizasiya ehtimalı burada nəzərə alınmır.



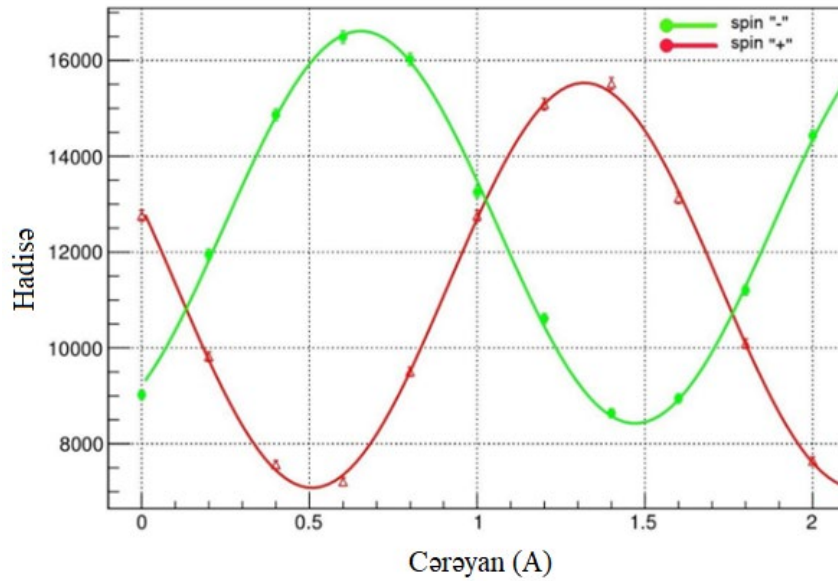
Şəkil 2.7.4. Flipperin maqnit sahəsində neytronun polyarlaşma vektorunun p_n istiqaməti. 1 - polyarizator; 2 – 1-ci flipper 1; 3 – hər hansı sahə; 4 – 2-ci flipper; 5 – analizator.

Fərz edək ki, 1-ci flipper ilə tədqiq olunan nümunə arasındakı boşluqda uzununa polyarlaşmış neytron seli depolyarizasiya olunub. Yəni polyar koordinatlarda φ_0 və θ_0 bucağı qədər kənara çıxmışdır. Bu, təcrübə zalının elektromaqnit mühiti və ya Yerın təbii sahəsinin selin polyarizasiyasına təsiri ilə bağlıdır. Gəlin sistemə düzəldici flipper əlavə edək (şəkil 2.7.5).



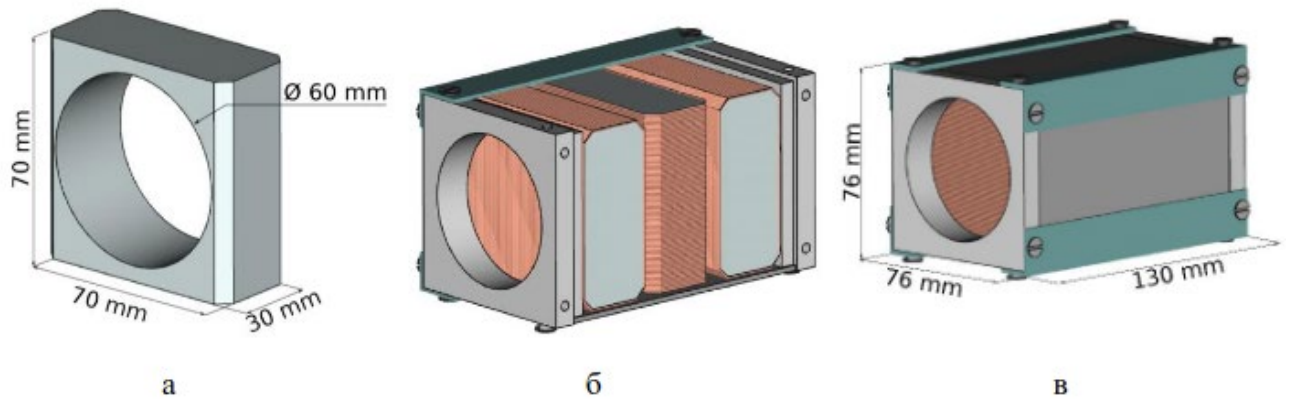
Şəkil 2.7.5. Neytronun polyarizasiya vektorunun p_n istiqamətinin lazım olan nöqtədə korrektə edilməsi. a – polyarizasiyanın uzununa kənarə çıxması; b - polyarlaşma konusunun B_t sahəsində fırlanması; c- $B_{\varphi 2}$ sahəsində $\pi/2$ fırlanmadan sonrakı eyni konus.

Düzəldici flipper spinləri φ_0 və θ_0 bucağı qədər dönmüş neytronları qəbul edir (şəkil 2.7.5 (a)). Polyarlaşma vektoru düzəldici flipperin çıxışında y oxunun ətrafında tətbiq olunan cərəyana ekvivalent olan əlavə bucaq φ alır. Düzəldici flipperdə cərəyanı yavaş-yavaş dəyişdirdikdə əlavə flipperin çıxışında θ_0 bucağının konusu, bu halda, flipperdəki cərəyanın fərqli qiyməti üçün polyarizasiya vektorunun həndəsi vəziyyəti kimi özünü aparır (şəkil 2.7.5 (b)). Onda analizatordan y oxu boyunca əsasən bir neytron komponenti keçəcəkdir. B_t - də cərəyanın xətti dəyişməsi neytron detektorunun say sürətinin kosinusu ilə nəticələnir (şəkil 2.7.6). Bu asılılıq şəkil 2.7.6-də göstərilən təcrübi nəticələr $N=a+b \cos(2\pi I/d+c)$ funksiyası ilə aproksimasiya oluna bilər. Funksiya parametrləri aproksimasiyadan tapılır: b - kosinusun amplitudası; c – polyarlaşmanın neytron seli istiqamətindən kənarə çıxması (şəkil 2.7.5-də φ_0); d - əsas parametr, I - 360° fırlanma üçün cərəyandır. Xarici maqnit sahəsinin təsirini kompensasiya etmək üçün daha bir neçə flipper quraşdırsaq, bütün uçuş yolu boyunca selin polyarizasiyasına ətraf mühitin maqnit sahəsinin təsirini kompensasiya etmək mümkündür. Bu, kompensasiya edici flipperlərdə cərəyanının müxtəlif qiymətlərini neytron selinin maksimum polyarizasiyasında təyin etməklə həyata keçirilir.



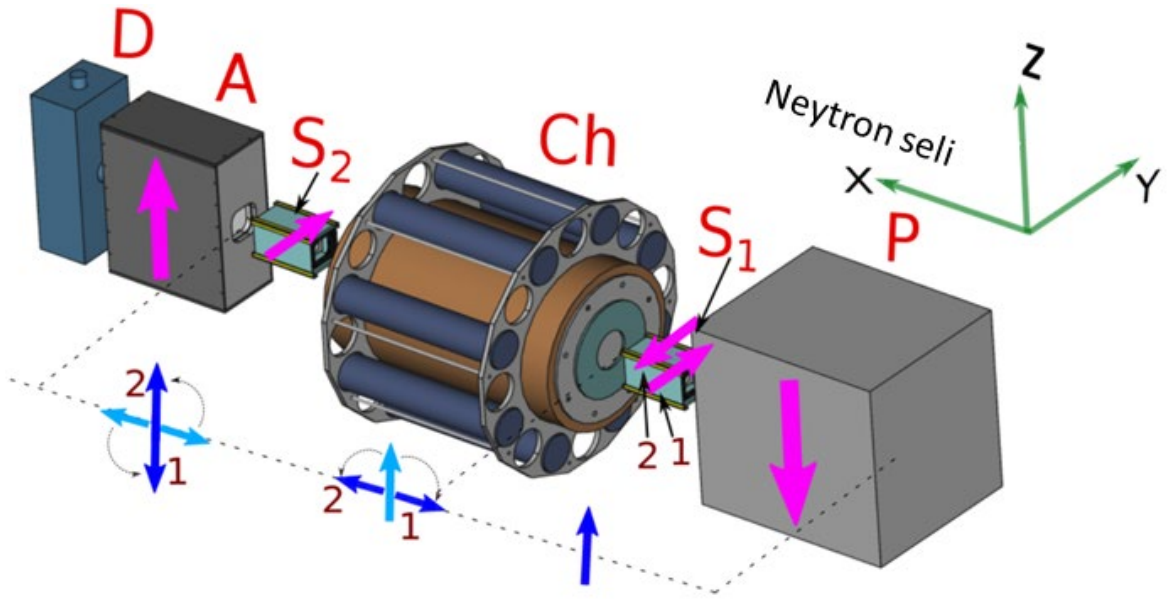
Şəkil 2.7.6. Qurğunun kalibrlənməsi. Detektorun say sürətinin düzəldici flipperdəki cərəyandan asılılığı. Kosinusa görə aproksimasiya ilə cərəyanının qiymətinin təxminən 0.2 A olduğu müəyyən edilmişdir.

Üçüncü seriya təcrübələrdə, yuxarıda qeyd edildiyi kimi, SEOP polarizatoru istifadə edilmişdir. SEOP-un daxilində yer kiçik olduğundan, polarizasiyanın idarə olunması üçün köhnə flipperlərdən istifadə etmək mümkün olmamışdır. Bununla əlaqədar olaraq yeni spin-flipper cihazı işlənilib hazırlanmışdır [39, s. 2]. Bu cihazın əsas üstünlüyü kiçik ölçülərlə birlikdə maqnit sahəsinin yüksək bircinsliliyi, neytron seli üçün böyük axın sahəsi, yüksək sürət (zəif təsirlərin ölçülməsi zamanı vacib olan 1 kHs döndərmə tezliyi) və idarə etmə sadəliyidir. Spin flipper qurğusu DC mənbəyindən müstəqil işləyən üç eyni düzbucaqlı solenoidlərdən ibarətdir (şəkil 2.7.7). Hər bir flipper 1 mm qalınlığında alüminium simin yüksək dəqiqliklə sarılmasını təmin etmək üçün nəzərdə tutulmuş yan yivləri olan poliamiddən hazırlanmış düzbucaq formasındadır. Neytronların poliamiddən keçib enerjisini dəyişməməsi üçün flipperlərin gövdəsində $70 \times 70 \text{ mm}^2$ kəsiyi olan deşik qoyulmuşdur. Flipperin biri 65 sarğıdan ibarətdir. Simlər arasında qısa qapanmaların qarşısını almaq üçün nazik elektrik izolyasiyası olan simdən istifadə edilmişdir. İstifadə olunan sim aşağı neytron udma və səpilmə en kəsiyinə malikdir.

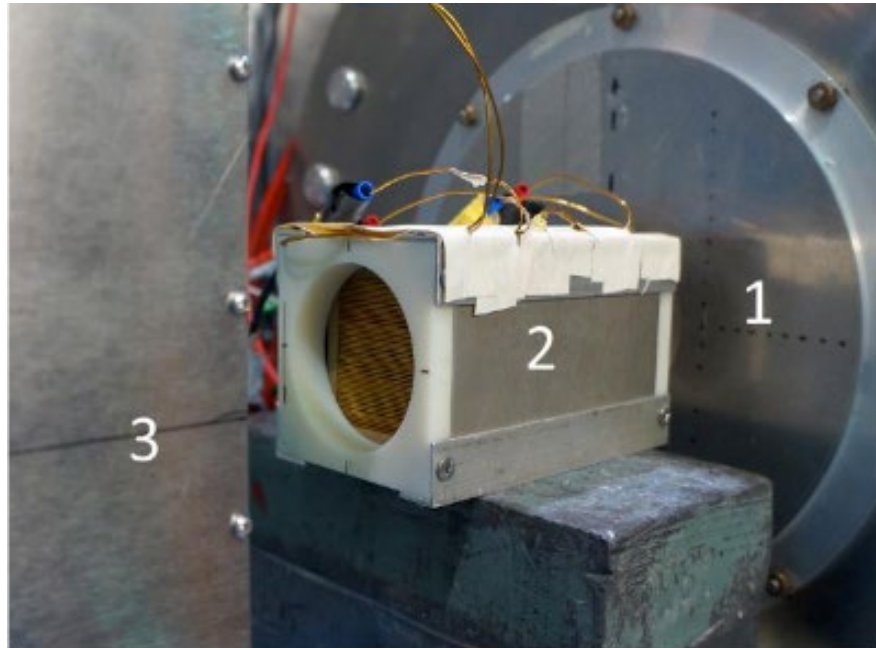


Şəkil 2.7.7. Spin idarəetmə qurğusunun quruluşu. a - poliamid gövdə; b - kənar sahələri kompensasiya etmək üçün lazım olan ferromaqnit ekranın içərisində flipperlər; c – spin idarəetmə qurğusunun ümumi görünüşü [37, s. 6, 39, s. 2].

Xarici sahələrin təsirini azaltmaq üçün flipperlər yüksək maqnit nüfuzluğuna malik olan 2 mm qalınlıqlı (permalloy) 79 NM markalı ferromaqnit ekranında yerləşdirilmişdir. Hazırlanan spin idarəetmə qurğusu Qarxinqdə (Almaniya) FRM II reaktorunun POLI təcrübi zonasında polyarlaşmış neytron seli ilə sınaqdan keçirilmişdir və ağır nüvələrin bölünməsində T-tək effektləri ölçmək üçün təcrübələrdə istifadə edilmişdir. POLI təcrübi zonasında yerləşdirilmiş təcrübi qurğunun sxematik görünüşü şəkil 2.7.8-də verilmişdir. Təcrübədə üç eyni spin-idarəetmə qurğusu istifadə edilmişdir: ikisi korreksiya edici, biri isə sınaq üçün. İlk korreksiyası qurğusu (S1) polyarizatorndan dərhal sonra yerləşdirilir. Bu qurğu hədəfin mövqeyində fırlanma oriyentasiyasına nəzarət edir və eyni zamanda flipper kimi istifadə olunur. İkinci qurğu isə (S2) nümunə ilə analizator arasında yerləşdirilir və polyarizasiyanın dərəcəsinə nəzarət etmək üçün analizatorda fırlanma oriyentasiyasına nəzarət etmək üçündür. Test cihazı (S3) müvəqqəti olaraq hədəfin mövqeyində yerləşdirilir və eksperimentdən əvvəl hədəfin mövqeyində spin oriyentasiyasını təyin etmək üçün birinci qurğu (S1) ilə birlikdə istifadə olunur (aşağıdakı təcrübi qurğunun təsvirinə baxın). Təcrübə zamanı sınaq cihazı çıxarılır və nümunə ilə əvəz olunur. Təcrübədə istifadə olunan kompakt ölçülü spin-idarəetmə qurğusunun fotosəkili şəkil 2.7.9-də göstərilmişdir. Bu flipper qurğusu SEOP-un daxilində spin flipper kimi quraşdırılmışdır.

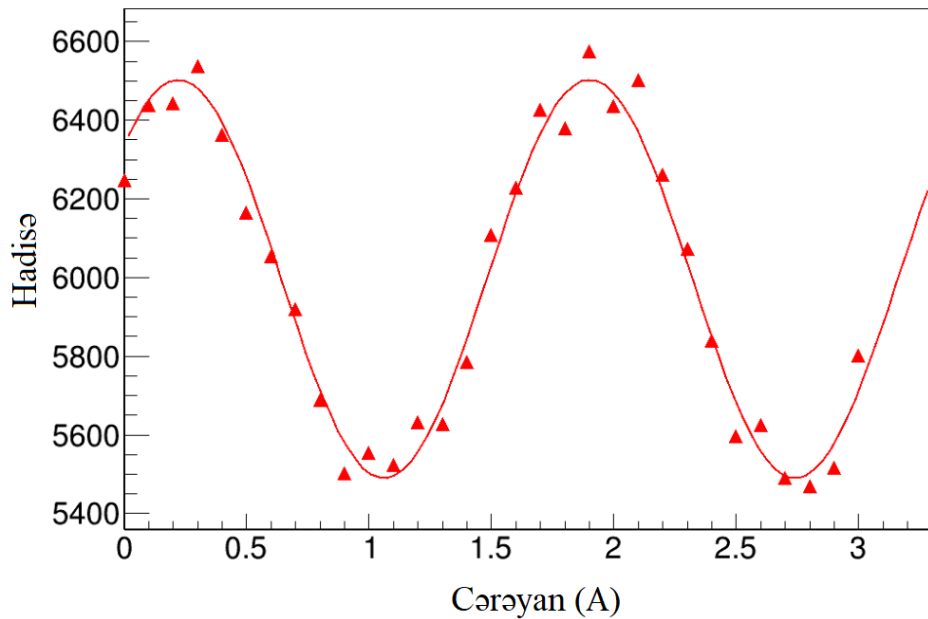


Şəkil 2.7.8. POLI təcrübi zonasında təcrübi qurğunun sxematik görünüşü [39, s. 4]. P: SEOP polarizatoru; Ch: qamma detektorları ilə əhatə olunmuş bölünmə kamerası; A: analizator; D: neytron detektoru; S1, S2: spin-idarə cihazları. Şəkildəki qırmızı ox maqnit sahəsinin istiqamətini, mavi ox isə neytron spininin istiqamətini göstərir.



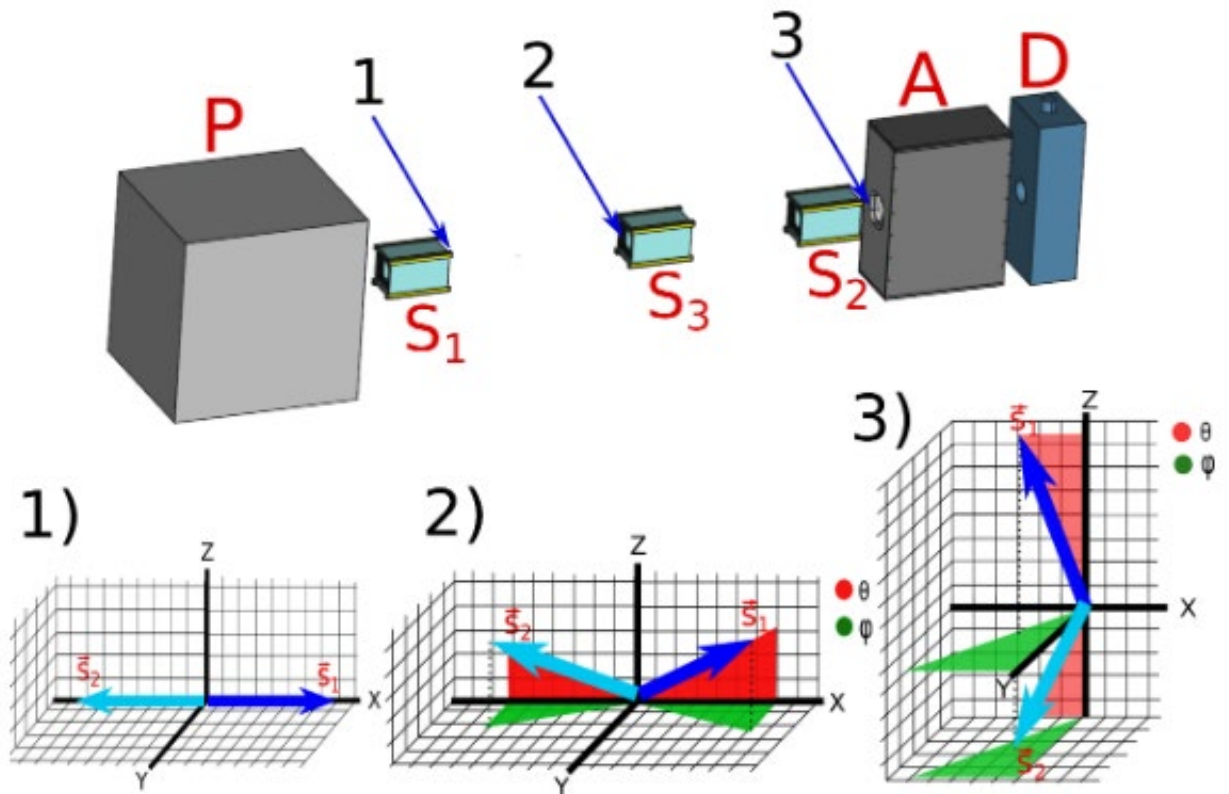
Şəkil 2.7.9. Bölünmə kamerası ilə analizator arasında yerləşən spin idarəetmə qurğusu [39, s. 5]. 1 - bölmə kamerası; 2 – spin idarəetmə qurğusu; 3 – analizator.

Təcrübədən əvvəl quraşdırma mərhələsində nümunə mövqeyində və analizator da düzgün fırlanma oriyentasiyasını təyin etmək üçün korreksiya qurğularının solenoidlərində cərəyanın qiymətlərini düzgün seçmək lazımdır. Solenoidlərin mühüm parametri I_{360} - cərəyanın gücdür ki, verilən enerjili neytron solenoid boyunca hərəkət edən zaman neytronun spini tam 360 dərəcə fırlanır. Bu fırlanma (2.7.6) tənliyindən istifadə etməklə hesablanı bilər. Lakin onu polyarizator və analizator arasında solenoid yerləşdirməklə və cərəyanın gücündən asılı olaraq analizator dan sonra detektorun sayma sürətini ölçməklə eksperimental olaraq daha dəqiq təyin etmək olar (şəkil 2.7.10). Bu tip fiqurları "spin fırlanma əyrisi" adlandırırıq. XYZ koordinat sistemində neytron selinin istiqamətini X oxu istiqamətində və Z oxunu isə ona şaquli hesab edirik. Fərz edirik ki, polyarizator və analizator eynidir və neytronları şaquli istiqamətdə polyarlaşdırır. Deyək ki, bizə hədəf mövqeyində uzununa polyarlaşma (selin istiqamətində neytron fırlanması) lazımdır. Biz həmçinin bütün neytronların monoenergetik olduğunu və eksperimental zalda naməlum maqnit sahəsinin olduğunu güman edirik ki, bu da neytronların polyarizator ilə nümunə arasında və nümunə ilə analizator arasında uçuş yolunda polyarlaşma vektorunun 90 dərəcədən çox olmadan fırlanmasına səbəb olur.



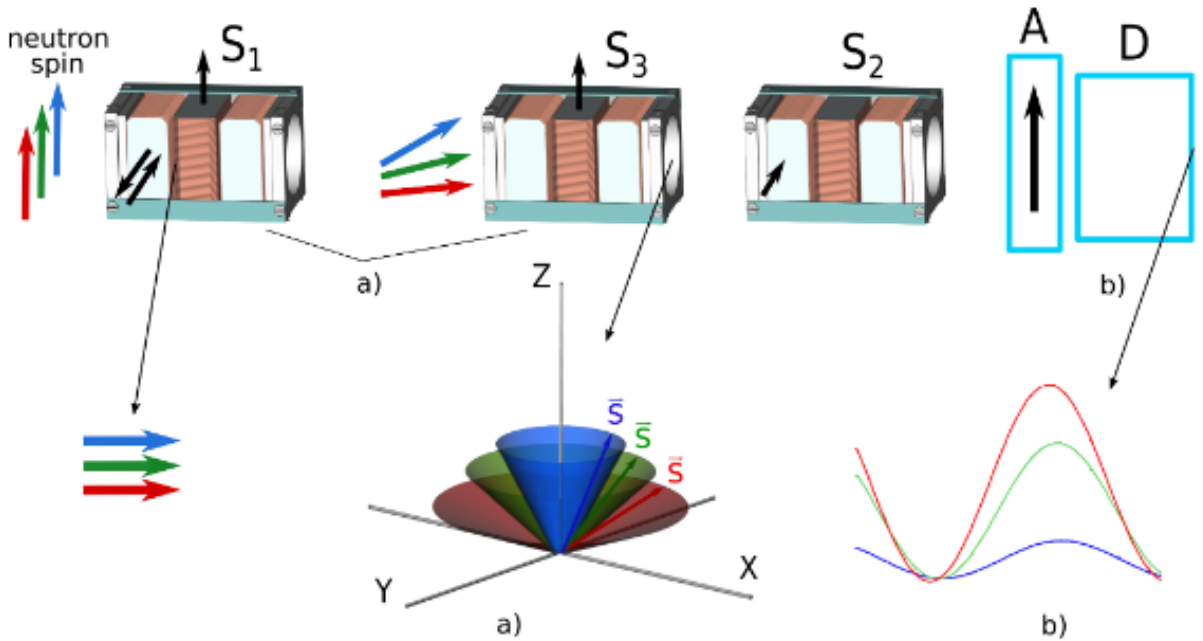
Şəkil 2.7.10. Neytronun sayının pressesiya solenoidindəki cərəyandan asılılığı. İki maksimum/minimum arasındakı məsafə I_{360} cərəyanına uyğundur.

S_1 spin-idarəetmə qurğusunda birinci flipperdə maqnit sahəsi (\vec{B}) elə seçilir ki, çıxış zamanı neytronun spini Y oxu ətrafında $+\pi/2$ və ya $-\pi/2$ (cərəyan istiqaməti dövrü olaraq dəyişdirilir) dərəcə fırlanır. Spin eyni zamanda X oxuna paralel və ya antiparalel olur (cərəyan $I_{360}/4$ -ə bərabər olur). Növbəti iki flipperlər isə nümunə mövqeyinə gedən yolda ətraf mühitin maqnit sahəsinin təsiri nəticəsində neytronun spininin fırlanmasını kompensasiya etmək üçün istifadə olunur. Bu iki flipper üçün cərəyanları təyin etməkdən ötürü sınaq qurğusu (S_3) istifadə olunur. Solenoidlər çox olduğundan bir neçə addımda yerinə yetirilə bilən quraşdırma mərhələsi tələb olunur. Əvvəlcə bölünmə kamerası təcrübə sistemindən çıxarılır və hədəfin yerinə əlavə sınaq cihazı (S_3) yerləşdirilir (şəkil 2.7.11). Polyarlaşma vektoru, şəkil 2.7.11-də test cihazının girişində (2-ci hal) Z oxu ətrafında əlavə φ və θ bucaqları alır, hansı ki, cərəyana mütənəsibdir (yəni sahənin qiymətinə).



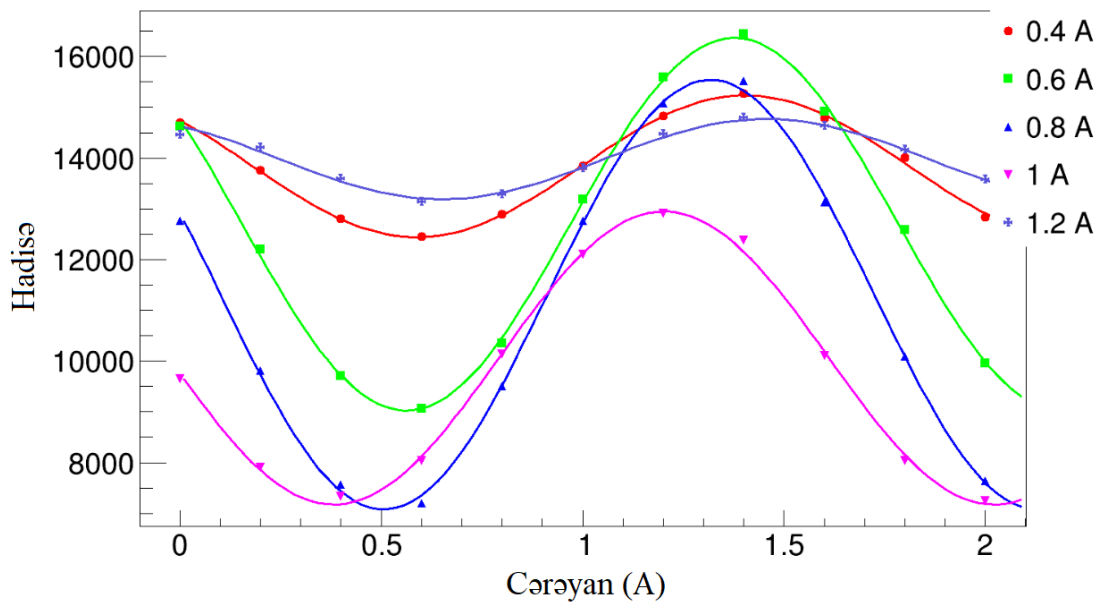
Şəkil 2.7.11. Xarici maqnit sahələrinin polyarlaşmaya təsirini kompensasiya etmək və ümumi maqnit sahəsində kənarəçıxmaları düzəltmək üçün quraşdırma mərhələləri. Yaşıl və qırmızı ilə doldurulmuş sahələr xarici maqnit sahəsindəki pressesiya səbəbindən polyar koordinatlarda φ və θ bucağı ilə neytron fırlanmasının əyilməsini göstərir.

Ona görə də cərəyanın müvafiq dəyişməsi hədəfin mövqeyində depolyarizasiya effektini aradan qaldıra bilər. S_1 və S_3 qurğularının ilk kompensasiya solenoidlərindəki maqnit sahəsi Z oxu boyunca yönəldilmişdir. S_1 qurğusunun solenoidində cərəyanın hər bir qiymətinə uyğun S_3 qurğusunun solenoidi üçün "fırlanma əyrisi" ölçülmüşdür (şəkil 2.7.12 (a)) [39, s. 7]. Bu halda sınaq qurğusunun çıxışında φ bucağının konusu S_1 cihazının solenoidində cərəyanın müxtəlif qiymətləri üçün polyarizasiya vektorunun həndəsi vəziyyətini göstərir. Onda Z oxu boyunca analizatora əsasən neytronun spininin bir komponenti daxil olur. Cərəyanın xətti dəyişməsi neytron detektorunun sayma sürətinin kosinusuna gətirib çıxarır (şəkil 2.7.12 (b)). Spin polyarizasiyası sınaq qurğusunun mövqeyində uzununa olduqda əyrinin amplitudası maksimuma malik olacaqdır.



Şəkil 2.7.12. Neytronun spin vektorunun maqnit sahəsi ətrafında pressesiyası. S_1 , S_2 və S_3 : spin-idarəetmə qurğuları, A: analizator və D: neytron detektoru. Şəkildəki qara ox maqnit sahəsinin istiqamətini, rəngli oxlar neytronun spinin fırlanma istiqamətini göstərir. a) "Spin fırlanma əyrisi", S_1 cihazının ikinci solenoidinə müəyyən cərəyan verildikdə və S_3 cihazının ikinci solenoidinə cərəyan yavaş-yavaş dəyişdirilir. b) Neytron detektorunun sayma sürətinin kosinusunu.

Şəkil 2.7.13-də solenoidlərdə cərəyanı skan etməklə neytron polyarlaşmasının maksimum qiymətinin təyin edilməsi zamanı əldə olunmuş təcrübi məlumatlar göstərilir [39, s. 7]. S_1 qurğusunun ilk kompensasiya solenoidindəki cərəyan 200 mA addımlarla 0.4-dən 1.2 A-a qədər dəyişdirilmişdir (şəkildə müxtəlif rənglərdə göstərilmişdir) və hər addım üçün S_3 cihazının ilk kompensasiya solenoidi üçün "fırlanma əyrisi" hədəf mövqeyində ölçülmüşdür. Beləliklə, neytron detektorunun sayma sürətinin kosinusu ölçülmüşdür. Bu əyri histoqramda göstərilən $N=a+b \cdot \cos(2\pi I/d+c)$ funksiyası ilə aproksimasiya oluna bilər [39, s. 7]. Funksiya parametrləri aproksimasiyadan müəyyən edilir. Burada: a, b – kosinus astana qiyməti və amplitudu, c - faza sürüşməsi və $d = I_{360} - 360^0$ fırlanma üçün lazım olan cərəyandır. Əyriyərdən görünür ki, hər əyri üçün təkcə b amplitud deyil, həm də astana qiyməti a və faza sürüşməsi c dəyişir. Test qurğusunun mövqeyində neytron polyarlaşması uzununa olduqda amplitud maksimuma çatır. Bu, S_1 qurğusunun ilk kompensasiya solenoidində $I = 0.8A$ cərəyanına uyğun gəlir. İkinci düzəldirici qurğu S_2 bu ölçmə zamanı tam tənzimlənmədiyindən əlavə astana və faza sürüşməsi meydana çıxır. Bu da neytronlar analizatora çatdıqda polyarizasiya vektorunun fırlanmasına səbəb olur.



Şəkil 2.7.13. S_3 sınaq qurğusunda detektorun sayma sürətinin cərəyandan asılılığı ("fırlanma əyrisi"). Müxtəlif rənglər S_1 cihazının ikinci kompensasiya solenoidində müxtəlif cərəyanları göstərir.

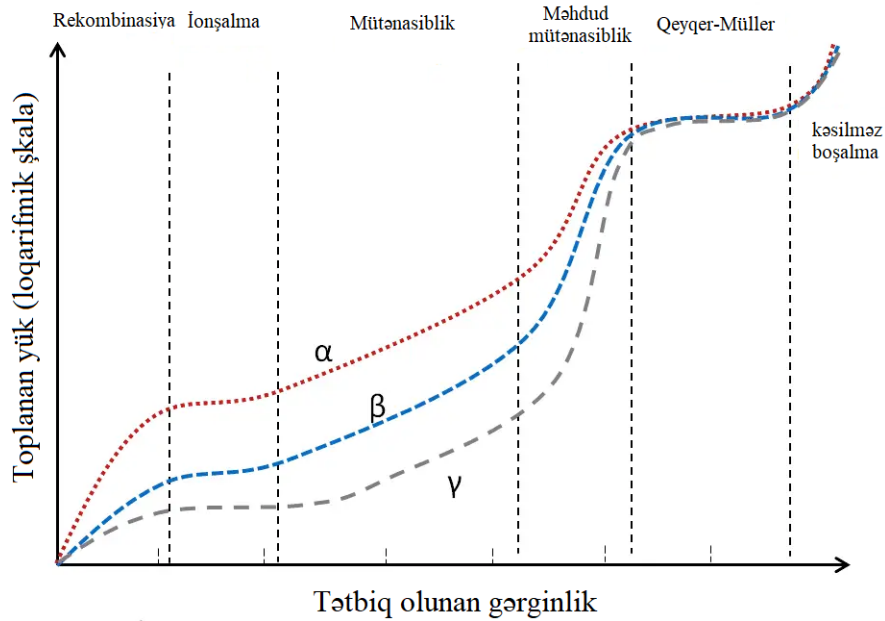
Belə ölçmə bir-birinə və sel istiqamətinə perpendikulyar olan hər iki kompensasiya flipperləri üçün aparılmışdır. S_1 və S_3 qurğularının ikinci kompensasiya solenoidində Y oxu boyunca yönəldilmiş maqnit sahəsi var ki, bu da neytron spininin θ bucağı qədər kənarçıxmasını kompensasiya edir. Nümunə ilə analizator arasında yerləşən ikinci spin-idarəetmə qurğusu neytron spinini şaquli olaraq analizatora yerləşdirmək və nümunədən analizatora arasında hissədə ətraf mühitin maqnit sahəsində fırlanmanı korreksiya etmək üçün istifadə olunur. Bu qurğunun iki qarşılıqlı perpendikulyar solenoidində cərəyanlar elə seçilir ki, analizatordan sonra neytron detektorunun spin-flip nisbəti (spin-flip solenoidinin iki əks parametrləri üçün hesablama sürətlərinin nisbəti) maksimum olsun. Quraşdırma mərhələsini tamamladıqdan sonra sınaq qurğusunun yerinə bölünmə kamerası quraşdırılır.

2.8. Bölünmə kamerasının işlənilib hazırlanması və ssintilyasiya detektorları

İonlaşma detektorları müxtəlif növ ionlaşdırıcı şüaları qeyd etmək üçün istifadə edilir. İonlaşma kameraları sadə quruluşa malik olub mərkəzində kamera boyunca uzanan və gərginlik tətbiq edilən anod adlanan simdən və katoddan ibarətdir [72, s. 1-3]. Katod kimi kameranın divarları istifadə edilir. Tətbiq olunan gərginlikdən asılı olaraq ionlaşma kameralarında müxtəlif iş rejimləri seçilə bilər. Bu bölgələr şəkil 2.8.1-də göstərilmişdir [101, s. 46, 188, s. 56, 211, s. 156]. Çox aşağı gərginliklərdə elektrik sahəsi ion cütlərinin rekombinasiyasının qarşısını almaq üçün kifayət etmədiyindən cütlərin əsas hissəsi rekombinasiya olunurlar. Anod naqillərində toplanan yük ion cütlərinin yükündən az olur. Tətbiq olunan gərginlik artdıqca sabit gücləndirmə hissəsi yaranır. Bu hissədə toplanmış yük ion cütlərinin yükünə uyğun gəlir. Gərginlik daha da artırıldıqda, mütənasiblik hissəsinə çatılır. Burada toplanan yük ion cütlərinin sayına mütənasibdir. Müşahidə olunan impulsun amplitudu, yükün xeyli gücləndirilməsinə baxmayaraq, əmələ gələn ion cütlərinin sayını tapmağa imkan verir. Bu gücləndirmə sayəsində hətta aşağı enerjili hissəciklər də yüksək dəqiqliklə aşkar edilə bilər. Daha yüksək gərginliklər üçün qeyri-xətti effektlər

əhəmiyyət kəsb edir. Bu effektlərdən ən vacibi yavaş-yavaş katoda doğru sürüşən müsbət ionların yük buludlarının əmələ gəlməsidir. Yükün gücləndirilməsi artdıqda, bu ion buludları anod naqilləri ətrafındakı elektrik sahəsinin formasını əhəmiyyətli dərəcədə deformasiya edir. Yeni yaranan ion cütləri bu təsirlə elektrik sahəsindən qorunur. Nəticədə yaranan impulsun amplitudu, əmələ gələn ion cütlərinin sayının artması ilə artsa da mütənasiblik göstərmir. Qeyqer-Müller hissəsi isə ion cütlərinin sayının təyin edilməsinə ümumiyyətlə imkan vermir. Qeyger-Müller sayğaclarında alınan bütün impulslar təqribən eyni amplituda malik olur. Bu sayğaclarla yalnız şüalanmanın intensivliyini təyin etmək olar [188, s. 47, 211, s. 157].

Qazla doldurulmuş mütənasib sayğaclar adətən 10 kV/sm yüksək elektrik sahələrində işləyir və təxminən 10^5 -ə yaxın gücləndirmə almağa imkan verir. Gücləndirmə əmsalı tətbiq olunan gərginlikdən çox asılı olduğundan, toplanan yük (çıxış siqnalı) də tətbiq olunan gərginlikdən asılıdır [101, s. 46, 188, s. 56, 211, s. 156].

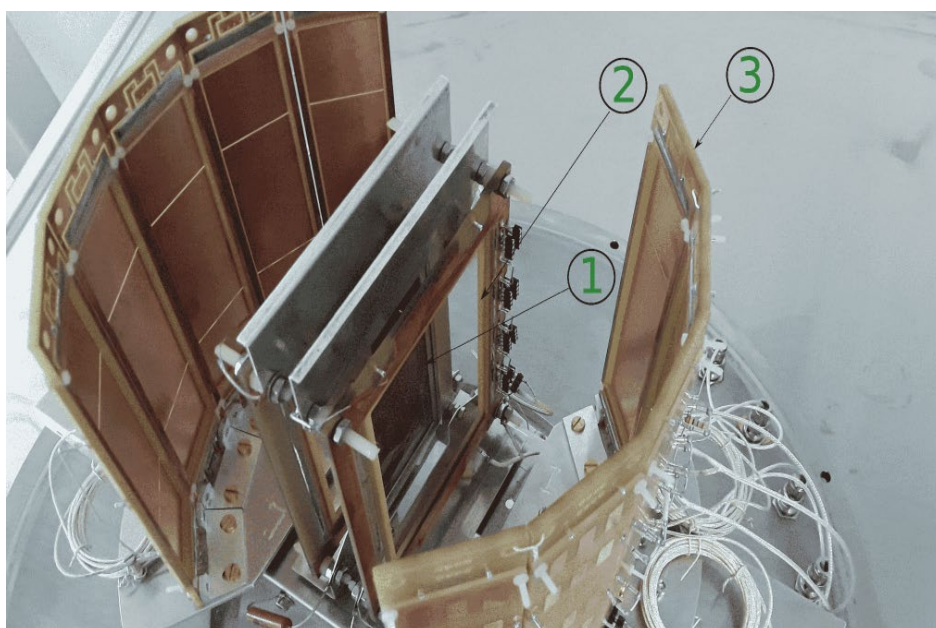


Şəkil 2.8.1. Qazla doldurulmuş ionlaşma detektorlarının müxtəlif işləmə rejimləri [101, s. 46, 188, s. 56, 211, s. 156].

Mütənasib sayğacların növlərindən biri də çox-simli mütənasib sayğaclarıdır. Çox-simli mütənasib sayğaclar yüklü zərrəcikləri və fotonları aşkar etmək və eləcə də onların trayektoriyası haqqında koordinata görə məlumat almaq üçün istifadə olunan

mütənasib sayğac növüdür [146, s. 681]. Bu tip sayğaclarda yüksək gərginlikdə (anod) naqillərdən ibarət massivlərdən istifadə olunur.

Təcrübədə əsas bölünmə məhsullarını qeyd etmək üçün çox-simli mütənasib sayğacdən istifadə edilmişdir. Tədqiq olunan hədəflər 10 mBar təzyiqdə tetraflorometan qazı (CF_4) ilə doldurulmuş paslanmayan poladdan hazırlanmış, ölçüləri isə $\text{Ø}50 \times 100$ sm olan bölünmə kamerasına yerləşdirilmişdir. Neytron depolyarizasiyasının qarşısını almaq üçün kameranın giriş və çıxış pəncərələri nazik Al ərintisindən hazırlanmışdır. Bölünmə aktı hər iki tərəfdən hədəfə paralel yerləşən iki fraqment detektoru, yerə həssas çoxsimli aşağı təzyiqli mütənasib sayğacları (YHATMS) tərəfindən qeydə alınmışdır. Fraqment detektoru başlanğıc və dayanma detektorundan ibarət sistemdir. Ölçmələrin birinci seriyasında başlanğıc detektorlar hədəfdən 2.5 sm, dayanma detektorları isə hədəfdən 12.5 sm məsafədə yerləşdirilmişdir. Bu YHATMS yalnız iki sektordan ibarət olmuşdur [165, s. 4]. Sonrakı ölçmələrdə 10 sektordan ibarət yeni YHATMS istifadə edilmişdir. Başlanğıc detektorları hədəfdən 3 sm, dayanma detektorları isə 11 sm məsafədə yerləşdirilmişdir. Təcrübələrin ilk seriyasından fərqli olaraq, təcrübi qurğunun bucağa həssaslığını artırmaq üçün hər bir dayanma detektoru bir tərəfdən $0, \pm 22.5, \pm 45$ dərəcə, digər tərəfdən isə $\pm 135, \pm 157.5, 180$ dərəcə bucaqlarda beş müstəqil seqmentlə təchiz edilmişdir (şəkil 2.8.2). Hər bir detektor anod kimi istifadə olunan $\text{Ø}25$ μm örtüklü volfram məfillərindən hazırlanmışdır. Katod eyni simdən kvadrat tor şəklində hazırlanmışdır. Simin aralığı 1 mm, katod ilə anod arasında məsafə isə ~ 3.2 mm-dir. Ümumi katoda ~ 560 – 600 V gərginlik tətbiq edilir. Stop detektorunun bir sektorunun ümumi sahəsi 70×140 mm^2 , start detektorunun ölçüləri isə 140×140 mm^2 -dir. Stop detektorundan fərqli olaraq start detektoru tək sektorlu seçilmişdir. Start detektoru hədəfə yaxın olduğundan geniş bucaqlarda ölçmə aparmağa imkan verir. Start detektorundan çıxan bölünmə fraqmentlərinin hamısını qeyd-etmək üçün stop detektoru çox sektorlu seçilmişdir. Təcrübələrdə yerə görə həssaslıq çox da əhəmiyyət kəsb etmədiyindən detektorların bu xassəsindən istifadə edilməmişdir. Sektorların yerləşdiyi bucaqlar üzrə ölçmələrin nəticələri effekti ölçmək üçün kifayət etmişdir.



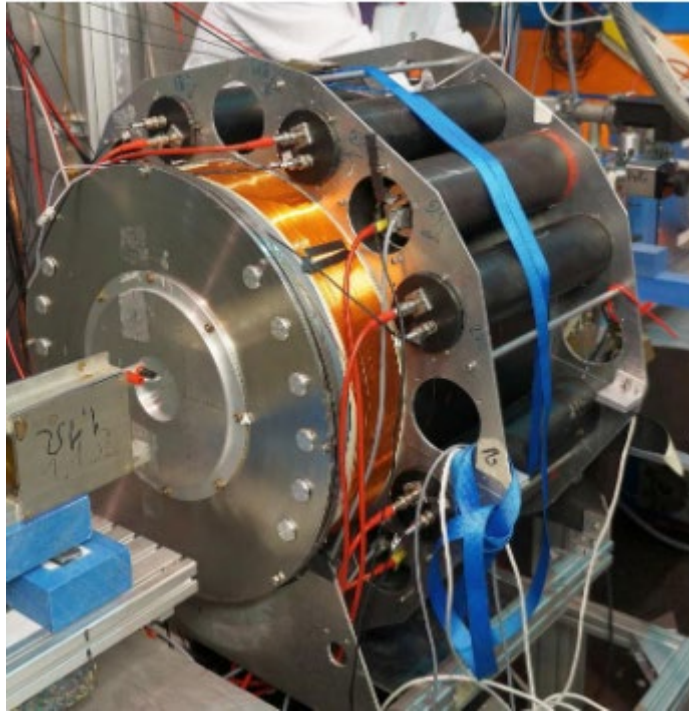
Şəkil 2.8.2. Aşağı təzyiqli koordinata həssas çoxsimli mütənasib sayğacların fotosəkili [37, s. 7, 38, s. 4]. 1: bölünən hədəf; 2: başlanğıc detektoru; 3: seqmentli dayanma detektoru.

Cədvəl 2.8.1. YHATMS-in əsas parametrləri.

İşləmə təzyiqi	~ 0.1–10 mBar
İşlədiyi qaz	izobutan, heptan, etilen, CF ₄
Anod-katod məsafəsi	~ 1.6–3.2 mm
Anod simləri arasındakı məsafə	~ 1 mm
Anod siminin diametri	~ 10–25 µm
Sabit səhədə elektrik sahəsi	~ 10 ² –10 ³ V/(sm·mBar)
Simin səthində elektrik sahəsi	~ 10 ⁴ –10 ⁵ V/(sm·mBar)
Qazın tam gücləndirməsi	~ 10 ⁴ –10 ⁶
Simlərdə güclənmə	~ 10 ¹ –10 ³
Siqnalın qalxma müddəti	~ 2–5 nsan
Zamana görə ayırdetmə	~ 0.1–1 nsan

Çox seqmentli detektordan istifadə etməklə qeydetmə sisteminin effektivliyini əhəmiyyətli dərəcədə artırmaq mümkün olmuşdur. Bölünmə fraqmentlərinin qeyd edilməsi üçün istifadə edilən YHATMS -in əsas üstünlükləri aşağıdakılardır: zamana görə yüksək performans, yüksək effektivlik, yüksək şəffaflıq və detektor daxilində aşağı enerji itkisi, geniş səth sahəsi, yüksək sayma dərəcəsi, yerə görə yüksək həssaslıq, uzun müddət stabil işləmə [37, s. 7]. Cədvəl 2.8.2-də YHATMS-in əsas parametrləri cəmlənmişdir.

Hədəfin neytron selində dəqiq yerləşdirilməsi üçün bütün kamera uzaqdan idarə olunan fırlanma və irəli-geri hərəkət edən qurğunun üzərində yerləşdirilmişdir. Kamerada qaz təzyiqinə davamlı olaraq nəzarət edilib və qaz/vakuüm təchizatı xətləri kameraya birləşdirilmişdir. Şəkil 2.8.3-də yığılmış bölünmə kamerasının fotosəkili göstərilmişdir.

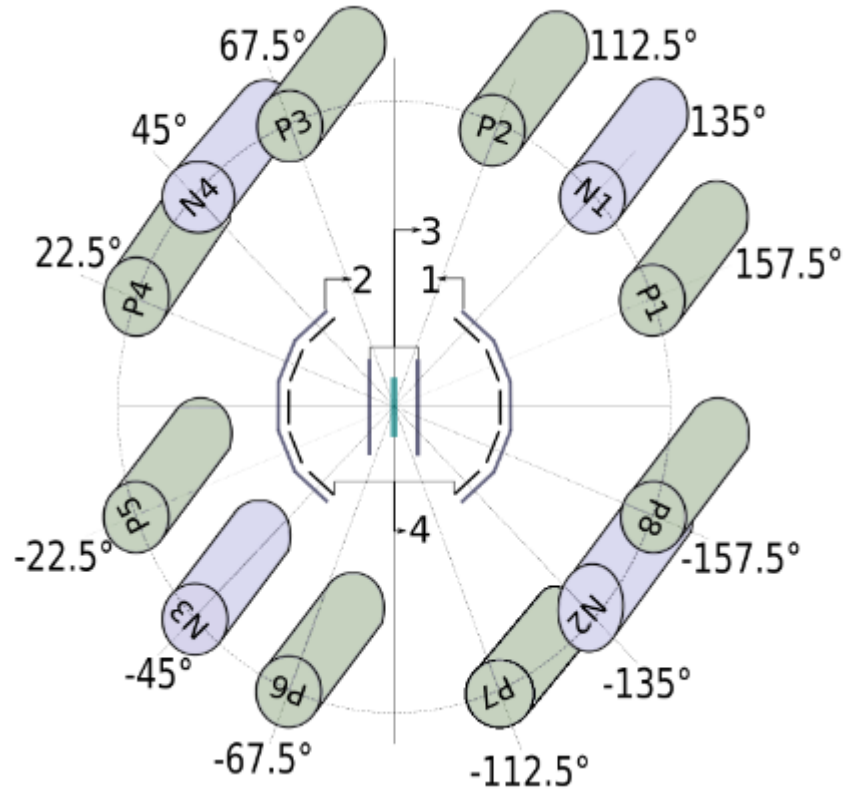


Şəkil 2.8.3. Bölünmə kamerasının yığılmış tam forması. Çıxış Al pəncərəsi sol tərəfdə görünür. Arxa tərəfdən qaz və vakuüm klapaları görünür (şəkildə yuxarı sağ künc) [37, s. 8].

Bölünmə zamanı emissiya olunan ani γ -kvantları və neytronları qeyd etmək üçün istifadə olunan detektorlar bölünmə kamerasından kənarında onun ətrafında

yerləşdirilmişdir. Ssintilyasiya detektoru kimi plastik və NaI(Tl) kristallarından istifadə edilmişdir ki, bu da təkcə γ -kvantları deyil, həm də neytronları qeyd etməyə imkan vermişdir. Diametri 70 mm və uzunluğu 120 mm olan səkkiz silindrik plastik ssintilyator, optik olaraq EMI 9839A fotogücləndiriciyə qoşulmuş, antimaqnit ekranla bükülmüş və hermetik alüminium qutuya yerləşdirilmişdir. Dörd NaI(Tl) ssintilyasiya detektoru da təcrübədə istifadə olunmuşdur. Detektorlar hədəfin mərkəzindən təxminən 30 sm məsafədə yerləşdirilmişdir. Neytronların və γ -kvantların ssintilyasiya detektorları ilə necə qeyd edildiyini başa düşmək üçün yüklü və yüksüz zərrəciklərin maddə ilə qarşılıqlı təsiri və ssintilyasiya detektorları haqqında geniş məlumat fəsil 1.6-da verilmişdir. Başlama detektorları hədəfdən 1 cm, dayanma detektorları isə 11 cm məsafədə yerləşdirilmişdir. Hər dayanma detektoru hədəfin sol tərəfində 0° , $\pm 22.5^{\circ}$, $\pm 45^{\circ}$, sağ tərəfində isə $\pm 135^{\circ}$, $\pm 157.5^{\circ}$ və 180° bucaqları altında yerləşdirilmiş beş müstəqil segmentdən ibarətdir (şəkil 2.8.4). γ -detektorlar hədəfin ətrafında silindrik formada yerləşdirilmişdir. Detektorlar bölünmə fraqmentləri ilə eyni anda fraqmentlərin qeyd edilmə oxuna nəzərən $\pm 22.5^{\circ}$, $\pm 67.5^{\circ}$, $\pm 112.5^{\circ}$ və $\pm 157.5^{\circ}$ bucaqları altında buraxılan ani γ -kvantları qeyd edir. Detektorda üst-üstə düşən (pile-up) hadisələr elektronika ilə ayrılmamışdır. Onlar tək hadisə kimi qeydə alınıb və heç bir üsulla diskirminasiya edilməmişdir.

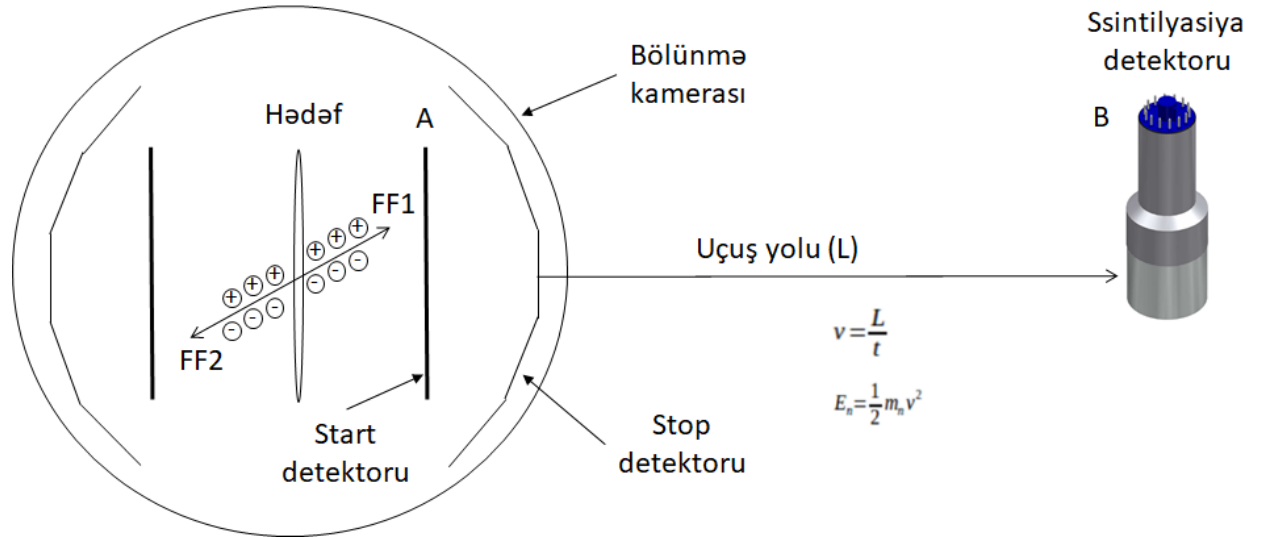
Təcrübələrin ikinci və üçüncü seriyalarında yalnız başlanğıc FF detektorlarından istifadə edildiyindən qeyd edilən hadisələrin sayını artırmaq mümkün olmuşdur. Bu metodun fraqmentlərin kütləsini (yüngül və ağır fraqmentlərin identifikasiyası) müəyyən etməyi qeyri-mümkün etməsinə baxmayaraq bölünmə fraqmentlərinin bucağa görə yayılmasını artırmışdır. ROT effekt kütlə baxımından simmetrik (bax. fəsil 3, paraqraf 3.5) olduğundan yüngül və ağır fraqmentlərin identifikasiyasına ehtiyac olmamışdır. Beləliklə, yalnız “başlanğıc” detektorunun istifadəsi bir tərəfdən cisim bucağını artırır ki, bu da potensial müşahidə olunan effektin azalmasına səbəb ola bilər. Digər tərəfdən, bu dəyişiklik, toplanan hadisələrin sayının xeyli artmasına gətirib çıxarmışdır. Sonuncu təcrübə zamanı daha vacib olan effekti müşahidə etmək olduğundan onun mütləq qiymətinə o qədər də diqqət yetirilməmişdir.



Şəkil 2.8.4. Detektorun hədəf ətrafında, bölünmə kamerasının daxilində və xaricində yerləşdirilməsi [37, s. 9, 5, s. 18]: neytron seli istiqamətindən görünüş. 1, 2 – katod dayanma detektorları; 3 - Katod başlama detektorları; 4 – Anod dayanma detektorları; P₁-P₈ - plastik detektorlar; N₁ - N₄ - NaI(Tl) ssintilyasiya detektorları.

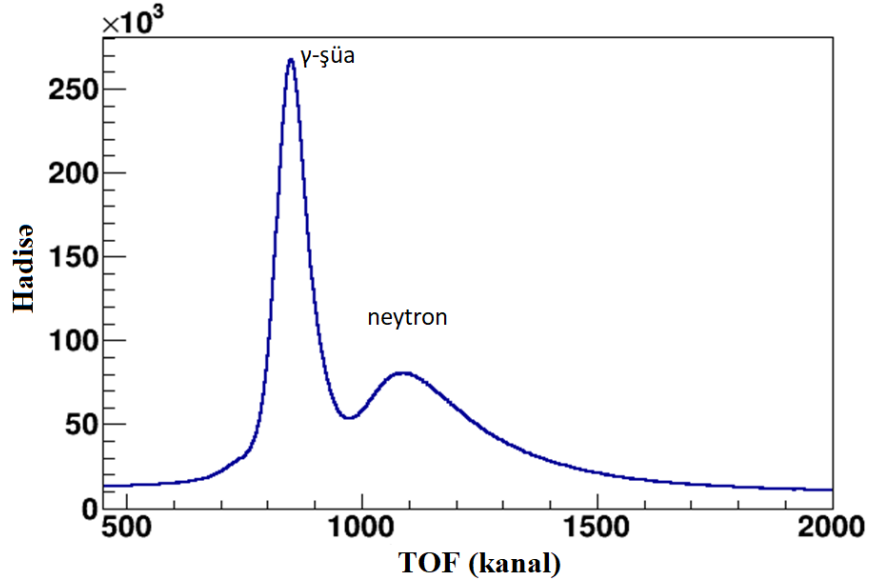
Ani neytronlar və bölünmə γ -kvantları, uçuş vaxtı (TOF) metodundan istifadə edilərək ayrılmışdır [37, s. 11, 8, s. 76]. Uçuş vaxtı metodu geniş enerji diapazonunda (yüzlərlə keV-dən yüzlərlə MeV-ə qədər) ən dəqiq neytron spektroskopiya üsullarından biridir. Neytronun enerjisi ilə sürəti arasında birbaşa əlaqə olduğundan TOF metodu adətən neytronun ümumi enerjisini ölçmək üçün istifadə olunur. Neytronun sürəti sabit uçuş bazasında ölçülmüş uçuş vaxtından hesablanır. Şəkil 2.8.5-də nümunə olaraq bu təcrübədən istifadə etməklə TOF metodunun prinsipi göstərilmişdir. TOF metodunun tətbiqini məhdudlaşdıran əsas çətinliklərindən biri başlanğıc siqnalının əldə edilməsidir. Neytronların yolun sonunda qeydiyyatı nisbətən sadədir. Başlanğıc nöqtəsini müəyyən etmək daha çətin olduğundan bir sıra

üsullardan istifadə etmək lazım gəlir. Bizim təcrübələrdə TOF metodu bölünmə kamerası tərəfindən başlatdırılmışdır. Başlanğıc fraqment detektorunda qeydə alınmış bölünmə fraqmentləri (şəkil 2.8.5) zamanı başlatdırılmışdır. Başlanğıc detektoru həm də bölünmə hadisələrini qeyd etmək üçün triqer rolunu oynamışdır. Ssintilyasiya detektorlarında qeydə alınmış ani γ -kvantlar və neytronlar sinxronizasiya prosesini dayandırmışdır.



Şəkil 2.8.5. TOF spektroskopiyasının prinsipi. Neytron/ γ mənbəyindən müəyyən L məsafədə yerləşən detektor neytronun A nöqtəsindən B nöqtəsinə keçməsi üçün lazım olan vaxtı ölçür. Sadə kinematik düsturdan istifadə edərək neytron enerjisini təyin etmək olar. Bu məlumat əsasında neytronların enerji spektri qurulur.

Şəkil 2.8.6-da plastik detektorlardan birinin uçuş vaxtı spektrinin nümunəsi göstərilmişdir. Bu spektrlərdə iki pik aydın görünür: ani γ -kvantların və neytronların qeyd edildiyini göstərən piklər. Bunlardan birincisi başlanğıc (bölünmə fraqmentlərinin başlanğıc detektorundan) və dayanma (neytronların və γ -kvantların dayanma detektorundan) impulsar arasındakı daha qısa vaxt intervalına uyğundur. Hər iki pik başlanğıc və dayanma impulslarının təsadüfi hadisələri nəticəsində əmələ gələn təxminən üfüqi bir fonda yerləşir. Əsas nəticələrdən fonu çıxmaq üçün spektrin hər iki tərəfində fon hissədə müəyyən interval üzrə orta qiymət tapılaraq fondan çıxılır.



Şəkil 2.8.6. Plastik ssintilyatorlardan biri ilə qeyd edilən uçuş müddətinə görə paylanma spektri. Hər kanal 75 ps-dir.

2.9. Nəticələr

Paraqraf 2.1-də əsas tədqiqat hədəfləri olan ^{252}Cf və ^{235}U hədəfləri və onların xassələri haqqında məlumat verilmişdir. Təcrübələrdə aktiv hissənin diametri 3-5 mm, ümumi diametri 30 mm, aktivlikləri isə 10 kBk və 500 kBk olan 2 ədəd ^{252}Cf mənbəyindən istifadə edilmişdir. İstifadə olunan ^{235}U hədəfinin ölçüsü $50 \times 100 \text{ mm}^2$, qalınlığı təxminən 1 mq/cm^2 , hədəfin ümumi miqdarı isə təxminən 82 mq olmuşdur.

Paraqraf 2.2-də FRM II reaktorunun POLI və Mefisto təcrübi zonalarının imkanları və təcrübə zamanı neytron selinin parametrləri haqqında məlumat verilmişdir. 0.55 \AA dalğa uzunluğunda selin sıxlığı $1.2 \cdot 10^7 \text{ n}/(\text{san} \cdot \text{sm}^2)$, 0.7 \AA dalğa uzunluğunda $1.8 \cdot 10^7 \text{ n}/(\text{san} \cdot \text{sm}^2)$, 4.5 \AA -də isə $2 \cdot 10^{10} \text{ n}/(\text{san} \cdot \text{sm}^2)$ olmuşdur.

Paraqraf 2.3-də neytron selinin təcrübi ölçülməsi metodundan bəhs edilmişdir. Neytron selini ölçmək üçün kütləsi bir neçə mq olan nazik qızıl folqadan istifadə edərək neytron aktivləşmə metodundan istifadə olunmuşdur. Reaktorun 20 MVt gücündə $18.5 (\lambda = 0.55 \text{ \AA})$ və $17.5 (\lambda = 1.15 \text{ \AA})$ saat ərzində aparılan şüalanma zamanı 0.55 \AA dalğa uzunluğunda selin sıxlığı $2 \cdot 10^7 \text{ n}/(\text{san} \cdot \text{sm}^2)$, 0.7 \AA dalğa uzunluğunda $1.6 \cdot 10^7 \text{ n}/(\text{san} \cdot \text{sm}^2)$, 4.5 \AA -də isə $2 \cdot 10^{10} \text{ n}/(\text{san} \cdot \text{sm}^2)$ olmuşdur. Kollimatordan sonra isə bu qiymətlər 5 dəfə az olmuşdur.

Paraqraf 2.4-də neytronların polyarizasiyasını təmin etmək üçün istifadə edilmiş metodlar göstərilmişdir. Təcrübələrdə neytronların polyarlaşdırılması üçün xüsusi hazırlanmış və ^3He qazı ilə doldurulmuş kolbadan (spin filtr- SF) ifadə edilmişdir. Analoji kolba polyarizasiyanı ölçmək üçün istifadə edilən analizatorda da yerləşdirilmişdir. Kifayət qədər qalınlıqlı ^3He SF üçün antiparalel spin oriyentasiyasına malik bütün neytronlar udulacaq (1.8 \AA üçün en kəsiyi 10666 barn), paralel oriyentasiyaya malik olanlar isə demək olar ki, bu qaz təbəqəsindən keçəcək. Nəticədə, SF-dən sonra neytron selinin $\sim 100\%$ polyarlaşması və demək olar ki, 50% ötürülməsi təmin olunmuşdur. İki optik sovurma üsulu ilə hazırlanmışdır SEOP (ingiliscə- Spin Exchange Optical Pumping) polyarizatorları polyarlaşmanı sonsuz qorumağa imkan verdiyindən bəzi təcrübələrdə istifadə edilmişdir.

Paraqraf 2.5-də polyarizatorlarda və ya analizatorda ^3He doldurulmuş kolbalarda polyarizasiyanı saxlamaq üçün işlənib hazırlanmış maqnitostatik ekranların işlənib hazırlanmasından bəhs edilmişdir. Qazın depolyarizasiyasının qarşısını almaq üçün yüksək maqnit nüfuzluğuna malik olan (mu-metal) hazırlanmış qutulardan və effektiv ekranlaşdırma üçün sabit maqnit sahəsi mənbəyi kimi təcrübələrdə müxtəlif zamanlarda müxtəlif solenoidlərdən istifadə edilmişdir. Birinci və ikinci seriya təcrübələrdə plastik qutu üzərinə əl ilə sarılmış solenoidlərdən istifadə edildiyindən və ^3He qazının polyarizasiyası eksponent olaraq təxminən 40 saat ərzində azaldığından (relaksasiya səbəbindən) polyarizasiyanı uzun müddət saxlamaq üçün istifadə edilən maqnit ekranlarının səmərəliliyi aşağı olmuşdur. Statistikanı artırmaq üçün iki kolba 24 saatdan bir dəyişdirilmişdir. Sonrakı təcrübələrdə düzbucaqlı tekstolit solenoidlərdən ($207 \times 321 \text{ mm}^2$) istifadə edildiyindən relaksasiya vaxtını demək olar ki, ən azı iki dəfə artırmağa (100 saat) kömək etmişdir.

Paraqraf 2.6-da neytron selinin polyarizasiyasını ifadə edən əsas kəmiyyət SF kolbasından keçən neytronların transmissiya əmsalının ölçülməsindən bəhs edilmişdir. Neytron selinin transmissiyası və polyarlaşma dərəcəsinin asılılığı təcrübi nəticələr və 2.6.5-2.6.6 tənlikləri əsasında müəyyən edilmişdir. İstifadə edilən kolbalarda neytronun transmissiyası və polyarlaşma dərəcəsinin ^3He -un polyarlaşma dərəcəsi ilə asılılıqları tapılmışdır ki, bu da istifadə edilən kolbaların hansı

müddətdə dəyişdirilməsi və statistikanın artırılmağı üçün vacib olmuşdur.

Paraqraf 2.7-də neytronların spinin idarə olunmasından bəhs edilmişdir. Təcrübələrdə ətraf mühitində mövcud olan xarici maqnit sahələri neytronların Larmor pressesiyasına görə neytron selinin qismən depolyarizasiya olunmasına gətirib çıxardığından polyarlaşmış neytronlarla tədqiqatlarda neytronların polyarlaşma istiqamətini dəyişmədən onların müəyyən nöqtəyə çatdırılması zəruridir. Bu bölmədə spinin istiqamətini və xarici maqnit sahəsini kompensasiya etmək üçün solenoidin işləmə prinsipi haqqında məlumat verilmiş və bəzi riyazi hesablar aparılmışdır. Hesablamalar əsasən tətbiq olunan cərəyanın və gərginliyin qiymətləri müəyyənləşdirilmişdir. 0.3 eV enerjili neytronlar üçün uzunluğu $l=30$ mm olan solenoidə $I=1.85$ A cərəyan tətbiq etdikdə onda yaranan sahə $B=21.65$ Qs olarsa neytronun spininin 90^0 döndüyü hesablanmışdır. Neytron selinin polyarizasiyasına nəzarət üçün yığcam düzbucaqlı solenoidlər də daxil olmaqla, ROT effektin tədqiqi üzrə aparılan təcrübə üçün xüsusi olaraq hazırlanmış spin-flip cihazları təsvir edilmişdir. Cihaz sadə dizayna və yığcam ölçülərə malikdir. Polyarlaşma dərəcəsinin $-p_0$ ilə $+p_0$ arasında dəyişən istənilən qiyməti olan neytron seli əldə etməyə, sargılardakı cərəyanı dəyişərək, cihaza düşən neytronların verilmiş polyarlaşma dərəcəsinə p_0 əldə etməyə imkan verir. Xarici maqnit sahələrinin polyarlaşmaya təsirini kompensasiya etməklə, lazımı yerdə polyarlaşmış neytronların selinin intensivliyində azalma olmur. Qurğu hədəfə düşən neytron selinin polyarlaşma istiqamətini hər 1.3 saniyədən bir əksinə çevirməyə imkan verir.

Paraqraf 2.8-də təcrübədə istifadə edilmiş çoxsimli koordinata həssas bölünmə fraqmenti və neytronları və qamma şüaları qeyd etmək üçün istifadə edilmiş digər detektorlardan bəhs edilmişdir. Bölünmə kamerası təxminən 10 mBar təzyiqdə CF_4 qazı ilə doldurulur. Kameranın xaricində sürətli neytronları və γ -kvantları qeyd etmək üçün $\pm 22.5^0$, $\pm 67.5^0$, $\pm 112.5^0$ və $\pm 157.5^0$ bucaqlarda 4 ədəd NaI, 8 ədəd isə plastik ssintilyasiya detektorları yerləşdirilmişdir. Sürətli neytronların γ -kvantlardan ayrılması 30 cm məsafədə uçuş vaxtı metodu ilə həyata keçirilmişdir. Başlanğıc siqnal kimi fraqment detektorlarından gələn siqnal götürülmüşdür ki, bu da bölünmə aktını göstərən tətik rolunu oynamışdır. Dayanma siqnalı n/γ -detektorlardan alınan

siqnallar olmuşdur. 30 cm məsafədə alınmış ayırdetmə hər kanal üçün 75 psan, qamma şüalara və neytronlara uyğun gələn piklər arasındakı zaman isə 18 nsan olmuşdur.

III FƏSİL

ROT EFFEKETİN ÖLÇÜLMƏSİ ÜÇÜN TƏCRÜBİ ÜSULLARIN İŞLƏNMƏSİ

Bu fəsil ROT effektin tədqiqi üçün aparılmış eksperimentlərdə məlumatların əldə edilməsi sistemi haqqında ətraflı məlumatların verilməsi üçün nəzərdə tutulub. Fəsildə nüvə fizikasında geniş istifadə olunan standart elektronika modulları haqqında məlumatlar verilmişdir. ROT effektin tədqiqi üçün eksperimentin aparılması metodologiyası və məlumatların necə əldə edildiyi izah olunmuşdur. Bu fəsildə təqdim olunan məlumatlar da məqalə şəkilində nəşr edilmişdir [37, 8].

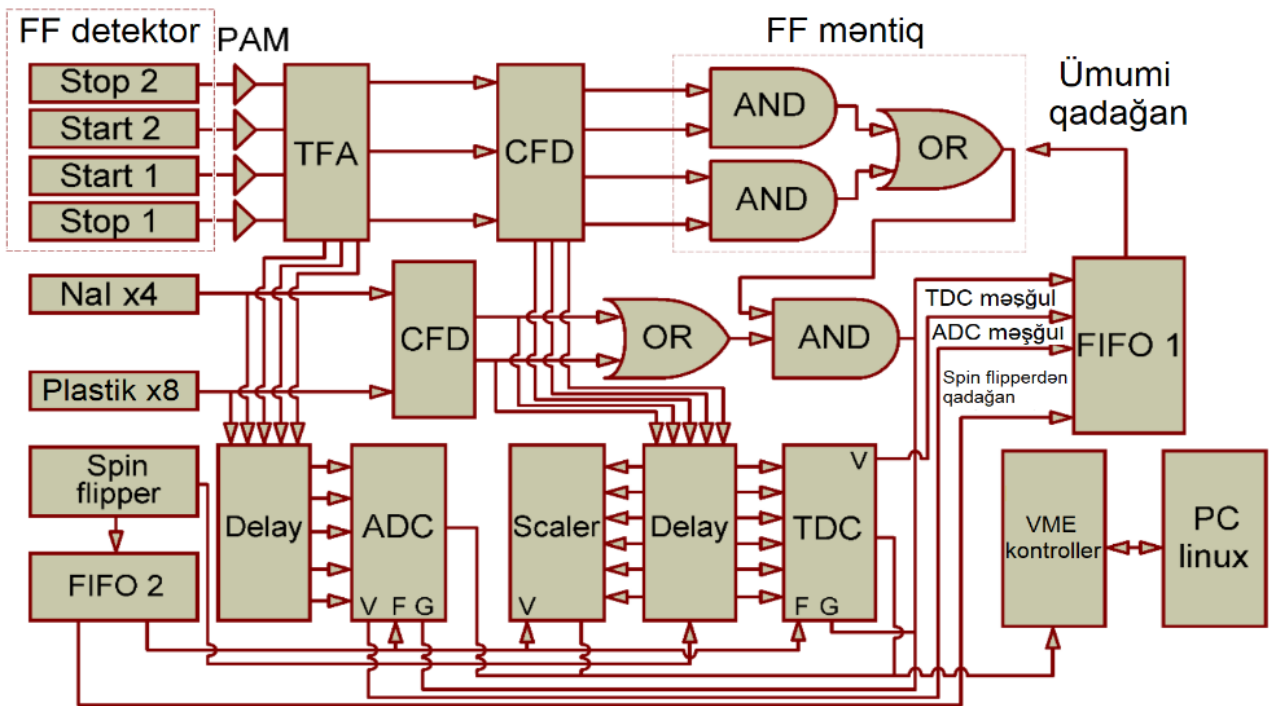
3.1. Məlumatların işlənməsi və toplanması sistemi

Təcrübənin məlumat toplama sistemi (MİTS) bütün detektorlardan siqnalların toplanmasına, siqnalların rəqəmsallaşdırılmasına və qeydə alınmasına, həmçinin eksperimental qurğunun işini qurmaq və idarə etməyə imkan verir. Məlumat toplama sistemlərinin qurulması üçün NİM və VME standartlarından istifadə edilmişdir. NİM və VME, ayrı-ayrı taxıla bilən elektronika modullarından ibarət modul sistemlər olub kompüterlə avtomatlaşdırılması və ölçmələrin idarə edilməsi üçün istifadə olunan rəqəmsal standartlaşdırılmış interfeysdir. Taxıla bilən modullar daxili kontaktlar vasitəsilə müxtəlif modullar arasında məlumat mübadiləsini təmin edən bir və ya bir neçə sistem blokunda (ingiliscə crate) yerləşdirilir. Modulların taxılmış olduğu NİM və VME kreytlərinin ümumi görünüşü şəkil 3.1.1-də göstərilmişdir. Təcrübədə çoxlu sayda detektor istifadə edildiyindən onların iş prinsipini tənzimləmək və idarə etmək üçün çoxlu sayda NİM modullar istifadə edilmişdir. Şəkildə görünən modullardan əlavə bəzi stolüstü modullar da istifadə edilmişdir. Detektorların və qeydetmə sisteminin digər qurğularını gərginliklə təmin etmək üçün aşağı və yüksək gərginlik mənbələri tələb olunurdu ki, kreytlərdə müxtəlif gərginliklərin və cərəyanların geniş diapazonunu təmin edə bilən bloklar yerləşdirilmişdir.



Şəkil 3.1.1. Təcrübi məlumatların qeyd edilmə sistemi [40, s. 118].

Ssintilyatorların və mütənasib sayğacın işləməsi üçün 0.5 – 1.5 kV diapazonunda gərginlik tələb olunduğu halda və gücləndiriciləri və spin idarəetmə sistemləri üçün 10 V-dan kiçik sabit gərginlik tələb olunur. Bunun üçün müxtəlif çoxkanallı CAEN NİM [139] və TDK-Lambda [296] gərginlik/cərəyan bloklarından istifadə edilmişdir. Gərginliklər sistemin hissələrinə tək-tək tətbiq edilmişdir. Təcrübənin DAQ sadələşdirilmiş diaqramı şəkil 3.1.2-də göstərilmişdir. Bütün təcrübələrdə DAQ, gücləndirici modullardan (PAM), gücləndiricilərdən (TFA), dəqiq zaman qeydləri yaratmaq üçün sabit hissə diskriminatorlarından (CFD), zaman rəqəmsal çeviricilərindən (TDC), VƏ və VƏYA məntiq modullarından, məntiqi fan-in/fan-out (FIFO) modullardan, analoq rəqəmsal çeviricilərdən (ADC), gecikdiricilərdən, sayğaclardan və Linux əməliyyat sistemində işləyən VME-PC interfeysindən ibarət olmuşdur [37, s. 9-11, 40, s. 117-118].



Şəkil 3.1.2. Məlumatların qeyd edilməsi sisteminin sadələşdirilmiş sxemi [37, s. 10, 40, s. 117].

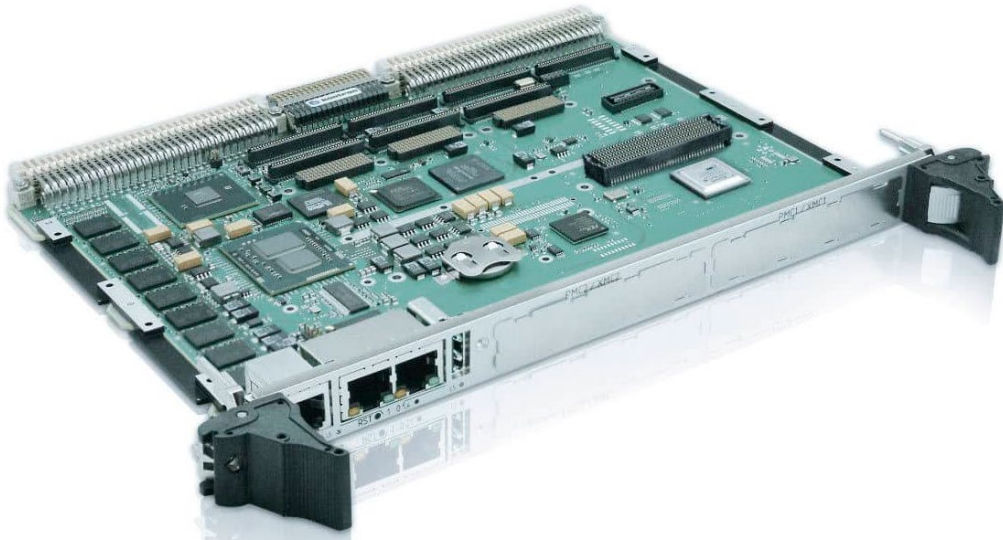
Şəkildən görüldüyü kimi impulsların emalı üçün üç signal xətti istifadə edilmişdir: hər bir triqer hadisəsi üçün (fragment detektorlarından biri ilə γ -kvant/neytron

detektorlarından biri arasında sinxronizasiya) müvafiq olaraq hadisələrin vaxtı TDC ilə impulsların amplitudu ADC ilə hadisələrin sayı isə sayğac vasitəsilə ilə qeydə alınmışdır. İlk gücləndiricilər bölünmə fraqmentləri detektorlarından zəif siqnalları gücləndirmək üçün istifadə edilmişdir. İlk gücləndiricidən gələn çıxış impulslarını gücləndirmək və düzgün formalaşdırmaq üçün əlavə gücləndiricilər (TFA) istifadə edilmişdir. Gücləndirilmiş siqnallar iki yerə bölünərək ADC-yə və CFD-yə verilmişdir. CFD analoq siqnalları VƏ/VƏYA məntiq bloklarından istifadə edərək məntiq impulslarına çevirir. CFD-nin gecikdirilmiş çıxış siqnalları sayğac və TDC-yə göndərilir. TDC üçün ümumi başlanğıc, eləcə də ADC üçün ümumi qapı (ingiliscə: gate) siqnalı bölünmə fraqmenti detektorlarından biri ilə ssintilyasiya sayğaclarından hər hansı birinin üst-üstə düşməsinə əsasən yaradılmışdır.

γ -şüaları və neytronları qeyd etmək üçün istifadə edilən ssintilyasiya detektorlarından gələn siqnallar ayrı-ayrı spektroskopik gücləndiricilərə və CFD-lərə göndərilir. Spektroskopik gücləndiricilərin çıxışları gecikdirilib ADC-yə verilir. Yaradılan CFD çıxış siqnalları iki hissəyə ayrılmışdır. Birincisi gecikdirilərək sayğac və TDC-yə (dayanmaq üçün), ikincisi isə FF və ssintilyasiya detektorları arasında sinxronizasiyanı təmin etmək üçün VƏYA məntiq qapısına verilir. VƏ qapısının çıxışı ADC-nin ümumi qapısına (G), TDC-nin ümumi başlanğıc girişinə, sayğaca və eyni zamanda məntiqi FIFO 1-ə verilir. Spin flipperdən gələn siqnal iki komponentdən ibarət olmuşdur. Birincisi faktiki fırlanmadan bir neçə μ s əvvəl hazırlanmış və təxminən 50 μ s davam etmişdir. Bu siqnal "TDC Məşğul" və "ADC Məşğul" siqnalları ilə birlikdə məntiqi FIFO 1-ə verilir və spinin geri çevrilməsi zamanı onun tam döndərilməsi təyin edilmədiyi zaman əsas sinxronizasiya blokuna veto qoymaq üçün istifadə edilmişdir. Spin flipper siqnalının ikinci komponenti birinci komponentin bitməsindən sonra yaradılmış və iki hissəyə bölünmüşdür - biri müsbət, digəri isə mənfi fırlanma üçün. Hər ikisi SIS3820 VME məntiq blokuna göndərilərək fərdi kompüterdə MİTS proqramında fasilələr yaratmaq üçün istifadə edilmişdir ki, bu da (PC) fırlanma vəziyyətini göstərir. MİTS sistemi PCI/CPI-VME-SIS1 100/3100 interfeys kartı ilə idarə olunur. Bu kart VME buferlərindən optik kabel vasitəsilə PC-yə məlumatların ötürülməsini də təmin etmişdir. Proqram hər spin

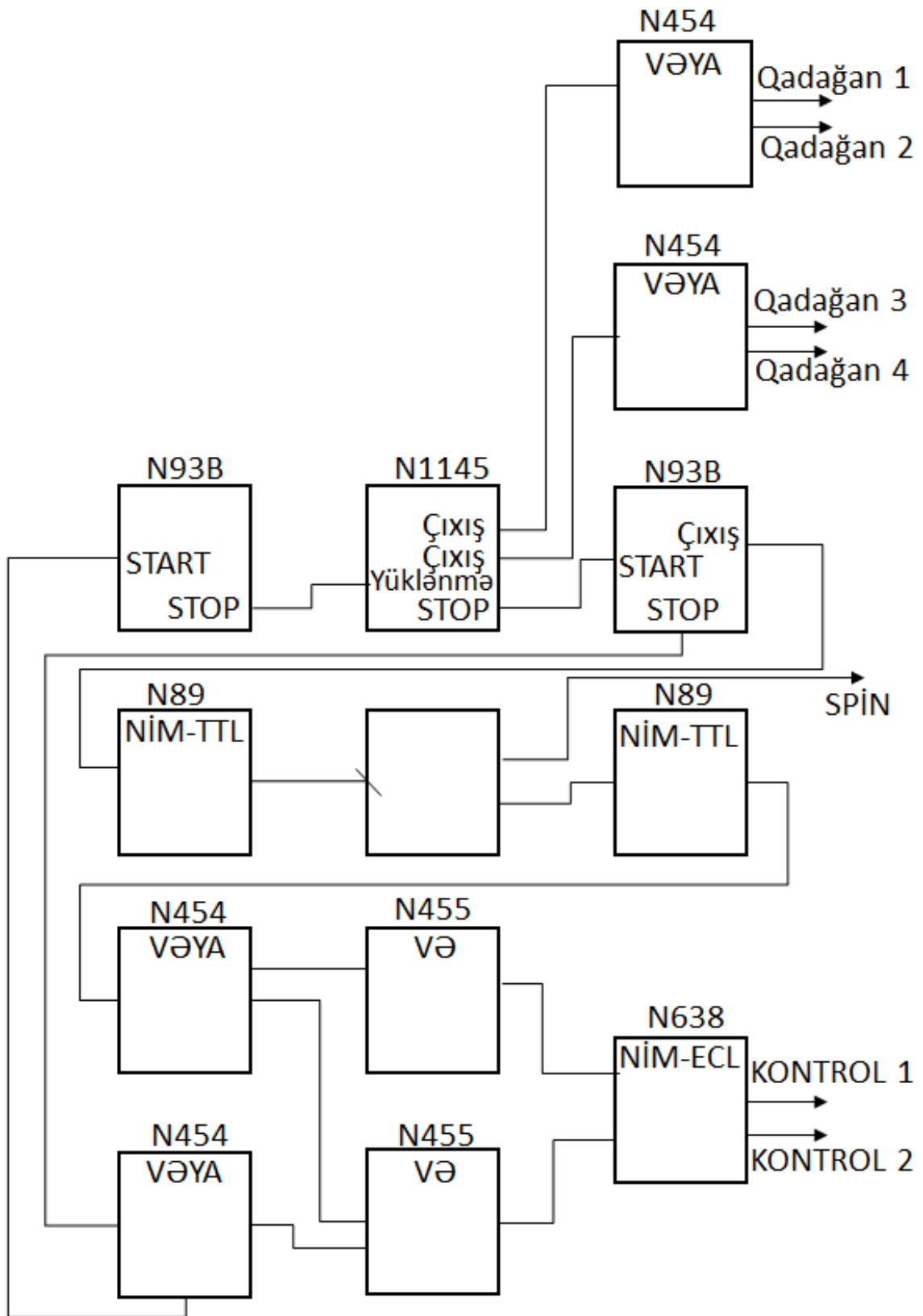
fırlanmasından sonra sayğacdən məlumatları oxuyur. γ kvantları və neytronları qeyd etmək üçün istifadə edilən ssintilyasiya detektorlarından və bölünmə fraqmentləri detektorlarından yaranan impulsları, həmçinin də kvars osilyatorundan gələn siqnallar sayğacın girişlərinə verilmişdir. Bu məlumatlar sistemin vəziyyətini və qurğuya görə asimetriyanı izləmək üçün istifadə edilmişdir.

MİTS sisteminin ən əsas elementi VME kontrollerdir [140]. Hansı ki, kompüterə optik kabel vasitəsilə qoşulur və bütün giriş-çıxışları idarə edir. VME kontroller güclü kəsmə və çox prosessor qabiliyyəti olan yüksək performanslı əlaqə sistemidir. Geniş istifadə edilən elektronika modulu olan VME kontroller hələ də dünyanın bir çox elmi müəssisələrində istifadə olunur. Standart VME modulları 6U yüksəklikdə və 160 mm uzunluqdadır. Fiziki cihazlar üçün 9U x 400mm forması da mümkündür. 3U formasının mövcud olmasına baxmayaraq nadir hallarda istifadə olunur. Bütün VME modulları (3U istisna olmaqla) iki 3 sıra DIN-96 və ya 5 sıra (VME64x) pinlə təchiz edilmişdir (şəkil 3.1.3). İstifadəçinin müəyyən etdiyi giriş/çıxışlar üçün VME64x standartı 95 pinli 2 mm sərt P0/J0 konnektora malikdir.



Şəkil 3.1.3. VME kontroller [140].

Tələbdən asılı olaraq VME kontrollerinə üçüncü məlumat yolu və Jaux birləşdirici sıra əlavə edərək arxa planı genişləndirmək mümkündür. DC gücü, coğrafi ünvanlama və 3 diferensial siqnal (saatlar və vaxt) üçün əlavə kontaktlar təmin etməkdən ötürü J1 və J2 arasında P0/J0 konnektorunun yerinə Jaux əlavə edilir.



Şəkil 3.1.4. Neytron spininin əks qiymətlərində ölçmə vaxtının sabitliyini təmin edən elektron dövrə.

Sistemin bilavasitə yaxınlığında yerləşən kompüterdə sistemin işinə nəzarət edən və məlumatların toplanması və onların qeyd edilməsini təşkil edən proqram paketi istifadə edilmişdir. Baş verən neytron selinin spininin tez-tez (təxminən 1.3 Hz) fırlanması qurğuya görə asimetriyanın qarşısının alınması üçün əsas mexanizmlərdən biridir. Ona görə də neytronunu spininin əks qiymətləri üçün ölçmə vaxtının sabitliyinə xüsusi diqqət yetirilmişdir. Şəkil 3.1.4 tələb olunan sabitliyi təmin edən sxem göstərilmişdir (10^{-6} san səviyyəsində). CAEN N1145 bloku məlumatların alınması vaxtını 10^{-6} san dəqiqliklə idarə etdiyi halda CAEN N93B blokunun kanalları isə spinin döndərilməsi zamanı keçid hadisələrini nəzərə almamaq üçün qadağan vaxtını (hadisələrin qeyd edilmədiyi vaxt) təmin etmək üçün istifadə edilmişdir.

3.2. Sistematik xəta mənbələrinin təyini

Tədqiq olunan effektin kiçikliyini nəzərə alaraq, səhv effekt yarada biləcək mümkün təcrübi asimetriya mənbələrini diqqətlə öyrənmək lazımdır. Burada əsas üç xəta mənbəyini qeyd etmək olar:

1. Neytron və qamma detektorlarının tərkibinə daxil olan PMT-lərə spin idarəetmə cihazlarının maqnit sahəsinin təsiri səhv effektə gətirib çıxara biləcək səbəblərdən biri ola bilər. Maqnit sahəsinin təsirini minimuma endirmək üçün neytron və qamma detektorlar mu-metalla ekranlaşdırılmışdır. Bundan əlavə, effektin (asimetriya) passiv monitoringi n/γ detektorların sayma sürəti FF detektorları ilə (yəni γ -şüaların və neytronların fonu) qeyri-sinxron ölçülmüşdür. Nəticədə asimetriyanın 10^{-5} -dən kiçik olduğu müşahidə olunmuşdur ki, bu da əsas effektin qiyməti ilə müqayisədə kifayət qədər kiçikdir.

2. Məlumatların emalı sisteminə spin flipperlərin neytronun spinini bir istiqamətdən digərinə döndərmə müddətinin, yəni keçidin təsiri digər səbəb ola bilər. Spin flipperlərin keçidi NİM kreytində (ingiliscə: crate) yerləşən modullar tərəfindən idarə olunmuşdur. Bu təsiri azaltmaq üçün məlumatı çox sürətli ötürən optik kablərdən istifadə edilmişdir. Monitoring FF detektorlarının sayma sürətinin ölçülməsi yolu ilə həyata keçirilib. Bölünmə fraqmentlərinin sayının sıfır

asimetriyadan əhəmiyyətli statistik fərqi yalnız reaktorun gücünün kəskin dəyişməsi dövrlərində neytron selinin intensivliyinin dəyişməsinə görə müşahidə edilmişdir. Məlumatların işlənməsi zamanı bu asimetriyaya uyğun gələn məlumatlar nəzərə alınmamışdır. Orta asimetriyanın qiyməti 10^{-5} -dən kiçik olmuşdur.

3. Neytron selinin polyarlaşmasının istiqamətinin dəyişməsinə qeyd etmək üçün məlumat toplama vaxtının asimetriyası da effektə təsir edən səbəblərdəndir. Bu vaxt bir kristal osilyator tərəfindən təyin edildiyi halda başqa bir kristal osilyator tərəfindən idarə edilir. Ölçmələr zamanı məlumat toplama vaxtının asimetriyası 10^{-6} - dan çox olmamışdır.

3.3. Təcrübi üsulun dəqiqliyinin hesablanması

Eksperimental üsulun təsvir edilən dəqiqliyi sistemə və statistik xətlərlə müəyyən edilir. Əvvəlki fəsilə verilmiş təhlilə əsasən belə nəticəyə gəlmək olar ki, metodun sistemə xətası $1.5 \cdot 10^{-5}$ -dən çox deyil. Statistik xəta toplanan məlumatların sayı ilə müəyyən edilir. İstifadə olunan metodda məlumat toplama sürəti iki amillə məhdudlaşır. Birincisi, məlumat toplama sistemini təşkil edən elektronikanın ölü (ingiliscə: dead time) vaxtıdır. Generatordan istifadə edilən sınaq təcrübəsində müəyyən edilmişdir ki, TDC V775N bloku və məlumat toplama proqramı daxil olmaqla sistem $1.2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ sayda faydalı hadisələrin qeyd edilməsini təmin edə bilər. Hər bir hadisəni ayrıca qeyd edən məlumat toplama proqramından istifadə edərkən maksimum yüklənmə təxminən $2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ olmuşdur ki, bu rəqəm də ilk növbədə kompüterin (prosessor və disk sistemi) performansından asılıdır. Hadisələrin $2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ yüklənməsi məlumat dəstinin 1 saniyə üçün $7 \cdot 10^{-3}$ statistik xətasına uyğundur.

Məlumatların toplanması sürətini məhdudlaşdıran ikinci amil isə təsadüfi üst-üstə düşmələrdir. Onda

$$I_{acc} = I_{start} \cdot I_{stop} \cdot \tau \quad (3.3.1)$$

$$I_{events} = I_{start} \cdot \epsilon_f \cdot \epsilon_{stop} \cdot v \cdot \Omega_{stop} \quad (3.3.2)$$

bərabər olacaqdır. Burada I_{acc} - uçuş müddəti spektrinin τ müddətindəki təsadüfi

hadisələrin sayı, I_{start} - start detektorunun (FF detektoru) yüklənməsi, I_{stop} - neytron və gamma detektorlardan birinin yüklənməsidir (bizim eksperimentdə $I_{\text{start}} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$; $I_{\text{stop}} \approx 10^5 \text{ s}^{-1}$; gamma kvantlar üçün $I_{\text{events}} = 2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$, $\tau \approx 7 \text{ ns}$).

Nəzərə alsaq ki, $I_{\text{start}} = I_{\text{events}} \cdot C_{\text{stop}}$, harada C_{stop} - yalnız dayanma detektorunun kameraya nisbətən yerindən asılı olan, lakin I_{events} -dən asılı olmayan kəmiyyət olduğundan və dayanma detektorunun sahəsindəki fon təcrübi qurğuya düşən neytron selinin gücünə mütənasib olduğundan, alarıq:

$$\frac{I_{\text{events}}}{I_{\text{acc}}} = \frac{\varepsilon_f \varepsilon_{\text{stop}} \nu \Omega_{\text{stop}}}{I_{\text{events}} C_{\text{stop}} \tau} \quad (3.3.3)$$

Təcrübi qurğumuzda (γ -kvantları qeyd edərkən) eksperimental olaraq təyin edilmiş qiymətləri $\varepsilon_f \varepsilon_{\text{stop}} \nu \Omega_{\text{stop}} \approx 10^{-2}$, $C_{\text{stop}} \approx 5 \cdot 10^2$, $\tau \approx 7 \text{ ns}$ nəzərə alsaq, alarıq:

$$\frac{I_{\text{events}}}{I_{\text{acc}}} > 1 \Rightarrow I_{\text{events}} < 3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} \quad (3.3.4)$$

Vahid zamandakı R_{exp} (fəsil 3.4) qiymətini ölçməklə statistik xəta (σ_R) üçün alarıq:

$$\sigma_R = \frac{\sqrt{I}}{I_{\text{events}}} = \frac{1}{\sqrt{I_{\text{events}}}} \sqrt{1 + \frac{I_{\text{acc}}}{I_{\text{events}}}} \quad (3.3.5)$$

İfadədən görüldüyü kimi I_{events} -nin qiyməti artdıqca xəta kəskin azalır. $I_{\text{acc}} \gg I_{\text{events}}$ halında

$$\sigma_R \rightarrow \frac{1}{I_{\text{events}}} \sqrt{\frac{I_{\text{acc}}}{I_{\text{events}}}} = \sqrt{\frac{C_{\text{stop}} \tau}{\varepsilon_f \varepsilon_{\text{stop}} \nu \Omega_{\text{stop}}}} \quad (3.3.6)$$

Beləliklə, qeydetmə sistemində (sabit xarakteristikalar və detektorların düzülüşü halında) ani bölünmə neytronlarının və γ -kvantlarının bucaq paylanmasında asimmetriyanın müəyyən edilməsinin statistik dəqiqliyinin $2 \cdot 10^{-2}$ -dən (bir detektordan vahid saniyədə alınan məlumat dəstəsi üçün) daha yaxşı olması əlçatmazdır. 8 detektorun (plastik ssintilyatorların) nəzərə alındıqda əldə edilə bilən maksimum statistik dəqiqliyin yaxşılaşdığı və 1 saniyədə toplanan məlumat dəstəsi üçün $7 \cdot 10^{-3}$ təşkil edir. Yuxarıda qeyd edildiyi kimi elektronika eyni məhdudiyəti verir. Asimmetriyanın ölçülməsində sistemin imkanları daxilində 100 günlük ölçmələr üçün $2.5 \cdot 10^{-6}$ statistik dəqiqliyə nail olmaq mümkündür. Məlumatların qeyd edilməsinin faktiki sürəti sistem üçün nəzəri hesablanmış limitdən bir tərtib kiçik

olduğundan 1 saniyədə əldə edilən məlumatlar üçün statistik xəta $2.5 \cdot 10^{-2}$ tərtibində olmuşdur.

3.4. Təcrübi təyin olunan kəmiyyətlərin təyini

Nəticə kimi təcrübədə həmişə asimmetriyanın $R(\theta)$ nəticəsi, yəni düşən neytron selinin spininin əks istiqamətləri üçün hadisələrin sayı fərqlinin onların cəminə nisbəti əhəmiyyət kəsb edir. Ancaq fərqli şərtlərdə bu kəmiyyətlər fərqli təsirləri əks etdirə bilər. Bölünən nüvənin fırlanma effektini tədqiq etmək üçün aparılan təcrübələrdə bölünmə fraqmentləri, α -hissəciklər, γ -kvantalar və bölünmə neytronları neytron selinin polyarlaşma istiqamətinə perpendikulyar istiqamətdə qeydə alınır. Dördbucaqlı Dekard koordinat sisteminin z oxunu düşən neytron selinin spininin istiqamətində sabitləsək və bu oxa perpendikulyar müstəvidə x oxunu yüngül bölünmə fraqmentinin emissiyası istiqaməti kimi fiksə etsək x oxu ilə α -zərrəciyin, γ -kvantın və ya sürətli bölünmə neytronunun hərəkət istiqaməti arasındakı bucağı ϑ ($\vartheta \in [-\pi, \pi]$) təyin edə bilərik.

α -zərrəciyin, ani γ -kvantların və ya neytronların bucaq paylanmasını $W(\vartheta)$ (x , y) müstəvisində cüt və tək komponentlər əlavə etməklə genişləndirək: $W^+(\vartheta)$ və $W^-(\vartheta)$:

$$W(\vartheta) = W^+(\vartheta) + W^-(\vartheta) = W^+(\vartheta) (1 + W^-(\vartheta)/W^+(\vartheta)) = W^+(\vartheta)(1 + D(\vartheta)) \quad (3.4.1)$$

harada $W^+(\vartheta) = W^+(-\vartheta)$, $W^-(\vartheta) = -W^-(-\vartheta)$, $D(\vartheta) = W^-(\vartheta)/W^+(\vartheta)$.

$D(\vartheta) = -D(-\vartheta)$ olduğundan onu yalnız $[0, \pi]$ intervalında nəzərdən keçirməyə imkan verir. Sonra görəcəyimiz kimi cüt komponentin $W^+(\vartheta)$ tədqiq olunan effektə təsiri yoxdur.

$[0, \pi]$ intervalından $D(\vartheta)$ funksiyasını simmetriya $T(\vartheta)$ və antisimmetriya $R(\vartheta)$ funksiyalarının cəmi kimi təqdim edə bilərik:

$$D(\vartheta) = T(\vartheta) + R(\vartheta) \quad (3.4.2)$$

$$D(\vartheta) = T(\pi - \vartheta) \quad (3.4.3)$$

$$R(\vartheta) = -R(\pi - \vartheta) \quad (3.4.4)$$

Bu ifadələrdə TRI effekti $T(\vartheta)$ funksiyası ilə, ROT effekti isə $R(\vartheta)$ funksiyası ilə ifadə edilir. Təcrübədə instrumental asimmetriyanı azaltmaq üçün fırlanma

mexanizmindən istifadə olunmuşdur. Fırlanmanın əks istiqaməti üçün bucaq paylanması $W^\downarrow(\vartheta)$ ilə fırlanmanın irəli istiqaməti üçün bucaq paylanması $W(\vartheta)$ arasında əlaqə yaratmaq üçün x oxuna nəzərən π bucağı qədər fırlanma kifayətdir. Bu halda bucaq (ϑ) işarəsini dəyişir, yəni $W^\downarrow(\vartheta) = -W(-\vartheta)$. Bunu və (3.4.1) ifadəsini asimmetriyanın ifadəsində nəzərə alsaq

$$\begin{aligned} R_{\text{exp}}(v) &= \frac{N^\uparrow(v) - N^\downarrow(v)}{N^\uparrow(v) + N^\downarrow(v)} = \frac{W(v) - W^\downarrow(v)}{W^\uparrow(v) + W^\downarrow(v)} = \\ &= \frac{W(v) - W(-v)}{W(v) + W(-v)} = \frac{W^+(v)(D(v) - D(-v))}{W^+(v)(2 + D(v) + D(-v))} = D(v) \end{aligned} \quad (3.4.5)$$

$D(\vartheta)$ -nin təklik halında

$$R_{\text{exp}}(v) = \frac{N^\uparrow(v) - N^\downarrow(v)}{N^\uparrow(v) + N^\downarrow(v)} = D(v) = -D(-v) = -R_{\text{exp}}(-v) \quad (3.4.6)$$

yəni instrumental asimmetriya olmadıqda, eksperimentdə ölçülən asimmetriyalar bucağın tək funksiyaları olmalıdır və statistik dəqiqliyi artırmaq üçün $R_{\text{exp}}(\vartheta)$ və $R_{\text{exp}}(-\vartheta)$ qiymətlərini əks işarələrlə cəmləmək lazımdır. Müvafiq ortalamadan sonra TRI və ROT effektlərin bucaq asılılıqlarını almaq olar:

$$T(v) = \frac{D(v) + D(\pi - v)}{2} = \frac{D(v) - D(-v) + D(\pi - v) - D(-\pi + v)}{4} \quad (3.4.7)$$

$$R(v) = \frac{D(v) - D(\pi - v)}{2} = \frac{D(v) - D(-v) - D(\pi - v) + D(-\pi + v)}{4} \quad (3.4.8)$$

(3.4.1)-(3.4.8) düsturları yüngül fraqmentin hərəkət istiqamətinin müəyyən edildiyi fərziyyəsi əsasında yazılmışdır. Ancaq bölünən nüvənin fırlanma effektini tədqiq edərkən bir neçə təcrübədə fraqmentlər qruplara bölünmür, ancaq fraqmentin bölünmə oxu boyunca sürətlənmə istiqaməti müəyyən edilmişdir. Bu halda fraqmentlər həm x oxu istiqamətində, həm də əks istiqamətdə hərəkət edə bilər. Fraqmentin impulsunun işarəsinin dəyişməsi z oxu ətrafında π bucağı qədər fırlanmaya uyğundur, yəni $W_{\text{HF}}(\vartheta) = W(\vartheta + \pi)$. Bu cür təcrübələrdə ölçülən funksiyaların $D(\vartheta)$, $T(\vartheta)$ və $R(\vartheta)$ analoqları $\bar{D}(v)$, $\bar{T}(v)$ və $\bar{R}(v)$ olur.

Bu halda (3.4.5) ifadəsi daha mürəkkəb forma alır:

$$\begin{aligned}
\bar{R}_{\text{exp}}(\nu) &= \frac{N^\uparrow(\nu) - N^\downarrow(\nu)}{N^\uparrow(\nu) + N^\downarrow(\nu)} = \frac{W(\nu) + W_{\text{HF}}(\nu) - W^\downarrow(\nu) - W_{\text{HF}}^\downarrow(\nu)}{W(\nu) + W_{\text{HF}}(\nu) + W^\downarrow(\nu) + W_{\text{HF}}^\downarrow(\nu)} = \\
&= \frac{W(\nu) + W(\pi + \nu) - W(-\nu) - W(\pi - \nu)}{W(\nu) + W(\pi + \nu) + W(-\nu) + W(\pi - \nu)} = \\
&= \frac{W^+(\nu)(D(\nu) - D(-\nu)) + W^+(\pi - \nu)(D(\pi + \nu) - D(\pi - \nu))}{W^+(\nu)(2 + D(\nu) + D(-\nu)) + W^+(\pi - \nu)(2 + D(\pi + \nu) + D(\pi - \nu))} = \\
&= \frac{W^+(\nu)D(\nu) - W^+(\pi - \nu)D(\pi - \nu)}{W^+(\nu) + W^+(\pi - \nu)} \quad (3.4.9)
\end{aligned}$$

Əgər $[0, \pi]$ intervalından $W^+(\vartheta)$ funksiyası $\vartheta = \pi/2$ nəzərə alın simmetrikdirsə

$$W^+(\vartheta) = W^+(\pi - \vartheta) \quad (3.4.10)$$

bu, γ -kvantların bucaq paylanması üçün doğru, bölünmə zamanı buraxılan sürətli neytronları üçün doğru olmadığından (3.4.9) düsturunu sadələşdirmək olar:

$$\bar{R}(\vartheta) = \frac{D(\vartheta) - D(\pi - \vartheta)}{2} \quad (3.4.11)$$

Ümumi halda eksperimentdə ölçülən asimmetriyalar yüngül fraqmentin ayrılması halında olduğu kimi ϑ bucağının tək funksiyaları olaraq qalır. Bununla belə, fraqmentlər ayrılmadan əvvəl $[0, \pi]$ intervalında $\bar{R}(\vartheta)$ funksiyasının $\vartheta = \pi/2$ nəzərə alın asimmetrik olması vacibdir. Ona görə də (3.4.7) və (3.4.8) düsturlarında $D(\vartheta)$ -nin $\bar{R}_{\text{exp}}(\vartheta)$ ilə əvəz edilməsi fərqli nəticələrə gətirib çıxara bilər. Birinci halda:

$$\bar{T}(\vartheta) = \frac{\bar{R}_{\text{exp}}(\nu) + \bar{R}_{\text{exp}}(\pi - \nu)}{2} = 0 \quad (3.4.12)$$

yəni TRI effekti ölçmək üçün yüngül fraqmentin ağır fraqmentdən ayrılması vacibdir.

İkinci halda isə

$$\bar{R}(\vartheta) = \frac{\bar{R}_{\text{exp}}(\vartheta) - \bar{R}_{\text{exp}}(\pi - \vartheta)}{2} = \bar{R}_{\text{exp}}(\vartheta) = -\bar{R}_{\text{exp}}(\pi - \vartheta) \quad (3.4.13)$$

Bölünmə zamanı buraxılan ani qamma şüalar üçün isə

$$\bar{R}(\vartheta) = \bar{R}_{\text{exp}}(\vartheta) = R(\vartheta) \quad (3.4.14)$$

3.5. Nəticələrin işlənməsi üçün analiz proqramının yazılması

Bir gün ərzində qeyd edilən hadisələrin ölçüsü 5 dəqiqəlik ekspozisiyalara (1 ekspozisiya - 60 dövr; 1 dövr - 4 spin flip; 1 spin flip - 1.3 saniyə) bölünmüş və

sıxılmış halda 5 Gbayt tərtibində olub oflayn halda analiz edilmişdir. Hər ekspozisiya üçün 2 tip fayl yaradılmışdır:

1) sca.gz- 1.3 s müddətində (növbəti spin dəyişməsinə qədər) bütün sayğaclardan alınan məlumatlar olan fayl [40, s. 119].

2) lmd.gz- ADC və TDC modullarının kanallarından alınan bütün hadisələr və spinin vəziyyəti haqqında məlumatları özündə cəmləyən fayllar [40, s. 120].

Faylların ölçülərini azaltmaq üçün hər iki fayl binar formatda yazılmışdır. Ani neytronlar və bölünmə γ -kvantları üçün T-tək asimmetriyanı hesablamaq üçün C++ proqramlaşdırma dilində bölünmə fraqmentləri ilə ani γ -kvantlar və neytronlar arasında bucaqların istənilən mümkün kombinasiyası üçün asimmetriyanı hesablamağa imkan verən ROOT əsasında proqram yazılmışdır [40, s. 118].

Proqramın istifadə etdiyi alqoritmlər aşağıdakı kimi müəyyənləşdirilmişdir:

1. Proqram γ -kvant və neytronlar detektorlarının (bucaqlarını) mövqeyini, fraqment detektorunun mövqeyini, analiz olunacaq faylların siyahısını və onların saxlandığı yeri özündə birləşdirən text faylından ilkin məlumatları oxuyur.

2. Text fayldan oxunan məlumat əsasında proqram sca.gz fayllarını analiz edir.

3. Hər bir sca.gz faylının eyni adlı müvafiq lmd.gz faylı olduğundan proqram yalnız müvafiq lmd.gz fayllarını analiz edir.

4. Analiz nəticələri mətn faylına yazılır və ROOT kitabxanasından istifadə olunaraq nəticələrə uyğun qrafiklər qurulur.

5. Alınan eksperimental nəticələr düsturla yaxınlaşdırılır və beləliklə, bölünən nüvənin bölünmədən əvvəl ROT-asimmetriyası və fırlanma bucağı müəyyən edilir.

Çoxlu eksperimental məlumatları analiz edərkən təbii olaraq proqramın işləmə cəldliyi sualı ortaya çıxır. Cəldliyi artırmaq üçün proqramda məlumatların analizi prosesinin paralelləşdirilməsi təmin edilmişdir. Paralelləşdirmə böyük ölçülü məlumatların işlənməsi üçün proqramın (başqa sözlə kompüterin) performansını artırmaq üçün ən effektiv üsuldür. Böyük ölçülü eksperimental məlumatları (məsələn, 100 GB) yazılmış proqramla analiz etmək üçün adi kompüterin hesablama resursu kifayətdir. Bunun üçün təxminən bir saat vaxt tələb olunur.

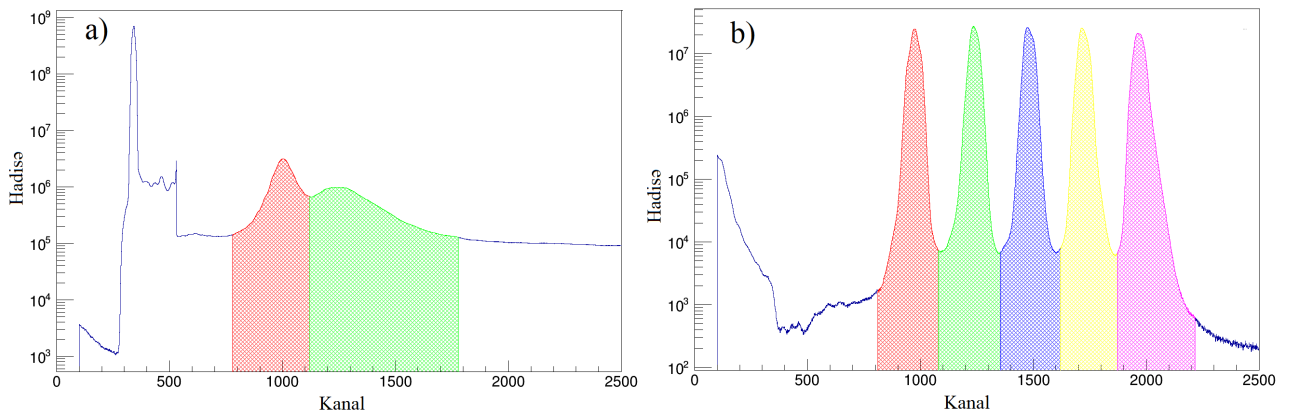
SCA faylların analizi [40, s. 119] - Binar formada saxlanılan fayllardan

məlumatların düzgün oxunması üçün fayl daxilində ümumi yaddaş strukturu müvafiq başlıq altında (tip və bayt sırası üzrə tutduğu baytların sayı) yazılır. Sca faylı 40 elementdən ibarət strukturla təmsil olunan məlumatlar paketindən ibarətdir. İlk 16 element sayğaclarıdan alınan məlumatları (bölünmə məhsulları və γ detektorlarından alınan impulslar, polyarizator və analizatordan sonra istifadə edilən neytron detektorundan gələn impulslar, həmçinin kvarts osilyatorundan gələn siqnallar) göstərir. Digər elementlərə isə vacib məlumatlar yazılmışdır: məsələn: spin, hadisələrin sayı, "zəruri" hadisələr, pozulmuş məlumatlar, hadisə buferinin daşması, spin çevirmə xətası, sca faylları yazarkən xəta, lmd faylları yazarkən xəta, VME xətası. Oxunan məlumatlara əsasən proqram qrafiklər qurur və onları ROOT fayllar kimi saxlayır. Qrafik kimi təqdim olunan hər bir element eksperimentin başlanğıcından onun fırlanmaların sayından asılılığını göstərir. Sayğacdən əldə edilən məlumatlar qeydetmə sisteminin vəziyyətini və instrumental asimmetriyanı izləmək üçün istifadə edilmişdir. Proqram, sayğacların ən azı birində əhəmiyyətli (sıfıra nəzərən 5-dən çox standart kənarçıxma) asimmetriyanın müşahidə edildiyi ekspozisiyaların işlənməsini nəzərə almır. Bu kənarçıxma reaktorun gücünün kəskin dəyişməsi və nəticədə neytron selinin intensivliyinin dəyişməsi halında baş verə bilər. Instrumental asimmetriyanın qarşısının alınmasının əsas mexanizmlərindən biri hadisənin neytron selinin spininin istiqaməti olduğundan, neytron spininin əks qiymətlərində ölçmə vaxtının sabitliyinə xüsusi diqqət yetirilmişdir (spin iki qiymət alır, "0" – neytron spini selin istiqamətində, "1" – əksinə yönəldildikdə). Spin-flip xətalər olan faylları proqram analiz mərhələsində nəzərə almır (məsələn, səhv fırlanma sırası).

Lmd faylların analizi [40, s. 120] - Proqram sca fayllarına uyğun adla lmd faylları axtarır. Əgər fayl tapılmazsa proqram xəta verir və bu faylları analizdən xaric edir. Sonra proqram sıxılmış (zip formatında sıxılıb arxivlənmiş) lmd faylını bit-bit oxuyur. Bu məlumatlara əsasən, histoqram doldurulur və ROOT faylı kimi saxlanılır. Proqram sca faylından oxunan və lmd faylından hesablanan spini müqayisə edir. Uyğun gəlmirsə, xəta verir və faylı analizdən çıxarır.

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, bölünmə fraqmentlərinin, ani neytronların və γ -

şüaların ayrılması üçün uçuş vaxtı metodundan istifadə edilmişdir. Proqram neytronları qamma kvantlardan (şəkil 3.5.1 (a)) və dayanma detektorunun ayrı-ayrı seqmentlərini (şəkil 3.5.1 (b)) ayıran uçuş vaxtı spektrlərində vaxt intervallarını da təyin edir. Hər bir dayanma detektoru bir xətt üzrə birləşdirilmiş gecikmə xətləri ilə ayrılan və bir TDC kanalına qoşulmuş beş seqmentdən ibarətdir. Başlanğıc detektoruna nisbətən siqnalın çatma vaxtı bölünmə fraqmentlərinin hansı seqmentdə qeyd edildiyini göstərir.



Şəkil 3.5.1. Plastik sintillyatorlardan (a) və dayanma detektorlarından birinin (b) uçuş vaxtı spektri [40, s. 120].

Hadisələrin sayı inteqrallanma ilə müəyyən edilir (rənglənmiş sahəyə bərabər). Proqram səkkiz müstəqil plastik detektorun impulslarının stop detektorun on seqmentinin hər bir impulsu ilə üst-üstə düşməsinin nəticələrini matris formasında fayla yazır. Beləliklə, təcrübədə fraqment və n/γ detektorları arasında 16 müxtəlif bucaq üçün məlumatlar toplanır:

$$\theta = Pl_{ang} - FF_{ang} \quad (3.5.1)$$

burada Pl_{ang} və FF_{ang} müvafiq olaraq plastik detektorların və stop detektorun seqmentlərinin bucaq mövqeləridir (bax. fəsil II, 2.8-ci paragraf, şəkil 2.8.4). Sonra proqram (3.5.1) düsturla hesablanmış hər bir bucaq üçün neytron selinin polyarlaşma istiqaməti ilə bağlı bölünmə və parçalanma fraqmentlərinin ani γ -şüalarının təsadüfi sayının T-tək asimmetriyasının əmsallarını müəyyən edir:

$$R(\theta) = \frac{N^+(\theta) - N^-(\theta)}{N^+(\theta) + N^-(\theta)} \quad (3.5.2)$$

burada $N^+(\theta)$ və $N^-(\theta)$ neytron selinin polyarlaşmasının iki əks istiqamətində seçilmiş bucaq üçün detektorların qeyd etdiyi γ -kvantların sayıdır. Xətanı müəyyən etmək üçün proqrama aşağıdakı ifadə əlavə edilmişdir:

$$\sigma = \sqrt{\frac{R(\theta) - 1}{N^+(\theta) + N^-(\theta)}} \quad (3.5.3)$$

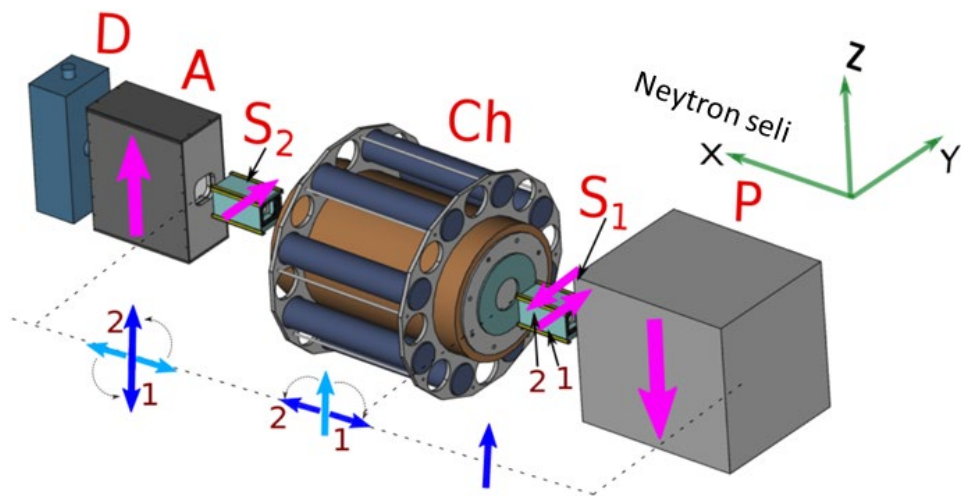
Bu hesablama nəticələri plastik detektor və NaI(Tl) ssintilyatoru üçün ayrıca mətn faylına yazılır.

3.6. ROT effektin işarəsinin təyini

T-tək effektlərin tədqiqatında əsas problemlərdən biri effektlərin işarəsinin düzgün təyin edilməsidir. Qeyd edildiyi kimi müxtəlif üsullarla və müxtəlif qruplarla əldə edilən ROT effektin təyin edilən qiymətlərində bir neçə uyğunsuzluq müşahidə edilmişdir. Xüsusilə, $^{235}\text{U}(n, f)$ bölünmə reaksiyasında sürətli γ -kvantların bucaq paylanması PNPI [278, s. 770] və ITEP qrupları [78, s. 1815] tərəfindən ROT effektin ölçülən qiymətlərinin xəta daxilində eyni olmasına baxmayaraq fərqli işarələr alınmışdır [120, s. 84]. Sonradan ITEP qrupu ROT effekt üçün aldığı nəticədəki səhvi düzəldərək işarəni əksinə dəyişmişdir [76, s. 680] ki, bu da PNPI qrupunun nəticələri ilə uyğunluq təşkil etmişdir. Bundan başqa, müəlliflər [76, s. 680] göstərmişdir ki, ^{235}U və ^{233}U nüvələrinin bölünməsi zamanı emissiya olunan ani γ -kvantlar üçün ROT effektin işarəsi əks, eyni nüvələrin üçqat bölünmə α -zərrəcikləri üçün isə ROT effektin işarələri eynidir [95, s. 11, 150, s. 633]. İşarələrdə aşkar edilmiş uyğunsuzluq sonrakı təcrübələrdə onun diqqətlə təyin edilməsini zəruri etmişdir.

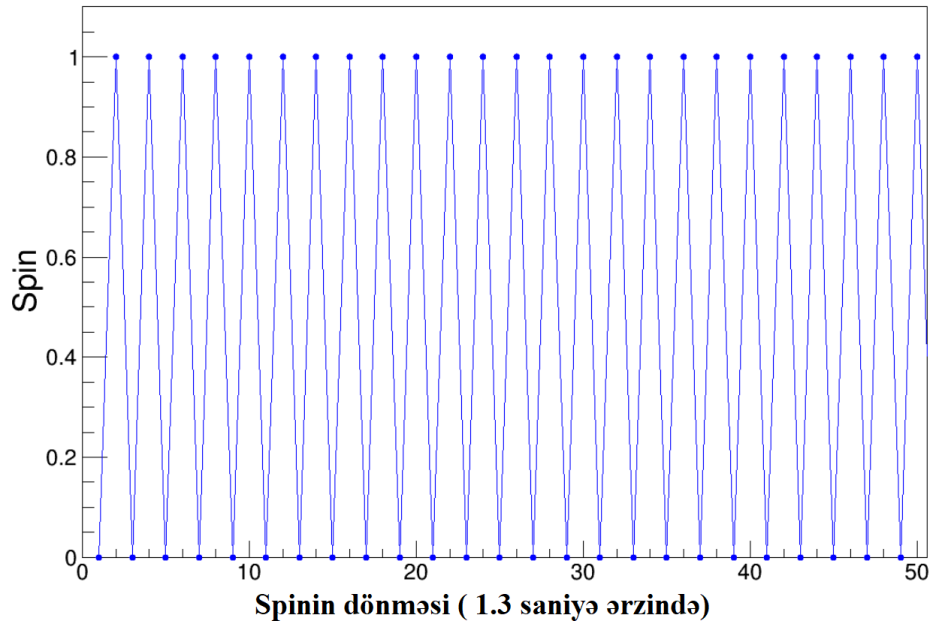
Ölçmələrdə uzununa polyarlaşmış neytronlardan istifadə edilmişdir (neytronun spini neytron seli boyunca irəli və geriye doğru yönəldildikdə). Düşən neytron selinin polyarlaşmasının əks istiqamətləri üçün hadisələrin sayında eksperimental olaraq ölçülən asimmetriya (3.5.2) düsturu ilə hesablanır. (3.5.2) düsturunda $N^+(\theta)$ spin və selin istiqamətinin üst-üstə düşdüyü vəziyyətə (sağ polyarlaşma), $N^-(\theta)$ isə sol polyarlaşmaya uyğun gəldiyini qəbul edirik. Ölçülmüş asimmetriyanın işarəsini

düzgün müəyyən etmək üçün polarizatorndan analizatora qədər neytronun spininin bütün çevrilmələrini izləmək lazımdır. $N^+(\theta)$ və $N^-(\theta)$ faktiki olaraq hansı hallara uyğun olduğunu müəyyən etmək lazımdır. Başlamaq üçün polarizatorndan sonra neytronun spininin ilkin istiqamətini təyin edək. SEOP polarizatorunda maqnit sahəsi şaquli olaraq \downarrow aşağı yönəldilmişdir (eksperimental olaraq qırmızı kompas oxunun istiqaməti kimi müəyyən edilmişdir). Buna baxmayaraq kolbadakı ^3He nüvələrinin polarlaşması SEOP-un sahəsinə qarşı yönəlmişdir. Bu o deməkdir ki, polarizatorndan sonrakı neytron selinin spininin istiqaməti ^3He qazının polarlaşması ilə üst-üstə düşdüyündən kifayət qədər qalın ^3He təbəqəsi üçün antiparalel spin oriyentasiyası olan bütün neytronlar udulacaq, paralel oriyentasiyalı bütün neytronlar demək olar ki, polarizatorndan keçəcək. Polarizatorndan sonra neytronlar spin idarəetmə sistemindən keçir (bax fəsil II, paragraf 2.4). Polarizator və analizator arasındakı boşluqda maqnit sahəsinin və neytronun spininin istiqaməti şəkil 3.6.1-də göstərilmişdir. Polarlaşma dərəcəsi analizatorundan keçən neytron seli ilə ölçülür. Analizator polarizatora tamamilə oxşar olduğundan yalnız spinləri ^3He nüvəsinin spininə paralel olan neytronları buraxır. SFC kolbasında ^3He qazının polarlaşması da analizatorun sahəsinə qarşı yönəlmişdir. Şəkil 3.6.1-də göstəriləyi kimi analizatorndan sonrakı neytron detektoru neytronun spini neytron selinin istiqamətinə qarşı yönəldikdə (sol polarlaşma) daha çox, sel istiqamətində yönəldildikdə isə az saymalıdır.



Şəkil 3.6.1. Polarizator və analizator arasındakı boşluqda maqnit sahəsinin və neytron spininin istiqaməti.

Bütün detektorlardan alınan məlumatlar növbəti spin dəyişməsinə qədər 1.3 saniyə ərzində qeydə alınaraq neytron selinin polyarlaşma istiqaməti haqqında məlumatla birlikdə qeyd edilmişdir (bax. paraqraf 3.4). Neytronun spininin istiqamətləri məlumat fayllarında "0" və "1" kimi qeyd edilmişdir. Bu fayllardan müəyyən edilmişdir ki, spin "0" olduqda analizatordan sonrakı neytron sayğacı daha çox sayır və əksinə (şəkil 3.6.2). Bu o deməkdir ki, məlumat faylında spin "0" halı neytronun spininin selin istiqamətinə qarşı yönəldiyi vəziyyətə uyğundur.



Şəkil 3.6.2. Polyarlaşmış neytron selinin spininin dönmə ardıcılığı [40, s. 119].

Beləliklə, məlum olmuşdur ki, eksperimentlərin üçüncü seriyasında məlumatların işlənməsi proqramı ilə hesablanmış asimmetriya işarəsi tərsinə çevrilir. Sonrakı təhlildə bu məlumatlar (-1)-ə vurulmuşdur.

3.7. Nəticələr

Paraqraf 3.1-də Linux əməliyyat sistemində NIM və VME standart modullarından və məlumatların toplanması proqramlarından istifadə edilərək təsvir edilən məlumatların toplanması və emalı sistemi haqqında məlumat verilmişdir. Sistem yalnız məlumatların yazılmasına icazə verdiyindən məlumatların işlənməsi oflayn rejimdə aparılmışdır. Sinxronizasiya rejimində işləyən sistem bölünmə

məhsulları, ani γ -kvantlar və neytronları, spin vəziyyətləri, neytron depolyarizasiyası və s. haqqında məlumatları fayllara yazmışdır. Neytron spininin əks istiqamətləri üçün ölçmə vaxtının sabitliyinə xüsusi diqqət yetirilmişdir ki, bu da instrumental asimetriyanın qarşısının alınması üçün əsas mexanizmdir. Təcrübədə belə sxem yalnız bir NIM modulunda cihaz səviyyəsində həyata keçirilmişdir.

Paraqraf 3.2-də effekti təqlid edə biləcək mümkün xəta mənbələrindən bəhs olunmuşdur. Bunlar, spin flipperin maqnit sahəsinin vakuüm fotogücləndiricilərə təsiri, spin keçidlərinin məlumatların emalı sisteminə təsiri və neytron selinin polyarlaşmasının əks istiqamətləri üçün məlumatların alınması vaxtının asimetriyasıdır. Bu mənbələrin yaratdığı sistemə xətaları aradan qaldırmaq üçün həm aktiv (detektorun ekranlaşdırılması, optik kabellər), həm də passiv (müxtəlif detektorların sayma sürətinin monitorinqi) üsullarından istifadə edilmişdir. Nəzarət olunan asimetriyalar, bir qayda olaraq, 10^{-5} -dən çox olmamışdır və yüksək xətlər yalnız reaktorun iş rejiminin dəyişməsi dövründə baş vermişdir ki, bu halda ekspozisiyalar oflayn analiz zamanı xaric edilmişdir. Ölçmələrin statistik dəqiqliyi (vahid zamanda aparılan) elektronikanın ölü vaxtı və təsadüfi hadisələrin təsiri ilə məhdudlaşmışdır.

Paraqraf 3.3-də göstərildiyi kimi, sistemdə əldə edilə bilən maksimum statistik dəqiqlik 1 saniyədə toplanan məlumat dəstəsi üçün $7 \cdot 10^{-3}$ təşkil edir. Məlumatın əldə edilməsinin faktiki sürəti sistem üçün nəzəri limitdən kiçik olub 1 saniyədə əldə edilən məlumatlar üçün $2.5 \cdot 10^{-2}$ statistik xəta alınmışdır. Bütün təcrübə zamanı 5 dəqiqəlik ekspozisiyaya bölünən bir neçə yüz QB sıxılmış məlumat toplanmışdır.

Paraqraf 3.4-də təcrübi təyin olunan kəmiyyətlər haqqında ətraflı məlumat verilmişdir. Asimetriyanın $R(\theta)$ nəticəsi - düşən neytron selinin spininin əks istiqamətləri üçün hadisələrin sayı fərqlinin onların cəminə nisbəti əhəmiyyət kəsb edir. Bu bölmədə ROT və TRİ effektlər üçün təcrübi ölçülə bilən asimetriyalar göstərilmişdir.

Paraqraf 3.5-də ROOT paketi əsasında C++ dilində eksperimental məlumatları emal etməyə və eksperimentin nəticələrini rahat və vizual formada

təqdim etməyə imkan verən proqram təsfi edilmişdir. Proqram böyük ölçülü məlumatları asanlıqla analiz edərək incə effektləri aşkar edə bilər. Proqram eyni zamanda bölünmə fraqmentləri ilə ani γ -kvantlar və neytronlar arasında bucaqların mümkün kombinasiyası üçün asimmetriyanı hesablamağa imkan verir. Təcrübədə ölçülən əsas qiymət, gələn neytron selinin əks polyarlaşma istiqamətləri üçün hadisələrin sayı fərqi onların cəminə nisbətidir.

Paraqraf 3.6-da təcrübi qurğunun əsas nöqtələrində neytron selinin polyarlaşma vektorunun istiqamətinin dəqiq müəyyən edilməsi üçün təklif olunan metoddan bəhs edilmişdir ki, bu da aparılacaq təcrübələrdə asimmetriyanın işarəsinin düzgün təyin olunmasına gətirib çıxaracaqdır. Məlumat fayllarında "0" və "1" kimi qeyd edilmiş neytronun spininin istiqamətinin "0" halı spininin selin istiqamətinə qarşı yönəldiyi vəziyyətə uyğun olduğu müəyyənləşdirilmişdir.

IV FƏSİL

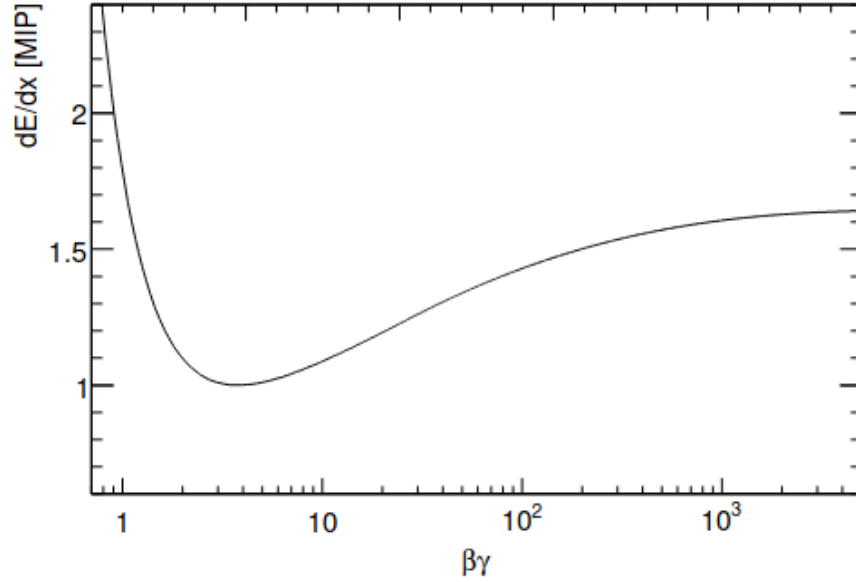
NADİR NÜVƏ PROSESLƏRİNİN TƏDQIQI ÜÇÜN TƏCRÜBİ ÜSULLARIN İŞLƏNMƏSİ

Nüvənin bölünmə proseslərində intensiv keçmiş tədqiqatlara baxmayaraq, hələ də öyrənilməmiş və qismən öyrənilmiş proseslər və məsələlər qalmaqdadır. Nadir nüvə prosesləri, eləcə də üçqat və dördqat bölünmə, nüvənin bölünmə mərhələlərini tədqiq etmək üçün (əsasən də bölünmə anında) əsas tədqiqat istiqamətlərindən hesab olunur. Bu prosesləri daha yaxşı öyrənmək, enerjinin və bölünmə prosesinin dinamikasının daha yaxşı öyrənilməsinə imkan yaradır. Nadir bölünmə prosesləri aşağı ehtimallı olduğundan qeyd edilən hadisələrin sayını artırmaq, yəni statistik cəhətdən məlumatların dəqiqliyi artırmaq üçün uzunmüddətli təcrübələr lazımdır. Bu məqsədlə yüklü zərrəciklərin eyni zamanda enerjisini, növünü, detektorlarla toqquşma müddətini və koordinatını qeydetməyə imkan verən dE/dx -E çox funksiyalı spektrometrlər hazırlanmışdır [1]. Bundan əlavə dE/dx -E zərrəcik spektrometri üçün standart modullardan istifadə etməyərək portativ çoxfunksiyalı sinxronizasiya, qeydetmə və idarə etmə sistemi hazırlanmışdır [130, 13]. Hazırlanmış detektor sistemi, ^{226}Ra alfa radioaktiv və ^{252}Cf spontan bölünmə mənbəyi ilə yoxlanılmış və enerjiyə görə və piksellər üzrə [131] kalibrlənmişdir.

4.1. Yüklü zərrəciklərin identifikasiyası

Təcrübələrdə zərrəciklərin identifikasiyası xüsusi enerji itkisinin (dE/dx) ölçülməsinə əsaslanır. Yüklü zərrəciklər mühitdən keçdikdə, enerjisinin bir hissəsini itirir atomları ionlaşdırır, sərbəst elektronlar yaradır. Zərrəciyin enerji itkisi onun sürətindən və yükündən (z) asılı olduğundan bu üsul yüklü zərrəcikləri müəyyən

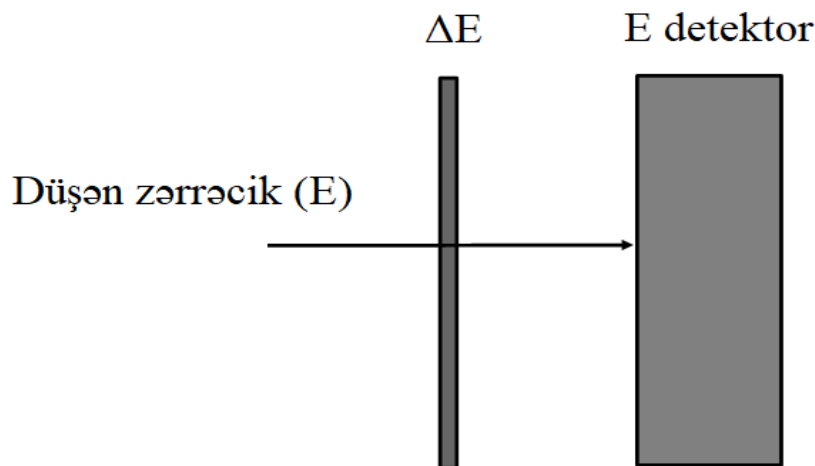
enerji intervalında identifikasiya etməyə imkan verir. Maddədə qət edilən məsafəyə (dx) görə orta enerji itkisi Bete-Blox düsturu (1.6.1) ilə hesablanır. Bete-Blox funksiyasının forması şəkil 4.1.1-də göstərilmişdir.



Şəkil 4.1.1. Yüklü zərrəciklərin maddədə enerji itkisi.

Bu funksiyanın əsas xüsusiyyətləri aşağı impuls diapazonunda enerji itkilərinin $1/\beta^2$ kimi azalması, minimuma təxminən $\beta\gamma = 4.5 \div 4$ səviyyəsində çatması və doyma qiymətinə yavaş artmasıdır. Bu funksiyanı eksperimental olaraq tətbiq etmək üçün, qalın E detektorunun qarşısında adətən məqsəddən asılı olaraq nazik ΔE detektoru yerləşdirilərək iki laylı detektor sistemindən istifadə edilir. Metodun işləməsi üçün detektorların ümumi qalınlığında zərrəciyin tam udulması, yəni enerjisini tam itirməsi tələb olunur. Digər şərtlərdən biri də ilkin nazik detektordan zərrəciyin keçib müəyyən qədər enerji itirməsidir. Əgər zərrəcik nazik detektorda udulursa onda metodu tətbiq etmək olmur. Bu halda sistem zərrəcik teleskopu kimi deyil adi detektor kimi işləyir və yalnız enerji haqqında məlumat verir. Kifayət qədər enerjiyə malik olan yüklü zərrəciklər nazik ΔE detektorundan keçərkən dx qalınlıqlı detektorda itirilən enerjiyə müvafiq signal yaranacaq. Nazik detektordan keçən zərrəcik qalan enerjisini qalın E detektorunda itirərək udulacaqdır (şəkil 4.1.2). Daha sonra nazik detektorda onların enerji itkilərini qalın detektorda udulan enerji ilə müqayisə edərək zərrəciklərin identifikasiyası alınır. Hər bir zərrəcik üçün ΔE

detektorunda itirilən enerjinin E detektorunda udulan enerjidən asılılığı fərqli hiperbola əmələ gətirəcək. Bu ayrıləri bəzən qeyri-rəsmi olaraq "banan ayrıləri" adlandırırırlar. Belə ayrılərin nümunəsini növbəti fəsillərdə görmək olar.



Şəkil 4.1.2. ΔE -E metodunun sxematik təsviri.

ΔE -E üsulu nazik detektorun qalınlığı və dayanma gücü ilə məhdudlaşır. Birinci detektor tərəfindən tamamilə udulduğundan kifayət qədər aşağı enerjiyə malik hissəcikləri bu metodla müəyyən etmək olunmur. Bu sadə konsepsiya bu doktorluq işində tədqiq edilən nadir nüvə proseslərində zərrəciklərin identifikasiyası üçün istifadə edilmişdir.

4.2. Modifikasiya olunmuş silisium əsaslı piksellə detektor - Timepix

Timepix detektoru ilk növbədə piksellə zərrəcik detektoru kimi istifadə olunmaq üçün nəzərdə tutulsa da, onu PAD detektor, yəni adi detektor kimi də istifadə etmək mümkündür [132, s. 2, 274, s. 153, 219, s. 3, 174, s. 2]. Ümumi elektroddan gələn siqnal adi PAD detektorda olduğu kimi oxuna bilər. Timepix detektorunun PAD detektor kimi istifadə edilməsinin ekvivalent sxem şəkil 4.2.1-də göstərilmişdir. Sensorun gərginliyinə ardıcıl olaraq əlavə edilmiş yüksək müqavimətli rezistor və xarici spektroskopiya dövrəsi ilə (AC birləşməsini təmin edən kondensator ilə) standart spektroskopiya sistemi qurulur. Ümumi elektrod siqnalı (çox vaxt arxa tərəfdən götürülən siqnal adlanır) emal edilə bilər. Bu sistem Medipix ailəsindən olan detektorların idarə edilməsi, qidalandırılması və siqnallarının oxunması üçün nəzərdə

amplitudu maximum 1 V olan siqnalları qeyd etməyə imkan verir.

Məlumatların toplanması və siqnalın formasının qeyd edilməsi FPGA modulu (Cyclone IV EP4CE30) tərəfindən idarə olunur. O, həmçinin USB 2.0 yüksək sürətli nəzarətçi (FT2232H) vasitəsilə əldə edilmiş məlumatların ötürülməsini idarə edir. FPGA əsaslı dizayn, həmçinin, mürəkkəb eksperimentlər halında oxunan interfeys qabiliyyətini daha da genişləndirmək üçün məlumat sürücü tətik, xarici tətik, tətikləmə qapısı kimi qabaqcıl tətikləmə funksiyalarının yerinə yetirilməsinə imkan verir.

Cihaz əlavə elektrik xətti bağlantısına ehtiyac olmadan tam olaraq USB konnektorundan qidalanır və kompüterə qoşulur. Dövrədə olan elektron komponentlərin lazımi enerji təchizatı inteqrasiya olunmuş DC/DC çeviriciləri vasitəsilə təmin edilir. İnterfeys lövhəsi, eləcə də baza lövhəsi analog və ya rəqəmsal sxemlər tərəfindən verilən xüsusi təchizat tələblərinə cavab vermək üçün çeviricilərlə təchiz edilmişdir.

Gərginlik mənbəyi MAX1932 elektronika hissəsi əsasında qurulmuşdur və bu elektronika modulu vasitəsilə detektora verilir. Modul 0 ilə + 120 V gərginlik diapazonunda çıxış gərginliyini təmin edir. Çıxış gərginliyi əsas tərəfdən DAC (DAC7564) vasitəsilə idarə olunur və onun 12 bit dəqiqliklə tənzimlənməsinə imkan verir. Fərqli bir modulla daha yüksək gərginlik də əldə etmək olar. Bununla belə, PCB dizayn məhdudiyyətinə görə 400 V-lik maksimum gərginliyi ötmək mümkün deyil. Detektorlardan siqnalların qeyd edilməsi üçün istifadə edilən əsas ADC-dən əlavə diaqnostikası üçün ayrılmış əlavə yavaş çoxkanallı giriş ADC-ləri də (ADS7953) dövrəyə əlavə edilmişdir. Onların məqsədi gərginliyin qiymətinə nəzarət etmək və oxunan interfeys cihazının düzgün işləməsini təsdiqləmək üçün inteqrasiya edilmiş enerji mənbələrinin çıxışlarına nəzarət etməkdir.

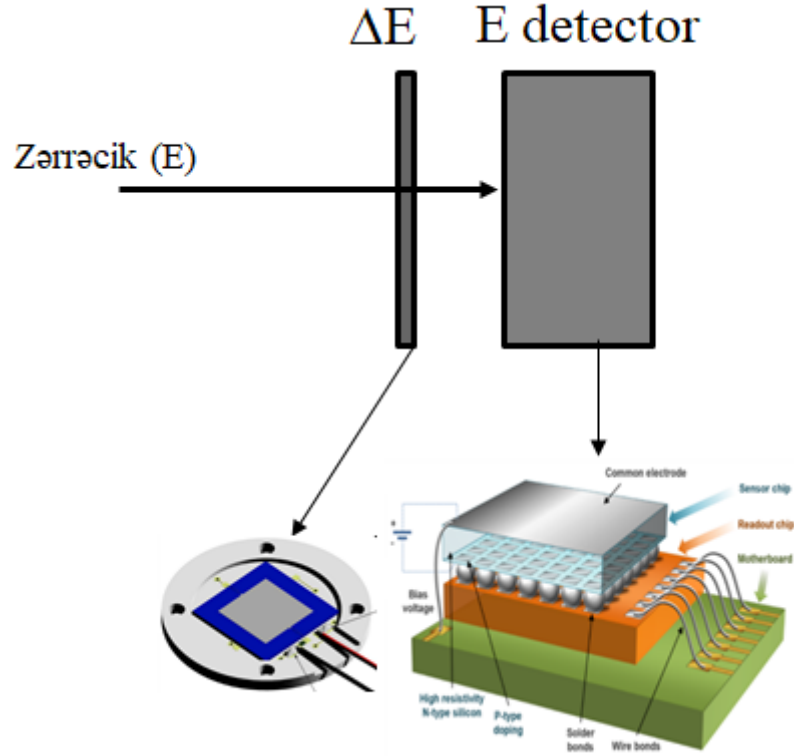
Spectrig modulunun idarə edilməsi üçün .NET modul platformasının dəstəyi ilə Windows əməliyyat sistemində işləyən proqram yazılmışdır. Modul köhnə piksel detektorunun ümumi elektrod siqnalının spektroskopiyası üçün nəzərdə tutulmuş sadə proqram təminatı əsasında hazırlanmışdır. Təcrübənin tələblərinə cavab vermək üçün modul əhəmiyyətli dərəcədə təkmilləşdirilmişdir. Spectrig DAQ Nəzarət

proqramı aşağıdakı əsas məqsədlərə xidmət edir. O, istifadəçiyə qrafik istifadəçi interfeysi vasitəsilə bütün lazımi əməliyyat parametrlərini (məsələn, gərginlik qiyməti, siqnalların sayı, tətik növünün seçimi, astana həddi səviyyəsi, xarici sinxronizasiya və s.) tətbiq etməyə imkan verir. O moduldan işlənməmiş məlumatların yüklənməsini idarə edir və sonra məlumatları şəffaf formada göstərir. Proqram standart osiloskop kimi də işləmək üçün nəzərdə tutulmuşdur (məsələn, vaxta və amplituda görə böyütməyə imkan verir, tətik həddi konfigurasiyası və s.). Osiloskop funksiyası ilə yanaşı Spectrig DAQ Nəzarət Proqramı spektr əldə etmə funksiyasına (amplituda görə paylanma spektri) da imkan verir. Ümumi nəticələr histqramlar şəklində göstərilir. O istifadəçiyə uzunmüddətli ölçmə və məlumat qeydinə başlamazdan əvvəl nəticələrə ilkin baxış keçirməyə və ölçmənin düzgün qurulmasını yerinə yetirməyə imkan verir. Daha mürəkkəb məlumatların analizini oflayn rejimində mürəkkəb alqoritmlərdən istifadə etməklə aparmaq mümkündür. Spectrig DAQ Nəzarət proqramında həyata keçirilən əlavə əsas funksiya məlumatların qeyd edilməsi qabiliyyətidir. Siqnal formaları, eləcə də histqramlar məlumat fayllarında saxlanıla bilər və eyni zamanda müxtəlif çıxış formatları (şəkillər, mətn faylları, binar fayllar) və qeyd zamanında tətbiq edilmiş konfigurasiya parametrlərinin qeydləri arasında seçim etməyə imkan verir. Spectrig DAQ Nəzarət proqramı toplanmış məlumat fayllarını yenidən alətə yükləməyə və yenidən göstərməyə imkan verir. Məlumatlar yalnız analiz olunduqda bu funksiyaadan istifadə etməklə yenidən analiz etməyə imkan verir. Vacib məlumatlardan biri olan detektora düşən zərrəciyin detektorla toqquşması haqqında məlumat da hər bir faylda uyğun siqnala görə qeyd edilir.

4.3. Yüklü zərrəcikləri qeyd etmək üçün çox-funksiyalı ΔE -E teleskopları

Teleskopda ΔE detektoru kimi 15 μm və 150 μm qalınlıqlı nazik PAD detektorlarından [134] istifadə olunduğu halda, 300 və 600 μm qalınlıqlı Timepix detektoru isə E detektoru kimi istifadə edilmişdir [1, s. 25, 16, s. 237, 276, s. 66, 17, s. 7]. ΔE detektorunun qalınlığa görə qeyri-bircinsliliyi 8% olmuşdur. Şəkil 4.3.1-də teleskopun sxematik təsviri göstərilmişdir. Timepix detektorunu idarə etmək üçün

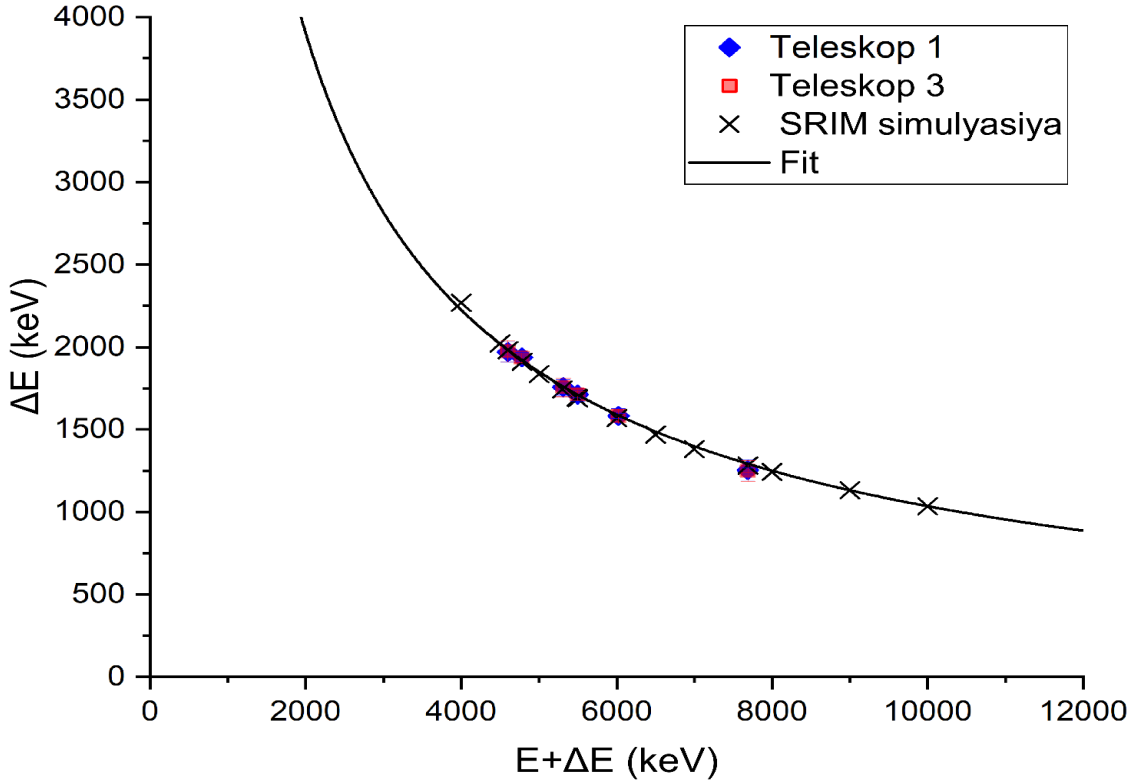
FITPix COMBO [1, s. 25] and ΔE [1, s. 25] detektoru üçün isə Spectrig modulundan istifadə edilmişdir. Təcrübə üçün 3 ədəd ΔE -E teleskopu işlənilib hazırlanmışdır. Birinci və üçüncü teleskop He-dan başlayaraq zərrəcikləri identifikasiya etdiyi halda, ikinci teleskop protondan başlayaraq ^8He izotopuna qədər zərrəcikləri identifikasiya edə bilir [16, s. 237, 276, s. 66, 17, s. 7].



Şəkil 4.3.1. Teleskopun sxematik təsviri.

Bunun səbəbi birinci və üçüncü teleskopda istifadə edilən nazik ΔE detektorlarında He-dan yüngül zərrəciklərin itirdiyi enerjinin az olması və istifadə edilən elektron dövrənin məhdudiyyətləridir. $15 \mu\text{m}$ qalınlıqlı silisiumda izotopların itirdiyi enerji bir-birinə çox yaxın olduğundan istifadə etdiyimiz gücləndirici yükləri ayıra bilmir. Buna baxmayaraq dördqat bölünmə prosesində α -t, α - α və s. cütlərinin qeyd edilməsi vacib olduğundan bu teleskoplarda əldə olunan identifikasiya təcrübə üçün kifayət olmuşdur. İkinci teleskopun identifikasiya gücünün yüksək olmasının səbəbi $150 \mu\text{m}$ qalınlıqlı silisium detektorunda izotopların enerji itkisinin kifayət qədər yüksək olmasıdır. Bu teleskop hidrogen izotoplarının asanlıqla identifikasiya edə bilir ki, bu da təcrübənin əsas məqsədlərindən biri olmuşdur.

Teleskopları yoxlamaq üçün ^{226}Ra və ^{252}Cf spontan bölünmə mənbələrindən istifadə edilmişdir [1, s. 25, 130, s. 6]. Şəkil 4.3.2-də teleskoplar üçün iki ölçülü ΔE - E spektri verilmişdir. ^{226}Ra alfa mənbəyi qarışıq mənbə olduğundan 6 müxtəlif enerjili (4601, 4784.34, 5489.48, 6002.35, 5304.33, and 7686.82 keV) alfa zərrəciklər buraxır [1, s. 25, 130, s. 3].



Şəkil 4.3.2. Teleskoplar üçün iki ölçülü ΔE - E spektri [130, s. 6].

Teleskop 1 və 3 üçün bu enerjilərə uyğun gələn nəticələr şəkildə göstərilmişdir. Metodun doğruluğunu yoxlamaq üçün teleskoplara uyğun gələn detektor cütü SRIM [135] simulyasiya proqramında simulyasiya olunmuşdur. SRİM proqramdan əldə olunmuş simulyasiya nəticələri spektrdə verilmişdir [130, s. 6]. Şəkildən görüldüyü kimi simulyasiyadan alınan nəticələr təcrübədən alınan nəticələrlə yaxşı uyğunlaşır. Şəkildə həmçinin nəticələrin sadələşdirilmiş Bete-Blox funksiyası ($c1 \cdot m \cdot Z^2/E$) ilə aproksimasiyası da verilmişdir [130, s. 6]. Alınan nəticələrdən ΔE detektorlarının qalınlığı da təyin olunmuşdur. SRİM proqramından əldə olunan nəticələr 15 μm qalınlıqlı silisium üçün edildiyindən və nəticələr üst-üstə düşdüündən nəticəyə gəlmək olar ki, detektorların qalınlığı 15 μm -dir. Bu nəticələr istehsalçının verdiyi

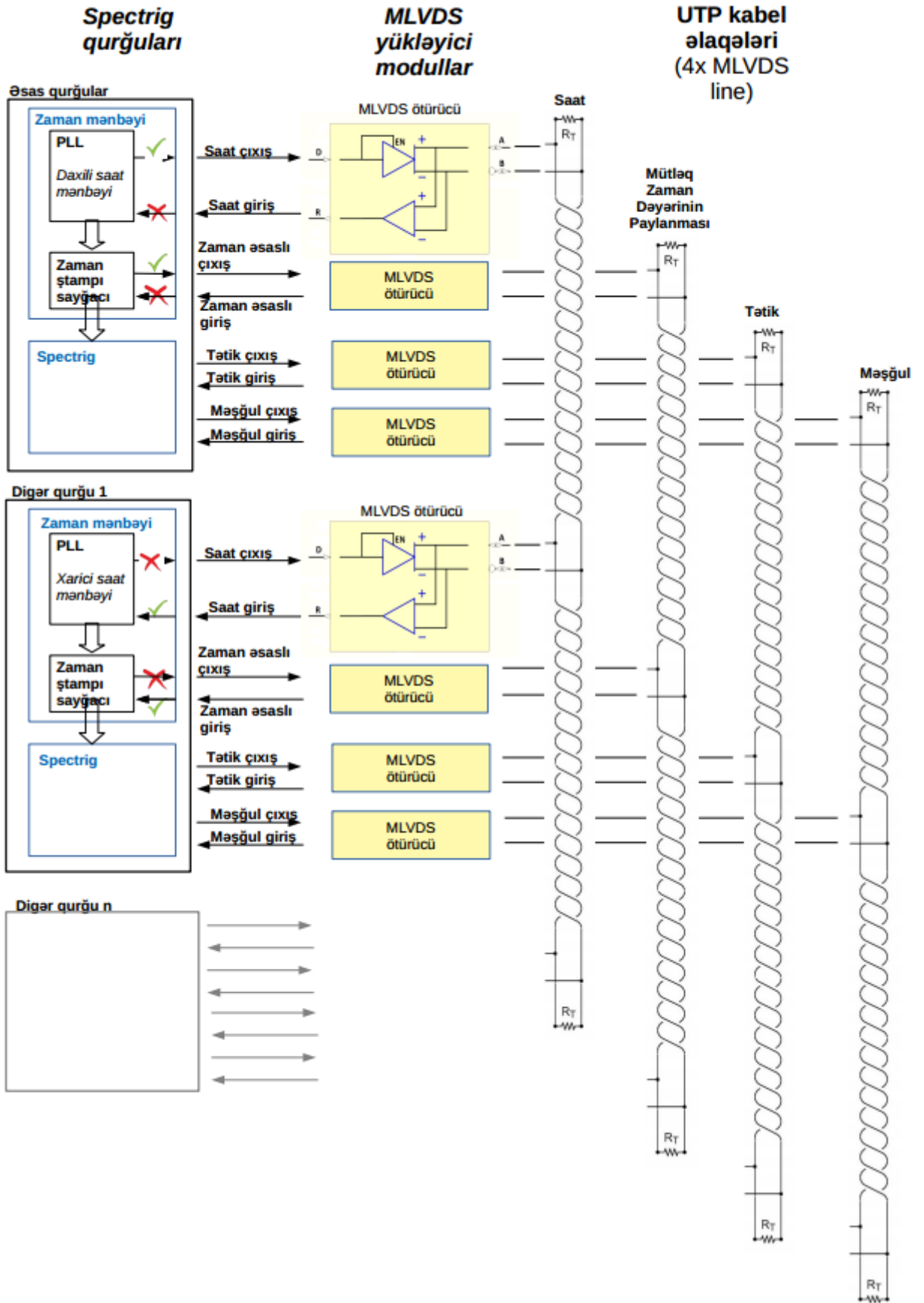
qalınlığa uyğundur.

4.4. Çoxfunksiyalı sinxronlaşdırma sisteminin işlənilib hazırlanması

Məlum olduğu kimi nadir nüvə bölünmələri az ehtimallı hadisələrdir. Misal üçün üçlü bölünmənin ^{252}Cf nüvəsi üçün ehtimalı 1/260 (ikiqat bölünməyə nəzərən). Bölünmələrin sayı artıqca, yəni daha az ehtimallı bölünmələrin baş vermə ehtimalı da kəskin azalır. Belə hadisələrin tədqiqində lazım olmayan hadisələrin aradan qaldırılması üçün detektorların sinxronlaşdırılması əsas üsullardan hesab olunur. Nadir bölünmə prosesləri az ehtimallı olduğundan bu proseslərin tədqiq edilməsi üçün uzunmüddətli təcrübələr aparmaq lazımdır. Buna görə də, gücləndirici, gərginlik qidalandırıcısı, diskriminator, komparator, sinxronizasiya və s. kimi bütün əsas elektron hissələrdən ibarət güclü qeydetmə sistemi faydalı məlumatların əldə edilməsi üçün çox vacibdir. Nadir bölünmə proseslərini öyrənmək üçün istifadə edilməsi planlaşdırılan sinxronizasiya və məlumat toplama sistemi ilə yeni hazırlanmış ΔE -E teleskopu [1] yuxarıda sadalanan bir çox arzu olunan xüsusiyyətləri özündə birləşdirir. Sinxronizasiya sisteminin əsas məqsədi standart spektrometr və piksel detektorları kimi müxtəlif detektor sistemlərin qeyd edilən hadisələrin lazım olan dəqiq vaxtda qeydiyyatını təmin edən ümumi detektor sisteminə inteqrasiyasıdır. Bunu nəzərə alaraq tədqiqatların xüsusi tələblərini (eyni vaxtda baş verən hadisələr üçün triqer və hadisələrin eyni vaxtda qeyd edilməsi, baş vermə vaxtı) həyata keçirmək üçün xüsusi sinxronizasiya sistemi hazırlanmışdır [130, s. 6].

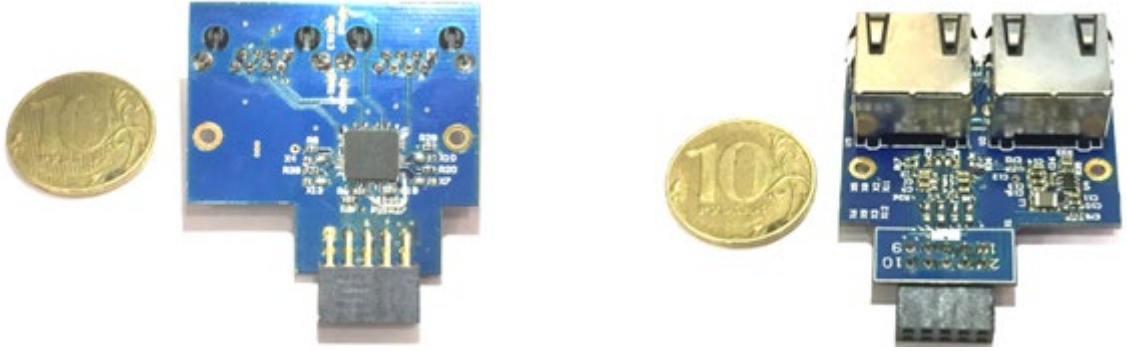
Çoxnöqtəli Aşağı Gərginlikli Diferensial Sıqnal (MLVDS [130, s. 2]) standartı TIA/EIA-899 təqdim olunan sinxronizasiya üçün sıqnal standartı kimi istifadə edilmişdir. Burada LVDS standartının yüksək sürət və uzun məsafələrə ötürmə qabiliyyəti, krosstalk və küyün daxil olmasına qarşı bütün üstünlüklərindən istifadə edilir. O müxtəlif sürücülərin (ingiliscə: driver) (standartla müəyyən edilmiş 32-yə qədər) çoxnöqtəli qoşulmasına imkan vermək və potensial ötürmə qarışıqlığını həll etmək üçün genişləndirilib [130, s. 2]. Müəyyən edilməmiş vəziyyətin baş verməsi əvəzinə, MLVDS standartının çox nöqtəli aspektinə imkan verən geniş VƏYA nəticəsini təmin edir. Bu xüsusiyyət tətik (triqer) və məşğul sıqnallarının paylanması

üçün istifadə olunur. Sinxronizasiya sisteminin işləmə prinsipi şəkil 4.4.1-də göstərilmişdir. Cihazların sinxron işləmə prinsipi aşağıdakı kimi izah olunur. Bir əsas (detektorlardan biri) və bir neçə idarə olunan qovşaq var.



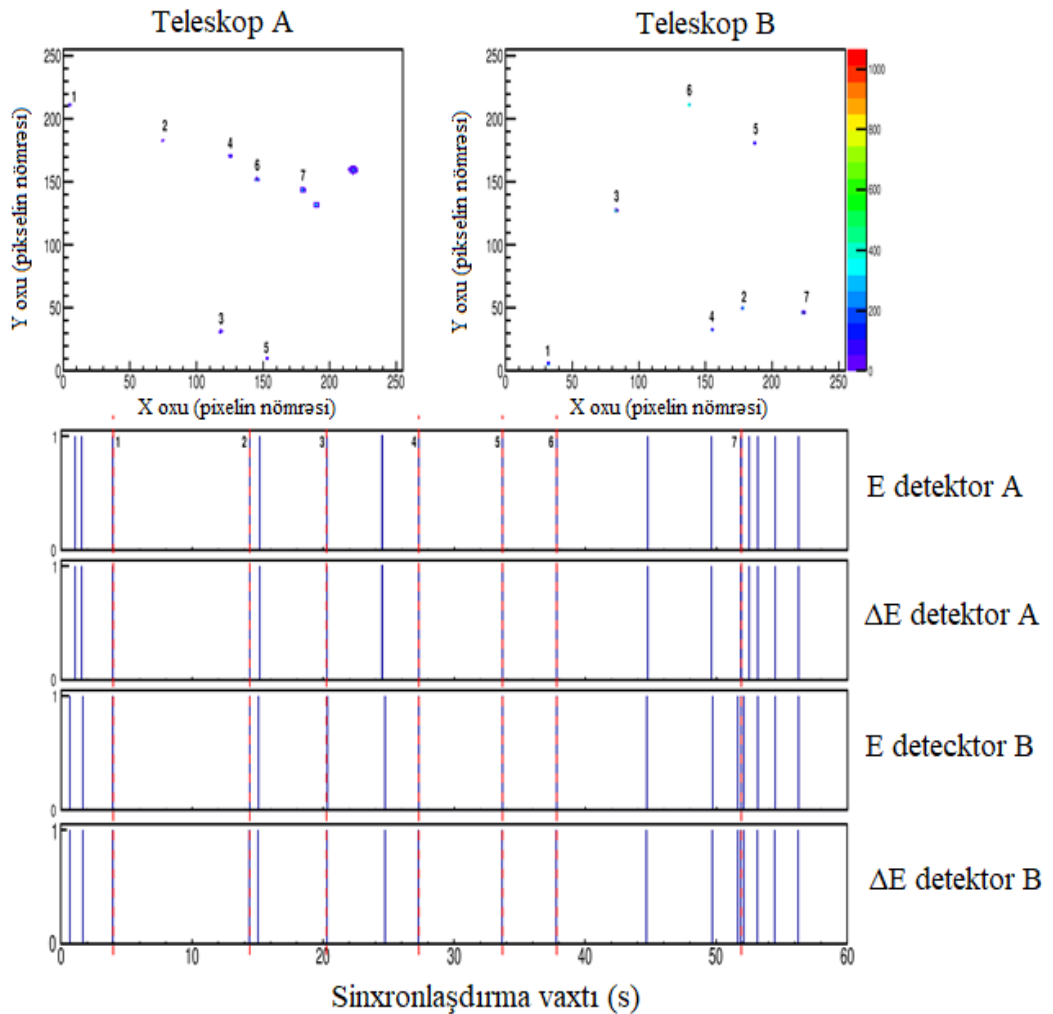
Şəkil 4.4.1. Sinxronizasiya sisteminin işlənmə prinsipinin sxematik təsviri.

Əsas qovşaq vaxtaşırı saat signalını və cari qlobal vaxtın mütləq dəyərini sistemə ötürür. Digər tərəfdən, idarə olunan qovşaqlar saat signalını və qlobal vaxt dəyərini qəbul edir. İdarə olunan qurğular sinxronizasiya sistemində qoşulduqdan sonra əsas saata bağlanır və vaxtın mütləq dəyərini qlobala uyğunlaşdırır. İdarə olunan qurğuların əsas saat signalına kilidləndiyi müddətcə əsas vaxt ilə idarə olunan vaxtlar arasındakı fərq sabitdir. Qlobal vaxt, vaxt ştampları şəklində, sistemdəki hər hansı bir cihaz tərəfindən qeydə alınan bütün hadisələrə şamil olunur. O qeydə alınmış hadisələrin sonrakı oflayn emalı mərhələsində etibarlı şəkildə təsnif edilə bilməsini təmin edir. Bundan əlavə, sinxronizasiya xətti digər iki ötürmə xəttindən, yəni qlobal tətik signalından və qlobal məşğulluq signalından ibarətdir. Bu xətlər MLVDS standartından istifadə edir. İşləyən qurğulardan biri (və ya bir neçəsi) qeyd etməyə hazır olmadıqda, o məşğul signalı verir və xəttə qoşulan digər cihazlar, hətta tətik şərti yerinə yetirilsə belə, hadisənin qeyd edilməsinə müvəqqəti maneə törədir. Bu, natamam məlumat ölçmələri olan hadisələrin qeyd edilməsinin qarşısını alır. Qlobal trigger signalı bütün qoşulmuş cihazlardan siqnalların alınmasına başlayır. Qlobal triqer iki fərqli rejimdə işlədilə bilər. Birinci rejimdə cihazlardan hər hansı biri qlobal tətikləyiciyi təsdiqlədikdə qeyd etməyə başlayır. Sonra bütün qurğular qeyd etməyə başlamaq məcburiyyətində qalırlar (hətta onların yerli tətikləmə vəziyyəti doğru olmasa belə). İkinci rejimdə isə bütün qurğular qeyd etməyə başlamaq üçün tətik signalını təsdiq etməlidir. Bu o deməkdir ki, hadisə qeydinə başlamaq üçün bütün cihazların həqiqi üst-üstə düşməsi baş verməlidir. Bu effektiv filtr yalnız əsas hadisələri qeyd etməyə imkan verir. Şəkil 4.4.2-də sinxronizasiya sisteminin şəkili verilmişdir. Sinxronizasiya sistemi kompakt olub qeydetmə sistemində 8 kontaktlı konnektor vasitəsi ilə taxılır. Tətikləyici siqnallar detektorlar arasında internet konnektoru vasitəsi ilə paylanılır. Hazırlanan modullar müxtəlif tipli sinxronlaşdırmağa imkan verir. Hazırlanan modulların sinxronlaşmasını yoxlamaq üçün ^{252}Cf spontan bölünmə mənbəyindən də istifadə edilmişdir. Sinxronlaşma ilə qurulmuşdur ki, ΔE detektorlardan biri işlədikdə bütün sistem işləsin. Modulları ilə sinxronlaşdırmaq olur ki, əgər bütün detektorlarda signal yaranarsa sistem işləsin və yalnız belə hadisələri qeyd etsin.



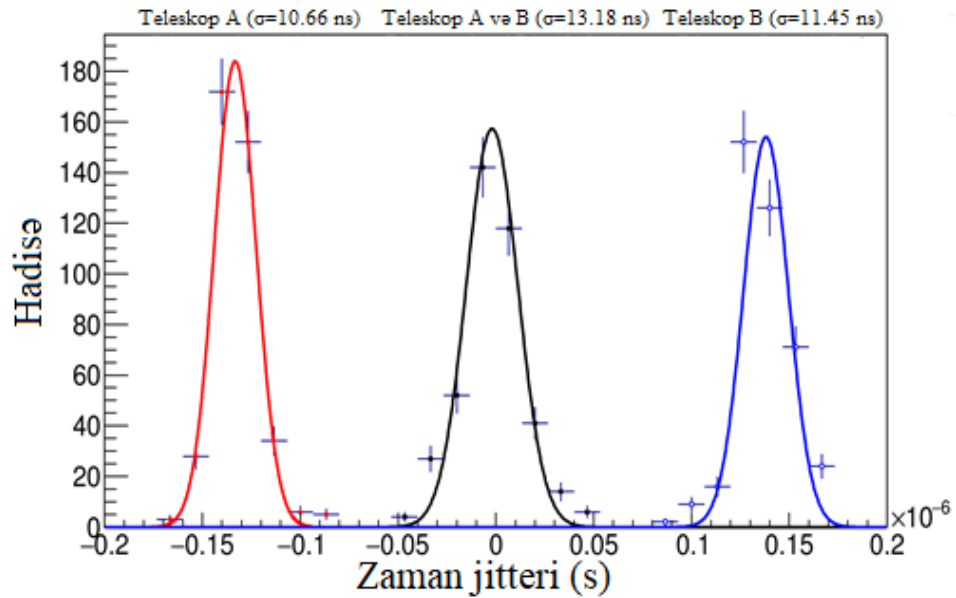
Şəkil 4.4.2. Sinxronizasiya sisteminin şəkili.

Şəkil 4.4.3-də teleskoplar üçün sinxronlaşdırma zaman spektrləri verilmişdir. Üst şəkillərdə Timepix detektorunun piksel hissəsindən alınan spektrlər verilmişdir. Şəkildəki kiçik ölçülü klasterlər bölünmə məhsullarına aiddir. Böyük klasterlər isə alfa zərrəciklərə uyğun gəlir [130, s. 7].



Şəkil 4.4.3. Teleskoplar üçün sinxronlaşdırma zaman spektrləri [130, s. 7].

Təcrübədə teleskop istifadə edildiyindən və əsas bölünmə məhsulları ağır olduğundan onlar enerjilərinin əsas hissəsini ΔE (15 μm) detektorunda itirirlər. Alfa zərrəciklər isə yüngül olduğundan onlar ΔE detektorunda az enerji itirir və nəticədə yaratdıqları klasterlər böyük olur. Təcrübədə teleskoplarda olan və teleskoplar arasında zamanın dəqiqliyini yoxlamaq lazım olduğundan bir-birinə 180° bucaq altında emissiya olunan əsas bölünmə məhsullarında istifadə edilmişdir. Bölünmə fraqmentləri detektorlarda eyni zamanda qeyd edildiyindən siqnallarda yaranan jitteri dəqiq təyin etmək mümkündür. Şəkilə Timepix detektorunun kadrlarında fraqmentlərə uyğun gələn klasterlər nömrələnmişdir. Klasterlərə uyğun gələn siqnallar bütün detektorlar üçün şəkil 4.4.3-də aşağıdakı histoqramlarda göstərilmişdir [130, s. 7]. Sinxron qeyd edilən hadisələr qırıq xətlərlə işarə olunmuşdur. Hər iki teleskoptakı detektorlar və teleskoplar arasındakı zaman fərqi şəkil 4.4.4-də verilmişdir [130, s. 7]. Qeyd edilən zaman hər bir siqnal üçün moduldakı zaman saygacından əldə olunmuşdur (şəkil 4.4.1). Şəkildən görüldüyü kimi zaman fərqi təqribən 10 nsan (siqma)-dir [130, s. 7].



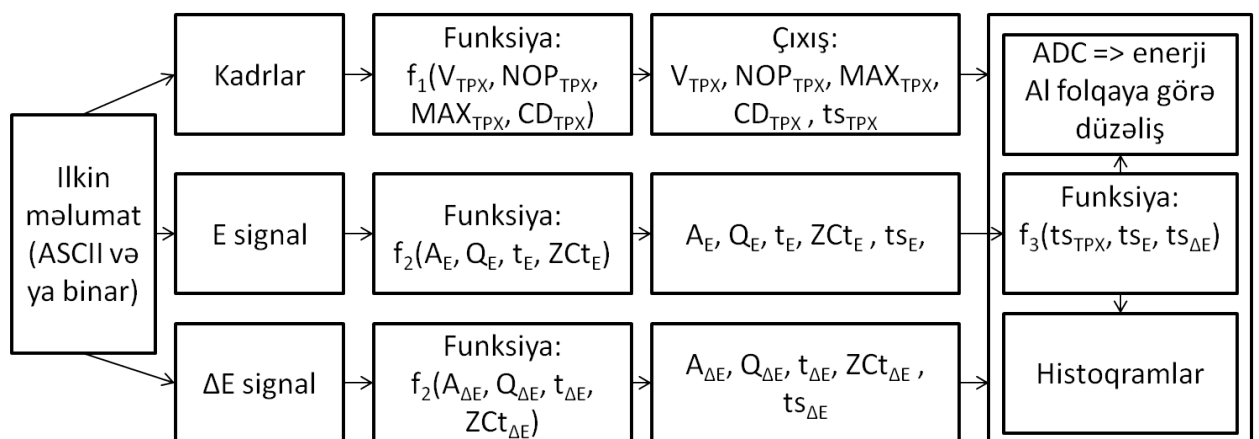
Şəkil 4.4.4. Teleskoptakı detektorlar və teleskoplar arasındakı zaman fərqi [130, s. 7].

Sinxronlaşma sistemini idarə etmək üçün interfeysi olan xüsusi yazılmış proqramdan

istifadə edilmişdir. Heç bir fiziki müdaxilə olmadan proqramın köməyi ilə istənilən sinxronlaşma konfigurasiyasını həyata keçirmək mümkündür.

4.5. Məlumatları işləmək üçün ROOT əsaslı analiz proqramının yazılması

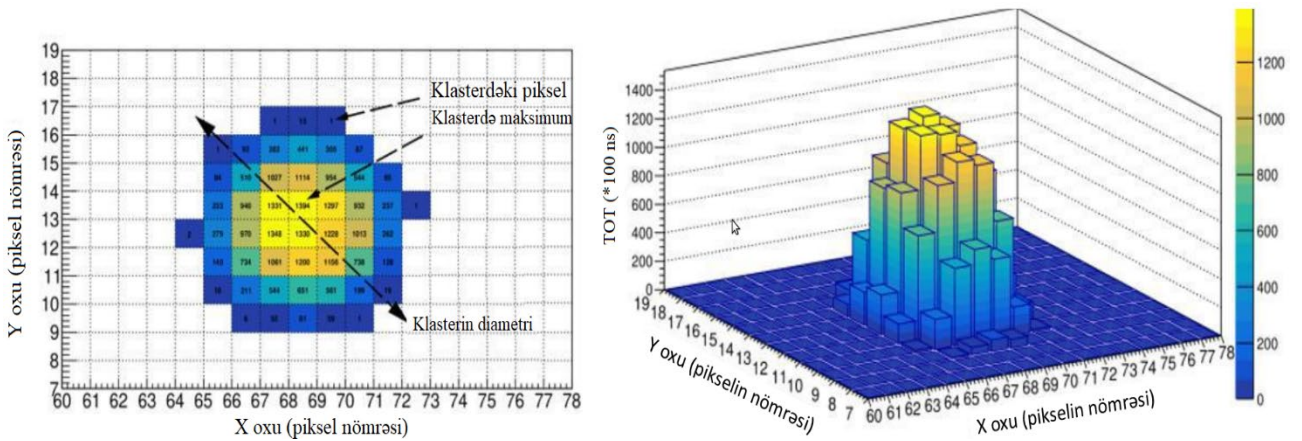
Lazım olan məlumatların əldə edilməsi üçün güclü və sürətli aşkarlama sistemlərindən istifadə olunsa da, rəqəmsal məlumatların işlənməsi fiziki təcrübələrin, əsasən də mürəkkəb təcrübələrin mühüm hissəsi hesab olunur. Milyonlarla qeydə alınmış hadisə arasından lazım olan prosesə uyğunlarını (faydalı məlumatları) seçmək üçün rəqəmsal məlumatların işlənməsi metodundan istifadə edilir. Eksperimental məlumatların emalı mürəkkəb və vaxt aparan proses olduğundan, məlumatları qısa müddətdə emal edə biləcək proqram yazmaq çox vacibdir. Bu bölmədə uzunmüddətli ölçmələrdən əldə edilən məlumatlar üçün çoxlu alqoritmdən ibarət ROOT [137] əsaslı analiz proqramından bəhs edilmişdir [3, 129]. Proqramın məqsədi, nadir nüvə prosesləri üçün hazırlanmış çox detektorlu qeydetmə sistemindən əldə olunan məlumatların işlənməsidir. Məlumatların işlənilməsi bir neçə alqoritmdən ibarət proqramda oflayn rejimdə aparılmışdır [129, s. 8, 3, s. 73]. Şəkil 4.5.1-də məlumatların işlənməsi prosesinin sadələşdirilmiş blok diaqramı göstərilmişdir.



Şəkil 4.5.1. Proqramın blok sxemi [3, s. 8, 129, s. 73].

1-ci alqoritm, Timepix detektorundan alınan kadrları oxumaqla detektorun piksel hissəsindən alınan məlumatı analiz edir. Məluma olduğu kimi Timepix detektorunun piksel hissəsi klasterlərin tanınması metoduna uyğun olaraq zərrəcikləri

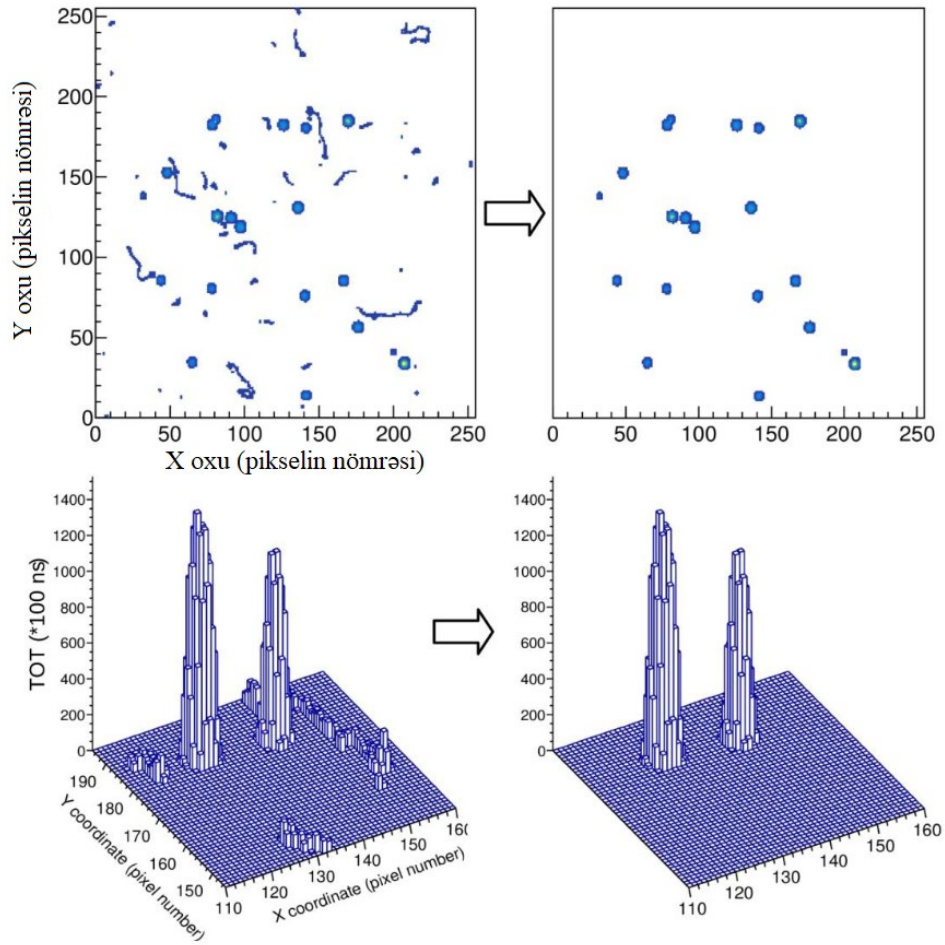
müəyyən etməyə və detektorla zərrəciklərin toqquşma koordinatı və vaxtı haqqında məlumat almağa imkan verir. Detektora perpendikulyar düşən ionlaşdırıcı şüalar enerjisinin çox hissəsini mərkəzi pikseldə itirir. İtirilən enerjiyə mütənasib əmələ gələn yüklər qonşu piksellərə yayılaraq mərkəzə nəzərən simmetrik klaster yaradırlar. Yüklü zərrəciklər Timepix detektorunda piksel hissəsində dairəvi klasterlər yaratdığından alqoritm dairəvi klasterləri seçərək digərlərini filtrləyir. Alqoritm, klasterin həcmi (V_{TPX}), klasterdəki piksellərin sayı (NOP_{TPX}), klasterdəki maksimum TOT (MAX_{TPX}) və klasterin diametri (CD_{TPX}) haqqında məlumatlardan istifadə edərək klasterləri digər klaster növlərindən ayıra bilir. Klasterin ölçüsü dedikdə klasterdə olan piksellərin sayı nəzərdə tutulur. Klasterin hündürlüyü (maksimumu), klasterdə ən çox yükün toplandığı mərkəzi pikselə deyilir. Klasterin həcmi dedikdə isə klasteri təşkil edən piksellərdə yaranan siqnalların (piksellərin hündürlükləri) cəmi nəzərdə tutulur. Klasterin diametri dedikdə isə X və Y koordinatları üzrə klasterin başlanğıc və son piksellərinə uyğun gələn koordinatların fərqi nəzərdə tutulur. Klasterin xassələrinin təsviri şəkil 4.5.2-də göstərilmişdir.



Şəkil 4.5.2. Alfa zərrəciyin TOT rejimində yaratdığı klasterin iki (sol) və üç (sağ) ölçülü histqramları [3, s. 8].

Şəkildə alfa zərrəciyin TOT rejimində yaratdığı klasterin iki (sol) və üç (sağ) ölçülü histqramları göstərilmişdir. Bu alqoritmin köməyi ilə X və qamma şüaların yaratdığı istənməyən fon kimi hadisələr filtrlənərək nəzərə alınmır. Şəkil 4.5.3-də məlumatların işlənməsindən əvvəl və sonra 2D və 3D kadr nümunələri verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi proqram, elektron, neytron və qamma şüaların yaratdığı fon

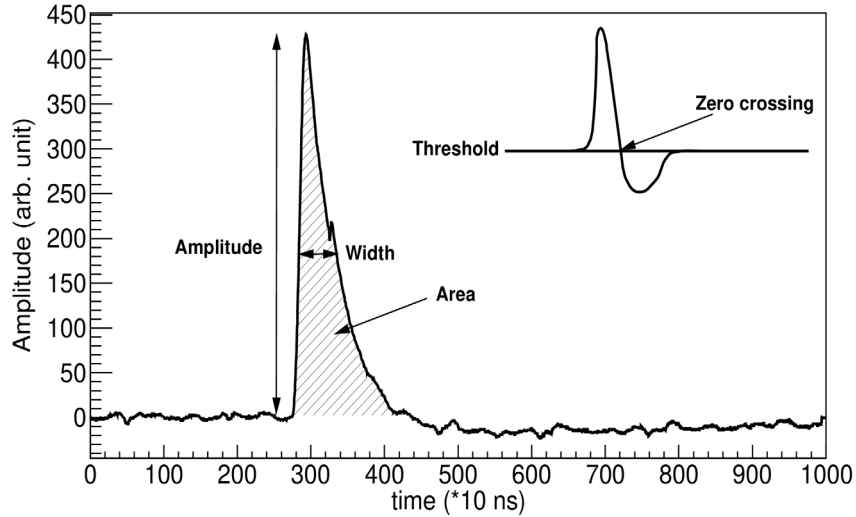
kimi qəbul etdiyimiz siqnalları effektiv filtr edə bilir və lazımi siqnalları effektiv ayırmağa imkan verir.



Şəkil 4.5.3. Məlumatların işlənməsindən əvvəl və sonra 2D (yuxarı) və 3D (aşağı) (yaxınlaşdırılmış) kadr nümunələri. Koordinat (2D) məlumatına əlavə olaraq hər piksel üçün enerji də qeydə alınır və Z oxu boyunca üçüncü ox kimi göstərilir [129, s. 74].

İkinci alqoritm, Timepix, ΔE və Si detektorlarının ümumi hissəsindən siqnalları oxuyaraq nəticələri analiz edir. ΔE detektoru da Timepix detektorunun ümumi hissəsi də tək PAD detektoru kimi işlədiyindən çıxışda analog siqnallar alınır. Detektordan gələn siqnal gücləndirilir və analog siqnalları rəqəmsal siqnallara çevirmək üçün istifadə edilən analog-rəqəmsal çevriciyə (100 Msa/s diskretizasiya tezliyi ilə) verilir. Məlumatlar binar və/yaxud ASCII formatında kompüterdə saxlanılır. Alqoritm siqnalları amplitudlarına (A_E və $A_{\Delta E}$), sahələrinə (Q_E və $Q_{\Delta E}$),

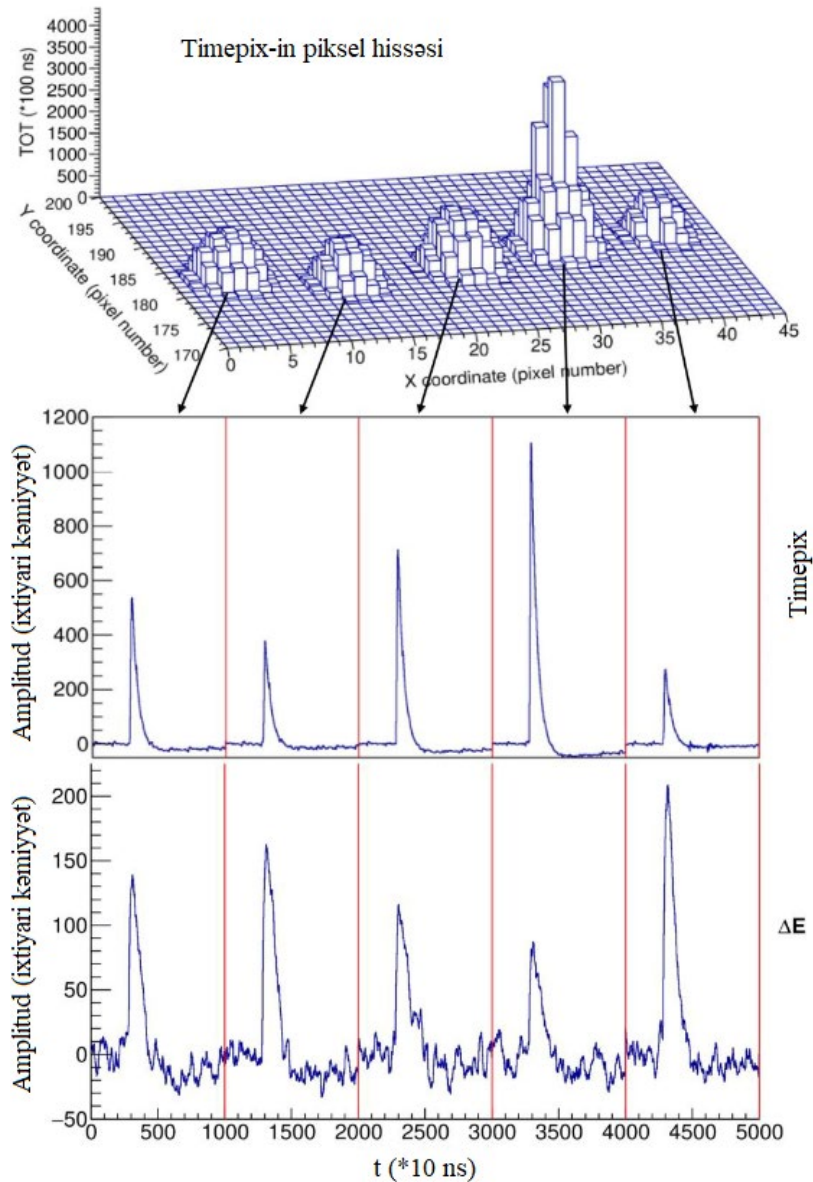
offset vaxtlarına (ZCt_E və $ZCt_{\Delta E}$ - sıfır nöqtəsi ilə kəsişmə vaxtı) və eninə (t_E və $t_{\Delta E}$) görə analiz edərək X və qamma şüaların yaratdığı istənməyən hadisələri və elektronik hissələrin yaratdığı siqnalları filtrləyir. Şəkil 4.5.4-də siqnalın forması və filtrləmək üçün siqnalların xassələri təsvir olunmuşdur [3, s. 8].



Şəkil 4.5.4. Detektordan alınan siqnalın forması [3, s. 8].

Sıfır nöqtəsi ilə kəsişmə vaxtı siqnalların müxtəlif vaxtlar intervalında seçməyə imkan verir. Analıq-rəqəmsal çevricidə siqnalın başlanğıcı 300 seçildiyindən lazım olan siqnallar 300-cü kanal ətrafında yaranır. Başqa kanallarda yaranan siqnallar təsadüfi hadisələr kimi nəzərə alınır.

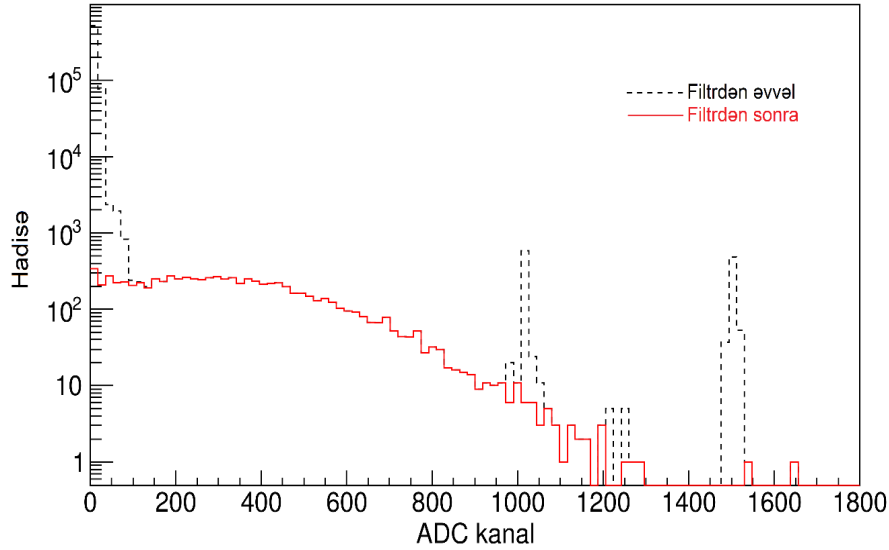
Üçüncü alqoritm, ilk iki alqoritm ilə analiz edilmiş və seçilmiş nəticələri analiz edir. Triqger və məşğul siqnalları idarə etmək üçün xüsusi sinxronizasiya sistemindən istifadə edilməsinə baxmayaraq, istənilən təcrübədə təsadüfi hadisələr mümkündür. Ona görə də təsadüfi hadisələri mümkün qədər azaldılması lazımdır. Üçüncü alqoritm detektorların hər siqnalına uyğun təyin edilmiş offset vaxtlarını (bizim vəziyyətimizdə sıfır nöqtəsi ilə kəsişmə vaxtları) və vaxt ştamplarını (t_{TPX} , t_E və $t_{\Delta E}$) axtarır. Sıfır nöqtəsi ilə kəsişmə vaxtları (ZCt_E və $ZCt_{\Delta E}$) təsadüfi hadisələri filtrləmək üçün vacibdir. Siqnalın ofseti sabit olsa da təsadüfi hadisələr halında sağa və ya sola sürüşür. Təsadüfi hadisələr halında siqnal sabit offset vaxtı ətrafında görünür. Üçüncü alqoritmın analiz mərhələsi şəkil 4.5.5-də verilmişdir.



Şəkil 4.5.5. Lazım olan hadisələrin filtrlənməsindən sonra siqnalların korrelyasiyası [129, s. 74]. Filtrasiya hadisələrə uyğun siqnallar üçün seçilmiş en, amplitud, sahə, ofset vaxtı (sıfır nöqtəsi ilə kəsişmə vaxtı), vaxt şampı (~10 ns dəqiqlik) ilə həyata keçirilmişdir. Timepix detektorunun piksel hissəsinin cavabı (yuxarı), siqnalı (orta) və ΔE detektoru (aşağı) üçün siqnalların oxunuşu ümumi vaxt şampları ilə əlaqələndirilir.

Nəticədə, proqram zərrəciklərin identifikasiyası üçün ΔE -E spektrləri (enerji vahidlərində) və hissəciklər üçün enerji spektrləri daxil olmaqla yekun nəticələri almağa imkan verir. Proqramda istifadə edilən uducunun xassələrinə uyğun zər bir zərrəcik üçün korreksiya əməliyyatları da nəzərə alınmışdır. E detektoru üçün

analizdən əvvəl və sonra alınan histoqramlar şəkil 4.5.6-da verilmişdir. Şəkildə tam xətt filtdən sonra, qırıq xətt isə filtdən əvvəl olan spektri ifadə edir.



Şəkil 4.5.6. E detektorundan alınan nəticələrin analizdən əvvəl və sonra histoqramları [3, s. 9].

Göründüyü kimi filtdən əvvəl kifayət qədər təsadüfi və elektron hissələrin yaratdığı küylərə uyğun hadisələr var və proqram bu hadisələri effektiv şəkildə ayırır. Bu hadisələr əsasən spektrin aşağı və yuxarı enerji oblastında görünür.

4.6. Timepix detektorlarının enerjiyə və piksellərə görə kalibrlənməsi

Fəsil I-də artıq qeyd edildiyi kimi piksellə detektorların nümayəndələrindən biri olan hibrid piksellə Timepix detektorlar ölçüləri $55 \times 55 \mu\text{m}^2$ olan 256×256 sayda piksellərdən ibarətdir və hər bir piksel individual olaraq 4 rejimdə işləyə bilər: TOT- hər bir piksellə enerjiyi ölçməyə imkan verir; TOA- ionlaşdırıcı şüaların detektorla toqquşma zamanını ölçür; Medipix- ionlaşdırıcı şüaları sayır; 1 Hit sayğac rejimində işləyir [60, s. 65].

Timepix detektorlarını piksellərə və enerjiyə görə kalibrləmədən əvvəl daha doğrusu Timepix detektorundan düzgün istifadə etmək üçün hər bir piksellə yükə görə astana səviyyələrinin bərabərliyi yerinə yetirilməlidir. Bu zəruri prosesdir. Çünki bütün piksellər istehsal səbəbindən elektrik xüsusiyyətlərində az qədər də olsa fərqlərə malik olduğundan fərqli işləyə bilər [174, s. 4]. Başqa sözlə hər pikselin fərqli

küy səviyyəsi var. Bütün piksellər üçün yalnız bir sabit astana səviyyəsi (THL) istifadə olunarsa udulan enerji bütün piksellər arasında dəyişəcək və küyün artmasına səbəb olacaqdır. Buna görə də astana səviyyəsi hər bir piksel üçün fərdi olaraq tənzimlənməlidir [169, s. 3]. Hər piksel üçün bütün piksellərə verilən qlobal hədd səviyyəsi var. Yerli hədd səviyyəsi (THL) tərəfindən verilən astana səviyyəsi ətrafında kiçik bir intervalda yuxarı və ya aşağı dəyişdirilə bilsin deyə hər pikseldə 3 bit astana tənzimləməsi var. Bu, hər piksel üçün həyata keçirildikdən sonra astana səviyyəsi bütün piksellər üçün demək olar ki, eyni səviyyədə olur. Tənzimləmə astana bərabərliyi adlanır və PixelMan Proqramı tərəfindən avtomatik olaraq həyata keçirilir. Bu prosesin keyfiyyətinə və müddətinə təsir edən bir neçə parametr var:

- Aralıq parametri: Bütün piksellər eyni vaxtda bərabərləşdirilsə, onlar bir-birinə təsir edə və bərabərləşdirmənin keyfiyyətini aşağı sala bilər. Bu problemin qarşısını almaq üçün bərabərləşdirmə ən azı aralıq parametri ilə təyin oluna bilən xüsusi ayırmaya malik piksellər dəsti üçün edilməlidir. Məsələn, aralıq 2-yə təyin edilərsə, eyni zamanda yalnız bir piksel və onun ikinci qonşuları bərabərləşdiriləcək (sonra növbəti qonşular dəsti və s.); aralıq 3 olarsa üçüncü növbəti qonşu və s.

- İnterpolyasiya: Bu parametr təyin edilərsə, proqram müxtəlif ölçmə nöqtələri arasında interpolyasiya edəcək. Ən yaxşı bərabərləşdirmə üçün interpolyasiya söndürülməlidir.

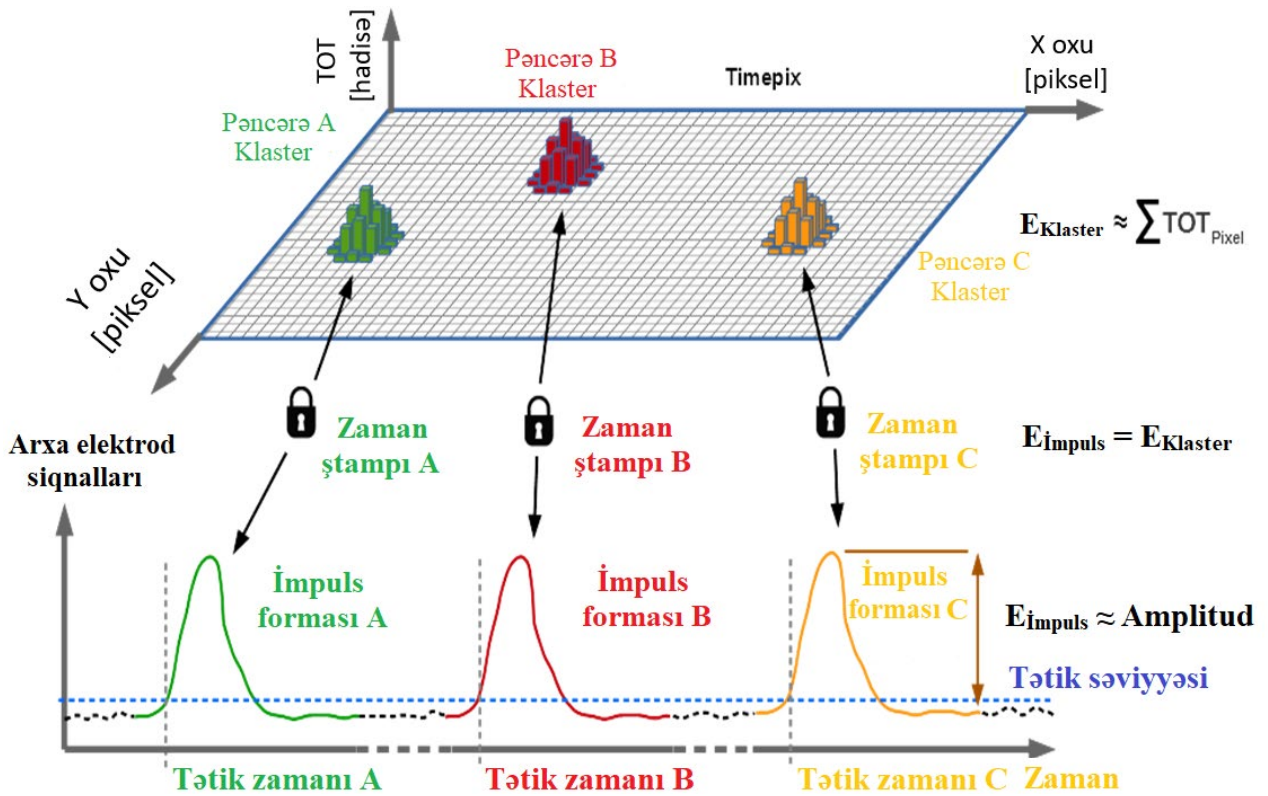
- Qeydetmə sayı və vaxtı: Bir ölçmə üçün lazım olan vaxt və təkrarların sayı.

- THL intervalı: Əgər bu seçilərsə proqram THL-ni avtomatik olaraq verilmiş diapazonda optimal səviyyəyə uyğunlaşdıracaq. Bu proses bərabərləşdirmə vaxtını artırır (addım və diapazondan asılı olaraq).

Hibrid pikselləli detektorlarda hər bir piksel müstəqil işlədiyindən, piksellərin enerjiyə görə ayrı-ayrı kalibrlənməsi lazım gəlir. İstifadə olunan Timepix detektoru 256x256 sayda pikseldən ibarət olduğundan, 65536 sayda piksel ayrı-ayrı enerjiyə görə kalibrlənir. Yəni 65536 sayda detektoru kalibrləmək lazım gəlir. Detektorları enerjiyə görə kalibrləmək üçün ^{226}Ra alfa radioaktiv mənbəyindən istifadə olunmuşdur. Kalibrləmə metodu ^{226}Ra alfa mənbəyi ilə yoxlanılmışdır [131].

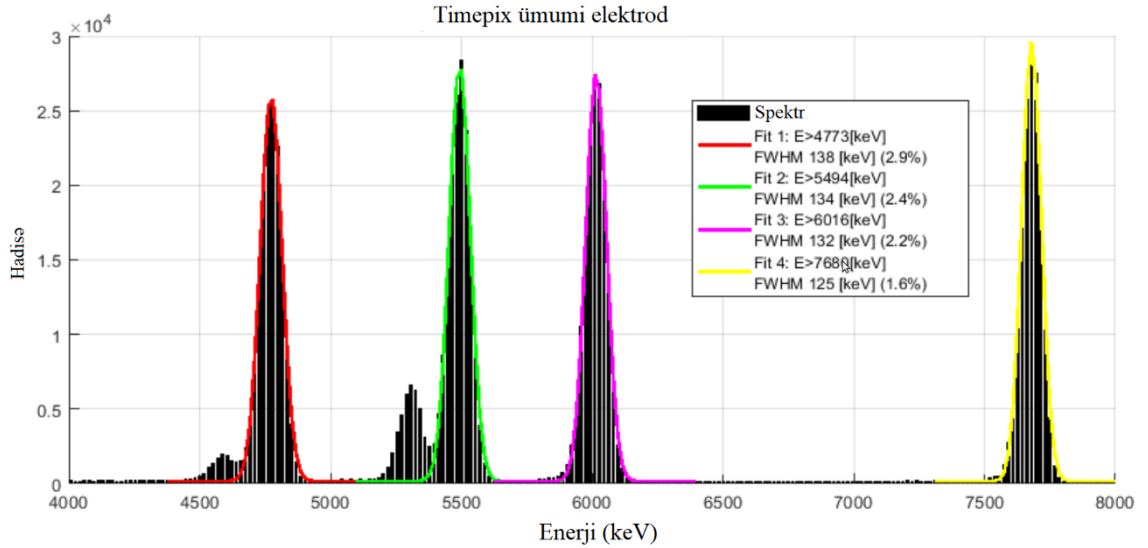
Yeni tipli Timepix detektorlarında detektor eyni zamanda həm piksellə həm də

adi detektor kimi istifadə edilə bilər [131, s. 2]. Yeni kalibrəmə metodunda ümumi elektrodan (adi silisium əsaslı detektor kimi) siqnalın işlənməsi təklif olunmuşdur. Əgər piksellər arasındakı yüklərin paylanması zamanı yük itkisini nəzərə almasaq ümumi elektrodan alınan siqnal piksellərdə toplanan yükə ekvivalentdir. Ümumi elektrodan alınan siqnal detektorda zərərçiyin itirdiyi enerjini daha doğru təsvir edir. Şəkil 4.6.1-də piksel və ümumi elektrod hissədən alınan hadisələr arasında əlaqə təsvir olunmuşdur [131, s. 2].



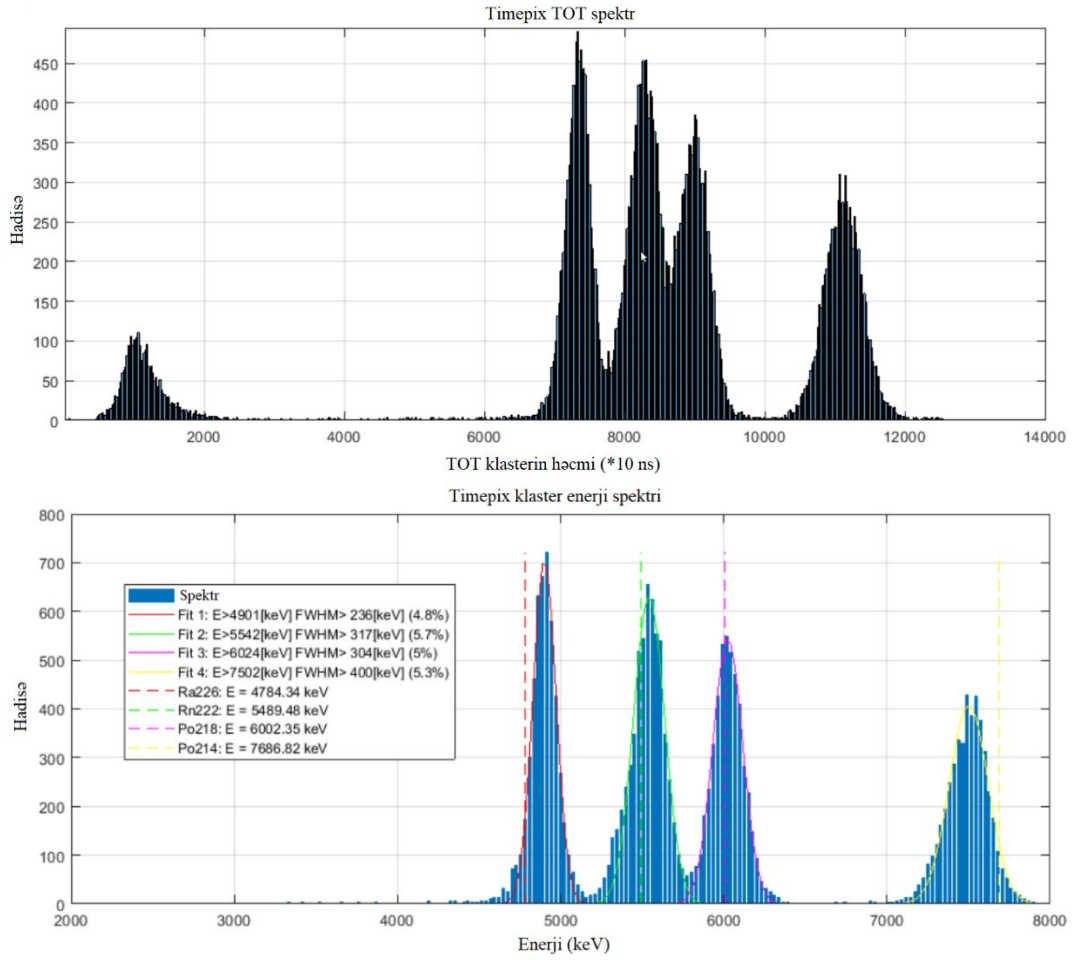
Şəkil 4.6.1. Timepix detektorunun piksel hissəsi və ümumi elektrodu arasındakı əlaqənin təsviri (yuxarı - piksel hissənin təsviri, alt - ümumi elektrod siqnalının formalarının qeyd edilməsi) [131, s. 2].

Hər iki hissədən alınan məlumatların qarşılıqlı analiz olunması ilə hər bir piksel üçün kalibrəmə əmsalları tapılmışdır. Uyğun əmsalları piksellərdən alınan məlumatlara vurmaqla enerji ayırdetməsi təkmilləşdirilmişdir. Ümumi elektrod hissəsindən alınan alfa hissəciklərinin enerji spektri şəkil 4.6.2-də göstərilmişdir.



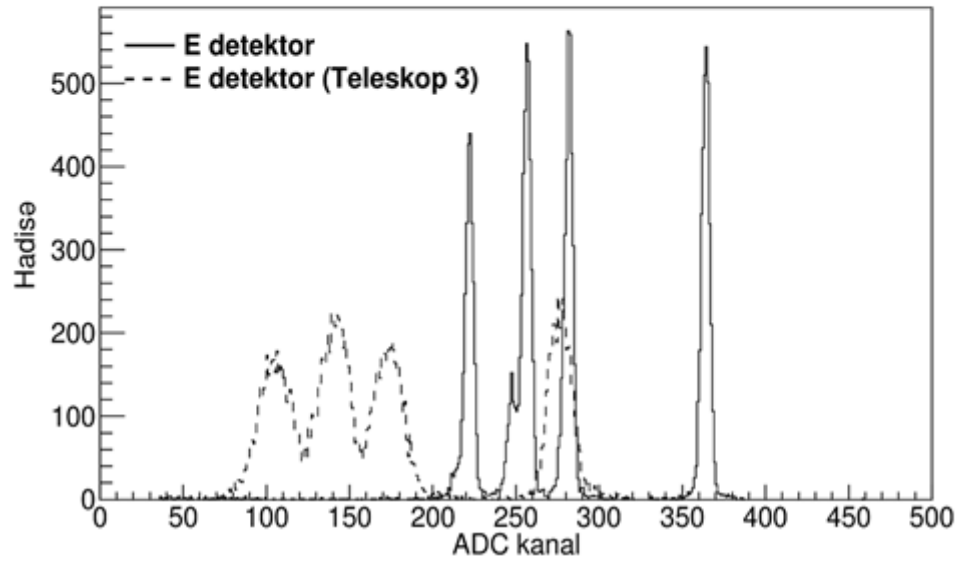
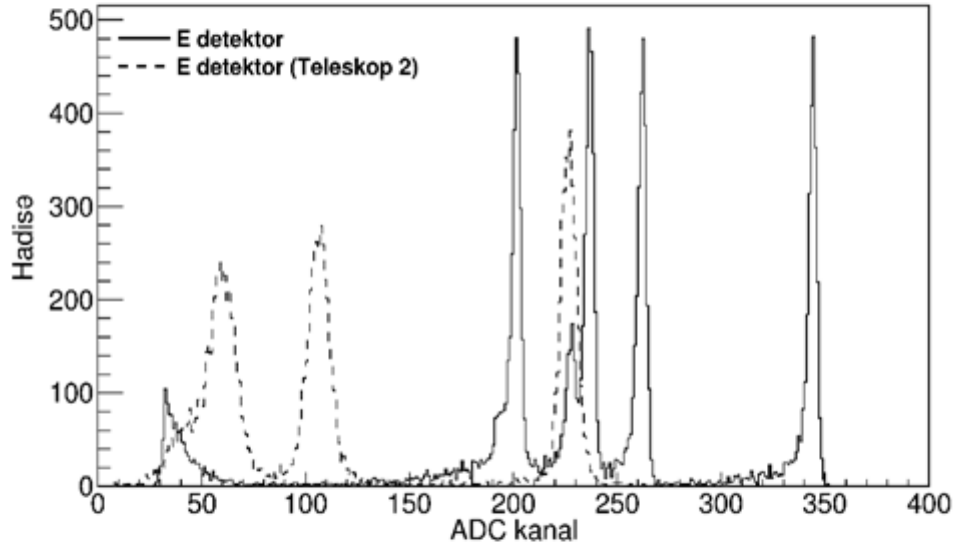
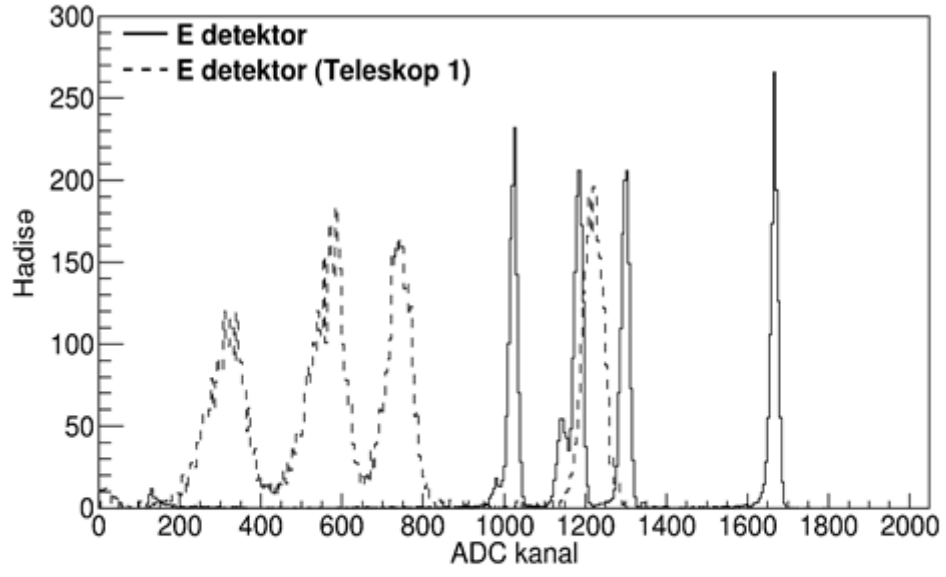
Şəkil 4.6.2. Ümumi elektrod siqnalının işlənməsi ilə əldə edilən mürəkkəb alfa mənbəyinin (^{226}Ra , ^{210}Po , ^{222}Rn , ^{218}Po , ^{214}Po) enerji spektri.

Şəkil 4.6.3-də (üst) piksellərdə kalibrləmə əmsallarının tətbiq edilmədiyi halda klasterin həcmnin (TOT) spektri göstərilmişdir. Piksellərdən alınan məlumatlara kalibrləmə əmsalları tətbiq edildiyi halda piksel hissəsindən qeyd edilən alfa zərrəciklər üçün enerji spektri şəkil 4.6.3-də (alt) verilmişdir. Hər iki spektr arasındakı fərqdən metodun effektivliyi aydın nəzərə çarpır. Metodun üstünlüyü, kalibrləmə prosesində tutulması və işlənməsi tələb olunan hadisələrin miqdarını nəzərdən keçirərkən aydın olur. Nəticələr təxminən 100000 alfa hissəcikləri üçün alınmışdır, hansı ki, istifadə olunan digər standart metod üçün təxminən $1-2 \times 10^6$ hadisələrin əldə edilməsi və emalını tələb olunur [131, s. 7]. Bu nəticə piksellə detektorların kalibrlənməsi üçün metodun tətbiqinin vacibliyini göstərir. Metod aşağı aktivlikli izotoplarla kalibrləmə zamanı daha da effektiv tətbiq edilə bilər [131, s. 8]. Həm teleskopda həm də tək E detektorları (Timepix) üçün enerji spektri şəkil 4.6.4-də göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi ^{226}Ra mənbəyindən buraxılan bütün alfa zərrəciklərə uyğun gələn piklər aydın müşahidə olunur. E detektoru üçün spektrometrdə olduğu halda alınan enerji ayırdetməsi 160 keV, ayrılıqda isə 88 keV olmuşdur [130, s. 5].

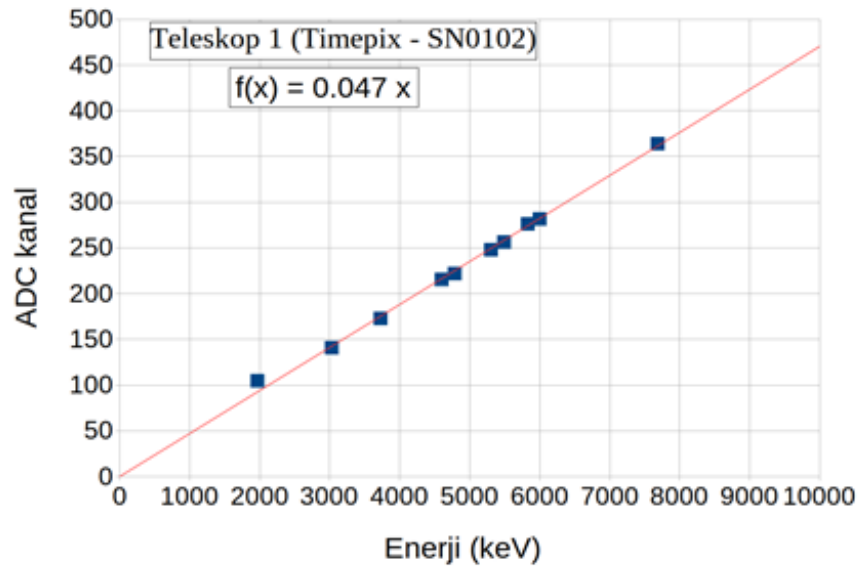
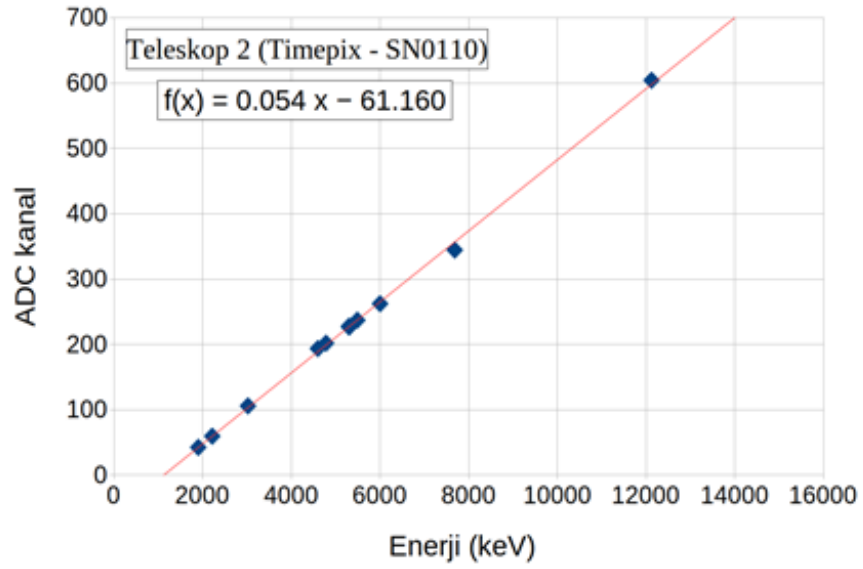
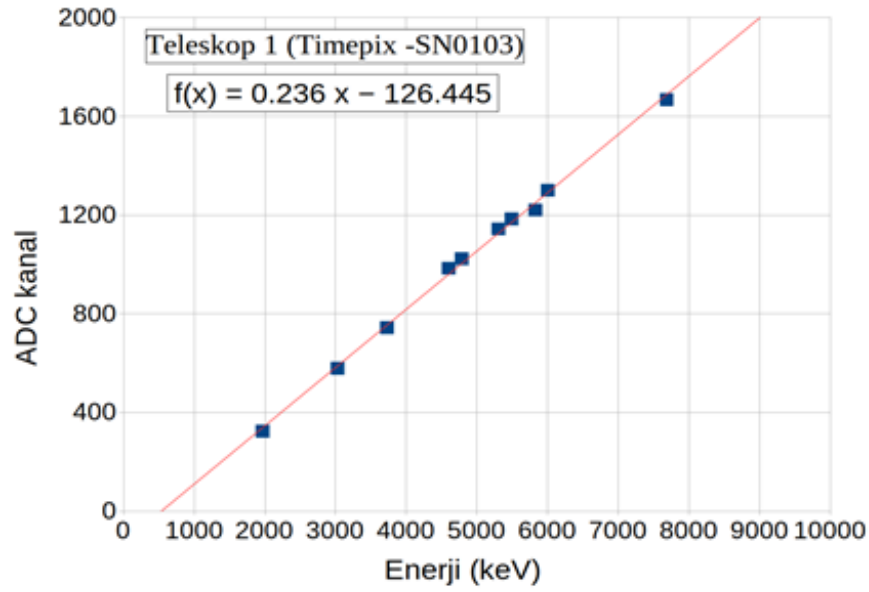


Şəkil 4.6.3. Piksəldə kalibrəmə əmsallarından əvvəl və sonra alınmış spektrlər. Şəkildə piklər Gauss funksiyası ilə fit olunmuş nəticələr əks edilmişdir.

İkinci E detektorunun (600 μm) amplituda görə paylanma spektrində aşağı enerjilərdə müşahidə olunan pik (təqribən 40-cı kanalın ətrafında) ^{226}Ra mənbəyindən emissiya olunan qamma şüalara aiddir. 16 μm qalınlıqlı ΔE detektor qamma şüalara həssas olmadığı üçün bu siqnalları 1-ci və 3-cü E detektorlarının spektrlərində müşahidə etmək olmur. 150 μm qalınlıqlı ΔE detektoru isə təqribən 30 keV-ə qədər enerjili qamma şüalara daha həssas olması ilə yanaşı yüksək enerjili qamma şüalara da həssaslıq göstərir. Bunun səbəbi ΔE detektorlarının bircinsliliyi və zərrəciklərin ΔE detektorundan keçmə bucağıdır. Enerjinin kanaldan asılılığını tapmaq üçün hər bir enerjiyə uyğun gələn analoq rəqəmsal çevricinin kanalı tapılmışdır.



Şakil 4.6.4. E detektorları üçün enerji spektrleri.

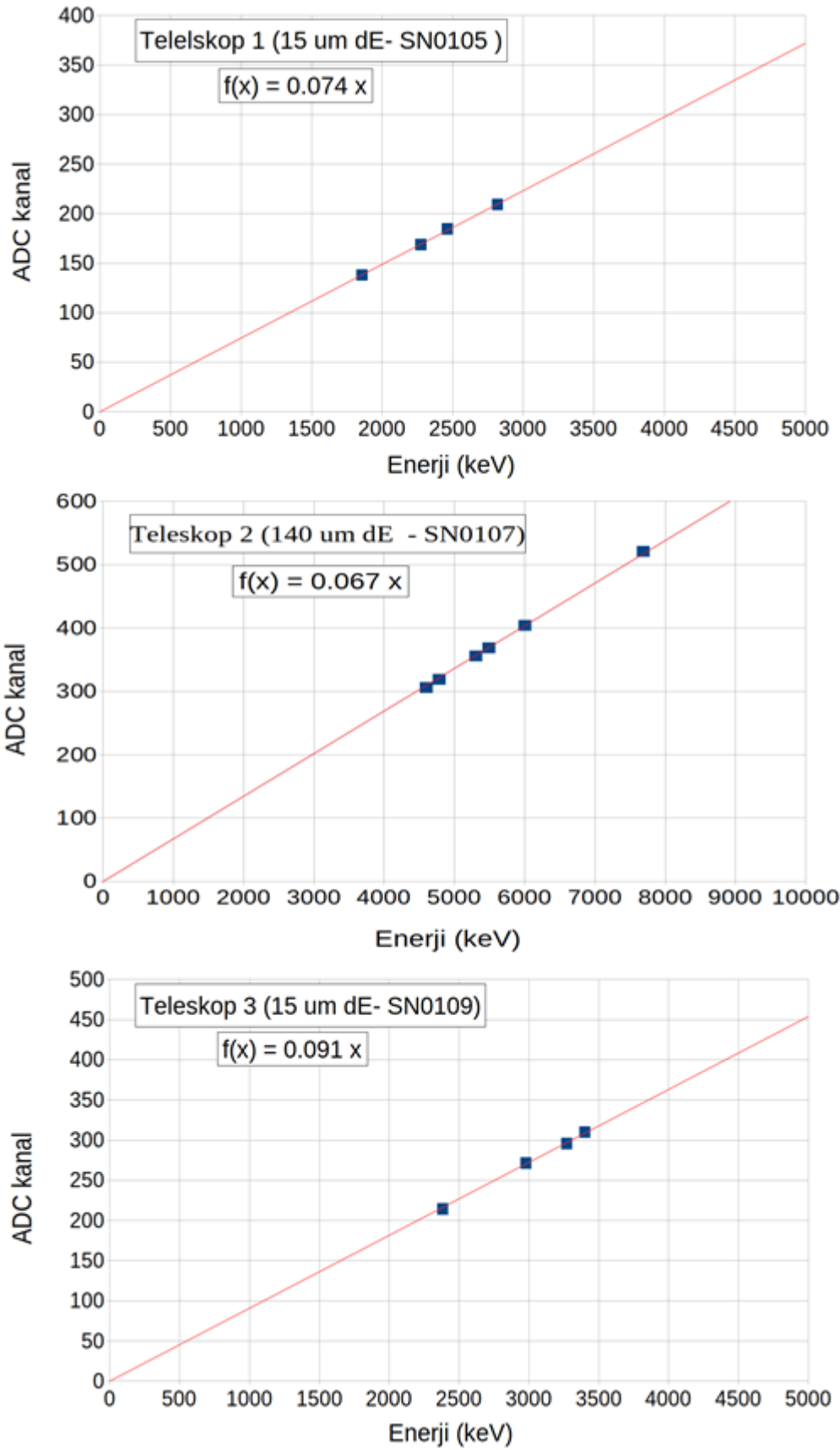


Şəkil 4.6.5. E detektorları üçün kanalın enerjidən asılılığı. Kalibrəmə asılılıqları ^{226}Ra mənbəyi ilə 2000 – 7686.82 keV enerji intervalında edilmişdir.

Kanalları tapmaq üçün amplituda görə paylanma spektrində uyğun piklər Qaus funksiyası ilə aproksimasiya edilmişdir. Kalibrləmə əyrisini tapmaq üçün əsas enerjilərlə yanaşı ΔE detektorunda enerji itkisindən sonra yaranan piklər də nəzərə alınmışdır. Alfa zərrəciklərin enerjisi yaxşı məlum olduğundan ΔE detektorundan keçən alfa zərrəciklərin enerji itkisini müəyyən etmək mümkün olmuşdur. Bu üsulla kalibrləmə nöqtələrinin sayı artırılmışdır. Nəticədə hər kalibrləmə əyrisi üçün 10 enerjiden istifadə edilmişdir ki, bu da kalibrləmənin daha dəqiq olmasına gətirib çıxarmışdır. Kalibrləmə zamanı ikinci teleskopda da 16 μm qalınlıqlı ΔE detektorundan istifadə edilmişdir. ^{226}Ra alfa mənbəyindən buraxılan alfa zərrəciklərin enerjisi 150 μm qalınlıqlı ΔE detektorundan keçmədiyi üçün nöqtələrin sayını artırmaq üçün 16 μm qalınlıqlı nazik detektordan istifadə edilmişdir. Şəkil 4.6.5-də bütün E detektorları üçün enerjiyə görə kalibrləmə əyrisi göstərilmişdir. Göründüyü kimi detektorlar üçün enerjinin kanaldan asılılığı tədqiq olunan enerji oblastında xəttidir. Alınan bu asılılıqdan amplituda görə asılılıq spektri enerjiyə görə asılılığa çevrilir. Birinci və ikinci E detektorlarının asılılıqlarında enerji oxu üzrə sürüşmə olduğu halda üçüncü detektorda asılılıq yalnız bir əmsal ilə qurulur. Bu sürüşmənin səbəbi istifadə edilən gücləndirmə əmsalının minimum giriş siqnalı ilə əlaqədardır. Bu detektorlarla qeyd edilən minimum enerji təqribən 500 keV tərtibində olmuşdur. Küyü nəzərə alıqda üçüncü E detektoru üçün isə bu minimum enerji 100 keV tərtibindədir. Teleskoplarda əsas rolu ΔE detektorları oynadığından yəni onlar sistemi tətiklədiyindən minimum enerji onların qurulmasından asılı olaraq dəyişə bilər. Gələcək fəsillərdə görəcəyimiz kimi qeyd edilən zərrəciklərin spektrinin kəsik olmasının səbəbi də ΔE detektorlarının qalınlığı ilə bağlıdır. Qalınlıq nə qədər çox olarsa spektrlər o qədər kəsik (enerjiyə görə) olacaq.

4.7. ΔE detektorlarının enerjiyə görə kalibrlənməsi

ΔE detektorlarının enerjiyə görə kalibrlənməsi E detektorlarının kalibrləmədən sonra alınan enerji spektrlərindən alınan enerji nəticələrinə görə yerinə yetirilmişdir. Çünki ΔE detektorunda itirilən tam enerjini öyrənmək üçün enerjinin hansı hissəsinin detektorda itirildiyini bilmək vacibdir.

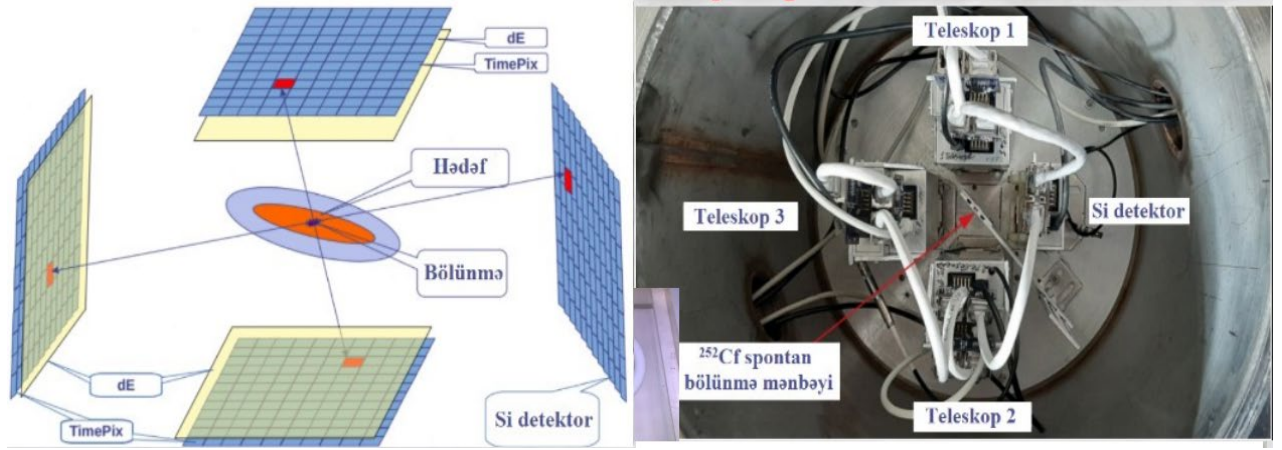


Şəkil 4.7.1. ΔE detektorları üçün kanalın enerjidən asılılığı. Kalibrləmə ^{226}Ra mənbəyi ilə 4601 –7686.82 keV enerji intervalında aparılmışdır.

Bu məqsədlə E detektorunun nəticələrindən istifadə edilmişdir. Yaxşı kalibrlənmiş E detektoru ΔE detektorunun da yaxşı kalibrlənməsinə imkan vermişdir. ΔE detektorunda itirilən enerji başlanğıc enerjinin E detektorundan alınan enerji ilə fərqi tapılmışdır. Şəkil 4.7.1-də ΔE detektorları üçün alınan enerjinin kanaldan asılılıq əyriləri göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi bütün detektorların kalibrlənmə asılılığı xəttidir. Bütün asılılıqlarda enerjinin kanaldan asılılığı yalnız tək əmsal ilə qurulur. Alınan ADC kanal nəticələrini göstərilən əmsallara böldükdə keV ilə enerji vahidlərinə keçmək olur. İstifadə edilən ^{226}Ra mənbəyindən buraxılan alfa zərrəciklər 150 μm qalınlıqlı ΔE detektorunda tamamilə udulduğundan detektorun xəttlik spektrində 6 enerjiyə uyğun gələn bütün enerjilər müşahidə olunur. 15 μm qalınlıqlı detektorların enerji ayırdetməsi yaxın olan (4601, 4784.34, 5304.33, 5489.48 keV) enerjilərini bir enerji kimi hiss etdiyindən nəticədə 4 enerji müşahidə edilmişdir. SRİM hesablamalarına görə 4601 keV enerjili alfa zərrəciklər 16 μm qalınlıqlı silisiumda 18 eV/Å, 4784 keV enerjili alfa zərrəciklər isə 17 eV/Å enerji itirir. Onda 15 μm qalınlıqda enerji itkisi uyğun olaraq təqribən 270 və 255 eV olacaqdır. Fərq çox kiçik olduğundan və detektorun enerji ayırdetməsi kifayət etmədiyindən yaxın enerjilər bir enerji kimi müşahidə edilmişdir.

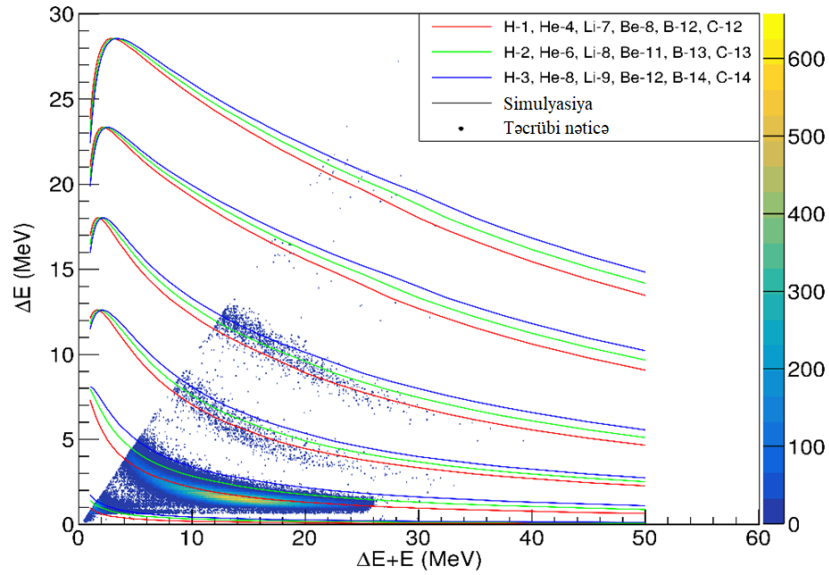
4.8. Təcrübi qurğunun hazırlanması və yoxlanılması

Təcrübi qurğunun sxematik təsviri və real görünüşü şəkil 4.8.1-də verilmişdir. Qeydetmə sistemi 3 zərrəcik teleskopu və Si detektorundan ibarətdir. Əsas fraqmentləri qeyd etmək üçün Si detektoru istifadə olunub. Si detektorunun sahəsi 20×20 mm² və qalınlığı 300 μm -dir. Bu detektordan siqnalları qeyd etmək üçün də Spectrig modulundan istifadə edilmişdir. Ümumiyyətlə sistemin effektivliyi artırmaq üçün aralarında 1 kOm rezistor olamaqla bir-birinə ardıcıl olaraq birləşdirilmiş Si detektordan istifadə edilmişdir. Nəticədə uzunluğu 120 mm eni isə 20 mm olan Si detektor sistemi alınmışdır. Bu detektorun əsas məqsədi üçqat bölünmə zərrəcikləri ilə əsas bölünmə məhsulları arasındakı bucağı ölçmək və polyar üçqat bölünmədən yaranan alfa zərrəcikləri təyin etmək olmuşdur. Teleskodakı detektorlar arasındakı məsafə 3 mm, mənbə ilə teleskoplarla mənbə arasındakı məsafə 25 mm olmuşdur.



Şəkil 4.8.1. Təcrübü qurğunun sxematik təsviri və real görünüşü.

Detektor sistemini ilkin olaraq yoxlamaq üçün sistemin mərkəzinə yerləşdirilmiş aktivliyi 10 kBq, diametri isə 3-5 mm olan ^{252}Cf radioaktiv mənbəyindən istifadə edilmişdir. Detektorları ^{252}Cf mənbəyinin alfa parçalanmadan yaranan alfa zərrəciklərdən (6.2 MeV) qorumaq üçün detektorların qarşısına qalınlığı 30 μm olan alüminium folqalar qoyulmuşdur. Beləliklə, detektorlar yalnız üçqat və dördqat bölünmədən çıxan yüklü zərrəcikləri qeyd etmişdir. Təcrübə 1 mBar təzyiq altında aparılmışdır. Təcrübə zamanı tətik (ingiliscə: trigger) sistemi elə qurulmuşdur ki, ΔE detektorlarından biri işləyəndə digərləri də eyni vaxtda işləsin. Məlumatların işlənməsi bir neçə alqoritmdən ibarət olan proqram tərəfindən oflayn rejimdə aparılmışdır. ^{252}Cf üçqat spontan bölünməsi zamanı qeyd edilən zərrəciklərin ΔE -E spektri də bu metodun yoxlanılmasına imkan verir. Şəkil 4.8.2-də teleskop 1 üçün iki ölçülü ΔE -E spektri verilmişdir [1, s. 26]. Alınan təcrübə nəticələrin doğruluğunu yoxlamaq üçün SRIM proqramında istifadə edilən detektorların qalınlığına uyğun olaraq ΔE -E metodu simulyasiya edilmiş və nəticələr müqayisə üçün eyni spektrdə verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi teleskop izotopları identifikasiya etməyə imkan verməsə də zərrəcikləri identifikasiya etmək mümkün olmuşdur. Simulyasiyadan alınan nəticələr təcrübədən alınan nəticələrlə yaxşı uyğunlaşır. Təcrübədən alınan izlər simulyasiyadan alınan ayrılərlə üstə-üstə düşdüyündən zərrəciyin növünü tapmağa imkan verir. Smulyasiyanın nəticələri teleskopların qarşısında yerləşdirilmiş 30 μm qalınlıqlı almüminium folqaya görə düzəliş edilməmişdir.



Şəkil 4.8.2. ΔE -E spektrometr üçün iki ölçülü ΔE -E spektri [1, s. 26].

Teleskoplardan əlavə FF detektorları da sınaqdan keçirilmişdir. Detektorların yoxlanılmasından əlavə sistemin birlikdə hansı çatışmazlıqlarının olduğu müəyyənləşdirilmişdir. Qeydiyyat sistemi vakuumda işlədiyindən qızma nəticəsində yarana biləcək problemlər yoxlanılmışdır. Temperaturun stabilləşdirmək üçün detektorların altlığı alüminiumdan seçilmişdir və əlavə alüminium altlıqdan istifadə edərək vakuum kamerasının gövdəsinə ötürülmüşdür. Bununla da sistemin daha çox qızmasının qarşısı alınmışdır. Temperatur 40 dərəcə ətrafında dəyişmişdir. Ölçmə zamanı vakuum kamerasının 2 mBar təzyiqdə 30 gün vakuum saxladığı müəyyənləşdirilmişdir. Yoxlama müddəti təqribən 30 gün olmuşdur.

4.9. Nəticələr

Paraqraf 4.1-də yüklü zərrəciklərin identifikasiyası üçün lazım olan ΔE -E metodundan bəhs edilmiş və metodun tətbiq olunma bilməsi üçün lazım olan şərtlər müzakirə edilmişdir. Məlum olmuşdur ki, ΔE -E metodunun tətbiqi ΔE detektorunun qalınlığı ilə və dayanma gücü ilə məhdudlaşır. Əgər çox qalın detektordan istifadə etsək alınan enerji spektrləri detektorun qalınlığına uyğun olaraq kəsik olacaq. Yəni, tam enerji spektrini almaq mümkün olmayacaq. Bundan əlavə metodun tətbiq olunma bilməsi üçün zərrəciyin enerji itirib nazik ΔE detektorundan keçməsi və E detektorunda tamamilə udulmasının əsas şərtlərdən olduğu müəyyənləşdirilmişdir.

Paraqraf 4.2-də modifikasiya olunmuş silisium əsaslı Timepix pikseli detektorlar və onların işləmə funksiyalarından bəhs edilmişdir. Timepix detektorunun modifikasiya etməklə bu tipli detektorların eyni zamanda həm pikseli həm də adi detektor kimi istifadə olunmasına nail olunmuşdur. Hər iki hissədən alınan məlumatları analiz etmək üçün lazım olan elektronika dövrəsi bir kompakt dövrədə yığılmışdır. Belə sistem piksel hissədə qarşılaşdığımız yüklərin piksellərdə itməsini aradan qaldırmaqla detektorun enerji ayırdetməsinin yaxşılaşdırılmasına gətirib çıxarmışdır. Bundan əlavə belə modifikasiya piksellərə görə kalibrləməni də qısa müddətdə etməyə imkan vermişdir.

Paraqraf 4.3-də yüklü zərrəcikləri qeyd etmək üçün $15\ \mu\text{m}+300\ \mu\text{m}$ $\Delta E-E$ və $150\ \mu\text{m}+600\ \mu\text{m}$ $\Delta E-E$ detektorları əsasında işlənib hazırlanmış çox-funksiyalı yerə həssas $\Delta E-E$ teleskoplarından bəhs edilmişdir. Teleskoplar portativ olub yalnız USB ilə idarə olunur və kənar standart bloklardan istifadə tələb etmir. Teleskoplar əvvəlcə Ra-226 alfa mənbəyi ilə sonra isə müxtəlif enerjili yüklü zərrəciklər buraxan ^{252}Cf mənbəyi ilə yoxlanılmış və SRIM proqramında simulyasiya edilmişdir. ^{226}Ra alfa mənbə olduğundan simulyasiya alfa zərrəciklər üçün aparılmışdır və metodun doğruluğu təqdiqlənmişdir.

Paraqraf 4.4-də qeydetmə sisteminin əsas hissəsi olan çoxfunksiyalı sinxronlaşdırma sisteminin işlənib hazırlanmasından və işləmə prinsipindən bəhs edilmişdir. Sinxronlaşdırma sistemi xüsusi yazılmış interfeyli proqramın köməyi ilə 32 ədəd detektoru eyni zamanda istənilən konfigurasiyada sinxronlaşdırmağa imkan verir. Teleskoplarda olan detektorlar və teleskoplar arasındakı təcrübə olaraq təyin olunmuş zaman fərqlərinin təqribən 10 nsan (siqma) olduğu müəyyən olunmuşdur ki, bu da təcrübə üçün kifayət etmişdir.

Paraqraf 4.5-də bu fəsilin əsas nəticələrindən biri çox detektorlu sistemdən alınan məlumatları işləmək üçün ROOT əsaslı analiz proqramı olmuşdur. Proqram interfeys olmadan işləsə də qısa müddətdə 8 detektordan alınan məlumatları effektiv analiz edərək müxtəlif parametrləri bir ölçülü, iki ölçülü və üç ölçülü qrafik şəkildə almağa istifadəçiyə imkan verir. Proqram əsasən 3 alqoritmdən ibarətdir. Timepix detektorunun piksel hissəsində alınan məlumatların işlənməsi üçün olan alqoritm, E

və ΔE detektorlarından alınan siqnalların işlənməsi üçün olan ikinci alqoritm və bütün nəticələri ümumiləşdirən üçüncü alqoritm.

Paraqraf 4.6, Timepix detektorlarının enerjiyə və pikselə görə kalibrlənməsinə həsr edilmişdir. Fəsilə həmçinin Timepix detektorlarının enerjiyə və pikselə görə kalibrlənməsi aparılmışdır. Bu detektorlar 65536 pikseldən (detektordan) ibarət olduğundan qısa müddət ərzində pikselə görə kalibrlənmə metodu təklif edilmişdir. Bu metod istifadə edilən metodlarla müqayisədə həm dəqiqdir həm də qısa müddət tələb edir. Bu metod yalnız modifikasiya olunmuş başqa sözlə desək arxa kontaktdan analoq siqnal almağa imkan verən Timepix detektorlarında tətbiq olunur. Detektorların enerjiyə görə kalibrlənməsi ^{226}Ra mənbəyi ilə 2000 –7686.82 keV enerji intervalında aparılmışdır. ^{226}Ra qarışıq alfa mənbəyi 4601 keV-dən yüksək enerjili 6 müxtəlif enerjili (4601, 4784.34, 5489.48, 6002.35, 5304.33, and 7686.82 keV) alfa zərrəciklər buraxdığına baxmayaraq aşağı enerjili alfa zərrəciklər almaq üçün ΔE detektorundan istifadə edilmişdir. Detektorlar həm teleskop həm də tək halda kalibrlənmişdir və alınan bütün kalibrlənmə əyriləri geniş enerji intervalında (500-50000 keV) xətti xarakter daşıyır.

Paraqraf 4.7-də ΔE detektorlarının enerjiyə görə kalibrlənməsindən bəsh edilmişdir. ΔE detektorları enerjiyə görə kalibrləmək üçün E detektorunun nəticələrində istifadə edilmişdir. Nəticədə bütün detektorlar üçün enerjinin kanaldan asılılıqları alınmışdır. Bu asılılıqlar geniş enerji intervalında (500-50000 keV) xətti xarakter daşıyır.

Paraqraf 4.8-də təcrübi qurğunun hazırlanmasına və ^{252}Cf spontan bölünmə mənbəyindən istifadə edərək yoxlanılması verilmişdir. Qeydiyyat sistemində yarana biləcək problemlər 10 kBq aktivlikli ^{252}Cf mənbəyi ilə 1 ay ərzində aparılmış təcrübədə yoxlanılmışdır. Bu mənbə müxtəlif enerjili zərrəciklər emissiya etdiyindən teleskopları real təcrübə üçün yoxlamaq mümkün olmuşdur. Bütün teleskopların zərrəcikləri identifikasiya etməyə imkan vermişdir. FF detektorlar bölünmə fraqmentlərinin ayırd etməyə imkan verməsə də 6 detektordan ümumi spektr alınmış və hər bir detektora düşən hadisələr siqnalların formasında təyin olunmuşdur. Bundan əlavə vakuumin pozulma vaxtının 30 gün olduğu müəyyənləşdirilmişdir. Vakuum

səbəbindən detektorların qızması zamanı temperaturun artmasının qarşısını almaq üçün alüminiumdan hazırlanmış altlıqlardan istifadə edilmişdir. Nəticədə temperaturu 40 dərəcə ətrafında stabilləşdirmək mümkün olmuşdur.

V FƏSİL

NADİR NÜVƏ PROSESLƏRİNİN TƏDQIQI

Bu fəsildə ^{252}Cf nüvəsinin spontan bölünməsi zamanı baş verən üçqat və dördqat bölünmə kimi nadir nüvə proseslərinin nəticələri ətraflı şəkildə təqdim olunmuşdur. Fəsildə bu proseslər üçün alınmış təcrübi nəticələr Talys və SRİM kimi simulyasiya proqramlarının köməyi ilə simulyasiya edilmişdir. Detektor sisteminin həndəsi simulyasiyası üçün Monte-Carlo hesablamalarından istifadə edilmişdir. Alınan təcrübi nəticələr izah edilmişdir.

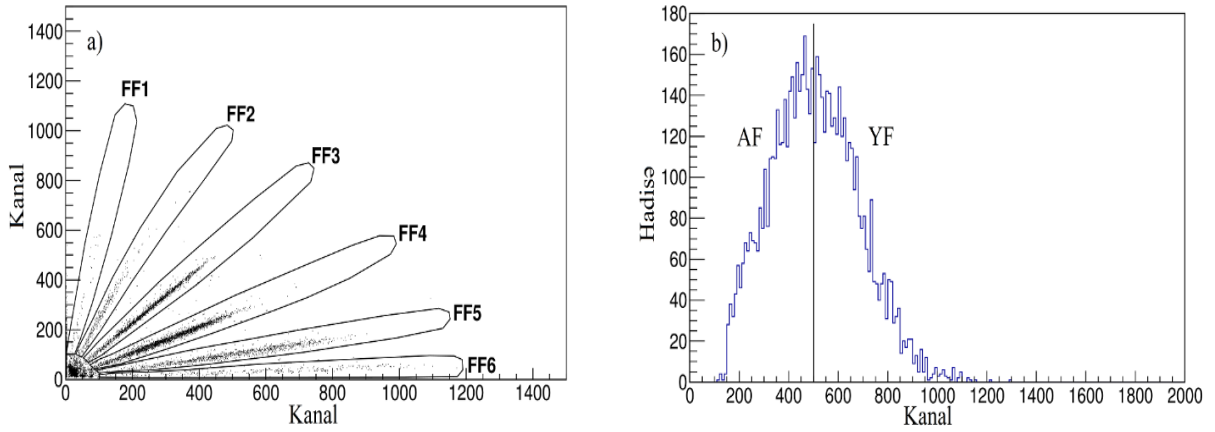
5.1. ^{252}Cf spontan mənbəyinin xarakteristikası

^{252}Cf iki tərəfli spontan mənbəyi elektrodepozisiya üsulundan etməklə V.G. Xlopin adına Radium İnstitutunda (Rusiya) hazırlanmışdır. 30 mm diametrli və $70 \mu\text{g}/\text{sm}^2$ qalınlıqlı alüminium oksid (Al_2O_3) altlığı üzərinə 3-5 mm diametrli kalifornium çökdürülmüşdür. Alınma anında mənbənin aktivliyi spontan bölünməyə görə 500 kBk olmuşdur. Nümunə hər iki tərəfdən nazik qızıl təbəqəsi ilə əhatə olduğundan mənbə qapalı mənbələr kateqoriyasına aid olmuşdur. Qızıl təbəqəsi əsas bölünmə fraqmentlərinin 4 MeV enerji itirməsinə gətirib çıxarır. Məlum olduğu kimi ^{252}Cf spontan bölünmə mənbəyi həmçinin də alfa aktivdir. Spontan bölünmənin alfa parçalanmaya nisbəti 0.03 bərabərdir. Spontan bölünmə üçün yarımparçalanma periodu $T_{1/2}(\text{SF})=2.73$ il olduğu halda alfa parçalanma üçün bu qiymət $T_{1/2}(\alpha)=85.54$ il-ə bərabərdir. Bu nisbət spontan bölünmə zamanı baş verən nadir nüvə proseslərinin öyrənilməsə imkan verir. Lakin statistikanı artırmaq üçün çox vaxt lazımdır. Mənbənin aktivliyi də belə təcrübələrdə əhəmiyyət daşıyır. Alfa parçalanmadan emissiya olunan alfa zərrəciklərin enerjisi 6.2 MeV-dur.

5.2. Bölünmə fraqmentlərinin qeyd olunması

İkiqat bölünmə fraqmentlərini qeyd etmək üçün bir-birinə 1 kOm rezistorla birləşdirilmiş 6 ədəd E detektorundan istifadə edilmişdir. Ölçmə zamanı vakuum

kamerasının təzyiqi 2 mBar olmuşdur. E detektorlarından alınan siqnalları identifikasiya etmək üçün detektorların hər iki tərəfindən siqnallar qeyd edilmişdir. Siqnallar iki elektronika arasında paylandığından hər iki tərəfdən alınan siqnalların amplitudlarını müqayisə etməklə hansı detektorun işlədiyini müəyyən etmək mümkün olmuşdur.



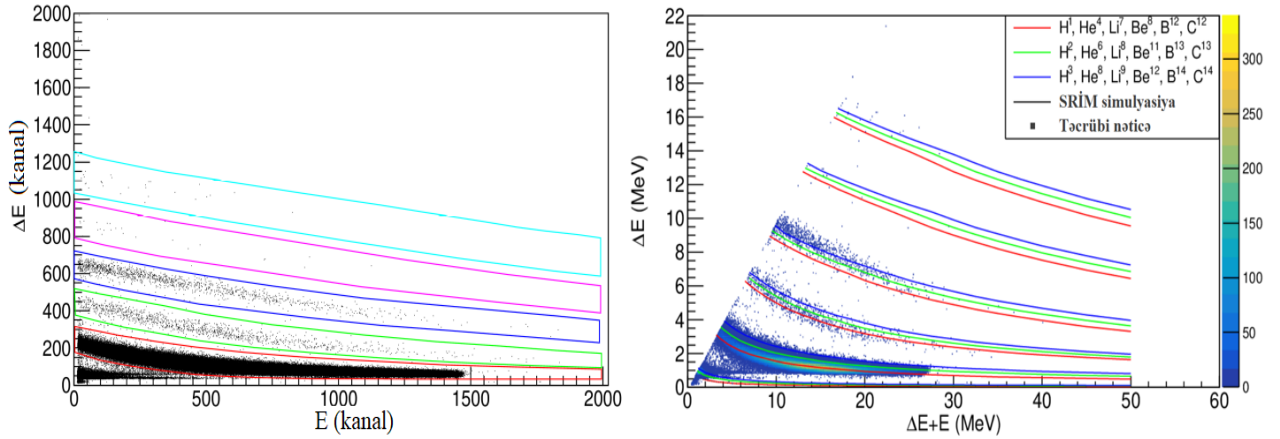
Şəkil 5.2.1. FF detektorundan alınan siqnalların 2 ölçülü (a) və bir ölçülü cəm (b) spektri.

FF detektorları mənbə arasında məsafə 5 cm olduğundan mənbənin aktivliyi məlumatların toplanması sistemində ölü vaxt problemi yaratmamışdır. Bununla belə, detektorların radiasiya davamlılığı səbəbindən detektorlar yalnız 2 gün işləmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi FF detektor hər bir detektora düşən fraqmentləri asanlıqla ayırmağa imkan verdiyi halda onları kütləsinə görə ayıra bilmir. Toplanan məlumat polyar alfa zərrəciklərin spektrini almağa imkan vermişdir. Bundan başqa bu məlumatlardan istifadə edərək üçqat zərrəciklərlə əsas fraqmentlər arasında bucaqlar da təyin edilmişdir.

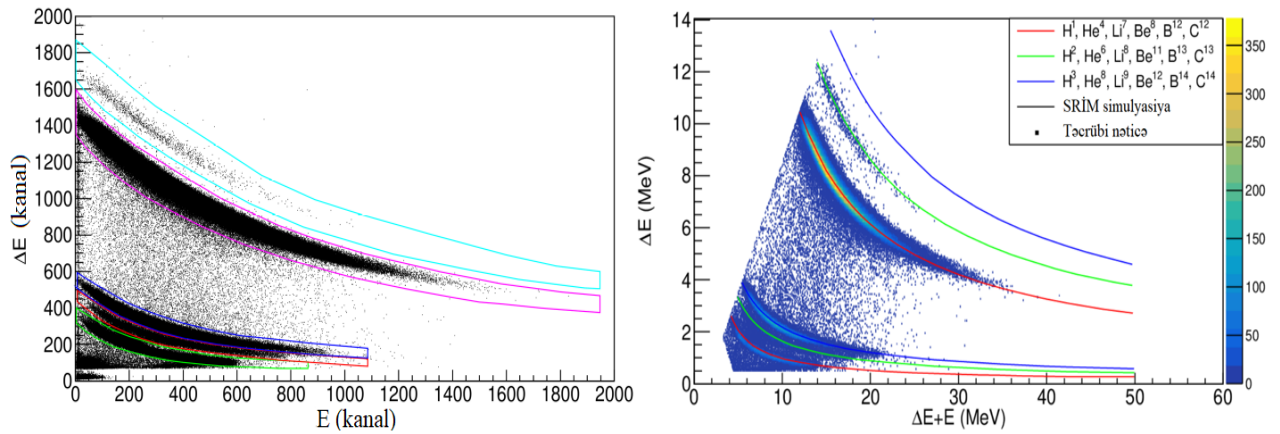
5.3. Üçqat bölünmə məhsullarının qeyd olunması

Teleskopları alfa parçalanmadan yarana alfa zərrəciklərdən qorumaq üçün teleskopların qarşısına 30 μm qalınlıqlı Al folqa qoyulmuşdur. SRİM proqramına əsasən 6.2 MeV enerjili alfa zərrəciklər 30 μm qalınlıqlı Al folqada tamamilə udulur. Bölünmə prosesi mürəkkəb proses olduğundan bölünmə zamanı qamma şüalar və neytron da emissiya olunur. $\Delta E-E$ metodu yalnız yüklü zərrəciklərə həssas

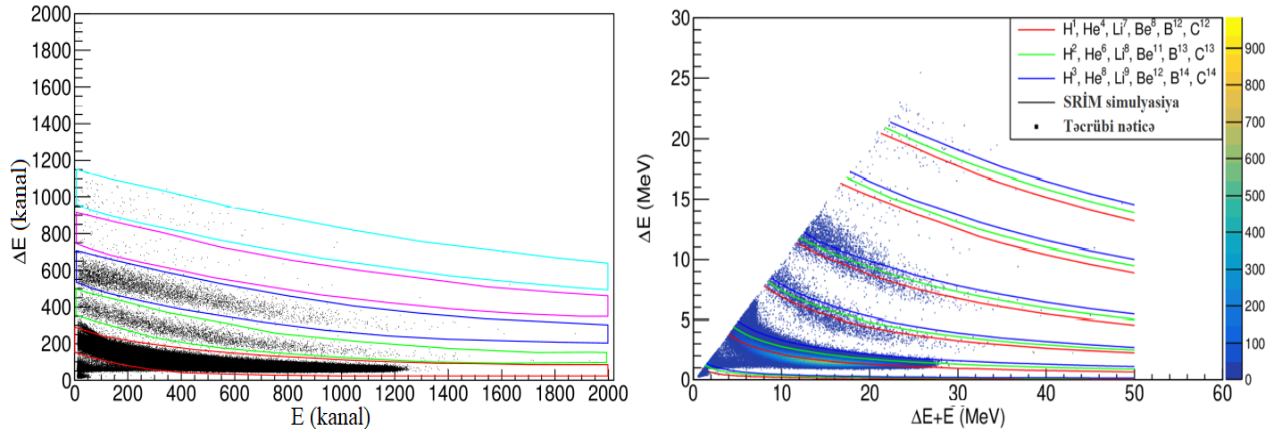
olduğundan teleskoplar neytronlara və qamma şüalara həssas olmur. Qamma şüalar E detektorunda siqnal yaratdığı halda ΔE detektorunda siqnal yaratmır. Ona görə də teleskop yüksüz zərrəciklərə qeyri-həssas olur. ^{252}Cf üçqat bölünmə zərrəciklərinin teleskoplarla çəkilmiş enerjiyə görə kalibrlənməmiş və kalibrlənmiş 2 ölçülü ΔE -E spektri hər üç teleskop üçün şəkil 5.3.1, 5.3.2 və 5.3.3-də göstərilmişdir. Şəkildə ayrı-ayrı zərrəciklər üçün SRIM proqramından alınan məlumatlar əsasında alınmış simulyasiya nəticələri də verilmişdir. Ümumiyyətlə 8 aylıq təcrübə zamanı bir teleskop üçün təqribən 10^7 sayda hadisə toplanmışdır. İki ölçülü spektrlərdə mümkün olan minimum enerjinin qeydə alınmasına imkan verən E siqnalına heç bir şərt qoyulmamışdır.



Şəkil 5.3.1. ^{252}Cf üçqat bölünmə zərrəciklərinin 1-ci teleskopla çəkilmiş enerjiyə görə kalibrlənməmiş (sol) və kalibrlənmiş (sağ) 2 ölçülü ΔE -E spektri.



Şəkil 5.3.2. ^{252}Cf üçqat bölünmə zərrəciklərinin 2-ci teleskopla çəkilmiş enerjiyə görə kalibrlənməmiş (sol) və kalibrlənmiş (sağ) 2 ölçülü ΔE -E spetri.



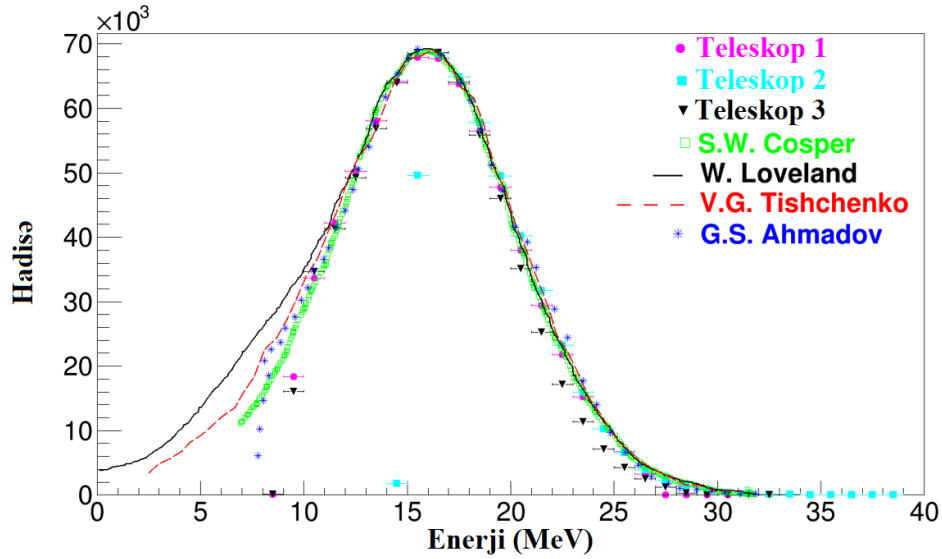
Şəkil 5.3.3. ^{252}Cf üçqat bölünmə zərrəciklərinin 3-cü teleskopa çəkilmiş enerjisiyə görə kalibrlənməmiş (sol) və kalibrlənmiş (sağ) 2 ölçülü ΔE - E spektri. Simulyasiya SRİM proqramından alınan məlumatlar əsasında edilmişdir və sol şəkildə müqayisəli şəkildə göstərilmişdir.

Artıq qeyd edilidiyi kimi 2-ci teleskop He-dan yüngül nadir bölünmə zərrəciklərini qeyd etmək üçün nəzərdə tutulduğundan şəkildən də görüldüyü kimi izotopları belə ayırd etməyə imkan verir. Amma ΔE detektorunun qalınlığına görə spektrlər daha kəsik alınır və ağır zərrəcikləri qeyd etmək mümkün olmamışdır. Dissertasiya işində köhnə təcrübi qurğuda alınmış nəticələr də müqayisəli şəkildə göstərilmişdir [19].

He izotopları.

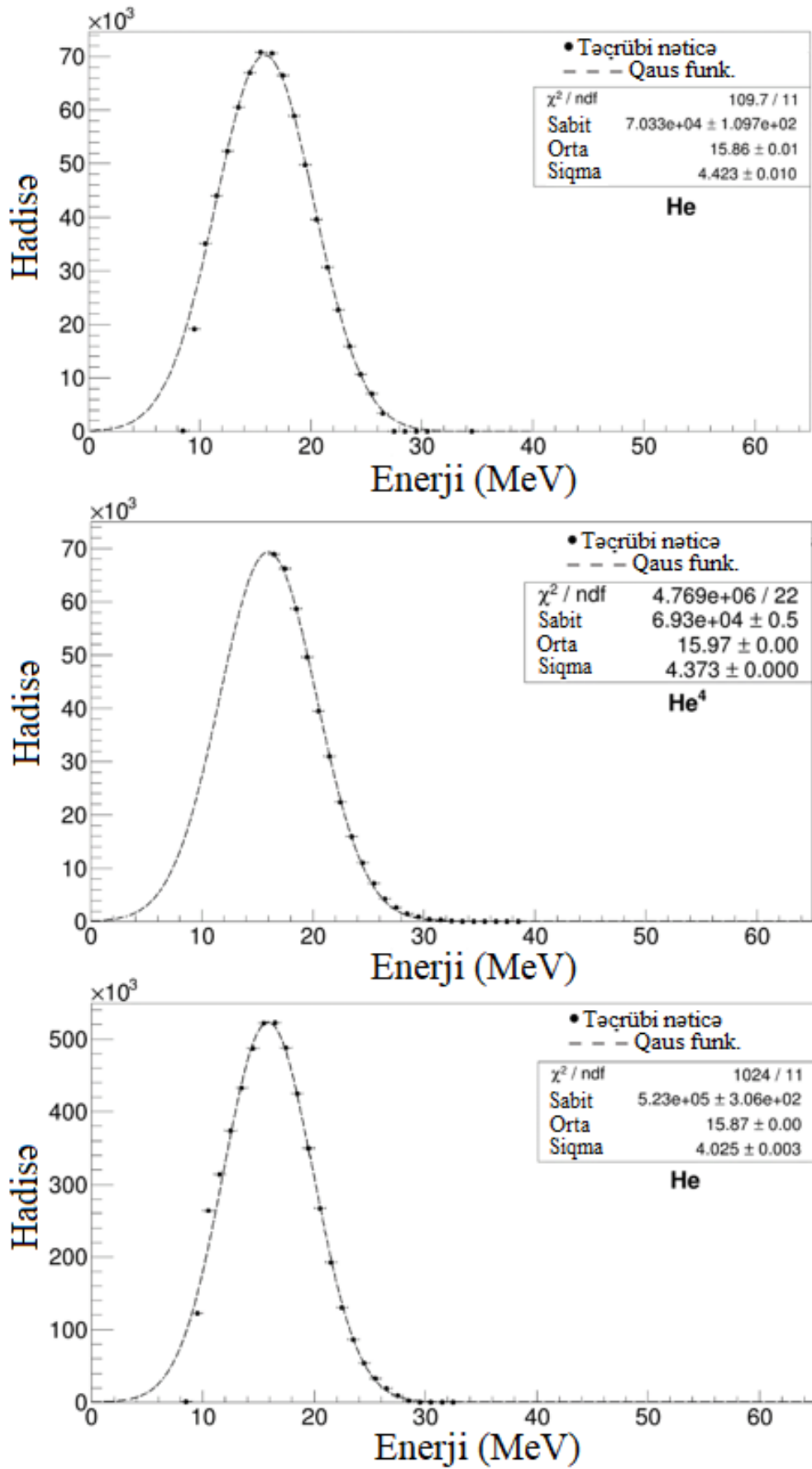
Alfa zərrəciklərin çıxımı və enerjisi müxtəlif müəlliflər tərəfindən yaxşı öyrənildiyindən digər zərrəciklərin çıxımı alfa zərrəciklərin çıxımına nəzərən hesablanmışdır. Hər üç teleskoplardan alınan məlumatlar ayrı-ayrılıqda və 1 ay toplanmış məlumatlar halında analiz edilmişdir. Üçqat bölünmə zərrəciklərinin enerji spektrinin qurmaq üçün ROOT proqramında kəsmə (ingiliscə: cut) üsulundan istifadə edilmişdir. Kəsmə üsulu ilə uyğun zərrəciklərə çəkilmiş əyrilər şəkildə göstərilmişdir. ROOT proqramında yazılmış proqramla hər bir zərrəciyə uyğun gələn əyrilərin daxilində olan məlumatlardan enerji spektri qurulmuşdur. Spektrlərə, ΔE detektorunda (15 və 150 μm) və Al folqada (30 μm) enerji itkisinə görə düzəliş olunmuşdur. Şəkil 5.3.4-də üçqat bölünmə α -zərrəciklərinin teleskoplarla çəkilmiş enerji spektri göstərilmişdir. Enerji spektrində müqayisə üçün digər müəlliflərin nəticələri də verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi teleskoplarla alınan nəticələr digər

müəlliflərin aldığı nəticələrlə yaxşı uyğunlaşır. Teleskop 1 və 3-ün nəticələrində 25-35 MeV enerji intervalında kənəraçıxma teleskop sisteminin qalınlığı ilə əlaqədardır. Nəticələrin müqayisəsi üçün digər müəlliflərin nəticələri bizim aldığımız nəticələrə normallaşdırılmışdır. Bu müqayisə kəsik spektrin aproksimasiyası üçün istifadə ediləcəkdir.



Şəkil 5.3.4. Üçqat bölünmə α zərrəciklərinin teleskoplarla çəkilmiş enerji spektri və digər müəlliflərin ([19, s. 544, 74, s. 1201, 183, s. 396, 271, s. 8]) nəticələri ilə müqayisəsi.

Üçqat bölünmədən qeyd edilən alfa zərrəciklərin spektrləri və onların çıxımı digər spektrləri və zərrəciklərin xassələrini analiz etmək üçün vacib olduğundan müxtəlif teleskoplardan alınmış enerji spektrləri şəkil 5.3.5-də göstərilmişdir. $15 \mu\text{m} \Delta E$, $300 \mu\text{m}$ Timepix (Si) və $30 \mu\text{m}$ Al folqada enerjisi 27.5 MeV olan α zərrəciklər tam udulur. Ona görə də təqribən 27.5 MeV-dən yuxarı enerjilərdə statistika azalır. 2-ci teleskopun nəticələrində isə yalnız yüksək enerjili alfa zərrəciklər qeyd edilmişdir. Alfa zərrəciklərin çıxımını tapmaq üçün hər bir teleskopdan alınan nəticələr Qaus funksiyası ilə aproksimasiya olunmuşdur. Qeyd edildiyi kimi 3-cü teleskop izotopları identifikasiya etməyə imkan vermədiyindən alınan enerji spektrinə heliumun bütün izotoplarının tövhəsi var. Teleskop 1 və 2 heliumun izotoplarını identifikasiya etməyə imkan verdiyindən ayrı-ayrı izotopların enerjisini və çıxımını müəyyənləşdirmək mümkün olmuşdur. Nəticələr cədvəl 5.3.1-də toplanmışdır.



Şəkil 5.3.5. ^{252}Cf nüvəsinin üçqat bölünməsi zamanı bütün teleskoplarla alınmış alfa zərrəciklərin enerji paylanması və müvafiq Qaus funksiyaları.

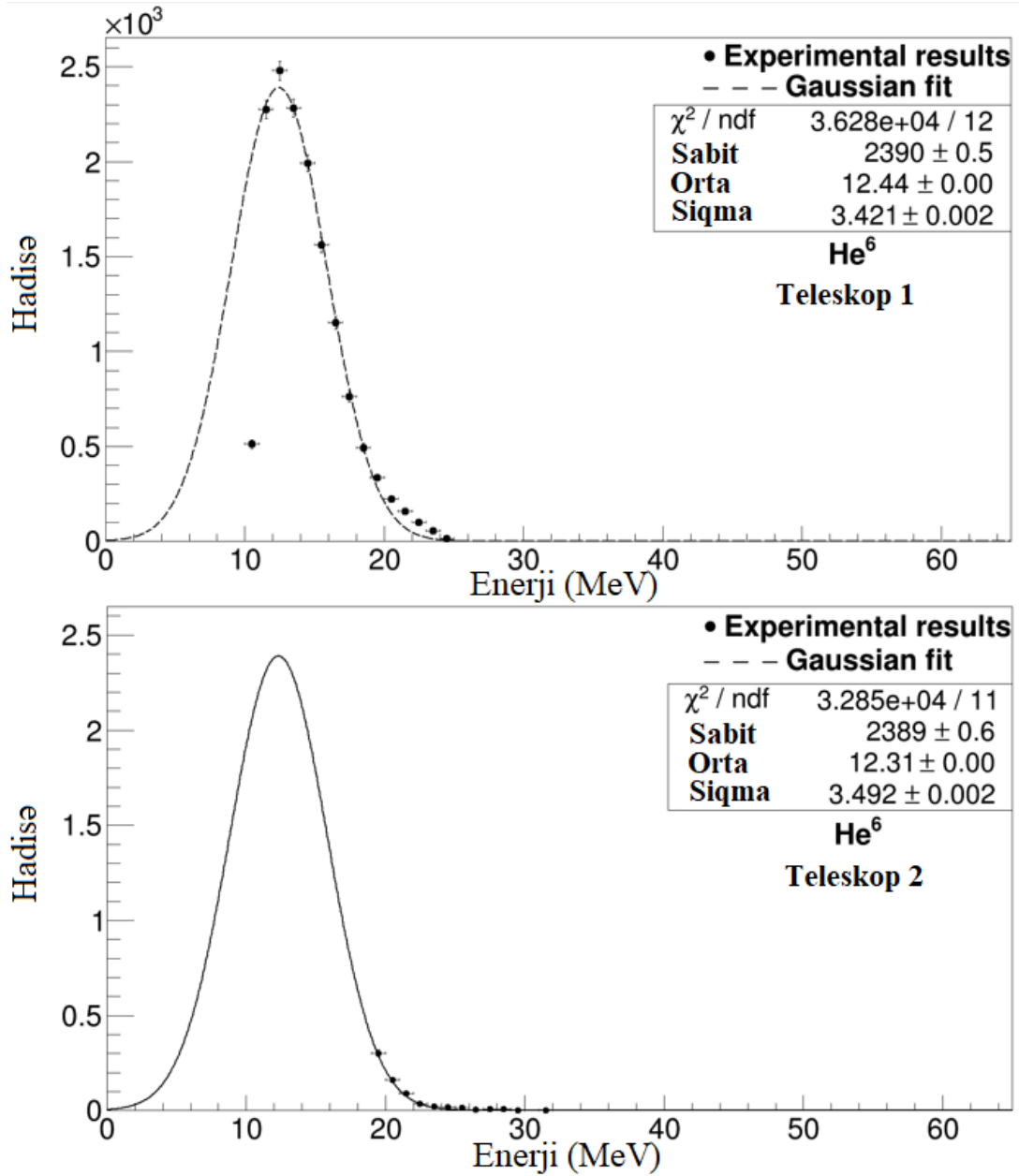
Cədvəl 5.3.1. Teleskoplardan ^4He və He üçün alınmış nəticələr.

Teleskop	Üçqat zərrəciklər	Hadisələrin Sayı	Astana enerjisi (MeV)	Enerji (MeV)	Siqma (MeV)
1	^4He	$7.03 \cdot 10^4$	9.5	15.86(0.01)	4.42(0.01)
2	^4He	$6.93 \cdot 10^4$	16.5	15.97(0.06)	4.37(0.04)
3	He	$5.23 \cdot 10^5$	9.5	15.87(0.03)	4.03(0.03)

Alfa zərrəciklər üçün tapılan orta enerji 15.9 MeV olmuşdur ki, bu da digər müəlliflərin nəticələri ilə yaxşı uyğunlaşmışdır. Şəkil 5.3.1 və 5.3.3-də H izotopları göstərsə də onlar üçün bir ölçülü enerji spektri qurulmamışdır. Bunu səbəbi bu izotoplar üçün teleskopların qalınlığının kiçik olmasıdır. H izotopları enerjisinin çox az hissəsini teleskoplarda itirdiyindən onların spektri hər iki tərəfdən kəsilmiş olur. Ona görə də həm enerjilərini, həm də çıxımlarını təyin etmək mümkün olmur. Bu izotoplar 2-ci teleskopdan alınan nəticələrə görə təyin edilmişdir.

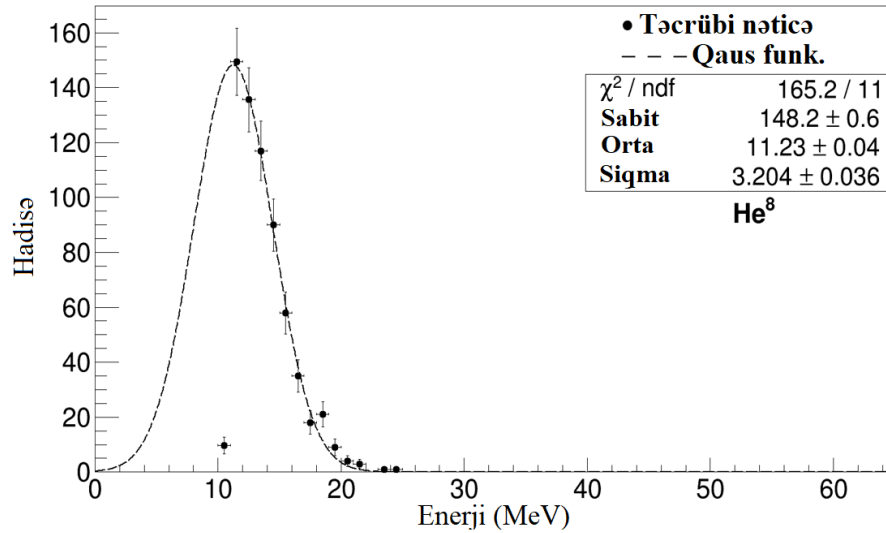
Yüksək astana səviyyəsinə görə ^6He zərrəciklərinin enerji spektri tam ölçülməmişdir. Teleskop 3-də ümumiyyətlə bu zərrəcikləri identifikasiya etmək mümkün olmamışdır. Şəkil 5.3.1 və 5.3.2-da teleskop 1 və 2 üçün ^6He zərrəciklərinin seçilməsi göstərilmişdir. Alüminiumda enerji itkisini nəzərə aldıqdan sonra ^6He zərrəcikləri üçün ümumi enerji paylanması əldə edilmişdir. ^6He çıxımı və eləcə də enerji paylanması parametrləri şəkil 5.3.6-da göstərilən 9.9 MeV-dən başlayaraq Qaus funksiyası ilə aproksimasiya edilməklə əldə edilmişdir. Bu paylanma $\sigma \approx 4.0$ MeV yarımhündürlüyə malik olub pikin mərkəzi 12.44 ± 0.5 MeV enerjiyə uyğun gəlməklə 30.0 MeV-ə qədər dəyişir. Alınan nəticələr həmçinin də aproksimasiya metodunun doğruluğu da yoxlamağa imkan vermişdir. Şəkildən görüldüyü kimi hər iki spektr yaxşı uyğunlaşır və zərrəciklərin təyin olunan sayı üst-üstə düşür.

Təcrübi qurğu ^8He zərrəciyinin də xassələri təyin etməyə imkan vermişdir. Bu zərrəciklər üçün astana enerjisi uyğun olaraq 10.5 MeV və 25 MeV olmuşdur. Alınan enerji spektri şəkil 3.5.7-də göstərilmişdir. Bu spektrlərdən zərrəciklərin enerji parametrləri və nisbi çıxımları təyin edilmişdir.



Şəkil 5.3.6. Enerji paylanmasının parametrlərini və nisbi emissiya ehtimalını müəyyən etmək üçün teleskop 1 və 2 ilə ölçülmüş üçqat ${}^6\text{He}$ zərrəciyinin enerjiyə görə paylanması.

Qalın ΔE detektorundan (150 μm) istifadə edildiyi halda üçqat zərrəciklərin enerji itkisi artdığından ΔE -E spektrində zərrəciklər daha yaxşı ayrılır ki, bu da yüngül zərrəcikləri asanlıqla identifikasiya etməyə imkan verir. Hidrogenin izotopları şəkil 5.3.2-də göstərildiyi kimi yalnız teleskop 2 ilə identifikasiya olunur. Enerji itkisi üçün düzəlişlərdən sonra hidrogen izotopları üçün şəkil 5.3.7-də göstərilmiş enerji paylamaları alınmışdır.



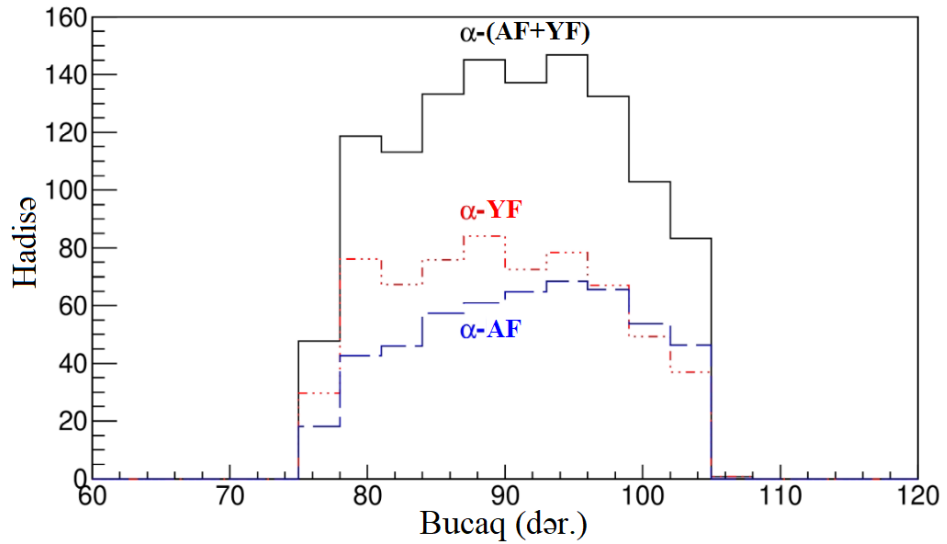
Şəkil 5.3.7. Enerji paylanması parametrlərini və nisbi emissiya ehtimalını müəyyən etmək üçün teleskop 1 ilə ölçülmüş üçqat ^8He zərrəciyinin enerjiyə görə paylanma spektri.

Alınmış təcrübi nəticələri Qaus funksiyası ilə aproksimasiya etməklə zərrəciklərin çıxımı və enerjisi təyin edilmişdir. He izotopları üçün alınan nəticələr cədvəl 5.3.2-də toplanmışdır. Zərrəciklərin çıxımı ikiqat bölünməyə nəzərən hesablanmışdır.

Cədvəl 5.3.2. Teleskoplarda He izotopları üçün alınmış nəticələr.

Üçqat zərrəciklər	Astana enerjisi (MeV)	Enerji (MeV)	Siqma (MeV)	Çıxım (ikiqat bölünməyə nisbət)
^4He	9.5	15.99(24)	4.33(0.01)	$3.82(7) \cdot 10^{-3}$
^6He	10.5	12.44(62)	3.42(0.01)	$1.03(5) \cdot 10^{-4}$
^8He	11.0	11.23(56)	3.21(0.04)	$5.68(30) \cdot 10^{-6}$

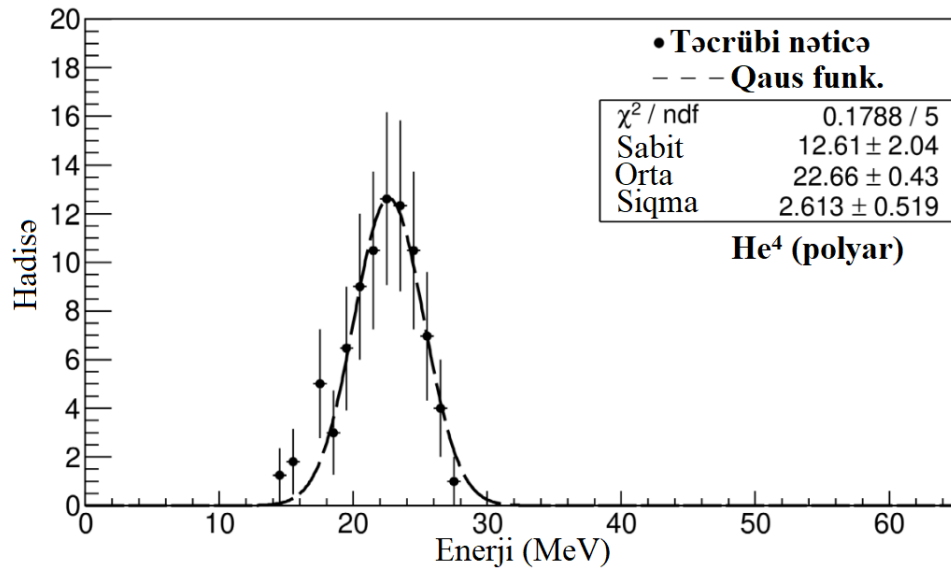
İstifadə edilən framqent detektorunun koordinata görə həssaslığı olmadığından zərrəciklərin emissiya bucağını yüksək dəqiqliklə təyin edilə bilməmişdir. Alfa zərrəciklər üçün bu paylanmalar şəkil 5.3.8-də verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi alfa zərrəciklərin emissiya bucağı 90° deyil, yüngül fraqmentə tərəf meyl edir və təqribən $83(2)$ dərəcədir. Bunun səbəbi ağır fraqmentlərin təsirinin yüngül fraqmentlərə nəzərən böyük olmasıdır.



Şəkil 5.3.8. Alfa zərrəciyin bölünmə oxuna nəzərən emissiya bucağı.

Kulon itələmə qüvvəsinin hesabına sürətlənən fraqmentlərdən ağır olan fraqmentin təsir qüvvəsi böyük olduğundan həm yüngül fraqment böyük enerji əldə edir həm də alfa zərrəciklər yüngül fraqmentə tərəf meyl edir. Bu da təcrübədə müşahidə olunmuşdur. Fraqmentlərə görə identifikasiya olmadıqda bu meyli müşahidə etmək mümkün olmur. Şəkil 5.2.1 (b)-dən göründüyü kimi təcrübədə fraqmentlərin identifikasiyasını təqribi götürmüşük. Bucağa görə paylanmaya təsir edən digər amil də budur.

Ekvatorial zərrəciklərdən başqa polyar zərrəciklərin də mövcudluğunu yoxlamaq üçün bu zərrəciklərin də qeyd edilməsinə diqqət yetirilmişdir. Təcrübi qurğuda fraqment detektorlarının qarşısında yerləşdirilmiş teleskop bu məqsəd üçün istifadə edilmişdir. Toplanan məlumatlardan yalnız polyar alfa zərrəciklər üçün müəyyən nəticələr alınmışdır. Bu zərrəciklər üçün alınmış enerji spektri şəkil 5.3.9-da göstərilmişdir. Belə alfa zərrəciklərin enerjiləri təqribən $22.66(43)$ MeV, çıxımı isə $2.6(5) \cdot 10^{-5}$ olmuşdur. Nəticələr göstərir ki, belə alfa zərrəciklər əsas alfa zərrəklərə nəzərən yüksək enerjiyə malik olur. Bunun səbəbi fraqmentlə birlikdə hərəkət edən alfa zərrəcik onun sürətlənməsi ilə daha çox enerji alır və nəticədə yüksək enerjiyə malik olur. Belə zərrəciklər fraqment detektoruna 180^0 bucaq altında qeyd edildiyindən onları polyar alfa zərrəciklər adlandırırlar. Amma belə prosesin baş vermə ehtimalı daha azdır.

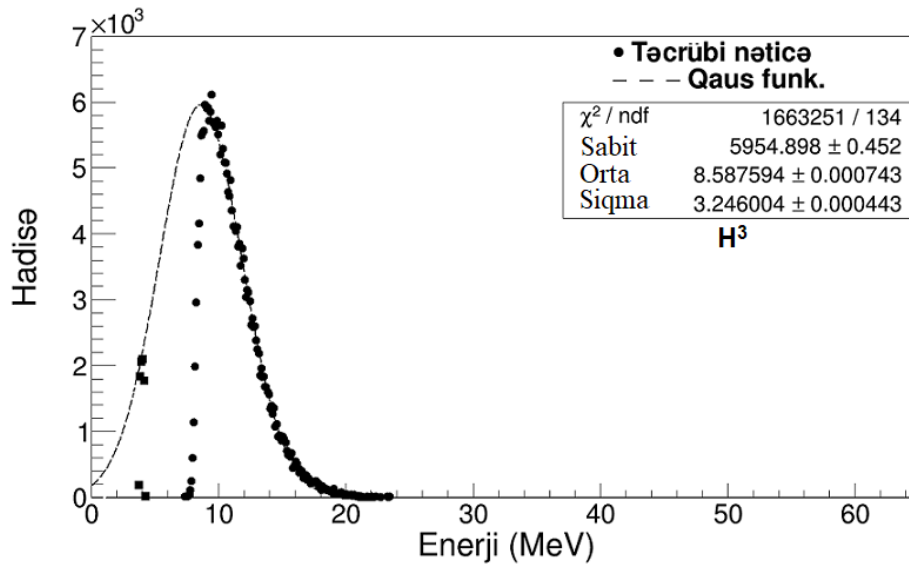
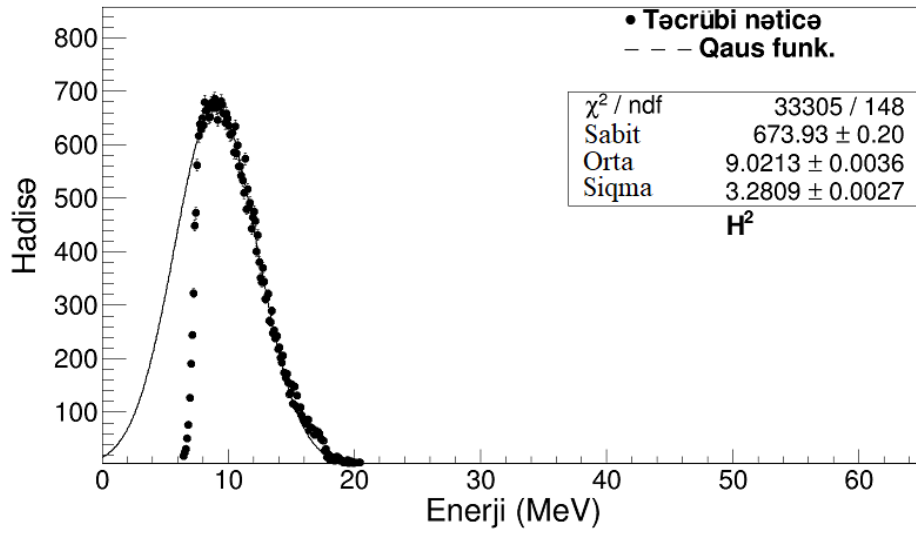
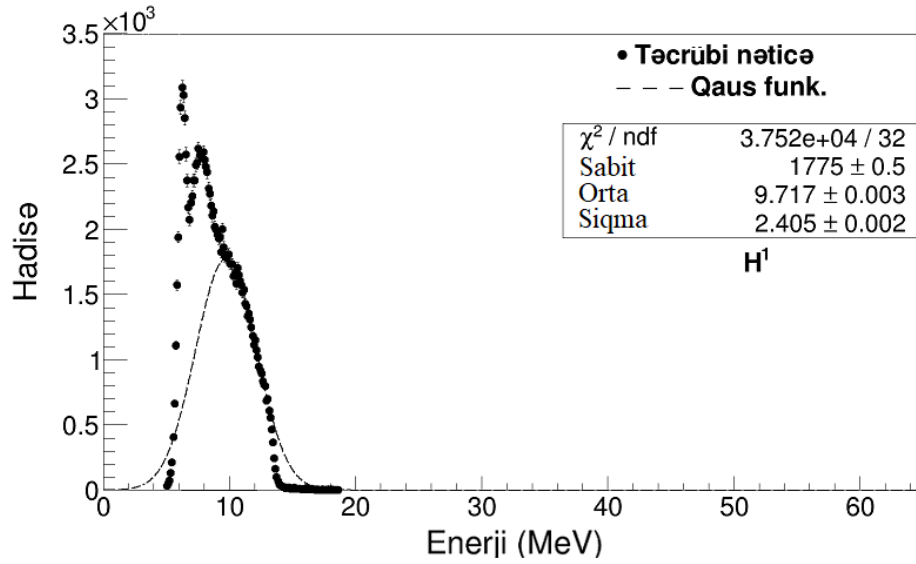


Şəkil 5.3.9. Polyar alfa zərrəciyin enerji spektri.

Fraqmentləri identifikasiya etmək mümkün olmadığından bu zərrəciklərin fraqmentdən asılılığına baxa bilməsək də [291, s. 292, 229, s. 451-452] müəlliflərinin nəticələri göstərir ki, zərrəciklər yüngül fraqmentlər tərəfə meyl edərək onların uçuş istiqamətində emissiya olunur.

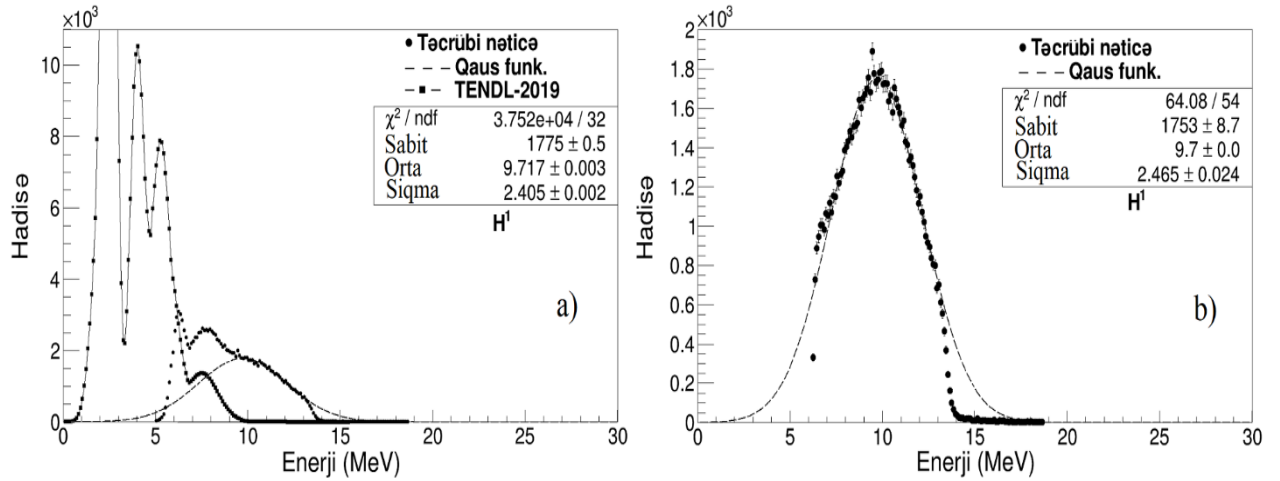
H izotopları.

Protonların enerji spektri ($E_p \leq 20$ MeV) üçün şəkil 5.3.10-də göstərilmişdir. Şəkildə 3 komponent aydın görünür: Si-detektorların aşağı enerjili həddinə maksimum yaxın olan aşağı enerjili komponent (yəni $E_p < 6.5$ MeV), orta enerjili komponent ($E_p \sim 7.5$ MeV-də) və yüksək enerjili komponent ($E_p \sim 9.7$ MeV enerjidə). Protonların enerji spektrinin digər üçqat hissəciklərlə müqayisədə daha mürəkkəb olduğu müşahidə edilmişdir [20, s. 177]. Şəkil 5.3.10 - da göstərilmiş deytron və tritonların enerji spektrləri uyğun olaraq 8.6 MeV və 9.0 MeV ən çox ehtimal olunan enerji nümayiş etdirir. Eyni emissiya mexanizmindən yaranan proton paylanması da oxşar olacağını gözləmək olar. Ona görə də şəkildə yüksək enerjiyə uyğun gələn komponent bölünmə prosesi zamanı ²⁵²Cf nüvəsindən emissiya olunan üçqat bölünmə protonlarına uyğundur. Bu paylanma piki $\sigma \approx 2.4$ MeV olmaqla 9.717 MeV enerjiyə uyğun gəlməklə 15.8 MeV-ə qədər dəyişir. Bölünmə neytronlarının yaratdığı (n, p) və alfa aktivlikdən yaranan alfa zərrəciklərin (α , p) reaksiyaları zamanı yaranan protonlar üçqat bölünmə protonlarının çıxımına əhəmiyyətli töhfə verə bilər.



Şəkil 5.3.10. ²⁵²Cf nüvəsinin spontan üçqat bölünməsi zamanı emissiya olunan ¹H, ²H, ³H zərrəciklərinin enerji spektrləri. Heç bir xəta göstərilmədikdə xəta nöqtənin içərisindədir.

Bizim halında aşağı enerjili komponent yarımkəçirici detektorlar daxilində Si(n, p) reaksiyalarından yarana bilər. Lakin effektiv en kəsiyinin az olmasını və sistemdə və analizdə filtrləmə imkanlarını nəzərə aldıqda belə protonların tövhəsi nəzərə alınmayacaq qədər azdır. Ümumi enerji spektrində orta enerjilərdə görünən pik Al(α , p) reaksiyalarından yaranan protonlara uyğundur. Müxtəlif mümkün mənbələrdən gələn töhfələri təhlil etmək üçün protonların enerji spektri Talys-1.96 kodu [159, 138] vasitəsilə hesablanmışdır. Hesablama nəticəsində məlum olmuşdur ki, (α , p) reaksiyasından yaranan protonlar üçqat bölünmədən yaranan protonların enerji spektrinə ən çox tövhəni verə bilər. Şəkil 5.3.11 (a)-da simulyasiyanın nəticələrinin təcrübə ilə müqayisəsi göstərilmişdir. (α , p) reaksiyalardan yaranan protonların gözlənilən enerji spektri düz xətlə göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi simulyasiyanın nəticəsində mərkəzləri 2.4 MeV, 3.9 MeV, 5.2 MeV və 7.5 MeV olmaqla 4 pik müşahidə olunur. SRİM simulyasiyaları göstərir ki, 150 μm qalınlıqlı Si detektorundan yalnız enerjisi 5 MeV olan protonlar keçə bilər. Bu enerji ikinci teleskopun minimum qeyd edə biləcəyi enerjini göstərir.

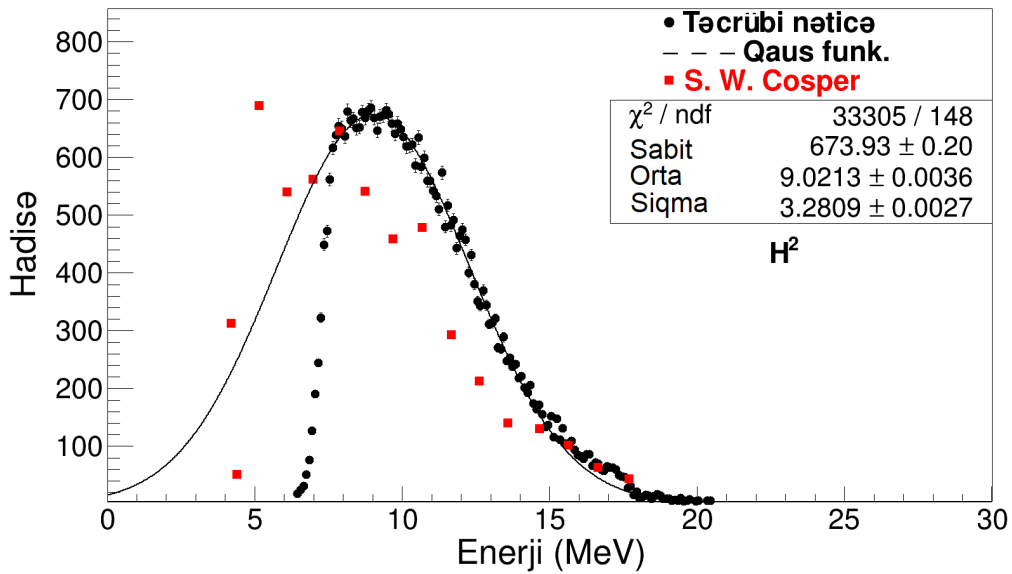


Şəkil 5.3.11. Al(α , p) reaksiyalarından və üçqat bölünmədən yaranan protonların enerji spektr. a) – TENDL-2019 simulyasiyası ilə birlikdə; b) – Simulyasiyanın nəticələri çıxıldıqdan sonra alınan spektr.

Al(α ,p) reaksiyalarından başqa (n, p) və (γ , p) reaksiyaları üçün də Talys hesablamaları aparılmışdır. ^{252}Cf -dan emissiya olunan neytronların orta enerjisi 2 MeV olduğundan bu enerjilərdə (n, p) reaksiyasından yaranan protonların enerjisi 2

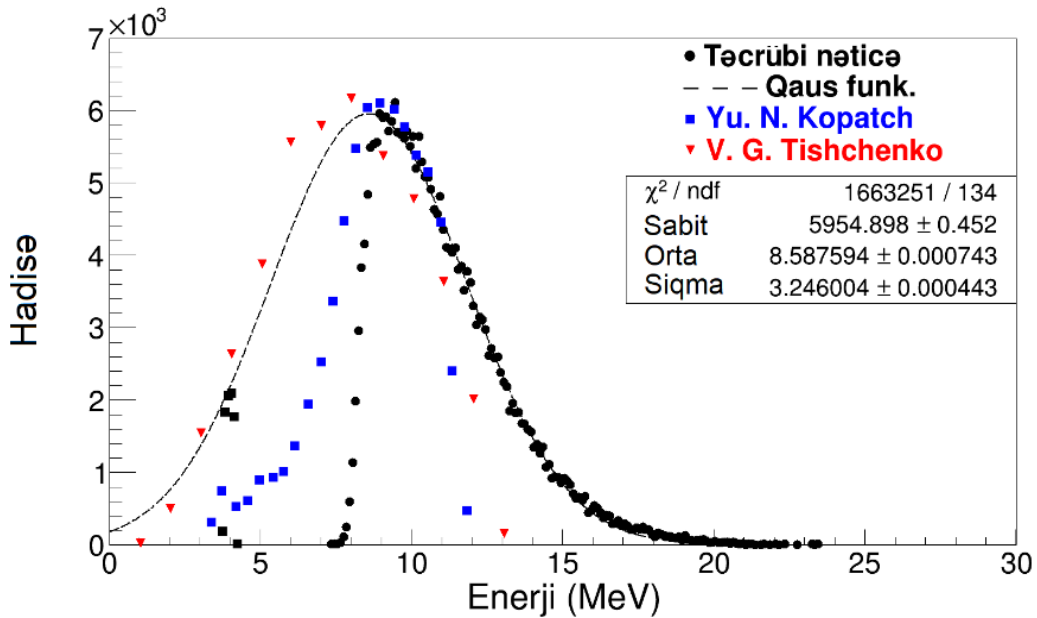
MeV-ə kimi olduğundan təcrübi qurğu belə protonları qeyd etməyə imkan vermir. Ümumilikdə ^{252}Cf -dan emissiya neytronların enerjisi 10 MeV-ə kimi ola bilər [227, s. 119, 235, s. 4]. Lakin enerji artdıqca neytronların emissiya ehtimalı da kəskin azalır. Ona görə yüksək enerjili neytronlarla (n, p) reaksiyası zamanı buraxılan protonları nəzərə almamaq olar. Bu halda 5.9 MeV enerjili protonların yaranma ehtimalı 26.1 barn olduğundan belə protonların (α , p) reaksiyasından yaranan protonların fonunda nəzərə almamaq olar və şəkildən də görüldüyü kimi qeydetmə sistemi onları qeyd etməyə imkan vermir. ^{252}Cf -dan emissiya olunan qamma şüalarının enerjisi də 8 MeV-ə [44, s. 4, 233, s. 63] kimi olduğundan 8 MeV enerjili qamma şüaların (γ , p) reaksiyası zamanı yaratdığı protonların enerjisi 0.55 MeV, reaksiyanın ehtimalı isə 6.9×10^{-5} barn olmuşdur. Enerji az olduğundan belə protonları qeydetmə sistemi qeyd etməmişdir. Şəkil 5.3.11 (b)-də simulyasiyanın nəticələri çıxıldıqdan sonra təcrübi nəticələr verilmişdir. Görüldüyü kimi təcrübi nəticə Qaus funksiyasına tabe olur və çıxılmadan əvvəlki nəticə ilə bu nəticələr üst-üstə düşür.

^{252}Cf nüvəsinin üçqat bölünməsi zamanı deytronların enerji spektri şəkil 5.3.12-də göstərilmişdir. Yarım eni 3.591 MeV olan pikin mərkəzi 9.127 MeV enerjiyə uyğun gəlir.

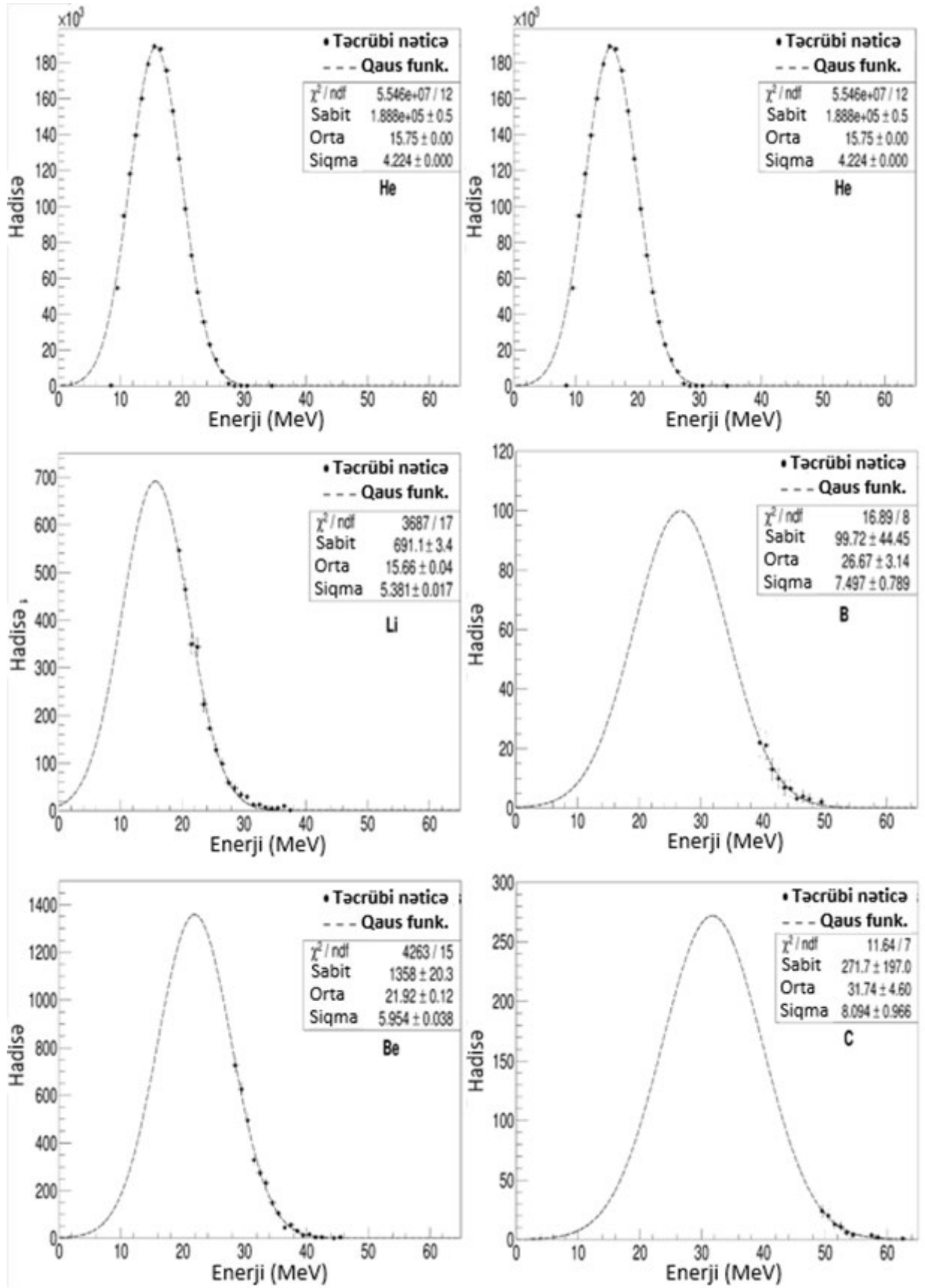


Şəkil 5.3.12. Üçqat bölünmə deytronlarının enerji spektrinin digər müəlliflərlə müqayisəsi; Qırıq xətt Qaus funksiyasını göstərir. Digər müəlliflərin nəticələri bizim nəticələrə normallaşdırılmışdır.

Müşahidə olunan deytronların maksimum enerjisi təqribən 25 MeV olmuşdur. Şəkildə ^{252}Cf spontan mənbəyindən qeyd olunmuş deytronların nəticələrinin digər tədqiqatçıların [74, s. 1198] nəticələri ilə müqayisəsi göstərilmişdir. Deytronların çıxımları Qaus funksiyası ilə sıfır nöqtəsinə nəzərən aproksimasiya edilmiş əyrinin sahəsindən təyin edilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi, deytronlar üçün hazırkı nəticələr digər tədqiqatçıların nəticələri ilə qismən uyğunluq təşkil edir. ^{252}Cf nüvəsinin üçqat bölünməsi zamanı tritonların enerji spektri şəkil 5.3.13-də göstərilmişdir. Yarım eni 3.246 MeV olan pikin mərkəzi 8.587 MeV enerjiyə uyğun gəlir. Müşahidə olunan maksimum enerji təqribən 24 MeV olmuşdur. Şəkildə ^{252}Cf spontan mənbəyindən qeyd olunmuş tritonların nəticələrinin digər tədqiqatçıların [271, s. 16, 164, s. 4] nəticələri ilə müqayisəsi göstərilmişdir. Tritonların çıxımları Qaus funksiyası ilə sıfır nöqtəsinə nəzərən aproksimasiya edilmiş funksiyanın sahəsi görə təyin edilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi, tritonlar üçün hazırkı nəticələr digər tədqiqatçılardan [164, s. 16] müəllifi ilə yaxşı uyğunlaşsa da [271, s. 4] müəlliflərinin aldığı nəticələrlə uyğunlaşmır.



Şəkil 5.3.13. Üçqat bölünmə tritonlarının enerji spektrinin digər müəlliflərlə müqayisəsi; Qırıq xətt Qaus funksiyasını göstərir. Digər müəlliflərin nəticələri bizim nəticələrə normallaşdırılmışdır.



Şəkil 5.3.14. Üçqat bölünmə He, Li, Be, B və C zərrəciklərinin enerji spektrləri; Qırıq xətt Qaus funksiyasını göstərir.

^{252}Cf nüvəsinin üçqat bölünməsi zamanı qeyd edilən zərrəciklərdən əlavə Li, Be, B və s. kimi zərrəciklər də emissiya oluna bilər. Bu zərrəciklər yalnız 1-ci və 3-cü teleskoplarla qeyd edilmişdir (şəkil 5.3.1 və 5.3.3). 2-ci teleskopun nəticələrində bu zərrəciklərin müşahidə olunmamasının səbəbi istifadə olunan elektronikanın dinamik enerji oblastının imkan verməməsidir. Digər teleskoplarda isə ΔE detektorunun qeyri-bircinsliliyi və elektronikada küy siqnal nisbətinin imkan verməməsi səbəbindən bu izotopların ayrılması mümkün olmamışdır. Bu səbəbdən bütün Li izotopları, Be izotopları, B izotopları və C izotopları üçün enerji spektrləri şəkil 5.3.14-də göstərilmişdir. Bu zərrəciklər üçün də düzgün enerji paylamalarını almaq üçün alüminium folqaya ($30\ \mu\text{m}$) görə düzəlişlər edilmişdir. Kütlə ədədindən asılı olaraq zərrəciklərə görə kəskin enerji də artır və alınan spektrlər daha kəskin olur. Zərrəciklərin enerjisi və çıxımı alınan təcrübi məlumatları Qaus funksiyası ilə aproksimasiya etməklə alınmışdır.

Bütün zərrəciklər üçün alınmış nəticələr cədvəl 5.3.3-də toplanmışdır. Cədvəldən görüldüyü kimi alfa zərrəciklərin çıxımı digər zərrəciklərlə müqayisədə kifayət qədər çoxdur. Alfa zərrəciklərin çıxımının çox olmasının səbəbi bu zərrəciklərin dayanıqlı olmasıdır. Məlum olduğu kimi alfa zərrəciklər ^4_2He izotopudur. Bu izotop iki neytrona və iki protona malik olduğundan spinlərin paylaşmasına görə dayanıqlı sistem (nüvə) əmələ gətirir. Çıxımı yüksək olan ikinci zərrəcik isə tritiumdur. Be üçün çıxımın çox alınması da dayanıqlı nüvəyə əsasən izah olunur. $^{10}_4\text{Be}$ nüvəsi ^7_3Li nüvəsinə nəzərən dayanıqlı olduğundan Be-un çıxımı Li-un çıxımından çoxdur. Ümumiyyətlə cüt-cüt nüvələr tək-cüt və tək-tək nüvələrə nəzərən dayanıqlı olurlar. Zərrəciklərin çıxımlarını təyin edərkən $\text{Si}(n, p)$, $\text{Si}(n, \alpha)$, $\text{Al}(n, p)$, $\text{Al}(n, \alpha)$ və s. reaksiyalardan yaranan kənar zərrəciklərin ehtimalı Talys-2019 proqramında hesablanmışdır. Hesablamalara görə ən çox çıxıma malik olan alfa zərrəciklərin $\text{Al}(n, \alpha)$ və $\text{Al}(\alpha, \alpha)$ reaksiyalarından yaranma ehtimalı 6 MeV enerjili induksiya edici neytronlar və alfa zərrəciklər üçün uyğun olaraq $1.6 \cdot 10^{-19}$ və 8.1 barn'dır. Bu zaman yaranan alfa zərrəciklərin enerjisi 4 MeV-ə bərabərdir. $\text{Si}(n, \alpha)$ reaksiyasının simulyasiyası göstərir ki, induksiya edici neytronun enerjisi 10 MeV-dən böyük olursa bu reaksiya baş verə bilər və onun ehtimalı $9 \cdot 10^{-16}$ barn-a bərabərdir.

Cədvəl 5.3.3. Bütün üçqat bölünmə zərrəcikləri üçün alınmış nəticələr.

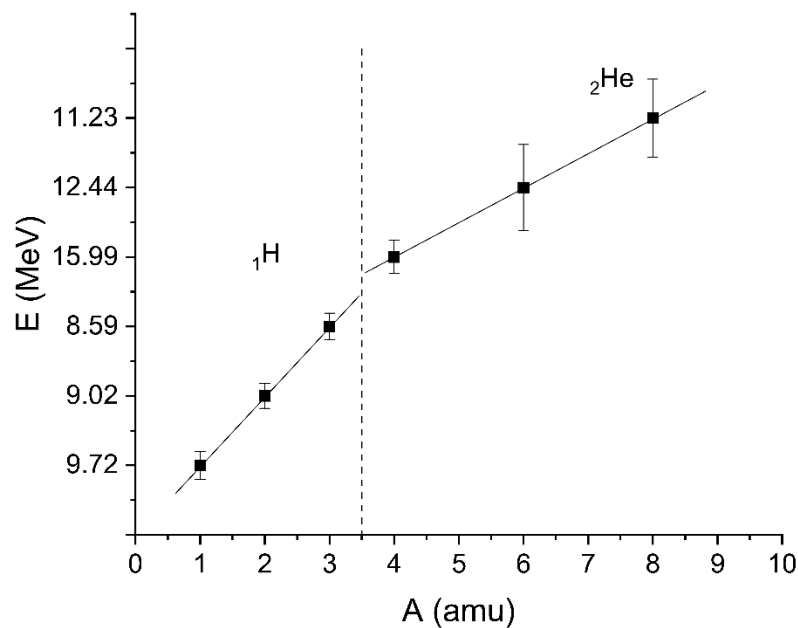
Üçqat zərrəciklər	Astana enerjisi (MeV)	Enerji (MeV)	Siqma (MeV)	Çıxım (ikiqat bölünməyə nisbət)
H ¹	5.5	9.72(20)	2.46(0.03)	$7.2(4) \cdot 10^{-5}$
H ²	6.0	9.02(18)	3.28(0.01)	$4.1(2) \cdot 10^{-5}$
H ³	6.5	8.59(19)	3.25(0.01)	$3.46(20) \cdot 10^{-4}$
⁴ He	9.5	15.99(24)	4.33(0.01)	$3.82(7) \cdot 10^{-3}$
⁶ He	10.5	12.44(62)	3.42(0.01)	$1.03(5) \cdot 10^{-4}$
⁸ He	11.0	11.23(56)	3.21(0.04)	$5.68(30) \cdot 10^{-6}$
Li	20	15.66(0.42)	5.38(0.02)	$2.1(2) \cdot 10^{-5}$
Be	28	21.92(1.12)	5.95(0.04)	$6.1(4) \cdot 10^{-5}$
B	39	26.67(3.14)	7.50(0.79)	$5.54(1.17) \cdot 10^{-6}$
C	49	31.74(4.60)	8.09(0.97)	$1.65(97) \cdot 10^{-5}$

Yaranan alfa zərrəciklərin enerjisi isə 5.4 MeV-dur. Al(n, d) və Al(α , d) reaksiyalarının simulyasiyası göstərmişdir ki, bu reaksiyaların baş vermə ehtimalı daha da azdır və daha yüksək astana enjilərində baş verir. Si(n, d) üçün effektiv en kəsik $3.0 \cdot 10^{-13}$ barn ($E_n=10.5$ MeV), bu zaman yaranan deyntronların enerjisi isə 0.55 MeV-ə bərabərdir. Al(n, d) reaksiyasının effektiv en kəsik $3.4 \cdot 10^{-12}$ barn ($E_n=7$ MeV), bu zaman yaranan deyntronların enerjisi isə 0.55 MeV-ə bərabərdir. Effektiv en kəsiyi $3.4 \cdot 10^{-12}$ ($E_\alpha=8$ MeV) olan Al(α , d) reaksiyası zamanı yaranan deyntronların enerjisi isə 1 MeV-ə bərabərdir ki, bu enerji qeydetmə sisteminin minimum enerjisindən çox azdır. Tritium üçün astana enerjiləri daha yüksəkdir. Si (n, t) reaksiyası üçün astana enerjisi 17.5 MeV-dir. Yəni belə reaksiyanın baş verməsi üçün neyutronun enerjisi 17.5 MeV olmalıdır. Bu enerjili neyntonların təsiri ilə reaksiyanın baş vermə ehtimalı $7.5 \cdot 10^{-18}$ barn, bu zaman yaranan tritiumun enerjisi ilə 0.55 MeV-dir. Al (n, t) reaksiyasının baş verməsi üçün lazım olan minimum enerji 12 MeV, reaksiyanın baş

vermə ehtimalı $2.6 \cdot 10^{-15}$ barn, bu zaman yaranan tritiumların enerjisi isə 0.55 MeV-dir. Effektiv en kəsiyi $2.4 \cdot 10^{-5}$ olan Al (α , t) reaksiyası üçün tələb olunan minimum enerji 10 MeV, bu zaman yaranan tritiumun enerjisi isə 0.55 MeV-dir. Yaranan izotoplar ağırlaşdıqca reaksiyalar üçün astana enerjisi artır və reaksiyaların baş vermə ehtimalı azalır.

Bütün reaksiyalar üçün hesablanmış nəticələrdən görüldüyü kimi reaksiyaların baş vermə ehtimalı və bu zaman yaranan zərrəciklərin enerjiləri üçqat zərrəciklərin təyin edilən çıxımlarında xətlər daxilindədir. Ehtimalı çox olan reaksiyalarda yaranan zərrəciklərin enerjiləri qeyd etmə sisteminin minimum qeyd etdiyi enerjiden kiçik olduğundan bu zərrəciklərin üçqat prosesdən yaranan zərrəciklərə tövhəsini nəzərə almamaq olar. Sinxronizasiya sisteminin və analizdə aparılan filtrləmə prosesini nəzərə aldıq da belə zərrəciklərin tövhəsini əhəmiyyətli dərəcədə azaltmış oluruq.

Eyni elementin izotoplarının enerjilərinin kütlə ədədindən asılı olaraq dəyişməsi də maraqlıdır. Əgər zərrəciklər bölünmə anında yaranırsa və iki fraqmentin arasındakı sahədə sürətlənirsə onda izotopun kütlə ədədindən asılı olaraq enerji də dəyişməlidir. Yüngül zərrəciyin sürətlənməsi daha çox olduğu üçün daha çox enerji əldə etməlidir. Həm hidrogen həm də helium izotopları üçün enerjinin kütlə ədədindən asıllığı şəkil 5.3.13-də göstərilmişdir.



Şəkil 5.3.13. Hidrogen və helium izotopları üçün kütlə ədədinin enerjiden asıllığı.

Şəkildən görüldüyü kimi enerjinin kütlə ədəmindən asıllığı xətti xarakter daşıyır. Amma xəttin meyilliyi hidrogen və helium izotopları üçün müxtəlifdir. Bu asıllıq həmçinin də elementin digər izotoplarının da enerjisini ehtimal etməyə imkan verir. Baxmayaraq ki, həmin izotoplar təcrübədə qeyd edilə bilməmişdir.

5.4. Dördqat bölünmə məhsullarının qeyd olunması

Artıq girişdə qeyd edildiyi kimi ^{252}Cf nüvəsinin dördqat bölünməsi zamanı əsas bölünmə məhsulları (fragmentlər) ilə birlikdə iki yüngül zərrəcik də emissiya olunur [19, s. 542]. Belə zərrəciklərin həm “həqiqi” həm də “psevdo” dördqat bölünmədə emissiya oluna bilər. “Psevdo” dördqat bölünmə zərrəciklərini qeyd etmək “həqiqi” dördqat bölünmə zərrəcikləri ilə müqayisədə çox çətindir. Bu zərrəciklər arasındakı bucağın tapılması, enerjilərinin ölçülməsi üçün adi YK detektor istifadə etdikdə hər iki zərrəcik eyni bir detektorda düşdüyündən hər iki zərrəcik bir hadisə (zərrəcik) kimi qeyd olunur.

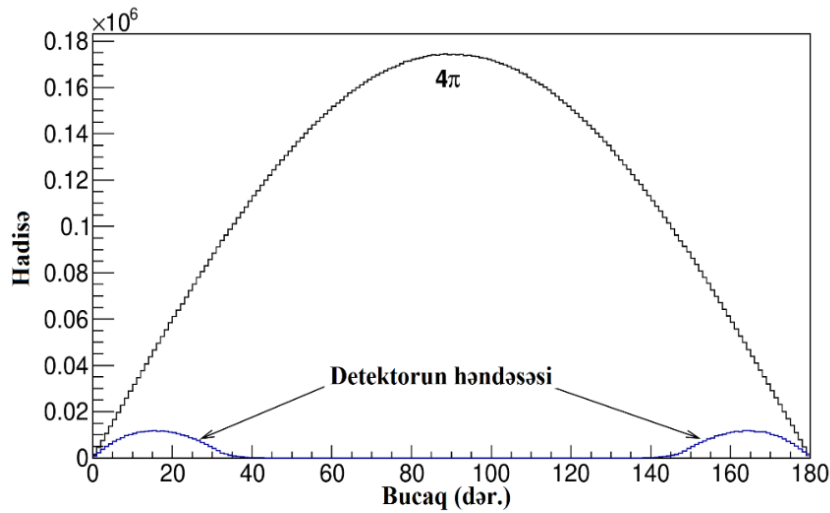
Təcrübədə əsasən (α, α) və (α, t) cütləri qeyd olunmuşdur. Bu cütlər üçün toplanan hadisələrin sayını qane edici hesab etmək olar. İstifadə olunan mənbənin aktivliyi az olduğundan və fon alfa zərrəcikləri udmaq üçün Al folqa istifadə edildiyindən təsadüfi hadisələrin sayı nəzərə alınmayacaq qədər az olmuşdur. Əlavə olaraq bu cütlərin yaranmasına səbəb ola biləcək əlavə fon mənbələri də araşdırılmışdır. Detektor sisteminin qeyd edə biləcəyi bucaqlar 3^0-83^0 və $100-180^0$ intervalında hesablanmışdır. Alınan paylanmaları korrektə etmək üçün detektor sisteminin simulyasiya edilməsi və simulyasiyadan alınan paylanmadan istifadə etmək lazımdır. Detektor sistemi ROOT proqramının köməyi ilə simulyasiya olunmuşdur. Bu zaman təsadüfi hadisələr yaratmağa imkan verən $\text{Rndm}()$ riyazi generatorundan istifadə edilmişdir. Əvvəlcə sferik koordinat sistemində kürə yaradılaraq hadisələrin bircinsliliyinə baxılmışdır. Məlum olduğu kimi sferik koordinat sistemində fəza koordinatları aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$X=R \cdot \sin\theta \cdot \cos\varphi$$

$$Y=R \cdot \sin\theta \cdot \sin\varphi$$

$$Z=R \cdot \cos\theta$$

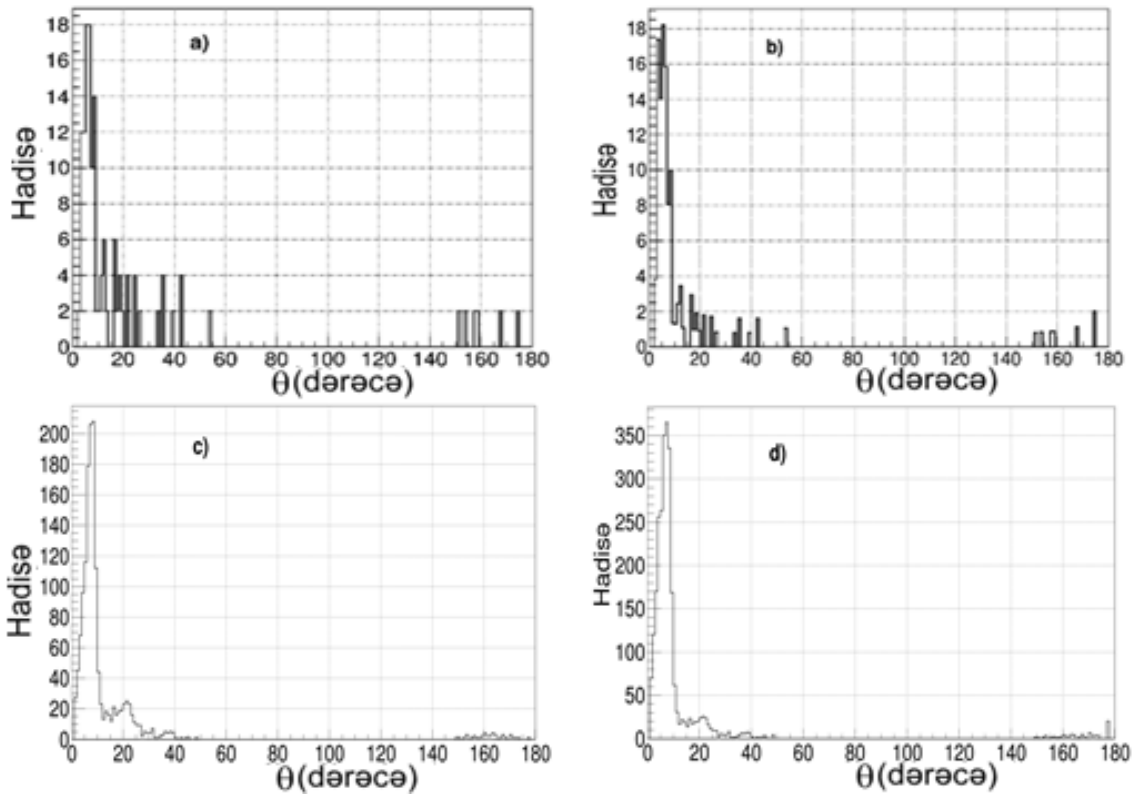
harada θ və φ - uyğun olaraq polyar və azimutal bucaqlar, R - isə kürənin radiusudur. Proqramda sadəcə olaraq polyar və azimutal bucaqlar dəyişdirilmişdir. Kürənin radiusu isə Timepix detektoruna qədər olan məsafə yəni 11 cm götürülmüşdür. Təcrübədə əsas detektor Timepix olduğundan onun ölçüləri əlavə şərt kimi proqrama daxil edilmişdir. Simulyasiya nəticəsində detektor sisteminin qeyd edə biləcəyi iki zərrəcik arasında bucağın paylanma spektri şəkil 5.4.1-də verilmişdir [19, s. 546]. Şəkildə qeydetmə sisteminin effektivliyinin 4π olduğu hal ilə real sistemin həndəsi effektivliyi göstərilmişdir. Göründüyü kimi 15° və 165° bucaqlı hadisələrin qeyd edilmə ehtimalı daha çoxdur. Bu paylanma spektri, təcrübədən alınan spektrin bərpa olunmasında istifadə ediləcəkdir.



Şəkil 5.4.1. Teleskop sistemin ilə qeyd edilə bilən iki hadisə arasında bucaq paylanmasının simulyasiyası [19, s. 546].

(α, α) və (α, t) cütləri arasında təcrübədən alınmış paylanma spektri şəkil 5.4.2 (a və c)-də verilmişdir. Şəkil 5.4.2 (a) və 5.4.2 (b)-də köhnə təcrübi qurğu ilə alınan nəticələrdir. Spekrdə göstərilmiş θ - iki zərrəcik (hadisə) arasındakı bucaqdır. Bu təcrübələrdə aktivliyi az olan mənbə istifadə edildiyindən toplanan statistika az olmuşdur. Alınan spektrləri bərpa etmək üçün spektr, simulyasiyadan alınan spektrə bölünmüşdür. Hər iki spekrdə hadisələrin sayının bərabər olması üçün şəkil 5.4.1-dəki bucağa görə paylanma spektri əvvəlcə vahidə normallaşdırılmışdır. Bərpa olunmuş spektr şəkil 5.4.2 (b və d)-də verilmişdir. Şəkildə 140° -dən böyük bucaqlara

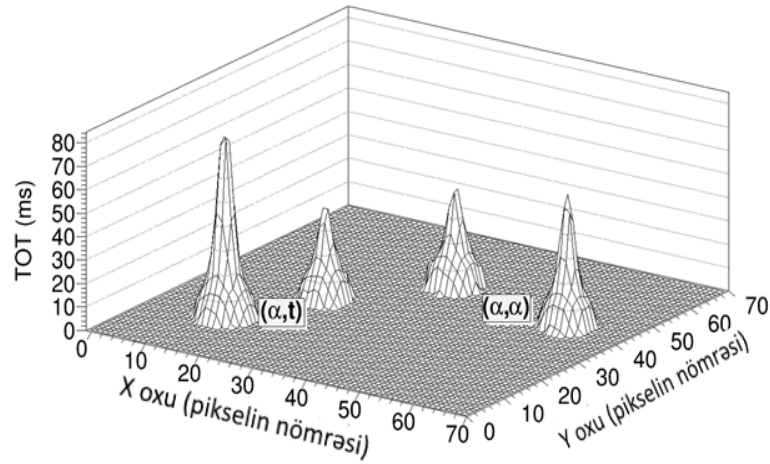
uyğun gələn hadisələr əsl dördqat bölünmə zərrəciklərinə uyğundur. Qeyd edək ki, [151, s. 381] müəllifləri matris şəklində yığılmış çoxlu YK PİN diodlardan istifadə etmişdir. Hər diodun sahəsi $3 \times 3 \text{ cm}^2$ olduğundan onların istifadə etdiyi qeyd etmə bucağının minimum qeyd etmə bucağı 8° olmuşdur. Bizim halda zərrəciklərin Timepix detektorunda üst-üstə düşməsinə görə enerjiden asılı olaraq 3° kiçik bucaqlara baxılmamışdır. Teleskoplarda adi PİN diod istifadə etdiyimizdən bizim halda dioda düşən iki zərrəcik, yalnız bir siqnal yaradır. Şəkil 5.4.3 (b və d)-dən görüldüyü kimi kiçik bucaqlarda hadisələrin sayı çoxdur.



Şəkil 5.4.2. Təcrübədə alınmış dördqat bölünmə zərrəcikləri arasındakı bucaq paylanması. (a, c): bərpa olunmamış, (b, d): bərpa olunmuş [19, s. 546].

Artıq deyildiyi kimi ΔE detektorlar zərrəciyin növünə həssas olduğundan qeyd olunan siqnalın sadəcə olaraq 2 dəfə çox olur. Yəni iki alfa zərrəcik eyni zamanda detektora düşürsə onda ΔE -E spektrində bu hadisələr Li izotoplarının yerində müşahidə olunmalıdır. Qeyd etmək lazımdır ki, (α, α) və (α, t) PİN diodda yaratdığı siqnalların amplitudları çox fərqlənmir. Bu cütləri ayırmaq üçün Timepix detektorunun pikselə görə həssaslığından istifadə olunmuşdur. Bu zaman şərt kimi qəbul olunmuşdur ki,

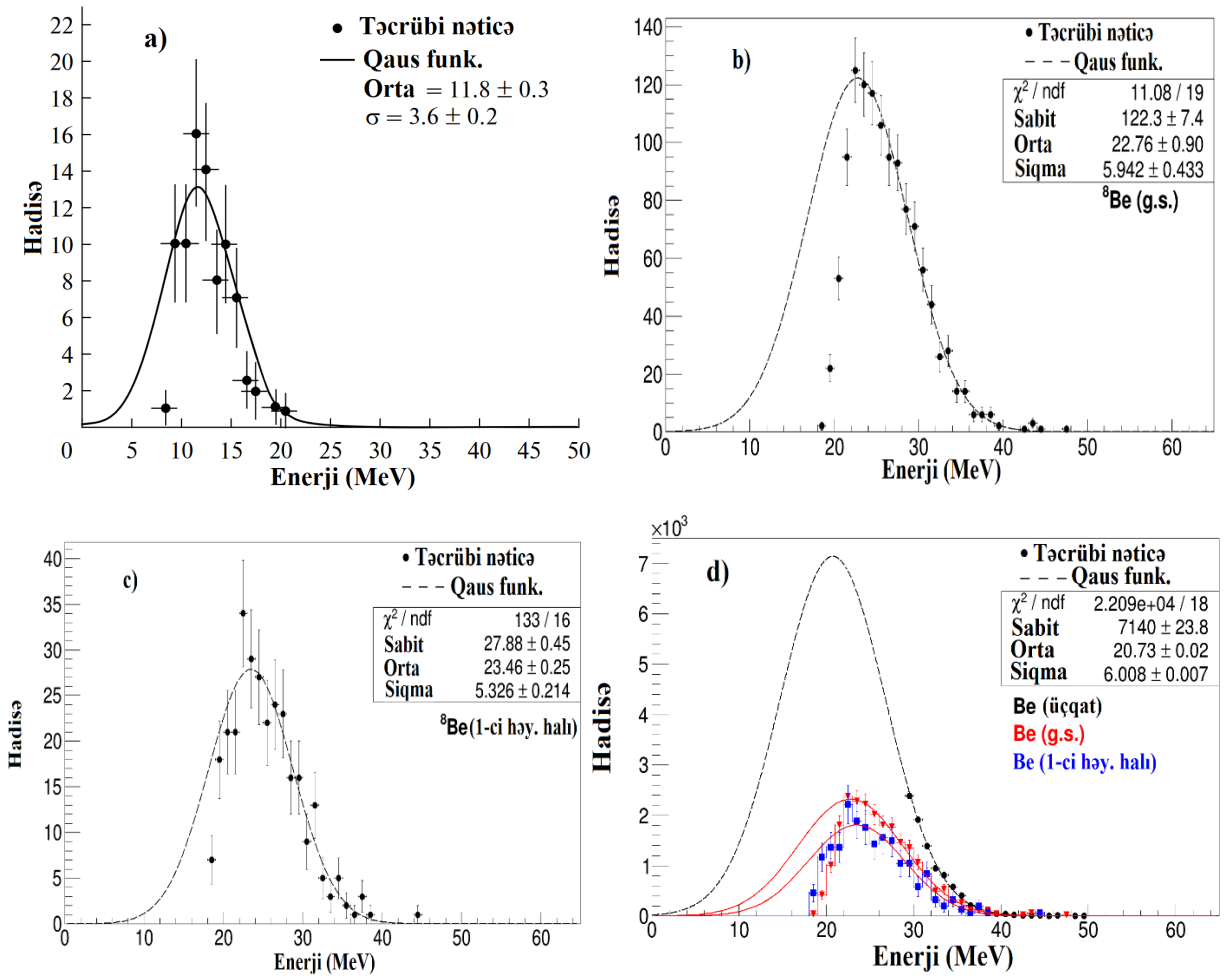
əgər Timepix detektorunda zərrəciklərin enerjiləri bir-birindən iki dəfədən çox fərqlənirsə onda həmən cütlər (α, t) -dur. Enerjisi iki dəfədən az fərqlənən cütlər isə (α, α) kimi qəbul olunmuşdur. Bu hadisələri qeyri stabil ^8Be izotopunu ilə əlaqələndirmək olar. Bu izotopun yaşama müddəti $T_{1/2} = 0.07$ fsan qiymətləndirilir. ^8Be izotopunun əsas halda iki alfa zərrəciyə bölünməsi zamanı ayrılan enerji 0.092 MeV-dur. Şəkil 5.4.3-də belə cütlərin üç ölçülü spektri verilmişdir.



Şəkil 5.4.3. (α, α) və (α, t) cütlərinin Timepix detektoru ilə qeyd olunmuş 3 ölçülü spektri.

Bölünmənin kinematikasına əsasən hesablanmışdır ki, ^8Be izotopunun əsas haldan bölünməsi zamanı əmələ gələn alfa zərrəciklər arasında maksimum bucaq 80° olmalıdır. Bu bucaqdan böyük bucaqlardakı hadisələr ^8Be izotopunun həyəcanlanmış halları ilə izah olunur. Köhnə qeydetmə sistemi ilə ölçülmüş əsas halda (α, α) cütləri üçün enerjiyə görə paylanma spektri şəkil 5.4.4 (a)-da verilmişdir. Yeni qeydetmə sistemi ilə alınmış nəticələr isə şəkil 5.4.4 (b)-də göstərilmişdir. Əsas halda cütlər arasındakı bucaq 110° -dən kiçik götürülmüşdür və bu hadisələrə uyğun enerji spektri qurulmuşdur. Enerji spektri, $30 \mu\text{m}$ Al və $15 \mu\text{m}$ ΔE detektorunda enerji itkisinə görə bərpa olunmuşdur. Şəkildə nöqtələrlə təcrübədən alınan məlumatlar, kəsilməz xətlə isə Gauss funksiyası ilə edilmiş aproksimasiya göstərilmişdir. Hadisələrin sayının az olmasına baxmayaraq həyəcanlanmış hallar üçün də enerjiyə və bucağa görə paylanma spektrləri tədqiq olunmuşdur. Qeyd edək ki, zərrəciyin 1-ci həyəcanlanmış

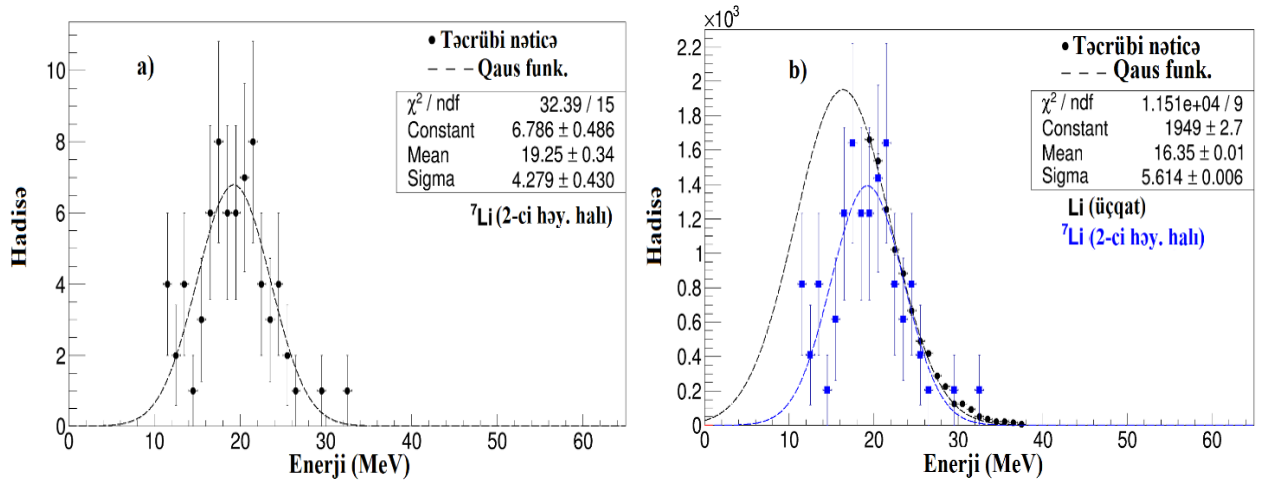
haldan bölünmə ehtimalı böyük olduğundan onda 10^0 -dən böyük bucaqları 1-ci həyəcanlanmış hal üçün qəbul etmək olar. Həyəcanlanmış hal üçün alınmış enerji spektri şəkil 5.4.4 (c)-də göstərilmişdir. Əvvəlki ölçmələrdə mənbənin aktivliyi kifayət etmədiyini 1-ci həyəcanlanmış halları üçün toplanan hadisələrin sayı çox az olduğundan burda göstərlməmişdir. Şəkil 5.4.4 (a)-da alfa zərrəciklərin paylanma spektri göstərilirdiyi halda digər şəkillərdə alfa zərrəciklərin cəm spektri göstərilmişdir.



Şəkil 5.4.4. ⁸Be izotopunun əsas halında (α , α) cütləri üçün bucağa (sol) və enerjiyə (sağ) görə paylanma spektrləri.

Şəkil 5.4.4 (d)-də müqayisə üçün üçqat bölünmədə qeyd edilmiş Be izotoplarının enerji spektri ilə “psevdo” dördqat bölünmə məhsulları olan (α , α) cütlərinin enerji spektrləri göstərilmişdir. Nəticələr üçqat bölünmənin nəticələrinə normallaşdırılmışdır.⁷Li izotopunun 2-ci həyəcanlanmış hal üçün alınmış enerji spektri şəkil 5.4.5 (a)-da göstərilmişdir. Şəkildə (α , t) cütlərinin cəm spektri

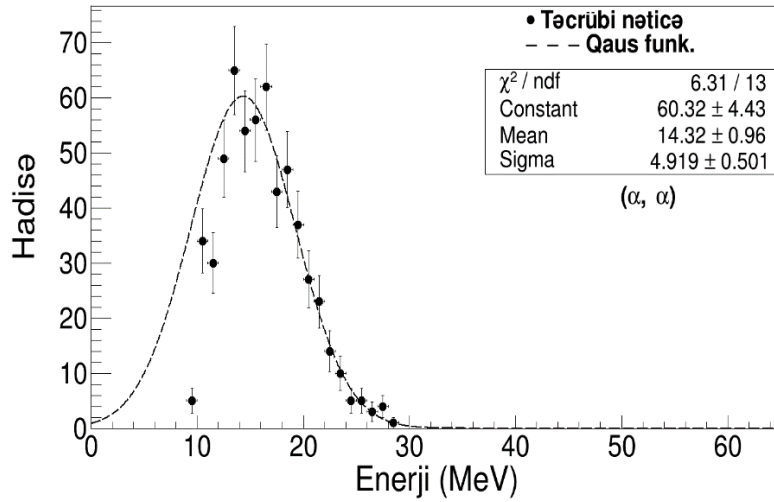
göstərilmişdir. Şəkil 5.4.5 (b)-də müqayisə üçün üçqat bölünmədə qeyd edilmiş Li izotoplarının enerji spektri ilə “psevdo” dördqat bölünmə məhsulları olan (α , t) cütlərinin enerji spektrləri göstərilmişdir. Şəkil 5.4.5 (b)-də göstərilən nəticələr üçqat bölünmənin nəticələrinə normallaşdırılmışdır.



Şəkil 5.4.5. ${}^7\text{Li}$ izotopunun 2-ci həyəcanlanmış halı üçün (α , t) cütlərinin bucağa (sol) və enerjiyə (sağ) görə paylanma spektrləri.

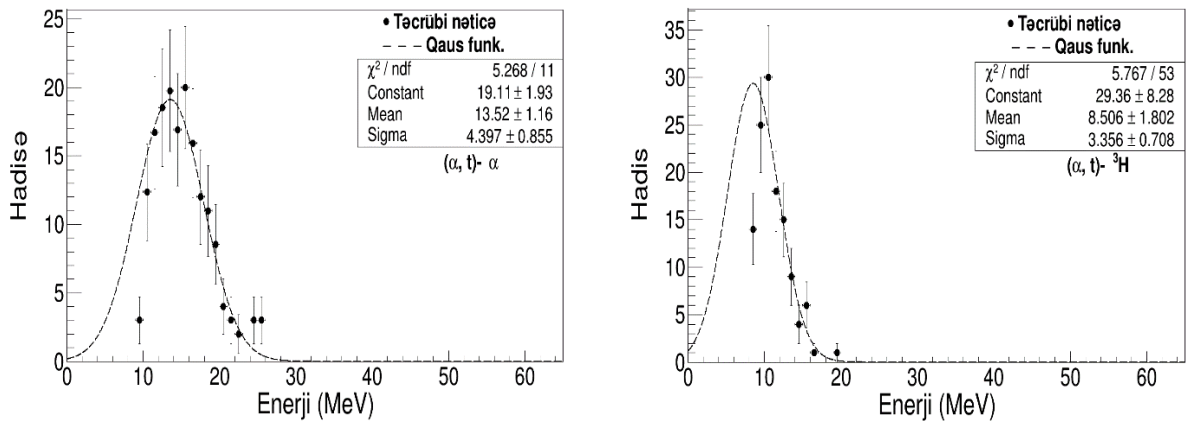
1-ci həyəcanlanmış halda (α , α) cütləri arasında bucağın maksimumu $7.11(13)^\circ$, həyəcanlanmış halda isə $21.25(22)^\circ$ olmuşdur. Toplanan məlumatların azlığına görə (α , t) cütləri arasında bucaq təyin edilə bilməmişdir. Qeydetmə sisteminin həndəsəsi çərçivəsində onlar arasında bucağın 60° kimi dəyişdiyi müşahidə edilmişdir. Qeyd edək ki, digər müəlliflər tərəfindən tapılmış birinci həyəcanlanmış halın enerji səviyyəsi 3.13 MeV-dir. Bizim tədqiqatlarda da buna yaxın qiymət alınmışdır. Trayektoriya hesablamalarından istifadə edərək həm əsas, həm də 1-ci həyəcanlanma halında (α , α) cütləri arasındakı bucaqlar simulyasiya olunmuşdur. Simulyasiyanın nəticələri növbəti fəsildə verilmişdir.

Həqiqi dördqat bölünmədən emissiya olunan (α , α) və (α , t) cütləri də analiz edilmişdir. Bu bölünmə prosesi üçün də zərrəciklərin enerjiləri və çıxımı təyin olunmuşdur. (α , t) cütləri üçün toplanan statistik məlumatlar az olsa da təyin edilmiş qiymətlər bu prosesin baş vermə ehtimalının hansı tərtibdə olduğunu deməyə əsas verə bilər. Şəkil 5.4.6-da (α , α) cütləri üçün enerjiyə görə paylanma spektrləri verilmişdir. Bu cütlər üçün enerji $14.32(96)$ olmuşdur.



Şəkil 5.4.6. Dördqat bölünmədə emissiya olunan (α , α) cütləri enerjiyə görə paylanma spektri.

Həqiqi dördqat bölünmə zamanı emissiya olunan (α , t) cütlərinin enerjiyə görə paylanma spektrləri həm alfa (a) həm də tritium (b) üçün şəkil 5.4.7-də verilmişdir. Belə bölünmədə alfa zərrəciklərin enerjisinin 13.52(1.93), tritiumun enerjisinin isə 8.5 (1.8) MeV-ə bərabər olduğu təyin edilmişdir.



Şəkil 5.4.7. Dördqat bölünmədə emissiya olunan (α , t) cütləri enerjiyə görə paylanma spektrləri.

Dördqat bölünmə prosesləri üçün təyin edilmiş enerjilər və çıxımlar cədvəl 5.4.1-də verilmişdir. Müqayisə üçün üçqat bölünmə zərrəciklərinin də nəticələri verilmişdir. Cədvəldə qeydetmə sisteminin həndəsəsinə görə bərpa olunmamış və olunmuş (*) nəticələr verilmişdir.

Cədvəl 5.4.1. Dördqat bölünmə zərrəcikləri üçün alınmış nəticələr.

Zərrəcik	Enerji (MeV)	Siqma (MeV)	Çıxım (ikiqat bölünməyə nisbət)
Li	15.66(0.42)	5.38(0.02)	$21(1) \cdot 10^{-6}$
Be	21.92(1.12)	5.95(0.04)	$62(4) \cdot 10^{-6}$
Əsas hal ¹ (α)	11.8(3)	3.6(2)	$1.3(3) \cdot 10^{-6}$
1-həyəcanlanma halı ¹ (α)	14.5(2.0)	-	$3.6(9) \cdot 10^{-6}$
Be (α, α) (əsas hal)	22.76(90)	5.942(433)	$3.7(9) \cdot 10^{-6}$
Be (α, α) (1-ci həy. halı)	23.46(25)	5.326(214)	$0.7(2) \cdot 10^{-6}$
Li (α, t) (2-ci həy. halı)	19.25(34)	4.279(430)	$0.15(1) \cdot 10^{-6}$
Be (α, α) (əsas hal*)	22.76(90)	5.942(433)	$7.1(9) \cdot 10^{-6}$
Be (α, α) (1-ci həy. halı*)	23.46(25)	5.326(214)	$0.8(2) \cdot 10^{-6}$
Li (α, t) (2-ci həy. halı*)	19.25(34)	4.279(430)	$0.19(1) \cdot 10^{-6}$
(α, α)	14.32(96)	4.919(370)	$0.6(2) \cdot 10^{-6}$
(α, t)	13.77(25) 8.51(1.8)	4.397(855) 3.356(708)	$0.2(1) \cdot 10^{-6}$

Cədvəldə müqayisə üçün əvvəlki qeydetmə sistemi ilə alınmış nəticələr də göstərilmişdir¹. Əsas hal üçün əvvəl alınmış nəticələrlə yeni nəticələr yaxşı uyğunlaşır. Amma ${}^8\text{Be}(\alpha, \alpha)$ 1-ci həyəcanlanmış hallar isə ciddi fərqlənir. Bunun səbəbi əvvəlki ölçmələrdə çox az statistikanın toplanmasıdır. Həyəcanlanma hallarında enerjilərin yüksək olması həm həyəcanlanma hallarının enerjisi həm də izotopun kütlə ədədindən asılıdır. Eyni elementin izotopları üçün atom kütlə ədədi artdıqca enerji azalır. Bu asılılıq üçqat bölünmə zərrəcikləri üçün də müşahidə edilmişdir. Bunun səbəbi iki əsas fraqment arasında yaranan zərrəciklərin Kulon təsir qüvvəsinin təsiri ilə sürətlənmələrinin fərqli olmasıdır. Yüngül izotop daha çox sürətlənə bildiyi üçün onun enerjisi yüksək olur.

5.5. “Psevdo”-dördqat bölünmədə zərrəciklər arasında bucaqların simulyasiyası

Yüngül qeyri-stabil zərrəciklərin bölünən nüvədən detektora uçuş zamanı iki yüklü zərrəciyə parçalanması prosesinə “psevdo” üçqat bölünmə prosesi deyilir [267,

s. 2]. Bu iki hissəcik arasındakı bucaq qeyri-stabil zərrəciyin sürətindən və onun parçalanmasının daxili enerjisindən asılıdır. Bu bucağın təhlili, prosesin müxtəlif hallarını araşdırmağa kömək edə bilər. Bu bucağın hesablanması sadə dinamik məsələ olsa da hesablamaların nəticələrini eksperimental məlumatlarla müqayisə etmək üçün uçan zərrəciklərin enerji paylanması və uçuş istiqaməti ilə parçalandıqdan sonra zərrəciklərin təsadüfi bucaqları nəzərə alınmalıdır. Qeyri-stabil ^8Be üçün parçalanmanın üç halı təhlil edilə bilər: ^8Be əsas, birinci və ikinci həyəcanlanma səviyyələrində olduqda ^8Be nüvəsinin iki α -zərrəciyə parçalanması. Əsas vəziyyətdə ^7Li stabildir, lakin ikinci həyəcanlanma vəziyyətində və ya daha yüksək hallarda, alfa və tritium zərrəciklərinə parçalanır. Bu iki hissəcik arasındakı bucaqları təhlil edərək, bu rejimləri ayırmaq mümkündür. Bu bölümdə qeyri-stabil zərrəciklərin enerjilərinin eksperimental paylanması və təsadüfi parçalanma bucağı nəzərə alınaraq bir neçə hal üçün bucaqların Monte-Karlo hesablamaları aparılmışdır [267].

Qeyd edildiyi kimi $^7\text{Li}^*$, ^8Be , $^8\text{Be}^*$ kimi qeyri-stabil zərrəciklərin bölünən nüvədən detektora uçarkən parçalanması prosesi “psevdo”-dördqat bölünmə adlanır [267, s. 2]. İzolyasiya edilmiş qeyri-stabil zərrəciklər üçün prosesin dinamikasını yalnız iki enerji müəyyən edir – kinetik enerji və parçalanmanın enerjisi. Parçalanma enerjisi hər bir parçalanma halı üçün sabit olduğundan, iki dəyişən parçalanmadan sonra iki zərrəcik arasındakı bucaq - kinetik enerjini və nəticədə yaranan zərrəciklərin uçuş istiqamətində bucağını təyin edir. Üçqat parçalanmada üçüncü zərrəciyin sürətlənməsi ani olmadığı üçün bu zərrəciyin uçuş üçün tam enerjiyə sahib olmasından ötrü müəyyən zaman keçməlidir. Əgər bu müddət parçalanan zərrəciyin yarımparçalanma periodu ($T_{1/2}$) ilə müqayisə oluna bilərsə, uçan zərrəcik tam enerjiyə malik olmadıqda parçalanma baş verə bilər və buna görə də yaranan iki zərrəcik arasındakı bucaq qeyri-stabil zərrəciyin tam sürətlənməsindən sonrakı ilə eyni olmayacaqdır. Bunu nəzərə alaraq, iki fərqli ssenari təklif edilmişdir:

1. Qeyri-stabil zərrəcik tam sürətlənmədən sonra tam enerjiyə malik olduqda parçalanır.

2. Qeyri-stabil zərrəcik tam enerji əldə etmədən parçalanır.

İkinci ssenari zərrəciyin sürətlənməsi ilə bağlı təsadüfi parçalanma vaxtına görə təhlil

etmək üçün daha mürəkkəbdir. Ona görə də biz yalnız birinci ssenarini təhlil etmişik. ${}^8\text{Be}$ və ${}^7\text{Li}$ nüvəsinin ayrı ayrılıqda 3 dissosiasiya rejimi nəzərə alaraq təhlil üçün bu işdə 6 parçalanma halı seçilmişdir. ${}^8\text{Be}$ üçün əsas vəziyyətdə nüvənin parçalanması, birinci həyəcanlanma səviyyəsində nüvənin parçalanması (3030 keV) və ikinci həyəcanlanma səviyyəsində nüvənin parçalanması (11350 keV) halları fərqləndirilir [270, s. 178, 23, s. 2]. ${}^7\text{Li}$ üçün isə 3 həyəcanlanma səviyyələrində (4630, 6680 və 7459.5 keV) olan nüvələrin dissosiasiyaları fərqləndirilir [269, s. 87, 65, s. 3]. Çünki əsas halda bu nüvə sabit, birinci həyəcanlanma səviyyəsi üçün enerjinin miqdarı Q mənfidir. Nüvələrin sürətlənmə və dissosiasiya vaxtını müqayisə etmək üçün növbəti təxmini hesablamalardan istifadə edilmişdir.

1. Sürətlənmə 295×10^{-12} m qəbul edilmiş ${}^{252}\text{Cf}$ atomunun radiusundan kiçik məsafədə başa çatdırılmalıdır.

2. Enerjisi 5-35 MeV intervalında olan sürətlənən zərrəciklər nəzərə alınır.

3. Qeyri-stabil zərrəciyin $T_{1/2}$ zamanında uça biləcəyi məsafə hesablanır və bu məsafə 7.8×10^{-15} m qəbul edilən atomun radiusu və Cf nüvəsinin radiusu ilə müqayisə edilir.

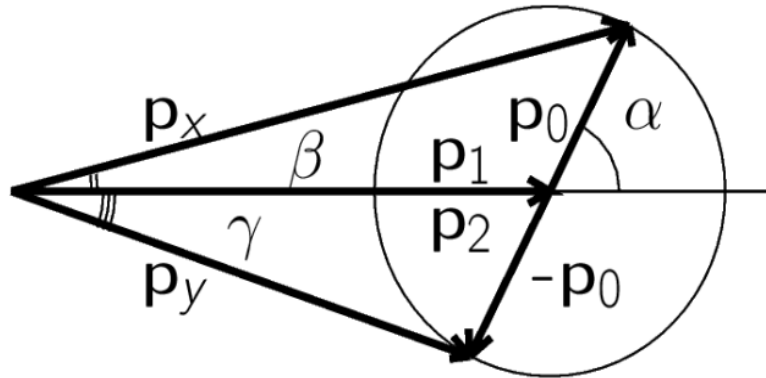
Qeyri-stabil ${}^8\text{Be}$ və ${}^7\text{Li}^*$ zərrəciklərinin 6 dissosiasiya rejimi haqqında bəzi məlumatlar cədvəl 5.5.1-də göstərilmişdir. B_α – alfa zərrəciyin ayrılma enerjisidir. Bu enerji ${}^7\text{Li}$ üçün mənfidir. $l_{1/2}$ - enerjisi 20 MeV olan zərrəciyin $T_{1/2}$ zamanında uçduğu məsafədir. Cədvəlin altıncı sütununda N_R parametri $l_{1/2}$ məsafəsində Cf nüvəsinin radiuslarının sayıdır. Cədvəldən görüldüyü kimi ən yüksək $T_{1/2}$ ${}^8\text{Be}$ -un birinci həyəcanlanma halı üçündür. $l_{1/2}$ qiyməti Cf atomunun radiusundan böyükdür. Bu o deməkdir ki, bu rejimin dissosiasiyası qeyri-stabil nüvənin tam sürətlənməsindən sonra baş verir. ${}^7\text{Li}$ -un birinci və üçüncü rejimləri üçün $l_{1/2}$ qiymətləri Cf nüvəsinin radiusundan 10 dəfə böyükdür. Bu həm də o deməkdir ki, bu rejimlərin dissosiasiyası tam sürətlənmədən sonra olur. Digər üç rejimin dissosiasiyası qeyri-stabil nüvənin tam sürətlənməsindən əvvəl ola bilər. Ancaq qeyd etmək olar ki, üçqat bölünmədə üçüncü zərrəcik böyük elektrik sahəsinə görə ayrılma anında ən böyük impulsu alır.

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, uçan zərrəciklərin parçalanmasının hesablanmasına sadə dinamik məsələ kimi baxa bilərik.

Cədvəl 5.5.1. ^8Be və ^7Li -nin 6 dissosiasiya rejimi haqqında məlumat [267, s. 3].

Nüvə	B_α (keV)	Səviyyə (keV)	Q (keV)	$T_{1/2}$ (s)	$l_{1/2}$ (m)	N_R
^8Be	91.84	0	92	8.2×10^{-17}	1.8×10^{-9}	230000
		3030	3122	3.0×10^{-22}	6.6×10^{-15}	0.8
		11350	11442	1.3×10^{-22}	2.9×10^{-15}	0.4
^7Li	2467.62	4630	2162	4.9×10^{-21}	1.1×10^{-13}	15
		6680	4212	5.2×10^{-22}	1.2×10^{-14}	1.6
		7460	4992	5.1×10^{-21}	1.2×10^{-13}	15

Qeyri-stabil uçan zərrəciyin parçalanma impulslarının vektor diaqramı şəkil 5.5.1-də göstərilmişdir. Bu şəkildə p_1 və p_2 parçalanmadan əvvəl eyni sürətlə uçan iki zərrəciyin impulslarıdır. p_0 və $-p_0$ vektorları dissosiasiyadan sonra öz sistemində iki zərrəciyin impulslarıdır. p_x və p_y vektorları laboratoriya sistemində dissosiasiyadan sonra iki zərrəciyin impulslarıdır.



Şəkil 5.5.1. Uçan qeyri-stabil zərrəciyin parçalanması zamanı impulslarının vektor diaqramı [267, s. 4].

α - bucağı ilk zərrəciyin dissosiasiyadan sonrakı yolu ilə parçalanan zərrəciyin dissosiasiyadan əvvəlki yolu arasındakı bucaqdır. β və γ bucaqları yaranan zərrəciklərin dissosiasiyadan əvvəl parçalanan zərrəciklərin yoluna nisbətən bucaqlardır. Hesablanması lazım olan açılış bucağı β və γ bucaqlarının cəmlənməsi ilə əldə edilir. Qeyri-stabil zərrəciyin hər enerjisi üçün dörd sabit və bir dəyişən var. İki sabit m_1 və m_2 dissosiasiyadan sonra iki zərrəciyin kütlələri və qeyri-stabil zərrəciklərin kütləsi $M=m_1+m_2$ -dir.

Digər iki sabit qeyri-stabil zərrəciyin enerjisi (E), dissosiasiya enerjisidir (Q). $E = E_1 + E_2$, burada E_1 və E_2 birinci və ikinci zərrəciklərin parçalanmadan əvvəl enerjiləridir. Burada dəyişən α bucağıdır. Nəticədə E_x , E_y , β və γ bucaqları tapılmalıdır. Burada E_x və E_y birinci və ikinci zərrəciklərin dissosiasiyadan sonrakı enerjiləridir. İmpulsların və enerjinin qorunmasından aşağıdakı ifadələri yazmaq olar:

$$p_x = p_1 + p_0$$

$$p_y = p_2 - p_0$$

$$E_x + E_y = E + Q$$

Bəzi ifadələri aşağıdakı kimi yazmaq olar

$$p_0^2 = 2Qm_1m_2/M$$

$$p_1^2 = 2Em_1^2/M$$

$$p_2^2 = 2Em_2^2/M$$

Nəticədə aşağıdakı ifadələr əldə edilə bilər

$$p_x^2 = 2m_1(Em_1 + Qm_2 + A\cos\alpha)/M$$

$$p_y^2 = 2m_2(Em_2 + Qm_1 - A\cos\alpha)/M$$

$$\cos\beta = (p_1 + p_0\cos\alpha)/p_x$$

$$\cos\gamma = (p_2 - p_0\cos\alpha)/p_y$$

$$E_x = (Em_1 + Qm_2 + A\cos\alpha)/M$$

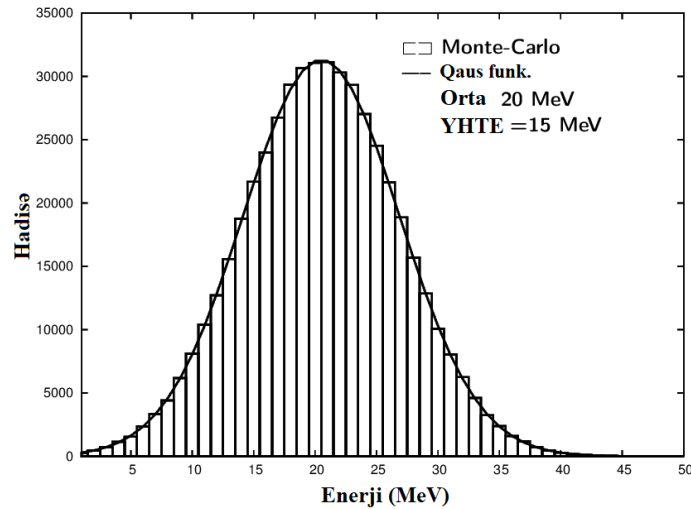
$$E_y = (Em_2 + Qm_1 - A\cos\alpha)/M$$

Burada $A=2\sqrt{EQm_1m_2}$.

Təcrübi məlumatları nəzəriyyə ilə müqayisə etmək üçün qeyri-stabil zərrəciklərin real enerji paylanması və nəticədə yaranan zərrəciklərin bucaq paylanması nəzərə alınmalıdır. Yaranan hər bir zərrəciyin daxili koordinat sistemində paylanması sferik simmetriyaya malikdir. Hesablamalar üçün ilk növbədə qeyri-sabit zərrəciklərin enerji paylanmasının parametrləri seçilməlidir. Paraqraf 5.4-də göstərildiyi kimi apardığımız təcrübədə enerji paylanması haqqında bəzi məlumatlar əldə edilmişdir. ${}^8\text{Be}$ və ${}^7\text{Li}$ aşkar edilə bilmədiyi üçün Be və Li üçün alınmış ümumi enerji paylanma parametrlərindən istifadə etmək olar. Təcrübəmizdə Be izotoplarının enerji paylanması parametrləri cədvəl 5.4.1-də və qrafik şəkildə şəkil 5.4.4-də göstərilmişdir. Be izotoplarının enerji paylanma parametrləri [163, s. 119] müəllifləri

tərəfindən ölçülmüş və üç izotop üçün nəticələr $E=19.0$ MeV (^9Be), $E=19.3$ MeV (^{11}Be), $E=20.4$ MeV (^{12}Be) alınmışdır. Bu nəticələr bizim nəticələrimizlə təxminən eyni enerji intervalında üst-üstə düşür. Be izotoplarının enerji paylanma parametrləri [74, s. 1204] müəllifləri tərəfindən daha geniş enerji diapazonunda ölçülmüşdür. Li izotopları üçün alınan nəticəmiz $E=15$ MeV-dir. [74, s. 118] müəlliflərinin aldığı nəticə isə $E=20$ MeV-dir. Pikin yarımhündürlükdəki eni çox olarsa, bucaqların paylanması da daha geniş olar. Hər hala uyğun gələn hadisələrini çıxarmaq üçün sərhədlər şərtləri qəbul etmək vacibdir. Daha geniş intervaldan istifadə etmək daha etibarlı nəticə almağa gətirib çıxaracaqdır. ^8Be və ^7Li üçün hesablamalarımızda qeyri-stabil zərrəciklərin enerji paylanmasının aşağıdakı parametrlərindən istifadə edilmişdir: $E=20$ MeV, $\text{FWHM}=15$ MeV.

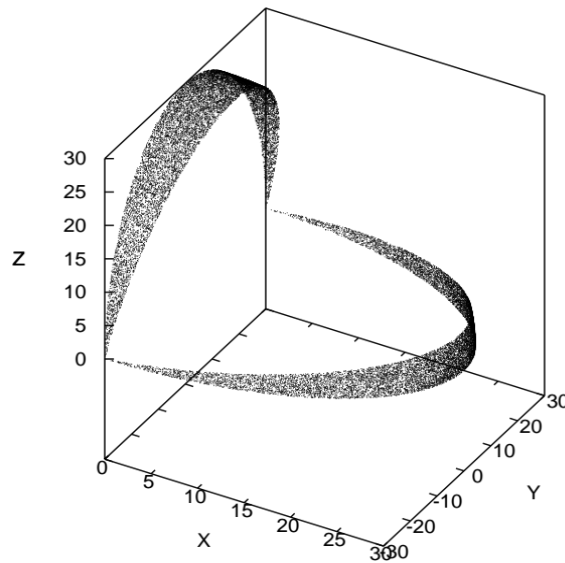
Bütün hesablamalarda bu parametrlərlə enerji paylanmasının simulyasiyası aparılmışdır. Alınan enerji paylanması şəkil 5.5.2-də göstərilmişdir.



Şəkil 5.5.2. Halların birində qeyri-stabil zərrəciklərin Monte-Karlo simulyası ilə hesablanmış enerji paylanması.

Bucaqların hesablanması üçün iki Monte-Karlo generatorundan istifadə edilməlidir: birincisi qeyri-stabil zərrəciklərin enerji paylanması üçün, ikincisi isə qeyri-stabil zərrəciklərin yol ilə alınan bir zərrəcik arasında bucaq yaratmaq üçün (şəkil 5.5.1-də α bucağı). Yaranan iki zərrəciyin daxili koordinat sistemindəki bu bucaq sferik

simmetrik xarakterə malikdir. Generatorun bircinsliliyinin yoxlanılması üçün növbəti mərhələdən istifadə edilmişdir. Vektor mərkəzdən sabit uzunluqlu Monte-Karlo generatorunda əldə edilən bucaq altında qurulur. Bu vektorların ucları kürə üzərindədir. Kürənin səthini bərabər hissələrə ayırmaq olarsa, kürə üzərindəki nöqtələrin bircinsliliyi yoxlanıla bilər. Bu, bir oxdan keçən iki müstəvi ilə sferik sektorların - kürənin kəsilməsinin alınması ilə həyata keçirilmişdir. Bu müstəvilər arasındakı bucaqlar bərabər olarsa, ləçəklərin sahələri də bərabər olacaqdır. Məsələn, iki belə ləçək şəkil 5.5.3-də göstərilmişdir.

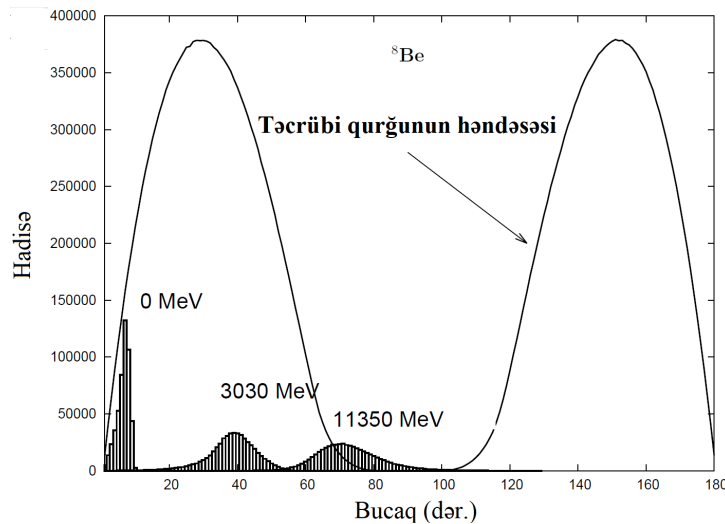


Şəkil 5.5.3. Sferik sektorların iki səth nümunəsi. Müstəvilər arasındakı bucaqlar on dərəcəyə bərabərdir.

Burada iki müstəvi arasındakı bucaqlar on dərəcədir. Monte-Karlo hadisələrinin bircinsliliyini yoxlamaq üçün kürə müstəvilər arasındakı bucaqlar bir dərəcə olmaqla 360 sektora ayrılmışdır. Hər bir sektordakı hadisə yoxlanılmışdır. Belə yoxlanma X və Y koordinatlarından keçən sektorlarda da əldə edilmiş və statistika oxşar mənzərəyə malikdir. Bu nəticələr sferik Monte-Karlo generatorunun vahidliyini nümayiş etdirir. Təcrübəmizdə α -hissəciklər 30 μm qalınlıqlı Al folqada və 15 μm ΔE detektorunda təxminən 7 MeV enerji itkisinə məruz qaldığı üçün Monte-Karlo simulyasiyalarında enerjisi 7 MeV aşağı olan bütün α -hissəciklər nəzərə alınmamışdır. ${}^7\text{Li}$ dissosiasiyasından sonra ${}^3\text{H}$ zərrəciyinin enerji itkisi baş

verdiyindən Monte-Karlo simulyasiyasında enerjisi 2.7 MeV aşağı olan bütün hadisələr kəsilmişdir. Timepix detektorlarının qalınlığı 300 μm olduğu üçün ^3H -un dayandırma gücü 9.4 MeV-dir. Bu enerjiden çox enerjili bütün ^3H zərrəcikləri enerjilərinin yalnız bir hissəsini detektorda itirir. Beləliklə, identifikasiya edilmiş ^3H -nin enerjisi 2.7 MeV ilə 9.4 MeV arasında ola bilər. α -hissəciklərin enerjisi 7 MeV-dən yüksək olduğundan ^3H hadisələrinin enerjisi α -hissəciklərin enerjisindən azdır. Enerjisi 7 MeV-dən az olan bütün hadisələr ^3H uyğun gələn hadisələrdir.

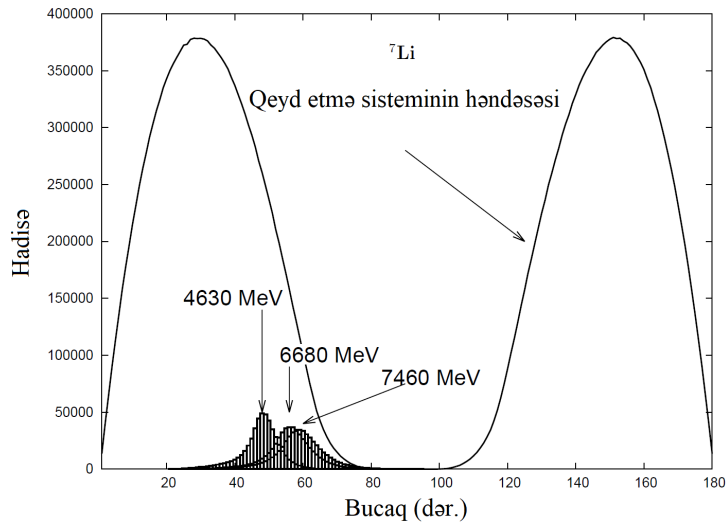
^8Be zərrəciyinin dissosiasiyasının üç halı üçün bucaqların paylanması şəkil 5.5.4-də göstərilmişdir. İki teleskopa görə qeydetmə sistemimizin həndəsəsi də müqayisə üçün şəkildə verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi sistemimizin həndəsəsi 3-cü haldan hadisələrin aşkarlanmasına (^8Be -un 11350 keV səviyyəsindən dissosiasiyası) imkan vermir.



Şəkil 5.5.4. ^8Be dissosiasiyasının üç halı üçün hesablanmış bucaqlar. Düz xətt iki teleskop üçün hesablanmış həndəsəmizi göstərir.

Praktik olaraq yalnız birinci və ikinci hallar aşkar edilə bilər. İndiyə qədər iki teleskoplara apardığımız təcrübədə cəmi 63 (α, α) hadisə qeydə alınmışdır. Bu statistika Monte-Karlo hesablamaları ilə müqayisə etmək üçün kifayət deyil. ^7Li -un dissosiasiyasının nəticələri şəkil 5.5.5-də göstərilmişdir. Gördüyümüz kimi ^7Li -un dissosiasiyasının üç halı identifikasiya oluna bilməz və yalnız yekun nəticə əldə edilə bilər. Bundan əlavə, bu rejimlərin məhsuldarlığı ^8Be -un dissosiasiyasının üç halı ilə

müqayisədə çox kiçikdir. Təcrübəmizdə indiyə qədər yalnız 9 (α,t) sayda hadisə qeydə alınmışdır. Qeyd edildiyi kimi qeyri-stabil zərrəciyin dissosiasiyasının iki ssenarisi olmalıdır. Birincisi, dissosiasiya zərrəciyin tam sürətlənməsindən sonra, ikincisi isə tam sürətlənmədən əvvəl baş verir. Cədvəl 5.5.1-dəki məlumatların təhlilində qeyd olunduğu kimi ^8Be dissosiasiyasının ikinci halı və ^7Li dissosiasiyasının iki halı tam sürətlənmədən əvvəl ola bilər.



Şəkil 5.5.5. ^7Li dissosiasiyasının üç halı üçün hesablanmış bucaqlar. Düz xətt iki teleskop üçün hesablanmış həndəsəmizi göstərir.

Vurğulamaq olar ki, ΔE detektorlarında və Al folqalarında alfa və ^3H zərrəciklərinin enerji itkisi baxımından belə hadisələr qeydə alınmadığından bu ssenari bizim hesablamalarımızın nəticələrini dəyişə bilməz.

5.6. Nəticələr

Paraqraf 5.1-də ^{252}Cf spontan bölünmə mənbəyinin xarakteristikası haqqında ətraflı məlumat verilmişdir. Elektrodepozisiya üsulu ilə hazırlanmış ^{252}Cf iki tərəfli spontan mənbəyi 30 mm diametrlə və $70 \mu\text{g}/\text{sm}^2$ qalınlıqlı alüminium oksid (Al_2O_3) altlığı üzərində 3-5 mm diametrə malik olmuşdur. Həm test təcrübələri üçün həm də ilkin təcrübələr zamanı aktivliyi 10 kBk olan, sonrakı təcrübələrdə (statistikanı artırmaq üçün) isə 500 kBk aktivlikli mənbədən istifadə edilmişdir.

Paraqraf 5.2, 6 sektorlu Si detektorları ilə ikiqat bölünmə fraqmentlərinin

qeyd olunmasına həsr olunmuşdur. Hansı detektorda hadisənin qeyd edildiyini tapmaq üçün detektorlar bir-biri ilə 1kOm rezistorla birləşdirilib bu və digər tərəfdən iki Spectrig moduluna qoşulmuşdur. Siqnalların formasından hansı detektorun işlədiyini müəyyənləşdirmək mümkün olmuşdur. FF detektorların radiasiya davamlılığı səbəbindən amplituda görə paylanma spektrlərində tədricən sola doğru sürüşmə müşahidə edilmişdir. Bu səbəbdən alınan məlumatlar günlük məlumatlar halında analiz edilmişdir.

Paraqraf 5.3, üçqat bölünmə məhsullarının qeyd olunmasına həsr olunmuşdur. ²⁵²Cf-un bölünməsi zamanı emissiya olunan nadir zərrəciklərin enerjiləri və çıxımları tədqiq olunmuşdur. Bunun üçün hər üç teleskopdan alınmış məlumatlara uyğun 2 ölçülü ΔE -E spektrləri qurulmuşdur. Bütün telekolardan aldığımız nəticələri ümumiləşdirdikdə nəticədə ¹H, ²H, ³H, ⁴He, ⁶He, ⁸He, Li, Be, B və C kimi zərrəcikləri qeyd və tədqiq etmək mümkün olmuşdur. Müşahidə edilmiş bütün hidrogen və helium izotopları və eləcə də digər zərrəciklər üçün enerji spektrləri alınmış və hər biri üçün ən çox ehtimal olunan enerjilər müəyyənləşdirilmişdir. İstifadə edilən Al folqaya (30 μ m) görə kəsik formada alınmış zərrəciklərin enerjisi və çıxımı enerji spektrini Qaus funksiyası ilə aproksimasiya etməklə təyin edilmişdir. Ən çox çıxıma malik olan zərrəciyin ⁴He olması ilə zərrəciklərin çıxımının 0.00147 \div 1.0 (10^4 alfa zərrəciyə görə), enerjilərinin isə 8.96(0.01) \div 31.74(4.60) intervalında dəyişdiyi tapılmışdır. Zərrəciklərin bölünən nüvənin boyun zonasından emissiya olunduğu müəyyənləşdirilmişdir.

Paraqraf 5.4 dördqat bölünmə prosesi üçün alınmış nəticələrə həsr edilmişdir. Aşağı statistik məlumatlara baxmayaraq bu nadir bölünmə proseslərinin bəzi xüsusiyyətləri təhlil edilmiş və üçqat bölünmə nəticələri ilə müqayisə edilmişdir. (α , t) və (α , α) dördqat bölünmə xüsusiyyətlərinin çox oxşar olduğu aşkar edilmişdir. Dördqat zərrəciklərin orta kinetik enerjiləri üçqat zərrəciklərin kinetik enerjilərinə bənzəyir lakin bir qədər azdır. Aşkar edilmiş cütlərin çoxu (α - α) cütləridir (70%). Bu cütlər yüksək statistikaya görə daha ətraflı təhlil edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, aşkar edilmiş hadisələrin əksəriyyəti Be nüvəsinin əsas və ilk həyəcanlanmış hallardan parçalanması nəticəsində yaranmışdır. Timepix detektorunun hər piksel

üçün həssaslığı 3^0 -dən çox bucaqları ölçməyə imkan verdiyindən ^8Be -dan (əsas və 1-ci həyəcanlanmış hallarda) (α, α) cütlərinin və ^7Li izotopunun 2-ci həyəcanlanmış hallardan parçalanması zamanı yaranan (α, t) cütlərinin və əks detektorlarda qeyd edilmiş həqiqi dördqat bölünmə (α, α) və (α, t) cütlərinin bucağı, çıxımı və enerjisi təyin edilmişdir.

Paraqraf 5.5-də yüngül dördqat bölünmə zərrəciklərinin müxtəlif hallardan parçalanması zamanı yaranan zərrəciklər arasındakı bucaqların simulyasiyasına həsr olunmuşdur. Bunun üçün iki Monte-Karlo generatorundan istifadə edilmişdir. Birincisi qeyri-stabil zərrəciklərin enerji paylanması üçün, ikincisi isə qeyri-stabil zərrəciklərin yolu ilə alınan bir zərrəcik arasında bucaq yaratmaq üçün istifadə edilmişdir. Nəticələrin doğruluğuna görə generatorlardan alınan hadisələrin bircinsliliyi də yoxlanılmışdır. Zərrəciklər arasındakı bucaq qeyri-stabil zərrəciyin sürətindən və onun parçalanmasının daxili enerjisindən asılı olduğundan bu bucağın təhlili prosesin müxtəlif hallarını araşdırmağa kömək etmişdir. Bu zaman məsələyə sadə dinamik məsələ kimi yanaşılmışdır və eksperimental məlumatlarla müqayisə etmək üçün uçan zərrəciklərin enerji paylanması və uçuş istiqaməti ilə parçalandıqdan sonra zərrəciklərin təsadüfi bucaqları nəzərə alınmışdır. Qeyri-stabil ^8Be üçün əsas, birinci və ikinci həyəcanlanma səviyyələrində olduqda ^8Be nüvəsinin iki α -zərrəciyə parçalanması ilə yanaşı ^7Li -un ikinci həyəcanlanma vəziyyətində və ya daha yüksək hallarda alfa və tritium zərrəciklərinə parçalanması simulyasiya olunmuşdur. Simulyasiyanın nəticələri təcrübi nəticələrlə yaxşı uyğunlaşmışdır.

VI FƏSİL

ANİ QAMMA KVANTLARIN VƏ NEYTRONLARIN BUCAQ ANİZOTROPİYASININ ÖLÇÜLMƏSİ

Nüvənin bölünmə proseslərində intensiv keçmiş tədqiqatlara baxmayaraq, hələ də tam başa düşülməyən və qismən tədqiq edilən proseslər qalmaqdadır. Bölünmə fraqmentlərinin həyəcanlaşma enerjisini itirməsi hal-hazırda tədqiqatçıların diqqət mərkəzində olan nüvə bölünmə proseslərindən biridir. Bölünmə fraqmentlərinin həyəcanlanma enerjisinin itirilməsi ani neytronların və γ -şüaların emissiya ilə baş verir [258, s. 2, 231, s. 9, 14, s. 1]. Ani γ -şüalarının emissiyası enerjinin bir hissəsini və fırlanma momentini aradan qaldırır. Başqa sözlə desək, bu həyəcanlanma enerjisi və fırlanma momenti sürətli γ -şüaların emissiyası vasitəsilə sərbəst buraxılır. Ani γ -şüaların xassələri emissiya sisteminin fırlanma momentindən asılıdır və həmçinin bölünmə fraqmentlərinin spinlərinin ilkin qiymətini öyrənmək üçün faydalı məlumatlar daşıyır [14, s. 2, 283, s. 245].

Bölünmədə emissiya olunan γ -şüaların və neytronların bucaq paylanması anizotropikdir və fraqmentlərin spinləri bölünmə oxuna perpendikulyar yönəldiyinə görə γ -şüalar və neytronlar onları emissiya edən fraqmentlərin trayektoriyası boyunca emissiya olunurlar [14, s. 2, 283, s. 75, 215, s. 1138, 119, s. 26, 287, s. 1255]. Fraqmentlərin yönəlməsi fraqmentlərin ayrılması anında $\sim 10^{-21}$ saniyə ərzində əmələ gəlir və fraqmentlərin bölünmə oxundan kənara çıxması zamanı istiqaməti dəyişmir [14, s. 2]. Yəni, impuls momentinin saxlanma qanununa görə, bölünən nüvənin deformasiya oxunun ilkin istiqaməti ilə əlaqədar olaraq fraqmentin fırlanma momentinin (spins) oriyentasiyası eyni qalır, bölünmə oxu isə müəyyən bucaq δ_{ff} qədər dönür. Qamma kvantlar və neytronlar $\sim 10^{-11}$ saniyədən sonra emissiya olduğundan eksperimental olaraq, bu fırlanma bölünməni yaradan neytronun polyarlaşmasından asılı olaraq fraqmentin emissiya istiqamətinə uyğun olaraq γ -şüaların bucaq paylanmasının yerdəyişməsi kimi müşahidə edilə bilər [14, s. 2].

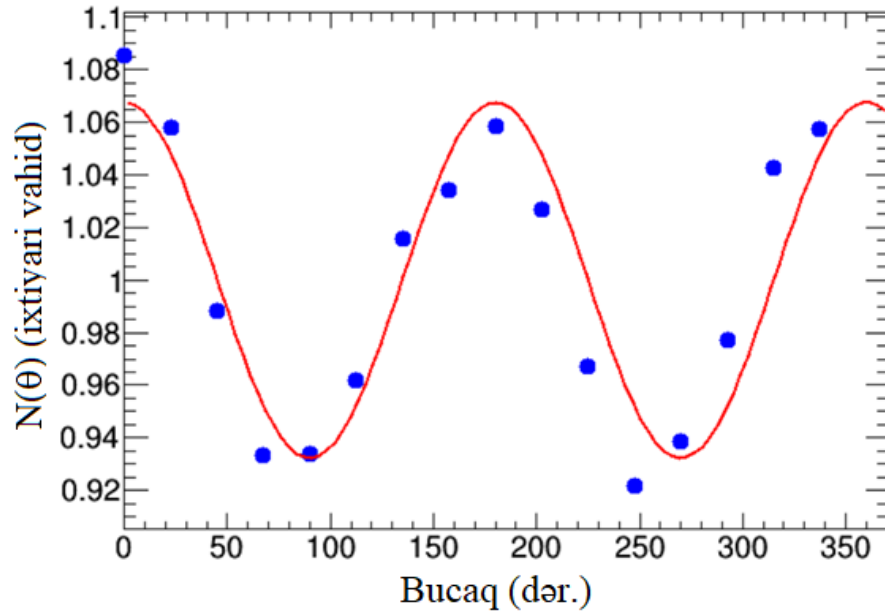
Emissiya olunan qamma şüaların və neytronların anizotropiyası bölünmə prosesinin mexanizmi və dinamikası haqqında məlumat verdiyindən fraqmentlərin yönəlməsi (ingiliscə: alignment) bölünmə oxu istiqamətinin bir növ təhrif edilməmiş “yaddaş” kimi özünü aparır.

Qamma kvantların bucaq anizotropiyasını xarakterizə edən ən sadə inteqral parametr $A = ((W(0^\circ) - W(90^\circ)) / W(0^\circ))$ kimi təyin olunan A anizotropiya əmsalıdır [99, s. 2]. Burada $W(\theta)$ – γ - şüaların bucaq paylanması təsvir edən funksiyadır. Termal neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı emissiya olunan ani qamma şüaların bucaq paylanması üçün anizotropiya əmsalı A dəyəri 12-16 % diapazonunda dəyişir. Belə nəzərə çarpan anizotropiya normal bölünmədə emissiya olunan γ -kvantların bucaq paylanmasında bölünmə oxunun fırlanma effektini, başqa sözlə ROT effekti öyrənməyə və ölçməyə imkanı verir. Bu effekt polyarlaşmış nüvənin bölünməsi zamanı fraqmentlərin emissiya oxuna nisbətən buraxılan ani γ -şüaların bucaq paylanmasının sürüşməsi ilə ifadə edilir və belə ifadə oluna bilər $D(\theta) = R_\gamma \sin(2\theta)$. Burada $D(\theta)$ – asimmetriyadır. Beləliklə, asimmetriyanı ölçməklə və γ -kvantların bucaq paylama funksiyasını təyin etməklə fraqmentin trayektoriyasının yerdəyişmə bucağını və nəticədə bölünən nüvənin bucaq sürətini və fırlanma istiqamətini müəyyən etmək olar. Bu fəsilin əsas məqsədi ROT effektin təyin edilməsi üçün lazım olan ani γ -kvantlar və neytronlar üçün anizotropiya əmsallarının müxtəlif enerjilərdə ölçülməsidir.

6.1. Qamma kvantların və neytronların bucaq anizotropiyasının ölçülmə üsulu

Qeydetmə sisteminin ətraflı təsviri fəsil 2-də (şəkil 2.8.4) verilmişdir. Ona görə də bu bölmədə sistemin yalnız bəzi spesifik xüsusiyyətləri qısa şəkildə verilməkdir. Bir sektorlu detektor halında ssintilyasiya detektorları bölünmə kamerası ətrafında fırladılaraq paylanma spektrləri ölçülmüşdür. Hədəfin solunda və sağında ondan 2.5 cm (start detektoru) və 12.5 cm (stop detektoru) məsafədə üz-üzə yerləşdirilmişdir iki aşağı təzyiqli yerə həssas çox simli mütənasib sayğaqlardan (YHATMS) istifadə edilərək bölünmə fraqmentləri qeyd edilmişdir. Artıq qeyd edildiyi kimi bölünmə

zamanı emissiya olunan ani neytronları və qamma şüaları ayırmaq üçün uçuş vaxtı texnikasından istifadə edilmişdir. Sürətli γ -şüaların bucaq paylanması səkkiz plastik ssintillyasiya detektorundan istifadə etməklə ölçülmüşdür (şəkil 6.1.1).



Şəkil 6.1.1. Monoxromatik “isti” (60 meV) neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani γ -şüaların bucaq paylanması. Qırmızı birbaşa xətt bu paylanmanın (1) funksiyası ilə approksimasiyasını göstərir.

Mürəkkəb nüvənin ikiqat bölünməsində emissiya olunan γ -şüaların bucaq paylanması aşağıdakı ifadə ilə təsvir edilə bilər [5, s. 18]:

$$N(\theta) \sim 1 + A \cdot \cos^2 \theta \quad (6.1.1)$$

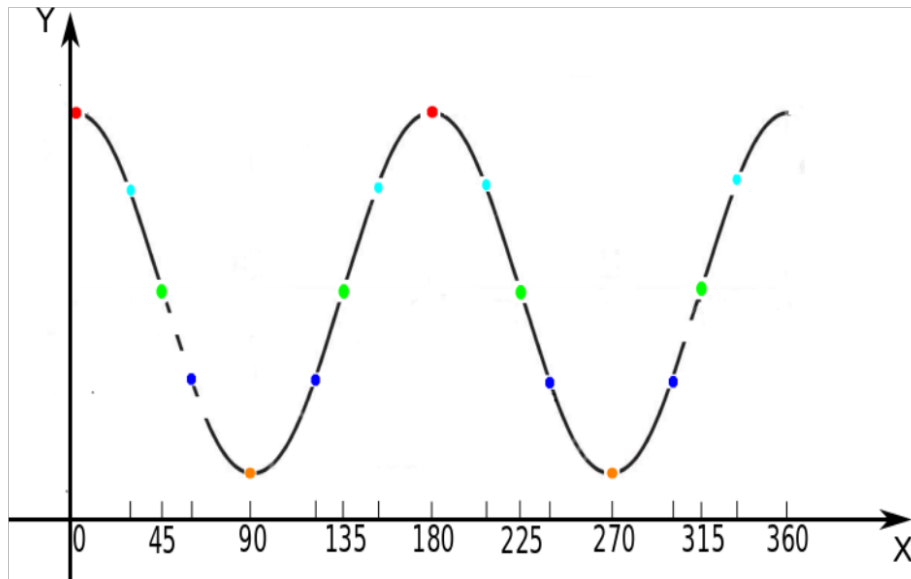
burada A- anizotropiya əmsalı, θ - qamma kvantların emissiya bucağıdır. Alınan bucaq paylanmasının (6.1.1) funksiyası ilə approksimasiya olunması şəkil 6.1.1-də göstərilmişdir. Şəkildə göstərildiyi kimi, approksimasiya əyrisi bəzi eksperimental nöqtələrdən kənara çıxır. Bu, əsasən qamma detektorlarının müxtəlif astana səviyyələri ilə bağlıdır. Fərqli astana səviyyələri qamma detektorların fərqli sayma effektivliyi ilə nəticələnir ki, bu da hər detektor üçün tapılmış əmsallarla aradan qaldırıla bilər. Neytronlar və qamma şüalar üçün düzəldici əmsallar uyğun hadisələrə görə təyin edilmişdir.

6.2. Kənar təsirləri azaldan əmsalların təyin edilmə metodologiyası

Qeyd etmək lazımdır ki, neytronlar üçün alınmış paylanmalara da bu üsulla alınmış əmsallardan istifadə edilərək düzəliş edilmişdir. Misal üçün (6.1.1) funksiyasının şəkil 6.2.1-dəki təsvirinə baxaq. Şəkil 6.2.1-də göstərilir ki, müəyyən mövqelərdə yerləşən detektorlar (şəkildə müxtəlif rənglərlə göstərilmişdir) bölünmədə təxminən eyni sayda γ -şüalar qeyd etməlidir. Buradan hər bir detektorun sayma effektivliyini proqnozlaşdırmaq olar. Ancaq təcrübədə hər bir bucaq müəyyən bir detektora uyğun gəlmir. Məsələn, 0 bucağı dörd, 22.5 isə altı γ və fraqment detektorlarının kombinasiyasına uyğundur. Təcrübədə dayanma detektorunun hər bir seqmenti səkkiz müstəqil plastik detektor arasında on altı müxtəlif bucaq əmələ gətirir [5, s. 18]:

$$\theta = Pl_{ang} - FF_{ang} \quad (6.2.1)$$

burada FF_{ang} və Pl_{ang} müvafiq olaraq dayanma detektorunun seqmentlərinin və plastik detektorların bucaq mövqələridir. Qamma detektorlarının sayma effektivliyi bütün qamma detektorlar ilə stop detektorun hər bir seqmenti arasındakı bucaqların bütün mümkün kombinasiyalarını təhlil etməklə düzəldilmişdir (ümumilikdə on iterasiya). Belə bir əməliyyat səkkiz detektordan ibarət detektor sistemini müəyyən bucaq qədər fırlatmağa və vahid vaxtda eyni bucaq altında hər bir detektorun saydığı hadisələri qeyd etməyə bənzəyir.



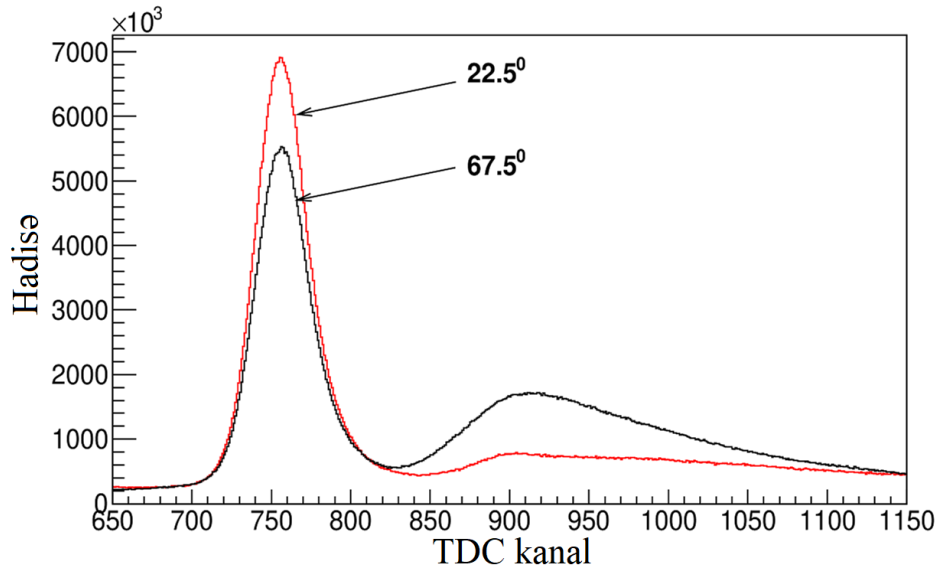
Şəkil 6.2.1. (6.1.1) funksiyasının qrafiki təsviri [14, s. 5].

Nəticələri analiz etmək üçün xüsusi yazılmış kompüter proqramından (C++ proqramlaşdırma dilində) istifadə edilmişdir [40]. Proqram ani γ -şüaları ani neytronlardan ayırmaq və dayanma detektorunun seqmentlərini ayırmaq üçün uçuş vaxtı spektrlərində vaxt intervallarını təyin edir. Analiz edilən bütün məlumatlardan iki plastik sintillyatorun daha az hadisə saydığı, digərlərinin isə təxminən eyni sayma effektivliyinə malik olduğu müəyyən edilmişdir. Hər bir detektor üçün müvafiq əmsallar müxtəlif detektorların eyni bucaqlarda sayma sürətlərini müqayisə etməklə tapılmışdır. Yerə yaxın olan detektorlarda ətraf fonun yaratdığı hadisələrin sayı çox olduğundan fonun tövhəsi uçuş müddəti spektrində uyğun piklərin sol və sağ tərəflərindən təyin edilmişdir. Bu halda uyğun spektrlərə fonun təsiri fərqli olur və hər bir detektora görə daha düzgün əmsallar təyin etmək mümkün olmuşdur.

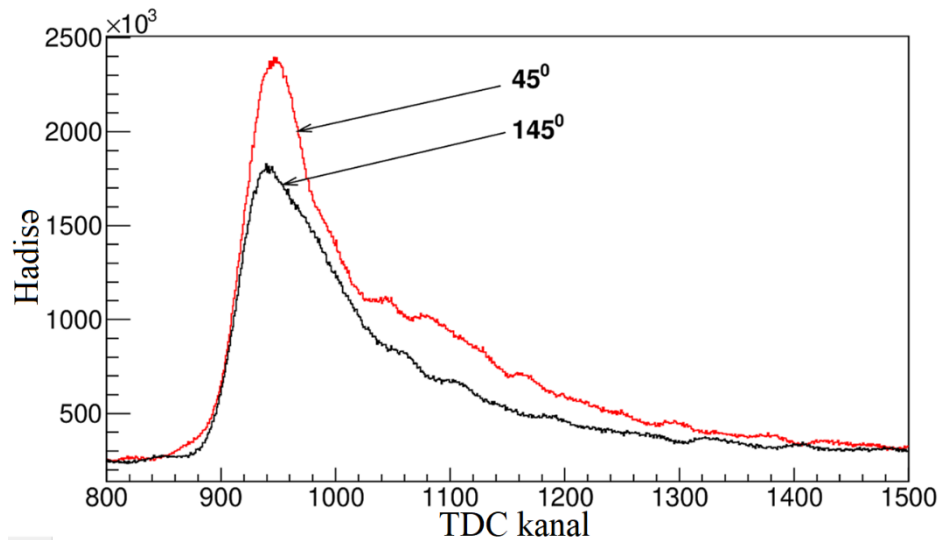
6.3. 4 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma kvantların və neytronların bucaq paylanması ölçülməsi

4 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani γ -kvantların və neytronların bucaq paylanmasının FRM-II reaktorunun Mephisto təcrübi zonasında ölçülmüşdür. POLI təcrübi zonasında aparılan təcrübələrdən fərqli olaraq bu təcrübədə 2 sektorlu çox simli mütənasib sayğacdən istifadə olunmuşdur. Neytronlar və γ -kvantlar üçün isə 4 NaI(Tl) və 8 plastik ssintilyator istifadə edilmişdir [165, s. 4]. Detektorların sayma effektivliyinin korreksiyası üçün ilk NaI(Tl) detektoru 0° , 45° , 90° , 135° , 180° , 225° , 270° , 315° bucaqlarında yerləşmək şərti ilə n/γ detektorlar, kameranın ətrafında firladılmışdır. Nəticədə hər bir detektor üçün 12 yerləşmə bucağına uyğun 12 dəfə ölçmə edilmişdir. Şəkil 6.3.1 və 6.3.2-də plastik və NaI(Tl) detektorları ilə alınmış uçuş müddətinə görə paylanma spektri göstərilmişdir. NaI(Tl) ssintilyasiya detektorlarından alınan siqnalın eni uzun (300 ns) olduğundan 40 cm məsafədə uçuş müddəti metoduna görə neytronları qamma şüalardan ayırmaq olmur. Plastik detektordan alınan siqnalın eni kiçik (1.5 ns) olduğundan isə şəkil 6.3.1-dən görüldüyü kimi neytronları və qamma kvantları rahat identifikasiya etmək olur. Şəkildə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı qamma şüaların 22.5° və 67.5° bucaqlarda ölçülən uçuş müddətinə görə paylanma spektri

göstərilmişdir. Spektrdə pik bölünmə qamma kvantlarının töhfəsini ifadə etdiyi halda, neytronların zaman paylanması pikin sağında görünür. Fon hadisələri isə piklərdən soldakı və sağdakı kanallarda müşahidə olunur.



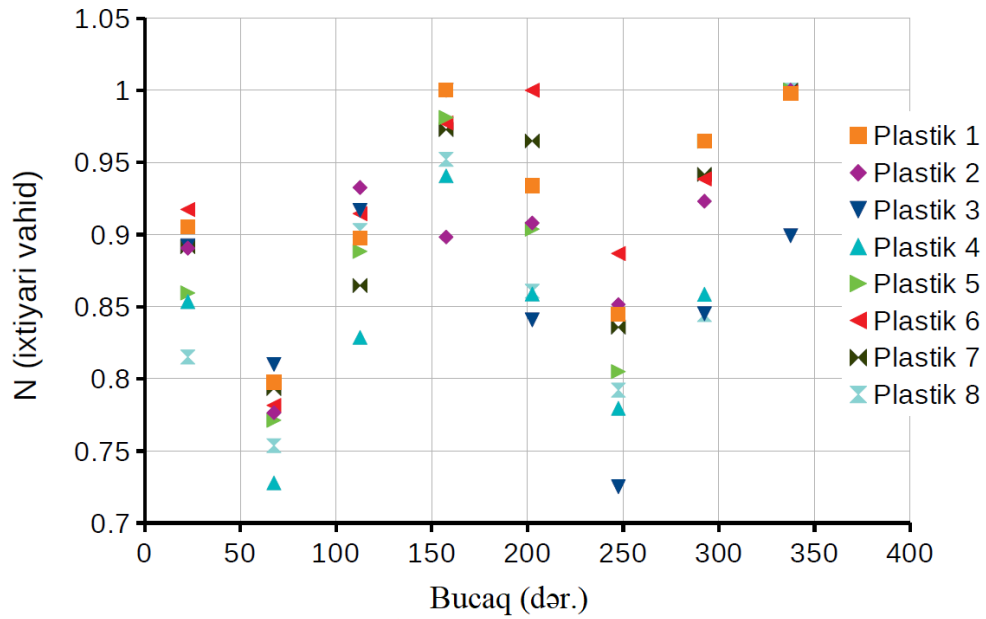
Şəkil 6.3.1. Bölünmə fraqmentinin hərəkət istiqamətinə 22.5° (qırmızı xətt) və 67.5° (qara xətt) bucaqlar altında ölçülən qamma şüaların və neytronların uçuş vaxtına görə paylanma spektri.



Şəkil 6.3.2. Bölünmə fraqmentinin hərəkət istiqamətinə 45° (qırmızı xətt) və 145° (qara xətt) bucaqlar altında NaI(Tl) detektoru ilə ölçülmüş qamma şüaların və neytronların uçuş vaxtına görə paylanma spektri.

Şəkil 6.5.1-dən görüldüyü kimi ^{235}U nüvəsinin bölünmə halında qamma şüalarının intensivliyi 67.5° ilə müqayisədə fraqmentin hərəkət istiqamətinə yaxın

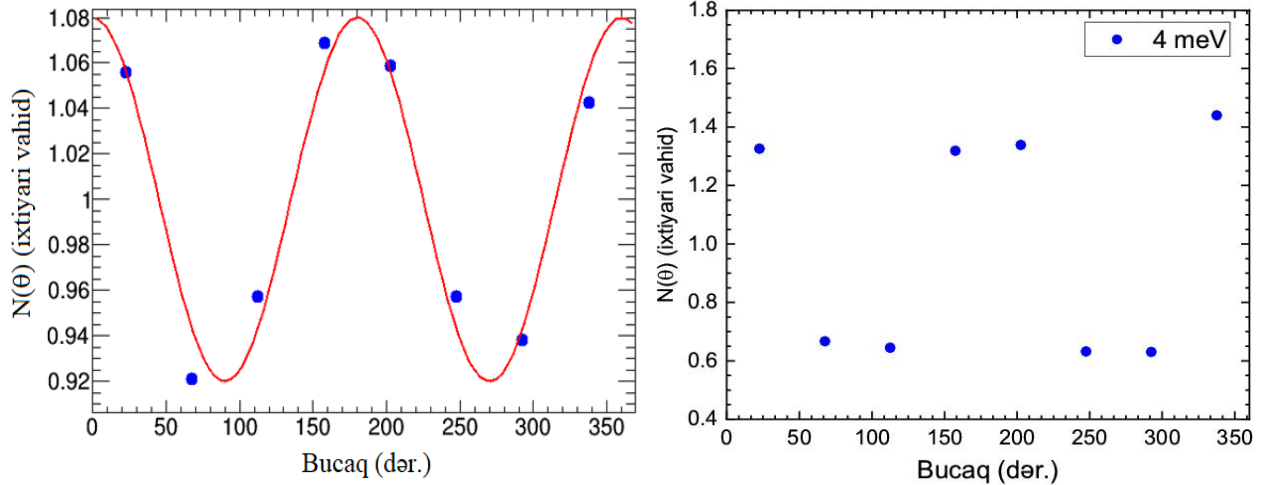
bucaq olan 22.5° -də daha böyükdür. Təcrübələr müxtəlif zamanlarda aparıldığından nəticələr təcrübənin vaxtına görə normallaşdırılmışdır. Detektorlar kamera ətrafında bir dövrə fırladıldığından hər bir detektor hər bir bucaqda 1 dəfə olmuşdur. Müxtəlif astana səviyyələrinin səbəb olduğunu müxtəlif sayma effektivliyinin aradan qaldırılması üçün hər bir detektor üçün əmsal tapılmışdır. Bunun üçün hər bir bucaqda detektorların sayma effektivliyinin eyni olması şərti qəbul edilmişdir. Nəticədə hər bir detektor üçün müxtəlif bucaqlarda 8 əmsal alınmışdır. Alınan əmsalların orta qiyməti tapılaraq ümumi əmsal kimi qəbul edilmişdir. Müxtəlif detektorlar üçün paylanma asılılıqları şəkil 6.3.3-də göstərilmişdir. Analizi sadələşdirmək üçün detektorların saydığı hadisələr vahidə normallaşdırılmışdır.



Şəkil 6.3.3. 4 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı bütün plastik qamma detektorlarla qeyd edilmiş ani γ -şüalarının bucaq paylanması.

Detektorların yerləşmə bucaqları $0-360^\circ$ arasında olsa da 180° -dən böyük bucaqlar mənfi bucaqlarla göstərilmişdir. Şəkil 6.3.3-dən görüldüyü kimi detektorlar üçün seçilmiş amplituda görə astana səviyyələri müxtəlif olduğundan detektorun saydığı hadisələrin də sayı fərqlidir. Əslində isə detektorlar eyni bucaqda eyni sayda hadisə saymalı idi. Əmsallar tətbiq edildikdən sonra alınan paylanma spektri şəkil

6.3.4-də göstərilmişdir. Şəkildə neytronlar üçün də paylanma spektri verilmişdir. Düzəliş olunmasına baxmayaraq yenə də oxşar bucaqlarda yerləşdirilmiş detektorların say sürətində fərq müşahidə edilir. Bunun səbəbi fırlanma zamanı detektorların dəqiq bucaqlarda yerləşdirilə bilməməsi və detektorlara toxunulduğu üçün şərtlərin dəyişməsidir.



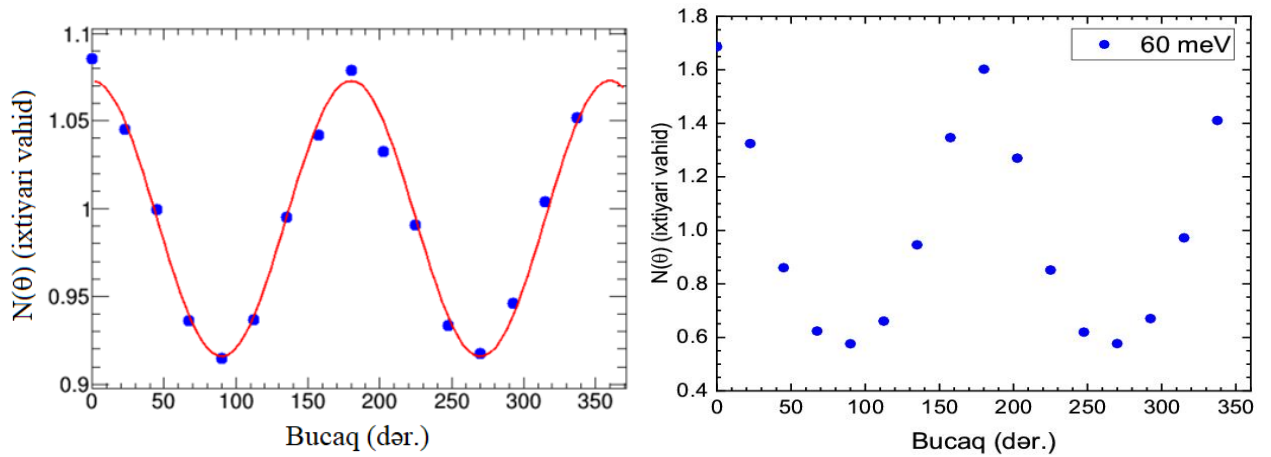
Şəkil 6.3.4. 4 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı bütün qamma detektorlarının sayma effektivliklərinin korreksiyasından sonra ani γ -şüaların (sol) və neytronların (sağ) bucaq paylanması.

Əmsallardan sonra həqiqətən də bucağa görə paylanması (6.1.1) funsiyasına tabe olur. Paylanmanı (6.1.1) funksiyası ilə aproksimasiya etdikdən sonra anizotropiya əmsalı $A = 0.160 \pm 0.015$ qiyməti tapılmışdır. Ölçmələrin xətası alınmış məlumatların statistik xətasından təyin edilmişdir. Neytronların bucaq paylanmasının verilməsinə baxmayaraq bu paylanmanın nəticəsindən istifadə edilməmişdir. Çünki neytronlar üçün anizotropiya təcrübi şərtlər daxilində müşahidə edilmədiyini üçün dissertasiya işində neytronlar üçün ROT effektin təyininə baxılmamışdır. Təcrübələrdə qamma şüaları üçün ROT effektin axtarılmasına daha çox diqqət yetirilmişdir.

6.4. 60 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma kvantların və neytronların bucaq paylanmasının ölçülməsi

60 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani γ -kvantların və neytronların bucaq paylanması şəkil 2.8.4 göstərilmiş təcrübi qurğuda

detektorların yerini dəyişmədən ölçülmüşdür. Belə metod paylanmanın daha dəqiq ölçülməsinə imkan vermişdir. Bu halda yalnız bir ölçmə etməklə bütün detektorlar üçün fərqli bucaq kombinasiyaları əldə edilmişdir. Detektorların astana enerjisinə və digər təsirlərə görə effektivliyini bərpa etmək üçün yuxarıda göstərilən qaydada əmsallar tapılaraq əlavə təsirlər aradan qaldırılmışdır. 4 meV enerjili neytronlar üçün aparılan təcrübədəki şərtlərdən fərqli olaraq bu təcrübə daha dəqiq aparıldığından təcrübənin dəqiqliyi də yüksək olmuşdur. Şəkil 6.4.1-də paylanmanın əmsallar ilə düzəldilməsindən sonra (detektorların sayma effektivliyi üzrə düzəliş nəzərə alınmaqla) ^{235}U nüvəsinin normal bölünməsi zamanı ani γ -şüaların bucaq paylanması göstərilmişdir.



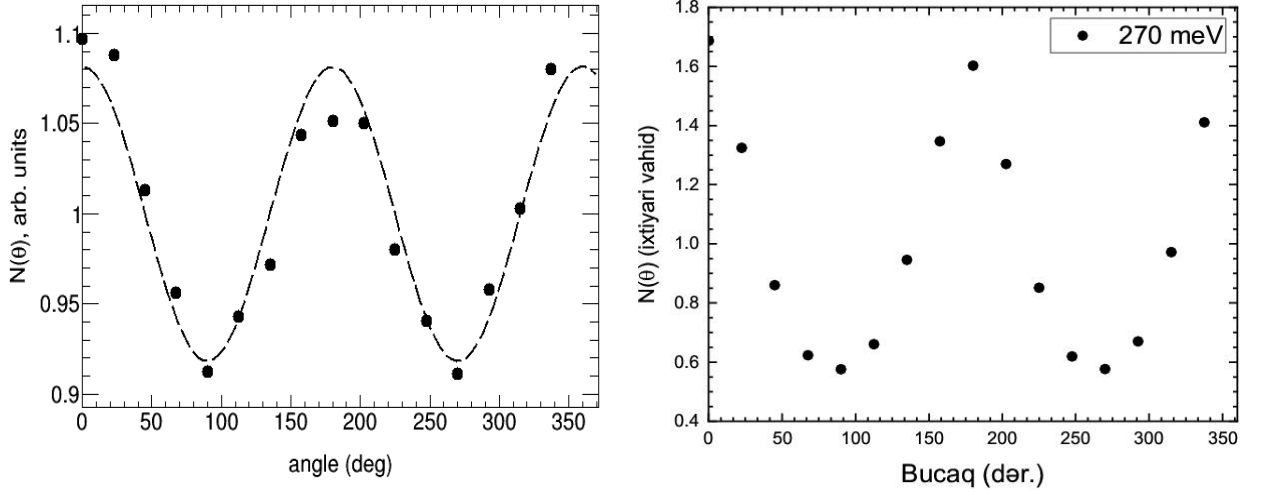
Şəkil 6.4.1. ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı bütün qamma detektorlarının sayma effektivliklərinin korreksiyasından sonra ani γ -şüaların (sol) və neytronların (sağ) bucaq paylanması.

Bucağa görə anizotropiya əmsalı ani γ -şüalarının bucaq paylanmasını (6.1.1) funksiya ilə approksimasiya etməklə tapılmışdır. Anizotropiyanın qiyməti $A=0.1570\pm 0.0053$ tapılmışdır. Ölçmələrin xətası alınmış məlumatların statistik xətasından təyin edilmişdir.

6.5. 270 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma kvantların və neytronların bucaq paylanmasının ölçülməsi

270 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani γ -kvantların və neytronların bucaq paylanması yuxarıda bəhs edilmiş eyni

eksperimental şərtlər daxilində ölçülmüşdür. Yəni bu enerjide də anizotropiya A əmsalını müəyyən etdikdə tələb olunduğu kimi həndəsə ilə əlaqəli bütün mümkün təsirlər eyni olmuşdur. Şəkil 6.5.1-də əmsallar ilə korreksiya edildikdən sonra (detektorların sayma effektivliyi üzrə düzəliş nəzərə alınmaqla) ^{235}U nüvəsinin normal bölünməsi zamanı ani γ -şüaların bucaq paylanması göstərilmişdir.



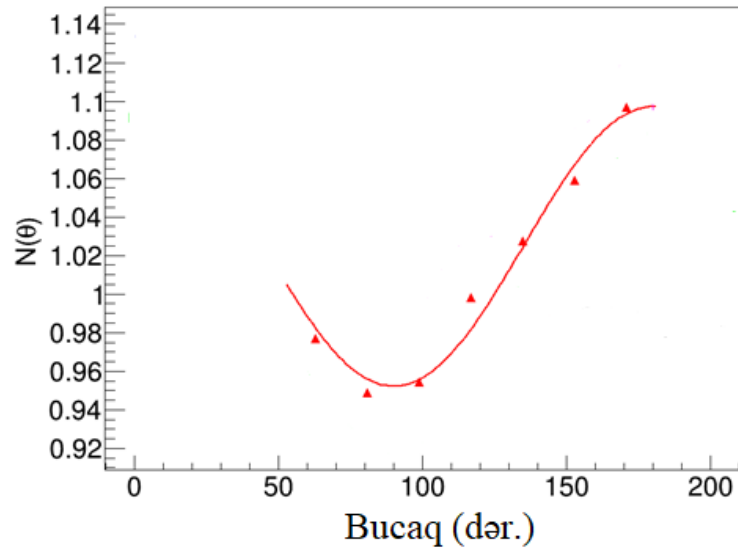
Şəkil 6.5.1. 270 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı bütün qamma detektorlarının sayma effektivliklərinin korreksiyasından sonra ani γ -şüaların (sol) və neytronların (sağ) bucaq paylanması.

Alınan paylanma (6.1.1) funksiyası ilə approksimasiya edilmişdir. Nəticədə anizotropiya əmsalı üçün $A = 0.163(13)$ qiyməti təyin edilmişdir. Anizotropiya əmsalının xətası ölçülmüş məlumatların statistik xətasından tapılmışdı.

6.6. ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma kvantların və neytronların bucaq paylanmasının neytronların enerjisindən asılılığı

25 meV enerjili (“istilik”) neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani γ -kvantların və neytronların bucaq paylanması PNP qrupu tərəfindən ölçülmüşdür [120, s. 3, 116, s. 2]. Lakin, əməkdaşlıq etdiyimizə görə nəticələr alınaraq yenidən analiz edilmişdir. Təcrübədə neytron selinin sıxlığı $\sim 2 \times 10^7 \text{ n (sm}^2 \text{ s)}^{-1}$ olan WWR-M reaktorunun aparılmışdır. Təcrübədə fragmentlər üçün şəffaf olmayan iki tərəfli ^{235}U hədəfindən istifadə edilmişdir. Hədəf ($30 \times 30 \text{ mm}$) hər birinin qalınlığı təxminən 1 mq sm^{-2} olan iki aktiv təbəqədən ibarət olub vakuum

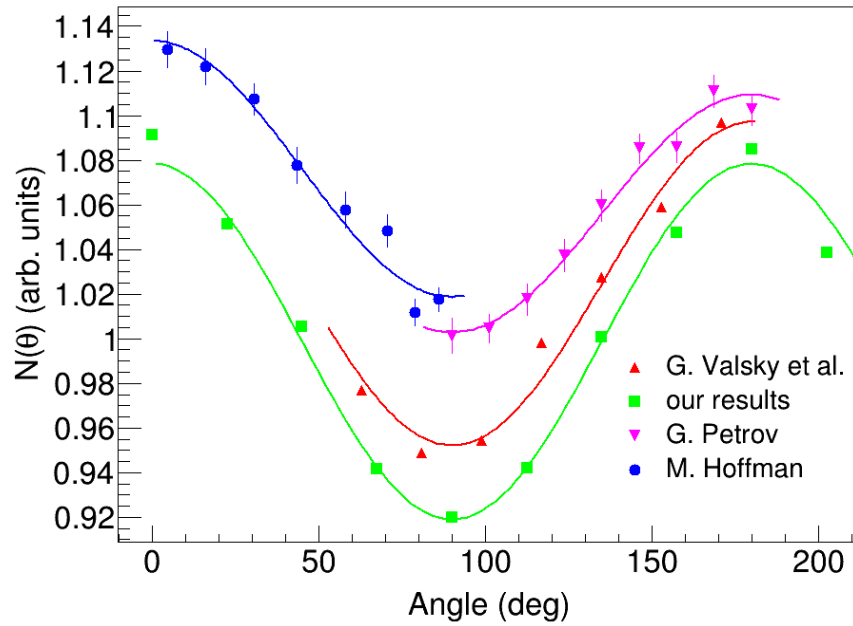
kamerasının mərkəzində yerləşdirilmişdir. Bölünmə fraqmentlərini aşkar etmək üçün ~5 mbar izobutan təzyiqində işləyən səkkiz seqmentli çox simli mütənasib sayğacdən istifadə edilmişdir. Sayğaclar (hər biri 22×54 mm) hədəfin hər iki tərəfində 20 sm diametrlı dairənin iki qövsü üzərində, neytron selinin istiqamətinə perpendikulyar müstəvidə yerləşdirilmişdir. γ kvanları qeyd etmək üçün istifadə edilən iki NaI(Tl) ssintilasiya detektoru ($\emptyset 60 \times 60$ və $\emptyset 70 \times 70$ mm) da eyni müstəvidə hədəfdən 40 cm məsafədə yerləşdirilmişdir. Qamma şüalar üçün astana həddi 0.4 MeV səviyyəsində təyin edilmişdir. Neytron və γ -şüalar uçuş vaxtı metodundan istifadə etməklə təxminən 5 ns dəqiqliklə ayrılmışdır. Eksperimentdə bölünmə fraqmentləri detektorlarının oxları ilə γ -şüa detektorları arasında 16 fərqli bucaq üçün məlumat toplanmışdır. İki γ - detektorun istifadəsi yalnız nəticələrin statistik dəqiqliyini artırmağa deyil, həm də qurğunun alət asimetriyasının müxtəlif mümkün təsirlərini izləməyə və (lazım olduqda) düzəltməyə imkan vermişdir. 25 meV enerjiddə $^{236}\text{U}^*$ nüvəsinin bölünməsi zamanı ölçülmüş γ -şüaların bucaq paylanması şəkil 6.6.1-də göstərilmişdir. Anizotropiya əmsalı üçün alınan qiymət $A = 0.146(2)$ olmuşdur ki, bu da yuxarıda aldığımız qiymətlərə çox yaxındır.



Şəkil 6.6.1. 25 meV enerjiddə $^{236}\text{U}^*$ nüvəsinin bölünməsi zamanı ölçülmüş γ -şüaların bucaq paylanması.

Şəkil 6.6.2-də müxtəlif enerjilərdə müxtəlif müəlliflər və bizim aldığımız nəticələrin müqayisəsi verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi müxtəlif qurğularda

ölçülməyinə baxmayaraq bütün nəticələr yaxşı uyğunluq təşkil edir. Bölünmə oxuna nisbətən γ -kvantların bucaq paylanması anizotropiyasını boyun qırılması modeli ilə izah edə bilərik. Bu halda, iki bölünmə fraqmentindən ibarət olan sistem bölünmə oxuna perpendikulyar yönəldilmiş güclü orbital fırlanma momentinə ($L \sim 20$) malik olur. Moment, bölünən nüvənin spinindən əhəmiyyətli dərəcədə böyük olduğundan o bölünmə oxuna perpendikulyar müstəvidə yerləşən fraqmentlərin spinləri ilə kompensasiya edilməlidir.



Şəkil 6.6.2. Nəticəmizin digər müəlliflərin əldə etdiyi nəticələrlə müqayisəsi [278, s. 770], [213, s. 1387], [128, s. 717]).

Bu o deməkdir ki, bölünmə oxu kvantlanma oxu kimi götürülsə fraqmentlər istiqamətlənəcəkdir. Daha dəqiq desək, kvantlanma oxuna spinin proyeksiyasının kiçik qiymətlərinə malik olan vəziyyətlərin ehtimalı M ($M \approx 0$) böyük M qiymətlərinə malik vəziyyətlərin ehtimalını üstələyir ($|M| \approx I_f$, burada I_f fraqmentin spinidir). İstiqamətlənmiş nüvələrdən gələn qamma şüalanması anizotropiyaya malikdir. Bu anizotropiyanın xarakteri ümumi halda radiasiyanın növündən, onun çoxqütblü təbiətindən və düzəlmə parametrlərindən asılıdır. Nüvənin bölünməsi zamanı emissiya olunan γ -şüalar halında bölünmə sisteminin oxuna θ bucaq altında bölünmə fraqmentləri tərəfindən buraxılan qamma kvantların $N(\theta)$ sayı (6.1.1) ifadəsi ilə

dəqiqliklə approksimasiya oluna bildiyi göstərilmişdir. Təcrübələr zamanı aşkar edilən anizotropiyanın xarakteri digər müəlliflər tərəfindən termal neytronla induksiya olunan bölünmə üçün əldə olunan qiymətlərə uyğun gəlir. Yəni, enerjidən asılı deyil. Bölünən nüvənin bölünmə oxunun fırlanma bucağını hesablamaq üçün A anizotropiyasının tapılmış bu qiymətlərindən istifadə ediləcəkdir.

Bundan əlavə Strutinski tərəfindən qamma şüalarının bucaq paylanması üçün vermiş (1.3.14), yəni $W(\theta) = 1 + K_L(\hbar^2 J/IT)^2 \sin^2\theta$ [261, s. 614] ifadəsindən istifadə etməklə alınan bucaq paylanmalarını aproksimasiya etsək nüvənin hansı hallardan (formadan) şüalandırmasını təyin etmək olar. Müvafiq olaraq fraqmentin ətalət momentini $I = (2/5)mAR^2$ (m- nuklonların kütləsi, A- kütlə ədədi, R- nüvənin radiusu), nüvənin temperaturunu təqribən $T = 1$ MeV, müxtəlif $L = 1$ (dipol), 2 (quadrupol) və 3 (oktupol) halları üçün $K_L = 1/8, -3/8, -81/64$ qiymətlərini nəzərə alsaq onda fraqmentin J fırlanma momentini təyin edə bilərik. Əgər $L=1$ halına uyğun gələn $K_L = 1/8$ qiymətini götürsək onda $J=47$ olur. $L=2$ halında $J=27$, $L=3$ halında isə $J=15$ olur. [261, s. 614] müəlliflərinə görə qamma şüalar əsasən qvadrupol xarakterə malikdir onda qvadrupol halı üçün alınmış qiymət müəlliflərin aldığı qiymətlə yaxşı uyğunlaşır. Fraqmentin fırlanma momenti nə qədər böyük olarsa anizotropiya da o qədər böyük olur.

6.7. Nəticələr

Paraqraf 6.1-də γ -kvantların və neytronların bucaq anizotropiyasının ölçülmə üsulu verilmişdir. Ölçmələr qeydetmə sistemindən asılı olaraq iki üsulla yerinə yetirilmişdir. Birinci üsulda $\pm 22.5, \pm 67.5, \pm 112.5$ və ± 157.5 dərəcə sabit bucaq altında yerləşdirilmiş detektorların yeri dəyişdirilərək 8 ölçmə aparıldığı halda ikinci üsulda yerə həssas çox sektorlu proporsional saygac istifadə edildiyindən detektorların yerini dəyişmədən ölçmələr yüksək dəqiqliklə aparılmışdır.

Paraqraf 6.2, detektorların qeyd etmə effektivliyinə təsir edən astana səviyyələrini düzəltmək üçün hər bir detektor üçün əmsalların tapılma metodologiyasına həsr edilmişdir. Elektronika ilə astana səviyyələrini düzgün quraşdırmaq çətin olduğundan belə üsulun köməyi ilə alınmış nəticələr

yaxşılaşdırılmışdır. Hər bir detektor üçün müvafiq əmsallar müxtəlif detektorların eyni zamanda və eyni bucaqlarda saydığı hadisələrin cəmini müqayisə etməklə tapılmışdır.

Paraqraf 6.3-də Texniki Universitetdə Heinz Mayer-Leibniz tədqiqat neytron mənbəyində (FRM II reaktoru) Mephisto təcrübi zonalarında 4 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı emissiya olunan ani γ -şüaların bucaq paylanması nəticələri verilmişdir. Mephisto təcrübi zonasında 4 meV enerjili neytronların təsiri ilə aparılan təcrübədə hər bir detektor üçün müxtəlif bucaqlarda ölçmə etmək üçün detektorlar bölünmə kamerası ətrafında müəyyən bucaqlar üzrə firladılmışdır. 8 dəfə ölçmə nəticəsində alınmış bucaq paylanmasından tapılmış anizotropiya əmsalı $A = 0.160(15)$ olmuşdur.

Paraqraf 6.4-də Texniki Universitetdə Heinz Mayer-Leibniz tədqiqat neytron mənbəyində (FRM II reaktoru) POLI təcrübi zonalarında 60 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı emissiya olunan ani γ -şüaların bucaq paylanması nəticələri verilmişdir. POLI təcrübi zonasında isə ssitilyasiya və fraqment detektorlarının yerləri fiksə olunaraq təcrübələr aparılmışdır. Bu təcrübədə hədəfin hər iki tərəfində yerləşdirilməklə 5 seqmentli fraqment detektorundan istifadə edilmişdir. Bütün plastik detektorlar ± 22.5 , ± 67.5 , ± 112.5 və ± 157.5 dərəcə sabit bucaq altında yerləşdirilmişdir. Dayanma detektoru (fraqment detektoru) və səkkiz müstəqil plastik detektor arasındakı sinxronlaşmadan istifadə etməklə fraqmentlər və qamma detektorların oxları arasında on altı müxtəlif bucaq əldə edilmişdir. Yaranan bucaq paylanması detektorların sayma effektivliyinin bərpa olunması üçün tapılan əmsallar ilə düzəldilmişdir. Bu enerjide ölçülmüş anizotropiya əmsalı $A = 0.1570(53)$ olmuşdur.

Paraqraf 6.5-də ^{235}U nüvəsinin ilk rezonans enerjisinə uyğun gələn 270 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı emissiya olunan ani γ -şüaların bucaq paylanması nəticələri verilmişdir. 60 meV enerjili neytronlarla aparılan təcrübədəki şərtlər burda da istifadə edilmişdir. Bu enerjide ölçülmüş anizotropiya əmsalı $A = 0.163(13)$ olmuşdur.

Paraqraf 6.6-da 25 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin

bölünməsi zamanı emissiya olunan ani γ -şüaların bucaq paylanması nəticələri və ani γ -kvantların bucaq paylanması neytronların enerjisindən asılılığı verilmişdir. Bu enerjide anizotropiya əmsalı üçün alınan qiymət $A = 0.146(2)$ olmuşdur ki, bu da xətlər daxilində digər enerjilərdə aldığımız nəticələrlə üst-üstə düşmüşdür. Nəticədə anizotropiya əmsalının enerjiden asılı deyil qeyd etmə sisteminin vəziyyətindən asılı olduğu müəyyənləşdirilmişdir. Bu o deməkdir ki, təcrübi qurğunun vəziyyətini dəyişmədən təcrübələrin aparılması vacibdir.

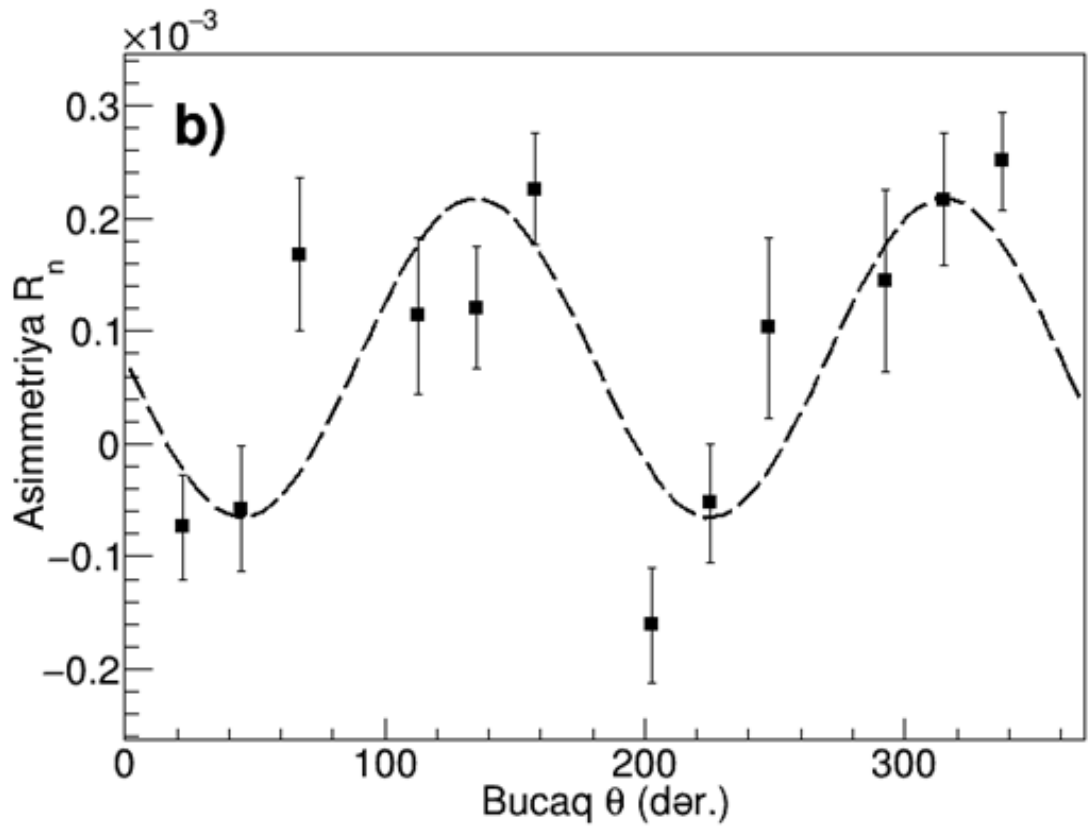
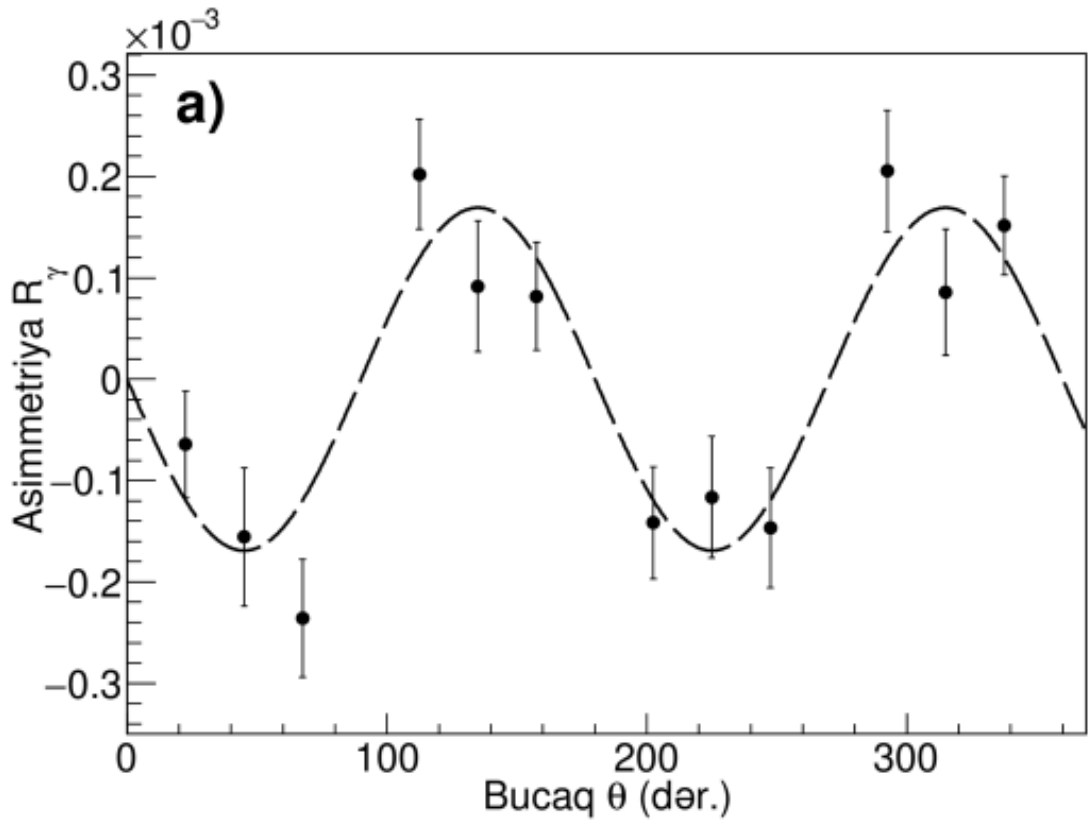
VII FƏSİL

ANİ QAMMA KVANTLARA VƏ NEYTRONLARA GÖRƏ ROT EFFEKTİN TƏDQIQI

Bu fəsildə ^{235}U nüvəsinin soyuq (4 meV), isti (60 meV) və rezonans (270 meV) neytronları ilə bölünməsi zamanı yaranan γ -kvantların və neytronların bucaq paylanması zamanı bölünən nüvənin fırlanma (ROT) effektinin axtarışı üzrə təcrübələr və onların nəticələri təsvir edilmişdir. Ümumiyyətlə bir-birindən enerji və polyarlaşmış neytron seli, neytronların polyarlaşma üsulu, FF detektorları və onların yeri, həmçinin məlumatların toplanması və işlənməsi sistemi ilə fərqlənən bir neçə təcrübələr aparılmışdır. Aparılan tədqiqatlar nəticəsində müxtəlif enerjilərdə əldə edilən ROT effektin qiymətləri müqayisə olunmuş və effektin izahı verilmişdir.

7.1. 4 meV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ROT effektin tədqiqi

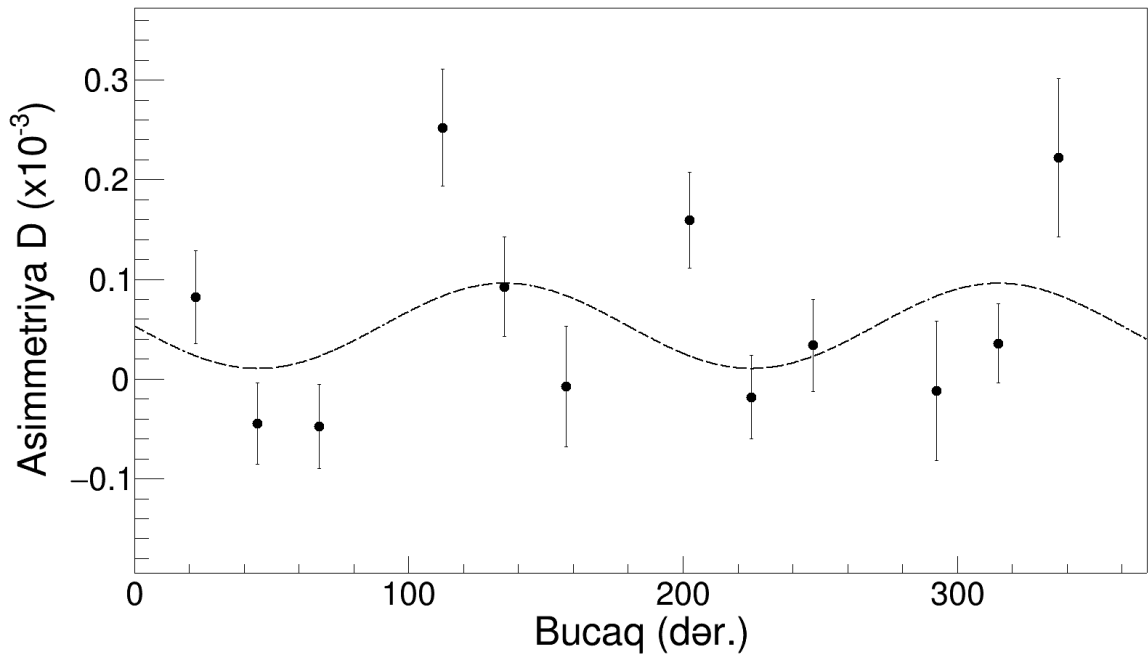
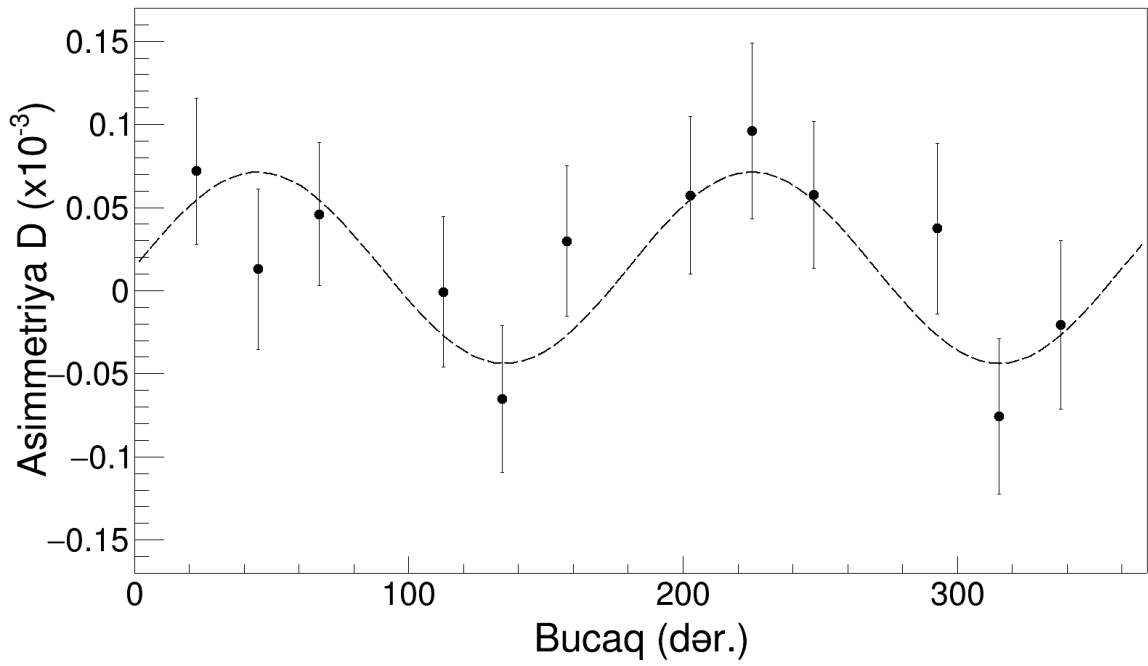
^{235}U nüvəsinin polyarlaşmış soyuq neytronların təsiri ilə ani γ -kvantların və neytronların bucaq paylanması zamanı ROT effektin axtarışı və tədqiqi üzrə eksperimentlər Münhen Texniki Universitetinin (TUM) Heinz Mayer - Leibniz Tədqiqat Neytron Mənbəsinin (FRM II reaktoru) Mephisto polyarlaşmış neytron təcrübi zonasında 1 mm qalınlıqlı zirkonium altlıq üzərinə çökdürülmüş qalınlığı $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ olan $^{235}\text{U}_2\text{O}_3$ hədəfi ilə aparılmışdır [18, s. 45, 15, s. 189]. Mephisto qurğusunda neytron selini polyarlaşdırmaq üçün super güzgü [173, s. 584, 299, s. 767] neytron polarizatorundan istifadə edilmişdir. Aparıcı maqnit sahəsinin istiqamətini qeyri-adiabatik dəyişdirən iki solenoiddən ibarət olan SF-dən istifadə edilərək hədəfin üzərinə düşən neytron selinin polyarlaşma istiqaməti dəyişdirilmişdir. Bölünmədə ani γ -kvantların və neytronların emissiyasının asimmetriyasını ölçmək üçün fəsil 2-də geniş təsvir olunmuş təcrübi qurğudan istifadə edilmişdir (bax şəkil 2.8.3 və 2.8.4).



Şəkil 7.1.1. Anizotropiya nisbəti $R(\theta)$ bucaqdan asılılığı: a – ani γ -kvant üçün; b - ani neytronlar üçün.

Neytron selinin polarizasiyasının istiqaməti 0.5 saniyədə 180° dəyişdirilmişdir. Bölünmə fraqmentləri hədəfin hər iki tərəfində 7.5 cm məsafədə hədəfə paralel yerləşdirilmiş iki çoxsimli koordinata həssas tək sektorlu FF detektoru tərəfindən qeydə alınmışdır [18, s. 45, 165, s. 4, 166, s. 3]. Təcrübi məlumatlardan (3.5.2) düsturu ilə müəyyən edilmiş fraqmentlərdən biri ilə sinxron qeyd edilmiş ani γ -kvantların və neytronların emissiyasının $D(\theta)$ asimmetriyası hesablanmışdır. Bu ölçmələrin nəticələri həm ani γ -kvantlar (a) və neytronlar (b) üçün qrafik şəklində şəkil 7.1.1-də təsvir edilmişdir. Asimmetriya əmsallarını (R_γ və R_n) təyin etmək üçün alınan bucaq asıllığı daha sonra $D(\theta)=R_\gamma \sin(2\theta)$ funksiyası ilə aproksimasiya edilmişdir. Şəkildə qırıq xətt bu funksiya ilə əldə edilmiş bucaq asıllığının $D(\theta)$ təcrübi nəticələrə yaxınlaşmasının nəticəsini göstərir. Aproksimasiya nəticəsində γ -kvantlar və neytronlar üçün alınmış asimmetriya parametrləri uyğun olaraq $R_\gamma = - (+17.91 \pm 2.07) 10^{-5}$ və $R_n = (-14.16 \pm 1.97) 10^{-5}$ bərabərdir [2, s. 33].

Eyni təcrübədə xassələri ^{235}U hədəfinə oxşar ^{233}U hədəfindən istifadə edilərək bu iki oxşar izotopun asimmetriyasının necə dəyişdiyinə də baxılmışdır. Bütün təcrübi şərtlərin eyni olmasına xüsusi diqqət yetirilmiş və yalnız hədəflər dəyişdirilərək təcrübələr aparılmışdır. Nəticədə ^{233}U hədəfi üçün asimmetriyanın bucaqdan asıllığı və asimmetriya əmsallarını (R_γ və R_n) $D(\theta)=R_\gamma \sin(2\theta)$ funksiyasının köməyi ilə təyin edilmişdir. Bu asıllıqlar şəkil 7.1.2-də göstərilmişdir. Əmsallar üçün alınmış qiymətlər $R_\gamma = (+5.75 \pm 1.65) 10^{-5}$ və $R_n = (-4.27 \pm 1.69) 10^{-5}$ bərabər olmuşdur. Uran izotopları üçün alınmış asimmetriya əmsallarının qiymətinin fərqli olması bu izotopların tədqiq olunan enerjiddə bölünmə effektiv en kəsiyi ilə əlaqədardır. Burda maraqlı sual asimmetriya əmsallarının işarəsinin əks alınmasıdır. Həm paylanmadan həm də alınan əmsalın işarəsindən görüldüyü kimi uranın bu iki oxşar izotopu müxtəlif asimmetriyalar göstərir. ^{235}U izotopu üçün alınmış asimmetriya əmsalının işarəsi mənfi, ^{233}U izotopu üçün isə müsbətdir. Asimmetriyanın əks alınması bu izotoplar üçün bölünmə oxunun əks istiqamətlərdə döndüyünü göstərir? Alınan nəticələrin doğruluğunu yoxlamaq üçün təcrübələr 2 dəfə təkrarlanmışdır. Hətta bütün şərtləri saxlamaq üçün hər iki izotopu sendviç formasında yerləşdirməklə də təcrübə aparılmışdır.

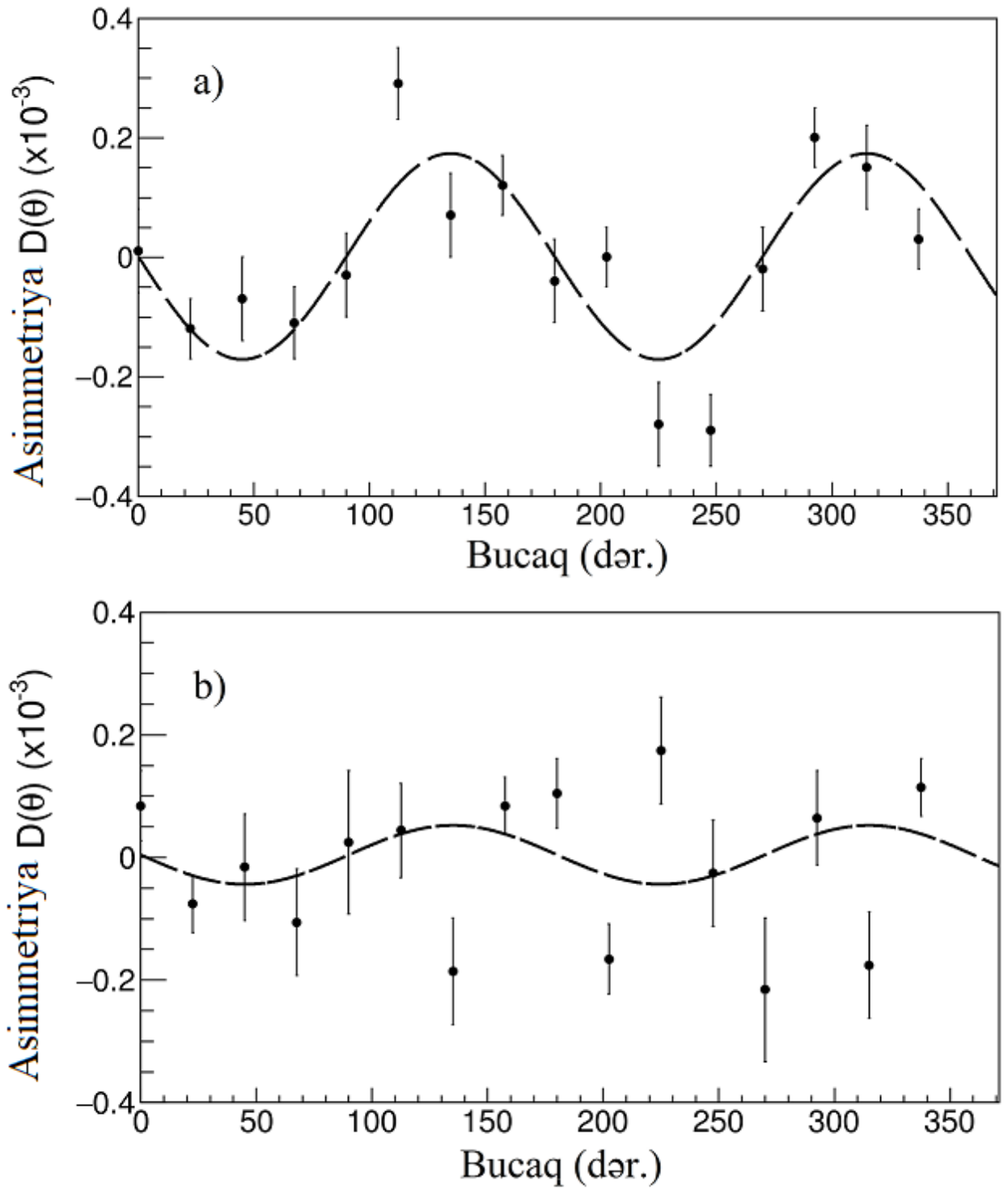


Şəkil 7.1.2. ^{233}U izotopu üçün anizotropiya nisbətinin $R(\vartheta)$ bucaqdan asılılığı: a – γ -kvant üçün; b - niyutronlar üçün.

Bu halda da alınan nəticə dəyişməmişdir. Başlanğıcda alınan nəticələr burda başqa bir effektin olduğunu deməyə əsas verir və ya bu fiziki məsələni daha geniş tədqiq edərək izah etmək lazımdır. Bu məqsədlə müxtəlif enerjilərdə ^{235}U izotopu üçün ROT asimetriyanın ölçülməsinə davam edilmişdir. Növbəti fəsillərdə müxtəlif enerjilərdə alınan nəticələr geniş verilmişdir.

7.2. 60 meV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ROT effektin tədqiqi

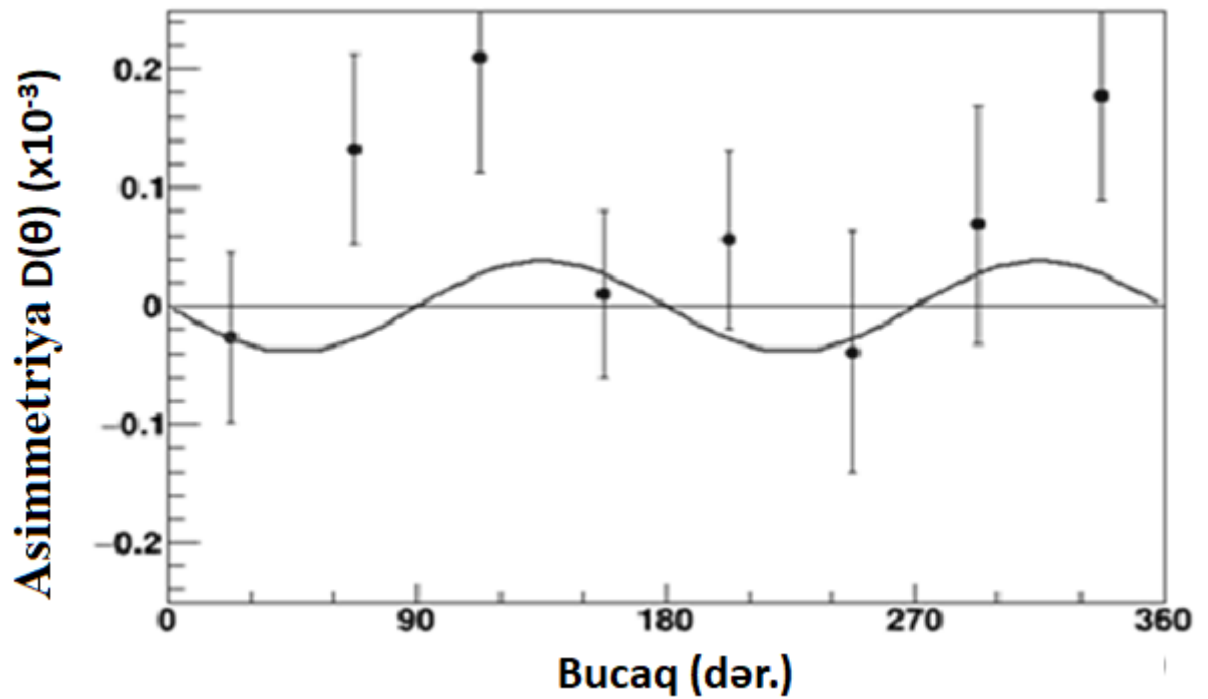
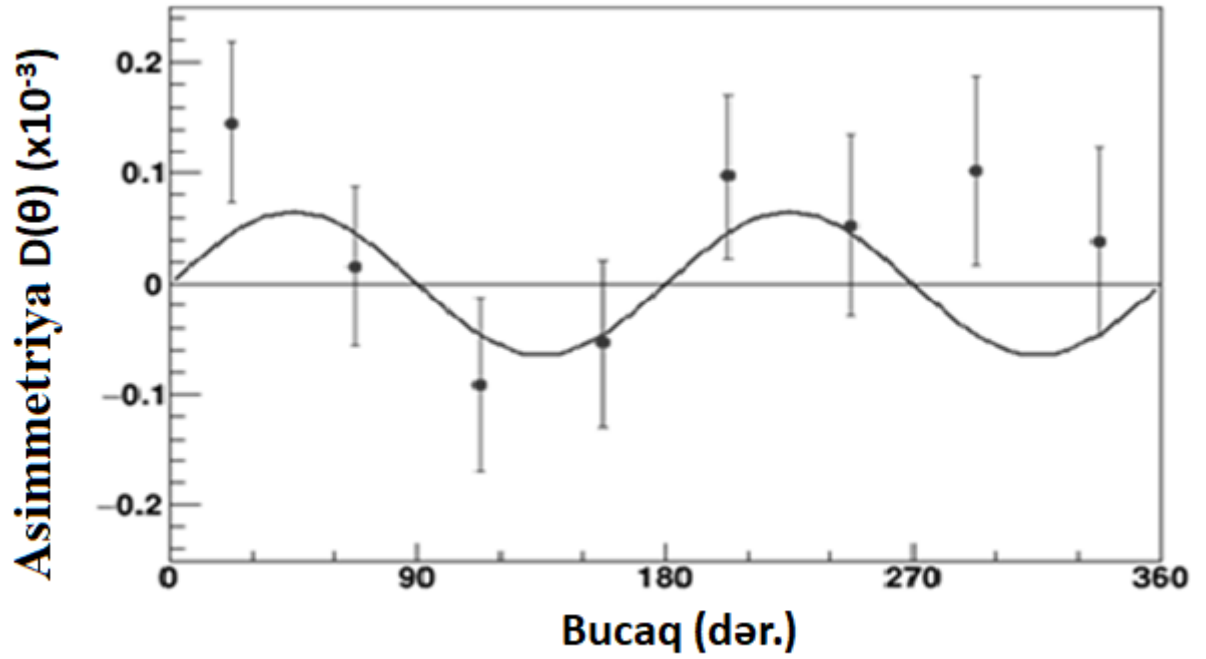
Təcrübələrin üçüncü seriyası 60 meV enerjili polyarlaşmış neytronlarla aparılmışdır [6, 162, s. 40, 21, s. 294-295, 161, s. 53]. Təcrübi qurğu və təcrübədə istifadə olunan üsul dissertasiyanın 2-ci və 6-cı fəsilində geniş verilmişdir. Bu təcrübədə yeganə və əsas fərq neytron polarizatoru olmuşdur [6, s. 65]. Hazırkı təcrübədə neytronlar daşına bilən (ingiliscə: in-situ) SEOP polarizatorundan istifadə edilərək polyarlaşdırılmışdır. Polyarizatorada yüksək şəffaf ^3He neytron spin filtrindən istifadə edilərək ultra-kompakt həcmli Breqq qəfəsi ilə fokuslandırılmış iki lazer tərəfindən ^3He qazının davamlı polarizasiyası təmin edilmişdir. Neytron selinin polyarlaşma dərəcəsi 100%-ə yaxın olub bütün təcrübə ərzində sabit qalmışdır. Bu enejidə təcrübə 37 gün aparılmışdır. Dayanma detektorunun on seqmentindən hər biri ilə səkkiz müstəqil plastik detektorun sinxronizasiyası ilə qeyd edilən edilən ani γ -kvantlar və sürətli bölünmə neytronları üçün R_γ anizotropiya əmsalları təyin edilmişdir [167, s. 246]. Ani γ -kvantlar və sürətli bölünmə neytronları üçün alınmış nəticələr qrafik formada şəkil 7.2.1-də göstərilmişdir. Bu asılıqların $D(\theta)=R_\gamma \sin(2\theta)$ funksiyası ilə aproksimasiya edilməsi ilə ani γ -kvantlar və neytronlar üçün təyin edilmiş anizotropiya əmsalları müvafiq olaraq $R_\gamma = (-17.2 \pm 2.8) \cdot 10^{-5}$ və $R_n = (-3.3 \pm 3.3) \cdot 10^{-5}$ olmuşdur [6, s. 66]. Qeyd etmək olar ki, ani γ -kvantlar üçün alınan asimetriya soyuq neytronlar üçün alınan asimetriya qiymətləri ilə xətlər çərçivəsində üst-üstə düşür. Ani neytronlar üçün bu enerjide alınan asimetriya əmsalının qiyməti isə azdır. Neytronların üçün alınan nəticələrdən demək olar ki, aparılan təcrübə şəraitində bu enerjide asimetriya müşahidə olunmayıb. Çünki xəta daxilində neytronlar üçün bu əmsal sıfıra bərabərdir.



Şəkil 7.2.1. Anizotropiya nisbətinin $R(\theta)$ bucaqdan asılılığı: a – ani γ -kvant üçün; b - ani neytronlar üçün [6, s. 66].

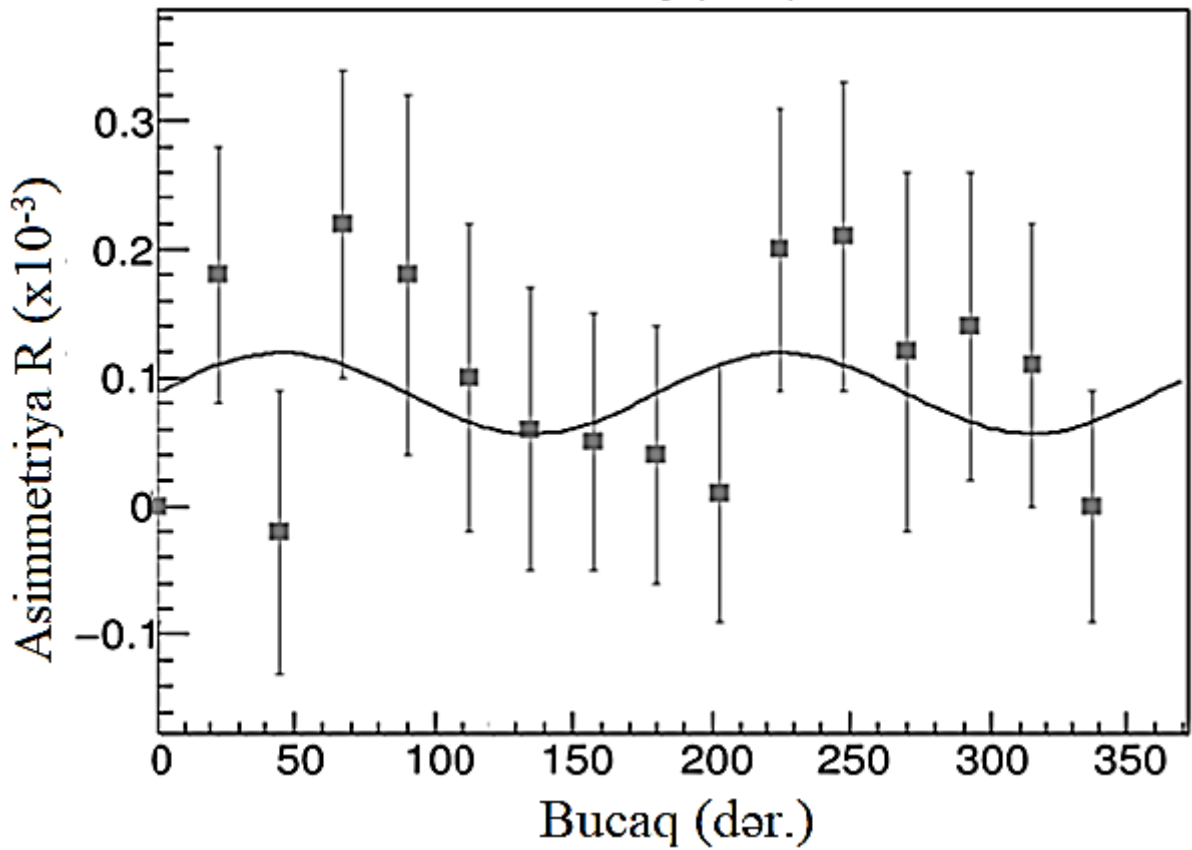
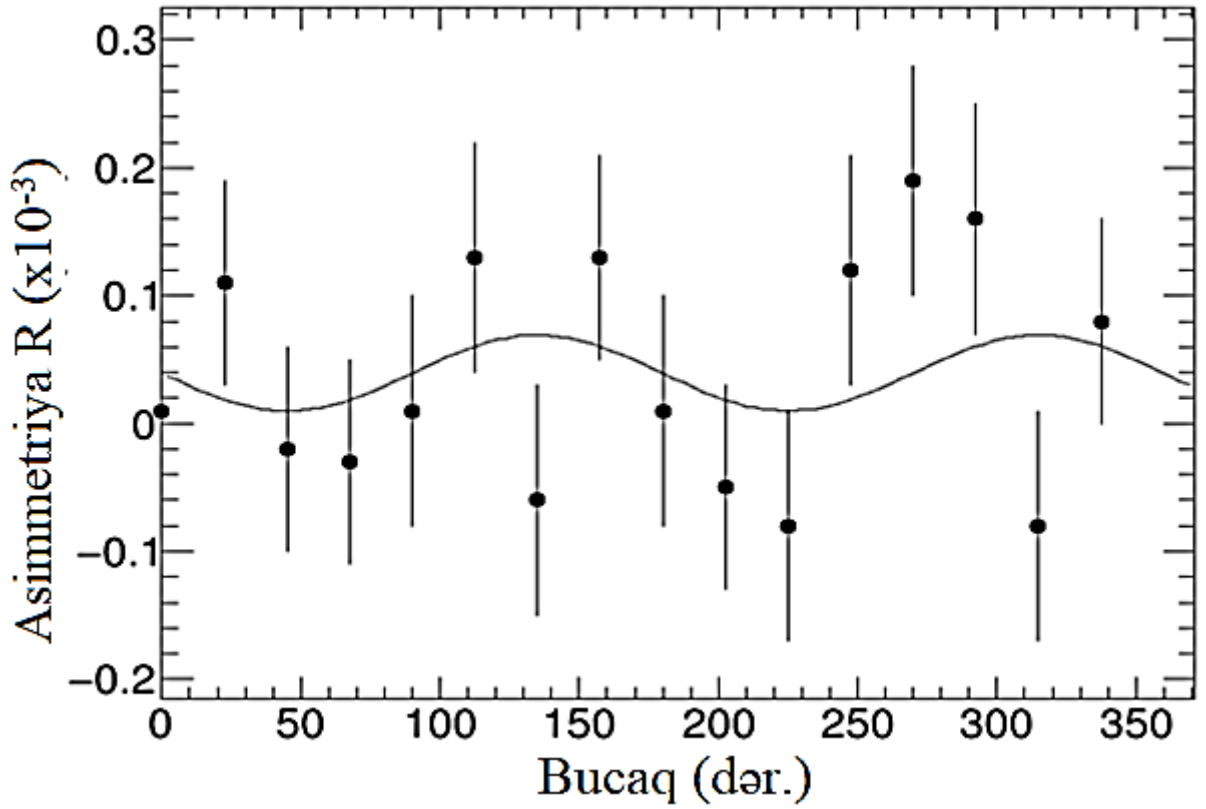
7.3. 270 meV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ROT effektin tədqiqi

^{235}U nüvəsinin ilk rezonans enerjisində təcrübələr 3 dəfə aparılmışdır [162, s. 40, 166, s. 397, 165, s. 1, 2, p. 31]. Hər üç təcrübədə Cu(220) monoxromatoru tərəfindən təmin edilən qısa dalğa uzunluğuna malik isti neytronların polyarlaşmış selindən istifadə edilmişdir. Monoxromator orta enerjisi 270 meV ($\lambda = 0.55 \text{ \AA}$) olan fokuslaşmış neytron selinin buraxmasını təmin etmişdir. Bu enerji ^{235}U nüvəsinin ən kiçik rezonans enerjisi ilə tam üst-üstə düşür [117, s. 7]. Birinci təcrübədə tək sektorlu FF detektoru istifadə edildiyindən və bu enerjide reaksiyanın effektiv en kəsiyini nəzərə aldıqda təcrübə müddətində kifayət qədər hadisə toplamaq mümkün olmamışdır. Şəkil 7.3.1-də bölünmə fraqmentlərindən biri ilə sinxron olaraq ölçülmüş ani γ -şüalar (a) və neytronlar (b) üçün (3.5.2) düsturundan istifadə etməklə eksperimental məlumatlardan təyin edilmiş anizotropiya əmsalları $R(\theta)$ göstərilmişdir. Bucağa görə alınan asılıqlar $D(\theta) = R_\gamma \sin(2\theta)$ funksiyası ilə aproksimasiya olunaraq ani γ -kvantlar və neytronlar üçün müəyyən edilən anizotropiya parametrləri uyğun olaraq $R_\gamma = (-6.5 \pm 3.9) \cdot 10^{-5}$ və $R_n = (+3.8 \pm 4.1) \cdot 10^{-5}$ bərabər olmuşdur [165, s. 5]. Bu nəticələr soyuq neytronlarla alınan müvafiq qiymətlərlə müqayisə edilməyə imkan versə də ölçmə vaxtı kifayət qədər qısa olduğuna görə statistik dəqiqlik ROT effektin ən aşağı ^{235}U rezonansda müşahidə olunduğunu bildirmək üçün kifayət etməmişdir. Baxmayaraq ki, effektin soyuq neytronların təsiri ilə bölünmə vəziyyətindən daha az olduğu qənaətinə gəlmək olar. Bu enerjide gözlənilən effekt sifirə bərabər olsa da alınan təcrübi nəticələrdən bunu demək mümkün olmamışdır. Təcrübədə statistik dəqiqliyi artırmaq və effekte təsir edə biləcək qurğuların effektivliyini artırmaq lazımdır ki, effekti daha dəqiq müşahidə oluna bilsin. Bu enerjide bölünmənin effektiv en kəsiyi kiçik olduğundan statistik məlumatların artırılması və kənar təsirlərin azaldılması lazım gəlmişdir. Bunun üçün qeyd etmək sisteminin əsas detektorları olan fraqment detektorları dəyişdirilmiş, kənar maqnit sahəsinin təsirini nəzərə alan spin flipperlər yeni spin flipperlərlə (bax paraqraf 2.7) əvəz olunmuşdur.

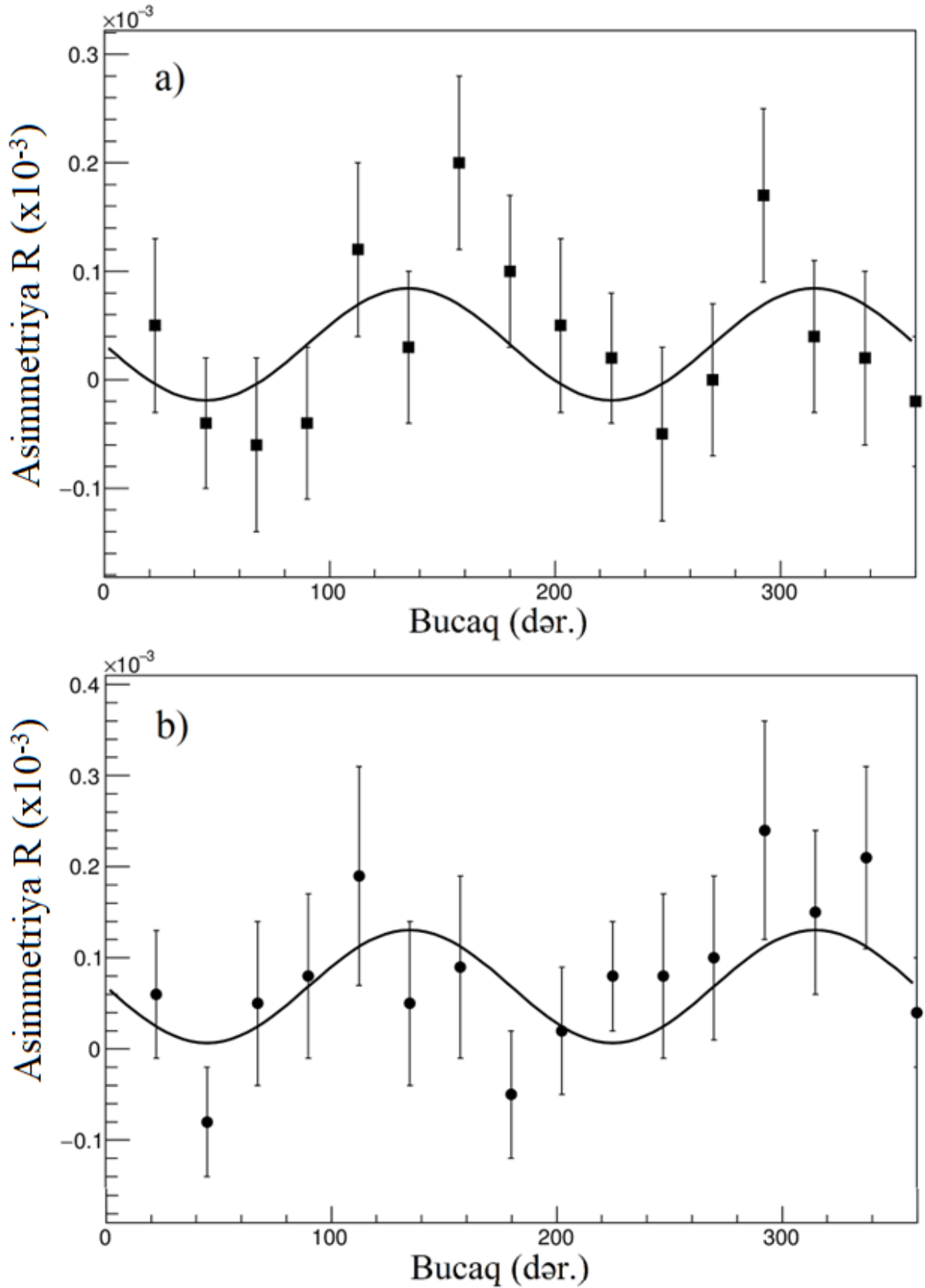


Şəkil 7.3.1. Ani γ -kvantlar və neytronları üçün anizotropiya nisbətini $R(\theta)$ bucaqdan asılılığı; a – ani γ -kvantlar üçün; b – ani neytronlar üçün [166, s. 101, 165, s. 5].

İlk təcrübədən fərqli olaraq, bu təcrübədə yeni bölünmə fraqmenti detektorundan istifadə edilmişdir. Dayanma detektoru kimi istifadə edilən aşağı təzyiqli çox simli mütənasib sayğac qeydetmə sisteminin bucaq həssaslığını artırmaq üçün hər tərəfdən beş müstəqil seqmentlə təchiz edilmişdir [2, s. 32]. İkinci təcrübə zamanı qeydetmə sisteminin yaxşılaşdırılması məqsədilə ilə bir çox dəyişikliklər edildiyindən və dəyişdirilən hissələrin yoxlanılması üçün kifayət qədər vaxt sərf olunduğundan POLI təcrübə zonasında eksperimentə sərf olunan ümumi vaxt 7 gün olmuşdur. 14 gün sistemin quraşdırılması, detektorların kalibrlənməsi, spin-flipper qurğusunun tənzimlənməsi və s. sərf edilmişdir. Ölçmə vaxtı qısa olduğuna görə, hadisələrin sayını artırmaq üçün analizdə yalnız “başlangıç” bölünmə fraqmentləri detektorlarından istifadə edilmişdir. SFC daxilində ^3He qazının polyarlaşması relaksasiya səbəbindən eksponent olaraq azaldığından SFC kolbaları hər 24 saatdan bir dəyişdirilmişdir. Əvəz edilməzdən əvvəl SFC-də qalıq qazın polarizasiyası təxminən 40% olurdu. Buna əsasən nəticələr neytron selinin daha yüksək polyarlaşması üçün bərpa edilmişdir. Məlumatların analizində yalnız polyarlaşma dərəcəsi 50% -dən çox olan neytronlardan gələn hadisələr nəzərə alınmışdır. Şəkil 7.3.2-də səkkiz müstəqil plastik detektorun siqnallarının dayanma detektorunun seqmentinin siqnalları ilə üst-üstə düşməsi nəticəsində aşkar edilən ani γ -kvantalar və neytronlar üçün (3.5.2) düsturundan istifadə etməklə eksperimental məlumatlar əsasında müəyyən edilmiş anizotropiya əmsalları $R(\theta)$ verilmişdir. Bu təcrübədə birinci təcrübədən fərqli olaraq bölünmə fraqmentinin oxları ilə γ /neytron detektorları arasında 16 fərqli bucaqda məlumatlar toplanmışdır. Bu bucaq asılılığını $D(\theta)=R_\gamma \sin(2\theta)$ funksiyası ilə aproksimasiya edərək ani γ -kvantlar və neytronlar üçün asimmetriya əmsalları R uyğun olaraq $R_\gamma = (-2.9 \pm 3.0) \cdot 10^{-5}$ və $R_n = (+3.2 \pm 3.5) \cdot 10^{-5}$ tapılmışdır. Məlum olduğu kimi mürəkkəb nüvənin polyarlaşması düşən neytron selinin polyarlaşma dərəcəsiindən asılıdır. Selin aşağı səviyyədə polarizasiyası ROT effektin qiymətində və ya işarəsində dəyişikliklərə səbəb ola bilər. Neytron selinin polyarlaşması və polyarlaşmanın təhlili üçün 3-cü eksperimentdə ^3He qazı əsasında işləyən daşına bilən SEOP polyarizasiya qurğusundan istifadə edilmişdir (paraqraf 2.4) [6, s. 65].



Şəkil 7.3.2. Ani γ -kvantlar və neytronları üçün anizotropiya nisbətini $R(\theta)$ bucaqdan asılılığı; a – ani γ -kvantlar üçün; b – ani neytronlar üçün.

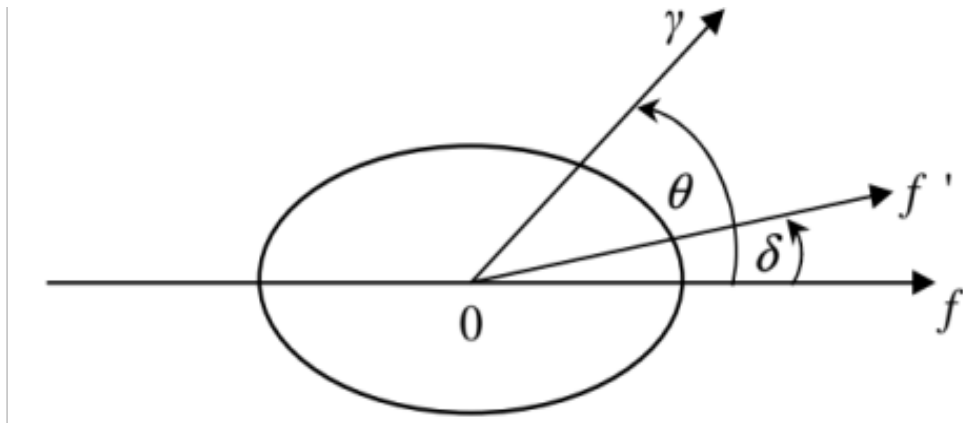


Şəkil 7.3.3. Ani γ -kvantlar və neytronları üçün anizotropiya nisbətini $R(\theta)$ bucaqdan asılılığı; a – ani γ -kvantlar üçün; b – ani neytronlar üçün. Nəticələr neytron selinin polyarlaşmasına görə korreksiya olunub.

Bu təcrübədə statistik məlumatlar 30 gün ərzində toplanmışdır. Ani γ -kvantlar və neytronlar üçün ROT asimetriyasının ölçülməsinin nəticələri şəkil 7.3.3-də təsvir edilmişdir. Ani γ -kvantlar və neytronlar üçün R anizotropiya əmsalları müvafiq olaraq $R_\gamma = (-5.2 \pm 2.5) \cdot 10^{-5}$ və $R_n = (-6.2 \pm 2.9) \cdot 10^{-5}$ bərabər olmuşdur. Alınan məlumatlar, xətalər daxilində, digər təcrübələrin nəticələri ilə üst-üstə düşür.

7.4. Bölünmə oxunun fırlanma bucağının təyin edilmə üsulu

ROT effekti təsvir etmək üçün fraqmentin kütlə mərkəzi sistemində yüngül bölünmə fraqmentinin spininin oriyentasiyasını və bu spinlə yaranan qamma şüaların anizotropiyasını qorumaq anlayışından istifadə edilmişdir [115, s. 536]. Şəkil 7.4.1-də ROT effektin izahının sadələşdirilmiş sxemi göstərilmişdir. Bölünmə oxunun ilkin istiqaməti f hərfi ilə, bölünmə fraqmentinin hərəkətinin son istiqaməti isə müvafiq olaraq f' ilə qeyd olunmuşdur. Sonuncu, mürəkkəb nüvənin fırlanması səbəbindən yaranır. Neytron spininin müsbət proyeksiyası halında f və f' istiqamətləri arasındakı bucağı δ ilə işarə edək. Neytronun polyarizasiyası mənfi qiymətə malikdirsə, bölünən nüvələrin fırlanması əks istiqamətdə baş verir. Bu halda fırlanma bucağı $-\delta$ olur.



Şəkil 7.4.1. Bölünən nüvənin fırlanma bucağının təyin edilmə sxemi. f - bölmə oxunun ilkin istiqaməti (bölmə anında); θ – bölünmə oxunun ilkin istiqamətinə nisbətən γ -kvantın emissiya bucağı; δ – bölünmə oxunun fırlanma bucağı; f' - mürəkkəb sistemin fırlanması səbəbindən bölünmə fraqmentinin son hərəkət istiqamətidir.

Qamma şüaların emissiya bucağı (θ) anizotropiyanın qamma şüalanmasına

təsirini müəyyən etmək və əlaqədar qamma şüalanmanın say sürətini hesablamaq üçün istifadə edilə bilər [38, s. 5]. Sistemin fırlanması ilə əlaqədar olaraq θ bölünmə fraqmentinin hərəkət istiqamətinə görə γ -kvantın qeyd edilmə bucağı deyil. Təcrübədə biz onu yeni θ' bucağında qeyd edirik. Bu bucaq polyarlaşmış neytronun spinindən asılı olaraq $\theta \pm \delta$ (bölünmə oxunun fırlanma bucağı) bərabərdir:

$$\theta' = \theta - \delta \text{ əgər } \sigma > 0$$

$$\theta' = \theta + \delta \text{ əgər } \sigma < 0$$

Nüvə sisteminin fırlanması olmadan γ -kvantların say sürətini aşağıdakı kimi yazmaq olar [38, s. 6]:

$$N(\theta) = N(90^0) \cdot (1 + A \cdot \cos^2 \theta) \quad (7.4.1)$$

burada A anizotropiya əmsalıdır. Onda neytronun müxtəlif spin vəziyyətlərinə uyğun gələn sayma sürətləri belə yazıla bilər:

$$N^+(\theta') = N(90^0) \cdot (1 + A \cdot \cos^2(\theta' + \delta)) \text{ əgər } \sigma > 0$$

$$N^-(\theta') = N(90^0) \cdot (1 + A \cdot \cos^2(\theta' - \delta)) \text{ əgər } \sigma < 0 \quad (7.4.2)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, bölünmə fraqmentinin kütlə mərkəzi sistemində qamma şüalanması üçün anizotropiya laboratoriya sistemindəki anizotropiyadan çox fərqlənir.

Polyarlaşmış mürəkkəb nüvənin $^{236}\text{U}^*$ ikiqat bölünmə fraqmentləri üçün qamma şüalanma anizotropiya əmsalı (A) ROT effektin tədqiq olunduğu bütün enerjilər üçün ölçülmüşdür. Təcrübələr haqqında geniş məlumat fəsil 6-da verilmişdir. Alınan paylanmalar (7.4.1) funksiyası ilə aproksimasiya olunaq anizotropiya əmsalının qiymətləri müəyyən edilmişdir. (7.4.2) ifadələrindən görüldüyü kimi ROT effekti analiz etmək üçün bu qiymətdən istifadə etmək olar. Təcrübi qurğunun həndəsəsi ilə əlaqəli bütün mümkün təsirlər hər iki halda eyni olmalıdır. Bölünmə oxunun fırlanma bucağının (δ) kiçik olduğunu nəzərə alaraq (7.4.2) düsturunu aşağıdakı

$$D(\theta) = \frac{N^+(\theta) - N^-(\theta)}{N^+(\theta) + N^-(\theta)}$$

(3.5.2) ifadəsində nəzərə almaqla ani bölünmə γ -kvantları üçün T-tək asimetriya əmsalının bucaq asılılığını aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$D(\theta) \approx \frac{A \cdot [\cos^2(\theta+\delta) - \cos^2(\theta - \delta)]}{2 \cdot [1+A \cdot \cos^2(\theta)]} \approx \frac{-A \cdot \delta \cdot \sin(2\theta)}{1+A \cdot \cos^2(\theta)} \quad (7.4.3)$$

Ani γ -kvantlar üçün anizotropiya nisbətinin ($D(\theta)$) bucaqdan asılılığını (7.4.3) funksiya ilə aproksimasiya edilməsi şəkil 7.4.2-də göstərilmişdir. Burada A anizotropiya əmsalları bucaq paylanmalarının (7.4.1) düsturu ilə aproksimasiyasından tapılır və müxtəlif enerjilər üçün fəsil 6-da tapılmışdır. (7.4.4) tənliyində yeganə naməlum kəmiyyət bölünmə oxunun fırlanmasını və müvafiq olaraq qamma-kvantların paylanması üçün bucaq sürüşməsinə xarakterizə edən δ bucağıdır [38, s. 6]. Müxtəlif enerjilər üçün alınmış asimmetriyanın bucaqdan asılılığını ($D(\theta)$) (7.4.4) funksiyası ilə aproksimasiya etməklə bölünmə oxunun dönmə bucağı təyin edilmişdir.

7.5. γ -kvantların və neytronların bucaq paylanmasında ROT effektin baş vermə mexanizmi

Ani γ -kvantların və neytronların bucaq paylanmasında ROT-asimmetriya onların hər ikisinin bölünmə fraqmentləri tərəfindən qırılma anında nüvənin deformasiya oxuna nəzərən anizotrop buraxılması ilə izah edilə bilər. Bu yanaşma ilə nəzərdən keçirilən proses iki ardıcıl mərhələyə bölünür. Birinci mərhələdə nüvə iki fraqmentə bölünür; ikinci mərhələdə sürətlənmiş fraqmentlərdən neytronlar və γ -kvantlar buraxılır. Bu izahda iki mühüm məqamı qeyd etmək lazımdır:

- 1) fraqmentin sərbəst sistemində γ -kvantlar və neytronların emissiyasında anizotropiyanın olması;
- 2) fraqmentin sürətlənmə oxuna nisbətən müvafiq bucaq paylanması (fraqmentin sərbəst sistemində) ilə əlaqəli aksial simmetriyanın olmaması.

Qeyd etmək lazımdır ki, üçqat bölünməni təsvir edərkən iki oxşar ardıcıl mərhələyə bölünmə mürəkkəb məsələdir. Bu halda üçqat bölünmədə α -zərrəciklərin bucaq paylanmasında ROT effektin ani neytronlar və γ -kvantların bucaq paylanmasındakı ROT effekt ilə müqayisədə nəzəri cəhətdən izah edilməsi çətinləşir. On görə də ani neytronların və xüsusilə γ -şüaların bucaq paylanmasında ROT effekt, bölünmə mexanizmini təhlil etmək üçün daha əlverişlidir. Bu modelə görə, ani

neytronların və γ -kvantlarının bucaq paylanması ROT effekt aşağıdakı kimi yaranır.

1. Parçalanan nüvənin boynunun qırılmasından dərhal sonra həyəcanlanmış bölünmə fraqmentləri həmin anda iki fraqmentin kütlə mərkəzlərini (bundan sonra “deformasiya oxu” adlandırılacaq) birləşdirən oxa nəzərən düzülür. Fraqmentlərin spinlərinin oriyentasiyası bölünmə fraqmentləri tərəfindən γ -kvantların emissiyasında anizotropiyanın mövcudluğunu izah edir [29, s. 1].

2. Əgər bölünmə fraqmentlərinin orbital bucaq momenti sıfıra bərabədirsə, fraqmentin sürətlənmə oxu ilə deformasiya oxu üst-üstə düşür. ^{235}U nüvəsinin bölünmə halında fraqmentlərin orbital bucaq momentinin sıfıra bərabər olmadığını və bölünən nüvənin polyarlaşma istiqaməti ilə əlaqəli olduğunu güman etmək olar. Bu halda sürətlənən fraqmentlər deformasiya oxuna və bölünən nüvənin qütbləşmə oxuna perpendikulyar istiqamətdə sürət komponentinə malik olur. Bu komponentin olması bölünən nüvənin polarizasiya oxuna perpendikulyar müstəvidə deformasiya oxuna nisbətən fraqmentin sürətlənmə oxunun dönməsinə gətirib çıxarır. Bu mexanizm ilk dəfə üçqat bölünmədə emissiya olunan α -zərrəciklərin bucaq paylanmasında müşahidə olunan ROT effekti izah etmək üçün təklif edilmişdir.

3. Bölünmədə emissiya olunan γ -kvantların bucaq paylanması anizotropikdir və aksial simmetriya oxu bölünmə fraqmentlərinin spinlərinin düzülmə oxudur yəni, deformasiya oxu. Bu ox fraqmentin sürətlənmə oxu ilə üst-üstə düşmədiyi üçün fraqmentin sürətlənmə oxuna nəzərən bölünmədə emissiya olunan γ -kvantların bucaq paylanmasının aksial simmetriyası yoxdur [160, s. 303, 253, s. 638, 295, s. 1952].

4. Bölünmədə emissiya olunan neytronların bucaq paylanması sürətlərin cəmlənməsi səbəbindən fraqmentin sürətlənmə oxuna nisbətən yüksək anizotropiyaya malikdir [67, s. 569, 53, s. 159, 1, s. 211, 288, s. 205]. Lakin bu mexanizmdə fraqmentlərin sürətlənmə oxuna görə ox simmetriyasını saxlanılır və ROT effektin yaranmasına səbəb ola bilməz. Eyni zamanda, bölünmədə yaranan γ -kvantların bucaq paylanmasında anizotropiya vəziyyətində olduğu kimi, fraqmentlərin spinlərinin düzülməsi ilə əlaqəli ani neytronların bucaq paylanmasında daha zəif anizotropiya mənbəyi mövcuddur [120, s. 88]. Bu mexanizmin yaratdığı

anizotropiya, fraqmentin sürətlənmə oxuna nisbətən ani neytronların bucaq paylanması aksial simmetriyasının pozulmasına səbəb olur. Bu modelə görə, γ -kvantların və neytronların bucaq paylanmasında ROT asimmetriyasının qiyməti və təbiəti iki əsas parametrdən asılıdır:

1) deformasiya oxuna nisbətən fraqmentlərin sürətlənmə oxunun orta fırlanma bucağı;

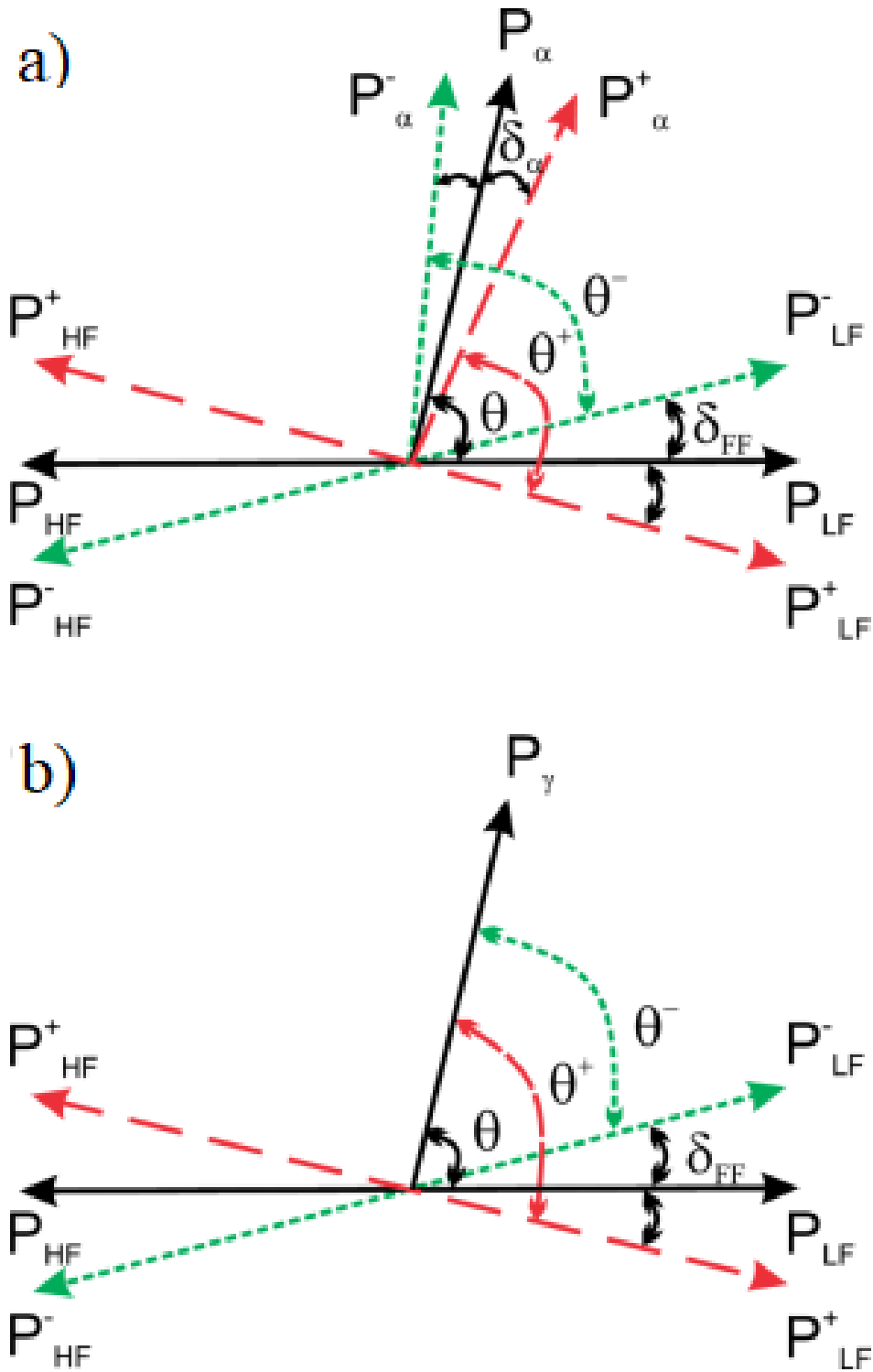
2) deformasiya oxuna görə müvafiq bucaq paylanmasının anizotropiyası;

Ani neytronlar və γ -kvantlar üçün eyni olan orta fırlanma bucağı bölünən nüvədən və bölünməni yaradan başlanğıc neytronların enerjisindən asılı ola bilər. ROT effektə səbəb olan bucaq paylanmasının anizotropiyası γ -şüalar halında yaxşı məlumdur [14, s. 7], neytronlar halında isə müəyyən etmək çətinidir. Çünki bu parametr model parametridir və digər parametrlərlə sıx bağlıdır [289, s. 795]. Bölünmədə emissiya olunan γ -kvantların bucaq paylanmasında ROT asimmetriyanın aşkarlanmasından dərhal sonra [77] müəllifləri təklif etmişdilər ki, üçqat bölünmədə emissiya olunan α -zərrəciklərinin bucaq paylanmasındakı ROT effekt ilə analogi olaraq bölünmə anında emissiya olunan γ -kvantlar üçün də yaranmalıdır. Belə γ -kvantlara misal olaraq bölünmə fraqmentləri ilə tormozlanma şüalanması (ingiliscə: bremsstrahlung) γ -kvantı hesab olunur [77].

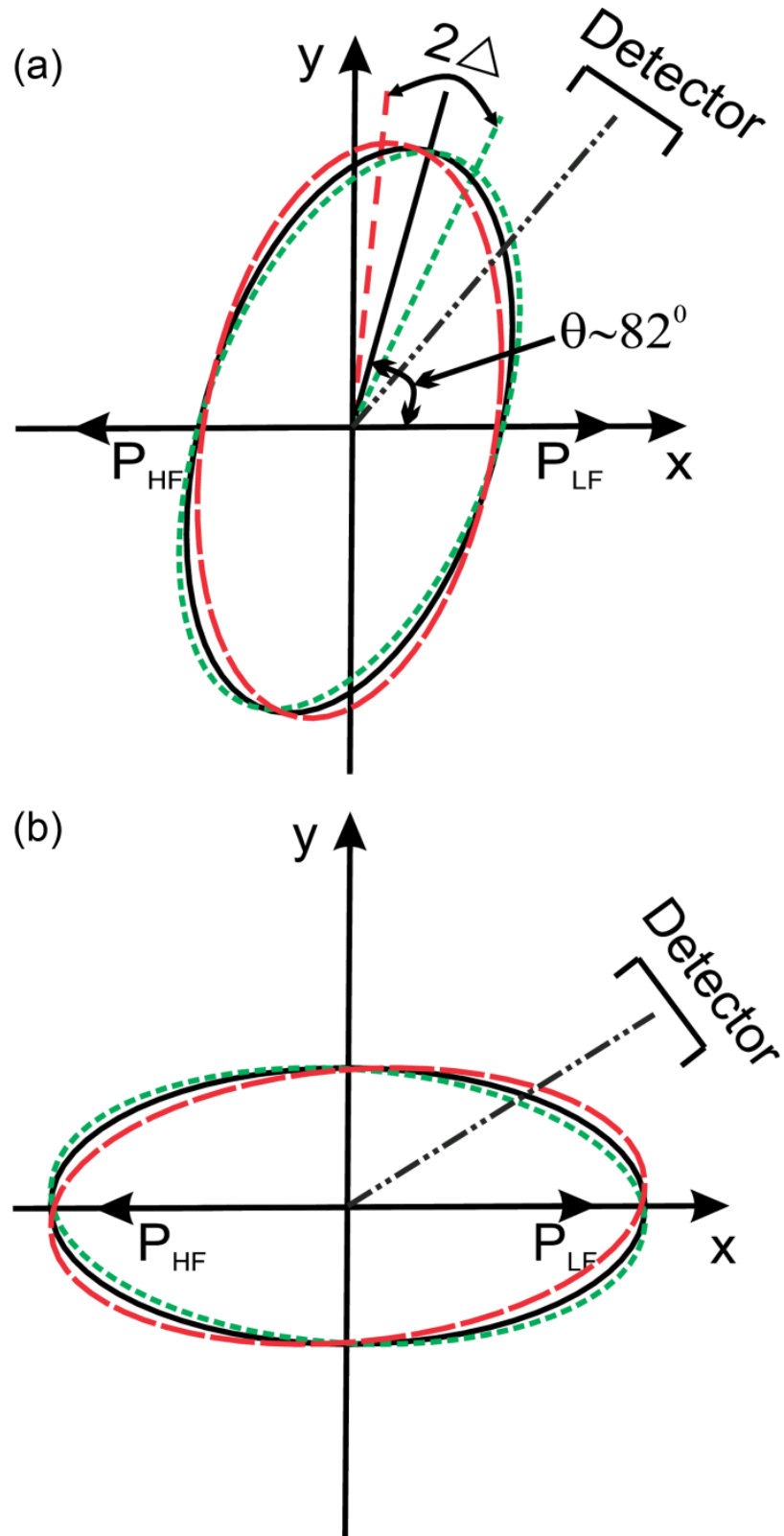
^{235}U nüvəsinin soyuq polyarlaşmış neytronlarla sonrakı tədqiqatlar nəticəsində neytronların spininin istiqamətindən asılı olaraq üçqat bölünmədə yaranan α zərrəciklərin bucaq paylanması fraqmentlərin emissiya oxuna nəzərən ($2\Delta = 0.215^0 \pm 0.005^0$) bucağı qədər şüürməsi kəşf olunmuşdur [95, s. 11]. Kəşf edilmiş bu effekt yarımklassik model çərçivəsində izah edilmişdir. Modelə görə, polyarlaşmış neytronun polyarlaşmamış nüvə tərəfindən tutulması nəticəsində yaranan kompaund nüvə qismən polyarlaşmış olur. Beləliklə, bölünən nüvənin fırlanma momenti əlavə fırlanma komponenti əldə edir, hansı ki, bölünməyə səbəb olan polyarlaşmış neytronun spini ilə üst-üstə düşür. Nüvənin boynunun qırılmasından sonra nüvənin fırlanma momentinin bu komponenti bölünmə fraqmentlərinə ötürülür. Beləliklə, sonsuzluqda bölünmə fraqmentlərinin emissiya oxu boyunca qırılması zamanı bölünən nüvənin deformasiya oxu ilə üst-üstə düşür və ondan δ_{FF} bucağı qədər

fərqlənir.

Üçqat bölünmədə α zərrəciyin trayektoriyası da bölünmə oxu ilə birlikdə fırlanır (onun hərəkətinə fraqmentlərin elektrik sahəsi əhəmiyyətli dərəcədə təsir edir). α zərrəciyin sürəti fraqmentlərin sürətindən nəzərə çarpacaq dərəcədə yüksək olduğundan, α zərrəcik nüvənin deformasiyasının ilkin oxuna nisbətən fraqmentlərin emissiya istiqamətində trayektoriyasını dəyişə bilmir. Yəni, α zərrəcik fırlanır, lakin bölünmə oxundan daha yavaş (çox kiçik bucaq qədər). Əgər bölünən nüvə polyarlaşmayıbsa onda nüvənin fırlanması yalnız fraqmentlərin emissiyasının oxuna nisbətən α zərrəciklərin bucaq paylanması müəyyən qədər azalmasına səbəb olur. Polyarlaşmış nüvə halında, neytronun polyarlaşması ilə müəyyən edilən fırlanma istiqaməti üstünlük təşkil edir. Bu fırlanma bucağının işarəsi δ_{FF} parçalanan nüvənin polyarlaşmasının əksi istiqamətlərində əks olacaqdır. Bölünən nüvənin polyarlaşmasından asılı olaraq bölünmə oxunun bu və ya digər istiqamətdə α zərrəciklərin bucaq paylanmasına nisbətən fırlanması kimi müşahidə olunur (Şəkil 7.5.1(a)). α zərrəciyin qeyd edilmə bucağı eksperimental olaraq yüngül fraqmentin hərəkətinin son istiqamətində ölçüldüyündən, mürəkkəb nüvənin polyarlaşması ilə müşahidə edilən bucaq sürüşməsi bölünmə oxunun əyilmə bucağı ilə müqayisədə α zərrəciyin gecikmə Δ bucağıdır. Qeyd etmək lazımdır ki, təcrübədə biz birbaşa olaraq üçqat bölünmədə yaranan zərrəciyin bölünmə oxunun əyilməsinə nisbətən ikiqat sürüşmə bucağını qeyd edə bilirik: $2\Delta = 2(\theta - \theta') = 2(\delta_{FF} - \delta_\alpha)$ (Şəkil 7.5.1(a), 7.5.2(a)). Üçqat bölünmədə bölünmə oxunun δ_{FF} (ROT effektinin qiyməti) fırlanma bucağını təyin etmək üçün trayektoriya hesablamaları lazım gəlir. γ -kvantlar və neytronlar halında isə α zərrəcikdən fərqli olaraq dönmə bucağının təyini mürəkkəb traektoriya hesablamalarından, yəni model parametrlərindən asılı deyil [38, s. 2]. İkiqat bölünmədə emissiya ani γ şüalarının bucaq paylanmasında ROT asimmetriyası üçün eyni mexanizm, lakin əks işarələr gözlənilir. Üçqat bölünmədə bölünmə oxuna demək olar ki, perpendikulyar olaraq çıxan α zərrəciklərindən fərqli olaraq, bölünmə fraqmentlərindən çıxan ani qamma şüalar əsasən bölünmə oxu boyunca çıxır. Qamma şüalarının emissiyasının anizotropiyası α zərrəciklərə nəzərən çox kiçikdir və bunun da səbəbi bölünmə oxu boyunca bölünmə fraqmentinin spinlərinin yönəlməsidir.



Şəkil 7.5.1. Üçqat bölünmədə yaranan α zərrəciklərinin (a) və (b) bölünmə fraqmentlərindən emissiya olunan γ -şüaların bucaq paylanmasıdakı sürüşmənin yaranma sxemi. Burada P_{LF} və P_{HF} fraqmentlərin ilkin istiqamətləri, P_α isə α -zərrəciyin qırılma anında hərəkətidir. “+” və “-” neytron polyarlaşmasının fərqli istiqamətləri üçün obyektin son istiqamətlərini göstərir.



Şəkil 7.5.2. (a) α zərrəciklər və (b) γ kvantlar üçün ROT effektin modeli. Bütöv xətt üçqat bölünmədə yaranan α zərrəciklərin və iki qat bölünmədə yaranan γ kvantların bölünmə oxuna nəzərən bucaq paylanmasını göstərir. Qırıq və nöqtəli xətlər isə neytron selinin iki polyarlaşma istiqamətini üçün paylanmaları göstərir.

İmpuls momentinin saxlanması görə, fraqmentin impuls momentinin (spinlərin) oriyentasiyası bölünən nüvənin deformasiya oxunun ilkin istiqamətinə nəzərən dəyişmir, bölünmə oxu isə üçqat bölünmədə olduğu kimi δ_{FF} bucağı qədər fırlanır. Bu fırlanma eksperimental olaraq bölünməyə səbəb olan neytronun polyarlaşmasından asılı olaraq fraqmentin emissiya istiqamətinə nəzərən γ şüalarının bucaq paylanması yerdəyişmə kimi müşahidə oluna bilər (şəkil 7.5.1(b)). Bundan əlavə, ^{233}U və ^{235}U nüvələrinin polyarlaşmış soyuq neytronlar tərəfindən iki qat bölünmədə ROT effekt eyni təcrübədə, şəraitdə və eyni vaxtda ölçülmüşdür. Hədəf eyni parametrlərə malik ^{233}U və ^{235}U izotoplardan ibarət “sendviç” şəklində tərtib edilmişdi. Nəticədə məlum oldu ki, ^{233}U iki qat bölünmədə ani γ -şüaların bucaq paylanmasında ROT effekt ^{235}U izotopunun iki qat bölünməsi nəticəsində baş verən analogi effektdən fərqli işarəyə malikdir, α zərrəcikləri üçün isə ROT effektin işarəsi eyni nüvələr üçün eynidir. Bu uyğunsuzluqlar göstərir ki, ya qruplardan hər hansı birinin ölçmələrinin nəticələri kifayət qədər dəqiq deyil, ya da ROT effekt üçün təklif olunan model effekti tam təsvir edə bilmir və müxtəlif bölünmə sistemləri üçün effekti daha yaxşı təsvir edən başqa mexanizm var. Bunun başqa səbəbi isə müxtəlif enerjilərdə $J=3$ və $J=4$ hallarına uyğun gələn en kəsiklərinin dəyişməsi ola bilər. Başqa sözlə bu halların dəyişməsindən asılı olaraq müxtəlif enerjilərdə təcrübələrin aparılması vacibdir. ROT effektin bölünməyə səbəb olan neytronların enerjisindən (^{235}U təcrid olunmuş rezonansda ölçmə də daxil olmaqla) asılılığı tədqiq edilərək dissertasiya işində təqdim olunmuşdur.

Ümumiyyətlə qamma şüaları üçün bucağa görə paylanma nüvənin iki hissəyə bölünməsi və fraqmentlərin sürətlənməsi zamanı hərəkətsiz qalması anında formalaşır. Bu onunla bağlıdır ki, qamma kvantların bucaq anizotropiyası bölünmə sisteminin simmetriya oxuna nisbətən fraqmentlərin spinlərinin istiqamətlənməsi ilə müəyyən edilir və impuls momentinin saxlanması qanununa görə sürətlənmə zamanı spinlər fırlanmır. Beləliklə, qamma şüaları üçün ROT effekti ölçərkən bölünmə oxunun dönmə bucağını təyin etmək üçün sabit bölünmə oxu üçün bucağa görə paylanmanı bilmək (ölçmək) lazımdır. Neytronlar üçün ROT effektin müşahidə olunmamasının səbəbi isə neytronların bucağa görə paylanmasının mürəkkəb

xarakter daşımalarıdır. Neytronların bucaq paylanması iki komponentdən ibarətdir:

1) hərəkət edən fraqmentlərdən buraxılan neytronların kinematik fokuslanması ilə əlaqədar anizotropiya;

2) bölünmə oxuna nisbətən fraqmentlərin spinlərinin istiqamətlənməsinə görə anizotropiya və müvafiq olaraq spinə nisbətən fraqmentdən neytronların emissiyasının anizotropiyası.

Neytronların bucaq paylanmasının birinci komponenti bölünmə oxu ilə birlikdə fırlanır və ROT effektinin yaranmasına səbəb olmur, çünki bölmə oxunun dönməsi baş verdikdən sonra neytronların tam sürətlənmiş fraqmentlərdən buraxıldığı hesab olunur. Anizotropiyanın ikinci komponenti qamma şüalarının anizotropiyası ilə eyni təbiətə malikdir və müvafiq olaraq ROT effektin yaranmasına gətirib çıxarır. Artıq qeyd edildiyi kimi, dönmə bucağını təyin etmək üçün ROT effekti ölçməklə yanaşı, bu təsire səbəb olan bucaq anizotropiyasını bilmək lazımdır. Təəssüf ki, hazırda neytronlar üçün anizotropiyanın ikinci komponentinin etibarlı ölçülməsi yoxdur (çünki o, birincidən çox kiçikdir), yalnız nəzəri qiymətləndirmələr var. Buna görə də, neytronlar vəziyyətində bölünmə oxunun dönmə bucağının müəyyən edilməsi hazırda mümkün deyil.

7.6. Bölünən nüvənin polyarlaşması ilə neytron selinin polyarlaşması arasında əlaqə

Spini $I = 7/2$ olan ^{235}U nüvəsinin s dalğa uzunluqlu soyuq neytronların təsiri ilə bölünməsi nəticəsində əmələ gələn mürəkkəb $^{236}\text{U}^*$ nüvəsinin spini $J=3$ və ya $J=4$ vəziyyətində ola bilər. Əgər ^{235}U nüvəsi polyarlaşmayıbsa və gələn neytron seli P_n polyarlaşmasına malikdirsə, onda mürəkkəb nüvə polyarlaşacaq və polyarlaşma dərəcəsi ^{236}U nüvəsinin spinindən asılı olacaqdır. Məlum olan düsturlardan istifadə etməklə alarıq [7, s. 228]:

$$P_N(J) = -\frac{1}{3} P_n, J=I - \frac{1}{2} \quad (7.6.1)$$

$$P_N(J) = \frac{(2I+3)}{3(2I+1)} P_n, J=I + \frac{1}{2} \quad (7.6.2)$$

Düşən neytronların tam polyarlaşması halında ^{236}U nüvəsi üçün alarıq:

$$P_N(3) = -\frac{1}{3}$$

$$P_N(3) = \frac{5}{12}$$
(7.6.3)

Əgər ani γ -kvantların və neytronların bucaq paylanması ROT effekti təsvir etmək üçün əsas hallardan biri kimi fraqmentlərin orta orbital momentinin mürəkkəb nüvənin polyarizasiyasından asılı olmasını nəzərə alsaq, onda ROT effektin qiyməti mürəkkəb nüvənin spininin z polyarlaşma oxuna orta proyeksiyasından asılı ola bilər. (7.6.3)-dən belə nəticəyə gəlmək olar ki, $J=4$ halları üçün $\langle M \rangle = 5/3$, $J=3$ olan hallar üçün isə $\langle M \rangle = -1$ olur. Adi vəziyyətdə nüvənin hər iki halı yarandığından (σ_4 və σ_3 en kəsikləri ilə):

$$\langle M \rangle = \frac{M_4\sigma_4 + M_3\sigma_3}{\sigma_4 + \sigma_3} = \frac{\frac{5}{3}\sigma_4 - \sigma_3}{\sigma_4 + \sigma_3} = \frac{\frac{5}{3} - \frac{\sigma_3}{\sigma_4}}{1 + \frac{\sigma_3}{\sigma_4}}$$
(7.6.4)

Məsələn, [246] və [199, s. 1331] işlərinə əsasən enerjisi 75 meV olan neytronlar üçün $\sigma_3/\sigma_4 \approx 0.23$, yəni $\langle M \rangle \approx 1.1$. [103, s. 14] işində isə dalğa uzunluğu $\lambda \approx 4.5$ Å olan soyuq neytronlar üçün $\sigma_4 = 553$ barn və $\sigma_3 = 323$ barn bərabər olduğu göstərilmişdir, bu halda $\sigma_3/\sigma_4 \approx 0.58$ və $\langle M \rangle \approx 0.68$ -dir.

Bölünmə fraqmentlərinin orbital fırlanma momentinin nüvənin polyarlaşmasından asılılığını izah edən aydın modelin olmaması səbəbindən ROT effektin $\langle M \rangle$ -dən kəmiyyət asılılığından danışmaq çətindir. Ancaq qeyd etmək lazımdır ki, digər eksperimental şəraitdə $\langle M \rangle$ -in qiymətləri tapıla bilər ki, bu da soyuq polyarlaşmış neytron selində polyarlaşmış hədəflə aparılan təcrübədən həm işarəsi ilə ($J=3$ halı üçün rezonanslarda) həm də qiymətinə görə bir neçə dəfə ($J=4$ halı üçün isə rezonansda polyarlaşmış ^{235}U hədəflə) fərqlənə bilər ki, bu da ROT effektin qiymətində və işarəsində müvafiq dəyişikliklərə səbəb ola bilər.

7.7. Ani γ -kvantların bucaq paylanması ROT asimetriyanın keyfiyyətə qiymətləndirilməsi

Bu Paragrafdə ani γ -kvantların bucaq paylanması ROT asimetriyanın keyfiyyətə qiymətləndirilməsi müzakirə edilmişdir. Bölünmə anında emissiya

olunan ani γ -şüalarının bucaq paylanması aşkar edilmiş asimetriya ROT effekt ilə əlaqəli ola bilərmi? Sual yalnız effektin qiymətinə aiddir, çünki $\delta\vartheta$ bucağı qədər dönmə halında $(1+A \cdot \cos^2\vartheta)$ şəklində bucaq paylanması birinci yaxınlaşmada asimetriya $\sin^2\vartheta$ ilə mütənəsb olacaq ki, bu da təcrübə ilə uyğunlaşır. Keyfiyyət xarakteri daşıyan bu həddin sonrakı hesablamalarında aşağıdakı qeydlərdən istifadə olunacaqdır:

ϑ - bölünmə oxu (fragmentlərin sürətlənmə oxu) ilə γ -kvantların emissiyasının istiqaməti arasındakı bucaq;

$N(\vartheta) \sim 1 + A \cdot \cos^2\vartheta$ - qamma kvantların bölünmə oxuna nisbətən bucaq paylanması;

A - anizotropiya əmsalı;

R(ϑ) - ROT asimetriyanın bucaqdan asıllığı;

I - bölünən nüvənin spini;

P - bölünən nüvənin polyarizasiya əmsalı;

$\delta\vartheta$ - bölünən nüvənin tam polyarlaşma halında fırlanma bucağı;

K - nüvənin spininin bölünmə oxuna proyeksiyası;

L - bölünən nüvənin fırlanma momenti;

ω - boyun qırılması anında nüvənin tezliyi;

J - boyun qırılması anında nüvənin ətalət momenti;

$M \approx A \cdot m_N$ - bölünən nüvənin kütləsi;

A - bölünən nüvənin kütlə ədədi;

$m_N \approx 940 \text{ MeV}$ - nuklonların kütləsi;

r - bölünmə fragmentinin radiusu;

$r_0 \approx 1.1 \text{ fm}$ - Fermi radiusu;

M_1, M_2 - bölünmə fragmentlərinin kütlələri;

$E \approx 200 \text{ MeV}$ - bölünmə enerjisi (bölünmə fragmentlərinin ümumi kinetik enerjisi);

v_τ - boyun qırılması anında fragmentin tangensial sürəti;

v_n - tam sürətlənmiş bölünmə fragmentinin sürətidir.

$$R(v) = \frac{1}{N(v)} \frac{\partial N(v)}{\partial v} P \delta \vartheta$$

$$\frac{1}{N(v)} \frac{\partial N(v)}{\partial v} P \delta \vartheta \approx a \cdot \sin 2v, \delta v = \frac{v_\tau}{v_\tau}$$

$$v_n = \sqrt{2 \frac{E_1}{M_1}} \approx \sqrt{2 \frac{E}{M}}$$

$$v_\tau = \omega r, \omega = \frac{L}{J}, L \approx \sqrt{I^2 - K^2},$$

$$J \approx M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2 \approx M r^2,$$

$$M = A m_N, r \approx r_0 \left(\frac{A}{2} \right)^{\frac{1}{3}},$$

$$\delta v = \frac{L r}{J v_n} \approx \frac{\sqrt{I^2 - r K^2}}{M r^2 \sqrt{2 \frac{E}{M}}} = \frac{\sqrt{I^2 - K^2}}{r \sqrt{2 E M}} \approx \frac{\sqrt{I^2 - K^2}}{2 \sqrt{E m_N} r_0 \left(\frac{A}{2} \right)^{\frac{5}{6}}},$$

$$R(v) \approx \frac{P a \sqrt{I^2 - K^2}}{2 \sqrt{E m_N} r_0 \left(\frac{A}{2} \right)^{\frac{5}{6}}} \sin 2v,$$

Əgər nəzərə alsaq ki, $\hbar c \approx 197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$, alarıq:

$$R(v) \approx \frac{0.14 \cdot 0.13 \sqrt{4^2 - 2^2} \cdot 197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{2 \sqrt{200 \cdot 940} \text{ MeV} \cdot 1.1 \text{ fm} \cdot 118^{\frac{5}{6}}} \sin 2v$$

$$R = 2R \frac{\pi}{4} = 4.8 \cdot 10^{-4}$$

Bu keyfiyyət hesablamasında bir sıra sadələşdirmələr və fərziyyələr aparaq. Birincisi, fərz edək ki, nüvənin tam spini I , onun bölünmə oxu üzrə K proyeksiyasından başqa, fraqmentlərin L fırlanma momentinə çevrilir. İkincisi, bölünmə fraqmentlərinin kütlələrindəki fərq nəzərə alınmır, yəni bölünmənin simmetrik olduğu qəbul edilir. Üçüncüsü, nüvənin J ətalət momentini qiymətləndirərkən, nüvənin qopma anında iki təmasda olan fraqment şarından ibarət olduğunu güman edək. Bundan əlavə, bölünmə zamanı emissiya olunan ani γ -kvantların bucaq paylanması ifadəsi də maksimum sadələşdirilir və anizotropiya əmsalının A -nın sonlu qiyməti ilə əlaqəli $R(\vartheta)$ ilə

sinusoidal asılılıq arasındakı fərq nəzərə alınmır. Bu baxımdan, hesablamaların nəticəsi bu və ya digər istiqamətdə həqiqi effektin qiymətindən iki dəfə fərqlənə bilər. Buna baxmayaraq, bu nəticə eksperimental məlumatlar ilə yaxşı uyğunlaşır. $R(\vartheta)$ -in sinusoidal asılılıqdan cüzi kənərə çıxması ROT-asimmetriyanın maksimumunun $\vartheta=45^\circ$ -dən yerdəyişməsinə gətirib çıxarır. $R(\vartheta)$ -nin gözlənilən maksimum qiymətinin $N(\vartheta)$ -nin bucaqdan asılılığını nəzərə almaqla asanlıqla tapmaq olar:

$$R(v) = \frac{1}{N(v)} \frac{\partial N(v)}{\partial v} P \delta v = C \frac{A \sin 2v}{1 + A \cos^2 v},$$

$$\rightarrow R'(v) = AC \frac{(2 \cos 2v)(1 + A \cos^2 v) + A \sin^2 2v}{(1 + A \cos^2 v)^2},$$

$$R' = 0 \rightarrow (v) = 2 \cos 2v + A(2 \cos 2v \cos^2 v + \sin^2 2v) = 0,$$

$$\rightarrow 2 \cos 2v + A(1 + 2 \cos 2v) = 0 \rightarrow \cos 2v = -\frac{A}{2+A},$$

$$\rightarrow v = \frac{1}{2} \arccos\left(\frac{-A}{2+A}\right) = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{2} + \arcsin \frac{A}{2+A}\right)$$

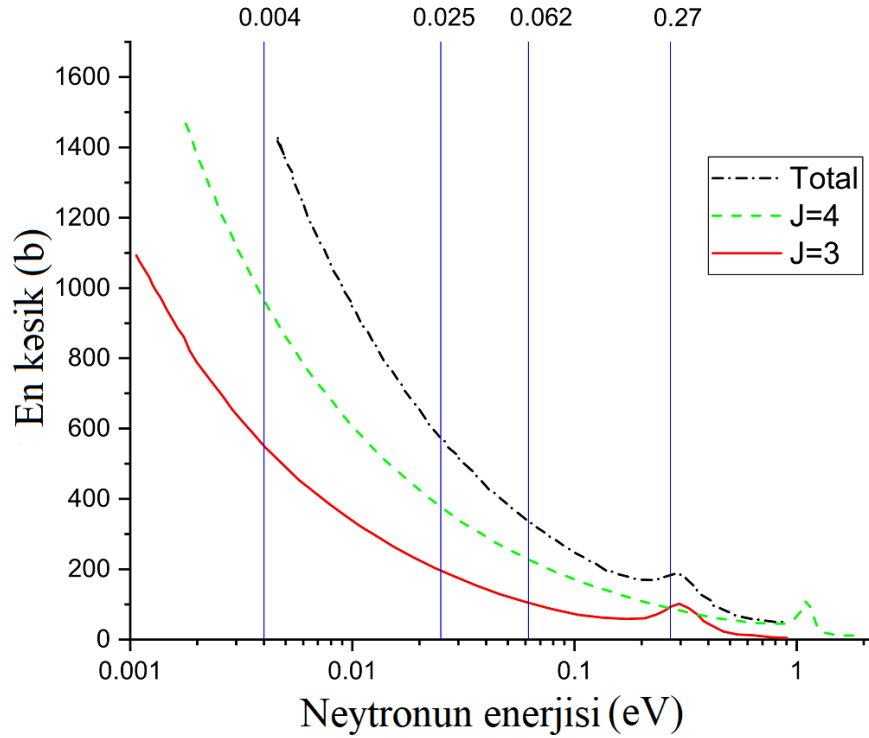
$$v_{\max} \approx \frac{\pi}{4} + \frac{A}{2(2+A)} \approx \frac{\pi+A}{4}$$

7.8. Fırlanma bucağının enerjiden asılılığı

ROT effektin qiymətinin bölünməyə səbəb olan neytronların enerjisindən asılılığının tədqiqi bölünmə mexanizmində bölünən nüvənin fırlanma momentinin fraqmentlərin fırlanma momentinə keçidi kimi effektləri başa düşməyə və bölünmə anında bölünmənin dinamikasını tədqiq etməyə kömək edə bilər. ROT effektin işarəsi və qiyməti məlum olduğu kimi, həm də qismən bölünmə en kəsiklərindən, daha dəqiq desək, onların nisbətindən asılıdır [2, s. 33, 117, s. 6]. Ümumi, $I-1/2$ və $I+1/2$ vəziyyətləri üçün spinə görə ayrılmış bölünmə en kəsikləri şəkil 7.8.1-də göstərilmişdir. Soyuq neytronlar üçün $\sigma_4/\sigma_3 \approx 1.8$ bərabərdir. Mürəkkəb nüvənin həyəcanlanmış hallarını kollektiv xarakter daşıyır, bu da özünü xüsusilə deformasiya oxuna perpendikulyar istiqamət üzrə fırlanma zamanı göstərir. Keçid hal spinləri $J^\pm = (I \pm 1/2)$ olan nüvələr müxtəlif sürətlərə və fırlanma istiqamətlərinə malikdir. Yəni parçalanma oxunun fırlanma bucağının δ işarəsi müxtəlif vəziyyətlər üçün əks olacaq. Bunu aşağıda verilmiş fırlanmanın tezliyinin ifadəsindən də görünür:

$$\omega(J, K) = \begin{cases} \frac{J(J+1) - K^2}{J} \frac{\hbar}{2\mathcal{I}} p_n & I + 1/2 \\ \frac{-J(J+1) - K^2}{J+1} \frac{\hbar}{2\mathcal{I}} p_n & I - 1/2 \end{cases} \quad (7.8.1)$$

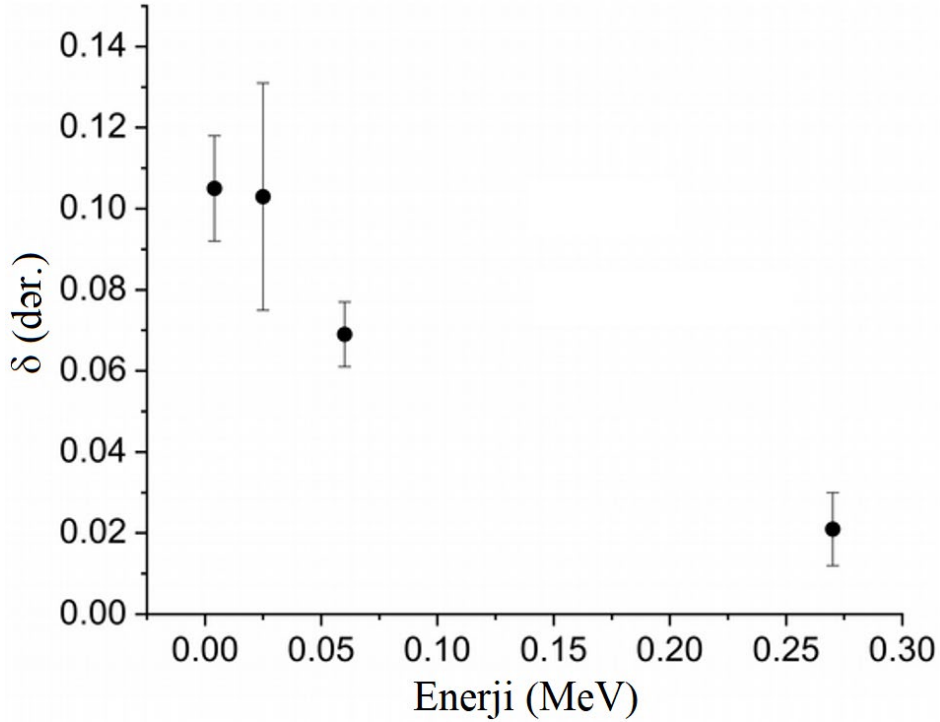
Bundan əlavə bu ifadədən görmək olar ki, $I+1/2$ halı üçün parsial fırlanma tezliyi mütləq qiymətinə görə $I-1/2$ halı üçün əks istiqamətdə olan parsial fırlanma tezliyini üstələyir.



Şəkil 7.8.1. $^{236}\text{U}^*$ üçün induksiya edici neytronun enerjisinin spinlərə görə ayrılmış bölünmə en kəsikləri. Birbaşa xətt $J = 3$ spininə, qırıq xətt $J = 4$ spininə, tire-nöqtəli xətt isə tam en kəsiyə uyğundur.

Nəticədə soyuq neytronlar hissəsində ROT effektin müsbət və yüksək qiyməti müşahidə olunur. Termal enerjilərdə polyarlaşmış neytronlar üçün δ_4/δ_3 nisbəti soyuq neytronlar üçün olan nisbətlə təxminən eynidir. Ona görə də termal və soyuq neytronlar üçün ROT effektin gözlənilən qiymətləri üst-üstə düşür və bu da şəkil 7.8.2-də verilmiş eksperimental nəticələrə uyğundur. 270 meV (^{235}U izotopun ilk rezonans enerjisi) enerjisinə yaxınlaşdıca bölünmə en kəsiyinin spinindən asılı olaraq nisbət qiyəti dəyişir. Bu enerjiddə spin $J=3$ olan halı üçün en kəsik cüzi də olsa üstünlük təşkil edir. Güman etmək olar ki, müşahidə olunan effekt bu enerjiddə

işarəsini dəyişəcək. Buna baxmayaraq [95, 117] müəlliflərinin hesablamalarına əsasən əks istiqamətdə ($J=3$) fırlanma tezliyi ilə müqayisədə fırlanma tezliyinin çox yüksək mütləq qiymətinə görə müsbət istiqamətdə fırlanma ($J=4$) üstünlük təşkil edir. Nəticədə ölçülmüş ROT effektin işarəsi müsbət olmuşdur. Effektin qiyməti istilik və ya soyuq neytronlara nisbətən 3 dəfə kiçik olduğu müşahidə edilmişdir ki, bu da ROT effektinin ən yaxşı modelinin nəticələri ilə yaxşı uyğunlaşır [95, 117].



Şəkil 7.8.2. Fırlanma bucağının δ bölünməni induksiya edən neytronların enerjisindən asılılığı [96, 84].

Müəllifləri bu nüvələr üçün $J = 3$ və $J = 4$ parsial en kəsiklərin məlum töhfələrinə və ən çox ehtimal olunan K-kanallarının qiymətinə əsaslanaraq 270 meV rezonans enerjisi üçün təsirin belə azalmasını proqnozlaşdırmışdılar. 1.14 eV rezonansda təsir soyuq neytronlardan daha çox olmalıdır, çünki şəkil 7.8.1-dən görünür ki, bu rezonansda yalnız $J=4$ spin halı mövcuddur. Bu rezonansda ROT effektin öyrənilməsi üzrə eksperimental məlumatların olmaması, ilk növbədə bu enerjide yüksək intensivlikli polyarlaşmış neytron mənbələrinin olmaması ilə bağlıdır. Şəkil 7.8.1 ilə şəkil 7.8.2-ni müqayisə etsək bölünmə oxunun fırlanma bucağının dəyişmə tendensiyasının eyni olduğunu görmək olar. Bu dəyişmə də ROT effektin qiymətinin

J=3 və J=4 spin hallarına uyğun gələn en kəsiklərinin nisbəti ilə dəyişdiyini deməyə əsas verir.

Əldə edilmiş eksperimental məlumatlar bölünmə prosesinin dinamikasını öyrənmək üçün, xüsusilə kəsilmə nöqtəsi yaxınlığında, hələ də mövcud olmayan bölünmənin tam kvant mexaniki modelini yaratmaq üçün çox əhəmiyyətlidir. Xüsusilə induksiya edici neytronların müxtəlif enerjiləri ilə ölçmələr müxtəlif spin hallarını ayırmağa və J və K kanallarının çəkilişi haqqında "təmiz" məlumat əldə etməyə imkan verir. İndiyə qədər K kvant ədədlərinin effektiv qiymətləri çoxlu sayda sərbəst parametrlərdən istifadə edərək "istiqləndirilmiş" nüvələrin bölünmə fraqmentlərinin bucaq paylanmasını aproksimasiya etməklə müəyyən edilmişdir. Bu şəkildə əldə edilən məlumatların etibarlılığı az olması alınan təcrübi nəticələrin vacibliyinin sübutudur.

7.9. Nəticələr

Paraqraf 7.1-də 4 meV enerjili polyarlaşmış soyuq neytronların təsiri ilə ^{235}U və ^{233}U nüvələrinin bölünməsi zamanı ROT effektin ölçülməsinin nəticələri nəzərdən keçirilmişdir. Təcrübi olaraq alınmış bucaq paylanmalarının $D(\theta)=R_\gamma \sin(2\theta)$ funksiyası ilə aproksimasiya edilməsi ilə ani γ -kvantlar və neytronlar üçün təyin edilmiş anizotropiya parametrləri ^{235}U üçün müvafiq olaraq $R_\gamma = - (17.91 \pm 2.07) 10^{-5}$ və $R_n = - (14.16 \pm 1.97) 10^{-5}$ bərabər olmuşdur. ^{233}U üçün isə bu əmsallar üçün alınmış qiymətlər $R_\gamma = (+5.75 \pm 1.65) 10^{-5}$ və $R_n = (-4.27 \pm 1.69) 10^{-5}$ təyin edilmişdir. Qamma şüalar üçün alınmış asimmetriya əmsallarının qiymətlərinin əks alınması xüsusi maraq doğurur. İlkin yaxınlaşmada iki oxşar uran nüvəsi üçün bölünmə oxunun əks istiqamətdə döndüyünü fərz edilsə də bu məsələnin izahı vacibdir.

Paraqraf 7.2-də ^{235}U nüvələrinin polyarlaşmış "isti" (60 meV) neytronları tərəfindən bölünməsindən emissiya olunan həm ani γ -kvantların həm də neytronların bucaq paylanması nəticələri verilmişdir. Ani γ -kvantlar və neytronlar üçün asimmetriya əmsalları uyğun olaraq $R_\gamma = (-17.2 \pm 2.8) \cdot 10^{-5}$ və $R_n = (-3.3 \pm 3.3) \cdot 10^{-5}$ ölçülmüşdür.

Paraqraf 7.3-də ^{235}U nüvəsinin 270 meV enerjili polyarlaşmış rezonans neytronların təsiri ilə bölünməsi zamanı emissiya olunan ani γ -kvantların və neytronların bucaq paylanmasına görə müxtəlif şərtlərdə asimmetriyaların ölçülmüş nəticələri təqdim edilmişdir. Ani γ -kvantlar və neytronlar üçün asimmetriya əmsalları müvafiq olaraq $R_\gamma = (-5.2 \pm 2.5) \cdot 10^{-5}$ və $R_n = (-6.2 \pm 2.9) \cdot 10^{-5}$ bərabər olmuşdur. İlk təcrübədə qısa ölçmə vaxtı (7 gün) səbəbindən toplanmış statistika ROT effektinin aşkar edildiyini bildirmək üçün kifayət etmədiyindən statistik dəqiqliyi artırmaq üçün ROT asimmetriyanın ölçülməsi ^{235}U nüvəsinin birinci təcrid olunmuş rezonansında ikinci təcrübə kimi davam etdirilmişdir. Əldə edilən nəticələrdən, ^{235}U ən aşağı rezonansında ROT asimmetriyanın soyuq neytronlarla əldə edilən effektin mütləq qiymətindən kiçik olduğunu göstərmişdir. ^{235}U nüvəsinin ilk təcrid olunmuş (270 meV) rezonans enerjisi üçün asimmetriya əmsalında belə bir azalmanı $J = 3$ və $J = 4$ hallarına uyğun gələn en kəsiklərinə və bu spinlər üçün ən çox ehtimal olunan K-kanallarının dəyişməsinə əsasən izah edilmişdir. Alınan məlumatlar, xətlər daxilində, digər təcrübələrin nəticələri ilə üst-üstə düşmüşdür.

Paraqraf 7.4-də təcrübələrdə qamma kvantlara görə anizotropiya və asimmetriya parametrlərindən istifadə etməklə bölünmə oxunun dönmə bucağının (ROT effekt) təyin edilmə üsuluna həsr edilmişdir. ROT effekti təsvir etmək üçün fraqmentin kütlə mərkəzi sistemində yüngül bölünmə fraqmentinin spininin oriyentasiyasını və bu spinlə yaranan qamma şüaların anizotropiyasını qorumaq anlayışından istifadə edilmişdir. Nüvə sisteminin fırlanması olmadan γ -kvantların say sürətini ifadə edən düsturdan istifadə edərək induksiya edici neytronun müxtəlif spin vəziyyətlərinə uyğun gələn sayma sürətləri tapılmışdır. Bu sayma sürətlərindən də istifadə edərək yalnız δ bucağının təyini üçün ifadə alınmışdır ki, bu ifadədə 6-ci fəsildə ölçülmüş A anizotropiya əmsallarından istifadə etməklə δ dönmə bucağı təyin edilə bilər.

Paraqraf 7.5-də ani neytronların və γ -kvantların bucaq paylanmasında ROT asimmetriyanın izahı üçün təklif olunmuş model verilmişdir. Asimmetriya onunla izah oluna bilər ki, həm neytronlar, həm də γ -şüaları bölünmə fraqmentləri tərəfindən qırılma anında nüvənin deformasiya oxuna nisbətən anizotropik şəkildə buraxılsın.

Bölünən nüvənin boynunun qırılmasından dərhal sonra həyəcanlanan fraqmentlər o anda iki fraqmentin kütlə mərkəzlərini birləşdirən oxu ("deformasiya oxu") nəzərən formalaşır. Fraqmentlərin orbital bucaq momentinin sıfıra bərabər olmadığı və bölünən nüvənin polyarlaşma istiqaməti ilə əlaqəli olduğu halda, sürətlənən fraqmentlər bölünmənin deformasiya və polyarlaşma oxlarına perpendikulyar yönəldilmiş sürət komponentinə malik olurlar. Bu komponentin təsirinə görə bölünən nüvənin polarizasiya oxuna perpendikulyar müstəvidə deformasiya oxuna nisbətən fraqmentin sürətlənmə oxunun fırlanmasına gətirib çıxarır. Bölünmədən emissiya olunan ani γ -kvantların bucaq paylanması anizotropik olub, simmetriyanın aksial oxu isə bölünmə fraqmentinin spinlərinin yönəlmə oxudur, başqa sözlə deformasiya oxudur. Bu ox bölünmə fraqmentlərinin sürətlənmə oxu ilə üst-üstə düşmədiyindən və bu oxlar arasındakı bucaq fraqmentlərin orbital impuls momentindən asılı olduğundan, bölünmə zamanı emissiya olunan γ -kvantların bucaq paylanması bölünən nüvənin polyarlaşma istiqamətindən asılı olacaqdır ki, bu da ROT effektin müşahidə edilməsinə gətirib çıxarır. Ani neytronlar halında fraqmentlərin spinlərinin yönəlməsi bölünmə fraqmentlərinin sərbəst sistemində neytronların bucaq paylanmasının anizotropiyasını yaradır ki, bu da bölünmə γ -şüalarının emissiyasındakı effektdə bənzər ROT effektin yaranmasına səbəb olur. Lakin neytronlar üçün ROT effekt təcrübənin aparıldığı şərtlər daxilində müşahidə edilməmişdir. Bunun səbəbi neytronlar üçün bucağa görə paylanmanın iki komponentdən ibarət olması ilə izah olunmuşdur. Təcrübədə hər iki komponent qarışıq qeyd edildiyindən neytronlar üçün ROT effekt müşahidə edilməmişdir. Neytronların bucaq paylanmasının birinci komponenti bölünmə oxu ilə birlikdə fırlanırdığından ROT effektin yaranmasına səbəb olmur, çünki bölünmə oxunun dönməsi baş verdikdən sonra neytronların tam sürətlənmiş fraqmentlərdən buraxıldığı hesab olunur. İkinci komponent isə qamma şüaların anizotropiyası ilə eyni təbiətə malikdir və müvafiq olaraq ROT effektin yaranmasına gətirib çıxarır.

Paraqraf 7.6-da bölünən nüvənin polyarlaşması ilə neytron selinin polyarlaşması arasında əlaqənin izahı verilmişdir. Ani γ -kvantların və neytronların bucaq paylanmasında ROT effekti təsvir etmək üçün əsas hallardan biri kimi

fracmentlərin orta orbital momentinin mürəkkəb nüvənin polyarizasiyasından asılı olmasını nəzərə alaraq $J=4$ halları üçün $\langle M \rangle = 5/3$, $J=3$ olan hallar üçün isə $\langle M \rangle = -1$ olduğu hesablanmışdır. Bölünmə fracmentlərinin orbital fırlanma momentinin nüvənin polyarlaşmasından asılılığını izah edən aydın modelin olmaması səbəbindən ROT effektin $\langle M \rangle$ -dən kəmiyyət asılılığından danışmaq çətin olsa da digər $\langle M \rangle$ -in qiymətin təcrübi təyin edilməsi ROT effektin qiymətində və işarəsində müvafiq dəyişikliklərə səbəb ola biləcəyini proqnozlaşdırmaq olar.

Paraqraf 7.7-də ani γ -kvantların bucaq paylanması ROT asimetriyanın keyfiyyətə qiymətləndirilməsinin nəticələri verilmişdir. Müxtəlif yaxınlaşmalardan istifadə edilərək bölünmə anında emissiya olunan ani γ -şüalarının bucaq paylanmasında aşkar edilmiş ROT asimetriyanın qiymətinin $4.8 \cdot 10^{-4}$ və müşahidə ediləcəyi maksimum bucağın isə 45^0 olduğu hesablanmışdır ki, bu da təcrübi nəticələrlə yaxşı uyğunlaşmışdır.

Paraqraf 7.8-də ROT effektin (bölünmə oxunun fırlanma bucağı) induksiya edici neytronların enerjisindən asılılığı tədqiq olunmuşdur. Asılılığı tədqiq etmək üçün dissertasiya işi çərçivəsində 4 meV, 60 meV və 270 meV enerjilərində alınmış nəticələrdən başqa termal enerjili neytronlarla aparılan təcrübi nəticələr də nəzərə alınmışdır. Məlum olmuşdur ki, enerjiden asılı olaraq ROT effektin qiymətində azalma müşahidə olunur. ROT effektin dəyişmə tendensiyasının $J=3$ və $J=4$ spin hallarına uyğun gələn en kəşiklərinin nisbətində dəyişməsi ilə azaldığını demək olar. Soyuq neytronlar üçün $\sigma(J=4)/\sigma(J=3)$ nisbəti ≈ 1.8 -dir. Termal hissədə bu nisbət soyuq neytronlar üçün olan qiymət ilə təxminən eynidir. Buna görə də, istilik və soyuq neytronlar üçün ROT effektinin gözlənilən qiymətləri üst-üstə düşmüşdür. Enerji 270 meV-ə yaxınlaşdıqca en kəşiyinin spindən asılı töhfələrinin nisbətləri dəyişdiyindən və azaldığından müşahidə olunan ROT effekt də kiçik olmuşdur.

NƏTİCƏ

1. ^{252}Cf nüvəsinin spontan bölünməsi zamanı sıra nömrəsi $Z=1\div 5$ intervalında olan üçqat bölünmə zərrəciklərinin enerjiləri $8.6(2)\div 32(4)$ MeV, çıxımları isə ikiqat bölünməyə nəzərən $5.54(1.17)\cdot 10^{-6}\div 3.82(7)\cdot 10^{-3}$ intervalında olub ən çox ehtimala malik alfa zərrəciklərin emissiya bucağı $84(2)^0$ təyin edilmişdir. Alınan təcrübi nəticələrə və mövcud olan modellərə əsasən bu zərrəciklərin bölünmə anında yarandığı və əsas bölünmə fraqmentlərinin Kulon qarşılıqlı təsiri nəticəsində yüngül fraqmentə nəzərən emissiya meyli müşahidə edilir.
2. ^{252}Cf nüvəsinin spontan bölünməsi zamanı həqiqi dördqat bölünmə prosesində yaradan (α, α) cütlərinin enerjilərinin $14.3(9)$ MeV, çıxımlarının isə $0.6(2)\cdot 10^{-6}$ təyin edilməklə belə bölünmənin ehtimalının üçqat bölünməyə nəzərən daha az olduğu göstərilmişdir.
3. “Psevdo” dördqat bölünmə zamanı yaranan (α, α) və (α, t) cütləri arasında bucaqlar simulyasiya edilməklə və təcrübi təyin olunmaqla bu cütləri yardım əsasən enerji səviyyəsi 0.092 MeV olan əsas və 3.04 MeV birinci həyəcanlanmış hallarda dayanıqsız olan ^8Be nüvəsinin və ikinci enerji səviyyəsi 2.16 MeV olan dayanıqsız ^7Li izotopunun parçalanmasından yarandığı təyin edilmiş, onların cəm enerjiləri uyğun olaraq $22.76(90)$ MeV, $23.46(25)$ MeV, $19.25(34)$ MeV, ikiqat bölünməyə nəzərən çıxımları isə $7.1(9)\cdot 10^{-6}$, $0.8(2)\cdot 10^{-6}$, $0.2(1)\cdot 10^{-6}$ təyin edilmişdir. Bu o deməkdir ki, dörd fraqmentin qeyd edilməsi kimi müşahidə olunan bu bölünmə prosesi dolayı yolla baş verir.
4. Nadir nüvə proseslərini tədqiq etmək üçün eyni zamanda enerji, koordinat, zaman və zərrəciklərin növü haqqında məlumat almağa və 1 ns zaman dəqiqliyi ilə sistemi sinxronlaşdırmağa imkan verən qeydetmə sistemi işlənib hazırlanmışdır. Qeydetmə sisteminin enerji ayırdetməsi 5 MeV alfa zərrəciklər üçün 1% , koordinata görə həssaslığı 10 μm , zamana görə ayırdetməsi 1 nsan, identifikasiya gücü isə protondan karbona kimi yüklü zərrəcikəri və izotopları ayırdetməyə imkan vermişdir.

5. 4 meV, 60 meV və 270 meV enerjili neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma şüalar üçün anizotropiya əmsalının enerjidən asılı olaraq dəyişmədiyi və onun orta qiymətinin $A = 0.156 \pm 0.009$ bərabər olması fırlanma momentinə malik həyəcanlanmış nüvədən qamma şüaların emissiyasının izotrop olmadığı və bölünmə oxu itiqamətində emissiyanın üstünlük təşkil etdiyi məlum olmuşdur.
6. 4 meV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma şüalar üçün ROT asimmetriya əmsalı uyğun olaraq $R_\gamma = (-17.9 \pm 1.6) \cdot 10^{-5}$ təyin edilmişdir. Asimmetriyanın qiymətinin yüksək olması bu neytron enerjisində $J=4$ halına uyğun gələn parsial bölünmə en kəsiyinin ($\sigma=960$ barn) $J=3$ halına uyğun gələn en kəsikdək ($\sigma=550$ barn) böyük olması yəni, bölünmənin $J=4$ halına uyğun gələr kanallardan daha çox baş verməsi ilə izah olunur.
7. 60 meV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma şüalar üçün ROT asimmetriya əmsalının uyğun olaraq $R_\gamma = (-17.2 \pm 2.8) \cdot 10^{-5}$ təyin edilmişdir. Bu enerjide parisal bölünmə en kəsikləri azalsa da onların nisbəti dəyişmədiyindən 4 meV enerjili polyarlaşmış neytronlarla alınmış nəticə ilə müqayisədə asimmetriya dəyişmir. Başqa sözlə bu neytron enerjisində $J=4$ halına uyğun gələn parsial bölünmə en kəsiyinin ($\sigma=225$ barn) $J=3$ halına uyğun gələn en kəsikdək ($\sigma=105$ barn) böyük olması yəni, bölünmənin $J=4$ halına uyğun gələr kanallardan daha çox baş verməsi ilə izah olunur.
8. 270 meV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma şüalar üçün təyin edilmiş ROT asimmetriya əmsallarının qiymətinin $R_\gamma = (-5.2 \pm 2.5) \cdot 10^{-5}$ digər enerjilərlə müqayisədə xətlər daxilində təqribən 2 dəfə kiçik alınması $J=3$ və $J=4$ halına uyğun gələn en kəsiklərinin təqribən bərabər $\sigma(J=3) = 93$ barn və $\sigma(J=4) = 88$ barn ilə izah edilmişdir.
9. 4 meV, 60 meV və 270 meV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma şüaların bucaq asimmetriyasına görə bölünmə oxunun fraqmentlərin uçuş istiqamətinə nəzərən uyğun olaraq $\delta=0.103$

$\pm 0.028^0$, $\delta=0.069 \pm 0.008^0$, $\delta=0.021 \pm 0.009^0$ bucağı qədər döndüyü və müsbət olduğu aşkar edilmişdir. İlk dəfə təcrübi olaraq müəyyən edilmişdir ki, indiksiya edici neytronların enerjisindən asılı olaraq ROT effektin işarəsi dəyişmir, mürəkkəb trayektoriya hesablamalarından asılı olmayaraq təyin edilmiş qiyməti isə azalır. Azalmanın səbəbi verilmiş neytron enerjisində diferensial bölünmə en kəsiklərinin nisbətinin ($\sigma_f(J_+)/\sigma_f(J_-)$) enerjiden asılı olaraq azalması və yaranan fırlanan mürəkkəb nüvə sisteminin neytronun polyarizasiya oxu ətrafında “saat əqrəbi” istiqamətində effektiv fırlanma tezliyinin “+” işarəyə malik olması və verilmiş neytron enerjisində $\sigma_f(J_+)$ diferensial bölünmə en kəsiyinin $\sigma_f(J_-)$ en kəsiyindən böyük olmasıdır.

10. Ani qamma şüaların emissiyası zamanı baş verən ROT effektin izahı üçün modelin işlənməsi. təklif edilmişdir. Modelə görə fırlanma momentinin saxlanma qanununa əsasən, bölünən nüvənin deformasiya oxunun ilkin istiqamətinə görə fraqmentin fırlanma momentinin (spin) istiqaməti eyni qalır, bölünmə oxu isə δ bucağı qədər dönmür ki, təcrübi olaraq bu dönmə neytronun polyarlaşmasından asılı olaraq qamma şüaların bucaq paylanması fraqmentin emissiya istiqamətinə uyğun dəyişməsi kimi müşahidə edilir.
11. ^3He -un polyarlaşmasını 100 saat saxlamağa imkan verən kənar maqnit sahələrinin mövcudluğunda istiqamətləndirici sahənin dayanıqlığını təmin edən müxtəlif μ -metal (permalloy) maqnitostatik ekranlar və polyarlaşmış neytronların spininin istiqamətinin idarə edən, spinin istiqamətini lazım olan zaman müddətində dəyişən və ətraf mühitin maqnit sahəsinin spinə təsirini kompensasiya edə bilən spin-flipper qurğusu işlənilib hazırlanmışdır.
12. ROT effekti tədqiq etmək üçün CF_4 qazı ilə 0.1–10 mBar təzyiqdə işləyən və 112.4^0 bucaq altında emissiya olunan fraqmentlərin qeyd edilməsinə imkan verən 1 mm dəqiqliyə malik koordinata həssas on sektorlu çox simli mütənasib sayğacdən və 12 ədəd ssintilyasiya detektorundan ibarət qeydetmə sistemi işlənilib hazırlanmışdır.

DİSSERTASIYANIN ƏSAS NƏTİCƏLƏRİ ÜZRƏ ÇAP OLUNMUŞ İŞLƏRİN SİYAHISI

1. Əhmədov, Q.S. Timepix pixelli detektor əsasında yüklü zərrəciklərin identifikasiyası üçün $\Delta E/\Delta x$ -E çox funksiyalı spektrometr // Milli Aviasiya Akademiyasının Elmi Məcmuələr, - 2022. Cild 24(1) , - s. 24-30.
2. Əhmədov, Q.S. 0.27 eV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma kvantların və neytronların bucaq korrelyasiyasının ölçülməsi // AJP FİZİKA, - 2022. Cild XXVIII, № 01, - s. 31-34.
3. Əhmədov, Q.S. 60 meV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı bölünmə oxunun fırlanma bucağının təyini // AJP FİZİKA, - 2022. Cild XXVIII, № 02, - s. 17-20.
4. Əhmədov, Q.S. Nadir bölünmə proseslərinin nəticələrinin işlənməsi üçün çox alqoritmlə analiz proqramı // AJP FİZİKA, - 2022. Cild XXVIII, № 03, - s. 7-10.
5. Ahmadov, G.S. Ternary particles of $Z = 1$ to 4 emitted in spontaneous fission of ^{252}Cf // Eurasian Journal of Physics and Functional Materials, - 2022. vol. 6(3), - p.174-179.
6. Ahmadov, G.S. Detection of ternary and quaternary fission fragments from ^{252}Cf with a position-sensitive ΔE -E telescope based on silicon detectors / Ahmadov G.S., Kopatch Yu.N., Telezhnikov S. A., Ahmadov F. I., Granja C., Garibov A. A., Pospisil S. // Physics of Particles and Nuclei Letters, -2015. vol. 12, - p. 542-549.
7. Holik, M. A synchronization and data acquisition system for silicon detectors / Holik M., Ahmadov G., Berikov D., Ahmadov F., Kopatch Yu., Nuruyev S., Akbarov R., Abbaszada N., Telezhnikov S., Broulim J., Siroky J. Mora Y. / Journal of Instrumentation, - 2018. vol. 13, - p. C11019.
8. Holik, M. Alpha calibration of the Timepix pixel detector exploiting energy information gained from a common electrode signal / M. Holik, G. Ahmadov, J. Broulim, J. Zich, D. Berikov, Y. Mora, Yu. Kopatch, S. Nuruyev, N. Abbaszada and K. Zhumadilov // Journal of Instrumentation, - 2019. vol. 14, - p. C06022.

9. Berikov, D. An instrument for measuring T-odd asymmetries in the fission of heavy nuclei / D. Berikov, V. Hutanu, Yu.N. Kopatch, G.S. Ahmadov, A.M. Gagarski, V.V. Novitsky, G.V. Danilyan, S. Masalovich, J. Klenke, H. Deng // Journal of Instrumentation, - 2020. vol. 15 (1), - p. P01014.
10. Беріков, Д.Б. Эффект вращения делящегося ядра в угловых распределениях мгновенных нейтронов и γ -квантов деления ^{235}U в резонансе 0.3 эВ на горячем источнике поляризованных нейтронов / Беріков Д.Б., Копач Ю.Н., Новицкий В.В., Г.С. Ахмадов, А.М.Гагарский, К.Ш.Жумадилов, Г.В.Данилян, В.Хутану, Й. Кленке, С. Масалович // Журнал проблем эволюции открытых систем, - 2019, Т. 21(2), - с. 73-80.
11. Berikov, D.B. A ROOT-based program for analysing data on T-odd asymmetry in the neutron-induced fission of heavy nuclei / D.B. Berikov, G.S. Ahmadov, Yu.N. Kopatch, K.Sh. Zhumadilov // Eurasian Journal of Physics and Functional Materials, - 2020. vol. 4 (2). - p. 114-121.
12. Kopatch, Yu. Measurement of the ROT-effect in the neutron induced fission of ^{235}U in the 0.3 eV resonance at a hot source of polarized neutrons / Yu. Kopatch, Novitsky V., Ahmadov G., Gagarski A., Berikov D., Danilyan G., Hutanu V., Klenke J., Masalovich S. // EPJ Web of Conferences, - 2018. vol. 169, -p . 00010.
13. Berikov, D. Effect of rotation in the γ -ray emission from 60 meV polarized neutron-induced fission of the ^{235}U isotope / D. Berikov, G. Ahmadov, Yu. Kopatch, A. Gagarski, V. Novitsky, H. Deng, G. Danilyan, S. Masalovich , Z. Salhi, E. Babcock, J. Klenke, and V. Hutanu // Physical Review C, - 2021. 104, - p. 024607.
14. Berikov, D. Magnetic system for controlling the spin of polarized neutrons / D. Berikov, G. Ahmadov, Yu. Kopatch, V. Novitsky // Journal of Instrumentation, - 2022. vol. 15, №1. - p. P01014.
15. Ahmadov G., Angular distribution of prompt fission γ -rays / G. Ahmadov, D. Berikov, Yu. Kopatch // Rom. Rep. Phys., - 2022. 75, 202, - p. 1-8.
16. Əhmədov, Q.S. İsti neytronların təsiri ilə ^{235}U izotopunun bölünməsi zamanı ani

γ -kvantların və neytronların bucaq korrelyasiyasının ölçülməsi / Q.S. Əhmədov, Z.Y. Sadıqov, A.A. Qəribov // AJP FİZİKA, - 2022. Cild XXVIII, № 03, - s. 64-68.

17. Telezhnikov S.A., Ahmadov G.S., Kopatch Yu.N., Ahmadov F.I., Garibov A.A., Granja C., Pospisil S., Monte-Carlo calculations of opening angles between two light particles in “pseudo”-quaternary fission // 23-th international seminar on interaction of neutrons with nuclei: «fundamental interactions & neutrons, nuclear structure, ultracold neutrons, related topics», -Dubna, Rusiya:-25 - 29 May, -2015,- p. 222.
18. Kopatch Yu.N., Novitsky V.V., Ahmadov G.S., Gagarsky A.M., Berikov D.B., Zhumadilov K.Sh., Danilyan G.V., Hutanu V., Klenke J., Masalovich S., Measurement of T-Odd Effects in the Neutron Induced Fission of ^{235}U at a Hot Source of Polarized Resonance Neutrons // 25-th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei: «Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics», -Dubna, Rusiya:-22 - 26 May, -2017,- p. 297.
19. Kopatch Yu.N., Novitsky V.V., Ahmadov G.S., Gagarski A.M., Berikov D.B., Zhumadilov K.Sh., Danilyan G.V., Hutanu V., Klenke J., Masalovich S., Deng H., Measurement of Gamma and Neutron ROT-Effects in 0.3 eV Resonance of ^{235}U at a Hot Source of Polarized Neutrons // 27-th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei: «Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics», -Dubna, Rusiya:-10 - 14 June, -2019,- p. 235.
20. Kopatch Yu.N., Novitsky V.V., Ahmadov G.S., Gagarski A.M., Berikov D.B., Zhumadilov K.Sh., Danilyan G.V., Hutanu V., Klenke J., Masalovich S., Deng H., The ROT-Effect in the Angular Distribution of Prompt γ -Rays in Binary Fission Induced by Polarized Neutrons with the Energy of 60 meV // 27-th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei: «Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics», -Dubna, Rusiya:-10 - 14 June, -2019,- p. 242.

21. Ahmadov G., Holik M., Berikov D., Ahmadov F., Akbarov R., Abbaszada N., Mora Y., Nuruyev S., Pridal P., Sadigov A., Zich J., A dE/dx-E charged particle spectrometer based on hybrid pixel detector -Timepix // 28-th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei: «Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics», -Xi'an, China:-24 - 28 May, -2021,- p. 7.
22. Berikov D., Ahmadov G., Kopatch Yu., Gagarski A., Novitsky V., Deng H., Danilyan G., Masalovich S., Salhi Z., Babcock E., Klenke J., Hutanu V., The estimation of the angle of fission axis rotation in binary fission of ^{235}U induced by polarized neutrons with energies 60 meV and 270 meV // 28-th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei: «Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics», -Xi'an, China:-24 - 28 May, -2021,- p. 105.
23. Kopatch Yu.N., Novitsky V.V., Ahmadov G.S., Gagarski A.M., Berikov D.B., Zhumadilov K.Sh., Danilyan G.V., Hutanu V., Klenke J., Masalovich S., Measurement of T-odd effects in the neutron induced fission of ^{235}U at a hot source of polarized resonance neutrons // 68th international conference "Nucleus-2018" "Fundamental problems of nuclear physics, nuclei at borders of nucleon stability, high technologies", -Dubna, Russia, -2-6 July, -2018, -p. 40.
24. Kopatch Yu.N., Novitsky V.V., Ahmadov G.S., Gagarski A.M., Berikov D.B., Danilyan G.V., Hutanu V., Klenke J., Masalovich S., Deng H., Measurement of T-odd effects in the fission of ^{235}U induced by monochromatic cold polarized neutrons with an energy of 60 meV // 69th international conference "Nucleus-2019" on Nuclear spectroscopy and Nuclear structure "Fundamental problems of nuclear physics, nuclei at borders of nucleon stability, high technologies", -Dubna, Russia, -1-5 July, -2019, -p. 53.
25. Ahmadov G.S., Berikov D.B., Kopatch Yu.N., Novitsky V.V., Gagarski A.M., Danilyan G.V., Hutanu V., Klenke J., Masalovich S., Deng H., T-odd effects in the binary fission of uranium induced by polarized neutrons // 69th international

- conference "Nucleus-2020" "Nuclear physics, elementary particle physics, nuclear physics technologies",- Saint Petersburg, Russia, -12-17 October, -2020, - p. 294-295.
26. Ahmadov G., Holik M., Ahmadov F., Kopatch Yu., Berikov D., Telezhnikov S., Stanislav P., Akbarov R., Nuruyev S., A synchronization and data acquisition system for silicon detectors //IWORID-20, -Sundsvall, Sweden, 24-28 June, - 2018, -p.114.
 27. Ahmadov G., Holik M., Ahmadov F., Berikov D., Akbarov R., Abbaszada N., Mora Y., Nuruyev S., Pridal P., Sadigov A., Zich J., Characterization of a hybrid pixel silicon detector Timepix in particle identification measurements //IWORID-22, -Ghent, Belgium, 27 June-01 July, -2021, -p.237.
 28. Garibli A., Sadigov A., Ahmadov F., Ahmadov G., Berikov D., Zich J., Ajdarli K., Holik M., Abbaszada N., Urban O., Akbarov R., Nuruyev S., Pridal P., A dE/dx-E position sensitive charged particle spectrometer //IWORID-23, -Riva del Garda, Italy, 26- 30 June, -2022, -p.66.
 29. Ahmadov G., Berikov D., Kopatch Yu.N., Novitsky V., Gagarsky A., Danilyan G., Hutanu V., Klenke J., Masalovich S., Deng H., T-odd effects in the binary fission of uranium induced by polarized neutrons //MLZ User Meeting & German Neutron Scattering Conference, -Garching, Germany, 08-09 December, -2020, -p.189.
 30. Gagarsky A., Berikov D., Ahmadov G., Danilyan G., Deng H., Klenke J., Masalovich S., Novitsky V., Hutanu V., Kopatch Yu.N., Fissile nuclei rotation effect in $^{235}\text{U}(n,\gamma f)$ process //MLZ User Meeting, -Garching, Germany, 07-08 December, -2021, -p.84.

İSTİFADƏ EDİLMİŞ ƏDƏBİYYAT SİYAHISI

1. Əhmədov Q.S. Timepix pixelli detektor əsasında yüklü zərrəciklərin identifikasiyası üçün $\Delta E/\Delta x$ -E çox funksiyalı spektrometr // Milli Aviasiya Akademiyasının Elmi Məcmuələr, - 2022. Cild 24(1) , - s. 24-30.
2. Əhmədov Q.S., 0.27 eV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı ani qamma kvantların və neytronların bucaq korrelyasiyasının ölçülməsi // AJP FİZİKA, -2022, Cild XXVIII, № 01, s. 31-34.
3. Əhmədov Q.S., Nadir bölünmə proseslərinin nəticələrinin işlənməsi üçün çox alqoritmlə analiz proqramı // AJP FİZİKA, -2022. Cild XXVIII, № 03, s. 7-10.
4. Əhmədov, Q.S. Nüvənin bölünmə məhsullarını qeyd-etmək üçün yeni mikropikselli detektorların işlənməsi. / fizika üzrə fəlsəfə doktoru dissertasiyası. / - Bakı, 2015. -174 s.
5. Əhmədov, Q.S., 60 meV enerjili polyarlaşmış neytronların təsiri ilə ^{235}U nüvəsinin bölünməsi zamanı bölünmə oxunun fırlanma bucağının təyini // AJP FİZİKA, - 2022, Cild XXVIII, № 02, - s. 17-20.
6. Əhmədov, Q.S., Sadıqov, Z.Y., A.A. Qəribov, İsti neytronların təsiri ilə ^{235}U izotopunun bölünməsi zamanı ani γ -kvantların və neytronların bucaq korrelyasiyasının ölçülməsi // AJP FİZİKA, 2022, Cild XXVIII, № 03, s. 64-68.
7. Барабанов, А. Симметрии и спин-угловые корреляции в реакциях и распадах. - М.: ФИЗМАТЛИТ, -2010. – 514 с.
8. Беріков, Д.Б. Эффект вращения делящегося ядра в угловых распределениях мгновенных нейтронов и γ -квантов деления ^{235}U в резонансе 0.3 эВ на горячем источнике поляризованных нейтронов / Беріков Д.Б., Копач Ю.Н., Новицкий В.В. [и др.] // Журнал проблем эволюции открытых систем, - 2019. Т. 21(2), - с. 73-80.
9. Бор, О., Моттelson, Б. Структура атомного ядра. Москва: - Мир, - 1977, - Т. 2, - 664 с.
10. Бунаков, В.Е., Кадменский, С.Г. Взаимодействие Кориолиса и Т–нечетная

асимметрия в тройном делении // Известия РАН. Серия физическая, - 2004. 68 (8), - с. 1090-1097.

11. Ahmad S. The Energy Dependence of Fission Fragment Anisotropy in Fast-Neutron-Induced Fission of Uranium-235 / S. Ahmad, M. M. Islam, A. H. Khan [et al.] // Nuclear Science and Engineering, -2017. vol. 71(2), - p. 208-211.
12. Ahmadov, F. New gamma detector modules based on micropixel avalanche photodiode / F. Ahmadov, G. Ahmadov, E. Guliyev [et al.] // JINST, -2017. vol. 12, C01003-1-7.
13. Ahmadov, G. A synchronization and data acquisition system for silicon detectors / Ahmadov, G., Holik M., Ahmadov F. [et al.] // IWORID-20, - Sundsvall, Sweden: 24-28 June, -2018, -p. 114.
14. Ahmadov, G. Angular distribution of prompt fission γ -rays / D. Berikov, Yu. Kopatch // Rom. Rep. Phys. **76**, 101 (2022).
15. Ahmadov, G. T-odd effects in the binary fission of uranium induced by polarized neutrons / Ahmadov, G., Berikov, D., Kopatch, Yu.N. [et al.] // MLZ User Meeting & German Neutron Scattering Conference, -Garching, Germany, 08- 09 December, -2020, - p.189.
16. Ahmadov, G., Holik, M., Ahmadov, F., Berikov, D., Akbarov, R., Abbaszada, N., Mora, Y., Nuruyev, S., Pridal, P., Sadigov, A., Zich, J., Characterization of a hybrid pixel silicon detector Timepix in particle identification measurements // IWORID-22, - Ghent, Belgium: June 27, 2021 to July 1, - 2021, - p. 237.
17. Ahmadov, G., Holik, M., Berikov, D., Ahmadov, F., Akbarov, R., Abbaszada, N., Mora, Y., Nuruyev, S., Pridal, P., Sadigov, A., Zich, J., A dE/dx-E charged particle spectrometer based on hybrid pixel detector -Timepix // ISINN-28, - Xi'an: China, May 24 - 28, -2021, - p. 7.
18. Kopatch Yu.N., Novitsky V.V., Ahmadov G.S., Gagarsky A.M., Berikov D.B., Danilyan G.V., Hutanu V., Klenke J., Masalovich S., Deng H. Reanalysis of the Data on T-Odd Angular Correlations in the Emission of Prompt Gamma Rays and Neutrons in Fission of Uranium by Polarized Cold Neutrons // ISINN-27, - Dubna: June 10 - 14, -2019,- p. 45.

19. Ahmadov, G.S. Detection of ternary and quaternary fission fragments from ^{252}Cf with a position-sensitive ΔE -E telescope based on silicon detectors / G.S. Ahmadov, Yu. N. Kopatch, S. A. Telezhnikov [et al.] // Phys. Part. and Nuclei Lett., - 2015. vol. 12, p. 542-549.
20. Ahmadov, G.S. Ternary particles of $Z = 1$ to 4 emitted in spontaneous fission of ^{252}Cf // Eurasian Journal of Physics and Functional Materials. -2022. - vol. 6(3), p.174-179.
21. Ahmadov, G.S. T-odd effects in the binary fission of uranium induced by polarized neutrons / G.S. Ahmadov, D.B. Berikov, Yu.N. Kopatch [et al.] // 69th international conference "Nucleus-2020" "Nuclear physics, elementary particle physics, nuclear physics technologies",- Saint Petersburg, Russia, -12–17 October, -2020, -p. 294-295.
22. Antonov Anton N. Nucleon Correlations in Nuclei / Anton N. Antonov, Peter E. Hodgson, Ivan Z. Petkov, - Berlin Heidelberg: Springer, - 2012. - 239 p.
23. Ashwood N. I. High-energy two-neutron removal from ^{10}Be / N. I. Ashwood, M. Freer, D. J. Millener [et al.] // PHYSICAL REVIEW C, - 2005. vol. 72, - p. 024314-1-8.
24. Badalà A. Trends in particle and nuclei identification techniques in nuclear physics experiments / A. Badalà, M. La Cognata, R. Nania [et al.] // La Rivista del Nuovo Cimento, -2022. vol. 45, - p. 189–276.
25. Balasubramaniam, M. Ternary Fission // Journal of Chennai Academy of Sciences 1, - 2019. 29, - p. 29-53.
26. Baldik, R. Investigation of the production of ^{68}Ga using preequilibrium models / Baldik R. and Dombayci A. // Applied Radiation and Isotopes, - 1996. 113, - p. 10-17.
27. Ballabriga, R., Campbell, M., Llopart, X. An introduction to the Medipix family ASICs //Radiation Measurements, -2020. vol. 136, 106271-1-3.
28. Banerje, T. Search for possible fission modes at high excitation energies in ^{254}Fm / Tathagata Banerjee, E. M. Kozulin, N. T. Burtebayev [et al.] // Physical Review C, - 2022. 105, - p. 044614-1-13.

29. Barabanov A.L. Fission fragment orientation and γ - ray emission anisotropy, arXiv, - 1994. - p. 1-17.
30. Barabanov, A.L. Spin-orbit interaction in final state as possible reason for T-odd correlation in ternary fission // Proceeding of ISINN-9, - Dubna, -2001. - p. 93-103.
31. Baranger, M. Advances in Nuclear Physics / Michel Baranger, Erich Vogt, - New York: Springer, - 2012. - 462.
32. Batz, M. ^3He Spin Filter for Neutrons / M. Batz, S. Baeßler, W. Heil [et al.] // J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol., - 2005. vol. 110, - p. 293-298.
33. Becker, B. Monte Carlo Hauser-Feshbach predictions of prompt fission γ rays: Application to $n + ^{235}\text{U}$, $n + ^{239}\text{Pu}$, and ^{252}Cf (sf) / B. Becker, P. Talou, T. Kawano [et al.] // PHYSICAL REVIEW C, - 2013. 87, - p. 014617-1-16.
34. Behkami, A. N. Structure of the fission transition nucleus U^{235} / A. N. Behkami, J. H. Roberts, W. Loveland, and J. R. Huizenga // Phys. Rev., - 1968. 171, - p. 1267-1277.
35. Belyaev, A. The Basics of Nuclear and Particle Physics / Alexander Belyaev, Douglas Ross, - Switzerland: Springer, - 2021, - p. 401.
36. Bender M. Future of nuclear fission theory / Michael Bender, R'emi Bernard, George Bertsch [et al.] // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., - 2020. 47, - p. 113002-1-58.
37. Berikov, D. An instrument for measuring T-odd asymmetries in the fission of heavy nuclei / D. Berikov, V. Hutanu, Yu.N. Kopatch [at al.] // Journal of Instrumentation. - 2020. - vol. 15, №1. - P01014.
38. Berikov, D. Effect of rotation in the γ -ray emission from 60 meV polarized neutron-induced fission of the ^{235}U isotope / G. Ahmadov, Yu. Kopatch, A. Gagarski [et al.] // Phys. Rev. C, -2021. vol. 104, - p. 024607-1-7.
39. Berikov, D. Magnetic system for controlling the spin of polarized neutrons / D. Berikov, G. Ahmadov, Yu. Kopatch, V. Novitsky // JINST, -2022. vol. 17, -p. P08030-1-9.
40. Berikov, D.B., Ahmadov, G.S., Kopatch, Yu.N., Zhumadilov, K.Sh. A ROOT

based program for analysing data on T-odd asymmetry in the neutron induced fission of heavy nuclei // Eurasian Journal of Physics and Functional Materials, -2020. vol. 4 (2), -p. 114–121.

41. Bertsch, G.F. Angular momentum of fission fragments / G. F. Bertsch, T. Kawano and L. M. Robledo // Physical Review C, -2019. 99, - p. 034603-1-5.
42. Bertulani, C. Introduction to Nuclear Reactions / Carlos Bertulani, Pawel Danielewicz, - Boca Raton: CRC Press, -2021, - 420 p.
43. Bertulani, Carlos A. Nuclear Physics in a Nutshell, - Princeton: Princeton University Press, - 2007, - 488 p.
44. Billnert, R. New prompt spectral γ -ray data from the reaction $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ and its implication on present evaluated nuclear data files / R. Billnert, F.-J. Hamsch, A. Oberstedt, S. Oberstedt // Physical Review C., -2013. vol. 87, - p. 024601-1-5.
45. Birgersson, E. Properties of the reaction $^{238}\text{U}(n, f)$ at the vibrational resonances / E. Birgersson, A. Oberstedt, S. Oberstedt, F.-J. Hamsch // Nuclear Physics A, -2009. 817, - p. 1–34.
46. Bjørnholm, S. The double-humped fission barrier / S. Bjørnholm and J. E. Lynn // Rev. Mod. Phys., -1980. 52, - p. 725 –931.
47. Blann, M. Preequilibrium decay // Annual Review of Nuclear Science, -1975. 25(1), - p. 123-166.
48. Blinov, M. V. Angular anisotropy of the gamma quanta accompanying U^{235} fission / M. V. Blinov, N. M. Kazarinov, A. N. Protopopov, and B. M. Shiryayev // Soviet Phys. JETP, -1963. 16, - p. 1159-1161.
49. Bohr, N. Neutron capture and nuclear constitution // Nature, -1936. 137, - p. 344-348.
50. Bohr, N. The Mechanism of Nuclear Fission / Bohr, N. and Wheeler, J. // Physical Review, -1939. vol. 56, -p. 426 - 450.
51. Bouzid, B. The nature of dynamics of the last stages of the fission process / B. Bouzid, M. Asghar, M. Djebara and M. Medkour // J. Phys. G, -1998. 24, - p. 1029–1037.

52. Bowman, H. R. Velocity and angular distributions of prompt neutrons from spontaneous fission of ^{252}Cf / H. R. Bowman, S. G. Thompson, J. C. D. Milton, W. J. Swiatecki // *Physical Review*, -1962. 126 (6), - p. 2120-2136.
53. Brolley, J. E., Dickinson, JR. W. C., Henkel, R. L. Angular Dependence of the Neutron-Induced Fission Process. II, *Phys. Rev.*, -1955. vol. 99 (1), - p. 159-165.
54. Brosa, U., Grossmann, S., Müller, A. Nuclear scission // *Physics Reports*, -1990. vol. 197, -p. 167-262.
55. Browne, E. Nuclear Data Sheets for A = 236 / Browne E., Tuli J.K. // *Nuclear Data Sheets*, -2006. 107 (10), - p. 2649-2714.
56. Bulgac, A. Fission dynamics of ^{240}Pu from saddle to scission and beyond / Aurel Bulgac, Shi Jin, Kenneth J. Roche [et al.] // *Physical Review C*, - 2019. 100, - p. 034615-1-27.
57. Bulgac, A. Nuclear Fission Dynamics: Past, Present, Needs, and Future / Bulgac A, Jin S and Stetcu I // *Front. Phys.*, -2020. 8:63, - p. 1-13.
58. Bunakov, V.E., Guseva, I.S., Kadmensky, S.G., Petrov G.A. Angular anisotropy of neutrons evaporated from fission fragments // *Proceeding of ISINN-13*, - Dubna, -2006, -p. 293-300.
59. Bunakov, V.E., Kadmensky, S.G., Kadmensky, S.S. Angular distribution of products of ternary nuclear fission induced by cold polarized neutrons // *Phys. At. Nucl.*, -2008. 71, - p. 1887-1906.
60. Butler A. Measurement of the energy resolution and calibration of hybrid pixel detectors with GaAs:Cr sensor and Timepix readout chip / A. Butler, P. Butler, S. Bell [et al.] // *Physics of Particles and Nuclei Letters*, -2015. 12 (1), -p. 59–73.
61. Carboni S. Particle identification using the dE-E technique and pulse shape discrimination with the silicon detectors of the FAZIA project / S. Carboni, S. Barlini, L. Bardelli [et al.] // *Nucl. Instr. and Meth. A.*, -2012. vol. 664, - p. 251-263.
62. Carjan, N. and Rizea, M. Similarities between calculated scission-neutron

- properties and experimental data on prompt fission neutrons // *Phys. Lett. B*, - 2015. 747, - p. 178-181.
63. Carjan, N. Models for Light-Particle Emission at Scission / ESNT Workshop on The Scission Process, the Last Stage of Nuclear Fission, Saclay, 2010.
 64. Carjan, N. Shell and pairing effects in alpha accompanied fission / Carjan, N., Sandulescu, A., Pashkevich, V.V. // *Phys. Rev. C*, -1975. 11, - p. 782–788.
 65. Charity, R. J. Investigation of particle-unbound excited states in light nuclei with resonance-decay spectroscopy using a ^{12}Be beam / R. J. Charity, S. A. Komarov, and L. G. Sobotka [et al.] // *PHYSICAL REVIEW C*, -2008. vol. 78, - p.054307-1-10.
 66. Chen, W.C. A large beam high efficiency radio-frequency neutron spin flipper / W.C. Chen, R. Erwin, P. Tsai [et al.] // *Rev Sci Instrum.*, -2021. vol. 92(6), - p. 063906-1-39.
 67. Chietera, A. Neutron emission anisotropy in fission / A. Chietera, L. Stuttgé, F. Gönnerwein [et al.] // *Acta physica polonica B*, -2015. vol. 46 (3), - p. 569-574.
 68. Christian, L. Particle identification // *Nucl. Instr. and Meth. A.*, -2012. vol. 666, - p. 148-172.
 69. Chyzh, A. Systematics of prompt γ -ray emission in fission / A. Chyzh, C. Wu, E. Kwan [et al.] // *Physical Review C*, -2013. 87(3), - p. 034620-1-10.
 70. Claude, L., Rancoita, P. G. Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection, - Singapore: World Scientific, - 2009. - 951 p.
 71. Claude, L., Rancoita, P. G. Silicon Solid State Devices and Radiation Detection, - Hackensack: World Scientific, - 2012. - 432 p.
 72. Coburn, Jonathan. Modelling, Calibration, and Verification of a Fission Chamber for ACRR Experimenters / Jonathan Coburn, S. Michael Luker, Edward J. Parma, K. Russell DePriest // *EPJ Web of Conferences*, - 2016, vol. 106, - p. 05001-1-10.
 73. Cooper, R.J. A prototype High Purity Germanium detector for high resolution gamma-ray spectroscopy at high count rates / R.J. Cooper, M. Amman, P.N. Luke, K. Vetter // *Nucl. Instr. and Meth. A.*, -2015, vol. 795, -

p. 167-173.

74. Cospers, S.W., Cerny, J., Gatti, R.C. Long-Range Particles of $Z=1$ to 4 Emitted During the Spontaneous Fission of ^{252}Cf // *Phys. Rev.*, -1967, vol. 154 (4), - p. 1193-1206.
75. Cottingham, W. N. An Introduction to Nuclear Physics / W. N. Cottingham, D. A. Greenwood, - Cambridge: Cambridge University Press, - second edition. - 2001. - 271 p.
76. Danilyan G.V. Effects of rotation of fissioning nuclei in the angular distributions of prompt neutrons and gamma rays originating from the polarized-neutron-induced fission of ^{233}U and ^{235}U nuclei / Danilyan G.V., Klenke J., Kopach Yu.N. [et al.] // *Phys. At. Nucl.* – 2014. 77(6), - p. 677-681.
77. Danilyan, G.V. Rotational effect of fissile nucleus in binary fission of ^{235}U induced by cold polarized neutrons / Danilyan G.V., Granz P., Krakhotin V.A. [et al.] // *Physics Letters B.*, - 2009, vol. 679 (1), - p. 25-29.
78. Danilyan, G.V. Scission gamma rays / Danilyan G.V., Klenke J., Krakhotin V.A. [et al.] // *Phys. At. Nucl.*, - 2009, vol. 72 (11), - p. 1812-1817.
79. D'Auria, Francesco. Nuclear fission: From E. Fermi to Adm. Rickover, to industrial exploitation, to nowadays challenges // *Advancement in Scientific and Engineering Research*, - 2019. 4(1), - p. 17-30.
80. Dinesh, K. Aswal, Partha, S. Sarkar, Yogesh, S. Kashyap. Neutron Imaging: Basics, Techniques and Applications, - Singapore: Springer, -2022, -p. 360.
81. Dong, Yu-Chen. Miniaturized time-of-flight neutron spin flipper using a high-TC superconductor / Yu-Chen Dong, Tian-Hao Wang, Wolfgang Kreuzpaintner [et al.] // *NUCL SCI TECH*, - 2022, vol. 33, - p. 145-1-7.
82. Dubbers, D. A clean, bright, and versatile source of neutron decay products / D. Dubbers, H. Abele, S. Baeßler [et al.] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, -2008, vol. 596, -p. 238–247.
83. Duijvestijn, M. C. Mass distributions in nucleon-induced fission at intermediate energies / M. C. Duijvestijn, A. J. Koning, F.-J. Hambsch // *Physical Review C*, - 2001. 64, - p. 014607-1-36.

84. Farwell, G. Long Range Alpha-Particles Emitted in Connection with Fission. Preliminary Report / Farwell, G., Segrè, E., Wiegand, // Phys. Rev., - 1947. 71, - p. 327-330.
85. Fergusson, Jack E. The history of the discovery of nuclear fission // Found Chem, - 2011. 13, - p. 145–166.
86. Fermi, E. Artificial radioactivity produced by neutron bombardment / E. Fermi, E. Amaldi, O. D'Agostino [et al.] // Proc. Royal Soc., -1934. 146, -p. 483-500.
87. Flerov, G. N. Spontaneous Fission of Uranium / Flerov, G. N. and Perzhak, K. A. // Physical Review, - 1940. 58, -p. 89.
88. Flerov, G. N. Spontaneous Fission of Uranium / Flerov, G. N. and Perzhak, K. A. // UFN, - 1967. 93 (3), - p. 470–476.
89. Fomichev, A.S. Investigation of quaternary fission of ^{248}Cm and ^{252}Cf using two CsI(Tl) counters / Fomichev A.S., David I., Ivanov M.P., Sobolev Yu.G. // Nucl. Instrum. Methods in Physics Res. Sect.A, - 1997. 384, - p. 519-521.
90. Fong, P. Mechanism and rate of long-range α -particle emission in fission // Phys. Rev. C., -1971, vol. 3, -p. 2025–2027.
91. Fossio, R. Nuclear binding energies: Global collective structure and local shell-model correlations / R. Fossio, C. De Coster, J.E. García-Ramos [et al.] // Nuclear Physics A, -2002. 697, - p. 703–747.
92. France, G. EXOGAM at the ILL: the EXILL campaign / Gilles de France, Aurélien Blanc, Michael Jentschel [et al.] // EPJ Web of Conferences, - 2018. 178, - p. 01004-1-6.
93. France, G. The EXILL campaign / G DE FRANCE, A BLANC, F DROUET [et al.] // PRAMANA journal of physics, - 2015. 85 (3), - p. 467–472.
94. Frenkel, J. On the Splitting of Heavy Nuclei by Slow Neutrons // Phys. Rev., -1939. 55, - p. 987.
95. Gagarski, A. Particular features of ternary fission induced by polarized neutrons in the major actinides $^{233}, ^{235}\text{U}$ and $^{239}, ^{241}\text{Pu}$ / Gagarski A., Goennenwein F., Guseva I. [et al.] // Phys. Rev. C., - 2016, vol. 93, - p. 054619-1-18.
96. Gagarsky A., Berikov D., Ahmadov G., Danilyan G., Deng H., Klenke J.,

- Masalovich S., Novitsky V., Hutanu V., Kopatch Yu.N., Fissile nuclei rotation effect in $^{235}\text{U}(n,\gamma f)$ process // MLZ User Meeting, -Garching, Germany, 07- 08 December, - 2021, - p. 84.
97. Gavron, A. Angular distribution of neutrons from fission fragments // Phys. Rev. C, - 1976, 13, - p. 2562–2563.
 98. Geppert-Kleinrath, V. Fission fragment angular anisotropy in neutron-induced fission of ^{235}U measured with a time projection chamber / V. Geppert-Kleinrath, F. Tovesson, J. S. Barrett [et al.] // Physical Review C, - 2019. 99, - p. 064619-1-13.
 99. Geppert-Kleinrath, V. Fission Fragment Angular Anisotropy in Neutron-Induced Fission of ^{235}U Measured with a Time Projection Chamber / V. Geppert-Kleinrath, F. Tovesson, J.S. Barrett [et al.] // Phys. Rev. C, - 2019, vol. 99, - p. 064619-1-10.
 100. Geurts, F. Dielectron Measurements in STAR // EPJ Web of Conferences, - 2012, vol. 36, 00010 - p. 1-8.
 101. Giacomo Mauri. Development and characterization of detectors for large area application in neutron scattering and small area application in neutron reflectometry / PhD Thesis in Physics / - Universita degli Studi di Perugia, 2019, p. 202.
 102. Gian-Franco, Dalla Betta, Jixing, Ye. Silicon Radiation Detector Technologies: From Planar to 3D // Chips, - 2023, vol. 2, - p. 83–101.
 103. Goennenwein, F. Rotation of Compound Nucleus ^{236}U in the Fission Reaction $^{235}\text{U}(n, f)$ Induced by Cold Polarized Neutrons / Goennenwein F., Mutterer M., Gagarski A. [et al.] // Phys. Lett. B., - 2007. 652 (1), - p. 13-20.
 104. Gönnerwein, F. Quaternary fission / Gönnerwein F., Jesinger P., Mutterer M. [et al.] // Acta Physica Hungaria New Series-Heavy Ion Physics, - 2003. 18, -p. 419-425.
 105. Gönnerwein, F. Shells, Anti-Shells and Modes in nuclear Fission // EPJ Web of Conferences, - 2018. 193, - p. 01001-1-16.
 106. Gooden, M.E. Energy Dependence of Fission Product Yields from ^{235}U , ^{238}U

- and ^{239}Pu for Incident Neutron Energies Between 0.5 and 14.8 MeV/ M.E. Gooden, C.W. Arnold, J.A. Becker [et al.] // Nuclear Data Sheets, - 2016. 131, -p. 319–356.
107. Göök, A. Prompt neutron multiplicity in correlation with fragments from spontaneous fission of ^{252}Cf / A. Göök, F.-J. Hamsch, and M. Vidali // Phys. Rev. C, - 2014. 90, - p. 064611-1-12.
108. Göök, A. Prompt neutrons in correlation with fission fragments from $^{235}\text{U}(n,f)$ / Alf Göök, Franz-Josef Hamsch, Stephan Oberstedt, Marzio Vidali // Phys. Rev. C, - 2018. 98, - p. 044615-1-12.
109. Goyal, A. Semi Empirical Mass Formula. A Review / Ankita Goyal, Bhuvneshwer Suthar. - Hamburg: Anchor Academic Publishing, - 2016, - 48 p.
110. Granja, C. Directional Visualization of Space Radiation Quanta with Timepix/SATRAM Spacecraft Payload on board ESA Proba-V Satellite / Granja C., Polansky S., Pospisil S. [et al.] // PoS, - 2013, - p. 1-10.
111. Granja, C. Spatial- and Time-Correlated Detection of Fission Fragments / C. Granja, V. Kraus, Y. Kopatch // EPJ Web of Conferences, - 2012. 21, - p. 10004-1-5.
112. Granja, C. The SATRAM Timepix spacecraft payload in open space on board the Proba-V satellite for wide range radiation monitoring in LEO orbit / Carlos Granja, Stepan Polansky, Zdenek Vykydal [et al.] // Planetary and Space Science, -2016, vol. 125, - p. 114-129.
113. Grupen, C., Buvat, I. Handbook of Particle Detection and Imaging, Berlin: - Springer, - 2012, - 1227 p.
114. Grupen, C., Shwartz, B. Particle Detectors, Cambridge: - Cambridge University Press, - 2008, - 676 p.
115. Guseva I. S. The comparison of binary- and ternary-fission configurations close to the instant of scission / I. S. Guseva, A. M. Gagarski, Yu. I. Gusev [et al.] // Phys. Part. Nuclei Lett., - 2013, vol. 10, - p. 331–335.
116. Guseva, I. Anisotropy of Prompt Neutron's Emission from the Fission Fragment // Proceeding of ISINN-23, - Dubna, - 2016, - p. 80-87.

117. Guseva, I. Dependence of the ROT effect on the energy of different light charged particles and on the incident neutron energy / Guseva, I., Gagarski, A., Goennenwein, F., Gusev, Yu. // EPJ Web Conf., -2021, vol. 256, -p. 00006-1-9.
118. Guseva, I. S. A Shift of the Angular Distribution of Light Charged Particles Due to the Rotation of the Fissioning Nucleus / I. S. Guseva and Yu. I. Gusev // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, - 2007, 71(3), - p. 367–372.
119. Guseva, I.S. Detailed Investigation of Neutron–Neutron Angular Correlations in the Spontaneous Fission of ^{252}Cf / I. S. Guseva, A. M. Gagarski, G. V. Valski [et al.] // Physics of Atomic Nuclei, - 2022. 85(1), - p. 17–30.
120. Guseva, I.S. The Estimation of ROT–Effect for Neutrons Evaporated from Fully Accelerated Fragments in Binary Fission // Proceed. of ISINN - 18, - Dubna, - 2010, - p. 84-91.
121. Hahn, O. Concerning the Existence of Alkaline Earth Metals Resulting from Neutron Irradiation of Uranium / Hahn, O. and Strassmann, H. // Die Naturwissenschaften, - 1939. 27, - p. 11-15.
122. Halpern, I. Three fragment fission // Annu. Rev. Nucl. Sci., - 1971. 21, - p. 245-294.
123. Hayashida, Hirotoishi. Design and Demonstration of a Neutron Spin Flipper for a New Neutron Reflectometer SHARAKU at J-PARC / Hirotoishi Hayashida, Masayasu Takeda, Dai Yamazaki [et al.] // Physics Procedia, - 2013, vol. 42, - p. 130-135.
124. Hensle, D. Neutron induced fission fragment angular distributions and momentum transfer measured with the NIFFTE fission time projection chamber / PhD thesis / Colorado School of Mines, - 2019. - 146 p.
125. Heyde, K. The Nuclear Shell Model Study Edition, - Berlin Heidelberg: Springer, - 2013. - 439 p.
126. Higgins, D. Measurement of total kinetic energy and fragment mass distribution in neutron induced fission of thorium-232 and uranium-233 / PhD thesis / Colorado School of Mines, - 2018. - 146 p.

127. Hodgson, P. E. Cluster emission, transfer and capture in nuclear reactions / Hodgson P. E. and Betak E. // Physics Reports, - 2003. 374(1), - p. 1-89.
128. Hoffman, M. M. Directional Correlation of Fission Fragments and Prompt Gamma Rays Associated With Thermal Neutron Fission // Phys. Rev., - 1964. 133, - p. B714-723.
129. Holik, M. A program for data analysis of rare fission mode processes from neutron-induced and spontaneous fissions / M. Holik, G. Ahmadov, D. Berikov [et al.] // Advanced Physical Research, - 2020. 2(2), - p. 71-78.
130. Holik, M. A synchronization and data acquisition system for silicon detectors / M. Holik, G. Ahmadov, D. Berikov [et al.] // JINST, - 2018, vol. 13, - p. C11019-1-8.
131. Holik, M. Alpha calibration of the Timepix pixel detector exploiting energy information gained from a common electrode signal / M. Holik, G. Ahmadov, J. Broulim [et al.] // JINST, - 2019, vol. 14, - C06022-1-9.
132. Holik, M., Kraus, V., Georgiev, V., Granja, C. FITPix COMBO - Timepix detector with integrated analog signal spectrometric readout // JINST, - 2016, vol. 11, - p. C02032-1-11.
133. Hooshyar, M. A. Nuclear Fission and Cluster Radioactivity / Hooshyar, M. A., Reichstein, I. Malik, F. B., - Berlin: Springer, - 2005. - 195 p.
134. <http://www.micronsemiconductor.co.uk/product/msx03/>
135. <http://www.srim.org/>
136. <https://mlz-garching.de/poli>
137. <https://root.cern.ch/>
138. https://tendl.web.psi.ch/tendl_2021/tendl2021.html
139. <https://www.caen.it/choose-your-caen-power-supply/>
140. <https://www.wiener-d.com/product/vm-usb-vme-controller-with-usb-2-interface/>
141. Hutanu, V. ^3He spin filters for spherical neutron polarimetry at the hot neutrons single crystal diffractometer POLI-HEiDi / V. Hutanu, M. Meven, S. Masalovich [et al.] // J. Phys.: Conf. Ser., - 2011, vol. 294, - p. 012012-1-10.

142. Hutanu, V., Meven, M., Heger, G. Construction of the new polarised hot neutrons single-crystal diffractometer POLI-HEiDi at FRM-II // *Physica B: Condensed Matter.*, - 2007, vol. 397 (1-2), - p. 135-137.
143. Hutanu, V., Meven, M., Lelievre-Berna, E., Heger, G. POLI-HEiDi: The new polarised neutron diffractometer at the hot source (SR9) at the FRM II - Project status // *Physica B.*, - 2009, vol. 404 (17), - p. 2633-2636.
144. Hutanu, Vladimir. POLI: Polarised hot neutron diffractometer // *Journal of large-scale research facilities*, -2015, vol. 1, - p. A16-1-4.
145. I. Tsekhanovich, I. Mass and charge distributions in the very asymmetric thermal neutron induced fission of the odd-Z nucleus ^{242m}Am / I. Tsekhanovich, H.O. Denschlag, M. Davi [et al.] // *Nucl. Phys. A*, -1999. 658, - p. 217-239.
146. Ito T.M. A multiwire proportional chamber for precision studies of neutron b decay angular correlations / T.M. Ito, R. Carr, B.W. Filippone [et al.] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, - 2007, vol. 571, - p. 676–686.
147. James, E. Martin *Physics for Radiation Protection:* - Wiley, -2013, -670 p.
148. James, E. Turner. *Atoms, Radiation, and Radiation Protection*, -Weinheim: Wiley, -2007, -p. 659.
149. Jandel, M. Prompt Fission Gamma-Ray Studies at DANCE / M. Jandel, G. Rusev, E. M. Bond [et al.] // *Physics Procedia*, - 2014. 59, - p. 101 – 106.
150. Jesinger P. Angular Correlations in Ternary Fission Induced by Polarized Neutrons / Jesinger P., Kotzle A., Goennenwein F. [et al.] // *Phys. At. Nucl.*, - 2002, - vol. 65, - p. 630-636.
151. Jesinger, P. New experimental studies on the quaternary fission of $^{233,235}\text{U}(\text{nth}, \text{f})$ and $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ / P. Jesinger, Yu. N. Kopatch, M. Mutterer [et al.] // *Eur. Phys. J A*, -2005, vol. 24, - p. 379-388.
152. Jesinger, P. Observation of a triple correlation in ternary fission: is time reversal invariance violated? / P. Jesinger, A. Kotzle, A. Gagarski [et al.] // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, - 2000. 440, - p. 618-625.
153. Jevremovic, T. *Nuclear Principles in Engineering.* - New York: Springer, - second edition. - 2009. - 546 p.

154. Joyce, M. Nuclear Engineering A Conceptual Introduction to Nuclear Power. - Elsevier, - 2018. - 419 p.
155. Karpov, A. Consistent application of the finite-range liquid-drop model to langevin fission dynamics of hot rotating nuclei / A. Karpov, P. Nadtochy, E. Ryabov [et al.] // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, - 2003. 29, -p. 2365-2380.
156. Kaur, Rupinder. Statistical model calculation of the compound nuclear fission timescale in fusion-fission reactions / Rupinder Kaur, Maninder Kaur, and Santanu Pal // Physical Review C, - 2022. vol. 106, - p. 024604-1-13.
157. Klenke, Jens. MEPHISTO: Facility for particle physics with cold neutrons // Journal of large-scale research facilities, -2015, vol. 1, - p. A21-1-3.
158. Knoll, G. F. Radiation Detection and Measurement, Hoboken: -Wiley, - 2010, - 830p.
159. Koning, A.J., Rochman, D. Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System, Nuclear Data Sheets, - 2012, vol. 113 (12), - p. 2841-2934.
160. Kopach Yu. N. Angular Anisotropy of Prompt g Rays and Fragment Spin Alignment in Binary and Light-Charged-Particle-Accompanied Spontaneous Fission of ^{252}Cf / Yu. N. Kopach, P. Singer, M. Mutterer [et al.] // Phys. Rev. Letters, - 1999, vol. 82(2), - p. 303-306.
161. Kopatch Yu.N. Measurement of T-odd effects in the fission of ^{235}U induced by monochromatic cold polarized neutrons with an energy of 60 meV / Kopatch Yu.N., Novitsky V.V., Ahmadov G.S. [et al.] // 69th international conference "Nucleus-2019" on Nuclear spectroscopy and Nuclear structure "Fundamental problems of nuclear physics, nuclei at borders of nucleon stability, high technologies", -Dubna, Russia, -1–5 July, -2019, - p.53.
162. Kopatch Yu.N. Measurement of T-odd effects in the neutron induced fission of ^{235}U at a hot source of polarized resonance neutrons / Kopatch Yu.N., Novitsky V.V., Ahmadov G.S. [et al.] // Abstracts of the 68th Internat. Conf. "NUCLEUS 2018". - Voronezh, Russia, -2018, July 2-6, - p. 40.
163. Kopatch, Yu N. Studies On Particle-Accompanied Fission of $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ and

- $^{235}\text{U}(\text{nth},\text{f})$ / Kopatch Yu N., Tishchenko V., Speransky M. [et al.] // AIP Conf. Proc., - 2005. 798, - p. 115-122.
164. Kopatch, Yu. N. ^5He , ^7He , and ^8Li ($E^*=2.26$ MeV) intermediate ternary particles in the spontaneous fission of ^{252}Cf / Yu. N. Kopatch, M. Mutterer, D. Schwalm [et al.] // Phys. Rev. C., -2002, vol. 65, - p. 044614-1-16.
165. Kopatch, Yu., Measurement of the ROT effect in the neutron induced fission of ^{235}U in the 0.3 eV resonance at a hot source of polarized neutrons / Kopatch Yu., Novitsky V. Ahmadov G. [et al.] // EPJ Web of Conferences, - 2018, vol. 169, - p. 00010-1-6.
166. Kopatch, Yu.N. Measurement of T-odd effects in the neutron induced fission of ^{235}U at a hot source of polarized resonance neutrons / Kopatch Yu.N., Novitsky V.V., Ahmadov G.S. [et al.] // Proceeding of ISINN – 25, - Dubna, -2018, - p. 397-402.
167. Kopatch, Yu.N. The ROT-effect in the angular distribution of prompt γ -rays in binary fission induced by polarized neutrons with an energy of 60 meV / Kopatch Yu.N., Berikov D.B., Ahmadov G.S. [et al.] // Proceeding of ISINN-27, - Dubna, -2019, -p. 242-248.
168. Kornilov, N.V. Neutron emission in fission / Kornilov, N.V., Hamsch, F.-J., Vorobyev // Nucl. Phys. A, - 2007. 789, - p. 55-72.
169. Kozhevnikov, D. Equalization of Medipix family detector energy thresholds using X-ray tube spectrum high energy cut-off / D. Kozhevnikov and P. Smolyanskiy // JINST, - 2019. 14, - p. T01006-1-11.
170. Kratz, Jens-Volker Nuclear and Radiochemistry Fundamentals and Applications, - Wiley, - 2022. - 976 p.
171. Kraus V. FITPix — fast interface for Timepix pixel detectors / V. Kraus, M. Holik, J. Jakubek [et al.] // JINST, -2011, vol. 6, C01079-1-6.
172. Kraus, V. FITPix-fast interface for Timepix pixel detectors / V. Kraus, M. Holik, J. Jakubek [et al.] // JINST, -2011, vol.6, - p. C01079-1-6.
173. Kreuz, M. The crossed geometry of two super mirror polarisers—a new method for neutron beam polarisation and polarisation analysis / M. Kreuz, V.

- Nesvizhevsky, A. Petoukhov, T. Soldner // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, - 2005, vol. 547, - p.583–591.
174. Kroupa, M., Jakubek, J. and Soukup P. Optimization of the spectroscopic response of the Timepix detector // JINST, - 2012, vol. 7, - p. C02058-1-9.
175. L'Annunziata, Michael. Handbook of Radioactivity Analysis, - Elsevier Inc., - 2012, - 1379 p.
176. Leachman, R. B. Fragment Anisotropies in Neutron-, Deuteron-, and Alpha-Particle-Induced Fission / R. B. Leachman and L. Blumberg // Physical Review, - 1965. 137(48), - p. 814-825.
177. Leo, W.R. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, - New York: Springer-Verlag, -1987, - 386 p.
178. Leong, Lou Sai. Fission fragment angular distributions and fission cross section validation / PhD thesis / - Paris: Université Paris Sud, - 2013, - 193 p.
179. Litaize, O. Fission modelling with FIFRELIN / Olivier Litaize, Olivier Serot, and L'éonie Berge // The European Physical Journal A, - 2015. 51(177), - p. 1-14.
180. Litaize, O. Investigation of phenomenological models for the Monte Carlo simulation of the prompt fission neutron and γ emission / O. Litaize and O. Serot // Phys. Rev. C, - 2010. 82, - p. 054616-1-11.
181. Llopart X. Timepix4, a large area pixel detector readout chip which can be tiled on 4 sides providing sub-200 ps timestamp binning / X. Llopart, J. Alozy, R. Ballabriga [et al.] // JINST, - 2022, vol. 17, - C01044-1-13.
182. Llopart, X. Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements / Llopart X., Ballabriga R., Campbell M. [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. A., - 2007, vol. 581, - p. 485-494.
183. Loveland, W. Alpha-particle energy spectrum associated with spontaneous fission // Phys. Rev. C., -1974, vol. 9, - p. 395-398.
184. Lovell, A. E. Anisotropy in fission fragment and prompt neutron angular distributions / A.E. Lovell, P. Talou, I. Stetcu, and K.J. Kelly // EPJ Web of Conferences, - 2021. 256, - p. 00009-1-8.

185. Lovell, A.E. Correlations between fission fragment and neutron anisotropies in neutron-induced fission / A. E. Lovell, P. Talou, I. Stetcu, and K. J. Kelly // *Physical Review C*, - 2020. 102, - p. 024621-1-9.
186. Lynn, J. E. Theoretical evaluations of the fission cross section of the 77 eV isomer of ^{235}U / J. Eric Lynn and A. C. Hayes // *Physical Review C*, - 2003. 67, - p. 014607-1-10.
187. Magula, A.S. Periodic System of Isotopes // *Journal of Physics & Optics Sciences*, - 2021, 3(2), - p. 1-44.
188. Maheshwar Sharon, Madhuri Sharon, *Nuclear Chemistry*, - Switzerland: Springer, - 2021, p. 242.
189. Makii, H. Measurement of high-energy prompt gamma-rays from neutron induced fission of U-235 / Hiroyuki Makii, Katsuhisa Nishio, Kentaro Hirose [et al.] // *EPJ Web of Conferences*, 2017. 146, - p. 04036-1-4.
190. Manuel García-León, *Detecting Environmental Radioactivity*, - Switzerland: Springer, -2022, -p. 629.
191. Martin, N. Neutron resonance spin flippers: Static coils manufactured by electrical discharge machining / N. Martin, N. J. N. Wagner, M. Dogu [et al.] // *REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS*, - 2004, vol. 85, - p. 073902-1-6.
192. Martišíková M. Helium ion beam imaging for image guided ion radiotherapy / M. Martišíková, T. Gehrke, S. Berke [et al.] // *Radiation Oncology*, -2018, vol. 13:109, - p. 1-17.
193. Masalovich, S. Method to measure neutron beam polarization with 2×1 Neutron Spin Filter // *Nucl. Inst. and Meth. A.*, - 2007, vol. 581 (3), - p. 791-798.
194. Masterson, E. R. *Nuclear Engineering Fundamentals A Practical Perspective*, - CRC Press, - 2017. - 987.
195. McCrea, M. A measurement of parity-violating asymmetry in polarized cold neutron capture on ^3He // *Journal of Physics: Conference Series*, - 2020, vol. 1643, - p. 012003- 1-6.
196. Meitner, L. Disintegration of Uranium by Neutrons: a New Type of Nuclear Reaction / Meitner, L. and Frisch, O. R. // *Nature*, -1939. 143, - p. 239-240.

197. Michael, T. Spontaneous Fission in The Discovery of Isotopes. A Complete Compilation. – Switzerland: Springer, - 2016. - 413 p.
198. Möller, P. Calculation of fission barriers / P. Möller, J. R. Nix // Proceedings of the Third IAEA Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, - 1974. I (103), - p. 103-143.
199. Moore, M.S. Spin determination of resonance structure in ($^{235}\text{U} + n$) below 25 keV / Moore M.S., Moses J.D., Keyworth G.A [et al.] // Physical Review C., - 1978. 18 (3), - p. 1328-1348.
200. Mueller, A.C. Nuclei at the Limits of Particle Stability / Mueller A.C. and Sherrill B.M. //Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., -1993, vol. 43, -p. 529-583.
201. Mutterer, M. Gonnenwein, F. Particular aspects of particle-accompanied fission // Roman. Rep. Phys., -2007, vol. 59 , -p. 533–544.
202. Mutterer, M. Recent Experimental Studies on ^{252}Cf Ternary Fission / M. Mutterer and Yu.N. Kopatch / Proceedings of the Symposium on Nuclear Clusters, - 2002. - p. 000-000-1-6.
203. Oberstedt A. New prompt fission γ -ray spectral data and its implication on present evaluated nuclear data files / A. Oberstedt, T. Belgya, R. Billnert [et al.] // Physics Procedia, -2013, vol. 47, -p. 156 – 165.
204. Oberstedt, A. Improved values for the characteristics of prompt-fission γ -ray spectra from the reaction $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ / A. Oberstedt, T. Belgya, R. Billnert [et al.] // Phys. Rev. C, - 2013. 87, - p. 051602(R)-1-5.
205. Oberstedt, A. Prompt fission gamma rays and their angular distributions / Andreas Oberstedt, Robert Billnert, Angélique Gatera [et al.] // EPJ Web of Conferences, - 2018. 193, - p. 03005-1-6.
206. Oberstedt, S., Carjan, N. Information on nuclear shapes near the scission point from internal trajectory calculations // Z. Phys. A, -1992. 344, - p. 59–66.
207. Obertelli, A., Sagawa, H. Modern Nuclear Physics: From Fundamentals to Frontiers, Berlin: - Springer, 2021, - 739 p.
208. Oertzen, W. A new radioactive decay mode, true ternary fission, the decay of heavy nuclei into three comparable fragments / W. von Oertzen, A. K. Nasirov

- // Eur. Phys. J. A, - 2020. 56(299), - p. 1-24.
209. Oertzen, W. True ternary fission of $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$, The collinear decay into fragments of similar size / Oertzen von W. and Nasirov A.K. // J. Phys.: Conference Series, - 2014. 569, - p. 012040-1-6.
 210. Okumuraa, S. $^{235}\text{U}(\text{n}, \text{f})$ Independent fission product yield and isomeric ratio calculated with the statistical Hauser–Feshbach theory / Shin Okumuraa, Toshihiko Kawanob, Patrick Jaffkeb [et al.] // Journal of Nuclear Science And Technology, - 2018. 55 (9), - p. 1009–1023.
 211. Pankaj Tandon, Dibya Prakash, Subhash Chand Kheruka, Nagesh N Bhat, Radiation Safety Guide for Nuclear Medicine Professionals, - Singapore: Springer, - 2022, - p. 371.
 212. Peelle, P. Spectrum of photons emitted in coincidence with fission of U^{235} by thermal neutrons / R. Peelle and F. Maienschein // Physical Review C, - 1971. 3(1), - p. 373-390.
 213. Petrov, G. A. Angular distribution of gamma rays produced in the fission of U^{235} , U^{233} , and Pu^{239} by thermal neutrons // Soviet Phys. JETP, - 1965. 20, - p. 1387-1388.
 214. Petrov, G. A. Angular distribution of γ -quanta in U^{233} , U^{235} , and Pu^{239} fission on thermal neutrons / G. A. Petrov, D. M. Kaminker, G. V. Val'skii and L. A. Popeko // Sov. Atom. Energy, - 1965. 18, - p. 72-74.
 215. Petrov, G. A. Basic Results of Investigations of Scission Neutrons in Nuclear Fission at Low Excitation Energies / G. A. Petrov, A. M. Gagarski, I. S. Guseva [et al.] // Physics of Atomic Nuclei, - 2008, vol. 71(7), - p. 1137–1142.
 216. Piau, V. Neutron and gamma multiplicities calculated in the consistent framework of the Hauser-Feshbach Monte Carlo code FIFRELIN / V. Piau, O. Litaize, A. Chebboubi [et al.] // Physics Letters B, - 2023. 837, - p. 137648-1-6.
 217. Pietropaolo, A. Neutron detection techniques from μeV to GeV / A. Pietropaolo, M. Angelone, R. Bedogni [at al.] // Physics Reports 875 (2020) 1–65.

218. Pik-Pichak, G.A. On the mechanism of ternary fission with emission of light charged particles // *Phys. At. Nucl.*, - 1994, 57, - p. 906–913.
219. Platkevic M. Analogue signal from common electrode of pixelated detector for triggering and spectroscopy / M. Platkevic, J. Jakubek, Z. Vykydal, C. Granja // *JINST*, - 2011, vol. 6, - p. C11023-1-5.
220. Pleasonton F. Prompt g-rays emitted in the thermal-neutron induced fission of ^{233}U and ^{239}Pu / *Nuclear Physics A* //-1973, vol. 213(2), -p. 413 – 425.
221. Pleasonton, F. Prompt gamma rays emitted in the thermal-neutron-induced fission of ^{235}U / Pleasonton, Frances, Ferguson, Robert L., Schmitt, H. W. // *Phys. Rev. C*, -1972, vol. 6, -p. 1023–1039.
222. Poenaru, D. N. Nuclear Decay Modes (Series in Fundamental and Applied Nuclear Physics), - 1st edition, CRC Press, - 1996. - 520 p.
223. Pollitt, A. J. Gamma-ray multiplicity measurements using STEFF / A.J. Pollitt, A.G. Smith, I. Tsekhanovich and J.A. Dare // *Journal of Physics: Conference Series*, - 2012. 381, - p. 012122-1-7.
224. Pollitt, A.J. Measurements of the total gamma-ray energy and multiplicity from the Fission of ^{252}Cf using STEFF / PhD thesis/ -Manchester, 2013. - 173 p.
225. Pomorski, K. Nuclear liquid-drop model and surface-curvature effects / K. Pomorski and J. Dudek // *PHYSICAL REVIEW C*, - 2003, 67, - p. 044316-1-13.
226. Popescu, V. A. Review of mass and charge distributions in low energy fission for $^{235,238}\text{U}$ and ^{239}Pu / MSc Nuclear Physics / - Manchester: University of Manchester, - 2021. - p. 23.
227. Prelas, M. A. A review of nuclear batteries / Mark A. Prelas, Charles L. Weaver, Matthew L. Watermann [et al.] // *Progress in Nuclear Energy*, - 2014, vol. 75, - p. 117-148.
228. Prussin, Stanley G. Nuclear Physics for Applications: A Model Approach, - John Wiley & Sons, - 2007. - 650 p.
229. Pyatkov, Yu. V. Observation of a New Effect in the Ternary Fission of ^{252}Cf (sf) with the Emission of an Alpha Particle / Yu. V. Pyatkov, D. V. Kamanin, A. O.

- Strekalovsky [et al.] // *Physics of Atomic Nuclei*, - 2023, 86(4), - p. 450–453.
230. Qiang, Yu. Fission dynamics of compound nuclei: Pairing versus fluctuations / Yu Qiang, J. C. Pei, and P. D. Stevenson // *Physical Review C*, - 2021. 103, - p. L031304-1-6.
231. Rakopoulos, V. Isomeric yield ratio measurements with JYFLTRAP: In quest of the angular momentum of the primary fragments / PhD thesis / - Upsala: Acta Universitatis Upsaliensi, 2018, 120 p.
232. Ray, A. Development of surface barrier detectors of low leakage current employing argon cold plasma assisted silicon surface cleaning prior to detector fabrication / A. Ray, Tomi Nath Das, C.A. Betty and T.V. Chandrasekhar Rao // *JINST*, -2018, vol. 13, P09019-1-9.
233. Regnier, D., Litaize, O., Serot, O. Monte Carlo simulation of prompt fission gamma emission // *Physics Procedia*, - 2012, vol. 31, - p. 59 – 65.
234. Rekveld M.Th. Larmor precession applications: magnetised foils as spin flippers in spin-echo SANS with varying wavelength / M.Th. Rekveldt, W.G. Bouwman, W.H. Kraan [et al.] // *Physica B*, -2003, vol. 335, - p. 164–168.
235. Rihua, Mao, Liyuan, Zhang, Ren-Yuan, Zhu. Fast Neutron Induced Nuclear Counter Effect in Hamamatsu Silicon PIN Diodes and APDs // *Journal of Physics: Conference Series*, - 2012, vol. 293, - p. 012012-1-12.
236. Royer, G. On nuclear ternary fission / Royer, G., Haddad, F., Mignen, J. // *J. Phys. G*, - 1992. 18, - p. 2015–2026.
237. Rubchenya, V.A. Dynamic treatment of ternary fission / Rubchenya, V.A., Yavshits // *Z. Phys. A.*, -1988. 329, - p. 217–228.
238. Ryan, A. J. Measuring the energies and multiplicities of prompt gamma-ray emissions from neutron-induced fission of ^{235}U using the STEFF spectrometer / PhD thesis / -Manchester, 2017. - 177 p.
239. Ryzhov, I.V. Influence of multichance fission on fragment angular anisotropy in the $^{232}\text{Th}(n, f)$ and $^{238}\text{U}(n, f)$ reactions at intermediate energies / I.V. Ryzhov, M.S. Onegin, G.A. Tutin [et al.] // *Nuclear Physics A*, - 2005. 760, - p. 19–39.
240. Salhi, Z. ^3He Neutron Spin Filter cell development program at JCNS / Z. Salhi,

- E. Babcock, P. Pistel and A. Ioffe // *Journal of Physics: Conference Series*, - 2014, vol. 528, - p. 012015-1-11.
241. Sandulescu, A. Cold (neutronless) alpha ternary fission of ^{252}Cf : theory and comparison with experiment / A. Sandulescu, A. Florescu, F. Carstoiu [et al.] // *Int. J. Mod. Phys. E.*, - 1988. 7, - p. 625–638.
242. Santhosh K. P. α -decay half-lives of lead isotopes within a modified generalized liquid drop model / K. P. Santhosh, Dashty T. Akrawy, H. Hassanabadi [et al.] // *Physical Review C*, - 2020. 101, - p. 064610-1-7.
243. San-Tsiang, T. On the New Fission Processes of Uranium Nuclei / Tsien San-Tsiang, Ho Zah-Wei, R. Chastel, and L. Vignerou // *Phys. Rev.*, - 1947. 71, - p. 382-383.
244. Schädel, M. *The Chemistry of Superheavy Elements* / Schädel, M., Shaughnessy D. - Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, - Second Edition, - 2014. - 521 p.
245. Schafer, R. Quantum mechanical treatment of alpha-particle emission during fission / Schafer, R., Fliessbach, T. // *J. Phys. G*, -1995. 21, - p. 861–878.
246. Schermer, R.I. Spin dependence of the ^{235}U Low–Energy Neutron Cross Section / Schermer R.I., Passell L., Brunhart G. [et al.] // *Physical Review*. – 1968. 167(4), - p. 1121-1130.
247. Schmidt, K.-H. General Description of Fission Observables: GEF Model Code / K.-H. Schmidt, B. Jurado, C. Amouroux [et al.] // *Nuclear Data Sheets*, - 2016. 131, - p. 107-221.
248. Schunck, N. Theory of nuclear fission / Schunck, N., Regnier, D. // *Progress in Particle and Nuclear Physics*, - 2022. 125, - p. 103963-1-56.
249. Serot, O. New Results on Helium and Tritium Gas Production From Ternary Fission / O. Serot, C. Wagemans, J. Heyse // *AIP Conf. Proc.*, - 2005. 769, - p. 857–860.
250. Shultis, J. K. *Fundamentals of nuclear science and engineering* / J. Kenneth Shultis, Richard E. Faw, - New York: Marcel Dekker Inc., - 2016. - 660 p.
251. Siegler, P. Fission modes in the compound nucleus ^{238}Np / P. Siegler, E-J . Hamsch, S. Obersted, J.P. Theobald // *Nucl. Phys. A*, - 1995. 594, - p. 45-56.

252. Skarsvag, K. Angular correlation of fission fragments and prompt γ - rays from slow neutron fission of ^{235}U // *Nucleus Physics A*, - 1967. 96, - p. 385-396.
253. Skarsvåg, K. Differential angular distribution of prompt gamma rays from spontaneous fission of ^{252}Cf , *Phys. Rev. C*, -1980, vol. 22(2), - p. 638-650.
254. Soheyli, S. Non-compound-nucleus fission events and standard saddlepoint statistical model / Soheyli S. and Khalili M. K. // *Phys. Rev. C*, - 2012. 85, - p. 034610-1-6.
255. Soheyli, S. Pre-saddle neutron multiplicity for fission reactions induced by heavy ions and light particles / Soheyli S. and Khalili M. K. // *Phys. Rev. C*, - 2013. 87, - p. 034610-1-8.
256. Sosnin, N. V. Atomic Number and Gamma-ray Measurements from Neutron-induced Fission at the ILL and n ToF / PhD thesis / - Manchester: University of Manchester, - 2020. - 186 p.
257. Stefaan, T. *Experimental Techniques In Nuclear and Particle Physics*, - Berlin: Springer, - 2010, - 306 p.
258. Stefano, M. Structure in the event-by-event energy-dependent neutron- γ multiplicity correlations in $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ / Stefano Marin, M. Stephan Okar, Eoin P. Sansevero [et al.] // *PHYSICAL REVIEW C*, - 2021, vol. 104, - p. 024602-1-8.
259. Stefano, M. The Angular Momentum of Fission Fragments and its effects on Neutron-Gamma Emission / PhD thesis / - Michigan: The University of Michigan, - 2022. - 122 p.
260. Stetcu, I. Evaluation of the prompt fission gamma properties for neutron induced fission of $^{235,238}\text{U}$ and ^{239}Pu / I. Stetcu, M. B. Chadwick, T. Kawano [et al.] // *Nuclear Data Sheets*, - 2020. 163, - p. 261–279.
261. Strutinsky, V. M. Angular anisotropy of gamma quanta that accompany fission // *JETP (Sov. Phys.)*, -1960. 10, - p. 613-615.
262. Strutinsky, V.M. Shell effects in nuclear masses and deformation energies // *Nucl. Phys. A*, -1967, vol 95 (2), -p. 420-442.
263. Stuart, George. First tests with Timepix2 and heavy ions / Stuart George, Daniel Turecek, Scott Wheeler [et al.] // *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research*

- A, -2020, vol. 958, - p. 162725-1-5.
264. Talou, P. Fission fragment decay simulations with the CGMF code / P. Talou, I. Stetcu, P. Jaffke [et al.] // Computer Physics Communications, - 2021. 269, - p. 108087-1-29.
265. Talou, P. Vogt, Ramona. Nuclear Fission: Theories, Experiments and Applications / Talou Patrick, Vogt Ramona. Springer: - Switzerland, - 2023. - 472 p.
266. Tanimura, O. Dynamic model for alpha particle emission during fission / Tanimura, O., Fliessbach, T. // Z. Phys. A, - 1987. 328, - p. 475–486.
267. Telezhnikov, S.A. Monte-Carlo calculations of opening angles between two light particles in “pseudo”-quaternary fission / S.A. Telezhnikov, G.S. Ahmadov, Yu.N. Kopatch [et al.] // ISINN-23, -Dubna: May 25 - 29, -2015, - p. 222.
268. Thoma, H. Wolfgang Luberstetter, Jurgen Peters, Vladimir Hutanu, Polarized neutron diffraction using a novel high-Tc superconducting magnet on the single-crystal diffractometer POLI at MLZ / Henrik Thoma, Wolfgang Luberstetter, Jurgen Peters, Vladimir Hutanu // J. Appl. Cryst., - 2018, vol. 51, - p. 1-10.
269. Tilley, D.R. Energy levels of light nuclei $A = 5, 6, 7$ / D.R. Tilley, C.M. Cheves, J.L. Godwin [et al.] // Nuclear Physics A, - 2002, vol. 708, - p. 3–163.
270. Tilley, D.R. Energy levels of light nuclei $A = 8, 9, 10$ / Tilley, D.R., Kelley, J.H., Godwin [et al.] // Nuclear Physics A, - 2004, vol. 745, - p. 155–362.
271. Tishchenko, V. G., Herbach, C.M., Hilscher, D., Jahnke, U. Study of ternary and quaternary spontaneous fission of ^{252}Cf with the NESSI detector / Report HMI-B 588, - 2002. - 36 p.
272. Tovesson F. Fission fragment yields and total kinetic energy release in neutron-induced fission of $^{235,238}\text{U}$, and ^{239}Pu / F. Tovesson, D. Duke, V. Geppert-Kleinrath [et al.] / EPJ Web of Conferences, -2018, vol. 169, - p. 1-6.
273. Turecek, D. Pixelman: a multi-platform data acquisition and processing software package for Medipix2, Timepix and Medipix3 detectors / D Turecek, T Holy, J Jakubek [et al.] // JINST, - 2011, vol. 6, - p. C01046-1-6.

274. Urban M. Detection of X-ray spectra and images by Timepix / M. Urban, O. Nentvich, V. Stehlikova, L. Sieger // *Contrib. Astron. Obs. Skalnat' e Pleso*, - 2017, vol. 47, - p. 151 – 156.
275. Urban, M. Timepix3: Compensation of Thermal Distortion of Energy Measurement / Martin Urban, Ondrej Nentvich, Lukas Marek [et al.] // *Sensors*, - 2023, vol. 23(6), p. 3362-1-17.
276. Urban, O., Garibli, A., Sadigov, A., Ahmadov, F., Ahmadov, G., Berikov, D., Zich, J., Ajdarli, K., Holik, M., Abbaszada, N., Akbarov, R., Nuruyev, S., A dE/dx-E position sensitive charged particle spectrometers // *IWORID-23*, - Riva del Garda, Italy: 26 – 30 June, - 2022, - p. 66.
277. Vahid, M. M. A. Estimation of Semi-Empirical Mass Formula Coefficients / Mirzaei Mahmoud Abadi Vahid, Mirhabibi Mohsen, Askari Mohammad Bagher // *Nuclear Science*, - 2017. 2(1), - p. 11-15.
278. Valsky, G. V. Shift in the angular distributions of γ quanta accompanying ^{235}U fission by polarized thermal neutrons / G. V. Valsky, A. M. Gagarski, I. S. Guseva [et al.] // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, -2010, vol. 74 (6), - p. 767–771.
279. Verbeke, J.M. Fission Reaction Event Yield Algorithm FREYA 2.0.2 / J.M. Verbeke, J. Randrup, R. Vogt // *Computer Physics Communications*, - 2018. 222, - p. 263–266.
280. Verbinski, V.V. Prompt Gamma Rays from $^{235}\text{U}(n,f)$, $^{239}\text{Pu}(n,f)$, and Spontaneous Fission of ^{252}Cf / Verbinski, V.V., Weber, H., Sund, R.E. // *Phys. Rev. C*, -1973. 7, - p. 1173-1185.
281. Vermote, S. Ternary particle emission in spontaneous fission of ^{250}Cf and ^{252}Cf and in neutron induced fission of ^{249}Cf and ^{251}Cf / Vermote S., Wagemans C., Serot O. [et al.] // *Nuclear Physics A.*, - 2010. 837, - p. 176-194.
282. Vermote, S. Ternary α and triton emission in the spontaneous fission of ^{244}Cm , ^{246}Cm and ^{248}Cm and in the neutron induced fission of ^{243}Cm , ^{245}Cm and ^{247}Cm / S. Vermote, C. Wagemans, O. Serot [et al.] // *Nuclear Physics A*, - 2008. 806 (1–4), - p. 1-14.

283. Vertes, A. Handbook of Nuclear Chemistry / Attila Vertes, Sandor Nagy, Zoltan Klencsar [et al.] / Springer, - 2011, - 3085 p.
284. Vives, F. Investigation of the fission fragment properties of the reaction ^{238}U (n,f) at incident neutron energies up to 5.8 MeV / F. Vives, F.-J. Hamsch, H. Bax, S. Oberstedt // Nuclear Physics A, - 2000. 662, - p. 63–92.
285. Vogt, R. Angular momentum effects in fission / R. Vogt and J. Randrup // Phys. Rev. C, - 2021. 103, - p. 014610-1-11.
286. Vorobyev, A. S. Angular and Energy Distributions of Prompt Fission Neutrons from the Thermal-Neutron Induced Fission of ^{233}U , ^{235}U , and ^{239}Pu and the Spontaneous Fission of ^{252}Cf / A. S. Vorobyev, O. A. Shcherbakov, A. M. Gagarski [et al.] // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, - 2018. 82(10), - p. 1245–1252.
287. Vorobyev, A. S. Search for Instantaneous Radiation near the Instant of Break Momentum of Various Fissioning Nuclear Systems at Low Excitation Energies / A. S. Vorobyev, G. V. Val'skii, A. M. Gagarskii [et al.] // Crystallography Reports, 2011. 56(7), - p. 1253–1257.
288. Vorobyev, A.S. Anisotropy of the Fission Fragments from Neutron-Induced Fission in the Intermediate Energy Range of 1–200 MeV / A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov [et al.] // JETP Letters, - 2015, vol. 102 (4), - p. 203–206.
289. Vorobyev, A.S. Measurements of angular and energy distributions of prompt neutrons from thermal neutron-induced fission / Vorobyev A.S., Shcherbakov O.A., Pleva Yu.S. [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A., - 2009, vol. 598 (3), -p. 795-801.
290. Vorobyev, A.S., Experimental determination of the yield of “scission” neutrons from the spontaneous fission of ^{252}Cf / A. S. Vorobyev, O. A. Shcherbakov, A. M. Gagarski [et al.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics, - 2017. 125, - p. 619-637.
291. Wagemans, C. Energy distribution of the ternary alpha's emitted in ^{235}U (nth, f) and ^{252}Cf (SF) / C. Wagemans, J. Heyse, P. Janssens [et al.] // Nuclear Physics

- A, - 2004, vol. 742(3–4), - p. 291-302.
292. Wahl, A. C. Nuclear-charge distribution and delayed-neutron yields for thermal-neutron-induced fission of ^{235}U , ^{233}U and ^{239}Pu and for spontaneous fission of ^{252}Cf // Atomic Data and Nuclear Data Tables, -1988, vol. 39 (1), -p. 1-156.
293. Whetstone, S. L. Light Charged Particles from Spontaneous Fission of Cf-252 / Whetstone, S. L. and Thomas, T. // Phys. Rev., -1967. 154, - p. 1174-1981.
294. Wild, J.F. Light-charged-particle emission in the spontaneous fission of Cf^{250} , Fm^{256} , and Fm^{257} / Wild J.F., Baisden P.A., Dougan R.J. [et al.] // Phys. Rev. C., - 1985. 32, - p. 488-498.
295. Wolf, A. and Cheifetz E. Angular distributions of specific gamma rays emitted in the deexcitation of prompt fission products of ^{252}Cf , Phys. Rev. C, - 1976. vol. 13, - p. 1952-1960.
296. www.us.lambda.tdk.com/products
297. Zhiyuan, Zhu, Min, Yu, Yufeng, Jin, Fabrication of integrated silicon PIN detector based on Al-Sn-Al bonding for ΔE -E telescope application //Microelectronic Engineering, -2021. vol. 247, 111599-1-5.
298. Zhu, Sh. Nuclear Data Sheets for A=236 // Nuclear Data Sheets, - 2022. 182, - p. 2-129.
299. Zimmer O. Spin filters and supermirrors: a comparison study of two methods of high-precision neutron polarisation analysis / O. Zimmer, P. Hautle, W. Heil [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, - 2000. vol. 440(3), - p. 764 -771.

İXTİSARLARIN VƏ ŞƏRTİ İŞARƏLƏRİN SİYAHISI

MDM- Nüvənin maye damcı modeli

YEKD- Yarım empirik kütlə düsturu

YK- Yarımkeçirici

NİM- Nüvə cihaz modulu (İngliscə: Nuclear Instrumentation module)

YHATMS- yerə həssas çoxsimli aşağı təzyiqli mütənasib sayğaclar

SF- spin filtr

J- spin və ya fırlanma momenti

M- fırlanma momentinin neytron seli istiqamətində proyeksiyası

K- fırlanma momentinin bölünmənin simmetriya oxuna proyeksiyası

Π- cütlük

θ - nüvənin simmetriya oxu ilə selin oxu (neytron selinin istiqaməti ilə üst-üstə düşən ox) arasındakı bucaq

φ - fəzada sabit ox ətrafında azimutal bucaq

χ - nüvənin simmetriya oxu ətrafındakı bucaq

$J_{||}$ və J_{\perp} - simmetriya oxuna nəzərən ətalət momenti.

σ - Kənərə çıxma

FEG- Foto-elektron gücləndiricilər

YKD- Yarımkeçirici detektorlar

YHTE- Pikin yarım hündürlüyünün tam eni

TPX- Timepix

TOT- Time-over-threshold

ToA- Time of arrival

λ - yarımparçalanma sabiti

Φ - neytron selinin sıxlığı

TOF- time of flight (uçuş vaxtı)
MITS- məlumat işlənməsi və toplanması sistemi
PAM- ilkin gücləndirici
TFA- zamana görə cəld gücləndirici
CFD- dəqiq zaman qeydləri yaratmaq üçün sabit hissə diskriminatoru
TDC- zaman rəqəmsal çevirici
FIFO- məntiqi fan-in/fan-out
ADC- analoq rəqəmsal çevirici
QDC- yük rəqəmsal çevirici
DAC- rəqəmsal analoq çevirici
 $W(\vartheta)$ - bucağa görə paylanma və ya bucaq paylanması
TRI- Time reversal invariance
ROT- rotation
 $N^+(\theta)$ və $N^-(\theta)$ - polyarlaşmanın iki əks istiqaməti üçün detektorların qeyd etdiyi γ -kvantların sayıdır
 $R(\theta)$ - asimmetriya əmsalı
THL- astana səviyyəsi
SF- spontan bölünmə
FF- bölünmə fraqmentləri
FF detektor- bölünmə fraqment detektoru
YF- yüngül fraqment
AF- ağır fraqment
YHG- yükə həssas gücləndirici

Təşəkkür

Bütün həyatım boyunca hər zaman olduğu kimi bu istiqaməti seçməyimdə, dissertasiya işini tamamlamağında mənə dəstək verən, hər zaman və hər vəziyyətdə yanımda olan və dəstəyini əsirgəməyən çox sevdiyim ailəmə sonsuz təşəkkürümü bildirirəm və dissertasiya işimi valideynlərimə həsr edirəm.

Birləşmiş Nüvə Tədqiqatları İnstitutunda apardığım tədqiqat işlərini istiqamətləndirən, qarşıya çıxan problemlərin tez həllində mənə kömək olan, eksperimental təcrübələrin yerinə yetirilməsində praktiki köməkliliyini və nəticələrin araşdırılmasında bilik və təcrübəsini məndən əsirgəməyən elmi rəhbərim f-r.e.d. Zirəddin Sadıqova və İ.M. Frank adına Neytron Fizikası laboratoriyasında mənə rəhbərlik edən f-r.e.n. Yuri Kopaça minnətdarlığımı bildirirəm.

Dissertasiya işimin yeninə yetirmək üçün Birləşmiş Nüvə Tədqiqatları İnstitutuna uzun müddətli ezamiyyətimi təşkil edən, məni cəsarətləndirən və məndən hər cür köməyini, dəstəyini əsirgəməyərək sərbəst və işgüzar iş şəraiti yaradan çox hörmətli elmi rəhbərim əməkdar elm xadimi Akademik Adil Qəribova dərin təşəkkürümü bildirirəm.

Radiasiya Problemləri İnstitutuna işə qəbul olmağımın səbəbkarı, daim öz dəstəyini və ana şövqətini əsirgəməyən f-r.e.n. Rəvan Mediyevaya dərin təşəkkürümü bildirirəm.

Daim yanımda olan, mənimlə birlikdə addımlayan və aparılan eksperimentlərdə, nəticələrin müzakirəsində böyük köməklik göstərən dostlarım Afaq Mədədzadəyə, Əhmədov Fəridə, Cəlal Nağıyevə, Azər Sadıqova, Daniyar Berikova, Mirzəyev Mətləbə, Nuruyev Səbuhiyə, Əkbərov Ramilə, Mixael Holikə və Karlos Qranjaya dərin təşəkkürümü bildirirəm.

Dissertasiya işimi yazmağa məni həvəsləndirən və sövq edən İlahə xanım

Rzayevaya təşəkkür edir və dərin minnətdarlıq bildirirəm.

Təcrübə apardığım bütün institutlarda dissertasiya işinin yazılmasında və yerinə yetirilməsində ən kiçin dəstəyi olmuş, köməklik göstərmiş və göstərəcək bütün insanlara, yoldaşlara, dostlara, dissertasiya işinə rəy vermiş və verəcək dəyərli alimlərimizə dərin minnətdarlığımı bildirirəm.