



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**EGZOTİK PF- KABUK ÇEKİRDEKLERİNE AİT BETA
BOZUNUMLARININ GANIL VERİSİYLE İNCELENMESİ**

Levent KÜÇÜK

Fizik Anabilim Dalı

Nükleer Fizik Programı

Danışman

Doç. Dr. Yeşim ÖKTEM

İkinci Danışman

Prof. Dr. Berta RUBIO

Haziran, 2011

İSTANBUL



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**EGZOTİK PF- KABUK ÇEKİRDEKLERİNE AİT BETA
BOZUNUMLARININ GANIL VERİSİYLE İNCELENMESİ**

Levent KÜÇÜK

Fizik Anabilim Dalı

Nükleer Fizik Programı

Danışman

Doç. Dr. Yeşim ÖKTEM

İkinci Danışman

Prof. Dr. Berta RUBIO

Haziran, 2011

İSTANBUL

Bu çalışma 22.06.2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi



Doç. Dr. Yeşim ÖKTEM
Danışman



Prof. Dr. Baki AKKUŞ



Prof. Dr. Metin ARIK



Yard. Doç. Dr. Lidya SUSAM



Yard. Doç. Dr. Ela GANİOĞLU

ÖNSÖZ

Lisans öğrenimimin ilk günlerinden bu günlere kadar her zaman yanımda olan, beni her konuda destekleyen ve ne zaman ihtiyacım olsa bana gereken motivasyonu sağlayan, adeta yanlarında büyüdüğüm, öğrencisi olduğumu her zaman gururla hatırladığım çok değerli hocam Prof. Dr. Baki AKKUŞ' a ne kadar minnettar ve müteşekkire olduğumu belirtsem azdır.

Üniversite hayatımın ilk günlerinden bu yana güler yüzüyle bana her zaman samimi davranan, kararlılığıyla güven veren, yaşadığım tüm akademik tecrübelerim için beni her zaman destekleyen, ayrıntıları göz ardı ettiğim her aşamada gerekli katkıları yapan, yapmış olduğum çalışmalar süresince bana her zaman güvenen ve yüksek lisans tez danışmanlığımı yürüten sevgili hocam Doç. Dr. Yeşim ÖKTEM' e sonsuz teşekkür ederim.

Bu tez çalışmasının konu edindiği deneysel çalışmalara katılabilmemi sağlayan, akademik bilgilerime büyük katkıda bulunan, farklı araştırma merkezlerinde bulunma fırsatlarımı yaratan; Valencia' da bulunan IFIC isimli araştırma merkezinde deneysel nükleer fizik grubu üyesi olarak görev yapan ve aynı zamanda ikinci tez danışmanım olan Prof. Dr. Berta RUBIO' ya çok teşekkür ederim.

Kendisini tanıdığım ilk günlerden bu zamana kadar bana her türlü desteği veren, açık sözlülüğü ile neyi ne zaman yapmam gerektiği konusunda beni her zaman yönlendiren, akademik tecrübelerini bana en iyi şekilde aktarmaya çalışarak şeffaf bir bakış açısına sahip olmam için elinden geleni yapan, bugün bu noktada olmamda büyük emeği geçen çok sevdiğim hocam Yard. Doç. Dr. R. Burcu ÇAKIRLI' ya olan minnettarlığımı kelimelerle belirtemem.

Sakinliği, güler yüzü ve desteğiyle bana her zaman varlığını hissettiren, yardımına ihtiyaç duyduğumda asla geri çevirmeyen, çalışmalarım süresince verdiği destek ile moralimin yüksek olmasını sağlayan çok değerli hocam Yard. Doç. Dr. Lidya SUSAM'a teşekkürü bir borç bilirim.

Lisans öğrenimimin ilk zamanlarından bu yana tanıdığım, verdiği destekle yanımda olduğunu gösteren, akademik çalışmalarım süresince gerekli motivasyona sahip olmamda büyük payı olan sevgili hocam Yard. Doç. Dr. Ela GANİOĞLU'na çok teşekkür ederim.

Kendisiyle lisans yıllarında tanıştığım, tez çalışmalarım süresince verdiği özverili ve samimi desteğiyle yüksek lisans tezimin oluşmasında büyük katkıda bulunan, güzel sohbetleriyle bana her zaman samimi olan oda arkadaşım çok değerli hocam Yard. Doç. Dr. Bayram DEMİR'e ne kadar teşekkür etsem azdır.

Yüksek lisans tez çalışmalarım için gerçekleştirmiş olduğum veri analizi süresince, göstermiş olduğu sabır ve paylaştığı tecrübelerinden dolayı Valencia’ da bulunan IFIC isimli araştırma merkezinde deneysel nükleer fizik grubu üyesi olarak çalışan Dr. Francisco MOLINA’ ya çok teşekkür ederim.

Tez çalışmalarımın konu edindiği deneysel çalışmalara katılabilmem için kendisinin büyük desteği olan, Osaka Üniversitesi RCNP araştırma merkezi deneysel nükleer fizik grubu üyelerinden Prof. Dr. Yoshitaka FUJITA’ ya teşekkür ederim.

Çalışmalarım süresince gerçekleştirdiğim veri analizi aşamasında göstermiş olduğu büyük özen ve yardımlarından dolayı Bordeaux’ da bulunan CEN araştırma merkezinde aktif olarak çalışmakta olan Dr. Jérôme GIOVINAZZO’ ya çok teşekkür ederim.

Birlikte çalışmaktan büyük mutluluk duyduğum değerli hocalarım Prof. Dr. Ergun GÜLTEKİN’e ve Osman Azmi BARUT’a teşekkür ederim.

Birlikte çalışma fırsatı bulduğum ve bundan mutluluk duyduğum çalışma arkadaşlarım Araş. Gör. Gülfem SÜSOY’a, Araş.Gör. Ayşegül ERTOPRAK’a, Araş.Gör. Fatma ÇAĞLA ÖZTÜRK’e, Araş. Gör. İffet ÇAVDAR’a, Duygu TARHAN’a, Çağıl ÇINAR’a, H. Candan KÖZER’e ve Bengü BİLGİER’ e çok teşekkür ederim.

Yüksek lisans tez için yapmış olduğum çalışmalar boyunca vermiş olduğu destekten dolayı Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK)’ na çok teşekkür ederim.

Akademik çalışmalarımın yanında dostluklarıyla da her zaman yanımda olan, hayatımın her aşamasında bana her zaman güven veren, birlikte çok güzel zamanlar paylaştığım çok sevgili arkadaşlarım Coşkun FIRAT’a, Sercan ÇAYIRALTI’na ve Korhan MÜDERRİSOĞLU’na varlıklarından dolayı sonsuz teşekkür ederim.

Son olarak, hayatımın ilk gününden itibaren bana her zaman yanımda olduklarını hissettiren, maddi manevi benden hiç bir desteği esirgemeyen, kendilerinin varlığı olmadan hiçbir şeyi gerçekleştiremeyeceğim, hayatımın bütün güzel anlarında sonsuz payı olan annem Aynur KÜÇÜK’e, babam Tahir KÜÇÜK’ e ve ağabeyim Bülent KÜÇÜK’ e çok teşekkür ederim.

Haziran, 2011

Levent KÜÇÜK

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ.....	i
İÇİNDEKİLER	iii
ŞEKİL LİSTESİ.....	vi
TABLO LİSTESİ	ix
KISALTMALAR	x
ÖZET.....	xi
SUMMARY	xii
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR	4
2.1. NÜKLEER ÇEKİRDEKLERİN TEMEL ÖZELLİKLERİ.....	4
2.1.1. Çekirdeğin Kütlesi ve Büyüklüğü.....	4
2.1.2. Çekirdekte Bulunan Nükleonların Enerjileri.....	5
2.1.3. Çekirdeğin Bağlanma Enerjisi.....	5
2.1.4. Çekirdeğin Spini ve Açısal Momentumu.....	7
2.1.5. Çekirdek için Uyarılmış Durum Enerjileri.....	8
2.2. BETA BOZUNUMU.....	9
2.2.1. Beta Bozunumu Tipleri.....	10
2.2.2. Beta Bozunumu ve Nükleer Yapı Arasındaki İlişki.....	13
2.2.3. Beta Bozunumunun Fermi Teorisi	15
2.2.4. Fermi ve Gamow-Teller Geçişleri.....	18
2.3. İZOSPİN SİMETRİSİ.....	20
2.3.1. Bir Çekirdeğin İzospini.....	21
2.3.2. Ayna Çekirdekler ve İzospin İlişkisi.....	21
2.4. T = 1 İZOSPİN SİMETRİSİ ÜZERİNE DENEYSEL ÇALIŞMALAR.....	22

2.4.1. Yük Değişim (CE) Reaksiyonları ($T_z = +1 \rightarrow T_z = 0$)	24
2.4.2. Beta (β) Bozunumu ($T_z = -1 \rightarrow T_z = 0$).....	25
2.5. İZOMER SEVİYELER.....	27
2.6. DALLANMA ORANLARI.....	27
3. MALZEME VE YÖNTEM	28
3.1. GANIL VE LİSE SPEKTROMETRESİ.....	28
3.1.1. GANIL Hakkında Genel Bilgi	28
3.1.2. LİSE Spektrometresinin Genel Yapısı.....	30
3.2. LİSE++ SİMÜLASYON PROGRAMI.....	33
3.2.1. LİSE++ Simülasyon Programı Hakkında Genel Bilgi	33
3.2.2. LİSE++ Programı ile Deneysel Düzenek Tasarımı	34
3.2.3. LİSE++ Simülasyon Programının Çalıştırılması ve Elde Edilen Sonuçlar.....	35
3.3. DENEY DÜZENEGİ	39
3.3.1. Deney Düzenegine Genel Bakış	39
3.3.2. Hüzme	40
3.3.3. Hedef.....	41
3.3.4. Deneyde Kullanılan Hızlandırıcılar	42
3.3.5. Dipol Magnetler	43
3.3.6. Be Wedge (Degrader).....	47
3.3.7. Wien Filtresi	48
3.3.8. Deney Düzeneginde Bulunan Detektörler	51
3.3.8.1. <i>E1D4 Silisyum Detektör</i>	51
3.3.8.2. <i>XYD4 Silisyum Detektör</i>	51
3.3.8.3. <i>Gallotte Detektörleri</i>	52
3.3.9. D6 Odasında Bulunan Detektörler	52
3.3.9.1. <i>E1D6 (AE1) Silisyum Detektörü</i>	54
3.3.9.2. <i>E3D6 (AE3) Silisyum Detektörü</i>	55
3.3.9.3. <i>DSSSD (Double Sided Silicon Strip Detector)</i>	55
3.3.9.4. <i>SiLi (E5D6) Detektörü</i>	57
3.3.9.5. <i>HpGe Detektörleri</i>	58
3.4. TRIGGER YAPISI.....	59
3.5. VERİ ANALİZİ	60
4. BULGULAR	63
4.1. HpGe DETEKTÖRLERİ İÇİN ENERJİ KALİBRASYONU.....	63
4.1.1. ¹⁵² Eu Kaynağı İçin Elde Edilen Enerji Spektrumu	64

4.1.2. ^{133}Ba Kaynağı İçin Elde Edilen Enerji Spektrumu	66
4.2. HpGe DETEKTÖRLERİ İÇİN VERİM KALİBRASYONU.....	68
4.3. DSSSD DETEKTÖRÜ İÇİN ENERJİ KALİBRASYONU	70
4.4. İYON TİPLERİNİN BELİRLENMESİ	75
4.4.1. ^{58}Zn Çekirdeğinin Belirlenmesi.....	76
4.5. GÖRÜLEN GAMA SPEKTRUMU SONUÇLARI.....	79
4.5.1. ^{54}Fe İzomerine Ait Gözlenen Gama Işınları.....	79
4.5.2. ^{58}Zn Çekirdeğine Ait Beta Bozunumu Sonucu Elde Edilen Gamalar	84
4.6. BETA BOZUNUMU SONUCU YARI ÖMÜR ÖLÇÜMÜ.....	86
4.6.1. İmplantasyon – Bozunum İlişkileri	86
4.6.2. ^{58}Zn Çekirdeğinin Yarı Ömrü.....	88
5. TARTIŞMA VE SONUÇ.....	91
KAYNAKLAR	97
ÖZGEÇMİŞ.....	102

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	: Atom çekirdeğin şematik gösterimi.	4
Şekil 2.2	: Nükleer tablodaki çekirdekler için nükleon başına ortalama bağlanma enerjisi.	6
Şekil 2.3	: Toplam açısal momentumun vektörel gösterimi.....	7
Şekil 2.4	: ⁶⁰ Co çekirdeğine ait beta bozunumu.	9
Şekil 2.5	: Nükleer çekirdek tablosu.....	11
Şekil 2.6	: İzinli geçişler.....	19
Şekil 2.7	: İzinsiz geçişler.....	19
Şekil 2.8	: $T_z = 0$, $T_z = \pm 1$ ve $T_z = \pm 2$ ayna çekirdekleri için izospin simetri geçişlerinin şematik gösterimi.....	23
Şekil 3.1	: GANIL' e genel bakış.	28
Şekil 3.2	: GANIL' de bulunan LISE Spektrometresine genel bakış.....	30
Şekil 3.3	: GANIL' de bulunan LISE Spektrometresinin bölümleri.	32
Şekil 3.4	: LISE++ programına ait ana menünün genel görüntüsü.	35
Şekil 3.5	: Fragmentasyon sonucu üretilen çekirdeklerin Si detektör üzerindeki enerji kayıpları.....	36
Şekil 3.6	: Fragmentasyon sonucu üretilen çekirdeklerin Si detektör üzerinde tanımlanması.....	37
Şekil 3.7	: Fragmentasyon sonucu üretilen çekirdeklerin DSSSD (Double Sided Silicon Strip Detector) üzerinde implantasyona uğramaları.	38
Şekil 3.8	: Deney düzeneğinin genel görüntüsü.	39
Şekil 3.9	: Nükleer tabloda bulunan çekirdeklerin bir bölümü.	41
Şekil 3.10	: CSS1 ve CSS2 siklotron hızlandırıcılarının genel yapısı.....	43
Şekil 3.11	: $B\rho_1$ ve $B\rho_2$ için seçim şartları.....	46
Şekil 3.12	: Wedge materyaline gelen iyonların gösterimi.	47
Şekil 3.13	: Wien Filtresinin genel görünümü.....	49
Şekil 3.14	: LISE Spektrometresinde bulunan Wien Filtresi.	50
Şekil 3.15	: XYD4 detektörünün görünümü.....	51

Şekil 3.16	: LISE Spektrometresinin genel görünümü.....	53
Şekil 3.17	: D6 Odasında bulunan detektörler.....	54
Şekil 3.18	: E1D6 Detektörü ile uçuş zamanının (TOF) belirlenmesi	54
Şekil 3.19	: DSSSD detektörünün X ve Y yüzleri.....	56
Şekil 3.20	: DSSSD detektöründe gerçekleşen proton bozunumu	57
Şekil 3.21	: Deneyde kullanılan 4 adet HpGe detektörlerinin diğer detektörlere göre konumları.....	58
Şekil 3.22	:Deney süresince kullanılan HpGe detektörlerinin hızının geliş yönüne göre pozisyonları	59
Şekil 4.1	: ^{152}Eu kaynağına ait enerji spektrumundaki 0-1000 keV aralığı.....	65
Şekil 4.2	: ^{152}Eu kaynağına ait enerji spektrumundaki 1000-2000 keV aralığı.....	66
Şekil 4.3	: ^{133}Ba kaynağına ait enerji spektrumundaki 0-1000 keV aralığı.....	67
Şekil 4.4	: ^{152}Eu ve ^{133}Ba kaynakları kullanılarak HpGe detektörler için elde edilen verim değerleri.....	69
Şekil 4.5	: X yüzü için ^{207}Bi kaynağına ait pik değeri.....	71
Şekil 4.6	: X yüzü için 3α kaynağına ait pik değerleri	72
Şekil 4.7	: Y yüzü için ^{207}Bi kaynağına ait pik değeri.....	72
Şekil 4.8	: Y yüzü için 3α kaynağına ait pik değerleri	73
Şekil 4.9	: DSSSD detektörünün X yüzüne ait stripler için ortak eşik değeri.....	74
Şekil 4.10	: DSSSD detektörünün Y yüzüne ait stripler için ortak eşik değeri.....	74
Şekil 4.11	: ^{40}Ca iyonunun pulser ile işaretlenmesi.....	76
Şekil 4.12	: ^{58}Zn çekirdeğinin iyon belirleme spektrumundaki yeri	77
Şekil 4.13	: İyon belirleme spektrumunda ^{58}Zn için kullanılan gate.....	78
Şekil 4.14	: ^{54}Fe çekirdeğinin ^{58}Zn çekirdeğine göre konumu	80
Şekil 4.15	: ^{54}Fe izomerinin seviye şeması	80
Şekil 4.16	: ^{54}Fe izomerinin uyarılmış seviyelerinden $6^+ \rightarrow 4^+$ geçişine ait gözlenen gama	82
Şekil 4.17	: ^{54}Fe izomerinin uyarılmış seviyelerinden $4^+ \rightarrow 2^+$ ve $2^+ \rightarrow 0^+$ geçişlerine ait gözlenen gamalar	82
Şekil 4.18	: ^{54}Fe izomerinin uyarılmış seviyelerinden $8^+ \rightarrow 6^+$ ve $10^+ \rightarrow 6^+$ geçişlerine ait gözlenen gamalar	83
Şekil 4.19	: ^{58}Cu çekirdeğinin seviye şeması	84

Şekil 4.20	: ^{58}Cu çekirdeğinin uyarılmış seviyesine ait görülen 204 keV enerjili gama geçişi	85
Şekil 4.21	: ^{58}Cu çekirdeğinin uyarılmış seviyesine ait görülen 848.1 keV enerjili gama geçişi	85
Şekil 4.22	: İmplantasyon ve bozunum olayları arasındaki doğru ve yanlış ilişkilendirmeler.....	87
Şekil 4.23	: İmplantasyon ve bozunum için piksel durumu	88
Şekil 4.24	: ^{58}Zn çekirdeğinin yarı ömür değerinin belirlenmesi	90
Şekil 5.1	: T = 1 sistemi için ayna çekirdeklerin gösterimi	91
Şekil 5.2	: ^{54}Fe izomerine ait 8^+ enerji seviyesinden 6^+ enerji seviyesine dökülen 3431.7 keV enerjili gama.	93
Şekil 5.3	: ^{54}Fe izomerine ait 10^+ enerji seviyesinden 6^+ enerji seviyesine dökülen 3577.6 keV enerjili gama.	93
Şekil 5.4	: ^{58}Cu çekirdeğinin uyarılmış seviyesine ait 203 keV enerjili gama geçişi.....	94
Şekil 5.5	: ^{58}Cu çekirdeğinin uyarılmış seviyesine ait 848 keV enerjili gama geçişi.....	95
Şekil 5.6	: $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},t)^{58}\text{Cu}$ reaksiyonu sonucunda elde edilen uyarılmış seviyeler	95

TABLO LİSTESİ

Tablo 3.1	: Genel deneysel şartlar	40
Tablo 4.1	: ¹⁵² Eu kaynağına ait bazı gama enerjileri ve bu gamalara ait şiddet değerleri	65
Tablo 4.2	: ¹³³ Ba kaynağına ait bazı gama enerjileri ve bu gamalara ait şiddet değerleri	66
Tablo 4.3	: ¹³³ Ba kaynağına (Şekil 4.4' te kırmızı renk) ait gama enerjileri ve bu enerjilere denk gelen verim değerleri.	69
Tablo 4.4	: ¹⁵² Eu kaynağına (Şekil 4.4' te yeşil renk) ait gama enerjileri ve bu enerjilere denk gelen verim değerleri.	69
Tablo 4.5	: ¹⁵² Eu kaynağına (Şekil 4.4' te mavi renk) ait gama enerjileri ve bu enerjilere denk gelen verim değerleri.	70
Tablo 4.6	: ⁵⁴ Fe çekirdeğine ait görülen gama enerjileri, FWHM değerleri ve sayımlar	83
Tablo 4.7	: ⁵⁸ Cu çekirdeği için uyarılmış seviyelere ait görülen gama enerjileri, FWHM değerleri ve sayımlar	86

KISALTMALAR

GT	: Gamow Teller
F	: Fermi
B(GT)	: Gamow – Teller Geçiş Şiddeti
B(F)	: Fermi Geçiş Şiddeti
DSSSD	: Double Sided Silicon Strip Detector
HpGe	: High Purity Germanium Detector
FWHM	: Full Width at High Maximum
TOF	: Time of Flight
EC	: Electron Capture
CE	: Charge Exchange

ÖZET

EGZOTİK PF- KABUK ÇEKİRDEKLERİNE AİT BETA BOZUNUMLARININ GANIL VERİSİYLE İNCELENMESİ

Nükleer çekirdeklerin yapısını anlayabilmek ve karakterlerini belirleyebilmek için birçok farklı yöntem kullanılmaktadır. Teknolojinin ilerlemesi ile yapılan teorik ve deneysel çalışmalar, geliştirilen modeller çekirdekler hakkındaki bilgilerin genişlemesine olanak sağlamaktadır. Çekirdeklerin kararlılık bölgesinde hareket etmek için seçtikleri beta bozunumu, iyi bilinen bir bozunum tipidir. Farklı tiplerde gerçekleşebilen beta bozunumu, söz konusu çekirdeklerin sahip oldukları proton ve nötron sayılarına bağlı olarak nükleer tabloda bulunan kararlılık bölgesine yönelmelerine dayanmaktadır. Bu tez çalışması kapsamında, nükleer tabloda bulunan pf-kabuk çekirdeklerine ait beta bozunumları esas alınmıştır. Fransa’ da bulunan GANIL(Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) Araştırma Merkezinde gerçekleştirilen deneysel çalışmada, 79 MeV / nükleon enerjisine sahip ^{64}Zn hüzmesinin 235 mg/cm^2 yoğunluktaki ^{58}Ni hedefe çarpıtılması ile elde edilen fragmantasyon tipi reaksiyonda egzotik çekirdekler üretilir. Bu egzotik çekirdeklerin yapmış olduğu beta bozunumlarını incelemek, bu deneysel tekniğin seçilme nedenlerinden biridir. Bu çalışmanın amacı, ^{58}Zn ($Z=30$) çekirdeğinden ^{58}Cu ($Z=29$) çekirdeğine olan beta bozunumunu gözlemlemektir. Yapılan veri analizi çalışmaları ile bozunum sonucu elde edilen ^{58}Cu çekirdeğine ait 1^+ seviyeleri gözlenmiştir. Diğer yandan bu bozunum sonucunda ^{58}Zn çekirdeğinin yarı ömrü ölçülebilmüş ve bu sonuçlar mevcut literatür bilgisiyle karşılaştırılmıştır. Çekirdeklerin sahip oldukları izospin (T_z) değerlerinden yararlanarak oluşturulan “ayna sistemler” kapsamında gerçekleştirilen “ayna çalışmalar”, $T_z = \pm 1$ ve $T_z = \pm 2$ sistemleri için gerçekleştirilmektedir. İzospinin iyi bir kuantum numarası olarak kabul edilmesi, ayna çekirdekler ve bu çekirdeklere ait Gamow – Teller geçişler için simetri beklentisini beraberinde getirmektedir. ^{58}Zn çekirdeğinin sahip olduğu $T_z = -1$ değeri, bu çekirdeğin ^{58}Ni ($T_z = +1$) çekirdeği ile ayna çekirdek sistemini oluşturduğunu ve bu iki çekirdek için yapılacak olan $^{58}\text{Zn} \rightarrow ^{58}\text{Cu}$ beta bozunumu ile $^{58}\text{Ni}(\text{}^3\text{He}, t)^{58}\text{Cu}$ yük değişim reaksiyonu sonucunda elde edilecek Gamow – Teller Geçişleri arasında bir ilişki kurulabileceğini göstermektedir. Bu tez çalışmasında gerçekleştirilen yarı ömür ölçümü ve yarı ömrü ölçülen bozunum sonucu görülen uyarılmış seviyelere ait gama bozunumları, söz konusu beta bozunumunun ayna çalışması olan yük değişim reaksiyonundan elde edilen Gamow – Teller Geçişlerine ait kesin Gamow – Teller Geçiş şiddet değerlerinin (B(GT)) hesaplanması için temel sağlamıştır.

SUMMARY

BETA-DECAY STUDIES OF EXOTIC PF SHELL-NUCLEI AT GANIL

Studying the structure of nuclei and understanding how they behave can be done through different techniques. The results and the models which have been extracted can be improved by the experiments and the theoretical studies to have a detailed idea on nuclei. In order to go over the stability valley, one of the well-known decay by nuclei is the beta-decay. Depending on how many protons and neutrons they have, nuclei move through the chart as the “nature” says. In this thesis, it is based on to study the beta decay of pf-shell nuclei in the nuclear chart. For this reason, an experiment based on fragmentation procedure to produce exotic nuclei was held at GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), France with a beam ^{64}Zn at an energy of 79 MeV / nucleon hitting the target ^{58}Ni with a 235 mg/cm² density. Observing beta decays of these exotic nuclei is one of the reasons to use this kind of experiment. The aim of this work was to observe the beta decay of ^{58}Zn ($Z=30$) nucleus to ^{58}Cu ($Z=29$) nucleus. Following the analysis procedure, 1^+ excited states of ^{58}Cu have been observed. Moreover, the half life of ^{58}Zn has been measured and the results were compared with the literature. Depending on the isospin number (T_z) that nuclei have, the mirror works for $T_z = \pm 1$ and $T_z = \pm 2$ can be studied within the name mirror systems. Assuming that isospin is a good quantum number, symmetry is expected for mirror nuclei and the GT transitions for these nuclei. $T_z = -1$ is the isospin value of ^{58}Zn shows that this nucleus has the mirror system with ^{58}Ni ($T_z = +1$). Therefore, it is expected to relate the Gamow – Teller Transitions for the beta decay $^{58}\text{Zn} \rightarrow ^{58}\text{Cu}$ and $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, t)^{58}\text{Cu}$ charge exchange reaction which have been done for these nuclei. The measured half life of the beta decay and the gamma decays from the observed excited states of the daughter nucleus showed in this thesis can provide the calculation of the absolute Gamow – Teller Transition Strengths ($B(\text{GT})$) for the mirror charge exchange reaction.

1. GİRİŞ

Nükleer yapıyı incelemede yapılan çalışmalar arasında önemli ve popüler bir yere sahip olan beta bozunumu, nükleer tabloda bulunan egzotik çekirdeklerin kararlılık bölgesine yaklaşmak için yapmış oldukları bir bozunum tipidir[1]. Çekirdeklerin kararlılık bölgesine göre olan konumlarına bağlı olarak farklı tiplerde gerçekleşebilen bu bozunum, önemli fiziksel sonuçların gözlenmesini de beraberinde getirmektedir.

Proton veya nötron bakımından zengin çekirdeklerin kütle numaraları değişmeyecek şekilde proton – nötron (veya tersi) dönüşümünün gerçekleşmesine bağlı olarak yaptıkları bu bozunum, çekirdeklerin sahip oldukları yarı ömür değerlerinin ölçülmesine ve buna bağlı olarak söz konusu bozunum sonrası elde edilen kız çekirdeklerin nükleer yapıları hakkında önemli bilgiler edinilmesine olanak sağlamaktadır.

Beta bozunumu ile elde edilen kız çekirdeğin uyarılmış seviyelerine ait fiziksel niceliklerin bozunumların ölçülen yarı ömür değerleri ile ilişkilendirilmesi sonucunda, Gamow – Teller (GT) Geçişleri [2] olarak kabul edilen geçişler incelenebilmekte ve bu da kararlılık bölgesinin yakınında bulunan egzotik çekirdeklerin nükleer yapılarının anlaşılmasını mümkün kılmaktadır.

Ayna çekirdekler (${}^{58}_{30}\text{Zn}_{28}$ ve ${}^{58}_{28}\text{Ni}_{30}$), aynı kütle numaralarına sahip fakat proton ve nötron numaraları yer değiştirmiş olarak doğada bulunan çekirdeklerdir. Nükleer Kabuk Modelinden [3] yararlanılarak bu çekirdeklere ait temel seviye spin ve paritelerine bakıldığında, J^π değerlerinin aynı olduğu görülmektedir. Bu durum da bu iki çekirdeğin nükleer yapılarının aynı olduğunun göstergesidir. Farklı çekirdekler olmalarına rağmen aynı nükleer yapıya sahip olmaları, bu çekirdekler için yapılan çalışmaları daha da ilgi çekici hale getirmiştir.

${}^{58}\text{Zn}$ ($T_Z = -1$) çekirdeğinin ayna çekirdeği olan ${}^{58}\text{Ni}$ ($T_Z = +1$) çekirdeği ile Osaka, Japonya'da bulunan RCNP (**R**esearch **C**enter for **N**uclear **P**hysics) Araştırma

Merkezinde $^{58}\text{Ni}(^3\text{He,t})^{58}\text{Cu}$ reaksiyonu gerçekleştirilmiş ve ^{58}Cu ($T_Z = 0$) çekirdeğine ait GT geçiş şiddetleri olan B(GT) değerleri elde edilmiştir[4]. Bu değerlerin doğruluğu, bu çalışmanın “ayna çalışması” olan beta bozunumundan gelen yarı ömür değeri ile sağlanabilmektedir. Bu nedenle, beta bozunumundan gelecek olan yarı ömür değerinin doğruluğunun önemi büyüktür.

Bu tez çalışmasının deneysel kısmı Caen, Fransa’ da bulunan GANIL (**G**rand **A**ccélérateur **N**ational d’**I**ons **L**ourds) Araştırma Merkezinde gerçekleştirilmiştir[5]. Ağır iyonları nükleon başına 20 – 100 MeV aralığında[6] hızlandırabilen hızlandırıcıları ve sahip olduğu LISE Spektrometresi[7] ile GANIL, egzotik çekirdeklerin beta bozunumlarının incelenmesi ve bu bozunumlara ait yarı ömür değerlerinin ölçülmesi amaçlı yapılan deneysel çalışmalar için Dünya’ daki bir kaç araştırma merkezinden biridir. Laboratuvar bünyesinde bulunan detektör topluluğu ile “beta bozunumu gecikmeli” gamalar incelenebilmekte ve egzotik çekirdeklerin uyarılmış seviyeleri yüksek enerjilere kadar gözlenebilmektedir.

Gerçekleştirilen bu deneysel çalışma, GANIL’ de bulunan siklotron tipi hızlandırıcılar tarafından sağlanan ^{64}Zn hüzmesinin (79 MeV/nükleon) ^{58}Ni hedef ile çarpıştırılmasıyla elde edilen fragmantasyon tipi reaksiyon sonucunda üretilen egzotik iyonların incelenmesi üzerine dayanmaktadır[5]. Fragmantasyon sonucunda üretilen çekirdekler, GANIL bünyesinde bulunan LISE Spektrometresi boyunca yollarına devam etmiş ve detektör bölgesine varmışlardır. Hareketleri süresince spektrometre bünyesinde bulunan çeşitli materyaller tarafından seçilerek detektör bölgesinde implantasyona uğrayan egzotik çekirdekler, beta bozunumları yaparak kız çekirdeklerine dönüşmüşlerdir.

Deney süresince toplanan veriler ile deneyde kullanılan detektörler için enerji ve verim kalibrasyonları yapılmış, gama bozunumları için yüksek enerjilere kadar iyi derecede enerji çözünürlüğü elde edilmiştir.

Analiz çalışmaları süresince incelenmek istenen çekirdek olan ^{58}Zn çekirdeği için çeşitli koşullar konularak yapılan işlemlerle bu çekirdeğin beta bozunumu gözlenmiş ve bu çekirdeğe ait yarı ömür değeri 70.51 ± 7.90 ms olarak ölçülmüştür. Bu çekirdeğin bozunduğu kız çekirdek olan ^{58}Cu çekirdeğinin uyarılmış seviyeleri gözlenebilmiş,

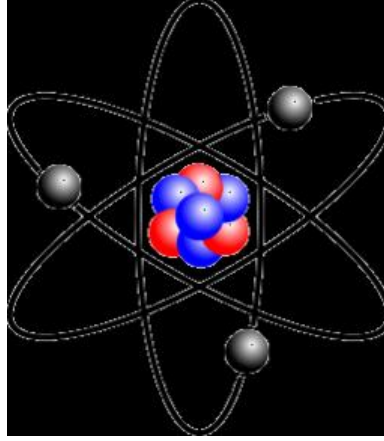
deney süresince elde edilen toplam verilerden yararlanılarak oluşturulan gama spektrumunda bu seviyelerin bozunumlarına ait 203 keV ve 848 keV enerjili gama geçişleri başarıyla görülmüştür. Sahip oldukları proton ve nötron numaralarından dolayı pf – kabuk çekirdekleri olarak bilinen bu çekirdekler, beta bozunumu sonucu elde edilen yarı ömür değerlerinden ve kız çekirdeklerine ait uyarılmış seviyelerin gözlenmelerinden yola çıkılarak bu uyarılmış seviyelere ait Gamow – Teller geçişlerinin incelenmesine olanak sağlamaktadır.

Bu tez çalışmasında, Bölüm 2 de Genel Kısımlar başlığı altında yapılan çalışmaların dayandığı teorik bilgiler, Bölüm 3 te deney düzeneğinde bulunan ve iyonların seçimi için kullanılan materyallerden, detektörlerden, deney süresince elde edilen verilerin kaydedilme tekniklerinden ve veri analizi için kullanılan yöntemlerden bahsedilmiştir. Bölüm 4 te Bulgular başlığı altında veri analizi sonucunda elde edilen gama bozunumları ve yarı ömür değeri anlatılmıştır. Bölüm 5 te ise bulgularda verilen sonuçlar literatürde bulunan mevcut bilgilerle birlikte tartışılarak genel değerlendirme yapılmıştır.

2. GENEL KISIMLAR

2.1. NÜKLEER ÇEKİRDEKLERİN TEMEL ÖZELLİKLERİ

Atom çekirdeğini oluşturan ve nükleon adı verilen proton ve nötronlar Şekil 2.1’de sırasıyla kırmızı ve mavi küreler olarak gösterilmiştir. Gri renk ile gösterilen elektronlar ise atomun yörüngelerinde bulunurlar ve nötr halde bulunan bir atom için sayıları çekirdekte bulunan protonların sayısına eşittir.



Şekil 2.1: Atom çekirdeğinin şematik gösterimi. Atom çekirdeğini oluşturan proton ve nötronlar sırasıyla kırmızı ve mavi küreler, atomun yörüngelerinde bulunan elektronlar ise gri küreler ile gösterilmiştir[8].

Çekirdeği oluşturan proton ve nötronların bir arada kalması, aralarındaki kısa erimli çekici nükleer kuvvete dayalı etkileşmeler ile gerçekleştirilmektedir. Böylece çekirdeğin bütünlüğü korunur, bu etkileşmeler ile değiş-tokuş edilen π mezonudur ve bu geçişlerle nükleonların bir arada kalması sağlanmaktadır.

2.1.1. Çekirdeğin Kütlesi ve Büyüklüğü

Nükleon adı verilen proton ve nötronlardan oluşan bir çekirdek için proton sayısı, atom numarası Z 'ye eşittir. Nötron sayısı N ise, $A - Z$ ile verilir. Burada kütle numarası A , çekirdekteki toplam nükleon sayısını verir. Çekirdeğin kütlesi, yaklaşık olarak çekirdek içindeki proton ve nötronların kütlelerinin toplamına eşittir. Kütleler atomik kütle cinsinden verilir ve bir atomik kütle birimi (1akb) ; kütle numarası 12 olan yüksüz

karbon atomunun kütesinin on ikide birine eşit olan kütedir. Burada atomik kütle birimi (akb) 1akb = 1.660540x10⁻²⁴ g olup, bu kütleinin enerji türünden karşılığı yaklaşık olarak 931.5 MeV dir[3].

Çekirdeklerin büyüklükleri yarıçapları ile orantılı olup, yarıçap değerleri 10⁻¹⁴ m mertebesindedir. Bu mertebedeki uzunluklar için kullanılan uzunluk birimi Fermi(fm) dir ve 1fm = 10⁻¹⁵ m olarak verilir. Çekirdeğin büyüklüğünü ölçmenin en temel yöntemi, söz konusu çekirdeği elektron veya nükleonlar ile bombardıman ederek reaksiyon meydana getirmektir. Bu sayede, reaksiyon öncesi ve sonrası, çekirdeğe ait dalga fonksiyonu incelenebilir ve çekirdeğin karakteri hakkında bilgi sahibi olunabilir.

2.1.2. Çekirdekte Bulunan Nükleonların Enerjileri

Nükleonların çekirdek içerisinde bulunduğu bilinerek, çekirdek içinde hareket eden nükleonların enerjileri yaklaşık olarak hesaplanabilir. Çekirdek içerisine bir proton sokmak için, protonların pozitif yüklü olması nedeniyle çekirdekte bulunan mevcut protonların oluşturacakları Coulomb itme potansiyeline karşı koymak gerekmektedir. Bu da genel ifade olarak

$$E = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 R} , E(MeV) = 1.44 \frac{Z}{R(fm)} \quad (2.1)$$

şeklinde verilebilir[3]. Burada Z proton sayısını, e elektronun yükünü, ϵ_0 elektriksel geçirgenliği ve R ise çekirdeğin yarı çapını temsil etmektedir. Kütle numarası $A=120$ ve proton sayısı $Z=50$ civarında olan orta ağırlıktaki bir çekirdek için bu formül hesaplandığında, ortaya çıkan enerji değeri yaklaşık olarak 13.6 MeV' dir.

2.1.3. Çekirdeğin Bağlanma Enerjisi

Çekirdeklerin proton ve nötronlar tarafından oluşturulduğu düşünüldüğünde, nükleonlara ait bir bağlanma enerjisi söz konusudur. Bir çekirdeğin B bağlanma enerjisi, A_ZX_N çekirdeği ile bu çekirdeği oluşturan Z proton ve N nötronun kütle enerjileri arasındaki farka eşittir

$$B = \{Zm_p + Nm_n - [m({}^A_ZX_N) - Zm_e]\}c^2 \quad (2.2)$$

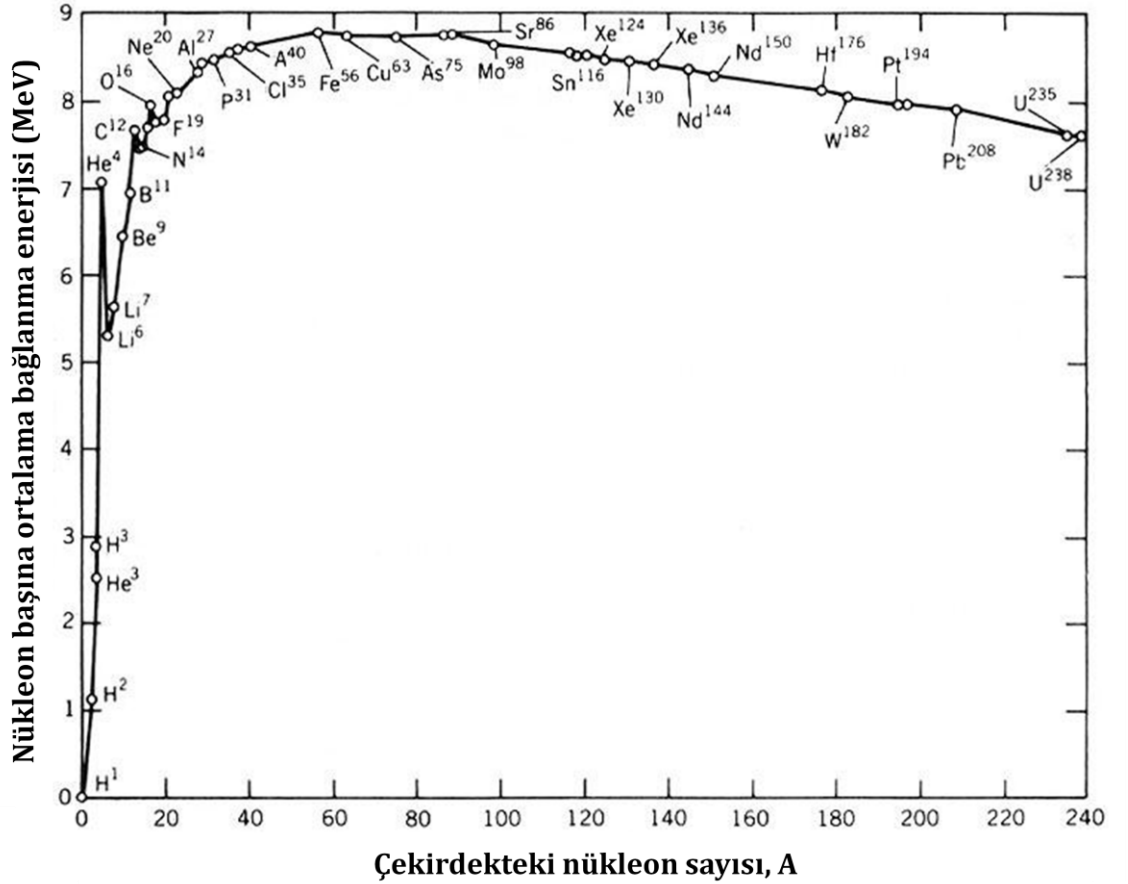
burada m_p , m_n ve m_e sırasıyla proton, nötron ve elektron kütlelerini temsil etmektedir. Kütleler genellikle atomik kütle birimi cinsinden verilir ve $c^2 = 931.5 \text{ MeV/u}$ şeklinde yazılır.

Nükleonların çekirdeği terk edebilmesi için sahip oldukları enerjinin bağlanma enerjisinden daha büyük olması gerekmektedir. Proton ve nötronun çekirdeği terk edebilmeleri için gerekli enerjiler sırasıyla S_p ve S_n olmak üzere

$$S_p = B({}_Z^A X_N) - B({}_{Z-1}^{A-1} X_N) = [m({}_{Z-1}^{A-1} X_N) - m({}_Z^A X_N) + m({}^1_1\text{H})]c^2 \quad (2.3)$$

$$S_n = B({}_Z^A X_N) - B({}_Z^{A-1} X_{N-1}) = [m({}_Z^{A-1} X_{N-1}) - m({}_Z^A X_N) + m_n]c^2 \quad (2.4)$$

şeklinde verilir. Burada S_n nötron ayrılma enerjisi, S_p ise proton ayrılma enerjisidir. Bu değerlerden daha düşük enerji değerleri söz konusu olduğunda, nükleon çekirdeği terk edemez ve çekirdek bütünlüğünü korur. Çekirdek içindeki bir nükleon için bağlanma enerjisi yaklaşık olarak 8 -9 MeV' dir.



Şekil 2.2: Nükleer tablodaki çekirdekler için nükleon başına ortalama bağlanma enerjisi[3].

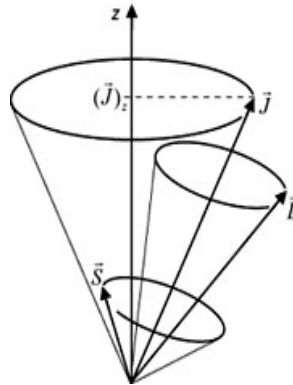
Şekil 2.2' de X eksenine çekirdeklere ait kütle numaralarını, Y eksenine ise nükleon başına bağlanma enerjisini göstermektedir. Hafif çekirdekler ($A < 20$) dışındaki çekirdeklere ait bağlanma enerjilerine bakıldığında, yukarıda da bahsedildiği gibi nükleon başına 8 MeV enerji değeri söz konusudur. Nükleon başına bağlanma enerjisinin maksimum olduğu bölge olan $A = 50$ bölgesi, en kararlı çekirdek olan ^{56}Fe çekirdeğinin olduğu bölgeye tekabül etmektedir. Bu çekirdek için nükleon başına bağlanma enerjisi yaklaşık olarak 8.8 MeV' dir. Nükleer tabloda bulunan çekirdekler düşünüldüğünde, çok hafif veya çok ağır çekirdekler için nükleon başına bağlanma enerji değerleri daha düşüktür ve bu çekirdekler daha az kararlıdır. Bunu sebebi ise, daha düşük bağlanma enerjisi, çekirdekten bir nükleonun ayrılmasını kolaylaştırır.

2.1.4. Çekirdeğin Spini ve Açısal Momentumu

Protonların ve nötronların, yani çekirdeği oluşturan nükleonların fermiyon (yarım spinli parçacıklar) oldukları bilindiğine göre, nükleonların spinlerinin $1/2$ olduğu aşikardır. Diğer taraftan, çekirdekdeki nükleonların hareketlerinden kaynaklanan bir yörüngesel açısal momentum değeri vardır. Bu iki değer birlikte düşünüldüğünde ve bu büyüklükler toplandığında, çekirdeğin toplam açısal momentumu elde edilir. \vec{L} yörüngesel açısal momentumu, \vec{S} ise spini vermek üzere, toplam açısal momentum \vec{J}

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (2.5)$$

şeklinde yazılır. Burada proton ve nötronun sahip olabileceği spin değerleri $-1/2$ ve $+1/2$ olup, bu spin değerleri sırasıyla “spin aşağı” ve “spin yukarı” şeklinde tanımlanır.



Şekil 2.3: Toplam açısal momentumun vektörel gösterimi. \vec{J} toplam açısal momentumu, \vec{L} yörüngesel açısal momentumu, \vec{S} spin açısal momentumu temsil etmek üzere, $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ olarak verilir[3].

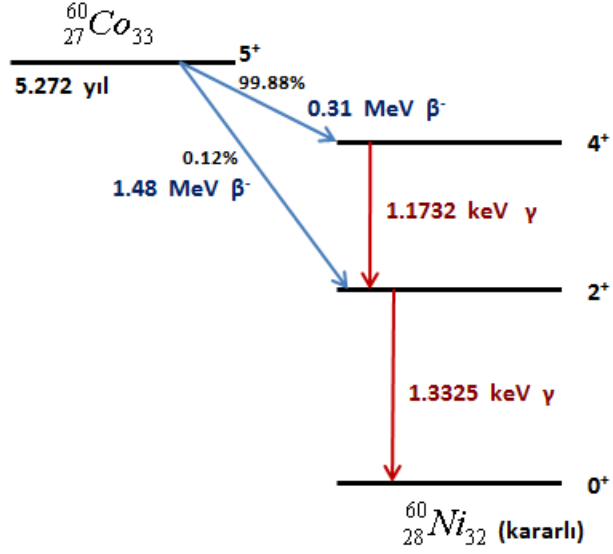
Şekil 2.3, çekirdeğe ait toplam açısal momentumun, yörünge açısal momentumu ve spin açısal momentumu tarafından nasıl belirlendiğini göstermektedir. Yapılan deneysel çalışmalar, çekirdeklerin sahip oldukları kütle numaralarına (A) göre spinleri hakkında bilgi sahibi olmayı sağlar. Proton ve nötronların spinlerinin $\pm 1/2$ olması ve nükleonların seviyelerde dizilirken spin yönelimlerine bağlı olarak eşleşmeleri göz önüne alındığında, kütle numarası çift sayı olan çekirdeklerin spinlerinin tam sayı, kütle numarası tek olan çekirdeklerin spinlerinin ise yarım sayılı olduğu bilinmektedir.

2.1.5. Çekirdek için Uyarılmış Durum Enerjileri

Doğada bulunan bütün çekirdekler için uyarılmış olabilme durumu söz konusudur. Ancak çekirdeklerin çeşitli yollarla bozunup başka bir çekirdeğe dönüşmesi ya da sadece uyarılmış seviyelere sahip olup taban seviyesi için bozunumlar yapması, çekirdeklerin nükleer tabloda hangi bölgede ve kararlılık bölgesine ne kadar yakınlıkta olduklarına bağlıdır. Bu durumda, uyarılmış seviyelere ait bir çekirdeğin taban seviyesine, yani bulunabileceği en kararlı haline gelebilmesi için gerçekleştirmesi gereken gama (γ) ışını bozunumu ön plana çıkar. Bu sayede, çekirdek sahip olduğu fazla enerjisini, uyarılmış seviyeleri arasındaki enerji farklarına denk gelen gama ışınlarıyla dışarıya verir. Bu gama ışınlarının enerjileri ölçüldüğünde, söz konusu çekirdeğin uyarılmış seviyeleri ve çekirdeğin yapısı hakkında bilgi sahibi olunur. Çekirdekler için uyarılmış seviye enerji değerleri keV – MeV mertebesindedir. Uyarılmış seviyeler arasındaki gama ışınlarının büyüklüklerini, çekirdeğin sahip olduğu nükleer yapı, diğer bir ifadeyle sahip olduğu proton ve nötron sayıları karakterize eder.

Şekil 2.4, ^{60}Co çekirdeğinin ^{60}Ni çekirdeğine bozunumunu göstermektedir. Bu bozunum sonucunda ^{60}Ni çekirdeğinin uyarılmış enerji seviyelerinden dökülen 1173.2 keV ve 1332.5 keV enerjili iki gama ışını gözlenmiştir. ^{60}Co çekirdeğinin temel seviye spin paritesi 5^+ olup, iki farklı beta bozunumu yapmaktadır. Bunlardan birincisi %99.88 olasılıkla ^{58}Ni çekirdeğinin 4^+ uyarılmış seviyesine, diğeri ise % 0.12 olasılıkla 2^+ uyarılmış seviyesindedir. Bu geçişlerin olasılıkları arasındaki büyük fark, beta bozunumu çerçevesindeki açısal momentum ve parite seçim kurallarına dayanmaktadır. Paritenin aynı kalması şartıyla açısal momentumdaki değişimin daha az olduğu geçişlerin (izinli geçişler) gerçekleşme olasılığı daha fazladır. Buradan yola çıkarak $5^+ \rightarrow 2^+$ geçişine göre $5^+ \rightarrow 4^+$ geçiş olasılığının çok daha fazla olduğu söylenebilir ve takiben elde edilen

kız çekirdeğin uyarılmış seviyelerine ait gama bozunumlarını gözlemlemek daha olasıdır.



Şekil 2.4: ^{60}Co çekirdeğine ait beta bozunumu. ^{60}Co çekirdeğinin beta bozunumu yaparak ^{60}Ni çekirdeğine dönüşmesi sonucunda elde edilen uyarılmış seviyeler ve gözlenen gama ışınları[9].

2.2. BETA BOZUNUMU

Çekirdeklerin yapısı ve karakterleri hakkında bilgi edinmek, bunların doğada nasıl davrandıklarını öğrenebilmek nükleer fiziğin temelini oluşturur. Bilim tarihi boyunca yapılan çalışmalar ve bu çalışmalardan elde edilen sonuçlar bilim insanlarını belirli kurallar çerçevesinde yönlendirmiş ve gelecek çalışmalar için zemin hazırlamıştır. Bu doğrultuda elde edilen bilgiler zaman içerisinde ilerletilmiş ve yenileriyle beraber pekiştirilerek geliştirilmiştir ve geliştirilmeye devam etmektedir. Buradan yola çıkarak, çekirdeklere ait temel bozunum türlerinden olan beta bozunumu çalışmalarının doğada bulunan çekirdeklerin veya nükleer reaksiyonlar sonucu elde edilen egzotik çekirdeklerin karakterlerinin incelenmesinde önemli bir yere sahip olduğu bilinmektedir. Çekirdeklerin nükleer yapısını incelemek için önemli yollardan biri olarak bilinen beta bozunumunun tarihi oldukça eskiye dayanmakla beraber, elde edilen sonuçların önemi de göz ardı edilemeyecek derecede aşıkardır.

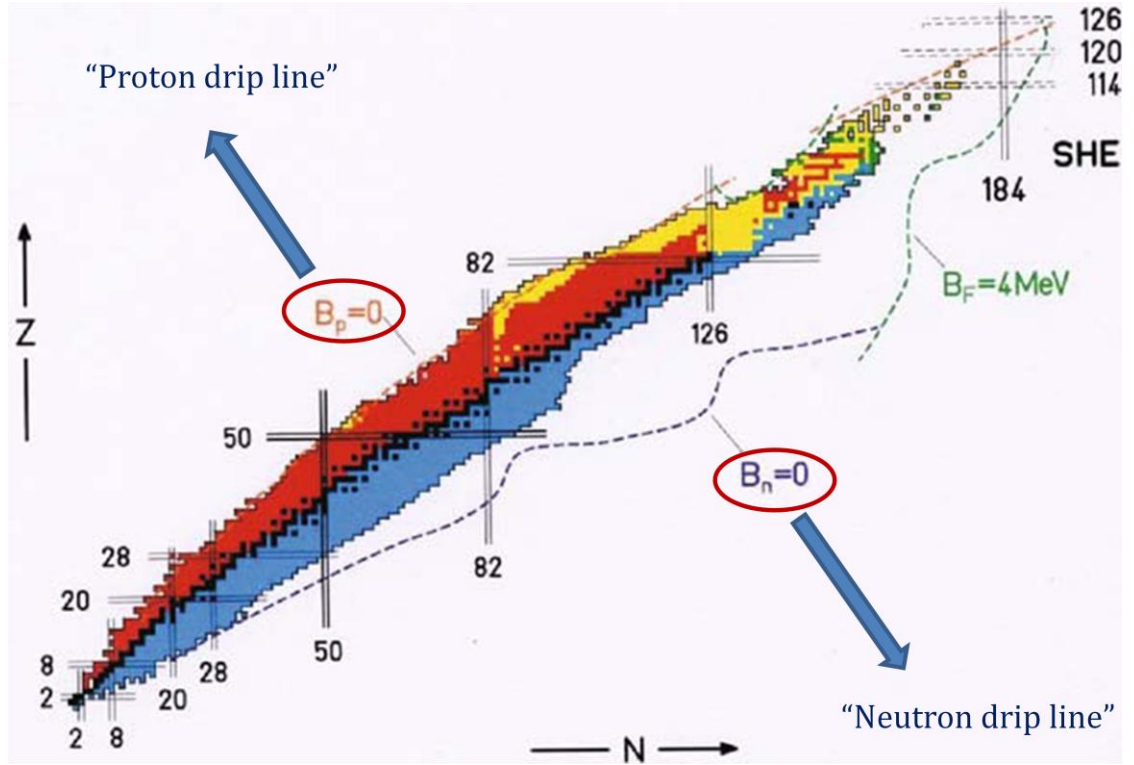
Beta bozunumunun tarihçesi 1896 yılında Fransız Fizikçi Henri Becquerel tarafından radyoaktivitenin keşfedilmesi ile başlamıştır[10]. 1899 ve 1900 yıllarında yapmış

olduğu çalışmalar ile Becquerel beta bozunumunun elektronlar tarafından gerçekleştiğini göstermiştir. 1914 yılında, Chadwick bir magnetik spektrometre kullanarak beta parçacıklarını karakterize eden sürekli spektrumu gözlemiştir[11]. Bu gözlem çok önemli bir sonuçtur; çünkü daha sonraki yıllarda bu sonuç kullanılarak yapılan çalışmalar, beta bozunumuna ait sonuçların incelenmesinde ve yorumlanmasında yol gösterici olmuştur. Çekirdeklerin negatif elektron yayınlamalarının ilk gözlenen radyoaktif olaylardan biri olduğu düşünüldüğünde, 1938 yılında Amerikalı Fizikçi Luis Walter Alvarez tarafından bu olayın tersinin gözlenmesi, yani bir çekirdeğin atom elektronlarından birini yakalamasının keşfedilmesi önemli bir sonuçtur. 1934 yılında, Fransız Fizikçiler Irene ve Frederic Joliot-Curie, ilk kez radyoaktif bir bozunmada pozitif yüklü elektron (pozitron) yayımlanmasını gözlemlemişlerdir. Bu üç nükleer olay bir arada incelendiğinde, aralarındaki ilişkinin yakın olduğu anlaşılmıştır. Zamanla bu üç olayın beta bozunumu (β) olarak bilinen radyoaktif bozunma olduğu anlaşılmıştır.

2.2.1. Beta Bozunum Tipleri

Beta bozunumunun doğada bulunan çekirdekler için ne derecede etkin ve önemli olduğunu, nükleer tabloya bakarak anlamak mümkündür. Nükleer tabloda x ve y eksenleri sırasıyla nötron ve proton numaralarını temsil edecek şekilde gösterilmekte ve bu tabloda siyah renkle temsil edilen çekirdekler kararlı çekirdekler olarak bilinmektedir. Diğer bir ifadeyle, siyah renkle temsil edilen çekirdeklerin oluşturduğu bu bölge, kararlılık eğrisi olarak bilinmektedir. Doğada yaklaşık 283 adet kararlı veya kararlı kabul edilebilecek kadar uzun ömürlü çekirdek bulunmaktadır[1, 12, 13]. Kararlı çekirdekler nükleer reaksiyonlar sonucunda direkt elde edilebilmekle beraber, reaksiyonlar ile elde edilen egzotik çekirdeklerin yarı ömürlerine bağlı olmak koşuluyla çeşitli yollarla bozunarak “daha kararlı” hale gelmeleri ile de gözlenebilmektedir. Kararlık eğrisinin dışında bulunan, yani göreceli olarak uzun veya kısa yarılanma ömürlerine sahip olan çekirdekler, çeşitli yollarla kararlı çekirdeklere bozunmaktadır. Bu bozunum türleri arasında önemli bir yere sahip olan beta bozunumu, nükleer tabloda bulunan egzotik çekirdeklerin ne şekilde bozunum yaparak kararlı çekirdeklere dönüştüklerini belirli kurallar çerçevesinde inceleyerek anlamamızı sağlamaktadır.

Şekil 2.2’de gösterilen nükleer tablodan anlaşılacağı gibi, $N = Z$ bölgesi göze alındığında, $N = Z = 20$ oluncaya kadar, kararlı çekirdeklerin doğrusal bir bölgede bulduklarını görmek mümkündür. Ancak, proton ve nötron sayısının 20 den fazla olduğu bölgeler için kararlı çekirdekleri temsil eden noktaların nötron bakımından zengin bölgeye doğru yöneldikleri görülür. Bu durum, nükleer tabloda nötron bakımından zengin çekirdeklerin sayılarının neden daha fazla bulunması gerektiğini de açıklamaktadır. Proton ve nötron bağlanma enerjilerinin çok düşük değerlerde olduğu çekirdekleri uzun süreli görmek, hatta bazı durumlar için bu çekirdeklerin varlığını bilebilmek mümkün değildir. Dolayısıyla da bu durum nükleer tabloda *proton drip line* ya da *neutron drip line* denilen sınırların oluşmasına sebep olmaktadır. Diğer yandan, proton bakımından zengin çekirdeklerin kararlılık eğrisinin üst kısmında bulunması, nükleer fizikçileri bu bölgede bulunan egzotik çekirdekler üzerine çalışmalar yapmaya ve bu çekirdeklerin doğasını anlamaya teşvik etmiştir.



Şekil 2.5: Nükleer çekirdek tablosu. Yatay eksen nötron sayısı N , dikey eksen proton sayısı Z 'yi; B_p ve B_n sırasıyla proton ve nötronun bağlanma enerjilerini temsil etmektedir. Bağlanma enerjilerinin 0 (sıfır) olduğu bölgelerde çekirdek bulunmamaktadır ve bu sınırlar "proton drip line" ve "neutron drip line" olarak adlandırılmıştır. B_F ise çekirdeklere ait fisyona bariyerinin 4 MeV'den daha küçük olduğunu ve süper ağır çekirdeklere ait tahmini kabuk yapısının hangi bölgede bulunabileceğini belirtmek amacıyla gösterilmiştir[1].

Zayıf etkileşme çerçevesinde gerçekleşen beta bozunumu, bozunumun tipine bağlı olarak (β^+ veya β^-) çekirdekte bulunan bir protonun bir nötrona ya da bu olayın tersi olan çekirdekte bulunan bir nötronun bir protona dönüşmesi şeklinde açıklanır. Çekirdekteki nötronun protona dönüştüğü bozunum tipi β^- olarak bilinirken, çekirdekteki protonun nötrona dönüştüğü bozunum tipi ise β^+ olarak tanımlanmaktadır. Bu iki durumun dışında, bir bozunum tipi daha vardır ki; bu bozunum tipinde çekirdekteki bir proton, atomik elektronlardan (atomun yörüngelerinde bulunan, büyük olasılıkla da çekirdeğe en yakın olan yörüngeden) birini yakalayıp nötrona dönüşür. Üçüncü tip bu bozunum çeşidi elektron yakalama olarak bilinmektedir. Nükleer tabloda bulunan proton bakımından zengin çekirdeklerin, kararlılık eğrisine yaklaşmaları için gerçekleştirdiği diğer bir bozunum türü olan elektron yakalama, β^+ tipi beta bozunumuna benzerliğiyle ön plana çıkmaktadır. Her üç tip bozunum için de en önemli nokta, bu bozunumlardan birini yapan söz konusu çekirdeğin kütle numarasının değişmemesi, sadece N ve Z değerlerinin 1'er değer azalması veya artmasıdır. Beta bozunumunun tipine (β^+ veya β^-) göre değişen ve bozunum sonucunda görülen elektron (veya pozitron) ve nötrino (veya antinötrino), beta bozunumunu karakterize eden unsurlardandır.

Bu üç tip bozunum türünü kısaca açıklarsak:

1) β^- bozunumu, bir nötronun (n) bir protona (p) dönüştüğü ve bir elektron (e^-) ile bir elektron antinötrinosunu ($\bar{\nu}_e$) emisyonunun gözlemlendiği bozunum tipidir.



2) β^+ bozunumu, bir protonun bir nötrona dönüştüğü ve bir pozitron (e^+) ile bir elektron nötrinosunu (ν_e) emisyonunun gözlemlendiği bozunum tipidir.



3) Elektron yakalama (EC), çekirdekte bulunan bir protonun (p) atomik elektronlardan (e^-) birini yakalayıp nötrona (n) dönüşmesidir. β^+ bozunumundan farklı olarak, nötron ile birlikte sadece elektron nötrinosu (ν_e) emisyonu görülür.



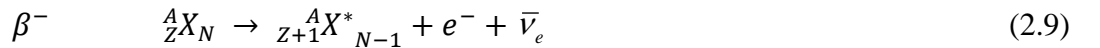
Elektron yakalama olayının gerçekleşmesi için ortamda atomik elektronların bulunması gerekir. Aksi takdirde protonun elektron yakalama durumu gerçekleşemez.

Bu üç bozunum türü dışında, reaksiyonlara ait Q değerleri de düşünülerek beta bozunumu çerçevesindeki izinli ve izinsiz geçişler göze alındığında, bazı bozunumların izinsiz bozunumlar olduğu görülür. Bu durumda düşük Q değerine rağmen, kız çekirdeğin kabul edilebilir durumlarının enerjileri yüksek olabilir. Bu durumda, ara duruma gereksinim duyulmayan ve çift – β ($\beta\beta$) bozunumu olarak tanımlanan direkt bir reaksiyon gerçekleşebilir. Burada hatırlanması gereken, mümkün $\beta\beta$ bozunumlarının çoğunda ara durumun enerjisi ilk durumun enerjisinden daha büyüktür ve enerji bakımından bu duruma ulaşmak mümkün değildir. Bu reaksiyonun tek β bozunumuna göre avantajı, yüksek mertebeden yasaklı geçişlerden çok, süper izinli geçişlerde söz konusu olan $0^+ \rightarrow 0^+$ geçişine sahip olmasıdır. Böylece, ana çekirdeğin yapmış olduğu ilk beta bozunumu sanal durum olarak kabul edilir ve ikinci beta bozunumu ile elde edilen kız çekirdeğin sahip olduğu durum ile ana çekirdeğin durumları arasındaki geçişler incelenmiş olur.

2.2.2. Beta Bozunumu ve Nükleer Yapı Arasındaki İlişki

Nükleer tabloda kararlılık bölgesi içerisindeki farklı çekirdekleri veya bu çekirdeklere ait izotopları, çeşitli türlerde yapılan nükleer reaksiyonlar ve bu reaksiyonları takiben gözlenen bozunumlar ile incelemek mümkündür. Reaksiyonlar sonucunda elde edilen egzotik çekirdeklerin, varsa uyarılmış seviyelerine ait gama ışını bozunumlarının görülmesi ve temel seviyelerine dönmeleri; daha sonra da beta bozunumu yaparak daha kararlı bir çekirdeğe dönüşmelerini gözlemlemek önemlidir. Dolayısıyla beta bozunumunun çekirdeklerin kararlılık bölgesinin çevresindeki davranışlarını anlayabilmede önemli bir yeri olduğunu anlarız. Ayrıca, reaksiyonlar sonucunda elde edilen egzotik ürün çekirdeklerin tanımlanmasından sonra bu çekirdeklere ait yapıyı incelemeye çalışmanın pratik bir yöntemi olan beta bozunumu, çekirdeklere ait yarı ömür sürelerinin ölçülmesinde de kullanılan deneysel bir tekniktir.

Beta bozunumu tipleri genel ifadeler olarak denklemler ile yazılırsa:



$$\beta^+ \quad {}^A_Z X_N \rightarrow {}^A_{Z-1} X^*_{N+1} + e^+ + \nu_e \quad (2.10)$$

$$EC \quad {}^A_Z X_N + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1} X^*_{N+1} + \nu_e \quad (2.11)$$

şeklinde verilir. Burada X, bozunum öncesi çekirdeği (ana çekirdek), X* ise bozunum sonrası elde edilen çekirdeği(kız çekirdek) temsil etmektedir.

Her üç tip bozunumun da gerçekleşmesi için bozunum sonucunda dışarıya salınan enerjinin yeterli olması gerekmektedir. Bu durum da bizi reaksiyonun sahip olduğu Q değerine götürür. Q değeri pozitif bir değer olmalıdır, böylece reaksiyonun gerçekleşmesi sağlanır. Beta bozunumu yapan çekirdeğin ana çekirdek, beta bozunumu sonucu elde edilen çekirdeğin de kız çekirdek olduğunu hatırlayarak; Q değerini, ana ve kız çekirdeklere ait temel seviyelerin kütle enerjileri arasındaki fark olarak tanımlayabiliriz.

Bozunumlara ait Q değerleri yazılırsa:

$$Q_{\beta^-} = [m({}^A_Z X_N) - m({}^A_{Z+1} X_{N-1})]c^2 = E_{\beta^-} + E_{\bar{\nu}} + E_{ex} \quad (2.12)$$

$$Q_{\beta^+} = [m({}^A_Z X_N) - m({}^A_{Z-1} X_{N+1})]c^2 = E_{\beta^+} + E_{\nu} + E_{ex} + 2m_e c^2 \quad (2.13)$$

$$Q_{EC} = [m({}^A_Z X_N) - m({}^A_{Z-1} X_{N+1})]c^2 = E_{\nu} + B_i \quad (2.14)$$

Verilen bu denklemlerde; $m({}^A_Z X_N)$, $m({}^A_{Z+1} X_{N-1})$ ve $m({}^A_{Z-1} X_{N+1})$ ana ve kız çekirdeklerin atomik kütlelerini, c ışık hızını, E_{β} beta parçacıklarının (e^- veya e^+) enerjisini, E_{ν} nötrinin (antinötrinin) enerjisini, E_{ex} kız çekirdeğin uyarılma enerjisini ve B_i i. yörüngeden (K, L,...) yakalanan elektronun bağlanma enerjisini temsil etmektedir.

β^+ bozunumu ile ilgili olarak hatırlanması gereken önemli bir nokta, bu bozunumun en az 1022 keV enerji ile sınırlandırılmış olmasıdır. Bu durum, 1022 keV enerjiden daha az kütle farklarında β^+ bozunumunun mümkün olmadığını gösterir. Öte yandan kararlılık eğrisinin nötron bakımından zengin bölgesinde sadece β^- bozunumunun gerçekleşmesi mümkündür.

Bozunum sonucu görülen elektron (pozitron) ve nötrino (antinötrino), beta bozunumu sonucu elde edilen kız çekirdeğe ait uyarılmış seviyeler arası geçişleri üç farklı şekilde etkileyebilir:

- a) Bozunum sonucu ortaya çıkan enerji, elektron ve antinötrino tarafından paylaşılacağı için bu parçacıklara ait son durum enerjilerinin bir dağılımı söz konusudur.
- b) Yayınlanan beta parçacıkları çekirdekte bulunan protonların oluşturacağı Coulomb kuvveti tarafından etkilenecektir ve bu durum bozunum sonrası elektrona (pozitrona) ait dalga fonksiyonuna yansıtacaktır.
- c) Bozunum sonrası gözlenebilecek mümkün açısal momentum ve parite değerleri ön plana çıkar. Elektrona ve nötrinoya karşılık gelen dalga fonksiyonları $(-1)^L$ parite değerine sahiptir. Burada L, bozunum sonrası elektron tarafından kazanılan yörüngesel açısal momentumu temsil etmektedir.
- Bu üç durumdan (a) ve (b) hesaplanabilir büyüklükler olup, bu iki büyüklüğün bir arada incelenmesi bizi *Fermi İntegraline* götürür.

2.2.3. Beta Bozunumunun Fermi Teorisi

1934 yılında Fermi, kütsüz ve yüksüz olarak tanımlanan nötrinoyu da içeren ve beta bozunumunu geçiş olasılıkları hesaplarını içerecek şekilde tanımlayan yeni bir teori geliştirmiştir[14]. Bu teori, diğer teorilerden bağımsız olarak ele alınmış ve elektromagnetizma üzerine temellendirilmiştir. Fermi, nötronun protona ya da bu durumun tam tersi olan protonun nötrona dönüşümü olaylarında gerçekleşen elektron (pozitron) ve nötrino (antinötrino) salınımını açıklayarak β geçişlerini incelemiştir. β bozunumundaki geçiş olasılıkları, birinci mertebeden pertürbasyon teorisi çerçevesinde, Fermi Altın Kuralı

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_\beta | i \rangle|^2 \rho_f \quad (2.15)$$

ile verilir. Burada $\langle f | H_\beta | i \rangle$ matris elemanı, toplam sistemin ilk ve son durumları arasındaki $|H_\beta|$ beta etkileşmesini temsil eder. Burada toplam sistem, çekirdek, elektron (pozitron) ve nötrinoları (antinötrinoları) içermektedir. ρ_f , sistemin son halindeki son durum yoğunluğudur ve verilen bir geçişin olasılığı, son durumların ne kadar olanaklı olmasıyla doğru orantılıdır. Sistemin son durumu, elektron ve nötrinoların sahip oldukları enerji ve momentum (p_e, E_e) , (p_ν, E_ν) ve $E_\nu = cp_\nu$ ile belirlenir. Son durum dalga fonksiyonu, ilk durumdan farklı olarak sadece çekirdeği değil, elektron ve nötrinoyu da içermelidir. E_f sistemin son enerjisini temsil etmek üzere

$$\rho_f dE_f = V^2 \frac{p_e^2 dp_e d\Omega_e}{(2\pi\hbar)^3} \frac{p_\nu^2 dp_\nu d\Omega_\nu}{(2\pi\hbar)^3} \quad (2.16)$$

ifadesi elde edilir. Burada V , momentum uzayındaki küresel hacmi temsil etmekte ve

$$E_f = E_e + E_\nu = E_e + p_\nu c \quad (2.17)$$

eşitliği yazıldığında

$$\rho_f = V^2 (4\pi)^2 \frac{p_e^2 dp_e p_\nu^2 dp_\nu}{(2\pi\hbar)^6 dE_f} \quad (2.18)$$

ifadesi elde edilmektedir.

Fermi, beta bozunumundaki etkileşme terimi olan H_β için herhangi bir matematiksel formatı kesin olarak bilmemesine rağmen, özel rölativite dayalı bütün mümkün formatları kabul ederek H_β nin O_x gibi bir operatör ile yer değiştirebileceğini öne sürmüştür. O_x , bir vektörün (V), skaler büyüklüğün (S), pseudo skaler büyüklüğün (P), aksiyal vektörün (A) veya tensörün (T) formatlarını alabilmektedir. Son durumda, beta bozunumu için

$$\langle f | H_\beta | i \rangle = W_{fi} = \sum_x g_x \int d\vec{r} [\Phi_f^* \psi_e^* \psi_\nu^*] O_x \Phi_i \quad (2.19)$$

eşitliği verilir. Burada Φ_f , ψ_e ve ψ_ν bozunum sonrası çekirdek, elektron ve nötrinoya ait son durum dalga fonksiyonlarıdır. g_x değeri, etkileşmenin şiddetini belirler. Elektron ve nötrino serbest parçacık karakteri gösterirler ve bu durumu dalga fonksiyonlarına yansıtırsak

$$\psi_e(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{p}_e \cdot \vec{r} / \hbar}, \quad \psi_\nu(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{p}_\nu \cdot \vec{r} / \hbar} \quad (2.20)$$

olduğu görülür. Buradaki üslü ifadeler, nükleer hacmin $pr \ll 1$ olarak kabul edilmesi ile bizi izinli yaklaşımlara götürür. Bu izinli yaklaşımları kullanarak, elektron ve nötrino için verilen dalga fonksiyonlarını eşitlik 2.18 de yerine koymak istersek, $g M_{fi} = g \int d\vec{r} \Phi_f^* O \Phi_i$ olmak üzere, bozunma oranı

$$\lambda = \frac{g^2}{2\pi^3 \hbar^7} \int \frac{dp_\nu}{dE_f} p_e^2 p_\nu^2 |M_{fi}|^2 dp_e \quad (2.21)$$

şeklinde elde edilir.

Sabit bir E_e değeri için, $\frac{dp_\nu}{dE_f} = 1/c$ olur. Diğer taraftan Q bozunuma ait toplam enerji ise, nötrinoya ait momentum değeri $p_\nu = (Q - T_e)/c$ olarak yazılabilir. Bu durumda bozunma oranı

$$\lambda = \frac{g^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} \int dp |M_{fi}|^2 p^2 (Q - T_e)^2 \quad (2.22)$$

şekline dönüşür. Ancak, burada beta parçacıkları ile kız çekirdek tarafından oluşturulan Coulomb alanı arasındaki etkileşmeler ihmal edilmiştir. Bu etkileşmeleri de dikkate alarak, Z' atom numarası olmak üzere ek bir $F(Z', p)$ faktörü eklenerek bozunum oranının

$$\lambda = \frac{g^2 |M_{fi}|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} \int_0^{p_{max}} p^2 (Q - T_e)^2 F(Z', p) dp \quad (2.23)$$

olduğu görülür. Bu integral sadece Z' değerine ve elektronun enerjisi E_0 a bağlıdır. Buradan

$$f(Z', E_0) = \frac{1}{m_e^5 c^7} \int_0^{p_{max}} p^2 (Q - T_e)^2 F(Z', p) dp \quad (2.24)$$

elde edilir. Bu fonksiyon *Fermi İntegrali* olarak bilinmektedir ve bu fonksiyon verilen Z' ve E_0 değerlerine bağlı olarak değerler almaktadır. $\lambda = \ln(2) / t_{1/2}$ olduğuna göre

$$f t_{1/2} = \frac{2 \ln(2) \pi^3 \hbar^7}{g^2 m_e^5 c^4 |M_{fi}|^2} \quad (2.25)$$

denklemini elde edilir. Bu denklem ile yarı ömür veya ft değeri hesaplanabilir.

2.2.4. Fermi ve Gamow-Teller Geçişleri

Fermi tarafından geliştirilen teori kapsamında, uyarılmış seviyelere ait geçişlerin incelenmesi konusunda izinli yaklaşım kavramı ortaya çıkar. Bu yaklaşıma göre, nükleer açısal momentumdaki değişiklik sadece bozunum sonucu salınan parçacıklar tarafından değiştirilebilir ve bu durum

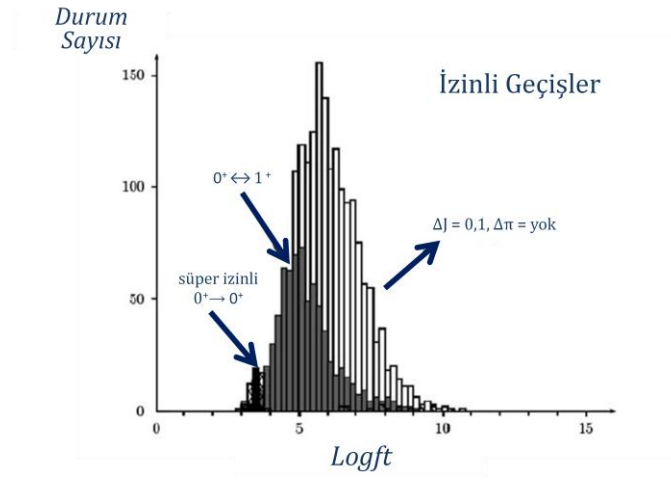
$$I_i = I_f + L + S \quad (2.26)$$

ifadesinde görülebilir. Burada I_i bozunan (ana) çekirdeğin spinini, I_f ise bozunum sonucu görülen kız çekirdeğin popüle edilen seviyesinin spinini temsil etmektedir. L , leptonlar (elektron ve nötrino) tarafından çekirdek dışına çıkarılan açısal momentum, S elektron ve nötrinonun kendi spinlerinin vektörel toplamıdır ve $S = 0, \pm 1$ olabilir. İzinli yaklaşım çerçevesinde, yörüngesel açısal momentumun sıfır olduğu bilindiğine göre ($L = 0$), açısal momentumdaki değerindeki değişiklik sadece elektron ($s_e = 1/2$) ve nötrinonun ($s_\nu = 1/2$) spinlerine bağlıdır. Sonuç olarak izinli bir geçişte $\Delta I = 0, \pm 1$ olmaktadır.

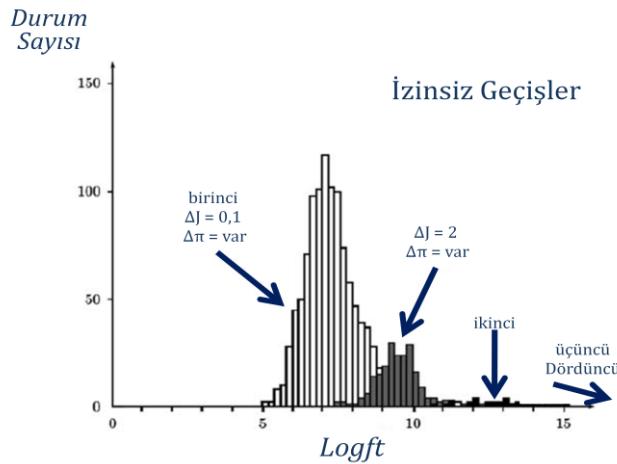
Elektron ve nötrinoya ait spin değerleri antiparalel ise toplam spin $S=0$ olur, dolayısıyla toplam nükleer spin değişmez ve $\Delta I = |I_f - I_i| = 0$ olur. Bu tip geçiş, Fermi Geçışı olarak tanımlanmaktadır. Diğer bir durum ise, elektron ve nötrinonun spinlerinin paralel olmasıdır ve bu durumda $S=1$ değerindedir. Dolayısıyla, nükleer açısal momentumdaki değişim $0, \pm 1$ olmaktadır. Bu tip geçiş ise Gamow-Teller Geçışı olarak bilinmektedir. $S=1$ durumunda, denklem 2.19, $0^+ \rightarrow 0^+$ geçişinin Gamow-Teller geçişi olamayacağını doğrular. Fermi ve Gamow - Teller Geçişleri operatörler ile de temsil edilmekte ve bu operatörler sırasıyla O_F ve O_{GT} olarak verilmektedir.

$L = 0$ durumu için izinli geçişlerden bahsederken, $L \neq 0$ durumunda, yani elektron ve nötrino için çekirdek dışına taşınan açısal momentumun değeri sıfırdan farklı olduğunda, izinsiz (yasak) geçişler söz konusu olmaktadır. İzinsiz geçişler gerçekleşmesi mümkün olmayan geçişler değildir, ancak izinli geçişlere göre gerçekleşme olasılıkları daha düşük olan geçişlerdir. İzinsiz geçişlerin mertebesi, yani ne kadar izinsiz oluşu, L değerinin artışı ile doğru orantılıdır. Ayrıca izinli geçişlerde ilk ve son durum pariteleri korunurken ($\pi_i = \pi_f$), izinsiz geçişlerde parite korunmayabilir ($\pi_i \neq \pi_f$). Bu durumda verilen kurallar gereği; $L = 1$ için birinci yasak geçişler, $L = 2$ için ikinci yasak geçişler ve daha büyük L değerleri için bu değerlere karşılık yasak geçişler

söz konusudur. Bozunum sonucunda görülecek geçişler için $\log ft$ değerlerinden yola çıkarak, bu geçişlerin ne kadar olasılıkta olabileceğini tespit etmek mümkündür. Bu durum da bizi geçişlerin ne kadar izinli ya da izinsiz olduğunu anlamamız konusunda bilgilendirir. $\log ft$ değerinde bulunan f fermi faktörü bozunum sonucu gözlenen elektron ile nötrinoya ait dalga fonksiyonlarının son duruma nasıl etki ettiğini gösteren bir çarpan olup, t ise bu geçişe ait kısmi yarı ömür değerinin ölçülmüş değeridir. ft çarpanının logaritmik değerinin kullanılmasının sebebi seviyelere ait kısmi yarı ömürlerin arasındaki olası büyük farkı ölçek bakımından küçülterek, geçişlere ait olasılıkların daha ayrıntılı değerlendirilmesini sağlamaktır.



Şekil 2.6: İzinli Geçişler. X eksenini $\log ft$ ve Y eksenini durum sayısını göstermek üzere, geçişlerin ne olasılıkta izinli olduğunu gösteren değerler[3].



Şekil 2.7: İzinsiz Geçişler. X eksenini $\log ft$, Y eksenini durum sayısını göstermek üzere, geçişlerin ne olasılıkta izinsiz olduğunu gösteren değerler[3].

Şekil 2.6 ve Şekil 2.7, *logft* değerlerine bağlı olarak, parite değişimini ve toplam açısal momentum değerindeki farkları göz önünde bulundurarak, olası izinli ve izinsiz geçişleri göstermektedir.

Fermi ve Gamow – Teller Geçişlerine ait matris elemanları ayrıca yazılmalıdır. Bu durumda Fermi Geçışı için matris elemanı

$$M_{fi} = M_F = g_V \int d\vec{r} \Phi_f^* O_F \Phi_i \quad (2.27)$$

Gamow – Teller Geçışı için ise matris elemanı

$$M_{fi} = M_{GT} = g_A \int d\vec{r} \Phi_f^* O_{GT} \Phi_i \quad (2.28)$$

şeklinde verilir.

Bu matris elemanlarından yararlanarak 2.24 eşitliği yeniden yazıldığında

$$fT_{1/2} = \frac{K}{|M_f|^2 + \frac{g_A^2}{g_V^2} |M_f|^2} = \frac{K}{B(F) + \frac{g_A^2}{g_V^2} B(GT)}, K = \frac{2 \ln(2) \pi^3 \hbar^7}{g_V^2 m_e^5 c^4} \quad (2.29)$$

Burada M_F ve M_{GT} gerçek Fermi ve Gamow – Teller nükleer matris elemanlarıdır. g_F ve g_{GT} geçişlere ait şiddet sabitleridir.

2.3. İZOSPIN SİMETRİSİ

Nükleer fizikte çekirdeklerin yapısını araştırmada ve çekirdeklerin karakterlerini belirlemede simetrilerin önemi büyüktür. Buradan yola çıkarak geliştirilen yöntemlerden biri de çekirdekler arasındaki izospin simetrisinin incelenmesidir[15, 16]. İzospin simetrisi üzerine yapılan çalışmalar çekirdeklere ait izospin değerlerinin karakteristik özellikler taşıdığını ve bu durum da izospin değerinin bir quantum numarası olarak kabul edilmesi sonucunu ortaya çıkarmıştır. Çekirdeklere ait izospin değerlerinden yararlanarak çekirdekler arasında benzer nükleer yapıları incelemek ve bu çekirdeklerin yapmış oldukları bozunumları gözlemek, izospin simetrisinin önemini vurgulamaktadır. Verilen bir çekirdeğin izospin değeri belirlendikten sonra söz konusu çekirdeğin hangi çekirdekler ile nükleer yapısının karşılaştırılabileceği, izospin değerlerinden yararlanarak kurulan izobarik sistem üzerinden görülmektedir.

2.3.1. Bir Çekirdeğin İzospini

Nükleer etkileşmelerin yükten bağımsız olması ve yük simetrisinin varlığı, proton ve nötronun neredeyse aynı kütleyle sahip olmaları, proton ile nötronun farklı iki durumdaki aynı parçacık gibi davrandıklarını göstermektedir. T_z , $T = 1/2$ izospin değerinin üçüncü bileşeni olmak üzere, proton “spin aşağı” olarak tanımlanır ve proton için $T_z = -1/2$ olarak verilir. Benzer şekilde, nötron “spin yukarı” olarak tanımlanarak, nötron için izospinin üçüncü bileşeni $T_z = +1/2$ şeklindedir.

Protonlar ve nötronlar için izospin katkısı düşünüldüğünde, basitçe üç farklı sistemin varlığından bahsedilebilir. Bunlar proton – proton (p-p), nötron – nötron (n-n) ve proton – nötron (p-n) sistemleridir. Nötron için izospinin $T_z = +1/2$, proton için ise izospin değerinin $T_z = -1/2$ olarak verilmesi, n-n sistemi için $T = 1$, p-p sistemi için $T = 1$ ve p-n sistemi için $T = 0$ veya $T = 1$ (spin yönelimlerine bağlı olarak) değerlerinin elde edilmesini sağlar. T_z değeri, T değerinin üçüncü bileşeni olduğundan, $T < T_z$ olması mümkün değildir. Buradan yola çıkarak, T_z için mümkün değerler $T, T - 1, 0, \dots, -T$ aralığındadır. Pauli Dışarlama İlkesi dikkate alınarak, nötron ve protonlar ancak zıt spin yönelimleri söz konusu olduğunda aynı seviyede bulunabilirler. Dolayısıyla, n-n sistemi ($T_z = +1$) için $S = 0$ ve $T = 1$ söz konusudur. Aynı şekilde, p-p sistemi ($T_z = -1$) göze alındığında toplam spin değeri $S = 0$ olurken, $T = 1$ olmalıdır. Nötron ve protonun birlikte alındığı p-n sisteminde ($T_z = 0$) ise spin yönelimlerinden dolayı $S = 1$ (proton ve nötron aynı yönlü spinli), $T = 0$ veya $S = 0$ (proton ve nötron zıt yönlü spinli), $T = 1$ durumları mevcuttur.

Birden fazla nükleonla verilen bir sistem için, izospin bilinen açısal momentum vektörlerindeki eşleşme kurallarını takip eder. Dolayısıyla, her bir nükleondan gelen izospin katkısının toplamıyla sisteme ait izospin belirlenmiş olur. Buradan yola çıkarak, bir sistemin veya bir çekirdeğin izospin değerini bulabilmek için; N toplam nötron sayısını, Z ise toplam proton sayısını göstermek üzere, $T_z = (N - Z)/2$ şeklinde yazılır[15, 16].

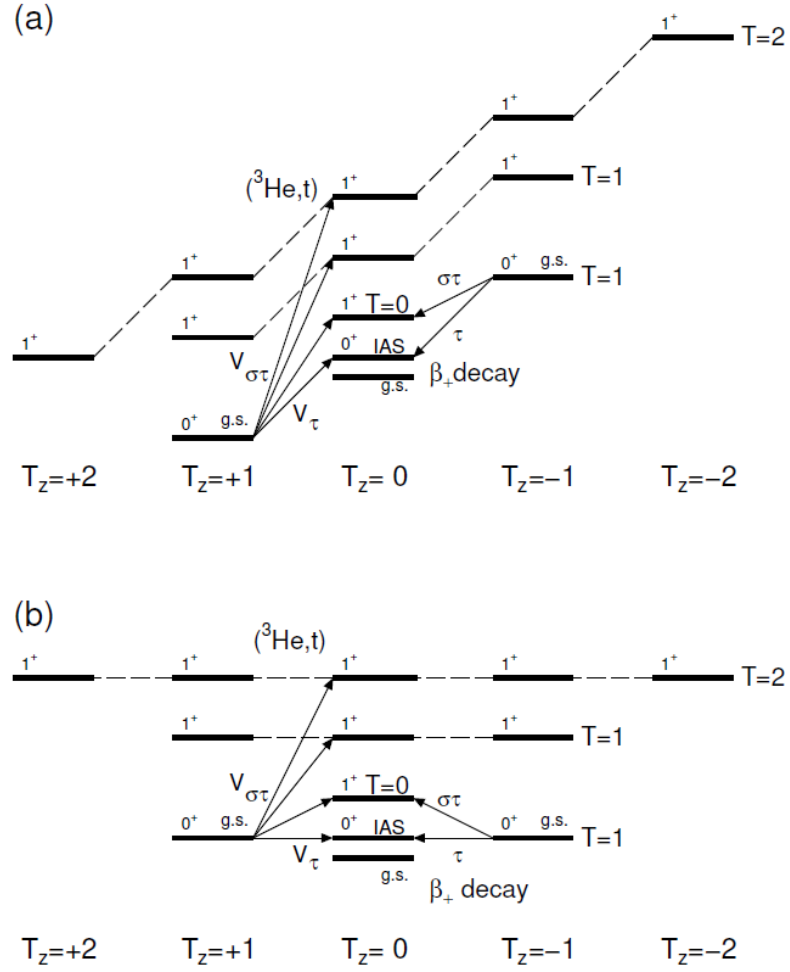
2.3.2. Ayna Çekirdekler ve İzospin İlişkisi

Nükleer modellerden biri olan Kabul Modelinden yararlanarak nükleer tabloda bulunan çekirdeklere ait proton ve nötron sayılarını kullanarak, bu çekirdeklerin karakterlerini,

spin ve parite değerlerini (J^π) belirlemek mümkündür. Verilen bir A_ZX_N çekirdeği için, Z 'nin çekirdeğe ait proton sayısını, N 'nin ise çekirdeğin sahip olduğu nötron sayısını temsil ettiğini biliyoruz. Buradan yola çıkarak, aynı kütle numarasına sahip, fakat proton ve nötron sayıları birbirleri ile yer değiştirmiş olan çekirdekler “ayna çekirdekler” olarak bilinirler. Örneğin, ${}^{27}_{13}\text{Al}_{14}$ çekirdeği, 13 proton ve 14 nötrona sahipken; ${}^{27}_{14}\text{Si}_{13}$ çekirdeği, 14 proton ve 13 nötrona sahiptir. Bu sistem $A=27$ sistemi olarak adlandırılır. Burada, ${}^{27}_{13}\text{Al}_{14}$ için $T_z = + 1/2$, ${}^{27}_{14}\text{Si}_{13}$ çekirdeği için ise $T_z = - 1/2$ olarak hesaplanır[17]. Her iki çekirdeğe ait kütle numaraları 27 olmasına rağmen, farklı proton sayılarına sahip olduklarından dolayı, çekirdekler de birbirlerinden farklı çekirdeklerdir ve nükleer yapılarının da farklı olması beklenmektedir. Ancak, bu iki çekirdeğe ait proton ve nötron sayılarından yararlanılarak bu iki çekirdeğin spin ve parite değerlerine bakıldığında (tek sayı olan proton ve nötron değerleri kullanılarak), bu değerlerin aynı olduğu ve nükleer olarak aynı özellikleri gösterdikleri görülmüştür. Bu da bize ayna çekirdeklerin birbirlerinden farklı çekirdekler olmalarına rağmen, nükleer fizik çerçevesinde yapılarının aynı olduğunu göstermiştir. Bunun üzerine, bu çekirdekler için yapılan “ayna çalışmalar” ile söz konusu çekirdeklerin nükleer yapıları anlaşılmasına çalışılmıştır ve belirli kurallar çerçevesinde elde edilen sonuçlar diğer ayna çekirdek sistemleri için de öngörülmektedir. $A = 27$ sistemi için verilen örnekte, $T_z = \pm 1/2$ olarak verildiğinden bu sistem izospin cinsinden $T = 1/2$ sistemi olarak tanımlanır.

2.4. T=1 İZOSPİN SİMETRİSİ ÜZERİNE DENEYSEL ÇALIŞMALAR

$T_z = +1$ ' den $T_z = 0$ ' a geçişler (p,n) veya (${}^3\text{He},t$) tipi yük değişim (CE) reaksiyonlarıyla incelenirken[4,18], $T_z = -1$ ' den $T_z = 0$ ' a geçişler[19] üzerine beta bozunumu ile çalışılabilmektedir. Bu tip çalışmalar, bugüne kadar ancak hafif çekirdekler için; örneğin $A = 26$ sistemi (${}^{26}\text{Mg}$, ${}^{26}\text{Al}$ ve ${}^{26}\text{Si}$) [20] içerisindeki çekirdekler için yapılmıştır. Şekil 2.8, $T_z=0,\pm 1$ ve ± 2 değerlerine sahip ayna çekirdekler için izospin simetri geçişlerinin sistematik gösterimini vermektedir.



Şekil 2.8: $T_z = 0$, $T_z = \pm 1$ ve $T_z = \pm 2$ ayna çekirdekleri için izospin simetri geçişlerinin şematik gösterimi. (a) Gerçek enerji düzeyleri ile seviye şeması. (b) Coulomb yer değiştirme enerjileri ihmal edilerek izospin değerleri cinsinden seviye şeması. Analog seviyeler kesikli çizgiler ile birbirlerine bağlanmıştır [21].

Hafif çekirdeklerde, beta bozunumu için en dikkat edilmesi gereken nokta, reaksiyon enerjisi Q' ya bağlı olarak görülebilecek uyarılmış seviyelerdir. Q değerinin üstünde uyarılmış seviyeler gözlenemez. Hafif çekirdekler için bu Q değerinin düşük olmasından dolayı, ancak düşük enerjili seviyelerin görülebilmesi mümkündür. Nükleer tablodaki kararlılık bölgesi ve izospinin üçüncü bileşenine ait $T_z = -1 \rightarrow 0$ geçişleri göz önüne alındığında, bu T_z değerlerine sahip pf-kabuk çekirdeklerinin ayrıntılı izospin simetrisi çalışmalarına doğru bir şekilde cevap verdiği bilinmektedir. Bu çekirdeklerde Coulomb enerjilerinin göreceli olarak yüksek olması nedeniyle, beta bozunumu çalışmaları kız çekirdeklerdeki yüksek enerjili uyarılmış seviyelere ait Gamow – Teller geçişlerinin büyüklüklerinin, yani $B(GT)$ değerlerinin ölçülmesine olanak

sağlamaktadır. Ana çekirdeğin beta bozunumu yapması ile kız çekirdeğe dönüşmesi sonucunda kız çekirdeğe ait uyarılmış seviyelerden kız çekirdeğin temel seviyesine yapılan gama geçişlerinin büyüklüklerinin hesaplanması, B(GT) değerleri olarak elde edilir.

2.4.1. Yük Değişim (CE) Reaksiyonları ($T_z = +1 \rightarrow T_z = 0$)

Beta bozunumundaki Q reaksiyon enerjisinin spektrum üzerindeki etkisi, yüksek enerjili uyarılmış seviyelerin gözlenmesini engellemektedir. Nükleon başına çok yüksek olmayan enerji değerlerinde gerçekleştirilen ve Q reaksiyon enerjisi gibi herhangi bir limit problemi olmayan (p,n) veya ($^3\text{He},t$) gibi yük değişim reaksiyonları (diğ er adıyla “Charge Exchange Reactions”), reaksiyon sonucunda elde edilen son çekirdeğe ait yüksek enerjili uyarılmış seviyelerin gözlenmesine ve bu seviyelere ait B(GT) değerlerinin hesaplanabilmesine olanak sağlamaktadır.

0° civarında ve orta enerji değerlerinde ($E_{\text{mermi}} > 100 \text{ MeV / nükleon}$) gerçekleştirilen CE reaksiyonlarının, GT geçişlerinin incelenmesinde ve bu geçişlerin büyüklüklerinin hesaplanmasında doğru bir yöntem olduğu ispatlanmıştır. 0° civarındaki tesir kesiti ve B(GT) değerleri arasındaki yaklaşık orandan yola çıkarak

$$\frac{d}{d\Omega} \sigma_{CE}(0^\circ) \propto K^{CE} N_{\sigma\tau}^{CE} |J_{\sigma\tau}(q=0)|^2 B(GT) = \hat{\sigma}_{GT}(0^\circ) B(GT) \quad (2.30)$$

yazılabilir[2]. Burada $J_{\sigma\tau}(0)$, momentum transferinin $q=0$ olduğu anda $V_{\sigma\tau}$, etkileşme terimine ait hacim integralini verir. K , kinematik faktörü; $N_{\sigma\tau}$, burkulma faktörünü ve $\hat{\sigma}_{GT}(0^\circ)$, 0° deki bir GT geçişine ait birim tesir kesitini vermektedir.

Yük değişim reaksiyonlarına ait çalışmalar, son yıllarda oldukça geliştirilmiştir. Bunun en önemli sebebi de (p,n) reaksiyonları sonucu elde edilen düşük enerji çözünürlüğünün, ($^3\text{He},t$) reaksiyonlarının kullanılması ile geliştirilerek daha iyi sonuçlar alınmaya başlanmış olumasıdır.

2.4.2. Beta (β) Bozunumu ($T_z = -1 \rightarrow T_z = 0$)

Beta bozunumu (β^+) ile izospin değeri $T_z = -1$ ($^{58}_{30}\text{Zn}_{28}$) olan çekirdeklerin, izospin değeri $T_z = 0$ ($^{58}_{29}\text{Cu}_{29}$) olan çekirdeklere bozunumu söz konusudur.

Gamow – Teller Geçiş büyüklüğünü veren $B(GT)$ değerleri, beta bozunumdan direkt olarak elde edilebilen ft değerlerinden hesaplanabilmektedir. Söz konusu ft değerleri; Coulomb enerjileri, ilgilenilen seviyeye ait yarı ömür değeri ve dallanma oranından yararlanılarak elde edilmektedir.

Beta bozunumunda, kısmi yarı ömür değeri $t_{1/2}$, f faktörü ile çarpılmaktadır. Bu f faktörü, denklem 2.29’ da görüldüğü gibi $B(GT)$ ve Fermi geçişi büyüklüğü $B(F)$ ’ ye bağlıdır ve bu değer Coulomb faktörü denilen bir değerle düzeltilmelidir. Bu durumda

$$ft_{1/2} = K \frac{1}{B(F)(1 - \delta_c) + \lambda^2 B(GT)} \quad (2.31)$$

elde edilir. Burada $K = 6143.6 \pm 1.6$ [22], $\lambda = g_A/g_V = -1.270 \pm 0.003$ [23], δ_c Coulomb düzeltme faktörüdür[24]. Fermi geçiş büyüklüğü $B(F)$, teorik olarak hesaplanabilmektedir ve bu değer $B(F) = |N - Z|$ olarak verilmektedir[1]. Buna karşılık, $B(GT)$ değerleri deneysel çalışmalar sonucunda belirlenebilmektedir.

Deneysel sonuçlarla elde edilen $B(GT)$ değerlerindeki hata payları (diğer adıyla “uncertainties”), bozunumun Q değeri, toplam yarı ömür değeri $T_{1/2}$ ve dallanma (diğer adıyla “branching”) oranlarındaki hata paylarından doğmaktadır. Gerçekleşecek bozunuma bağlı olarak daha küçük f faktörü değerleri göz önüne alındıkça, daha yüksek enerjili uyarılmış seviyelere ulaşmak zorlaşacağından, bu seviyelere ait doğru besleme (diğer adıyla “feeding”) oranlarının belirlenmesi de zorlaşacaktır. Diğer taraftan, (${}^3\text{He}, t$) reaksiyonunda, söz konusu yüksek enerjili seviyelere ulaşmak ve bu seviyelere ait GT geçiş büyüklüklerini göreceli olarak hesaplamak mümkündür. Bu değerlerden ve bozunuma ait Q değerinden yola çıkarak hesaplanan f faktörlerinden yararlanarak, beta bozunumuna ait besleme oranları tespit edilebilir. Daha sonra bu besleme oranları, beta bozunumuna ait toplam yarı ömür değerinin kullanılması sonucu gerekli normalizasyon işleminin yapılması ile kesin $B(GT)$ değerlerine dönüştürülebilmektedir. Bu durum da beta bozunumu ve yük değişim reaksiyonlarının birbirleri ile ne derecede ilişkili olduğunu açıkça ortaya koymaktadır.

Beta bozunumu sonucu elde edilen toplam yarı ömür değerinin tersi; İzobarik Analog Seviye (IAS) geçişine ait Fermi geçişinin kısmi yarı ömrü olan t_F' nin tersinin, i.

Gamow Teller seviyelerine ait GT geçişlerinin kısmi yarı ömür değerleri olan t_i ' lerin terslerinin toplamlarıyla verilir

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \frac{1}{t_F} + \sum_{i=GT} \frac{1}{t_i} \quad (2.32)$$

Eşitlik 2.32' den yararlanarak, t_F ve t_i değerleri yerine konulduğunda

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \frac{1}{K} (B(F)(1 - \delta_c) f_F + \sum_{i=GT} \lambda^2 B(GT)_i f_i) \quad (2.33)$$

elde edilir[2]. Burada f_F ve f_i , İzobarik Analog Seviyeye ve i . GT seviyesine ait beta bozunumlarına karşılık gelen f faktörü değerleridir. $B(GT)_i$, i . GT seviyesine geçişe ait $B(GT)$ değeri olup, $B(F) = |N - Z|$ şeklinde verilir.

CE reaksiyonlarında, GT ve Fermi geçişlerine ait geçiş büyüklüklerini birbirleri ile ilişkilendirmek için, 0° ' de GT ve Fermi geçişlerine ait birim tesir kesitleri cinsinden bir R^2 değeri tanımlanır

$$R^2 = \frac{\hat{\sigma}_{GT}}{\hat{\sigma}_F} = \frac{\sigma_i^{GT}}{B(GT)_i} \frac{B(F)(1 - \delta_c)}{\sigma^F} \quad (2.34)$$

İzospin simetrisine dayanarak, bütün $T_Z = \mp 1 \rightarrow 0$ geçişleri için R^2 oranının aynı olması beklenmektedir. $B(GT)_i$ yerine R^2 değeri konulduğunda

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \frac{B(F)(1 - \delta_c)}{K \sigma^F} \left(\sigma^F f_F + \frac{\lambda^2}{R^2} \sum_{i=GT} \sigma_i^{GT} f_i \right) \quad (2.35)$$

elde edilir[2]. Beta bozunumu ve yük değişim(CE) reaksiyonu gibi iki farklı tür reaksiyonun birlikte incelendiği bu adımda; $B(F)$ ve δ_c hangi çekirdek üzerine çalışıldığına bağlı olup, σ^F ve σ^{GT} yük değişim reaksiyonlarından elde edilebilmektedir. f_i ve f_F hesaplanabilir büyüklükler olup, toplam yarı ömür değeri $T_{1/2}$ beta bozunumunda ölçülmektedir.

Özet olarak, yaklaşık $B(GT)_i$ değerleri CE reaksiyonlarından belirlenebilmektedir. Beta bozunumu çalışmalarından doğru bir $T_{1/2}$ yarı ömür değeri elde edildiğinde ve ayna

çekirdekler üzerine kurulu izospin simetrisinden yararlanarak CE ve beta bozunumu birlikte incelendiğinde, CE reaksiyonları sonucu gözlenen bütün uyarılmış seviyelere ait kesin $B(GT)_i$ değerleri hesaplanabilmektedir.

2.5. İZOMER SEVİYELER

Nükleer çekirdeklere ait uyarılmış seviyelerin yaşam ömürleri yaklaşık olarak femtosaniye (10^{-15} sn) - nanosaniye (10^{-9} sn) aralığındadır. Ancak atom fiziğinde de olduğu gibi, normal uyarılmış seviyelerle karşılaştırıldığında daha uzun yaşam ömürlerine sahip orta kararlı seviyelerin bulunduğu bilinmektedir. Çekirdeklerin sahip olduğu bu seviyeler, *izomer seviyeler* olarak adlandırılır. İzomer seviyelerin yaşam ömürleri bir kaç nanosaniye olabileceği gibi, saniye hatta nadiren de olsa bazı durumlarda yıl mertebesinde de olabilmektedir. Uyarılmış bir seviyenin bozunma olasılığı; seviyeler arasındaki enerji farkı, büyük enerji farklarının sahip olabileceği bozunma olasılıkları, çekirdeğin sahip olduğu deformasyon veya spindeki büyük değişiklik gibi birçok parametreye bağlıdır. Bu gibi durumlar gerçekleşebilecek olası gama bozunumlarını da etkilemektedir. İzomer seviyeler direkt elde edilebileceği gibi, çekirdeğin sahip olduğu daha yüksek enerjili uyarılmış seviyelerin yapacağı bozunumlarla da görülebilmektedir.

2.6. DALLANMA ORANLARI

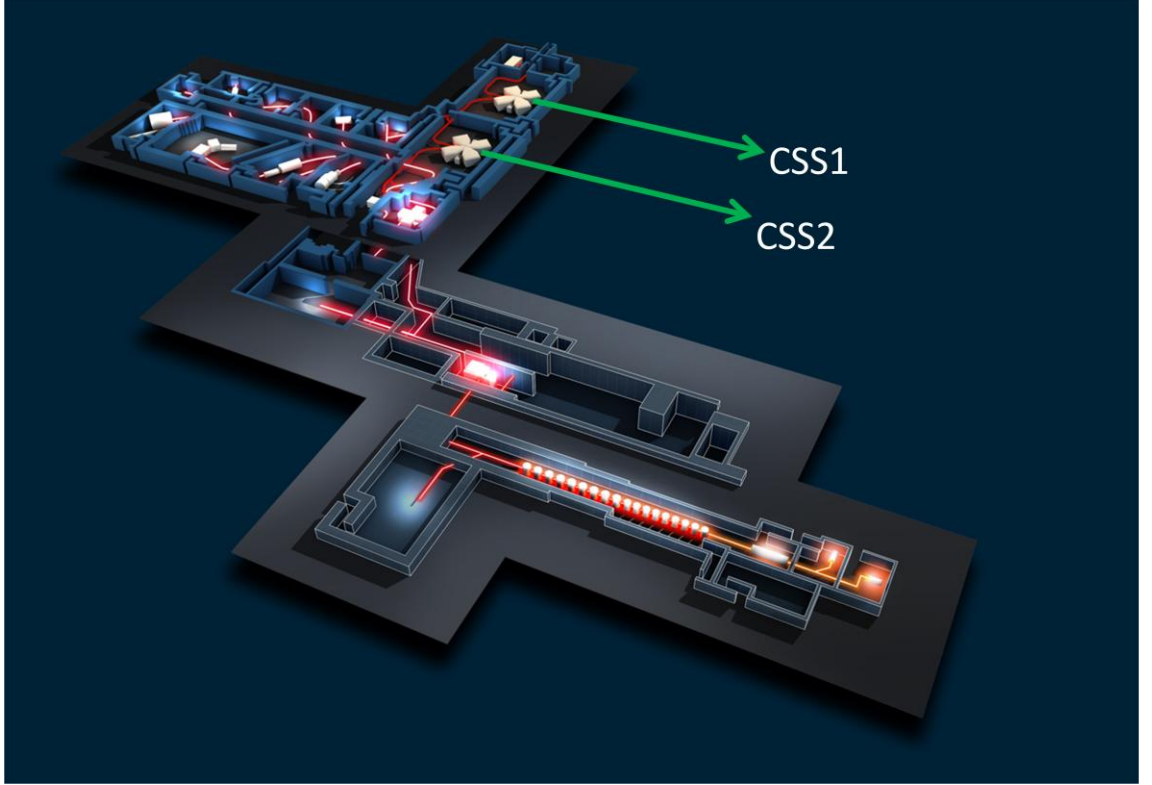
Çekirdeklere ait bozunumlarda dallanma oranları, her bir kısmı bozunma olasılığının toplam bozunma olasılığına oranı ile verilir. Kısmi bozunma sabitleri, λ_i değerleri, toplam bozunma sabitinin dallanma oranı ile çarpılmasıyla hesaplanır. Bozunuma ait bütün kısmi bozunma sabitleri toplandığında, söz konusu bozunumun toplam bozunma sabiti elde edilir. Dolayısıyla, $\lambda = \sum \lambda_i$ olarak verilir. Bir seviyeye ait farklı iki bozunumun yarı ömürlerinin yakın olması halinde, dallanma oranlarından yararlanarak bu seviyelerin karakterize edilmesi mümkündür.

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. GANIL VE LİSE SPEKTROMETRESİ

3.1.1. GANIL Hakkında Genel Bilgi

Deneysel çalışmalara dayalı olan bu tez çalışması, Fransa' nın Caen şehrinde bulunan, 1983 yılında küçük bir araştırma merkezi olarak kurulan[25] ancak daha sonra hızlandırıcı teknolojisi ve nükleer fizik alanına ait çalışmaların zaman içerisinde geliştirilmesi ile bilimsel araştırmalar yapılması konusunda günümüzde Dünya çapında önemli bir yere sahip olan GANIL (**G**rand **A**ccélérateur **N**ational d'**I**ons **L**ourds)' de gerçekleştirilmiştir.



Şekil 3.1: GANIL' e genel bakış. Siklotron tipi hızlandırıcılar olan CSS1 ve CSS2, deneylerin gerçekleştirilmesi için gerekli olan iyonların hızlandırılmasını sağlamaktadır.

Gerekli donanımın ve tekniklerin kullanılmaya başlanmasından sonra 1983 yılında aktif olarak çalışmaya başlayan GANIL, günümüzde bulunan diğer bütün büyük araştırma merkezleri gibi, zaman içerisinde önemli özelliklere sahip hızlandırıcıları ve buna bağlı olarak özgün deneysel çalışmaları bünyesinde bulundurarak, birçok önemli çalışmanın

gerçekleştirilmesine olanak sağlamıştır. Bu araştırma merkezinde bulunan CSS1 ve CSS2 isimli siklotron tipi hızlandırıcılar (Şekil 3.1), deneysel çalışmaların gerçekleştirilmesi için gereken hüzmeye (“beam”) üretimini sağlamakta olup, nükleon başına 20 MeV den 100 MeV civarına kadar enerjilerin elde edilmesini sağlamaktadır[6]. Siklotron tipi bu hızlandırıcılar, 4 Tesla’ya kadar magnetik alan üretebilen ve her biri yaklaşık 400 ton ağırlığında olan 4 adet magnete sahiptir[25]. Deneysel çalışmalar için sunulan bu geniş enerji aralığı, nükleer tabloda bulunan Helyum’dan Uranyum’a bütün iyonların hızlandırılabilceğini, yapılabilecek çalışmaların ve elde edilebilecek fiziksel sonuçların çeşitliliğinin de arttırılabileceğini göstermektedir. Hızlandırıcıların teknik tasarımlarından dolayı elde edilebilen hüzmeye şiddeti gerekli şartlar sağlandığında, saniye başına 30 milyar parçacık gibi yüksek değerlere ulaşabilmektedir. Bu özelliği ile GANIL, Dünya’da bulunan birçok hızlandırıcıya göre deneysel süre bakımından kullanıcılarına büyük avantaj sağlar.

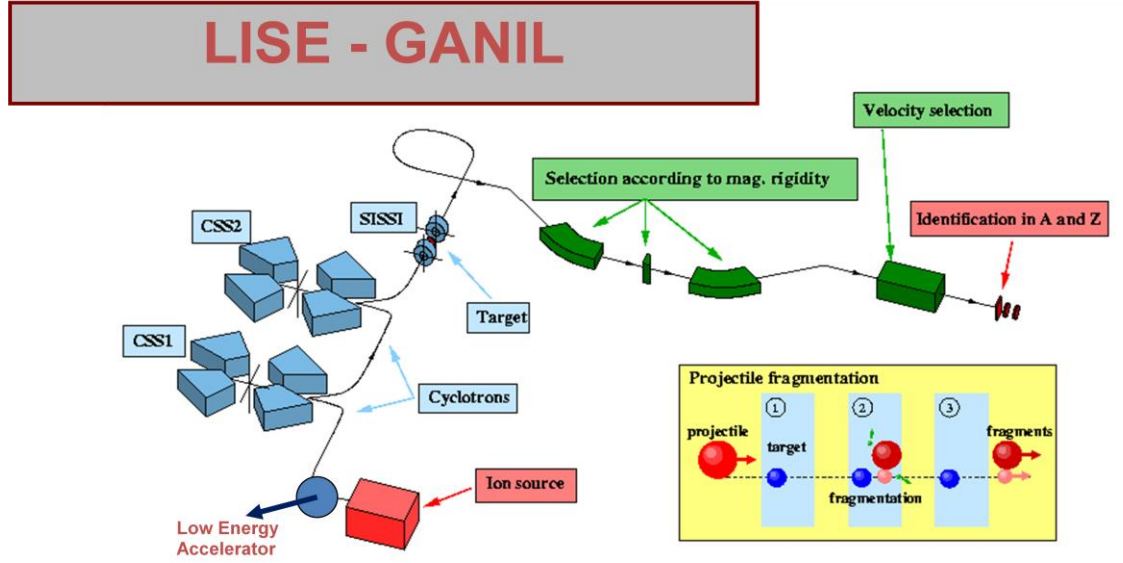
Genel olarak ifade edilmek istenirse, yüklü parçacıkların (proton, elektron, iyon, ...) hızlandırılması için bu parçacıklara elektrik alan kuvveti uygulanması gerekmektedir. Magnetik alan kuvveti uygulanarak yüklü parçacıkların hızlandırıcılardaki hareketleri kontrol edilir ve buna bağlı olarak da hedef ile reaksiyon sonucu elde edilen ürün çekirdekler için kullanılan dipol magnetler ile parçacıklar sahip oldukları hızları ve kütlelerine göre saptırılarak seçime uğrarlar. Tüm bu işlemler gerçekleştirilirken, unutulmaması gereken en önemli konulardan biri vakum ortamının var olması gerektiğidir. Hızlandırıcının içindeki tüplerde hareket eden bu parçacıkların hava ile temasını engellemek gerektiğinden, bu tipler içindeki vakumlama işleminin önemi büyüktür. Bu vakum değeri, yani bu tüpler içindeki basıncın değeri yaklaşık olarak 10^{-9} torr civarında tutulmaktadır.

Sahip olduğu hassas DAQ (**D**ata **A**cquisition) sistemi (mikrosaniye – nanosaniye mertebesinde veri kaydetme özelliğine sahip) ve oldukça verimli spektrometreleri ile iyon seçme özelliğinin geliştirilmiş olduğu çalışmaların yapıldığı GANIL, hedef çekirdek üzerinden fragmentasyon reaksiyonlarının ağırlıklı olarak gerçekleştirildiği bir laboratuvar ortamıdır. Bu özellikleri ile GANIL, egzotik çekirdeklere ait bozunumların, buna bağlı olarak ölçülecek çekirdek yarılanma ömürlerinin ve uyarılmış seviye ömür değerlerinin elde edilmesinde büyük olanak sağlamaktadır.

3.1.2. LISE Spektrometresinin Genel Yapısı

İyonların yüksek enerjilerde hızlandırılması ve hedef çekirdekler üzerine bombardıman edilmesiyle gözlenen fragmantasyon tipi reaksiyonlar sonucunda üretilen çok sayıda ve farklı türlerde egzotik ürün çekirdekleri gözlemek; ancak gerekli seperasyon işlemlerinin yapılması ile sağlanabilmektedir. Bu işlemlerin doğru bir şekilde yapılabilmesi ancak teknik anlamda yeterli ve etkin seçim yöntemlerinin kullanılması ile mümkündür.

GANIL' de bulunan LISE (Ligne d'Ions Super Epluchés)[7] Spektrometresi (Şekil 3.2), reaksiyon sonucu üretilen ürün çekirdeklerin ayrılma işlemlerinin gerçekleştirilmesi ve ilgilenilen iyonların seçimi için tasarlanmış olup, bir prizma görevi görecektir şekilde dizayn edilmiştir. Reaksiyon sonucu üretilen ürün çekirdeklerin seçimleri, bu çekirdeklerin sahip oldukları kütleleri, yükleri ve hızlarına bağlı olarak yapılmaktadır.

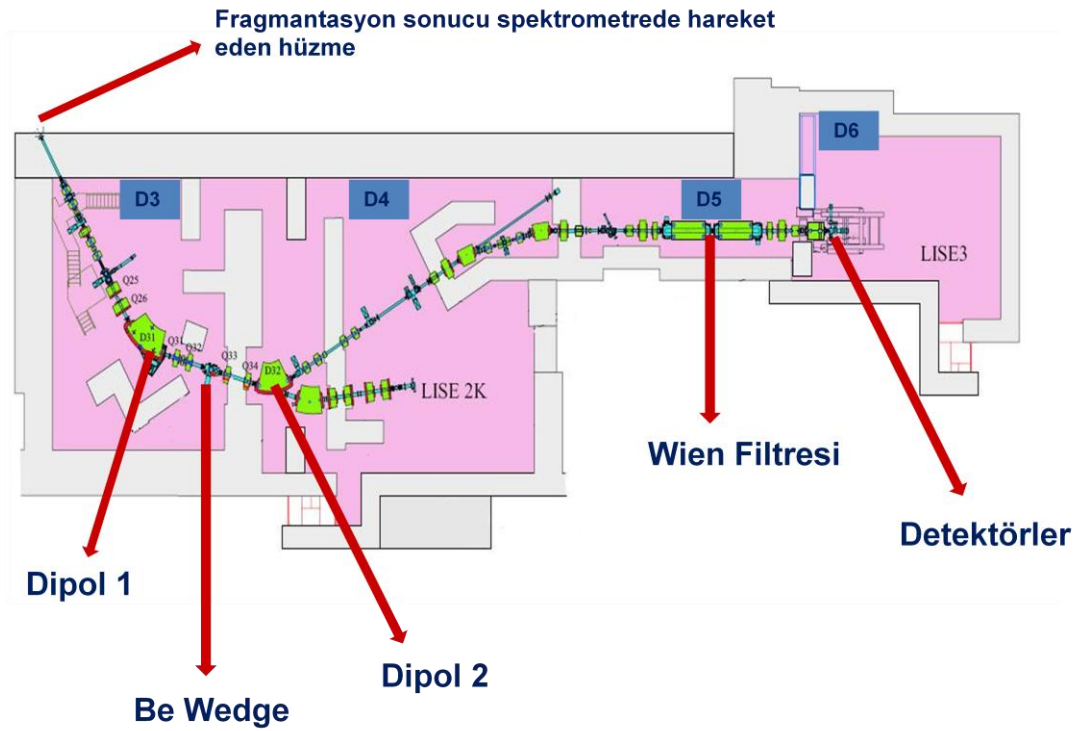


Şekil 3.2: GANIL' de bulunan LISE Spektrometresine genel bakış. Siklotron tipi hızlandırıcılar olan CSS1 ve CSS2 ile elde edilen yüksek enerjili hüzmeye (diğer adıyla “beam” veya “projectile”) ile hedef (diğer adıyla “target”) üzerinde reaksiyon gerçekleştirilmekte ve fragmantasyon sonucu üretilen ürün çekirdekler, LISE Spektrometresi boyunca yol almaktadır.

Fragmantasyon tipi reaksiyonlara genel olarak bakıldığında, iyon kaynağından (ion source) küçük bir hızlandırıcıya alınarak küçük enerjilerde hızlandırılan ve daha sonra CSS1 ile CSS2 hızlandırıcıları tarafından nükleon başına en yüksek enerji değerine

ulaştırılan hüzme μm mertebesinde kalınlığa sahip sabit kararlı hedef (SISSI) üzerine gönderilir ve reaksiyon elde edilir. Yüksek enerjilerde gerçekleşen bu reaksiyon ile nükleer tabloda kararlılık eğrisinden uzak bölgede bulunan egzotik çekirdeklerin üretimi sağlanır. Üretilen bu egzotik çekirdeklerin sahip oldukları yük değerleri, spektrometre boyunca alacakları yoldaki fiziksel durumlarını, hareket doğrultularını ve hızlarını doğrudan etkileyecektir. Spektrometre bünyesinde bulunan dipol magnetlerin, bu çekirdekler üzerindeki etkileri göz önüne alındığında, fragmantasyon sonucu elde edilen çekirdeklerin yük durumlarının ne kadar önemli olduğu anlaşılır. Spektrometre bünyesinde bulunan dipol magnetler ile saptırılacak olan bu iyonların sahip oldukları yük değerleri, uygulanan magnetik alana karşı tepkilerini direkt etkilemekle beraber, doğru saptırılma işlemlerinin yapılamaması durumunda, ürün çekirdeklere ait tesir kesitlerinde ciddi oranlarda düşüş görülebilir. Bu durumu önlemek için, siklotron hızlandırıcılarından maksimum enerjiyle gelen hüzmenin hedef ile reaksiyonu sonucunda gözlenen iyonların yük değerleri çok iyi kontrol edilmelidir. Bunun için de elektron koparmaya yarayan “stripper” adı verilen ve karbon elementinden (kimyasal özelliğinden dolayı elektron koparılması kolay olan) yapılmış bir plaka kullanılır. Elektrik alan kuvvetinin yüklü parçacıklar üzerindeki etkisi göz önünde bulundurulduğunda, fragmantasyon sonucu üretilen çekirdeklerin sahip oldukları yük değerleri ne kadar fazlaysa, hızlandırılma miktarları da o derece etkilenmektedir. Bu nedenle, stripper malzeme iki siklotron arasına yerleştirilmiş ve nükleon başına ihtiyaç duyulan enerji miktarına bağlı olarak, hüzme ikinci hızlandırıcıya enjekte edilmeden önce (hüzme, nükleon başına en yüksek enerjiye bu hızlandırıcıda ulaşmaktadır) gerekli elektron koparma işlemleri gerçekleştirilmektedir.

LISE Spektrometresi, hüzmenin geliş doğrultusuna göre 0^0 açılı ile yerleştirilmiştir[26]. Bunun amacı ise fragmantasyon sonucu elde edilen ürün çekirdeklerin spektrometre boyunca hareketleri söz konusu olduğundan, bu çekirdeklere ait tesir kesitlerinin detektör bölgesine ulaşmaya kadar en yüksek değerlerde tutulmasını sağlamaktır.



Şekil 3.3: GANIL' de bulunan LISE Spektrometresinin bölümleri. Fragmentasyon sonucu elde edilen egzotik ürün çekirdekler; gerekli seperasyon işlemlerinin yapıldığı D3, D4, D5 isimli odalardan geçerek, D6 isimli odada bulunan detektör bölgesine ulaşmaktadır[25].

LISE Spektrometresine bakıldığında (Şekil 3.3), farklı odalardan oluşan ve her bir odada farklı işlemlerin uygulandığı teknik ayrıntılar mevcuttur. Spektrometre içerisinde bulunan iki adet dipol magnet ile iyonların hareket doğrultuları kontrol edilerek detektör bölgesine kadar ulaşmaları sağlanır. Spektrometre bünyesinde bulunan diğer materyallerden olan dipol magnetler, degrader (wedge), Wien Filtresi ve kurşun malzemedan yapılmış slitler ile ilgili bilgiler deney düzeneğinin anlatıldığı bölümde ayrıntılı olarak ele alınacaktır.

3.2. LISE++ SİMÜLASYON PROGRAMI

3.2.1. LISE++ Simülasyon Programı Hakkında Genel Bilgi

LISE++ programı[27], fragmentasyon tipi reaksiyonlarda üretilen egzotik ürün çekirdeklerin; hangi oranda üretildiklerini ve deneysel düzende kullanılan spektrometre boyunca ne şekilde ilerleyeceklerini deney öncesi simüle etmeye ve buna bağlı olarak gerekli teknik değişikliklerin yapılmasını sağlayan bir simülasyon programıdır. GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung, Almanya)[28], GANIL (Fransa) gibi fragmentasyon tipi reaksiyonların ön planda tutulduğu deneysel çalışmaların yapıldığı araştırma merkezlerinde gerçekleştirilen bütün deneyler öncesi, bu programdan yararlanılarak spektrometrelerin teknik tasarımı yapılır. Ürün çekirdeklere ait tesir kesiti, TOF (Time of Flight – Uçuş Süresi), detektörler üzerindeki enerji kayıpları gibi önemli fiziksel bilgiler hakkında çok az hata payı ile bilgiler verebiliyor olması, LISE++ programının kullanılmasının önemini artırmaktadır. Windows İşletim Sistemi üzerinde de çalışabilen bu program, kullanılabilirlik açısından oldukça rahat olmakla beraber, kullanıcılarına deney öncesi sunduğu imkanlar programın tercih edilmesinin temel sebebinin oluşturur.

“Hüzme” nin hedef üzerinden fragmentasyona uğraması ile üretilen RNH (Radyoaktif Nükleer Hüzmeler) ile yapılan çalışmalar, bugün Dünya üzerinde bulunan birçok laboratuvarında geliştirilerek devam etmektedir. Deneysel çalışmalar esnasında elde edilen RNH hakkında “online” bilgi edinebilmek, deneylerin başarısını ve elde edilen sonuçları direkt etkilemektedir. LISE++ programı deneysel çalışmalara bu anlamda katkı sağlamak amacıyla tasarlanmış olup, en önemli özelliği deney esnasında gerekli bir teknik değişikliğin yapılması konusunda uzmanları çok hızlı bir şekilde yönlendirilebiliyor olmasıdır. Programın tasarlanırken ve kullanılırken hedeflediği amaçlara bakıldığında:

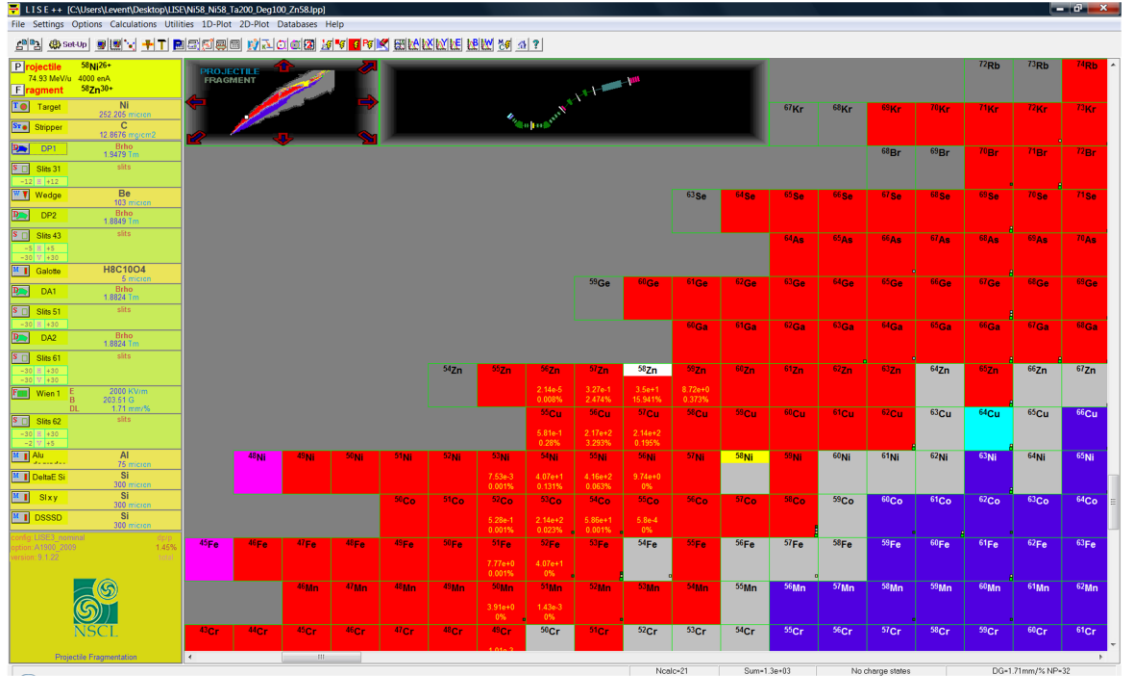
- İlgilenilen RNH türleri için fragmentasyonun inceleneceği spektrometreye ait teknik ayrıntıların tasarlanması,
- Seçilen RNH için saflık ve şiddet miktarının belirlenmesi,
- Deney esnasında üretilecek ve online olarak gözlenecek iyon tanımlama spektrumlarının deney şartlarına bağlı olarak deney öncesi simüle edilmesi,

- Kullanıcılarına kolaylık sağlamak amacıyla program içi pratik geçişlerin sağlanması,
- Farklı Spektrometrelerde (GSI, LISE, ...) doğru sonuçlar verebilecek donanıma sahip olması

şeklinde bir genelleme yapılabilir[7]. Fragmentasyon ürünlerine ait momentum ve açıl pozisyon dağılımları, programın alt yapısında bulunan istatistiksel bir model ile belirlenmektedir. İyonlara ait hız büyüklükleri sabitlenerek veya belirli bir aralıkta değerler verilerek tanımlanabilmektedir. Ürün çekirdeklere ait tesir kesitleri, enerjilerinden bağımsız olarak global bir parametre sistemi olan EPAX ile hesaplanmaktadır. Önerilen bir reaksiyona ait tesir kesitleri programa direkt yazılabilirken, bu değere ait hesaplamalar otomatik olarak program bünyesinde kayıtlı olarak bulunmaktadır. Bu da karşılaştırmalı reaksiyon çalışmalarında kullanıcılara büyük kolaylık sağlamaktadır.

3.2.2. LISE++ Simülasyon Programı ile Deneysel Düzenek Tasarımı

Windows üzerinde çalıştırılabilen ve bir çeşit Monte Carlo kodu olan LISE++ programı ile deneysel çalışmalar öncesi yapılan simülasyonlar aracılığıyla deney düzeneğinde kullanılacak olan elemanların teknik özellikleri belirlenebilmektedir. Program bünyesine genel olarak bakıldığında, spektrometrede bulunan dipol magnetler ile ilgili seçim özellikleri, bir çeşit plaka olan wedge (“degrader” olarak da bilinmektedir) ve iyonların enerji kayıplarına veya implantasyona uğrayacakları detektörlerin kalınlıkları ve malzeme cinslerine bağlı olarak seçilebilmesi gibi teknik tasarımlar mevcuttur. Bu tasarımın dışında fazladan istenilen her bir teknik ayrıntı, programda bulunan seçenekler ile belirlenip spektrometreye eklenebilmektedir. Bu işlemler programın sol tarafında bulunan sütundaki “spektrometre dizaynı” kısmında yapılmaktadır (Şekil 3.4). İstenilen teknik özellikler eklendikten sonra program çalıştırılarak ilgilenilen sonuçlar incelenebilmektedir.



Şekil 3.4: LISE++ programına ait ana menünün genel görüntüsü.

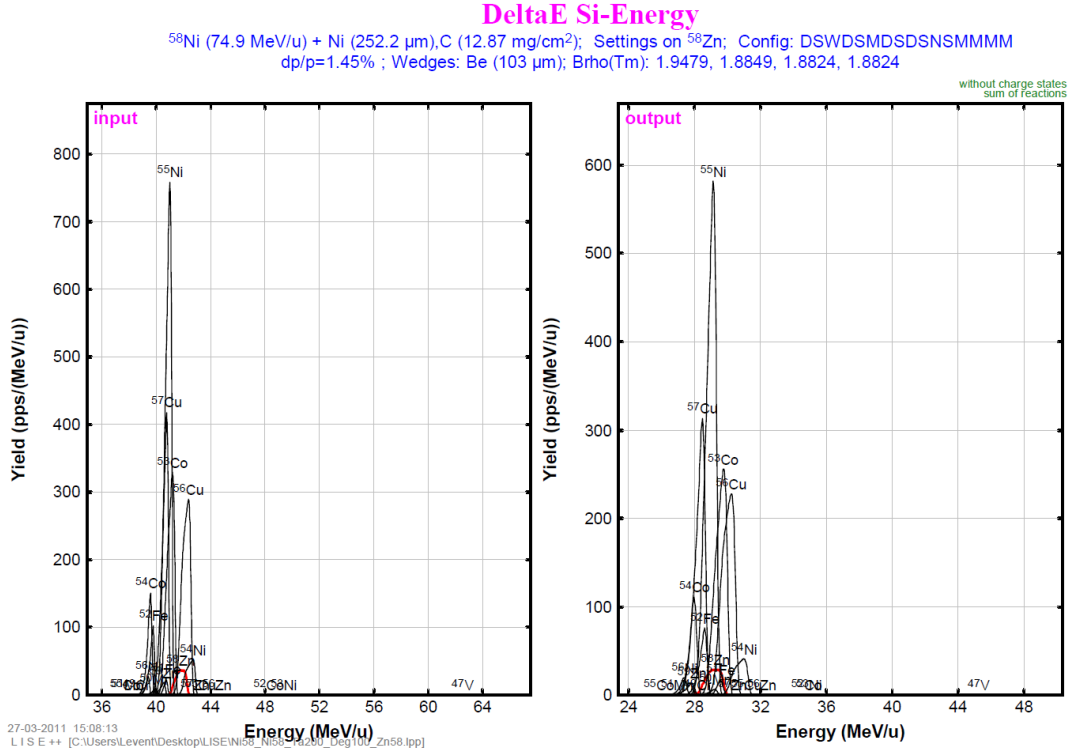
Fragmantasyon sonucu üretilen çekirdekler için atom numaraları 1 – 130 arasında olan ve materyallerdeki enerji kayıpları 10 keV değerinden itibaren hesaplanabilen bu program ile yapılan çalışmalar, deney esnasında karşılaşılabilecek herhangi bir teknik ve fiziksel sorunu çözme konusunda oldukça verimli bir ortam yaratmaktadır.

3.2.3. LISE++ Simülasyon Programının Çalıştırılması ve Elde Edilen Sonuçlar

Program üzerinde istenilen deneysel tasarım yapıldıktan sonra program çalıştırılmakta ve elde edilen sonuçlar programın veri tabanında saklanmaktadır. Elde edilen bu sonuçlar, “plot” seçenekleri ile spektrumlara dönüştürülebilmekte ve istenilen fiziksel sonuçlar incelenmektedir. Program üzerinde bulunan araç çubuğu ile seçilebilen “physical calculator”, spektrometre üzerinde kullanılan materyaller, hızlandırılan hüzme, kullanılan hedef çekirdek, dipol magnetler hakkındaki teknik ayrıntılar ve detektörlerin kalınlıkları ile türleri hakkında bilgi vermektedir. Bir boyutlu ve iki boyutlu spektrumlar ile fiziksel sonuçları görmek ve buna bağlı olarak gereken teknik değişiklikleri yapmak mümkündür.

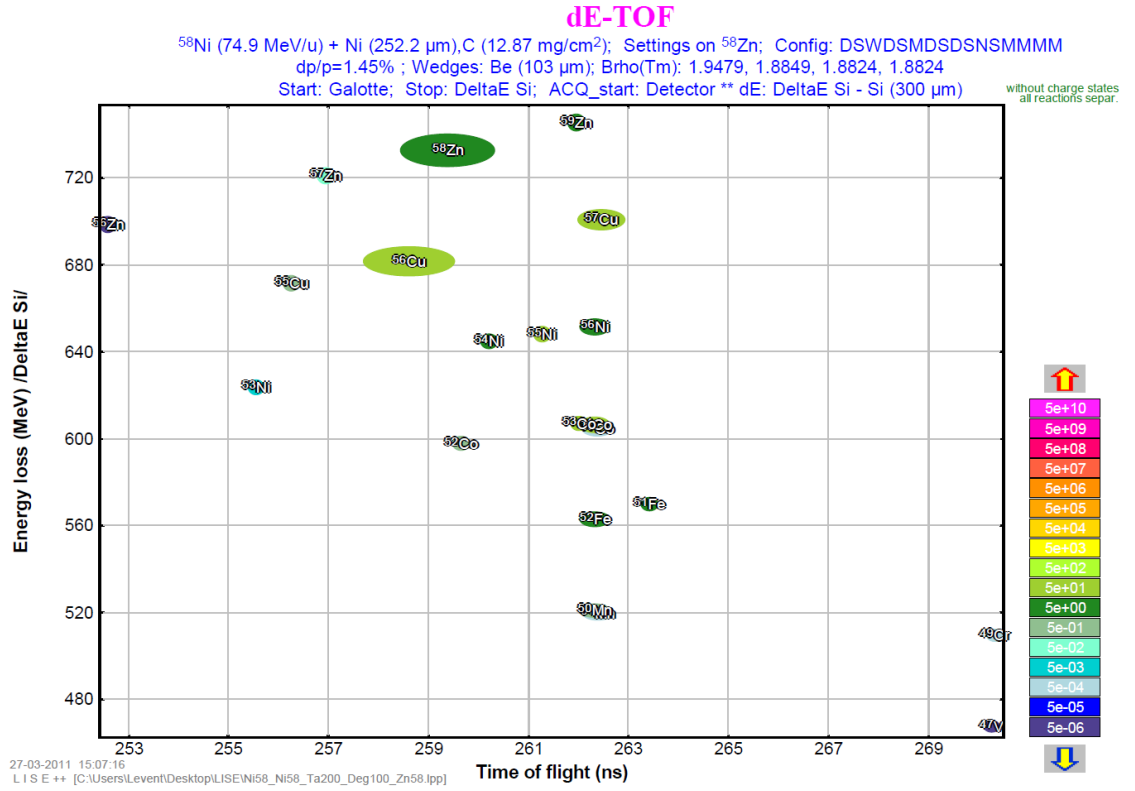
İncelenmek istenen iyon ve iyonların deneysel düzende bulunan detektörlere ulaşması gerektiğinden, fragmantasyondan itibaren bu iyonların aldıkları yollar spektrometre üzerinde bulunan materyaller aracılığı ile belirlenebilmektedir. İyonların enerji

kayıpları, momentum dağılımları, açısal dağılımları, uçuş süreleri (TOF) gibi bilgiler spektrum haline getirilerek iyonların hareketleri kontrol edilebilmektedir. Bu yöntemlerden bazıları Şekil 3.5, Şekil 3.6 ve Şekil 3.7’ de verilen spektrumlarda örnek olarak gösterilmektedir.



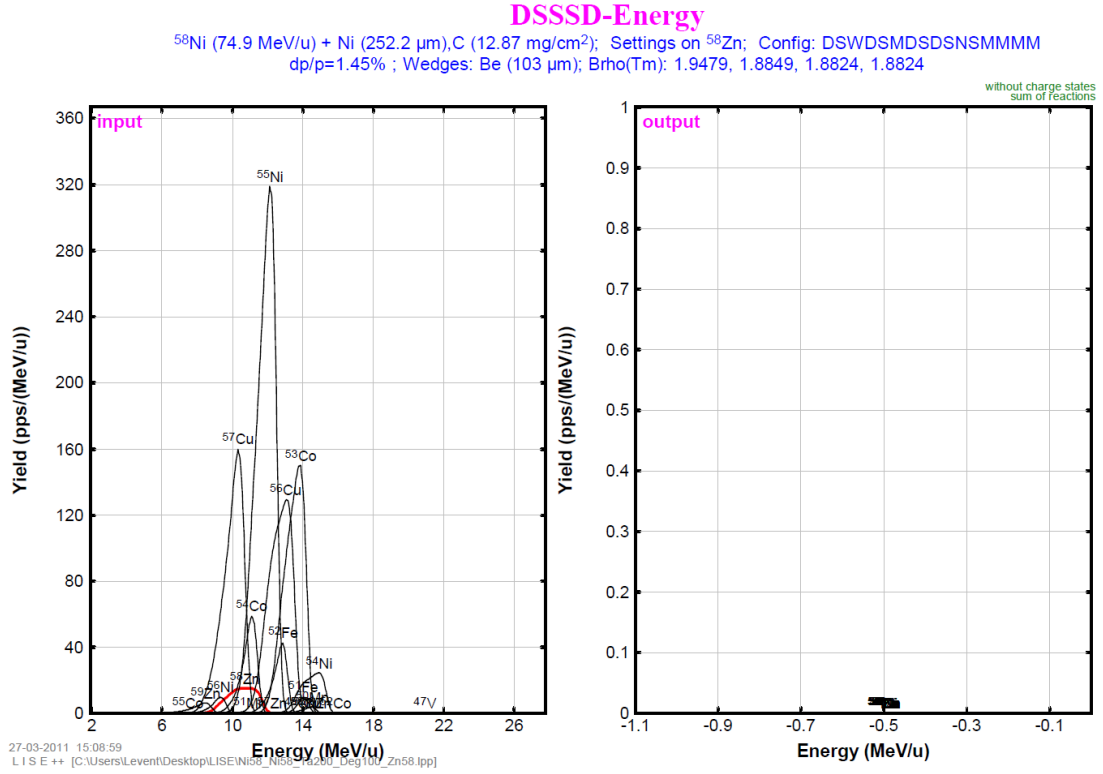
Şekil 3.5: Fragmentasyon sonucu üretilen çekirdeklerin Si detektör üzerindeki enerji kayıpları.

Şekil 3.5’ te görülebileceği gibi X eksenı nükleon başına enerjiyi (MeV/u), Y eksenı ise saniye başına parçacık sayısını (pps) temsil etmektedir. Soldaki spektrum Si malzemedeki yapılmış detektör üzerinde enerji kaybı olmadan (“input”), sağdaki spektrum ise enerji kaybı olduktan sonraki durumu (“output”) göstermektedir.



Şekil 3.6: Fragmentasyon sonucu üretilen çekirdeklerin Si detektör üzerinde tanımlanması.

Fragmentasyon sonucu üretilen ürün çekirdeklerin hangi çekirdekler olduğunun belirlenmesi Şekil 3.6' da gösterildiği gibi, iyonların sahip oldukları uçuş süreleri (TOF) ve Si detektörde üzerindeki enerji kayıpları ile sağlanır. Spektrumda iyonların hangi iyonlar olduğunu gösteren “potato” adı verilen iyon dağılımları görülmekte ve bu iyon dağılımlarına bağlı olarak üretilen iyon sayısı hakkında bilgi sahibi olunabilmektedir.



Şekil 3.7: Fragmentasyon sonucu üretilen çekirdeklerin DSSSD (Double Sided Silicon Strip Detector) üzerinde implantasyona uğramaları.

İyonların gerekli enerji kayıplarından sonra implantasyona uğrayacakları ve bozunumların gerçekleşeceği detektör olan DSSSD (Double Sided Silicon Strip Detector)' ye ait input ve output spektrumları Şekil 3.7' de görülmektedir. DSSSD' ye kadar ulaşan iyonların bu detektörde implantasyona uğramaları için enerjilerinin yeterli miktarda düşük olmaları gerekmektedir, aksi takdirde bu detektörde de enerji kaybına uğrayacaklar ancak bu detektörü geçerek yol almaya devam edeceklerdir. Bu durumda, DSSSD detektörün kalınlığının önemi anlaşılmakta ve bu kalınlık program aracılığı ile yapılan hesaplar ile belirlenmektedir.

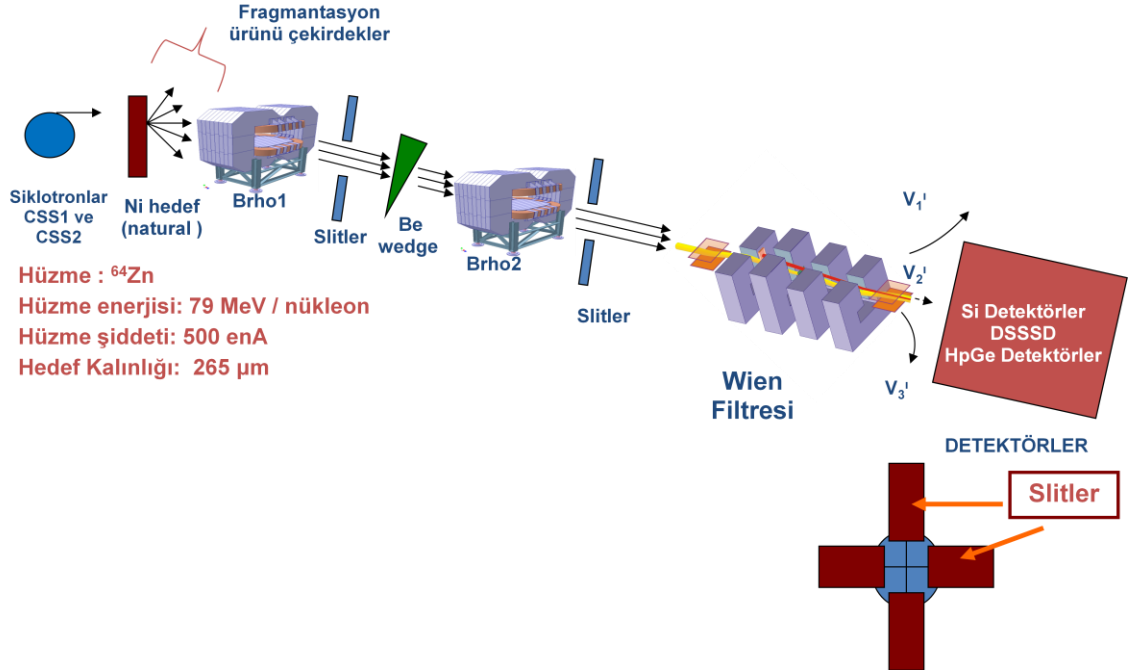
Input ve output spektrumlarından da anlaşılacağı gibi, DSSSD' ye varan iyonların büyük bir çoğunluğu bu detektör tarafından absorbe edilerek implantasyona uğramışlardır.

Yukarıdaki örnek spektrumlar ve fiziksel büyüklüklerin karşılaştırılması gibi, program çerçevesinde diğer birçok sonucun incelenmesi ve spektrumların gözlenmesi mümkündür.

3.3. DENEY DÜZENEĞİ

3.3.1. Deney Düzenine Genel Bakış

Caen, Fransa’ da bulunan ve Dünya’ nın önde gelen laboratuvarlarından biri olan GANIL’ de gerçekleştirilen bu çalışmada, kararlı hüzme için istenilen enerjide hızlandırmak için laboratuvar bünyesindeki küçük enerjili bir ön hızlandırıcı ile CSS1 ve CSS2 isimli siklotron tipi hızlandırıcılar kullanılmıştır. Hızlandırılan bu hüzme ile kararlı hedef üzerinde gerçekleştirilen fragmantasyon tipi reaksiyon sonucu elde edilen egzotik ürün çekirdekler (iyonlar), LISE Spektrometresi boyunca ilerleyerek detektör bölgesine ulaşmışlardır. Bu ürün çekirdekler spektrometre boyunca yol alırken; magnetik alan, elektrik alan gibi fiziksel büyüklüklerin etkisi altında kalmış ve en uygun deneysel şartlar sağlanmaya çalışılmıştır. Spektrometre boyunca bulunan materyallerden olan Berilyum Wedge ve Wien Filtresi ile iyon seçimi işlemleri gerçekleştirilmiş ve bu sayede detektör bölgesine sadece ilgilenilen iyonların ulaşması amaçlanmıştır.



Şekil 3.8: Deney düzeninin genel görünümü.

Şekil 3.8 deney düzeninin genel görünümünü göstermektedir. Siklotronlardan gelen hızlandırılmış hüzme $^{64}\text{Zn}^{+29}$ (10^{11} parçacık/saniye), kararlı doğal Nikel (^{58}Ni) hedef ile reaksiyona girmiş ve fragmantasyon sağlanmıştır. Bu fragmantasyon ile üretilen egzotik

ürün çekirdekler ve diğer bütün parçacıklar önce Dipol 1 (Brho1), daha sonra da Be Wedge (fiziksel olarak bir plaka görünümünde) ile Dipol 2 (Brho2)' den geçerek Wien Filtresine ulaşmışlardır. Wien Filtresinden sonra gelen detektörler, iyonların ulaşmalarının istendiği ve durdurulup istenen fiziksel niceliklerin gözleneceği malzemelerdir. Dipol 1 ve Dipol 2' nin çıkışlarında bulunan ve kurşun malzemeden yapılmış olan “slit” denilen bloklar, odak dışında kalan ve detektör bölgesine ulaşması istenmeyen iyonları durduran materyallerdir.

Bu tez çalışmasında yapılan deneysel çalışmaya ait şartlar Tablo 3.1' de özetlenmiştir.

Tablo 3.1 : Genel deneysel şartlar

Hüzme	$^{64}\text{Zn}^{+29}$
Hüzme enerjisi	79 MeV / nükleon
Hedef	^{58}Ni (doğal)
Hedef kalınlığı	265 μm
^{58}Ni 'nin zenginliği	% 100
Hüzme akımı	500 enA
Gama Enerji Çözünürlüğü (1 MeV)	2 keV
LISE Spektrometresi hüzme geliş açısı	0°

Deney süresince hüzme olarak kullanılan kararlı ^{64}Zn , ilk önce küçük bir ön hızlandırıcı ile keV mertebesine kadar hızlandırılıp, daha sonra CSS1 ve CSS2 hızlandırıcılarına enjekte edilmiştir[5].

3.3.2. Hüzme

GANIL bünyesinde bulunan hızlandırıcılar ile yapılan deneysel çalışmalarda, kararlı çekirdeklerden seçilen hüzmeler kullanılmaktadır[7]. Bu tez çalışmasında da, sahip olduğu nükleer özellikler ve nükleer tablodaki pozisyonu nedeni ile hızlandırılacak hüzme olarak ^{64}Zn çekirdeği uygun görülmüştür (Şekil 3.9).

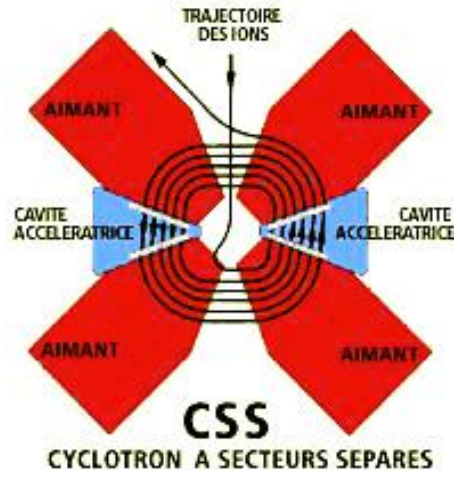
üretilmek istenen çekirdeklerden farklı olabilmektedir. Bu durumu önlemek için yine simülasyon programları çerçevesinde gerçekleştirilen hüzme – hedef reaksiyonu çalışmaları ile söz konusu deneysel çalışma için en uygun hedef çekirdek belirlenmektedir. Bu deneysel çalışmada, üzerine çalışılması hedeflenen çekirdek olan ^{58}Zn çekirdeğine en yakın kararlı çekirdek olan ^{58}Ni (Şekil 3.9’ da mavi renk ile gösterilmiştir) seçilmiştir. Bunun sebebi hem ^{58}Ni çekirdeğinin ^{58}Zn çekirdeğinin ayna çekirdeği olması, hem de ^{58}Ni çekirdeğinin doğal bolluğunun %68 gibi yüksek bir oran olması nedeniyle çok uygun bir hedef çekirdek karakteri göstermesidir[29]. Diğer bir önemli sebebi ise ^{58}Ni çekirdeğinin proton zengini bir çekirdek olmasından dolayı, reaksiyon sonunda proton zengini çekirdekleri elde etmede kolaylık sağlamasıdır.

3.3.4. Deneysel Kullanılan Hızlandırıcılar

Elektrik ve magnetik alanın yüklü parçacıklar üzerindeki etkileri düşünüldüğünde, iyon kaynağından alınan iyonların yük miktarlarıyla orantılı olarak hızlandırıldıklarını bilmekteyiz. Buna bağlı olarak, gerçekleştirilen deneysel çalışmada hüzmenin kademeli olarak hızlandırılması söz konusudur.

Deneysel bir çalışmanın gerçekleştirilebilmesi için, iyonların doğru yük miktarları ile üretilmeleri gerekmektedir. Bu da birbirleri ile bağlantılı hızlandırıcıların kullanıldığı deneylerde aşama aşama sağlanmaktadır. Atomların gaz tanecikleri ile çarpışıp elektron kaybederek iyon haline gelmelerinin koşulu, doğru bir iyon kaynağı kullanmaktır. Diğer bir yöntem ise atomların bulunduğu ortamın sıcaklığını 1500 $^{\circ}\text{C}$ ye kadar çıkartıp, atom yörüngelerinde bulunan elektronların kinetik enerjilerini artırıp atomu terk etmelerini sağlamaktır. Böylece atomlar pozitif yüklü iyonlar haline dönüşecek ve bu iyonlar da hızlandırıcılara alınabileceklerdir. GANIL bünyesinde bulunan ve bu deneysel çalışmada kullanılan yöntem, bahsedilen ilk yöntemdir. Atomların gaz tanecikleri ile çarpıştırılması ile iyon kaynağında pozitif yüklü ^{64}Zn çekirdekleri elde edilmiştir. Daha sonra keV mertebesine kadar hızlandırma işlemi yapan küçük bir hızlandırıcıya alınan bu iyonlar, nükleon başına 1 MeV den daha az bir enerjiye ulaştıklarında CSS1 hızlandırıcısına enjekte edilmektedir. CSS1 (CSS2 hızlandırıcı da bir siklotron tipi hızlandırıcı ve aynı tasarıma sahip olduğundan, CSS1 ile aynı çalışma prensibine sahiptir) hızlandırıcı siklotron tipi bir hızlandırıcı olduğundan, sahip olduğu 4 büyük magnet (her biri yaklaşık 400 ton) ile uygulanan elektrik ve magnetik alan iyonların

siklotron içerisinde dairesel bir yörüngede hızlandırılmasını gerektirir. İyonlar hızlandırıldıkça, hızlandırıcı içerisinde çizdikleri dairesel yörüngelerin yarıçapı büyümüşür. Bu yarıçap değeri maksimum 3 metre civarındadır. Siklotron içerisinde atılan turlardan ve uygulanan elektrik alandan dolayı, iyonlar yaklaşık olarak 100.000 km/sn hızına ulaşmaktadır. Hüzme olarak kullanılan $^{64}\text{Zn}^{+13}$, CSS1 hızlandırıcısını terk ederken enerjisi 5 MeV/nükleon değerindedir. Daha sonra CSS2' ye alınan hüzme aynı şartlar altında fakat $^{64}\text{Zn}^{+29}$ iken hızlandırılır ve maksimum enerji değeri olan 79 MeV/nükleon değeri elde edilir[5]. Şekil 3.10' da bu siklotron tip hızlandırıcıların sahip oldukları magnetler gösterilmiştir.



Şekil 3.10: CSS1 ve CSS2 siklotron hızlandırıcılarının genel yapısı. Genel olarak CSS tipi olarak isimlendirilen siklotronlar, iyon kaynağından alınan yüklü parçacıkların magnetler tarafından uygulanan elektrik alan ile hızlandırılmasını sağlar. İyonların, hızlandırıcının kavite merkezinden dışına doğru dairesel yörüngede hızlandırılması söz konusudur[25].

Hızlandırma işlemi, parçacıkların hızlandırma kavitesinden her geçişinde magnetler tarafından uygulanan elektrik alan ile sağlanır.

3.3.5. Dipol Magnetler

Dünya'da çeşitli laboratuvarlarda kullanılan dipol magnetlere genel olarak bakıldığında, hepsinin önemli ve tek bir amaçla kullanıldığı görülür. Teknik tasarımından ve sahip olduğu magnetik özelliklerden dolayı yüksek enerjili yüklü parçacıkların gerekli şartlara uygun olarak saptırılmasını (diğer adıyla "bending") sağlayan dipol magnetler, fragmentasyon sonucu üretilen farklı iyonların ayrılmasında ve yönlendirilmesinde büyük önem taşır. Şekil 3.8' de gösterildiği gibi, yüksek enerjili hüzmenin kararlı hedef ile reaksiyonu sonucu elde edilen fragmentasyon ürünü egzotik iyonlar, detektör

bölgesine varmadan önce ilk olarak Dipol 1 (Brho1) ile karşılaşır. Farklı hızlarda dipol magnete gelen bu iyonlar, magnet tarafından uygulanan magnetik alan etkisi altında kalmaktadır. Burada amaç, iyonların doğru şekilde saptırılmasını ve hareket doğrultularının kontrol edilmesini sağlamaktır. İyonlar için saptırılma söz konusu olduğundan, dipol magnet içinde hareket eden iyonların hareketleri yörüngesel dairesel hareket ile de açıklanabilir. Bu durumda oluşacak bu merkezkaç kuvveti ve magnet tarafından uygulanan magnetik alan nedeni ile oluşacak magnetik alan kuvveti arasında bir ilişki olmalıdır. Bu iki kuvvet büyüklük olarak birbirine eşit olduğunda, söz konusu iyon için hareketine bağlı yörünge yarı çapından bahsedilebilir.

Dipol magnetin iyon üzerindeki etkisinden dolayı oluşan magnetik alan kuvveti

$$F_B = qvB \quad (3.1)$$

ve yörüngesel dairesel harekettten dolayı meydana gelen kuvvet

$$F_M = \frac{mv^2}{r} \quad (3.2)$$

şeklinde verilir. Yukarıda bahsedildiği gibi, her iki kuvvetin birbirine eşit olması durumunda

$$qvB = \frac{mv^2}{r} \quad (3.3)$$

elde edilir. Bu ifade, söz konusu iyonun saptırılabilirliğinin bir ölçüsüdür. Burada q iyonun yükünü, v hızını, B dipol magnet tarafından iyona etki eden magnetik alanın büyüklüğünü, m iyonun kütesini ve r de iyona ait yörüngesel dairesel hareketin yarıçapını temsil etmektedir. Bu eşitlikte gerekli düzenlemeler yapıldığında

$$Br = \left(\frac{m}{q}\right)v \quad (3.4)$$

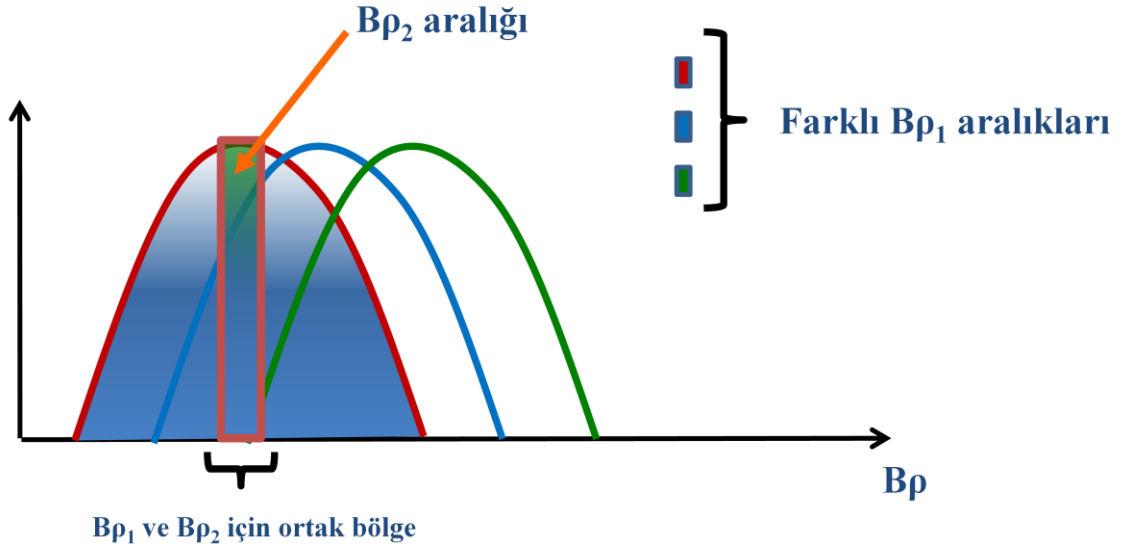
ifadesi türetilir. Eşitliğin sol tarafında bulunan Br ifadesi, tarihsel sebeplerden dolayı $B\rho$ (Brho) olarak verilmektedir. m yerine yine kütleli veren A , q yerine de proton numarasını temsilen Z getirilirse; ifade

$$B\rho_1 = \left(\frac{A}{Z}\right) v \quad (3.5)$$

şeklini alır. İfadede yer alan A/Z , Q proton sayısı bakımından yük miktarını vermek üzere A/Q olarak da verilebilmektedir. Burada ρ dipole ait eğim derecesi olarak düşünüldüğünde, $B\rho$ ifadesi iyonların saptırılmaya karşı gösterdikleri direnç olarak tanımlanır. 3.5 Eşitliğinin sağ tarafına bakıldığında, her bir iyonun sahip olduğu $B\rho$ değeri söz konusu iyonun sahip olduğu kütle numarası (A), proton sayısı (Z) ve sahip olduğu hıza (v) bağlıdır. Fragmentasyon sonucu üretilen çekirdekler ilk olarak Dipol 1' e girdiklerinden, $B\rho_1$ değeri kontrol edilerek iyonların magnetin tam ortasından geçerek homojen bir magnetik alan altında hareket etmeleri sağlanır[7].

Deney süresince kullanılan dipol magnetler (Dipol 1 ve Dipol 2) teknik özellikler bakımından aynı olup; iyonların saptırılmaları, sahip oldukları enerji ve momentumlara göre ayrılmaları ve iyonların tiplerinin belirlenmesinde büyük önem taşır. Dipol magnetler hem prizma hem de lens görevi gördüklerinden, sahip oldukları optik özellikler iyonların hareketlerini kontrol etmeyi mümkün kılar. Magnetin sahip olduğu prizma özelliği farklı enerjiler ile magneteye giren iyonların dalga boyuna göre ayrımını, lens özelliği ise farklı doğrultularda hareket eden iyonların belirli bir doğrultuda odaklanarak hareketlerini sürdürmelerini sağlar. İyonlara ait hızların büyüklükleri düşünüldüğünde, hız artışıyla iyonların saptırılmaya karşı dirençleri artacak yani saptırılma miktarları düşecektir. Dolayısıyla bu noktada Dipol 1 sonrası bulunan Be Wedge (plaka)' nin sahip olduğu kalınlık ve pozisyon çok önemlidir.

Dipol 1 için $B\rho_1$, Dipol 2 için ise $B\rho_2$ ifadeleri geçerli olup, bu iki değer arasındaki oran $R = B\rho_2 / B\rho_1$ çok önemlidir. Bu oranın deney süresince her bir iyon için aynı kalması gerekmektedir; aksi takdirde iyonların sahip olduğu enerjiye bağlı olarak seçime uğrama şartları değişmekte, bu durum da detektör bölgesine varacak olan iyon türlerini etkilemektedir.

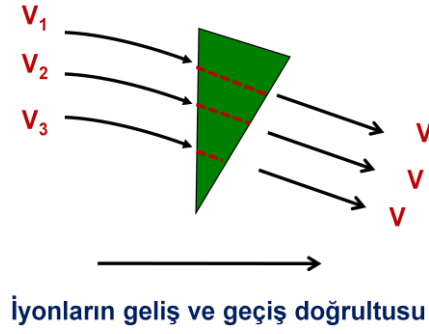


Şekil 3.11: $B\rho_1$ ve $B\rho_2$ için seçim şartları. Her iki $B\rho$ değeri için kullanılan parametreler sonucunda belirlenen aralıkların (iyonların magnetlerden geçiş durumları) örtüşmesi gerekmektedir.

İyonların spektrometre boyunca ayırılma ve seçilme işlemleri süresince istenen iyonların yollarına devam etmesi; ancak $B\rho_1$ ve $B\rho_2$ değerlerinin aynı olduğu aralıkta, diğer bir ifadeyle kesiştikleri durumlarda mümkündür. Dolayısıyla seçilen “ $B\rho$ penceresi”, iyonların detektörlere varışlarını doğrudan etkilemektedir. Bunun için ise en güvenilir ve pratik yöntem, $B\rho_2$ değerini sabit tutarak $B\rho_1$ değeri ile bu değerlerin optimizasyonunu yapmaktır. Buradaki amaç her iki $B\rho$ değeri arasındaki oranı koruyarak gereken değişiklikleri iyonlar Wedge materyaline gelmeden yapmaktır. Dolayısıyla, $B\rho_2$ 'ye ait parametreler için optimum değerler belirlenir ve bu değerler korunarak önceki materyallerin parametreleri için optimizasyon işlemi yapılır. Şekil 3.11, $B\rho$ değerlerinin seçimini göstermektedir. Diğer yandan, sabit bir $B\rho_2$ değeri sadece Dipol 1' e ait magnetik alanın değiştirilmesine sebep olmaktadır ve bu da teknik işlemlerin daha az aşamada yapılmasını sağlamaktadır. $B\rho_2$ değerinin sabit tutulması, iyonlara ait uçuş sürelerinin korunmalarına, dolayısıyla iyon türlerinin belirlenmesinin kolaylaşmasına olanak sağlar. Bunun sebebi, birbirinden farklı iyonların farklı uçuş sürelerine sahip olmalarıdır. Her iyon için uçuş sürelerinin deney süresince yaklaşık olarak aynı kalması sağlanabilirse, deney süresince iyon tiplerinin belirlenmesi de o derecede kolaylaşmaktadır. Bu değişikliği önlemek amacıyla $B\rho_2$ değerinin optimize edilmesi büyük önem taşır.

3.3.6. Be Wedge (Degrader)

Deney süresince kullanılan Wedge (ayrıştırıcı plaka), Şekil 3.8’ de görülen deney düzeneğindeki gibi Dipol 1’den gelen iyonları karşılamaktadır. Bu iyonlar maruz kaldıkları magnetik alan nedeni ile hızlarına(dolayısıyla enerji ve momentumlarına) bağlı olarak saptırılmış ve farklı hızlarla Wedge’ e ulaşmışlardır. Wedge’ in Be malzemedan yapılmış olmasının sebebi, iyonlarla çok az miktarda etkileşmesi ve ikincil bir fragmantasyona izin vermemesidir. Aksi takdirde farklı türlerde iyonların üretilmesi söz konusu olabilir ve bu durum da deneysel şartları tamamen değiştirebilmektedir. Wedge, akromatik mod ile çalışmaktadır ve bu mod iyonların hızını doğrudan etkilemektedir.



Şekil 3.12: Wedge materyaline gelen iyonların gösterimi. Dipol 1’ den farklı hızlarla gelen iyonlar, akromatik mod ile çalışan wedge materyalinden geçtikten sonra aynı hızlara sahip olarak yollarına devam etmektedir.

Kalınlığı 100 μm olarak belirlenen ve pozisyon olarak Şekil 3.12’ deki gibi duran wedge, Dipol 1 den gelen iyonların aynı hızda dışarı çıkmalarını mümkün kılar. Dolayısıyla ikinci dipol magnete gelen iyonların hareket doğrultuları hızlarından bağımsızdır. İyonların aynı hıza sahip olmaları, farklı iyon tipleri olmaları nedeni ile uçuş sürelerini (TOF) değiştirmektedir. Bu durum da Dipol 2’ den geçecek olan iyonların saptırılması ve ayrılması anlamında kontrol edilmeleri için daha verimli şartlar yaratmaktadır. Wedge materyalinin diğer bir görevi ise yapısında bulunan odaklama düzlemi (focal plane) ile geçen iyonların odaklanarak yollarına devam etmelerini sağlamaktır.

İyonların seçiminde kullanılan diğer bir materyal olan Wedge, kalınlığına bağlı olarak iyon seçimini oldukça etkiler. Eğer çok seçici bir durum söz konusuysa, daha kalın bir Wedge kullanılır. Wedge’ ten geçmekte olan iyonların kütleleri farklı olduğu için enerjileri de farklı olacak, bu da bizi enerji seçimine götürecektir. Wedge içerisinde

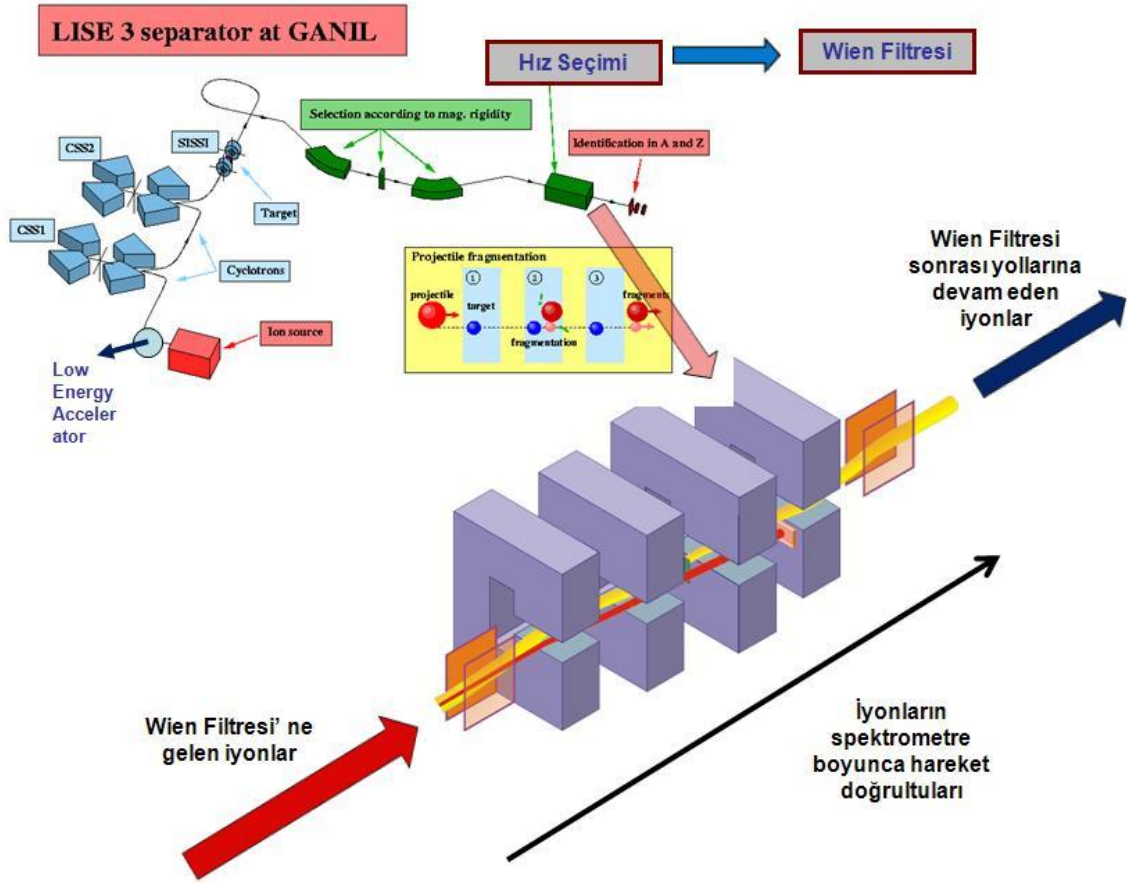
uygulanan magnetik alan ile momentum, elektrik alan ile de enerji seçimi yapılabilmektedir. Wedge materyalinden çıkan iyonların hızları eşit olduğundan, iyonlar Dipol 2' ye aynı hızlarla varmaktadır. Bu da iyonların dipol magnet içindeki hareketlerinin hızlarından bağımsız olduğunu göstermektedir. Dipol 2' ye varan iyonlar için

$$B\rho_2 \propto \frac{A^3}{Z^2} \quad (3.6)$$

ifadesi geçerlidir. Bu ifadeden görüleceği üzere, $B\rho_2$ değeri sadece iyonların kütlelerine ve proton sayılarına bağlıdır.

3.3.7. Wien Filtresi

Wien Filtresi, hız filtresi olarak da bilinmektedir ve iyonların detektör bölgesine ulaşmadan önce geçtikleri son materyaldir[25]. Çalışma prensibi elektrik alan ve magnetik alanın birlikte uygulanmasına dayalı olan Wien Filtresi, iyonların yüklerine bağlı olarak saptırılması ve yapısından dolayı iyonların durdurulması gibi kritik işlemlerin uygulandığı yerdir. Şekil 3.13, Wien Filtresi' nin deney düzeneğindeki yerini ve yapısını göstermektedir.



Şekil 3.13: Wien Filtresinin genel görünümü. Wien Filtresine gelen iyonlar seçilme (yapısında bulunan magnetler tarafından elektrik ve magnetik olan uygulanmasıyla) işleminin ardından detektör bölgesine doğru yol almaktadır.

Elektrik alan (E) ve magnetik alan (B) söz konusu olduğundan, iyonlara Wien Filtresi boyunca elektrik alan ve magnetik alan kuvvetleri etki etmektedir. Bu iki kuvvetin birbirine eşit olduğu durumda, her bir iyonun hızının büyüklüğü tespit edebilir. Elektrik alan ve magnetik alan kuvvetlerinin büyüklükleri sırasıyla

$$F_E = qE \quad (3.7)$$

$$F_B = qvB \quad (3.8)$$

şeklindedir. Buradan yola çıkarak

$$v = \frac{E}{B} \quad (3.9)$$

ifadesi elde edilir. Bu eşitlik her bir iyonu ait v hızının, E ve B' ye bağıllığını göstermektedir. Bu büyüklüğün tespit edilmesi ve gerektiği takdirde uygulanan elektrik ve magnetik alanın değiştirilmesi iyonlara ait hız seçimini mümkün kılar.

Dipol magnetler için geçerli olan $B\rho_1$ ve $B\rho_2$ ifadeleri göz önüne alındığında, $B\rho_2$ değerinin sabitlenip istenilen iyonların detektör bölgesine varabilme durumlarına göre $B\rho_1$ değerinin ayarlanması gerektiği daha önce söylenmişti. Bu noktada, Dipol 2' yi terk eden iyonların Wien Filtresinden geçerek yollarına devam edeceği bilindiğine göre, bu filtre tarafından yapılan seçim işlemi son derece büyük önem taşır. Çünkü, detektör bölgesine gelinmeden önce iyonların son kez seçilip istenen iyonların yollarına devam etmelerinin sağlandığı materyal burasıdır. Detektör bölgesine varmaları istenmeyen iyonların ise saptırılarak filtre içinde kalmaları söz konusudur. Şekil 3.13' te görüldüğü üzere, filtreye gelen iyonlar kırmızı ok ile, filtreyi terk eden iyonlar ise mavi ok ile gösterilmektedir. Bu farklı renkli ve boyutlardaki gösterimler, filtrelenme işleminin sonucudur.

Deney süresince bünyesinde bulunan magnetler ile uygulanan E ve B ile iyonların hızlarının kontrol edilmesini sağlayan Wien Filtresi, Şekil 3.14' te gösterilmiştir.



Şekil 3.14: LISE Spektrometresinde bulunan Wien Filtresi[25]. Deney süresince kullanılan bu hız filtresi, iyonlara ait hız seçimi ile iyonların uçuş sürelerinin kontrol edilmesini sağlamıştır.

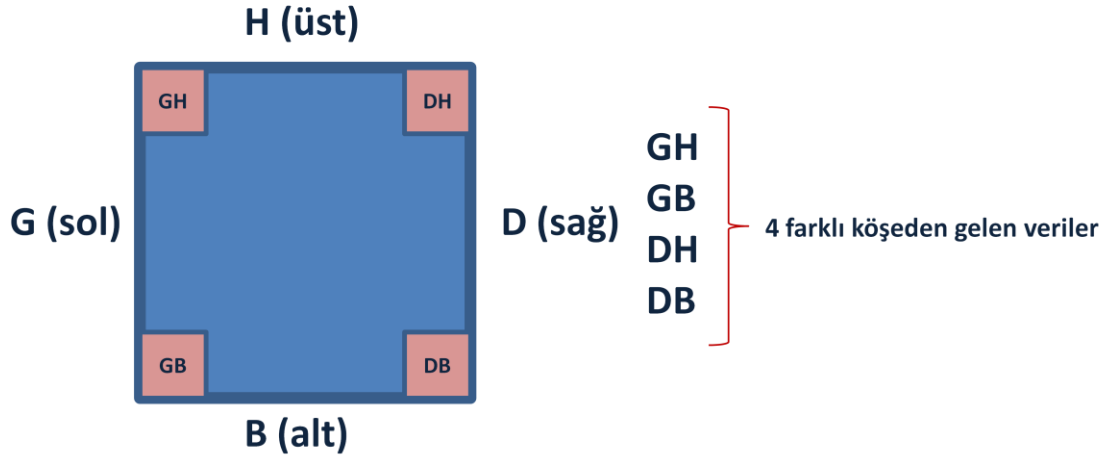
3.3.8. Deneysel Düzenekte Bulunan Detektörler

3.3.8.1. E1D4 Silisyum Detektör

Silisyum malzemeden yapılmış olan bu detektör 300 μm kalınlığına sahip olup, deney süresince herhangi bir veri kaydetmemektedir. Bu detektörün kullanılma amacı, fragmentasyon sonucu üretilen iyonlara LISE Spektrometresinin henüz D4 odasında enerji kaybı ($\Delta E \approx Z^2/E$) yaşatmak ve söz konusu iyonların dipol magnetlerde saptırılma işlemlerini kolaylaştırmaktır.

3.3.8.2. XYD4 Silisyum Detektör

LISE Spektrometresinde bulunan bu detektör, 300 μm kalınlığında olup 5 cm x 5 cm ölçülerine sahiptir. Bu detektör sadece deney öncesi düzenekte bulunmakta ve sahip olduğu dört farklı köşeden gelen farklı sinyallerle hızının ortalama olarak merkezde odaklanması için kullanılmaktadır. Böylece iyonların ilerleme pozisyonları hakkında bilgi edinmek mümkündür.



Şekil 3.15: XYD4 detektörünün görünümü. Dört farklı köşelerden gelen veriler ile hızının pozisyonu kontrol edilmektedir ve gerekli değişiklikler yapılarak hızının detektörün merkezinden geçmesi sağlanmaktadır.

Şekil 3.15, XYD4 detektörünün genel görünümünü göstermektedir. Hızının geliş doğrultusuna göre hızının hangi yönde saptırılmasının gerektiğinin belirlenmesinde kullanılan bu detektör ile deneysel düzenek için önemli bir ön çalışma yapılmış olmaktadır.

3.3.8.3. Gallotte Detektörleri

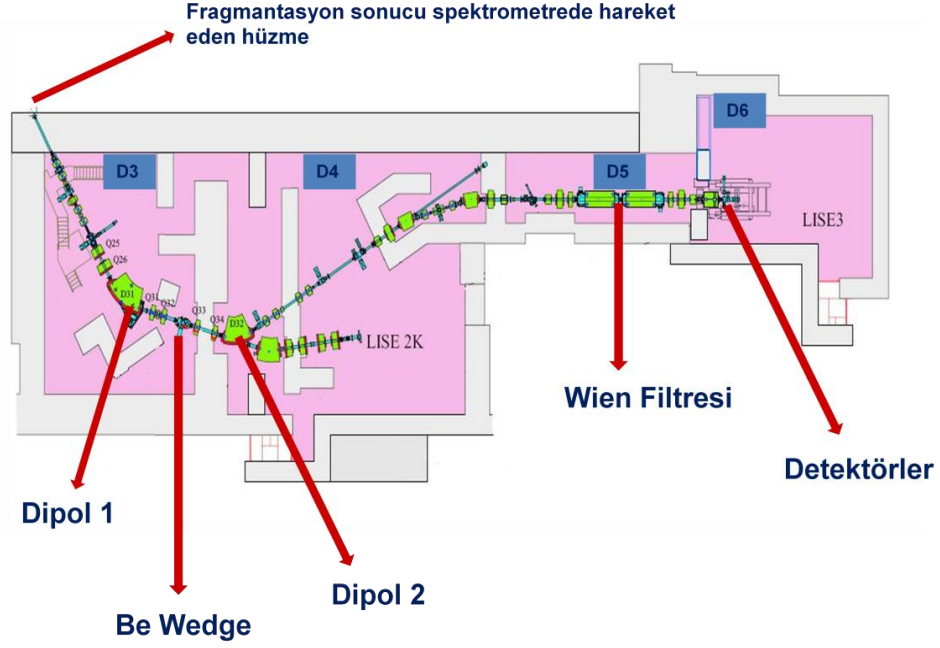
Gallotte isimli detektörler yine spektrometrenin D4 odasında bulunan ve Silisyum yarı iletken yapısına sahip detektörlerdir. Hüzmenin geliş açısına göre 45 derece ile pozisyonlandırılan bu detektör, MCP (**M**icro **C**hannel **P**late) yapısı ile iyonlaştırma sonucu üretilen elektronları detekte etmektedir.

Gallotte detektörün sadece %80 gibi bir verimle elektronları sayabilmesi nedeniyle, bu verimi artırmak amacıyla ikinci bir Gallotte detektör ek olarak kullanılmıştır. Bu sayede hüzmenin hedef ile reaksiyonu sonucunda üretilen elektronları Gallotte detektörler ile saymak mümkündür. Bu deteksiyon işleminin yanı sıra, Gallotte detektörler ile iyonlara ait uçuş süreleri hakkında bilgi edinilmekte ve bu da iyonlar detektör bölgesine (spektrometrenin D6 odası) ulaşmadan önce iyonların tiplerinin belirlenmesi için önemli bir ön bilgi sağlamaktadır.

3.3.9. D6 Odasında Bulunan Detektörler

Hüzmenin hedef ile reaksiyonu sonucu üretilen fragmentasyon ürünü egzotik çekirdekler spektrometre boyunca çeşitli detektörlerden ve farklı materyallerden geçmektedir. Bunlardan E1D4, XYD4 ve Gallotte Detektörleri hakkında yukarıda bahsedilmiştir. Bu detektörler iyonların dipol magnetlere gelmeden önceki durumları hakkında bilgi vermekte ve veri analizi işlemleri boyunca kullanılmamaktadır.

Bu detektörlerin dışında, LISE spektrometresinin sonunda bulunan ve iyonların gerekli şartlar altında incelenmesini sağlayan detektörler D6 odasında bulunmaktadır. D6 odasının spektrometre üzerindeki yeri Şekil 3.16' te gösterilmiştir.

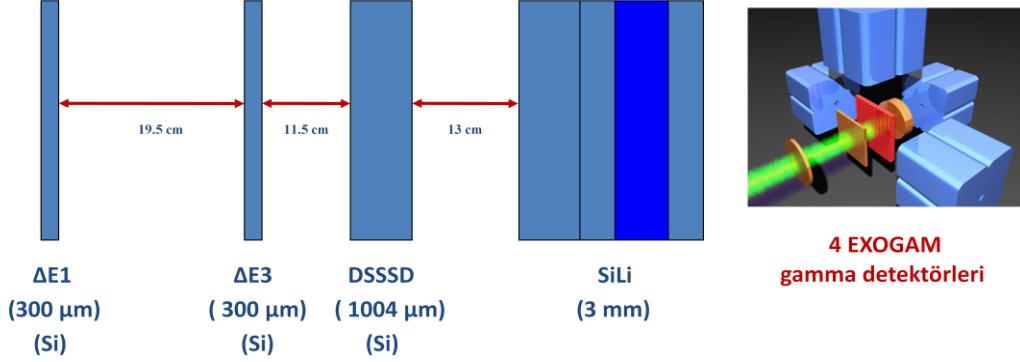


Şekil 3.16: LISE Spektrometresinin Genel Görünümü. İyonların durdurulduğu ve üzerilerine çalışmaların yapılmasını sağlayan detektörler D6' da bulunmaktadır[25].

Deneysel düzeneğe göre en son Wien Filtresinden geçerek bu odaya varan seçilmiş iyonlar, burada bulunan detektör topluluğu ile karşılaşmakta ve bu odada durdurulmaktadır. D6 odasında bulunan detektörler Şekil 3.17' de gösterilmiştir. Bu deneysel düzeneğe göre, detektörler E1D6 ($\Delta E1$), E3D6 ($\Delta E3$), DSSSD (E4D6) ve SiLi (E5D6) şeklinde sıralanmıştır. Bu detektörlerin etrafı ise EXOGAM (GANIL)[25] deney düzeneğinden alınmış olan 4 adet yüksek saflıkta Ge Detektör ile çevrilidir.

Detektörler arası mesafelerin önemi büyüktür. Çünkü D6 odasına ulaşan iyonlar için saniye başına parçacık sayısı çok fazla olduğundan, olması gerekenden yakın mesafeler için detektörlerin ölü zaman değeri artmaktadır. Bu durum ise veri kaydedilmesi konusunda problem yaratmakta ve olması gerekenden daha az veri alınmasına neden olmaktadır.

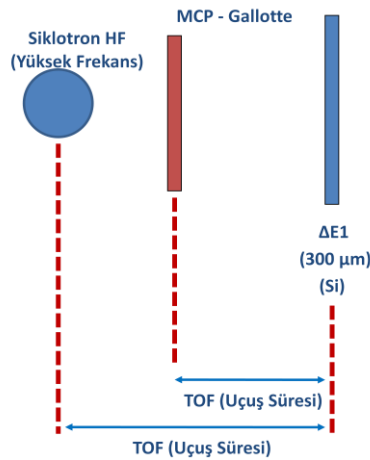
D6 Odasında Bulunan Detektörler



Şekil 3.17: D6 Odasında bulunan detektörler. Fragmentasyon sonucu üretilen ve çeşitli seçim aşamalarından geçerek yollarına devam eden iyonlar D6 odasındaki detektörler tarafından durdurulup incelenmektedir.

3.3.9.1. E1D6 ($\Delta E1$) Silisyum Detektörü

E1D6 detektörü, seçim aşamaları sonrası D6 odasına gelen iyonların ilk karşılaştığı detektördür. Bu detektör 300 μm kalınlığına sahiptir ve iyonların enerji kaybına sebep olmaktadır. $\Delta E1$ olarak da isimlendirilen bu detektör, iyonların uçuş zamanları (Şekil 3.18) hakkında bilgi vermekte ve her bir iyonun bu uçuş zamanı bilgisi ile söz konusu iyonun detektör üzerindeki enerji kaybının birlikte değerlendirilmesi iyon çeşidinin belirlenmesinde kullanılmaktadır. Önceki aşamalarda gerçekleştirilen seçim işlemleri (dipol magnetler ve Wien Filtresi ile ilgili teknik ayarlar) sabit tutulduğu sürece, bu detektöre gelen iyonlara ait uçuş süreleri yaklaşık olarak aynı kalmakta ve bu durum da deney boyunca sürekliliğin korunmasını sağlamaktadır.



Şekil 3.18: E1D6 Detektörü ile uçuş zamanı (TOF) belirlenmesi.

İyonlara ait iki farklı TOF süresini tespit etmek mümkündür. Bunlardan biri yukarıda bahsedildiği üzere E1D6 detektörü ile elde edilen değerdir. Diğer TOF değeri ise Gallotte (MCP) detektör ile E1D6 detektörü arasında ölçülmektedir. Her iki TOF değeri ile iyonların hareketleri konusunda bilgi edinilmekte ve buna bağlı olarak iyon çeşitlerinin belirlenmesi daha verimli bir şekilde yapılabilmektedir.

3.3.9.2. E3D6 ($\Delta E3$) Silisyum Detektörü

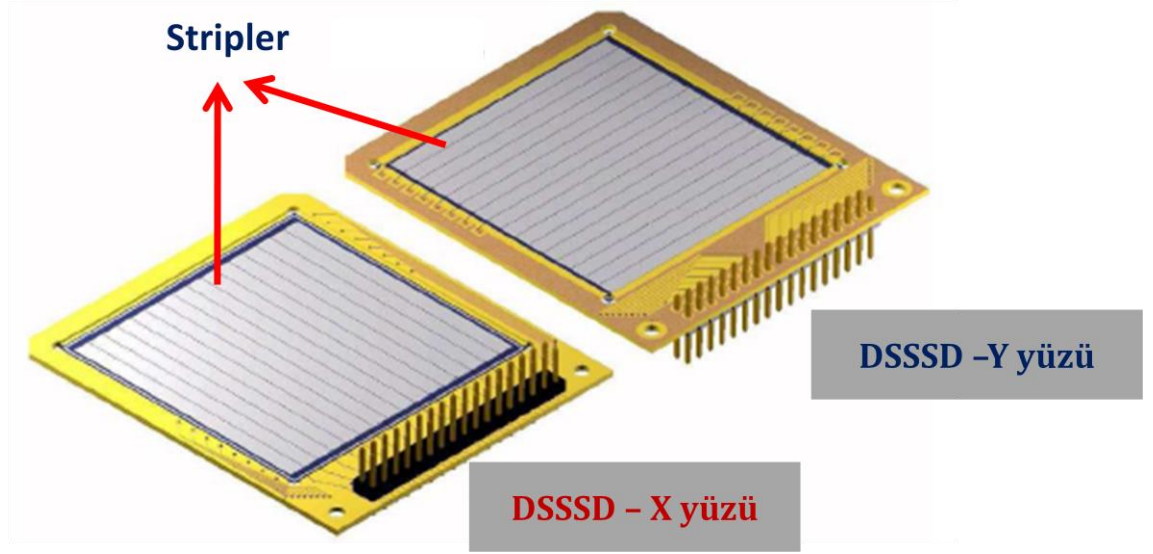
Bu detektör fiziksel olarak E1D6 detektörüne benzemektedir ve bu detektörle aynı kalınlığa sahiptir. İyonların yine enerji kaybı yaşamasına sebep olan bu detektörün görevi, DSSSD detektöründe gerçekleşen bozunum olayları sonucu ortaya çıkan beta parçacıklarını (e^- ve e^+) detekte etmek ve beta parçacıklarına ait veriminin tespit edilmesini sağlamaktır. DSSSD detektöründe gerçekleşen beta bozunumları sonucu meydana gelen beta parçacıklarının HpGe detektörlere ulaşmadan bu detektör içerisinde absorbe edilmesi gerekmektedir. Bunun için de bu detektörün kalınlığını doğru ayarlamak oldukça önemlidir.

3.3.9.3. DSSSD (Double Sided Silicon Strip Detector)

DSSSD detektörü E4D6 olarak tanınan ve D6 detektör topluluğunda bulunan detektörler arasında en önemli göreve sahip detektördür. E3D6 detektöründen sonra gelen bu detektör, iyonların önceki detektörlerde yeterli enerji kayıplarına uğramalarından sonra implante oldukları ve bozunum yaptıkları detektördür. İyonların bu detektör içerisinde bir miktar yol aldıktan sonra bozunuma uğramaları söz konusu olduğundan, bu detektörün kalınlığı çok önemlidir. Bu bozunum tipleri beta bozunum tipleri olabileceği gibi, proton emisyonu da dikkate alınmalıdır.

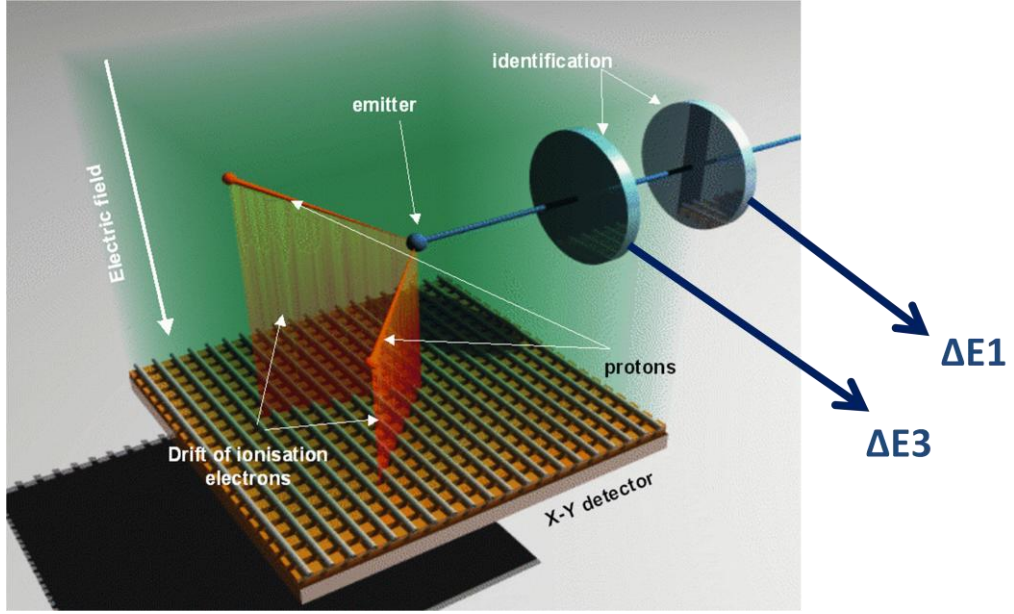
Bu deneysel çalışmada, beta bozunumları sonucu gözlenen kız çekirdeklere ait uyarılmış seviyelerden gama ve proton bozunumlarının gözlenmesi amaçlanmıştır. Aynı enerjili proton ve beta parçacığı bir malzeme içinde alacağı menzile bakımından karşılaştırıldığında, çok daha fazla yol alacak olan beta parçacığıdır. Bunun sebebi ise protonun kütesinin elektronun kütesinden çok daha fazla olmasıdır. DSSSD detektöründe incelenmek istenen parçacıklar protonlar olduğundan, bu detektörün kalınlığı protonları durdurabilecek şekilde belirlenmiştir. Beta bozunumu sonucu meydana gelen beta parçacıklarının ise DSSSD detektörünün ön ve arkasında bulunan E3D6 ve SiLi detektörleri tarafından absorbe edilmesi gerekmektedir.

DSSSD detektörü, 16 adet X ve 16 adet Y olmak üzere toplam 32 farklı strip adı verilen şeritlerden oluşmaktadır. Çalışma prensibi iyonların implante olduktan sonra bozunum yapmalarına dayalı olan DSSSD detektörü egzotik iyonların bozunum yapmalarına zemin hazırlayan ve bu bozunumlar sonucunda gözlenen kız çekirdeklere ait gamaların HpGe detektörler tarafından detekte edilmesini sağlayan detektördür. Gamaların yanı sıra proton bozunumlarının da bu detektör tarafından incelenmesi, detektörün fiziksel önemini ortaya koyar.



Şekil 3.19: DSSSD detektörünün X ve Y yüzleri. Her iki yüz de 16 farklı çıkış sinyali vermektedir[30].

Şekil 3.19, DSSSD detektörünün X ve Y yüzlerini göstermektedir. Bu iki farklı yüzden alınan farklı 32 çıkış sinyali ile veriler kaydedilmekte ve iyonlara ait implantasyonlar ve bozunumlar gözlenebilmektedir. Her iki yüz için de implantasyon ve bozunum olaylarına (diğ er adıyla “event”) ait verileri kaydetmek amacıyla farklı parametreler bulunmaktadır.



Şekil 3.20: DSSSD detektöründe gerçekleşen proton bozunumu. DSSSD' ye gelen egzotik iyonlar tarafından gerçekleştirilen bozunum sonrası elde edilen protonlar, bu detektör tarafından soğurulmaktadır[31].

Şekil 3.20, DSSSD detektöründe gerçekleşen proton bozunumunu göstermektedir. $\Delta E1$ ve $\Delta E3$ detektörlerini geçerek DSSSD detektörüne varan ve burada implante olarak proton bozunumu yapan egzotik iyonlar, proton bozunumu sonucu elde edilen çekirdeklerin incelenmesine olanak sağlamaktadır.

3.3.9.4. SiLi (E5D6) Detektörü

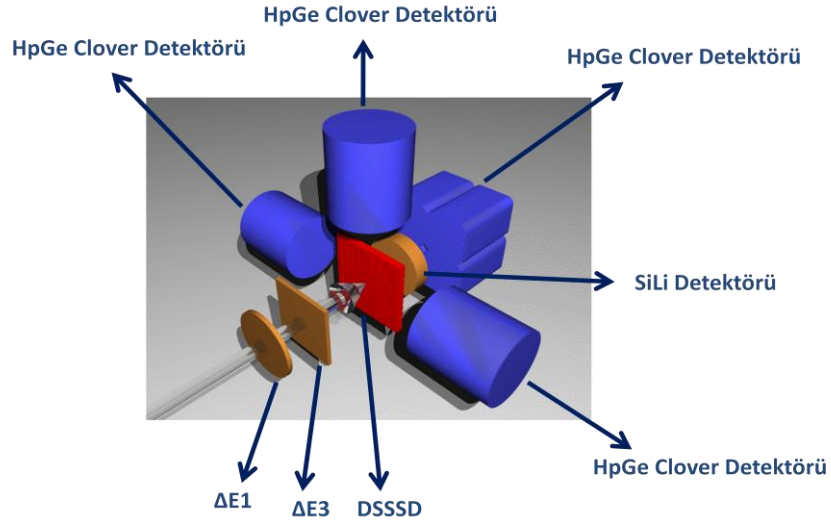
SiLi detektörü, Lityum enjekte edilmiş bir detektördür dolayısıyla normal Si detektörden farklı olarak çalışmaktadır. E5D6 olarak da bilinen bu detektör, DSSSD detektöründen hemen sonra gelmektedir. DSSSD' de gerçekleşen bozunumlar sonucu üretilen beta parçacıkları ve DSSSD' yi geçip yollarına devam eden iyonlar, bu detektör tarafından durdurulmaktadır. Bu nedenle kalınlığı yaklaşık 4 mm gibi büyük bir değerdir. SiLi detektörü, iyonların durdurulmaları için kullanılan en son detektördür.

E3D6 ve E5D6 detektörleri, DSSSD detektörünü ön ve arkadan çevreleyen detektörlerdir, dolayısıyla DSSSD' de gerçekleşen bozunum sonrası parçacıklar bu detektörlerde kalmaktadır. Dolayısıyla, beta bozunumları sonrası üretilen beta parçacıklarının deteksiyon verimini bu detektör aracılığı ile hesaplamak mümkündür.

3.3.9.5. HpGe Detektörleri

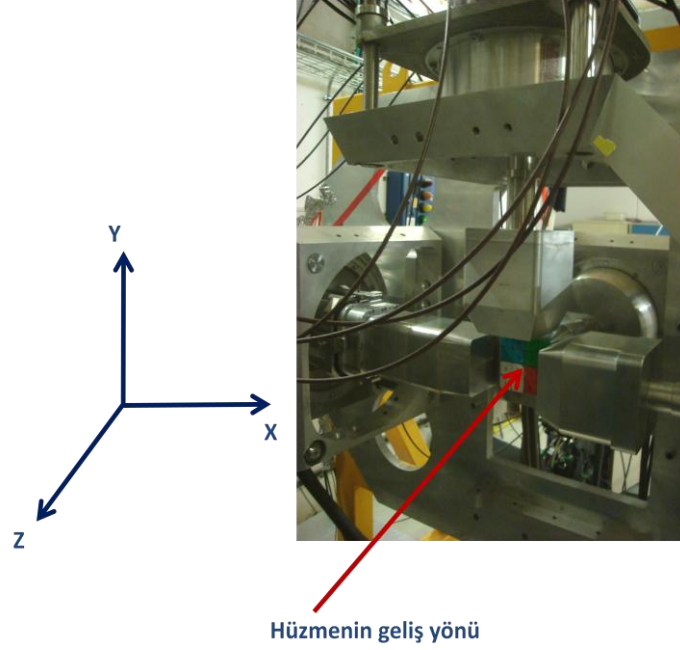
HpGe olarak tanımlanan yüksek saflıkta Germanyum detektörü, gama radyasyonunu detekte etmek için kullanılan bir detektör tipidir. Sahip olduğu yüksek enerji çözünürlüğü ile gama enerjilerini oldukça etkin bir şekilde saptamaya yarar. Kristal yapısı ve yoğunluğu nedeni ile gama gibi yüksek enerjili radyasyonları durdurabilme özelliğine sahip bu detektör, yapısında bulunan yarı iletken malzemedan dolayı deney süresince soğuk tutulmalı (yaklaşık olarak 77 Kelvin sıcaklığında) ve bu soğutulma işlemi periyodik olarak devam ettirilmelidir.

Tez konusu olan bu deneysel çalışmada, GANIL' de bulunan EXOGAM deney düzeneğinden alınan 4 adet HpGe Clover Detektörleri kullanılmıştır (Şekil 3.21 ve Şekil 3.22). Bu detektörlerin kullanım amacı, DSSSD detektöründe gerçekleşen bozunumlar sonrasında elde edilen uyarılmış seviyelere ait gama enerjilerini belirlemektir. Nükleer fizik çerçevesinde gama enerjileri çekirdekler için karakteristik olduğundan, bu detektörler ile alınan verilerin önemi çok büyüktür. Bu sayede deney süresince üretilen ve DSSSD detektöründe implante olduktan sonra bozunum yapan çekirdeklerin belirlenebilmesi ve takiben gelecek olan gama bozunumlarının gözlenebilmesi mümkün olmaktadır.



Şekil 3.21: Deneysel düzeneğin 4 adet HpGe detektörlerinin diğer detektörlere göre konumları.

Hüzmelerin geliş yönüne göre konumlandırılan bu detektörlerin, DSSSD detektörüne olan uzaklıkları önemlidir. Detektörlerin sahip olduğu katı açıdan yola çıkarak, bu 4 detektörün DSSSD detektörünü çevreleyecek şekilde yerleştirilmesi gerekmektedir.



Şekil 3.22: Deney süresince kullanılan HpGe detektörlerinin hızın geliş yönüne göre pozisyonları.

3.4. TRIGGER YAPISI

Beta bozunumuna dayalı bu çalışmada, ilgilenilen iyonların DSSSD detektörüne varana kadar geçtikleri detektörler ve DSSSD detektörü üzerinde yaptıkları bozunumlar, bir dizi elektronik sistemi gerektirmektedir. İyonlar tarafından yapılan bozunumların gözlemlenmesi için kullanılan Silisyum ve HpGe detektörlerin sahip olduğu elektronik yapı çok önemli olmakla beraber, bu detektörlerin sahip oldukları elektronik karakter veri kaydedilmesinde çok kritik görev üstlenmektedir.

GANIL’de gerçekleştirilen deneysel çalışmada Trigger yapısı genel olarak implantasyon ve bozunum şeklindedir. Dolayısıyla elektronik olaylar ya implantasyon ya da bozunum verisi olarak kaydedilmektedir. Buradan yola çıkarak Trigger yapısı incelendiğinde implantasyon olayları için Trigger $\Delta E1$, diğer adıyla E1D6 detektörüdür. Bu detektöre varanlar iyonlar bu detektör tarafından algılandığında, bu olaylar (diğer adıyla “event”) implantasyon olayı olarak kaydedilmektedir. Egzotik iyonların bozunumları söz konusu olduğundan, implantasyona uğrayan iyonlar bozunmakta ve bozunum sinyalleri vermektedir. Bozunum olaylarına ait Trigger yapısı E3D6, DSSSD ve E5D6 detektörlerini içermektedir. Dolayısıyla, DSSSD detektöründe gerçekleşen herhangi bir bozunum olayı için bu üç detektör ateşlenmektedir ve bozunum olaylarına

ait veriler bu üç detektör tarafından kaydedilmektedir. Tüm bu detektörler yanında HpGe detektörler deney boyunca sürekli Trigger yapısında olup, her türlü gama bozunum olaylarına ait verileri kaydetmek amaçlı hazır beklemektedir.

E1D6, E3D6, DSSSD ve SiLi detektörleri düşünüldüğünde, bu detektörlerin her biri için farklı ADC (Analog to Digital Converter) kanalları bulunmaktadır ve veriler bu şekilde kaydedilmektedir. ADC, lineer yapıda olmalıdır aksi takdirde düşük ve yüksek enerji bölgelerinde detektörün tepkisi farklı olmaktadır. Bunu önlemek amacıyla seçilen ADC için deney öncesi gerekli testler yapılmalı ve ADC' nin karakteri belirlenmelidir.

Her bir HpGe detektörün 4 adet yaprağa sabit olması, dört HpGe için 16 adet farklı çıkış sinyalinin olması gerektiğini göstermektedir. HpGe detektörler gama bozunumları için kullanıldığından hem enerji hem de zaman verilerinin kaydedilmesi gerekmektedir. Bu detektörler için kullanılan ADC, ORTEC XDC3214 modülündedir. TDC (Time to Digital Converter) donanımı için ise yine aynı şekilde ORTEC XDC3214 modülü kullanılmaktadır[34].

Deney süresince kullanılan saat GANIL bünyesinde bulunan 16 bitlik 3 farklı saatin kombinasyonu şeklindedir. Bu üç saatin uygun kodlar kullanılarak toplanması sonucunda elde edilen zaman ns (nano saniye) mertebesinde hassasiyete sahip olup, ara vermeksizin 30 gün süreyle veri kayıt edebilmektedir.

3.5. VERİ ANALİZİ

Bu tez çalışmasına konu olan beta bozunumuna dayalı deneysel çalışmalar sonucu elde edilen verilerin incelenmesi, bir dizi analiz aşamalarının takip edilmesiyle gerçekleştirilmektedir. Verilerin deney süresince kaydedilmesi ve deney sonrası geliştirilen analiz teknikleri ile beta bozunumlarına ait yarı ömür değerleri ölçülebilmekte ve buna bağlı olarak B(GT) değerleri hesaplanabilmektedir.

Deney süresince kaydedilen verilerin incelenmesi, gerekli istatistiksel büyüklüklerin tespit edilmesi ve histogramların çizilebilmesi için Linux işletim sistemi altında C++ programlama dili ile çalışan ROOT kullanılmaktadır. ROOT, bu gün Dünya' da birçok

deneysel çalışmanın veri analizinde ve sonuçlandırılmasında kullanılan popüler bir veri analizi grafik paketidir[32].

Bu tip deneysel çalışmalara ait veri analizi aşamaları başta IFIC (Valencia, İspanya)[33] olmak üzere CEN (Bordeaux, Fransa)[31] ve GANIL araştırma merkezlerinde bulunan bilim insanları tarafından devam ettirilmektedir.

C++ programlama dili temelli çalışan ROOT ile birçok farklı fiziksel büyüklüğün elde edilmesi ve bu büyüklüklerin histogramlar üzerinde gösterilmesi mümkündür. Bu anlamda, geliştirilen farklı C++ kodları ile analiz aşamaları daha da pratikleştirilerek istenilen fiziksel sonuçların elde edilmesi sağlanmaktadır. C++ programlama dili ile yaratılan “.cpp” uzantılı dosyalar, Linux konsolunda “root dosya_adi.cpp” komutunun girilmesi ile çalıştırılabilmekte ve sonuçlar elde edilebilmektedir. “.root” uzantılı dosyalar için de yine aynı şekilde “root dosya_adi.root” yazıldığında, mevcut dosya içerisinde bulunan veriler o an açılan konsolda görülebilmekte ve istenilen fiziksel sonuçlar için gerekli işlemler yapılabilmektedir.

GANIL’ de gerçekleştirilen deneyde kaydedilen verilerin incelenmesi ve daha sonra da seçilmesi için CEN, Bordeaux’ da bulunan Fransız bilim adamları tarafından geliştirilen analiz programları kullanılmaktadır. Deney süresince online olarak kaydedilen verilerin, deney tamamlandıktan sonra üzerinde çalışılabilmesi için, bu verilerin kayıt edilme formatı önemlidir. Verilerin analizi için Scientific Linux işletim sistemi üzerinde çalışılması gerekmekte ve deneysel çalışmaya ait veri formatının C++ bazlı çalışabilecek halde olması gerekmektedir. Böylece C++ bazlı çalışan ROOT kullanılarak veri analiz işlemlerinin yapılması mümkün olmaktadır.

Analiz programlarının yüklenebilmesi için “.tar” formatında bulunan “analysis5_4.tgz”, “Root2_8.tgz”, “Otemplates2_7.tgz”, isimli dosyaların kullanılmasıyla analiz süresince kullanılacak olan kütüphaneler için doğru dosya yolları yazılarak, analiz programının derlenmesi tamamlanmaktadır. Derleme işleminin sonunda GUI (Graphical User Interface) formatında elde edilen çalıştırılabilir dosya formatında olan “GanilRun” ile veri analizi çalışmalarına başlanmaktadır. GanilRun ile deney süresince .dat formatında kaydedilen verinin .root dosya formatına dönüştürülmesi ve veri analizine uygun hale getirilmesi sağlanmaktadır.

Elde edilen GUI ara yüz programı ile “ROOT Tree” dosyaları yaratılmaktadır. ROOT Tree dosyalarının elde edilmesi çok önemlidir. Tree dosyalarının en önemli özelliği deneysel verinin, deney esnasında kullanılan parametreler cinsinden kaydedilmesini ve istenilen parametre değerine ulaşılmasını sağlamaktır. Bunun anlamı, parametre sayısından bağımsız olarak birbiri ile ilişkili tüm parametrelerin aynı “run” dosyasında kaydedilmesi ve gerektiğinde ilişkilendirme (diğer adıyla “korelasyon”) çalışmasının yapılabilen olmasıdır. Buradan yola çıkarak, istenilen fiziksel büyüklüklere ait ilişkilendirme çalışmaları sonucu görülmek istenen histogramlar çizilebilmekte ve buna bağlı olarak söz konusu histogramlar üzerinde gerekli koşullar koyulabilmektedir. Bu çalışmalar analiz aşamalarının ileri safhalarında büyük öneme sahip implantasyon – bozunum ilişkisinin temeli olup, analiz çalışmalarının temelini oluşturmaktadır. Tüm bunların yanında, Tree dosyalarının elde edilmesinde kullanılan şartlar çok önemli olup, hatalı parametre kullanımı yanlış sonuçlar doğurabilmektedir. Bu nedenle, bu dosyaların elde edilmesi için yapılan çalışmalar, dikkatle yürütülmeli ve elde edilen sonuçlar kontrol edilmelidir. ROOT Tree dosyaları ile yürütülen analiz çalışmaları daha verimli sonuçlar vermekte ve veri analizi çalışmalarını hızlandırmaktadır.

4. BULGULAR

Gerçekleştirilen bu deneysel çalışma için yapılan analiz çalışmalarında, gama ve beta bozunumları incelenmiş ve bu verilerden yararlanılarak gerekli spektrumlar üretilmiştir. Bu bölümde HpGe detektörler için gerçekleştirilen enerji ve verim kalibrasyonları, DSSSD detektörü için enerji kalibrasyonu ve görülen spektrumlarında elde edilen sonuçlar ile beta bozunumuna ait yarı ömür değerlerinden bahsedilmektedir. Detektörlerin kalibrasyonları için kullanılan kaynaklara ait bilinen gama enerji değerleri üretilen spektrumlarda oldukça iyi çözünürlük değerleri ile görülmüş, bu durum da gerçek deney süresince elde edilen gama bozunumlarının verimli bir şekilde incelenmesine olanak sağlamıştır. DSSSD detektöründe gerçekleşen implantasyon ve bozunum olayları ilişkilendirilerek istenilen çekirdeklere ait beta bozunumları incelenmiş ve bu çekirdeklerin yarı ömür değerleri ölçülmüştür.

4.1. HpGe DETEKTÖRLERİ İÇİN ENERJİ KALİBRASYONU

Deney süresince alınan veriler detektörlere ait ADC üzerinden kaydedildiği için verilerin depolanma şekli kanallar üzerindedir. Dolayısıyla alınan veriler ilk aşamada sadece kanal numarası cinsinden olduğundan, bu verilerin istenilen fiziksel büyüklük için uygun formata dönüştürülmeleri gerekmektedir. Kanal numaralarından fiziksel büyüklüklere geçiş için yapılan işlemler kalibrasyon olarak adlandırılır. Kalibrasyon işleminin yapılması için, “raw data” olarak adlandırılan ve kanal cinsinden alınan ham veriden yararlanılır. Bu deneysel çalışmada kullanılan detektörler için iki tip kalibrasyon işlemi yapılmıştır. Bunlar enerji ve verim kalibrasyonlarıdır. HpGe detektörler için yapılan enerji ve verim kalibrasyonu işlemlerinde iyi bilinen kaynaklar olan ^{152}Eu ve ^{133}Ba kullanılmıştır.

HpGe detektörlerin sahip olduğu fiziksel yapıdan ve ortam sıcaklığından çok çabuk etkilenmelerinden dolayı, bu detektörler için hem deney başlangıcında hem de deney sonunda enerji kalibrasyonu yapılmaktadır. Bunun sebebi ise HpGe detektörlerin deney süresince aynı fiziksel özelliklerde çalışıp çalışmadığını tespit etmektir. Aksi durumlarda, detektörler aynı performansı gösteremeyeceğinden elde edilecek gama spektrumlarında farklılıklar görülebilir.

Bir detektörün enerji kalibrasyonunun yapılabilmesi için öncelikle ham veride bulunan gama piklerinin kanal numaraları belirlenir. Daha sonra bu kanal numaralarına denk gelen gerçek gama enerji değerleri bu numaralara atanır ve ham veri ile elde edilen spektrumun gerçek enerji spektrumuna dönüştürülmesi sağlanır. Denklem 4.1, birinci mertebeden enerji kalibrasyonu için yazılan lineer kalibrasyon denklemini göstermektedir.

$$Y = p_1X + p_0 \quad (4.1)$$

Burada p_0 denklem sabitini, p_1 denklemin eğimini, X ham verideki kanal numarasını ve Y ise enerjiyi temsil etmektedir. Kalibrasyon işlemi sonucu elde edilen enerji değeri Y 'nin birimi keV veya MeV cinsinden verilmektedir.

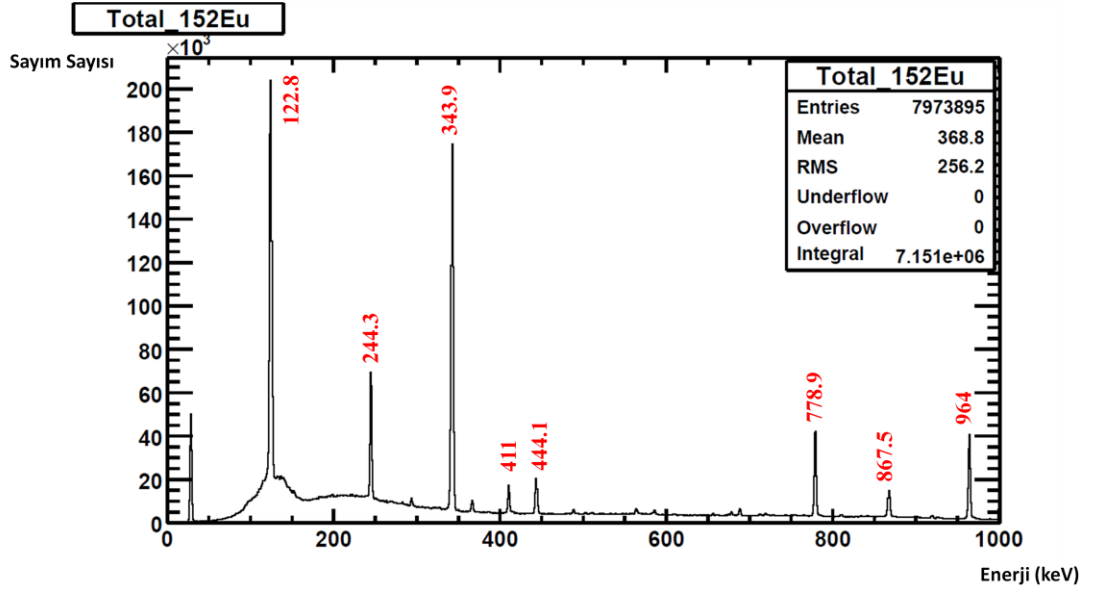
4.1.1. ^{152}Eu kaynağı için elde edilen enerji spektrumu

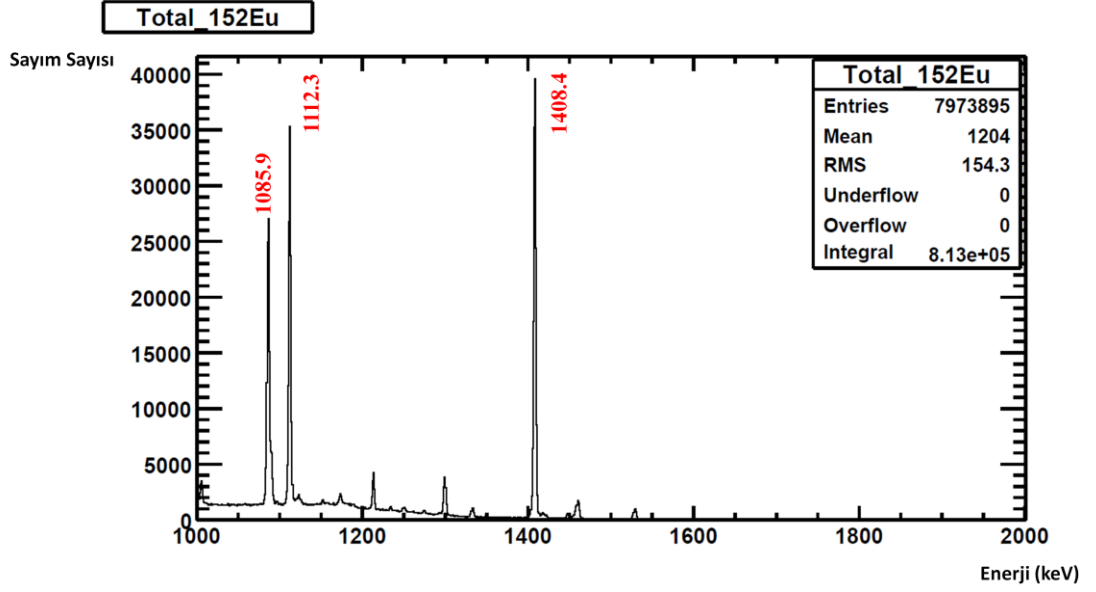
HpGe detektörlere ait enerji kalibrasyonu için yapılan ölçümlerde kullanılan ve yaklaşık 122 keV' den başlayarak 1408 keV enerjili gamalara kadar geniş bir enerji aralığı içerisinde gamalara sahip ^{152}Eu en iyi bilinen kaynaklardan biridir. İlk önce ham veri incelenerek bu kaynağa ait verilerin tespit edilmesinin ardından, geniş enerji aralığı içerisinde sahip olduğu 10' dan fazla gamasıyla iyi bir kaynak olan ^{152}Eu için kalibrasyon işlemi gerçekleştirilmiştir.

^{152}Eu kaynağına ait bilinen bazı gama enerji değerleri Tablo 4.1' de verilmiştir. Ham veriden yararlanarak kanal cinsinden elde edilen spektrumdaki gama pik değerleri literatürde bulunan mevcut gama enerji değerleriyle karşılaştırılarak kalibre edilmiş enerji spektrumu elde edilmiştir. Şekil 4.1 ve Şekil 4.2 ^{152}Eu kaynağına ait enerji spektrumunu göstermektedir. Bu spektrumlar 4 adet HpGe detektörü tarafından alınan tüm verileri içermektedir.

Tablo 4.1: ^{152}Eu kaynağına ait bazı gama enerjileri ve bu gamalara ait şiddet değerleri[35]

Gama Enerjisi (keV)	Şiddet (%)
121.7817 (3)	28.37 (13)
244.6975 (8)	7.53 (4)
344.2785 (13)	26.57 (11)
411.1165 (13)	2.238 ()
444.0 (6)	3.125 (14)
778.9045 (24)	12.97 (6)
867.378 (4)	4.214 (25)
964.1 (7)	14.63 (6)
1085.836 (9)	10.13 (5)
1112.074 (4)	13.54 (6)
1408.011 (4)	20.85 (9)

Şekil 4.1: ^{152}Eu kaynağına ait enerji spektrumundaki 0-1000 keV aralığı.



Şekil 4.2: ^{152}Eu kaynağına ait enerji spektrumundaki 1000-2000 keV aralığı.

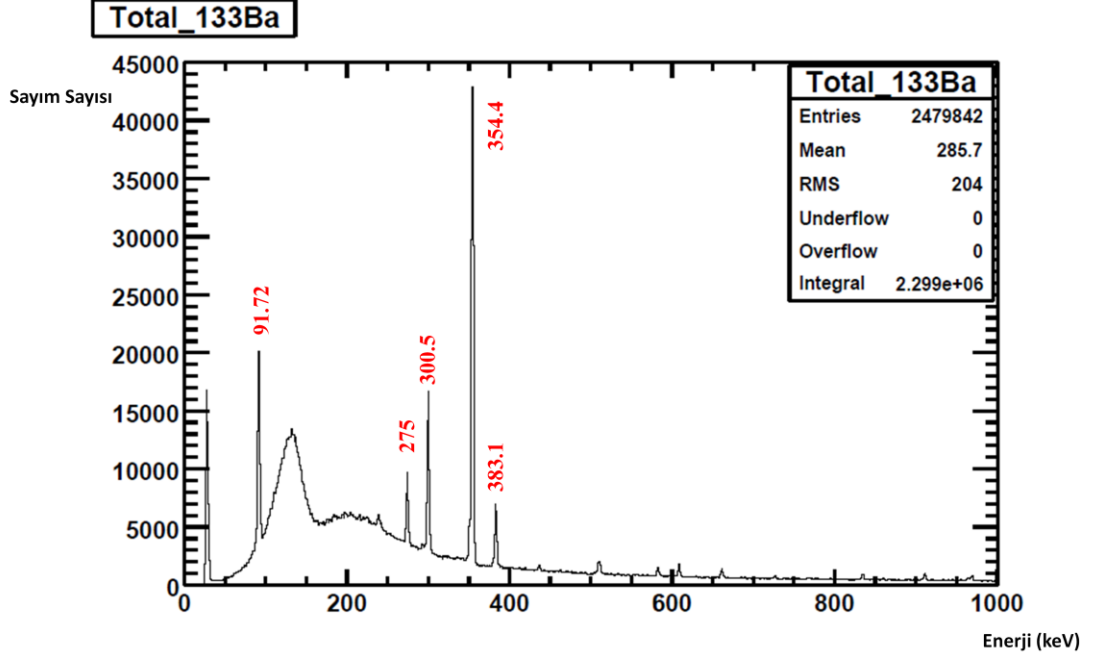
4.1.2. ^{133}Ba kaynağı için elde edilen enerji spektrumu

HpGe detektörlere ait enerji kalibrasyonu için kullanılan diğer bir kaynak olan ^{133}Ba , düşük enerji bölgesinde sahip olduğu gama enerjileri ile düşük enerji bölgesi için enerji kalibrasyonun yapılmasına olanak sağlar. 100 keV enerji değerinin altında başlayan gama enerjileri, 400 keV enerji değerine kadar çıkmaktadır. 100-400 keV arasında 5 gama piki bulunan ^{133}Ba için bu gama enerjileri ve şiddetleri Tablo 4.2' de verilmiştir.

Tablo 4.2: ^{133}Ba kaynağına ait bazı gama enerjileri ve bu gamalara ait şiddet değerleri[35]

Gama Enerjisi (keV)	Şiddet (%)
80.9971 (12)	34.11 (28)
276.3997 (13)	7.147 (30)
302.8510 (6)	18.30 (6)
356.0134 (6)	61.94 (14)
383.8480 (12)	8.905 (29)

Şekil 4.3, ^{133}Ba kaynağına ait enerji spektrumunu göstermektedir.



Şekil 4.3: ^{133}Ba kaynağına ait enerji spektrumundaki 0-1000 keV aralığı.

Her iki kaynak için de elde edilen enerji spektrumlarında FWHM (Full Width at Half Maximum) değeri 2 keV civarındadır.

Bu kaynaklar için elde edilen enerji spektrumlarına bakıldığında, düşük enerji bölgesi (100 – 300 keV) için görülen gama enerjilerinde kayma (diğer adıyla “shift”) görülmektedir. Bunun sebebi HpGe detektörler için kullanılan ADC’ nin düşük enerji bölgelerinde lineer yapısının korunmaması olup, bu faktör gerçek deney süresince yeni bir kalibrasyon fonksiyonu kullanılarak giderilmiştir.

^{152}Eu ve ^{133}Ba kaynaklarından elde edilen kalibrasyon parametrelerinden yararlanarak (p_0 ve p_1) deney süresince kaydedilen ham veri kalibre edilmiş ve gama enerjilerindeki kaymalar yeni parametreler hesaplanarak düzeltilmiştir. Bu sayede 4 HpGe detektör ile deney süresince kaydedilen bütün istatistiklerin toplanması sağlanmış ve deneysel veri ile görülen gama spektrumu elde edilmiştir.

4.2. HpGe DETEKTÖRLERİ İÇİN VERİM KALİBRASYONU

Deney süresince kullanılan HpGe detektörler için yapılan verim kalibrasyonu işleminde yine gama enerjileri iyi bilinen ^{152}Eu ve ^{133}Ba kaynakları kullanılmıştır. Deney öncesinde yapılan bu verim kalibrasyonu ile detektörlerin gerçek deney süresince gerçekleşen gama bozunumları için düşük enerji bölgesinden yüksek enerji bölgesine kadar ki karakterleri tespit edilmiştir. Bu işlemin yapılabilmesi için bütün HpGe detektörler aynı anda Trigger' de bulunmuştur ve kaynaklardan yayımlanan gamaların enerjileri ile beraber sayım sayıları tespit edilmiştir.

HpGe detektörlerinden oluşan düzeneğin gama enerjileri için verimi

$$\varepsilon_{\gamma}(E_{\gamma}) = \frac{N_{\gamma\text{det}}(E_{\gamma}, t_M)}{N_{\gamma\text{yayım}}(E_{\gamma}, t_M)} \quad (4.2)$$

formülü ile hesaplanmaktadır. Burada $N_{\gamma\text{yayım}}$ kaynak tarafından yayımlanan toplam gama sayısını vermek üzere

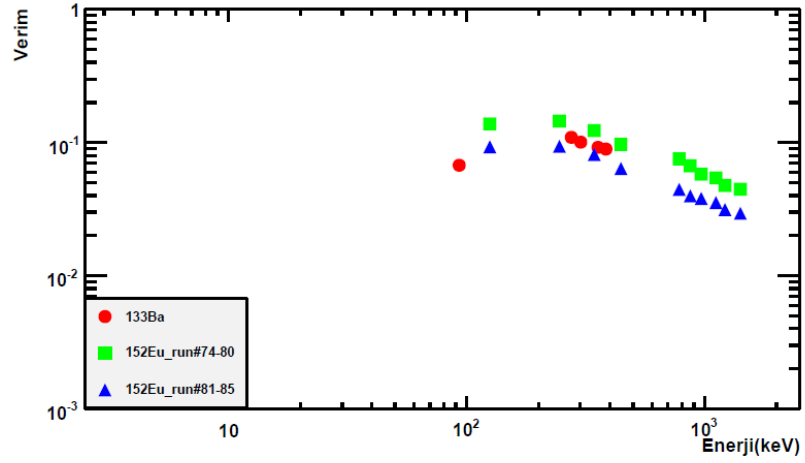
$$N_{\gamma\text{yayım}} = A(t_0)t_M I_{\gamma} \quad (4.3)$$

olarak verilmektedir. Dolayısıyla verim ifadesi

$$\varepsilon_{\gamma}(E_{\gamma}) = \frac{N_{\gamma\text{det}}(E_{\gamma}, t_M)}{A(t_0)t_M I_{\gamma}} \quad (4.4)$$

şeklinde yazılır. Burada $N_{\gamma\text{det}}(E_{\gamma}, t_M)$ HpGe detektörler tarafından detekte edilen gama sayısını, $A(t_0)$ verim ölçümü başladığında kaynağın sahip olduğu aktivite değerini, t_M ölçüm süresini ve I_{γ} ise söz konusu gama geçişinin şiddet değerini temsil etmektedir. Detektörlerin sahip olduğu ölü zaman değerleriyle yapılan normalizasyon faktörü de hesaba katılarak verim değerleri hesaplanmıştır.

HpGe detektörleri için ^{152}Eu ve ^{133}Ba kaynakları ile ayrı ayrı elde edilen istatistiklerden yararlanılarak oluşturulan Enerji – Verim spektrumu Şekil 4.4' te gösterilmiştir.



Şekil 4.4: ^{152}Eu ve ^{133}Ba kaynakları kullanılarak HpGe detektörler için elde edilen verim değerleri.

Bu kaynaklardan yararlanarak elde edilen verim ve bu verim değerlerine karşılık gelen gama enerjileri Tablo 4.3, Tablo 4.4 ve Tablo 4.5' te verilmiştir.

Tablo 4.3: ^{133}Ba kaynağına (Şekil 4.4' te kırmızı renk) ait gama enerjileri ve bu enerjilere denk gelen verim değerleri

Gama Enerjisi (keV)	Verim
93.2	0.067527
275.1	0.109402
301.0	0.100688
356.1	0.092015
384.2	0.089364

Tablo 4.4: ^{152}Eu kaynağına (Şekil 4.4' te yeşil renk) ait gama enerjileri ve bu enerjilere denk gelen verim değerleri

Gama Enerjisi (keV)	Verim
125.1	0.137979
248.9	0.144916
343.2	0.123015
444.0	0.096832
779.9	0.075421
868.1	0.066850
965.2	0.057729
1112.9	0.054251
1214.0	0.047630
1409.0	0.044590

Tablo 4.5: ^{152}Eu kaynağına (Şekil 4.4' te mavi renk) ait gama enerjileri ve bu enerjilere denk gelen verim değerleri

Gama Enerjisi (keV)	Verim
125	0.092912
248.7	0.093696
343.0	0.081322
444.0	0.063936
779.9	0.044418
868.2	0.039802
965.1	0.037993
1112.8	0.035412
1214.1	0.031327
1409.0	0.029458

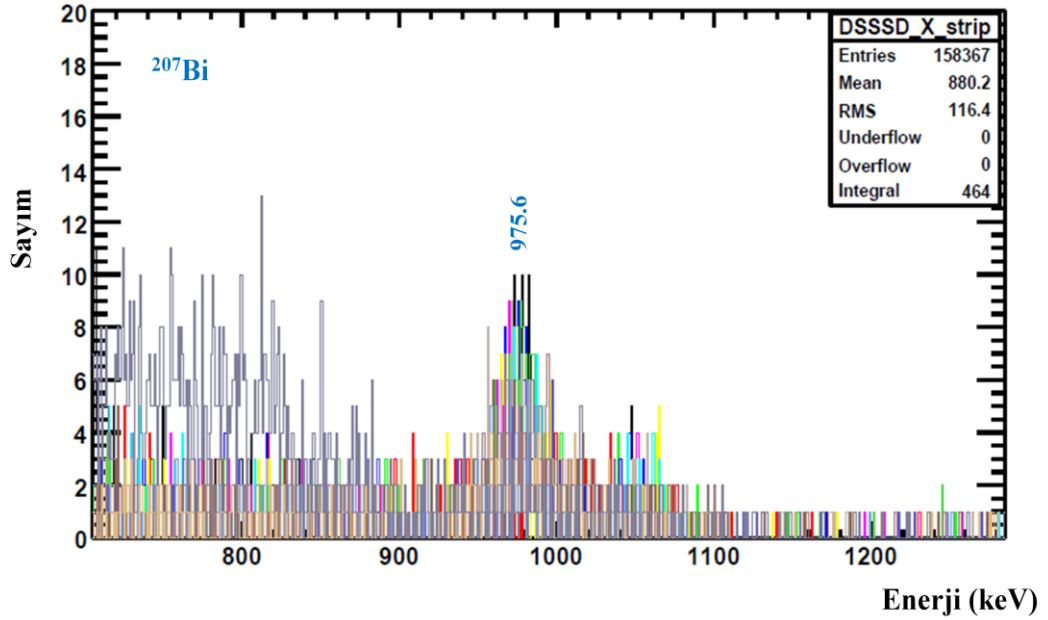
HpGe detektörlerden kurulu düzenek için hesaplanan bu verim değerleri çok önemlidir. Beta bozunumları sonucu elde edilen kız çekirdeklerin uyarılmış seviyelerine ait geçişler için öngörülen B(GT) değerlerinin belirlenmesinde bu verim değerlerinden yararlanılmaktadır. Gamow-Teller geçişlerine denk gelen her bir gama geçişine ait verim değerleri Enerji – Verim spektrumu üzerinden tespit edilerek gerekli hesaplar yapılmakta ve istenilen B(GT) değerleri hesaplanmaktadır.

4.3. DSSSD DETEKTÖRÜ İÇİN ENERJİ KALİBRASYONU

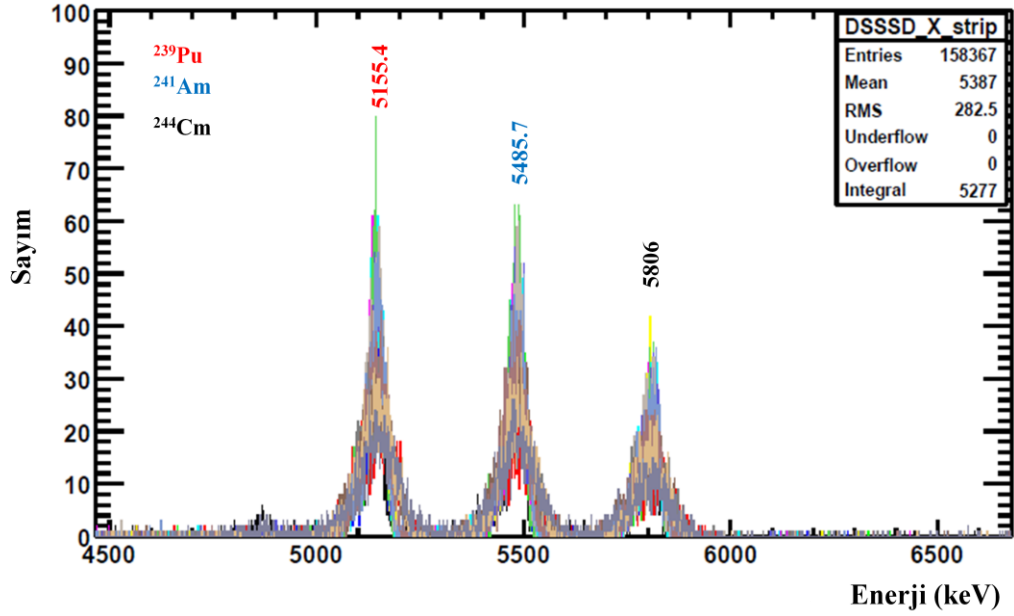
Egzotik iyonların fragmantasyon sonucu üretilmesinden sonra çeşitli materyallerden geçerek uğradıkları seçim işlemleri sonucu vardıkları ve implantasyona uğrayarak bozunum yaptıkları detektör olan DSSSD detektörü için iki farklı kalibrasyon tipi söz konusudur. Bu kalibrasyon işlemleri hem implantasyon ve hem de bozunum koşulları için gerçekleştirilmiştir. Ağır iyonların implante olmalarından dolayı detektör üzerinde kaybettikleri enerjilerden ve aynı şekilde bu iyonların yapmış oldukları bozunumlardan dolayı elde edilen spektrumlar, ham veride bulunan farklı parametrelerin kalibre edilmesi sonucu üretilmiştir. DSSSD detektörünün kalibrasyonu için enerji değerleri iyi bilinen ^{207}Bi ve 3α kaynağı (^{239}Pu , ^{241}Am ve ^{244}Cm) kullanılmıştır. Bu kaynakların sahip oldukları ve ham veriden yararlanarak sayım – enerji spektrumu elde edilmesi için kullanılan pik enerji değerleri sırasıyla 975.6 keV, 5155.4 keV, 5485.7 keV ve 5806 keV' dir[35].

Ham veride bulunan spektrumlardaki piklerin fit edilmesi sonucunda kalibrasyon parametreleri hesaplanmıştır. DSSSD detektörü X ve Y olmak üzere 2 farklı yüze sahip olduğundan, kalibrasyon işlemleri her iki yüz için de ayrı ayrı yapılmıştır. X yüzüne ait 16 strip ile Y yüzüne ait 16 strip tek tek kalibre edilmiş ve lineer kalibrasyon işlemi (“Bölüm 4.3’e bakınız”) sonucu toplam spektrumlar elde edilmiştir.

Şekil 4.5 ve Şekil 4.6, DSSSD detektörünün X yüzünde bulunan striplerin kalibrasyonu sonucu elde edilen toplam spektrumdaki ^{207}Bi ve 3α kaynaklarına ait pikleri göstermektedir.

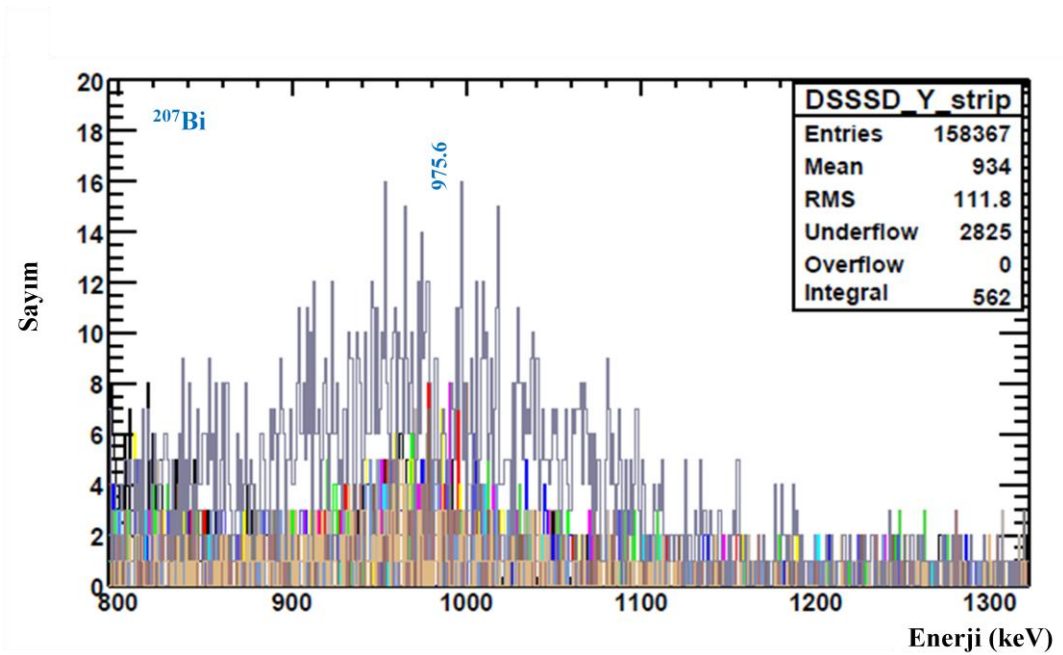


Şekil 4.5: X yüzü için ^{207}Bi kaynağına ait pik değeri. X yüzünde bulunan 16 adet stripten alınan istatistikler, her bir strip için farklı renklerle gösterilmiştir.

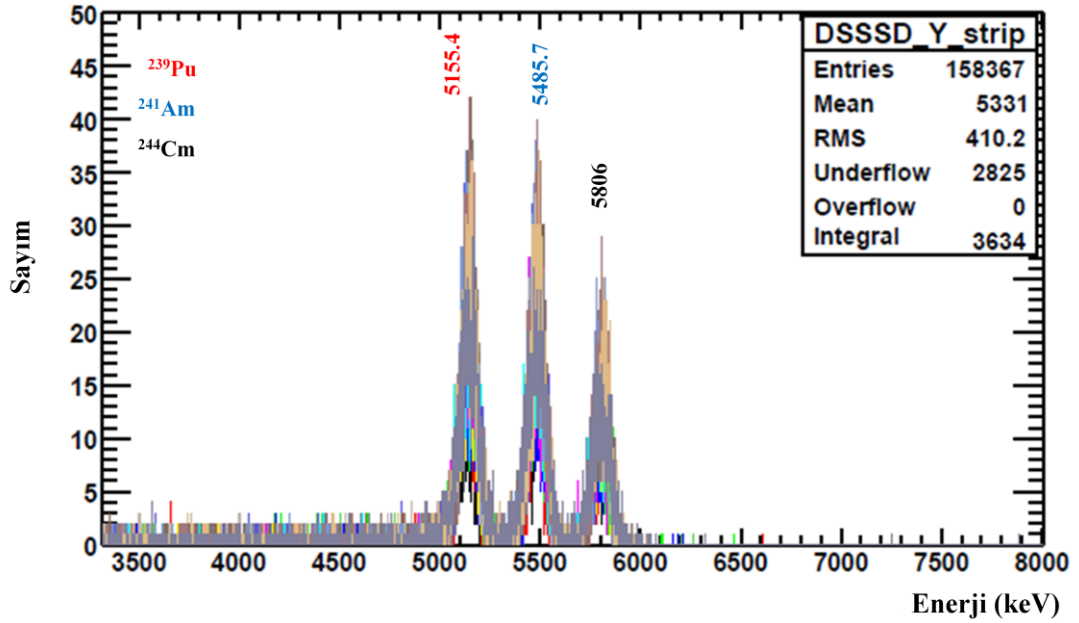


Şekil 4.6: X yüzü için 3α kaynağına ait pik değerleri. X yüzünde bulunan 16 adet stripten alınan istatistikler, her bir strip için farklı renklerle gösterilmiştir.

Şekil 4.7 ve Şekil 4.8, DSSSD detektörünün Y yüzünde bulunan striplerin kalibrasyonu sonucu elde edilen toplam spektrumdaki ^{207}Bi ve 3α kaynaklarına ait pikleri göstermektedir.



Şekil 4.7: Y yüzü için ^{207}Bi kaynağına ait pik değeri. Y yüzünde bulunan 16 adet stripten alınan istatistikler, her bir strip için farklı renklerle gösterilmiştir.

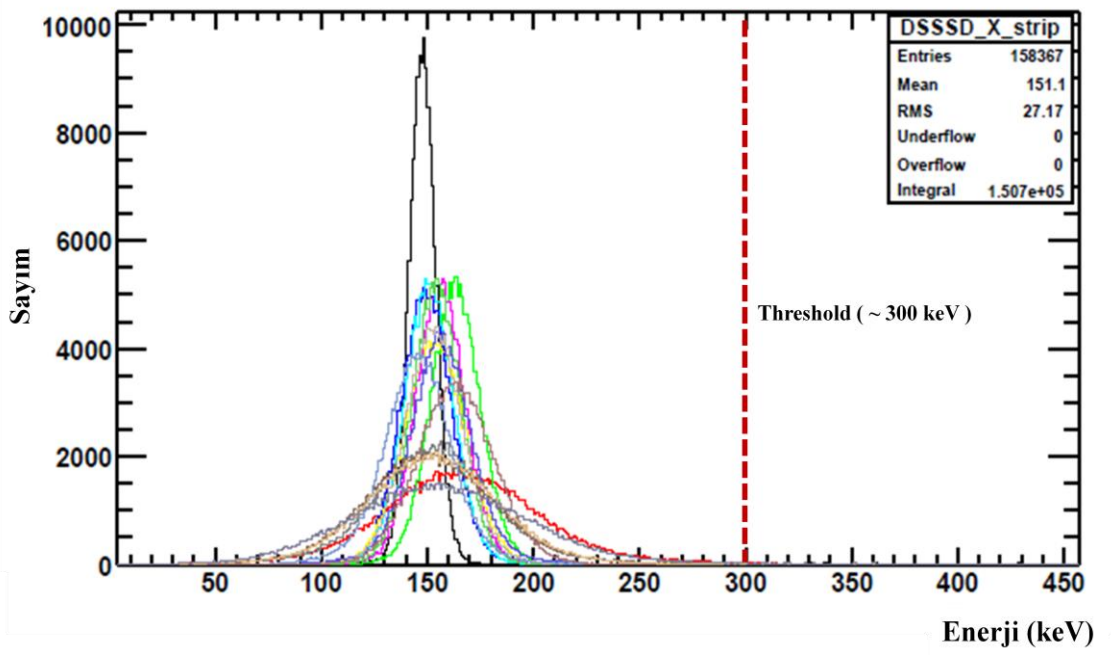


Şekil 4.8: Y yüzü için 3α kaynağına ait pik değerleri. Y yüzünde bulunan 16 adet stripten alınan istatistikler, her bir strip için farklı renklerle gösterilmiştir.

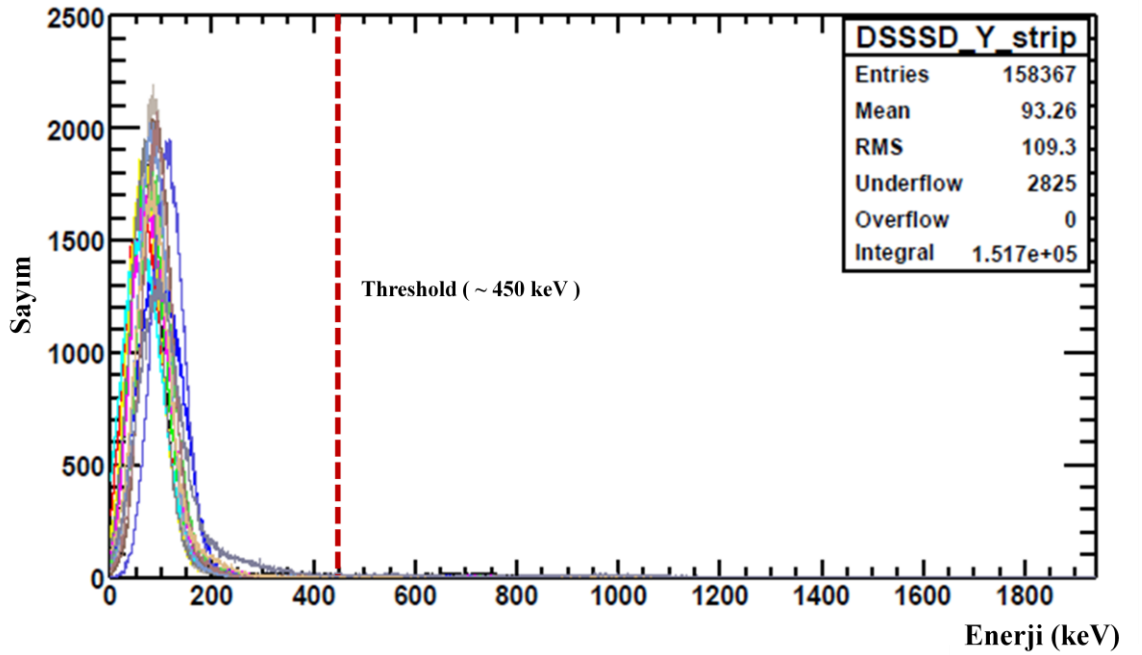
DSSSD detektörünün Y yüzü ölçüm süresince X yüzüne göre daha az istatistik kaydettiğinden, Y yüzüne ait striplerin çözünürlüğü daha düşük olarak tespit edilmiştir. Bu sonuç her iki yüz için de yukarıda bulunan spektrumlara bakıldığında sayım sayılarından net bir şekilde anlaşılabilir.

DSSSD detektörünün yapısında bulunan striplerin her biri farklı kanallar aracılığı ile veri kaydetmektedir. Dolayısıyla her bir strip için farklı eşik (*threshold*) tanımlanması gerekmektedir. X ve Y yüzleri için yapılan kalibrasyon işlemleri sonucunda, spektrumların düşük enerji bölgesinde görülen elektronik katkılar için ortak bir eşik değeri belirlenmelidir. Eşik değerinin belirlenmesi önemlidir, çünkü bu değer altındaki değerler analiz çalışmaları süresince fiziksel büyüklükler olarak incelenmemektedir. Eşik değerinin üstündeki değerler fiziksel büyüklükler olarak kabul edilmekte ve analiz çalışmaları (implantasyon – bozunum ilişkisi) bu değer üstündeki bölgede yapılmaktadır.

Şekil 4.9 ve Şekil 4.10, X ve Y yüzleri için enerji kalibrasyonu sonucu elde edilen spektrumlarda belirlenen eşik değerlerini göstermektedir.



Şekil 4.9: DSSSD detektörünün X yüzüne ait stripler için ortak eşik değeri.



Şekil 4.10: DSSSD detektörünün Y yüzüne ait stripler için ortak eşik değeri.

Bütün stripler için ortak bir eşik değeri belirlenmesi ve her bir stripten gelen istatistiklerin toplanması ile DSSSD detektörünün X ve Y yüzlerinin tek başlarına birer detektör gibi davranmaları sağlanmıştır. Böylece analiz çalışmalarının ileriki

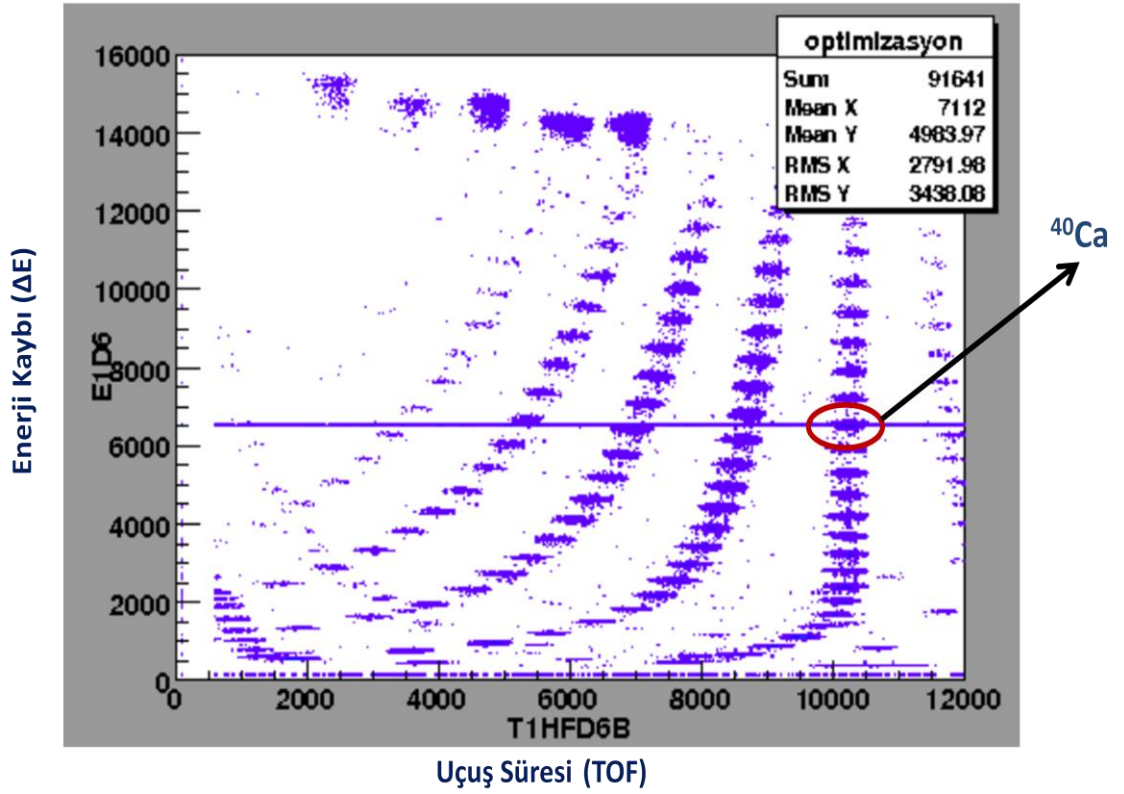
safhalarında gerekli olan implantasyon – bozunum ilişkilerinde toplam istatistikler ile çalışmak mümkün olmuştur.

4.4. İYON TİPLERİNİN BELİRLENMESİ

Hızlandırıcılardan gelen hüzmelerin kararlı hedef ile reaksiyonu sonucu elde edilen fragmentasyon ürünü egzotik çekirdekler birçok sayıda ve farklı tiplerdedir. Bu iyonların tiplerinin belirlenmesi ve istenilen iyonların detektör bölgesine varmalarını sağlamak amacıyla kullanılan bazı teknikler vardır. Bu teknikler, karakterleri iyi bilinen ve belirli teknik özellikler altında daha önceki deneysel çalışmalarda referans iyonlar olarak kullanılan iyonların belirlenmesi üzerine kuruludur.

Referans iyonlar ile çalışılmadan önce, hüzmelerin doğrudan detektör bölgesine gelmesi sağlanmaktadır ve pulser aracılığı ile hüzmelerin geliş doğrultusu ve odaklanma işlemleri kontrol edilmiştir. Bu işlemler gerçekleştirildikten sonra, referans iyonlarla çalışılmaya başlanmıştır. Gerçekleştirilen bu deneysel çalışmada, LISE++ programından alınan fragmentasyon yüzdelerinden de yararlanarak bazı çekirdekler için sabit uçuş süresi ve aynı kalınlıkta kullanılan detektör (E1D6 – 300 μm) için benzer enerji kayıpları olduğu bilinmektedir. Buradan yola çıkarak, enerji kaybı ve TOF değerinden yararlanarak elde edilen spektrumlarda bu referans iyonlar pulser ile işaretlenmiştir. Böylece iyon belirlenme spektrumlarında, istenilen iyonların bu pulser ile kesiştirilmesi sonucu iyonun detektör bölgesine varabileceği doğrulanmıştır. Şekil 4.11, proton ve nötron sayısı birer sihirli sayı olan ve iyon tanımlama spektrumunda referans iyonlardan biri olarak kullanılan ^{40}Ca için pulser' ı göstermektedir.

Bu sayede detektör bölgesine vardığından emin olunan ^{40}Ca iyonu için bilinen Bp değerlerinden yararlanarak, Bp değerlerindeki hassas değişikliklerle diğer istenilen iyonlar için bu spektrumun değiştirilmesi mümkün olmuştur.



Şekil 4.11: ^{40}Ca iyonunun pulser ile işaretlenmesi.

Coulomb itme kuvveti nedeniyle bazı çekirdeklerin var olmamaları ve bu çekirdeklerin iyon belirleme spektrumunda bıraktıkları boşlukların işaretlenmesi, istenilen iyonlara ulaşılmasında yol gösterici diğer bir tekniktir.

4.4.1. ^{58}Zn Çekirdeğinin Belirlenmesi

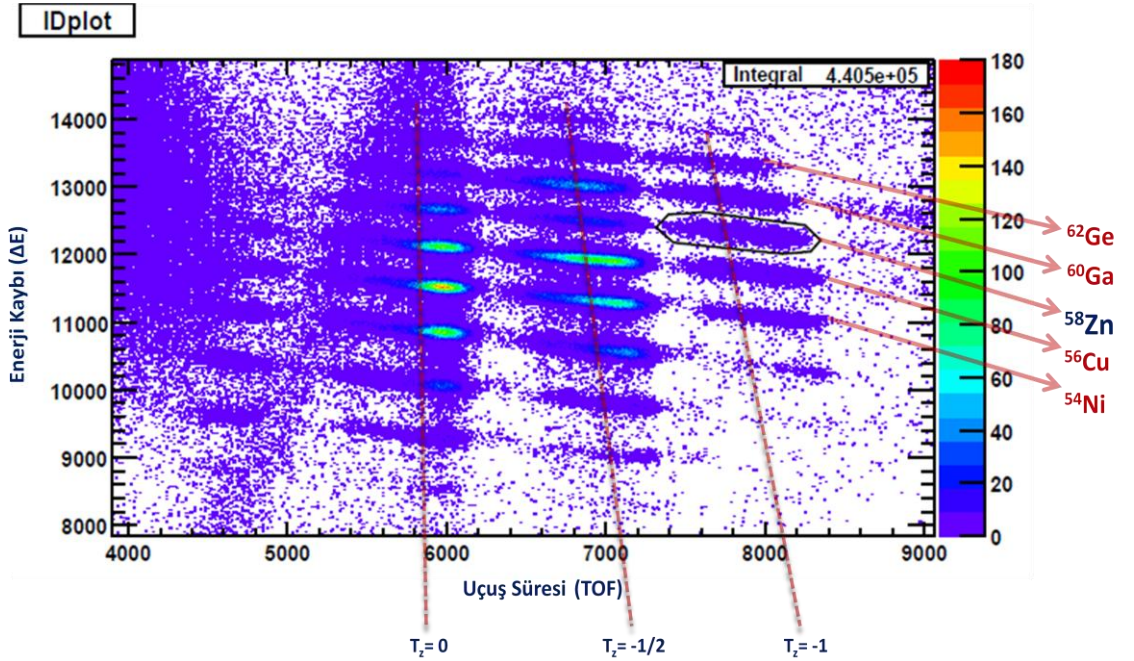
Bu deneysel çalışmanın temel amacı olan ve yaptığı beta bozunumu ile yarı ömür değeri ölçülmek istenen ^{58}Zn çekirdeğinin fragmentasyon sonucu üretilmesi ve seçilmesi bir dizi seçim basamaklarına dayanmaktadır.

Deney başlangıcında referans iyonlara ait enerji kaybı ve uçuş süresi değerlerinden yararlanılarak iyon belirleme spektrumu için optimizasyon işlemi yapılmıştır. Referans iyonların sahip oldukları değerlerden de yararlanarak, istenilen iyonların iyon belirleme spektrumlarında yerleri tespit edilmiştir. İstenilen iyonların sahip oldukları enerji kaybı değerleri ve uçuş sürelerine bağlı olarak bu spektrumlar deney süresince sabit tutulmuştur. İyonların sahip olacakları enerji kaybı değerleri, hüzmeye enerjisi ve hedef açısı değiştirilmediği sürece sabit kalmıştır. Buna karşın, iyonlar dipol magnetlerden geçerek detektör bölgesine vardıklarından dolayı, Bp değerlerinin

değiştirilmesi iyonların uçuş sürelerini doğrudan etkilemektedir. Bu nedenle, deneysel düzende teknik bir sorun yaşanmadığı sürece Bp değerleri deney süresince sabit tutulmuştur.

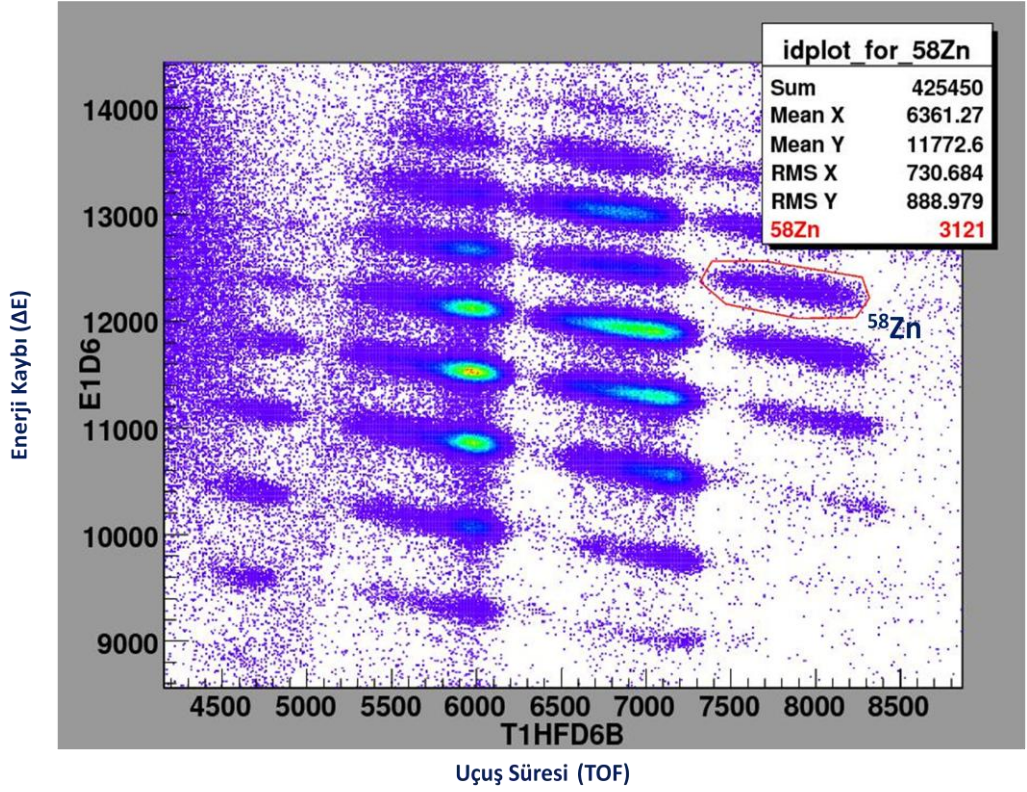
Kullanılan bu teknik, ^{58}Zn çekirdeğinin iyon belirleme spektrumunda deney süresince pozisyonunun korunmasını ve detektör bölgesine varan ^{58}Zn miktarının hesaplanmasını sağlamıştır. Bu işlem, ^{58}Zn çekirdeğinin iyon belirleme spektrumunda bulunduğu koordinatlara gate konulması ile gerçekleştirilmiştir.

Şekil 4.12, deneyde elde edilen verinin bir kısmından yararlanılarak üretilen iyon belirleme spektrumundaki ^{58}Zn çekirdeğinin ve diğer komşu iyonların yerlerini göstermektedir.



Şekil 4.12: ^{58}Zn çekirdeğinin iyon belirleme spektrumundaki yeri. ^{58}Zn çekirdeğinin bulunduğu koordinatlara gate konularak üretilen ^{58}Zn miktarı tespit edilmiştir.

Şekil 4.13, bir miktar veri ile elde edilen iyon belirleme spektrumundaki bazı çekirdekleri ve ^{58}Zn çekirdeğini göstermektedir. ^{58}Zn çekirdeği için konulan gate ile bu spektrumda bulunan ^{58}Zn miktarı belirlenmiştir.



Şekil 4.13: İyon belirleme spektrumunda ^{58}Zn için kullanılan gate. ^{58}Zn çekirdeğinin bulunduğu koordinatlara gate konularak üretilen ^{58}Zn miktarı tespit edilmiştir.

Deney süresince elde edilen tüm verilerin toplanması sonucu, üretilen toplam ^{58}Zn sayısının 230000 civarında olduğu tespit edilmiştir. Bu sayının ^{58}Zn çekirdeğinin DSSSD detektöründe implantasyona uğramasıyla yaptığı beta bozunumunda yarı ömür değerinin ölçülmesi için yeterli olduğu doğrulanmıştır[36].

Diğer bir önemli sonuç ise Şekil 4.12' den görülebileceği gibi iyonların iyon belirleme spektrumunda sahip oldukları izospin değerlerine ($T_z = (N - Z)/2$) bağlı olarak dizilmeleridir. Bu durum da T_z değerinin önemli bir fiziksel nicelik olduğunu ve ayırıcı özellik taşıdığını göstermektedir. T_z değeri -1 olan ^{58}Zn ($Z=30$, $N = 28$) için izospin simetrisinden yararlanılarak bazı fiziksel büyüklüklerin hesaplanabilmesi ancak ve ancak bu çekirdeğe ait yarı ömür değerinin ölçülmesiyle mümkündür.

4.5. GÖRÜLEN GAMA SPEKTRUMU SONUÇLARI

Bu deneysel çalışmanın en önemli amaçlarından biri de deney süresince gerçekleşen gama bozunumlarını gözlemlemektir. Bu nedenle 4 adet HpGe detektörü kullanılmış ve bu detektörler ile egzotik çekirdeklerin ait uyarılmış seviyelerine ait bozunumlar incelenmiştir. Gamaların çekirdekler için karakteristik özellikler taşıyor olmaları, bu deneysel çalışmada elde edilen birçok farklı türde çekirdeğin, izotopun belirlenmesinde öncülük yapmıştır.

Deney süresince kullanılan HpGe detektörlerin bilinen gama kaynakları ile kalibre edilmelerinin ardından elde edilen parametreler bütün deney süresince kaydedilen ham veriye uygulanmış ve detektörlerin fiziksel özelliklerinden dolayı spektrumlardaki gama enerji değerlerindeki kaymaların da düzeltilmesiyle bütün istatistikler tek bir spektrumda toplanmıştır. HpGe detektörlerden hüzmengin geliş doğrultusuna göre sol tarafta bulunan detektörün enerji çözünürlüğünün iyi olmamasıyla nedeniyle bu detektöre ait istatistikler toplam istatistiklerden çıkarılmıştır.

Gamaların çekirdekler için karakteristik özellikler taşıyor olması, elde edilen gama spektrumunda görülen gamalar aracılığı ile fragmentasyon sonucu hangi çekirdeklerin üretildiğini ve yollarına devam ederek DSSSD detektöründe implante olduklarını göstermiştir. Nükleer tabloda bulunan çekirdeklerin özelliklerine bağlı olarak, bazı çekirdekler fragmentasyon sonucu DSSSD detektörüne varmış ve uyarılmış seviyelerine ait gama bozunumlarını yaparak kararlı hale gelmiştir. Bunun yanı sıra egzotik çekirdeklerden bazıları DSSSD detektöründe implantasyona uğradıktan sonra beta bozunumu yapmış ve kız çekirdeğe ait uyarılmış seviyelerin gama bozunumları gözlenmiştir.

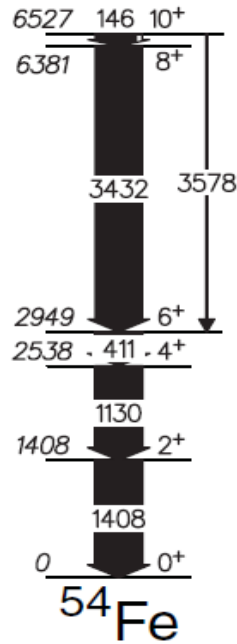
4.5.1. ⁵⁴Fe İzomerine Ait Gözlenen Gama Işınları

Veri analizi süresince elde edilen çıkarımlar, görülen spektrumunda önemli bir sonucu beraberinde getirmiştir. ⁵⁴Fe (Z=26, N=28) çekirdeğinin izomerine ait gama bozunumlarının gözlenebildiği ve yüksek enerjilere sahip gama bozunumlarının iyi bir çözünürlükle elde edildiği görülmüştür. ⁵⁴Fe çekirdeği çift-çift bir çekirdek olup kararlı bir çekirdektir. Fragmentasyon tipi reaksiyon sonucunda bu çekirdeğin uyarılmış olarak elde edilmesi mümkün olmuştur. Bu çekirdeğe ait uyarılmış seviyelerin

ömürlerinin kısmen uzun (ns mertebesinde) olması nedeniyle, bu çekirdek izomer olarak kabul edilmektedir. Şekil 4.14, ^{54}Fe çekirdeğinin nükleer tablodaki yerini göstermektedir.

			54Zn 2P	55Zn 20 MS ε	56Zn >0.5 μs P ε	57Zn 38 MS ε: 100.00% εp: ≥ 65.00%	58Zn 84 MS ε: 100.00%	59Zn 182.0 MS ε: 100.00% εp: 0.10%	60Zn 2.38 M ε: 100.00%
Z									
29	52Cu P	53Cu <300 NS P ε	54Cu <75 NS P	55Cu 40 MS ε P	56Cu 94 MS ε	57Cu 196.3 MS ε: 100.00%	58Cu 3.204 S ε: 100.00%	59Cu 81.5 S ε: 100.00%	
28	50Ni 12 MS εp: 70.00% ε	51Ni >200 NS ε	52Ni 38 MS ε: 100.00% εp: 17.00%	53Ni 45 MS ε: 100.00% εp: 45.00%	54Ni 104 MS ε: 100.00%	55Ni 204.7 MS ε: 100.00%	56Ni 6.075 D ε: 100.00%	57Ni 35.60 H ε: 100.00%	58Ni STABLE 68.077%
27		50Co 44 MS ε: 100.00% εp: > 54.00%	51Co >200 NS ε	52Co 115 MS ε: 100.00%	53Co 240 MS ε: 100.00%	54Co 193.28 MS ε: 100.00%	55Co 17.53 H ε: 100.00%	56Co 77.293 D ε: 100.00%	57Co 271.74 D ε: 100.00%
26	48Fe 44 MS ε: 100.00% εp: > 3.60%	49Fe 64.7 MS ε: 100.00% εp: 56.70%	50Fe 155 MS ε: 100.00% εp: 0.00%	51Fe 305 MS ε: 100.00%	52Fe 8.275 H ε: 100.00%	53Fe 8.51 M ε: 100.00%	54Fe STABLE 5.845%	55Fe 2.737 Y ε: 100.00%	56Fe STABLE 91.754%
	22	23	24	25	26	27	28	29	N

Şekil 4.14: ^{54}Fe çekirdeğinin ^{58}Zn çekirdeğine göre konumu.

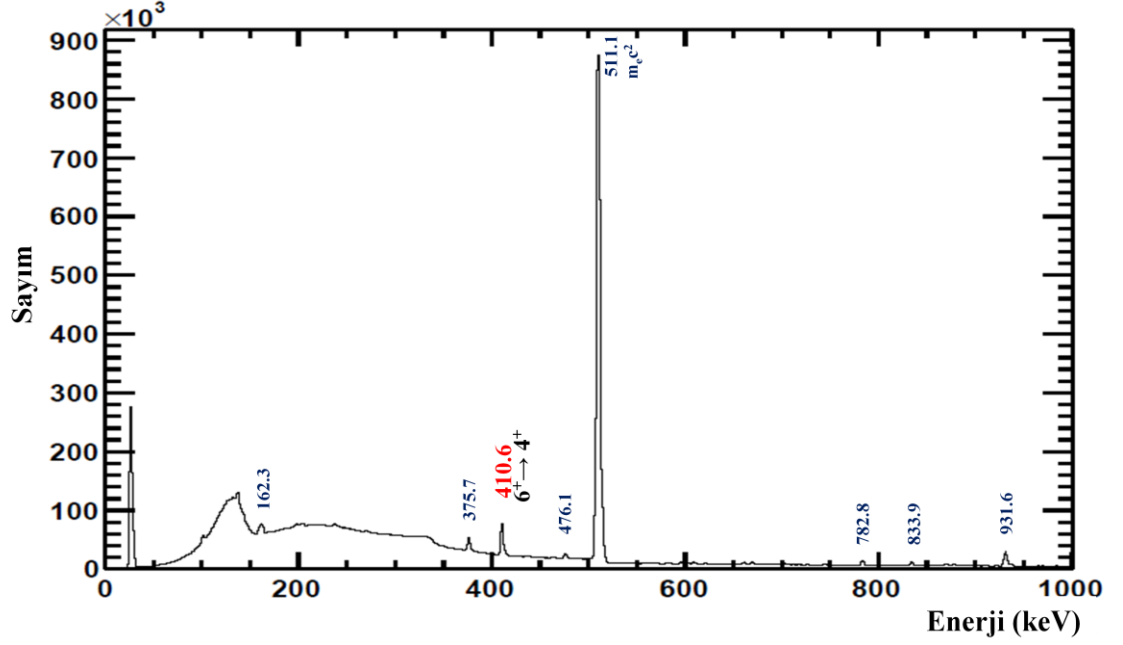


Şekil 4.15: ^{54}Fe izomerinin seviye şeması[37].

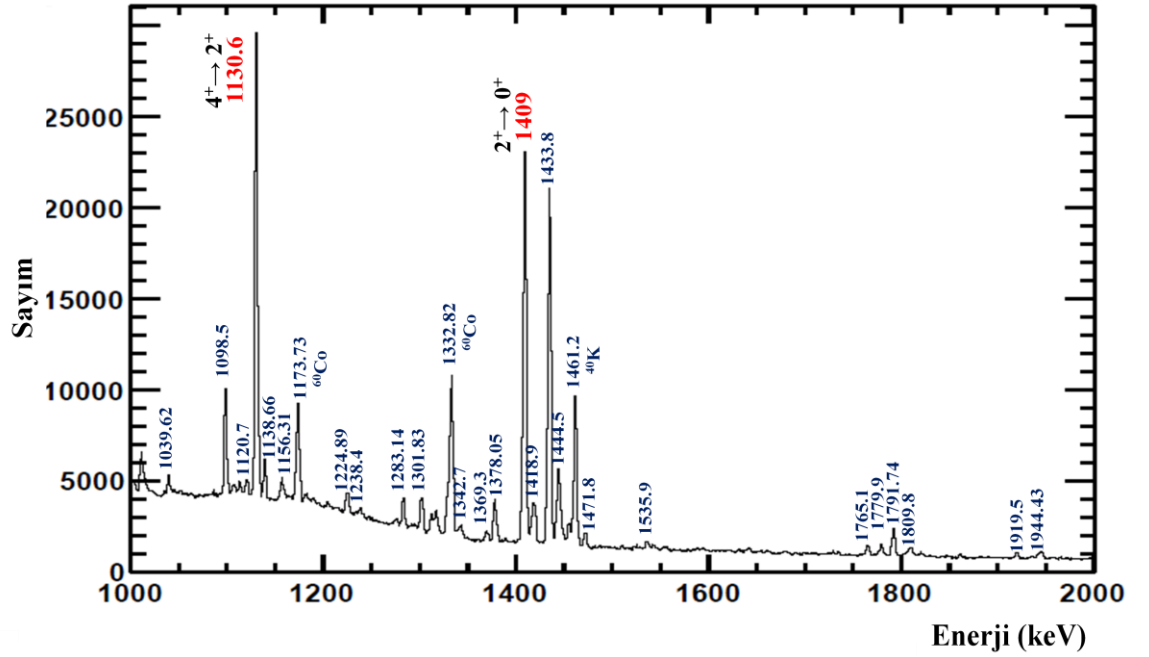
Şekil 4.15, ^{54}Fe izomerine ait uyarılmış seviyeleri ve bu seviyeler arası geçişlere ait gama enerjilerini göstermektedir.

^{54}Fe çekirdeğinin sahip olduğu 26 proton ve 28 nötron, bu çekirdeğin seviye şemasını anlamada büyük önem taşır. ^{54}Fe çekirdeğinin proton ve nötron numaralarının birer çift sayı olması ve hem protonların hem de nötronların spin aşağı ve spin yukarı şeklinde eşleşmeleri, bu çekirdeğin temel seviyesinin 0^+ olmasını açıklar. Nötron sayısının 28 ve bu sayının bir sihirli sayı (nükleer kabul modeline göre söz konusu 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 sihirli sayılarında kabuk kapatılır) olması, proton sayısının ise 26 olup kabuğun (nükleer kabul modeline göre $1f_{7/2}$ seviyesi) kapalı kabuk olması için 2 protona ihtiyaç duyulmaktadır. Buradan yola çıkılarak bu seviye şemasında bulunan 0^+ , 2^+ , 4^+ ve 6^+ seviyeleri arasındaki “azalan” enerji farklarını açıklamak mümkündür. Proton sayısının 25 olduğu ^{53}Mn çekirdeği için, 28 sihirli sayısı düşünüldüğünde valans boşlukları bulunmaktadır. Eşleşmemiş bir protonu bulunduğundan temel seviye spin paritesi $(7/2)^-$ olacaktır. $1f_{7/2}$ seviyesinde bulunan eşleşmemiş bir protonun bu seviyeye eklenecek bir proton ile eşleşmesi sonucu $1f_{7/2}$ seviyesinde toplam proton sayısı 26 olacak ve 2 valans boşluğu bulunacaktır. Gelecek protona bağlı olarak $\langle(f_{7/2})^2J\rangle$ şeklinde gösterilmek üzere gerçekleşen rezidü etkileşmesi de dikkate alınarak, $j_1 = 7/2$ ve $j_2 = 7/2$ olduğundan toplam açısal momentum J değeri; 0^+ , 2^+ , 4^+ ve 6^+ değerlerini alabilir. Burada, $S = 0$ (nükleonların spin yönelimlerine bağlı olarak) değerine bağlı olarak 0^+ seviyesi, en fazla tercih edilen seviye olmakta ve etkileşmeden en fazla etkilenen seviye olarak kabul edilmektedir. Dolayısıyla toplam açısal momentum J' nin artışıyla beraber, bu seviyeler (0^+ , 2^+ , 4^+ ve 6^+) arası enerji farkları da azalmaktadır. Bu seviyeler herhangi bir nükleonu uyarmadan, yani 2 valans boşluğu durumunda (kapalı kabuktan 2 nükleon eksik) görülebilen seviyelerdir. Daha yüksek J değerlerinin görülebilmesi (8^+ , 10^+), $f_{7/2}$ seviyesindeki bir nükleonun $p_{3/2}$ seviyesine uyarılması ile elde edilebilir. Bu durum daha alttaki seviye geçişlerine kıyasla çok daha yüksek enerjili bir geçişle mümkündür[38].

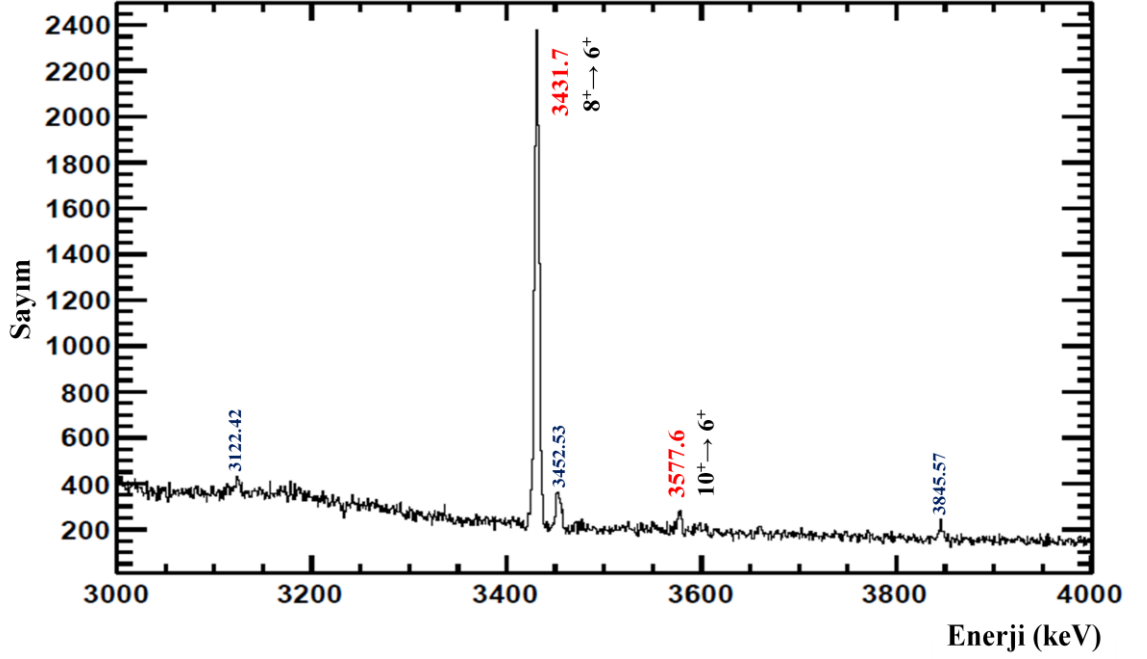
Gözlenen gama spektrumuna bakıldığında Şekil 4.15' te verilen seviyelere ait gama enerjilerini görmek mümkündür. Şekil 4.16, Şekil 4.17 ve Şekil 4.18 ^{54}Fe çekirdeğinin uyarılmış seviyeleri arasındaki gama geçişlerini ve görülen gama spektrumundaki kontaminasyonu göstermektedir.



Şekil 4.16: ^{54}Fe izomerinin uyarılmış seviyelerinden $6^+ \rightarrow 4^+$ geçişine ait gözlenen gama. Mavi renk ile gösterilen gama enerjileri kontaminasyonu göstermektedir.



Şekil 4.17: ^{54}Fe izomerinin uyarılmış seviyelerinden $4^+ \rightarrow 2^+$ ve $2^+ \rightarrow 0^+$ geçişlerine ait gözlenen gamalar. Mavi renk ile gösterilen gama enerjileri kontaminasyonu göstermektedir.



Şekil 4.18: ^{54}Fe izomerinin uyarılmış seviyelerinden $8^+ \rightarrow 6^+$ ve $10^+ \rightarrow 6^+$ geçişlerine ait gözlenen gamalar. Mavi renk ile gösterilen gama enerjileri kontaminasyonu göstermektedir.

Şekil 4.18’ de ^{54}Fe çekirdeğinin uyarılmış seviyelerinden $10^+ \rightarrow 6^+$ geçişine ait gamanın gözlenebilmiş olması önemlidir. Bu geçiş bir E4 geçişi olup, nadir rastlanan bir geçiştir. Gerçekleşme olasılığı oldukça düşük olan bu geçişe ait gamanın gözlenebilmiş olması, görülen gama spektrumundan elde edilen sonuçların önemini artırmaktadır. Tablo 4.6, ^{54}Fe izomeri için elde edilen istatistikleri göstermektedir.

Tablo 4.6: ^{54}Fe çekirdeğine ait görülen gama enerjileri, FWHM değerleri ve sayımlar.

Gama Enerjisi (keV)	FWHM (keV)	Sayım
410.6	3.13 (0.01)	174877 (684)
1130.6	3.11 (0.02)	85170.5 (672.4)
1409.0	3.49 (0.01)	84830.3 (361.82)
3431.7	5.24 (0.06)	11737.8 (131.8)
3577.6	4.34 (0.75)	399.57 (76.11)

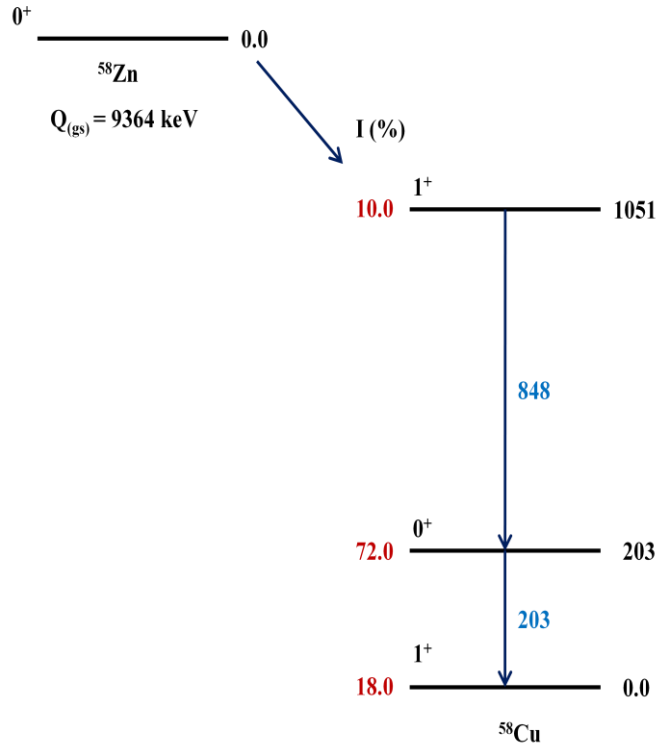
Kontaminasyon olarak tanımlanan gama enerjileri, DSSSD detektöründe implantasyon sonucu gözlemlenen diğer çekirdeklerin ve bu çekirdeklerin bozunum yaptıkları kız çekirdeklerin uyarılmış seviyeleri arasındaki geçişlere aittir. Bunun dışında, deneysel düzeneğin yapısında bulunan materyallerden kaynaklanan ve background (^{40}K , ^{60}Co ,

^{72}Ge) etkisi yapan gama enerjilerini de bu spektrumda görmek mümkündür. ^{54}Fe izomerine ait seviyelerden gelen 3 MeV' den daha yüksek enerjilerdeki gamalar, yüksek enerjili gamaların iyi bir çözünürlükle gözlenebileceğini göstermiştir.

^{54}Fe çekirdeğine ait uyarılmış seviyelerin gama enerjilerinin görülebilmiş olması ve iyon belirleme spektrumunda bu çekirdeğin ^{58}Zn çekirdeğine olan yakınlığı (Şekil 4.14), ^{58}Zn çekirdeğinin beta bozunumu sonucu gözlenecek uyarılmış seviyelere ait gamaların gözlenebileceği sonucunu beraberinde getirmiştir.

4.5.2. ^{58}Zn Çekirdeğine Ait Beta Bozunumu Sonucu Elde Edilen Gamalar

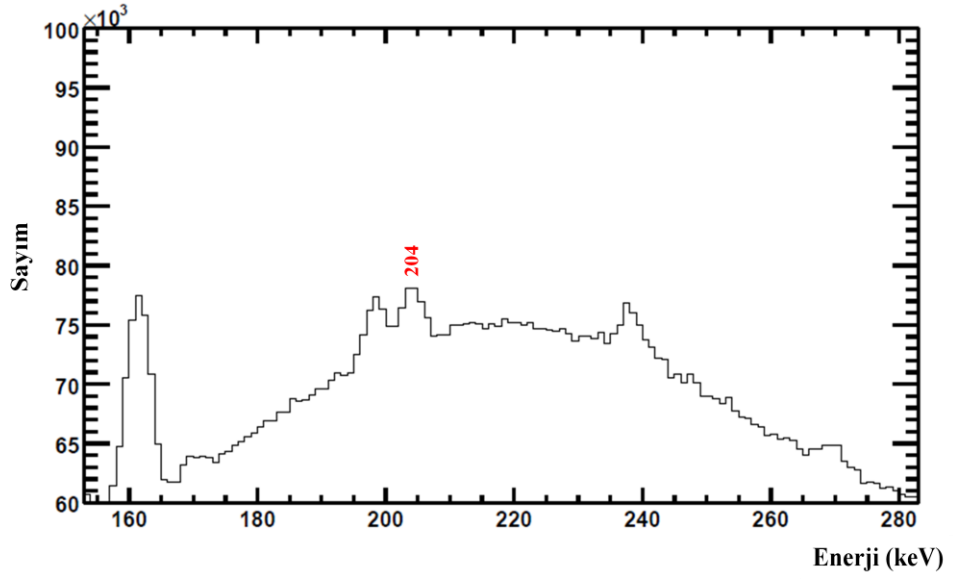
Fragmantasyon sonucu üretilmek istenen çekirdek olan ^{58}Zn çekirdeğinin iyon belirleme spektrumlarında yeterli sayıda tespit edilmesinin ardından, DSSSD detektörüne vararak implantasyona uğradıktan sonra beta bozunumu yapması beklenmiştir. ^{58}Zn çekirdeğinin beta bozunumu yaparak ^{58}Cu çekirdeğine dönüşmesi sonucunda ^{58}Cu çekirdeğinin uyarılmış seviyeleri elde edilmiştir. ^{58}Cu çekirdeğinin temel seviye spin parite değeri 1^+ olup, $J^\pi=0^+$ için 203 keV ve $J^\pi=1^+$ için 1051 keV enerjili iki adet uyarılmış seviyesi bulunmaktadır[19]. Şekil 4.18, ^{58}Cu çekirdeğine ait seviye şemasını göstermektedir.



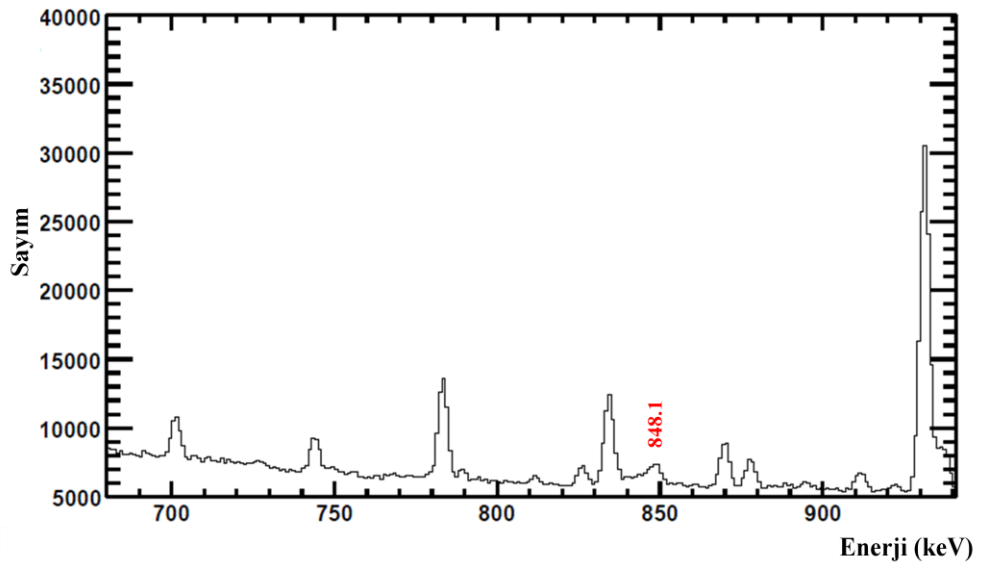
Şekil 4.19: ^{58}Cu çekirdeğinin seviye şeması.

^{58}Cu çekirdeğinin uyarılmış seviyeleri ve bu seviyelere ait gama bozunumları Şekil 4.19’ de görülmektedir. Bu beta bozunumunun ait Q değeri verilmiştir ve bu Q değerinin üzerinde uyarılmış seviye bulunması mümkün değildir.

^{58}Cu çekirdeğinin uyarılmış seviyelerine ait 203 keV ve 848 keV enerjili gamalar elde edilen gama spektrumunda yeterli istatistikler ile gözlenebilmiştir. Şekil 4.20 ve Şekil 4.21 bu gamaları göstermektedir.



Şekil 4.20: ^{58}Cu çekirdeğinin uyarılmış seviyesine ait görülen 204 keV enerjili gama geçişi.



Şekil 4.21: ^{58}Cu çekirdeğinin uyarılmış seviyesine ait görülen 848.1 keV enerjili gama geçişi. Bu gamaların görülmüş olması, bozunumun gerçekleştiğini ve ^{58}Zn çekirdeğinin DSSSD detektörü üzerinde bulunduğunu doğrulamıştır. Tablo 4.7, ^{58}Cu çekirdeği için elde edilen istatistikleri göstermektedir.

Tablo 4.7: ^{58}Cu çekirdeği için uyarılmış seviyelere ait görülen gama enerjileri, FWHM değerleri ve sayımlar.

Gama Enerjisi (keV)	FWHM (keV)	Sayım
204.0 (0.1)	2.1 (0.01)	23360 (1653)
848.1 (0.1)	4 (0.02)	5856 (498.1)

Bu gamaların gözlenebilmiş olması, ileriki aşamalarda söz konusu beta bozunumunun yarı ömür değerinin de hesaba katılmasıyla bu geçişlere ait Gamow – Teller geçiş şiddetlerinin (B(GT)) hesaplanmasına olanak sağlamaktadır.

4.6. BETA BOZUNUMU SONUCU YARI ÖMÜR ÖLÇÜMÜ

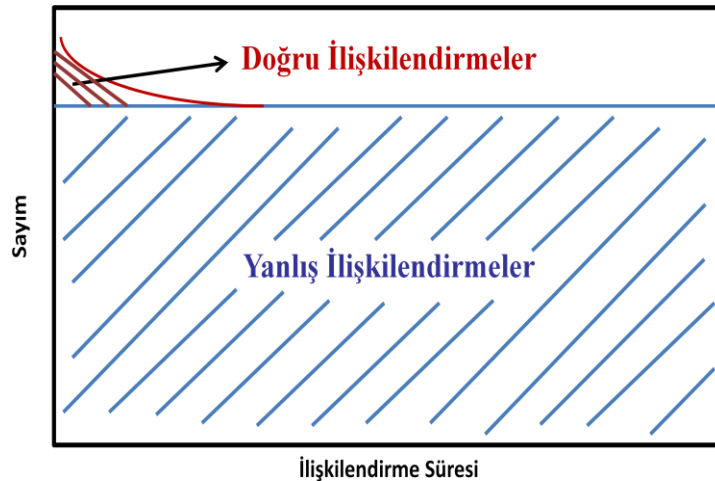
4.6.1. İmplantasyon – Bozunum İlişkileri

Bu deneysel çalışmanın ve yapılan analiz çalışmalarının temel amaçlarından biri de beta bozunumundan gelen yarı ömür değerini ölçmektir. Fragmentasyon sonucu üretilen çekirdekler LISE Spektrometresi boyunca çeşitli materyallerden geçerek DSSSD detektöründe implantasyona uğramışlardır. Egzotik çekirdeklerden kaynaklanan implantasyon olaylarını takiben beta bozunumları beklenmiştir. Eğer bu çekirdeklerin deney süresince kullanılan Trigger’ de bulunan saatten yararlanarak implantasyona uğrama zamanları tespit edilebilirse, bu implantasyon zaman değerlerinin DSSSD detektörü üzerinde bulunan piksellerde (16 adet X ve 16 adet Y striplerin pikselleştirilmesi sonucu 256 adet piksel) gerçekleşen bozunumların zamanları ile ilişkilendirilmesi mümkündür. Bunun için alınacak bir implantasyon olayının, gerçekleştiği aynı pikseldeki bozunumlar ile ilişkilendirilmesi gerekmektedir[38].

Genel olarak bakıldığında, Trigger tarafından kaydedilen veriler implantasyon veya bozunum olayı olarak kabul edilmiştir. Bu durumda, DSSSD detektörü üzerinde gerçekleşen herhangi bir implantasyon olayı, “implantasyon olayı triggeri” tarafından

tanımlanmıştır. Aynı şekilde, DSSSD üzerinde gerçekleşen bir bozunum olayı da “bozunum olayı triggeri” tarafından belirlenmiştir. Bu her iki olay için de Trigger’ de bulunan genel saat tarafından zaman verisi kaydedilmiştir, böylece gerçekleşen tüm implantasyon ve bozunum olayları için farklı farklı zaman verileri elde edilmiştir. Buradan yola çıkarak implantasyon – bozunum ilişkileri, her bir implantasyona ait zaman verisi ile söz konusu implantasyonun gerçekleştiği pikseldeki bozunum olaylarına ait zaman verisi arasındaki fark olarak tanımlanmıştır. DSSSD detektörü üzerinde gerçekleşen bütün beta bozunumları, belirli bir zaman penceresinde (istenilen yarı ömür değeriyle karşılaştırıldığında uzun bir süre olmak üzere) öncesindeki ve sonrasındaki implantasyon olaylarıyla karşılaştırılmıştır. Buna benzer çalışmalar proton zengini çekirdekler için daha önce de yapılmıştır[36].

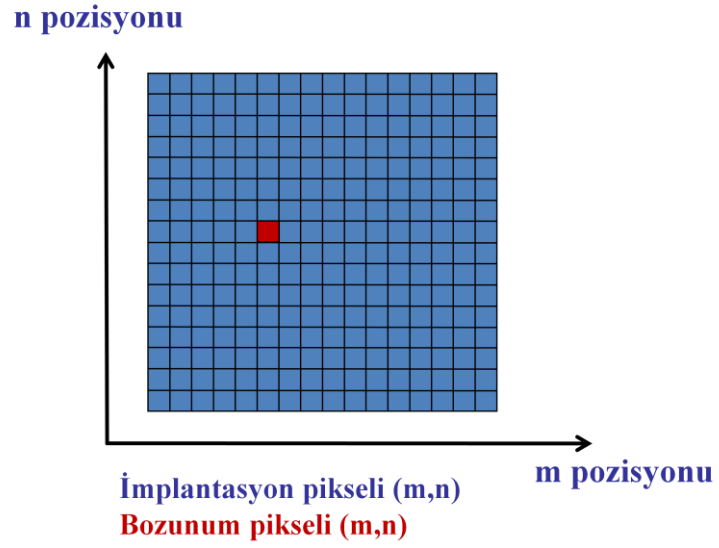
İncelenmek istenen beta bozunumu rastgele gerçekleşen iki implantasyon olayı arasında, iki bozunum olayı arasında veya bir implantasyon sonrası bozunum (veya tersi) olayı sonrasında gerçekleşebilir. Eğer bu bozunumlardan biriyle, bu bozunumdan önceki M sayıdaki bütün implantasyonlar arasındaki zaman farkını ölçersek, bu ölçümlerden biri doğru olandır. Sonuç olarak, doğru zaman farkına karşın (M-1) sayıda yanlış ilişkilendirme işlemi yapılmış olunur. Bu işlem bütün veriye uygulandığında, eksponansiyel bir bozunum eğrisi ve çok yüksek değerlerde lineere yakın background elde edilir. Şekil 4.22 bu durumu göstermektedir.



Şekil 4.22: İmplantasyon ve bozunum olayları arasındaki doğru ve yanlış ilişkilendirmeler[39]. Kırmızı bölge doğru ilişkilendirmeleri, mavi bölge ise yanlış ilişkilendirmeleri göstermektedir.

Şekil 4.22' deki mavi bölge, doğru implantasyon – bozunum ilişkilendirilmesi dışındaki bütün kombinasyonları içermektedir, bu nedenle rastgele ilişkilendirmeler olarak da tanımlanmaktadır.

Doğru ilişkilendirmeler implantasyon ve söz konusu implantasyona ait bozunum olayının aynı piksel üzerinde gerçekleştiğini kabul ederek yapılan çalışmalardır. Şekil 4.23, implantasyon ve bozunum arasındaki piksel ilişkisini göstermektedir.



Şekil 4.23: İmplantasyon ve bozunum için piksel durumu.

(m,n) koordinatlarına ait bir pikselde implantasyona uğrayan bir çekirdeğin yine bu pikselde bozunum yapması gerekmektedir. Aksi takdirde söz konusu bozunum başka bir çekirdeğe ait olarak kabul edilebilir ve bu durum da yanlış ilişkilendirmelere sebep olabilmektedir. Bunu takiben ölçülecek yarı ömür değeri için elde edilen spektrumda background katkısı daha baskın olarak ortaya çıkar.

4.6.2. ^{58}Zn Çekirdeğinin Yarı Ömrü

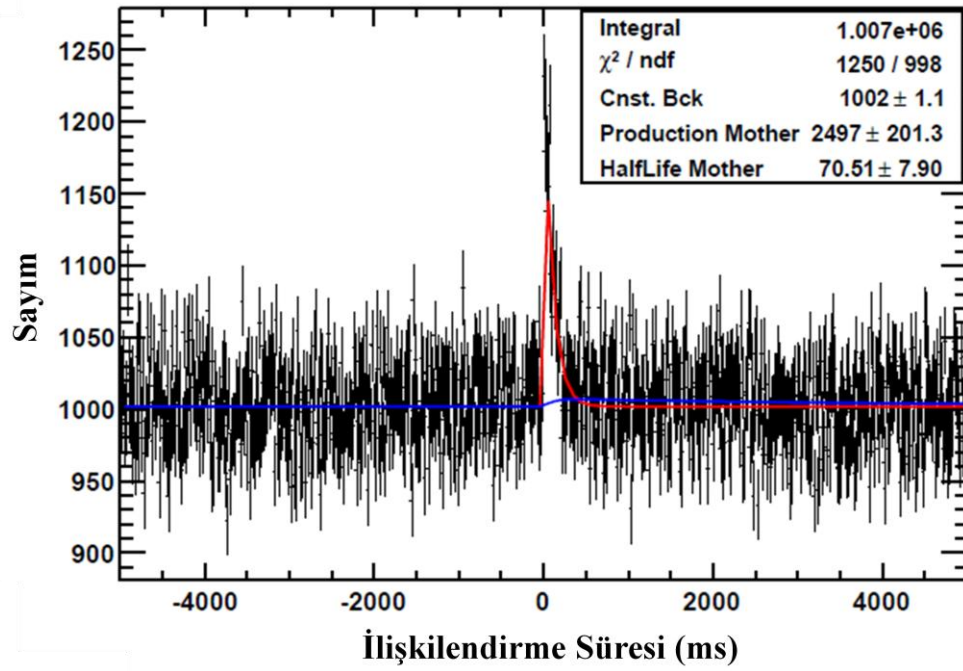
Veri analizi süresince üretilen iyon belirleme spektrumlarında ^{58}Zn çekirdeği için kullanılan gate ile DSSSD detektöründe implantasyona uğrayan çekirdeklerden sadece ^{58}Zn çekirdekleri seçilmiştir. Deney süresince toplanan veriden elde edilen sonuçlara göre DSSSD detektörü üzerinde implantasyona uğrayan toplam ^{58}Zn sayısı 38000 civarındadır. Toplam ölçüm süresi de hesaba katılarak ^{58}Zn çekirdeği için 0.81

implantasyon / saniye değeri tespit edilmiştir. Bu işlemin yapılabilmesi, Trigger yapısında implantasyon ve bozunum olaylarının ayrı ayrı kaydedilmesi ile mümkün olmuştur. Kullanılan bu gate ile DSSSD' de gerçekleşen implantasyon olaylarından sadece ^{58}Zn çekirdeğine ait olanların zaman değerleri kullanılacak şekilde geliştirilen kod ile implantasyon – bozunum ilişkilerinin incelenmesi için ilk adım atılmıştır. Daha sonra bu implantasyon olaylarının gerçekleşme zamanlarının ± 50000 ms aralığında gerçekleşen bozunum olayları ile karşılaştırılma işlemi yapılmıştır[39]. Buna bağlı olarak ^{58}Zn çekirdeğine ait bir implantasyon olayı birçok farklı bozunum olayı ile ilişkilendirilmiş ve bu implantasyon olayına ait zaman ile söz konusu bozunum olaylarına ait zamanlar arasındaki farklar hesaplanmıştır. t_{imp} gerçekleşen implantasyon olayının zamanı ve t_{boz} bu implantasyondan ± 50000 ms zaman farkı ile gerçekleşen bozunum olaylarına ait zaman olmak üzere, söz konusu çekirdek için yarı ömür

$$t_{1/2} = t_{boz} - t_{imp} \quad (4.5)$$

şeklinde verilmiştir. Her bir implantasyon olayının farklı bozunum olayları ile ilişkilendirilmesi sonucunda birçok farklı zaman farkı değeri tespit edilmiştir. Bu değerler kullanılarak elde edilen spektrumda bozunumun karakteristik yapısını gösteren eksponansiyel bir eğri ile sabit olarak kabul edilebilecek bir background görülmüştür. Görülen bu eğrinin doğru bir “fit tekniği” [39] ile ilişkilendirilmesi sonucu ^{58}Zn çekirdeğinin yarı ömür değeri 70.51 ± 7.90 ms olarak ölçülmüştür. Şekil 4.24, ^{58}Zn çekirdeğinin yarı ömür değerinin bulunması için kullanılan fit tekniği ile söz konusu doğru ve yanlış ilişkilendirmeler sonucu elde edilen eğriyi ve background çizgisini göstermektedir. Kullanılan bu teknik “Maksimum Likelihood Minimasyonu” olarak bilinmektedir ve eğri altında kalan bölgenin integrali ^{58}Zn çekirdeğinin yarı ömür değerini vermektedir.

^{58}Zn için gate. Bütün implantasyonlar – bütün bozunumlar



Şekil 4.24: ^{58}Zn çekirdeğinin yarı ömür değerinin belirlenmesi. Fit tekniği ile doğru ilişkilendirmelerin kurulması sonucu ^{58}Zn çekirdeğinin yarı ömür değeri tespit edilmiştir. Mavi renk ile gösterilen eğri yarı ömür değeri 3200 ms civarı olan kız çekirdek ^{58}Cu çekirdeğine aittir[40].

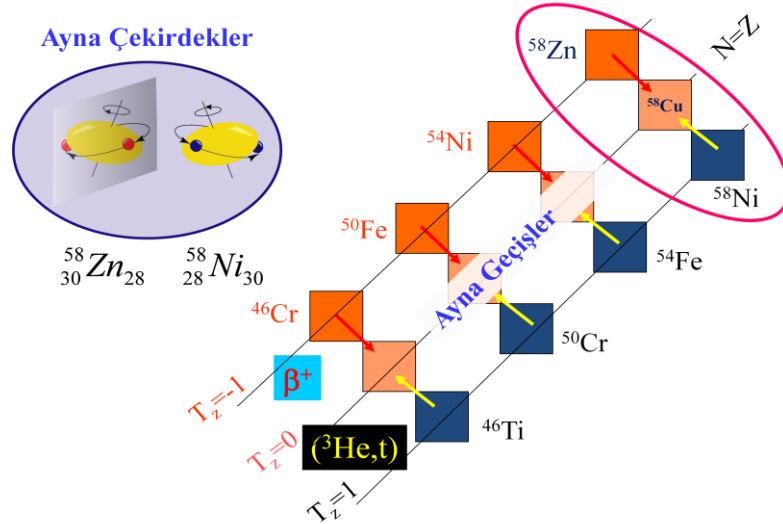
Ana çekirdek ^{58}Zn ile kız çekirdek ^{58}Cu çekirdeğinin yarı ömür değerleri karşılaştırıldığında, aradaki büyük fark Şekil 4.24 de net bir şekilde görülmektedir. Ana çekirdeğe göre kız çekirdeğin etkisi düz bir background etkisi yaratmıştır.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tez çalışmasının deneysel kısmı Caen, Fransa’ da bulunan GANIL isimli Araştırma Merkezinde gerçekleştirilmiş, ^{64}Zn hüzmesinin ^{58}Ni hedef ile reaksiyonu sonucunda elde edilen fragmantasyon ürünü egzotik çekirdeklerden ^{58}Zn , laboratuvar bünyesinde bulunan LISE spektrometresinde çeşitli seçim aşamalarının ardından implantasyona uğrayarak bozunum yapmıştır. Beta bozunumu yaparak ^{58}Cu çekirdeğine bozunan ^{58}Zn çekirdeğinin yarı ömrü ölçülmüştür.

Fragmantasyon sonucu implantasyon ve buna bağlı olarak gerçekleşen bozunum olaylarının incelenmesi tekniği, daha önce yapılan çalışmalarda da yarı ömür ölçümleri için oldukça iyi sonuçları beraberinde getirmiştir[39].

Yapılan bu çalışmada ayna çekirdekler temel alınarak, bu çekirdekler arasındaki nükleer ilişki araştırılmıştır. Şekil 5.1, $T = 1$ sistemi için ayna çekirdeklerin bir kısmını göstermektedir.



Şekil 5.1: $T = 1$ sistemi için ayna çekirdeklerin gösterimi. ^{58}Zn çekirdeği, ayna çekirdeği olan ^{58}Ni ile beta bozunumu ve $(^3\text{He}, t)$ yük değişim reaksiyonları kullanılarak ilişkilendirilmiştir.

Her iki "taraf" da ^{58}Cu çekirdeğine ulaşan bu çekirdekler, farklı çekirdekler olmalarına rağmen aynı nükleer yapıya sahiplerdir.

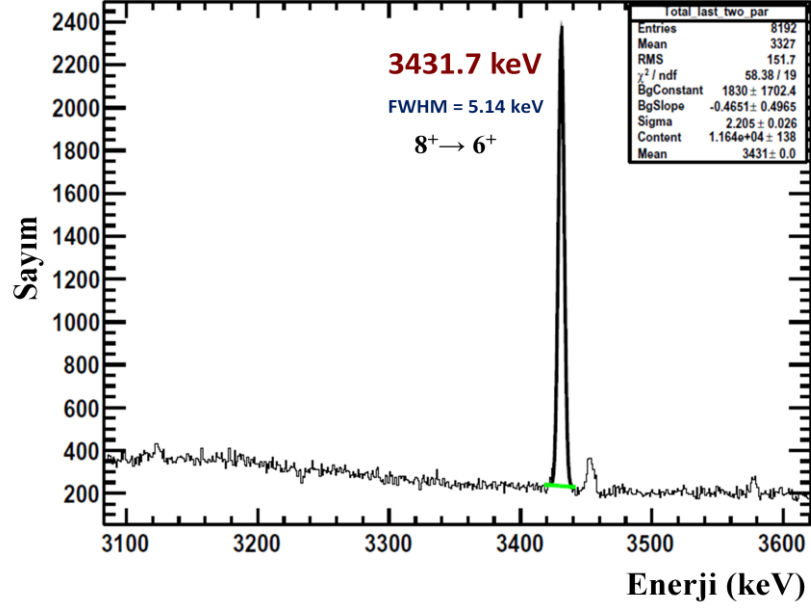
Şekil 5.1’ te görüldüğü gibi, 4 farklı $T = 1$ sistemi için beta bozunumu ve yük değişim reaksiyonu arasındaki ilişkiler gösterilmiştir. Nükleer tabloda $N=Z$ çizgisinin üstünde bulunan çekirdekler beta bozunumlarını, $N=Z$ çizgisinin altında bulunan çekirdekler ise yük değişim reaksiyonlarını kullanarak daha kararlı hale gelmeye çalışmaktadır. Bu tez çalışmasının konu edindiği ^{58}Zn bozunumundan önce yapılan 3 farklı “ayna çalışmaları”, ayna çekirdekler için bu simetrisinin başarıyla gözlemlendiğini göstermiştir[4,36]. Beta bozunumu aracılığı ile elde edilen kesin yarı ömür değerleri, söz konusu bozunumlara ait uyarılmış seviye enerjileri ile ilişkilendirilerek kesin $B(GT)$ değerlerinin hesaplanmasını mümkün kılar. Diğer yandan uyarılmış seviyeler için beta bozunumundaki gibi reaksiyonun Q değerine bağlı bir limit olmadığından, yük değişim reaksiyonlarında çok yüksek enerjili seviyelere kadar ulaşabilmektedir. Ancak bu reaksiyon tipinde kesin $B(GT)$ değerleri elde edilemediğinden, beta bozunumundan gelecek olan $B(GT)$ normalizasyonuna ihtiyaç duyulmaktadır. Bu normalizasyon faktörü kullanılarak yük değişim reaksiyonlarındaki yüksek enerjili seviyelere ait $B(GT)$ değerleri kesin değerlerle hesaplanabilmektedir.

^{58}Zn çekirdeğinin yarı ömrünün ölçülebilmesi, bir dizi analiz işlemi ve kullanılan kodlar üzerinde kritik koşulların konulması ile mümkün olmuştur. Bu analiz çalışması sonucunda bu çekirdeğin yarı ömrü 70.51 ± 7.90 ms olarak ölçülmüş ve bu değer mevcut literatür bilgisi olan 86 ± 18 ms [19] değeriyle karşılaştırılmıştır. Ölçülen bu değer literatürdeki değerle karşılaştırıldığında daha az hata payına sahip olduğu ve mevcut değer referans aralığında olduğu görülmüştür. Bu durum da yapılan ölçümün doğruluğunu göstermektedir.

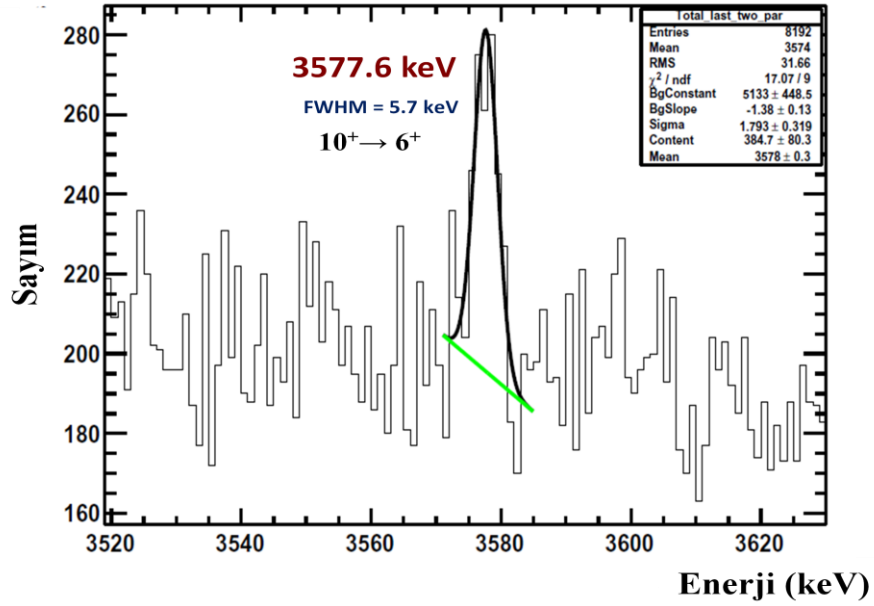
Deney süresince elde edilen toplam veriden yararlanılarak üretilen gama spektrumlarında ^{58}Zn çekirdeğinin bozunumu sonucu görülen ve ^{58}Cu çekirdeğinin uyarılmış seviyelerine ait 203 keV ve 848 keV enerjili gamalar tespit edilmiştir. Gamaların çekirdekler için karakteristik olduğu düşünüldüğünde, bu gamaların tespit edilebilmiş olması bozunumun başarıyla gerçekleştiğinin ve yeterli miktarda istatistiksel bilginin edinildiğinin göstergesidir.

Bu çalışmada gözlenen gama spektrumunda elde edilen veriler ile ^{54}Fe izomerine ait uyarılmış seviyeler için gama geçişleri gözlemlenmiştir. Bu gamalardan 3 MeV’ den

yüksek enerjili gamaların gözlenebilmiş olması, gözlenen gama spektrumunda yüksek enerjiler için de enerji çözünürlüğünün iyi olduğunu ve diğer bazı yüksek enerjili gamaların gözlenebileceğini göstermiştir. Şekil 5.2 ve Şekil 5.3, ^{54}Fe izomerinin uyarılmış seviyelerine ait yüksek enerjili gamaları, FWHM değerleri ile birlikte göstermektedir.



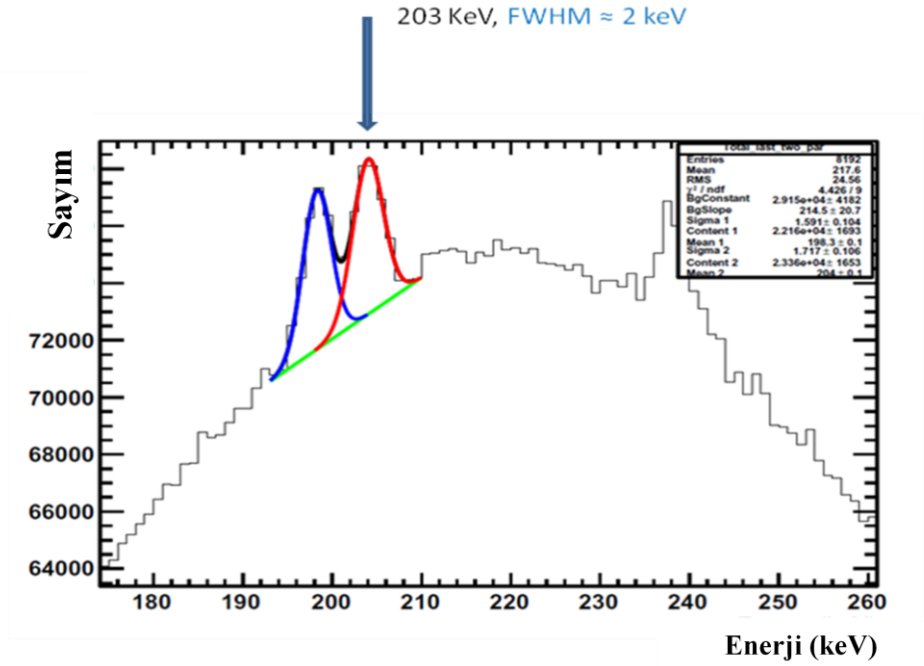
Şekil 5.2: ^{54}Fe izomerine ait 8^+ enerji seviyesinden 6^+ enerji seviyesine dökülen 3431.7 keV enerjili gama.



Şekil 5.3: ^{54}Fe izomerine ait 10^+ enerji seviyesinden 6^+ enerji seviyesine dökülen 3577.6 keV enerjili gama.

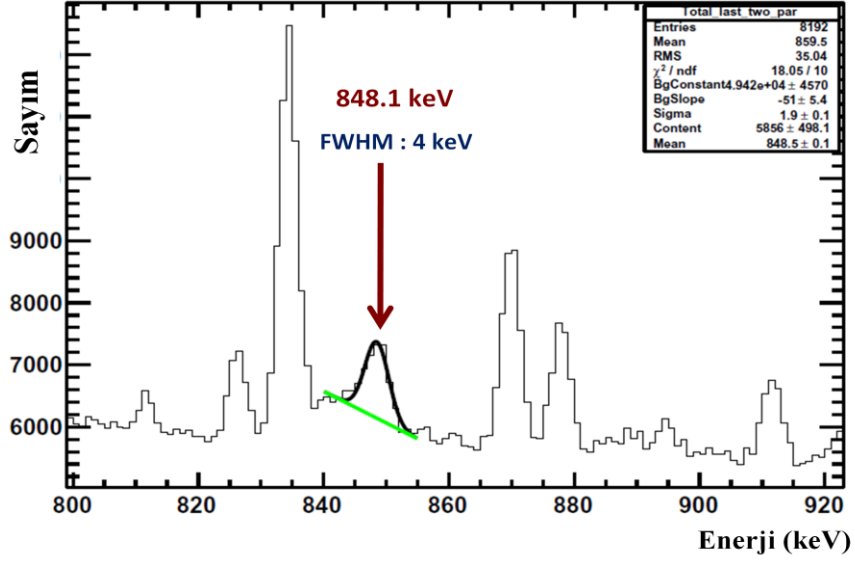
^{54}Fe çekirdeğinin uyarılmış seviyelerinden dökülen 3577.6 keV enerjili gama, bir E4 geçişi olup görülme olasılığı oldukça düşük bir geçiştir. Bu geçişin görülebilmüş olması, bu çalışmanın içeriğinin önemini artırmaktadır.

Bu çalışmanın temel amaçlarından biri olan 203 keV ve 848 keV enerjili gamalar elde edilen gama spektrumunda gözlenebilmiş ve ^{58}Cu çekirdeğinin uyarılmış seviyeleri için gelecekte yapılacak çalışmalara yeterli miktarda istatistiklerle devam edilebileceği gösterilmiştir. Bu gamalardan 203 keV enerjili gama, ait olduğu enerji seviyesi ve sahip olduğu istatistikler nedeni ile Gamow – Teller geçişlerinin incelenmesinde büyük önem taşımakta ve ayna çalışmaları ile karşılaştırılarak kesin B(GT) değerlerinin hesaplanmasında temel oluşturmaktadır. Şekil 5.4, 203 keV enerjili gamayı göstermektedir.



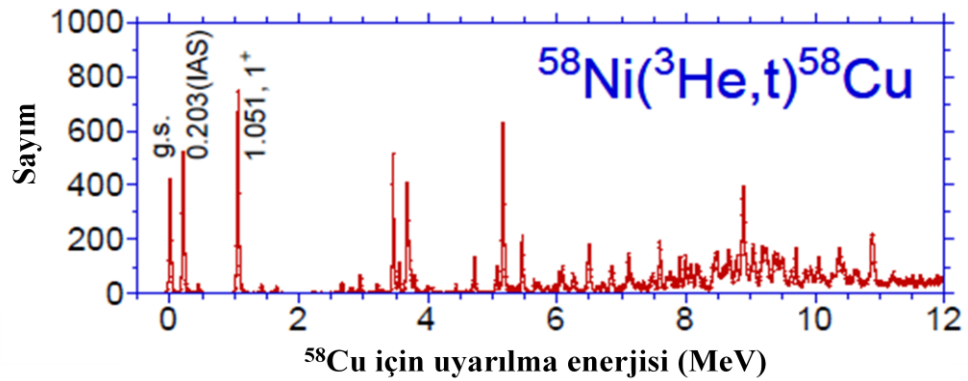
Şekil 5.4: ^{58}Cu çekirdeğinin uyarılmış seviyesine ait 203 keV enerjili gama geçişi.

Şekil 5.5' te ^{58}Cu çekirdeğinin uyarılmış seviyesine ait diğer bir gama geçişi olan 848 keV enerjili gama gösterilmiştir.



Şekil 5.5: ^{58}Cu çekirdeğinin uyarılmış seviyesine ait 848 keV enerjili gama geçişi.

848 keV enerjili gama geçişi söz konusu beta bozunumu reaksiyonunun Q değerinin (9364 keV) ve fermi faktörünün (f) izin verdiği aralıkta olduğundan, B(GT) hesaplamalarının geliştirilmesine olanak sağlamaktadır. Ayrıca ^{58}Cu çekirdeğinin proton ayrılma enerjisi olan 2.87 MeV [5] değerinin altında olan bu seviyenin ($203 + 848 = 1051 \text{ keV}$) gözlenebilmiş olması, ilerleyen aşamalarda “ayna çalışma” $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},t)^{58}\text{Cu}$ [4] reaksiyonu ile karşılaştırılarak “birleşik analiz” tamamlanacaktır. Şekil 5.6, bu tez çalışmasında gerçekleştirilen beta bozunumunun ayna çalışmasından elde edilen sonuçları göstermektedir.



Şekil 5.6: $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},t)^{58}\text{Cu}$ reaksiyonu sonucunda elde edilen uyarılmış seviyeler. 203 keV ve 1051 keV enerjili seviyelerin gözlenebilmiş olması, bu iki farklı çalışmanın birbirleri ile ilişkisini açık bir şekilde göstermektedir[4].

Sonuç olarak, ^{58}Zn çekirdeğinin beta bozunumu sonucu elde edilen ^{58}Cu çekirdeğine ait uyarılmış seviyeler gözlenmiş olup, bu bozunuma ait yarı ömür başarıyla ölçülmüştür. Beta bozunumu ile elde edilen bu yarı ömür değeri, “ayna çalışma” için gerçekleştirilen B(GT) hesaplamalarının yapılabilmesi için temel oluşturmuştur. Aynı deneysel veri ile ileriki aşamalarda gerçekleştirilecek çalışmalarla uyarılmış seviyelere ait kısmi bozunum yarı ömürleri de tespit edilebilecektir. Bu sayede gelecekte yapılacak benzer çalışmalar ile beta bozunumunun ve yük değişim reaksiyonlarının yakın ilişkisi gösterilecek, ayna çekirdeklere ait izospin simetrisinin varlığı yeni sistemler ile geliştirilecektir.

KAYNAKLAR

1. RUBIO, B., GELLETLY, W., 2009, Beta Decay of Exotic Nuclei, *Lecture Notes Physics*, 764, 99 - 151.
2. FUJITA, Y., 2008, Detailed study of Gamow – Teller Transitions, *Nuclear Physics A*, 805, 408 -415.
3. KRANE, K., 1987, *Introductory Nuclear Physics*, Wiley, New York, 978-0471805533.
4. FUJITA, H., FUJITA, Y., ADACHI, T., BACHER, A.D., BERG, G.P.A., BLACK, T., CAURIER, E., FOSTER, C.C., FUJIMURA, H., HARA, K., HARADA, K., HATANAKA, K., JANECKE, J., KAMIYA, J., KANZAKI, Y., KATORI, K., KAWABATA, T., LANGANKE, K., MARTINEZ-PINEDO, G., NORO, T., ROBERTS, D.A., SAKAGUCHI, H., SHIMBARA, Y., SHINADA, T., STEPHENSON, E.J., UENO, H., YAMANAKA, T., YOSHIFUKU, M., YOSOI, M, P, 2007, *Physical Review C*, 75, 034310.
5. FUJITA, Y., RUBIO, B., GELLETLY, W., BLANK, B., ADACHI, T., ALGORA, A., ASCHER, P., CAKIRLI, R.B., DE FRANCE, G., GIOVINAZZO, J., GRÉVY, FUJITA, H., KUCUK, L., MARQUÉS, M., MOLINA, F., OKTEM, Y., DE OLIVEIRA SANTOS, F., PERROT, L., RAABE, R., SRIVASTANA, P.C., SUSOY, G., TAMIL, A., THOMAS, J.-C., 2009, Nuclear Weak Response from The Combined Study of β -Decay and Charge Exchange Reaction, *International Journal of Modern Physics E*, 18, 10:2134-2139.
6. GUERREAU, D., BORREL, V., JACQUET, D., GALIN, J., GATTY, B., 1983, Isotopic distributions of projectile-like fragments in 44 MeV/u ^{40}Ar induced reactions, *Physics Letters*, 131(B), 293.

7. ANNE, R., BAZIN, D., MUELLER, A.C., 1987, Th Achromatic Spectrometer LISE at GANIL, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 257, 215-232.
8. Balıkesir Üniversitesi Kimya Bölümü, <http://lisanskimya.balikesir.edu.tr/~n10422/atomveperiyodikcetvel.htm>, [Ziyaret Tarihi : 14 Mart.2011].
9. Clinical Physics, http://www.jimoid.com/Physics/Clinical%20Physics/co60_decay.htm, [Ziyaret Tarihi : 30 Mart.2011].
10. BECQUEREL, H., 1896, Sur les radiations invisibles emises par les corps phosphorescents, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences Paris*, 122:501.
11. CHADWICK, J., 1914, The intensity distribution in the magnetic spectrum of beta particles from radium (B+C), *Verh. Phys. Gesell*, 16:383-391.
12. HOFMANN, S., 2002, *On beyond Uranium in Science Spectra*, Taylor and Francis, London, 99.
13. HOFMANN, S., 2009, Super Heavy Elements, *Lecture Notes Physics*, Springer – Heidelberg, 764 - 99.
14. FERMI, E., 1934, Towards the theory of β -rays, *Z. Physics*, 88, 161, 103,106.
15. BLIN-STOYLE, R.J., 1969, *Isospin in Nuclear Physics*, edited by D.H. Wilkinson (North Holland, Amsterdam, New York, Oxford), 110.
16. LENZI, S.M., BENTLEY, M.A., 2009, Test of Isospin Symmetry Along N=Z Line, *Lecture Notes Physics*, 764, 110.
17. FUJITA, Y., AKIMUNE, H., DAITO, I., FUJIMURA, H., FUJIWARA, M., HARAKEH M.N., INOMATA, T., JANECKE, J., KATORI, K., TAMII, A., TANAKA, M., UENO, H., YOSOI, M., 1990, Mirror-symmetry structure of A=27,

T=1/2 nuclei studied through strong, weak and electromagnetic interactions, *Physical Review C*, 59, 90-100.

18. TADDEUCCI, T.N., GOULDING, C.A., CAREY, T.A., BYRD, R.C., GOODMAN, C.D., GAARDE, C., LARSEN, J., HOREN, D., RAPAPORT, J., SUGARBAKER, E., 1987, The (p,n) reaction as a probe of beta decay strength, *Nuclear Physics A*, 469, 125-172.

19. JOKINEN, A., OINONEN, M., AYSTÖ, J., BAUMANN, P., DENDOOVEN, P., DIDIERJEAN, F., FEDOSEYEV, V., HUCK, A., JADING, Y., KNIPPER, A., KOIZUMI, M., KÖSTER, U., LETTRY, J., LIPAS, P.O., LIU, W., MISHIN, V., RAMDHANE, M., RAVN, H., ROECKL, E., SEBASTIAN, V., WALTER, G., The ISOLDE COLLABORATION, 1998, Beta decay of the $M_T = -1$ nucleus ^{58}Zn studied by selective laser ionization, *European Physical Journal A*, (3), 271-276.

20. FUJITA, Y., SHIMBARA, Y., LISETSKIY, A., ADACHI, T., BERG, G.P.A., BRENTANO, P.V., FUJIMURA, H., FUJITA, H., HATANAKA, K., KAMIYA, J., KAWABATA, T., NAKADA, H., NAKANISHI, K., SHIMIZU, Y., UCHIDA, M., YOSOI, M., 2003, Analogous Gamow-Teller and M1 Transitions in ^{26}Mg , ^{26}Al and ^{26}Si , *Physical Review C*, 67, 064312-1, 12.

21. ADACHI, T., 2007, *High – resolution study of Gamow – Teller transitions in pf-shell nuclei*, Thesis (PhD). Osaka University.

22. HARDY, J.C., TOWNER, I.S., 2009, Superaligned $0^+ \rightarrow 0^+$ nuclear β decays : A new survey with precision tests of the conserved vector current hypothesis and the standard model, *Physical Review C*, 79, 055502.

23. HARDY, J.C., TOWNER, I.S., 2006, *Nuclear Physics News*, 16:11.

24. TOWNER, I.S., HARDY, J.C., 2002, Calculated corrections to superallowed Fermi β Decay : New evaluation of the nuclear-structure-dependent terms, *Physical Review C*, 66, 035501.

25. GANIL, <http://www.ganil-spiral2.eu/>, [Ziyaret Tarihi : 2 Nisan 2011].
26. ANNE, R., SIGNARBIEUX, C., 1982, GANIL Report, *RA/NJ*, 278.
27. LISE++, <http://groups.nscl.msu.edu/lise/lise.html>, [Ziyaret Tarihi: 20 Aralık 2010].
28. GSI, <http://www.gsi.de/portrait/index.html>, [Ziyaret Tarihi : 5 Nisan 2011].
29. GIOVINAZZO, J., BLANK, B., BORCEA, C., CHARTIER M., CZAJKOWSKI, S., DE FRANCE, G., GRZYWACZ, R., JANAS, Z., LEWITOWICZ, M., DE OLIVEIRA SANTOS, F., PFÜTZNER, M., PRAVIKOFF, M.S., THOMAS, J.C., 2001, *European Physical Journal A*, 11, 247.
30. DSSSD (Double Sided Silicon Strip Detector), <http://www.phy.ornl.gov/hribf/equipment/rms-old/dssd.shtml>, [Ziyaret Tarihi : 15 Nisan 2011].
31. CEN, Bordeaux, Fransa, <http://www.cenbg.in2p3.fr/>, [Ziyaret Tarihi : 1 Aralık 2010].
32. ROOT, <http://root.cern.ch/drupal/>, [Ziyaret Tarihi : 12 Mayıs 2011].
33. IFIC, Valencia, İspanya, <http://ific.uv.es/>, [Ziyaret Tarihi : 2 Haziran 2011].
34. ORTEC, <http://www.ortec-online.com/>, [Ziyaret Tarihi : 4 Kasım 2010].
35. National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov/chart/chartNuc.jsp>, [Ziyaret Tarihi : 10 Mayıs 2011].
36. DOSSAT, C., ADIMI, N., AKSOUH, F., BECKER, F., BEY, A., BLANK, B., BORCEA, C., BORCEA, R., BOSTON, A., CAAMANO, M., CANCHEL, G., CHARTIER, M., CORTINA D., CZAJKOWSKI, S., DE FRANCE, G., DE OLIVEIRA SANTOS, F., FLEURY A., GEORGIEV, G., GIOVINAZZO, J., GRÉVY, S.,

GRZYWACZ, R., HELLSTROM, M., HONMA, M., JANAS, Z., KARAMANIS, D., KURCEWICZ, J., LEWITOWICZ, M., LOPEZ JIMENEZ, M.J., MAZZOCCHI, C., MATEA I., MASLOV V., MAYET, P., MOORE, C., M PFUTZNER, PRAVIKOFF, M.S., STANOIU, M., STEFAN, I., THOMAS, J.C., 2007, The decay of proton-rich nuclei in the mass A=36-56 region, *Nuclear Physics A*, 792, 18.

37. RUDOLPH, D., HOISCHEN, R., HELLSTRÖM, M., PIETRI, S., PODOLYAK, ZS., REGAN, P.H., GARNSWORTHY, A.B., STEER, S.J., BECKER, F., BEDNARCZYK, P., CACERES, L., DOORNENBAL, P., GERL, J., GORSKA, M., GREBOSZ, J., KOJOUHAROV, I., KURZ, N., PROKOPOWICZ, W., SCHAFFNER, H., WOLLERSHEIM, H.J., ANDERSSON, L.-L., ATANASOVA, L., BALABANSKI, D.L., BENTLEY, M.A., BLAZHEV, A., BRANDAU, C., BROWN, J.R., FAHLANDER, C., JOHANSSON, E.K., JUNGCLAUS, A., LENZI, S.M., 2008, Isospin symmetry and proton decay : Identification of the 10^+ isomer in ^{54}Ni , *Physical Review C*, 78, 021301.

38. CASTEN, R., 2001, *Nuclear Structure from a Simple Perspective*, Oxford University Press, USA, 978-0198507246

39. MOLINA, F., 2011, *Beta Decay of $T_z = -1$ nuclei and Comparison with Charge Exchange Reaction Experiments*, Thesis (PhD). IFIC (Instituto De Fisica Corpuscular).

40. National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov/chart/chartNuc.jsp>, [Ziyaret Tarihi : 22 Mayıs 2011].

ÖZGEÇMİŞ

08.11.1986 tarihinde Ortaköy, İstanbul'da doğdu. İlk ve orta öğrenimini İstanbul'da tamamladı. 2004 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Lisans Programına kabul edildi ve 2008 yılında bölüm birinciliğiyle bu programdan mezun oldu. 2008 yılında aynı üniversitenin Nükleer Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans öğrenimine başladı. Yüksek lisans öğrenimi boyunca TÜBİTAK tarafından verilen Yurt İçi Yüksek Lisans Burs Programı ile desteklendi. Yüksek lisans tez çalışmaları kapsamındaki deneysel çalışmalarını sürdürmek amacıyla Valencia, İspanya'da yer alan IFIC Araştırma Merkezinde bulunan Prof. Dr. Berta Rubio ile bilimsel çalışmalar yaptı. Yüksek lisans çalışmaları süresince IFIC (Valencia, İspanya), GANIL (Caen, Fransa), Wright Nuclear Structure Laboratory (Yale Üniversitesi, ABD) ve Jyvaskyla Üniversitesinde (Jyvaskyla, Finlandiya) bulundu. 2008 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Nükleer Fizik Anabilim Dalında Araştırma Görevlisi olarak göreve başladı ve bu görevini halen sürdürmektedir.