



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**GAMOW-TELLER GEÇİŞLERİNDE GÖZLENEN
KESİKLİ VE REZONANS YAPILAR**

Hatice Candan KÖZER

Fizik Anabilim Dalı

Nükleer Fizik Programı

Danışman

Yard.Doç.Dr. Ela GANİOĞLU

II. Danışman

Prof.Dr. Yoshitaka FUJITA

Kasım, 2011

İSTANBUL



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**GAMOW-TELLER GEÇİŞLERİNDE GÖZLENEN
KESİKLİ VE REZONANS YAPILAR**

Hatice Candan KÖZER

Fizik Anabilim Dalı

Nükleer Fizik Programı

Danışman

Yard.Doç.Dr. Ela GANİOĞLU

II. Danışman


Prof.Dr. Yoshitaka FUJITA

Kasım, 2011

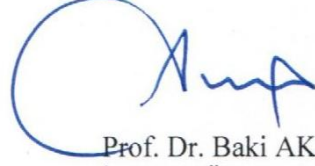
İSTANBUL

Bu çalışma 22 / 12 / 2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi



Yard. Doç. Dr. Ela GANİOĞLU (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi




Prof. Dr. Baki AKKUŞ
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Metin ARIK
Boğaziçi Üniversitesi
Fen Edebiyat Fakültesi



Doç. Dr. Yeşim ÖKTEM
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Doç. Dr. Bayram DEMİR
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Bu alışma İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yürütücü Sekreterliğinin 17042 numaralı projesi ile desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Yüksek Lisans'a girdiğim günden beri bilimsel çalışmalarım boyunca hiçbir konuda desteğini esirgemeyen, kendimi geliştirme olanağı sağlayan, öğrencisi olmaktan gurur duyduğum çok değerli hocam Prof. Dr. Baki AKKUŞ'a teşekkürü bir borç bilirim.

Her zaman samimiyetini hissettiğim, tez çalışmalarım boyunca gösterdiği her türlü maddi ve manevi destek ve yardımlarından dolayı emeğini ne yapsam ödeyemeyeceğim canım hocam Doç. Dr. Yeşim ÖKTEM'e en içten dileklerle teşekkür ederim.

Tüm içtenliğiyle bana her zaman samimi davranan ve tezimin oluşturulmasında en büyük katkıya sahip olan ayrıca ilk öğrencisi olmaktan büyük mutluluk duyduğum yüksek lisans tez danışmanlığımı yürüten sevgili hocam Yard. Doç. Dr. Ela GANİOĞLU'na sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Bana RCNP Nükleer Fizik Araştırma Merkezi'nde bulunma ve deneysel çalışmalara katılabilme imkanı sağlayan, aynı zamanda ikinci tez danışmanım olan Osaka Üniversitesi Öğretim Üyesi Prof. Yoshitaka FUJITA'ya çok teşekkür ederim.

Bana güler yüzüyle her zaman moral veren ve doğru adımlar atmamda yol gösterici olan değerli hocam Yard. Doç. Dr. Lidya SUSAM'a ve samimiyetini ve desteğini her zaman yanımda hissettiğim, eksik kaldığım konularda bilgi ve tecrübelerini benimle paylaşan değerli hocam Yard. Doç. Dr. R. Burcu ÇAKIRLI'ya çok teşekkür ederim.

Yüksek lisans tez çalışmamın en önemli kısımlarından olan veri analizini öğrenme ve tezde amaçlanan değerlerin elde edilmesinde büyük yardımı olan Dr. Hirohiko FUJITA'ya ve Doç. Dr. Atsushi TAMII'ye çok teşekkür ederim. Surrey Üniversitesi Öğretim Üyesi William GELLETLY'e tüm desteklerinden dolayı çok teşekkür ederim. Bana her konuda destek olan ve tezimin oluşturulmasında yardımlarını benden esirgemeyen Araş. Gör. İffet ÇAVDAR'a tüm içtenliğimle teşekkür ederim.

Birlikte çalışmaktan çok mutlu olduğum değerli hocalarım Prof. Dr. Ergun GÜLTEKİN'e, Doç. Dr. Bayram DEMİR'e ve destekleriyle yanımda olan çalışma arkadaşlarım Gülfem SÜSOY'a, Bengü BİLGİER'e, Araş. Gör. Ayşegül ERTOPRAK'a, Araş. Gör. F. Çağla ÖZTÜRK'e, Duygu TARHAN'a, Araş. Gör. Levent KÜÇÜK'e ve Çağıl ÇINAR'a çok teşekkür ederim. Ayrıca dostluğuyla yanımda olan beni her zaman destekleyen arkadaşım Orkun ŞEHİRALİ'ye çok teşekkür ederim.

Son olarak, hayatım boyunca gösterdiği özveri ve destekten dolayı minnettar olduğum, emeğini hiç bir zaman ödeyemeyeceğim canım annem Perihan KÖZER'e ve ablam Ayşe Canan KÖZER'e ne kadar teşekkür etsem azdır. Bu tez; aileme ve kendisini çok küçük yaşta kaybetmeme rağmen her zaman yanımda olduğunu hissettiğim canım babam Mustafa Cenani KÖZER'e ithaf edilmiştir.

Yüksek lisans tez çalışmam boyunca çalışmamın uygulama kısmını destekleyen İstanbul Üniversitesi'ne teşekkürü borç bilirim.

Kasım, 2011

Hatice Candan Közer

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	i
İÇİNDEKİLER	iii
ŞEKİL LİSTESİ	vi
TABLO LİSTESİ	x
SEMBOL LİSTESİ	xi
ÖZET	xiii
SUMMARY	xiv
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR	5
2.1. ÇEKİRDEK YAPISI	5
2.2. ÇEKİRDEK KUVVETİ VE ÖZELLİKLERİ	9
2.2.1. Çekirdek Kuvvetinin Özellikleri	9
2.3. ÇEKİRDEK REAKSİYONLARI ..	10
2.4. YÜK DEĞİŞİM REAKSİYONLARI	12
2.5. GAMOW-TELLER (GT) GEÇİŞLERİ VE FERMİ GEÇİŞLERİ.....	18
2.6. NÜKLEER ÇEKİRDEKLERDE İZOSPİN..	20
2.7. AYNI A KÜTLE ÇEKİRDEKLERİNDEKİ İZOSPİN SİMETRİ YAPISI VE ANALOG GEÇİŞLER.....	21
2.8. B(GT) DEĞERİNİN ELDE EDİLMESİ.....	24
2.9. GAMOW-TELLER DEV REZONANSI.....	29
2.9.1. Toplam Kuralı ve Dev Rezonansın Genel Özellikleri.....	34
2.9.2. Dev Rezonansın Genişliği	35
2.10. $^{92}\text{Zr}(^3\text{He,t})^{92}\text{Nb}$ REAKSİYONUNUN İNCELENMESİ.....	36

3. MALZEME VE YÖNTEM	40
3.1. RCNP-NÜKLEER FİZİK ARAŞTIRMA MERKEZİ.....	40
3.2. İYON KAYNAKLARI	41
3.3. AVF SİKLOTRON.....	42
3.4. HALKA SİKLOTRON..	44
3.5. HÜZMENİN TAŞINIMI.....	47
3.5.1. Akromatik Modda Hüzme Taşınımı	49
3.5.2. Dispersiv Modda Hüzme Taşınımı.....	51
3.6. HEDEF	53
3.7. SPEKTROMETRELER..	55
3.8. LAS SPEKTROMETRESİ.....	56
3.9. GRAND-RAIDEN SPEKTROMETRESİ.....	57
3.9.1. Q1 ve Q2 Kuadrupol Magnetler	59
3.9.2. SX Sextupol Magnet	60
3.9.3. Q1 Faraday Kap ve Saçılma Çemberi Faraday Kabı.....	61
3.9.4. D1, D2, DSR Dipol Magnetleri.....	62
3.9.5. MP Çok kutuplu Magnet	63
3.10. ODAK DÜZLEMİ DETEKTÖRLERİ.....	64
3.10.1. MWDC/Çok Sarımlı Sürüklenme Odaları-VDC/Dikey	
Sürüklenme Odaları	64
3.10.1.1. VDC Verimi	73
3.10.2. Plastik Sintilasyon Detektörleri (PS1, PS2)	74
3.11. TRIGGER SİSTEMİ.....	78
3.12. HÜZME EŞLEŞTİRME TEKNİKLERİ	79
3.12.1. Eşleştirme Tekniklerinin Prensipleri	81
3.13. ZAYIFLATILMIŞ HÜZME METHODU.....	83
3.14. OFF-FOCUS MODU.....	85
3.15. ÇOK DELİKLİ SÜZGEÇ	87
3.16. RCNP'DE GERÇEKLEŞTİRİLEN DENEY	88
3.16.1. $^{92}\text{Zr}({}^3\text{He,t})^{92}\text{Nb}$ Reaksiyon Deneyinin Amacı	88
3.16.2. Deney Esnasında Yapılanlar	88
4. BULGULAR	90

4.1. DATA ANALİZİ.....	90
4.1.1. PAW(Physics Analysis Workstation).....	90
4.1.2. Açık Kalibrasyonu	91
4.1.3. Enerji Kalibrasyonu	94
4.1.4. Piklerin Fit Edilmesi ve Tesir Kesiti Değerlerinin Elde Edilmesi ...	94
4.1.5. Uyarılma Enerjilerinin Kalibrasyonu.....	97
4.1.6. Açısal Dağılım Analizi	100
4.2. B(GT) DEĞERLERİNİN HESAPLANMASI.....	106
4.2.1. DWBA(Distorted Wave Born Approximation) Hesaplaması.....	106
4.2.2. B(GT) Değerlerinin Hesaplanması.....	108
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	111
KAYNAKLAR	115
ÖZGEÇMİŞ	119

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	: Çekirdek yüzeyi ve merkezindeki nükleonların komşu ilişkilerinin gösterimi.....	6
Şekil 2.2	: B/A nükleon başına bağlanma enerjisinin A'ya göre grafiği.....	8
Şekil 2.3	: Doğada bulunan çekirdeklerin N ve Z değerleri.....	8
Şekil 2.4	: İki nükleon arasındaki çekirdek potansiyel enerjisi.....	9
Şekil 2.5	: 0°'deki yük değişim reaksiyonlarının enerji spektrumları.....	14
Şekil 2.6	: 200 MeV'lik gelen enerjide 0.2 ⁰ -18.7 ⁰ saçılma açıları arasındaki ⁹⁰ Zr(p,n) ⁹⁰ Nb spektrumlarının gösterimi.....	15
Şekil 2.7	: Efektif etkileşmenin spin-izospin kısmının şiddetinin gösterimi.....	16
Şekil 2.8	: Efektif etkileşmelerin her bir bileşeninin enerji bağıllığının gösterimi	17
Şekil 2.9	: (a) ⁹⁰ Zr çekirdeği için 1g _{9/2} → 1g _{9/2} kabuğundan olan Fermi geçişi (b) Gamow-Teller geçişleri.....	18
Şekil 2.10	: ⁹ Be ve ⁹ B'un yapılarının gösterimi.....	19
Şekil 2.11	: T=1/2 ayna çekirdekler için geçişlerin gösterimi.....	20
Şekil 2.12	: İzospin analog seviyelerin şematik gösterimi.....	22
Şekil 2.13	: Aynı A kütleli çekirdeklere T _z = 0, ±1, ±2'nin izospin simetri yapısı (a) Gerçek enerji uzayının seviye şeması. (b) Coulomb yer değiştirme enerjisi kaldırılınca elde edilen enerji seviye şeması.....	23
Şekil 2.14	: (a) ⁵⁰ Cr(³ He,t) ⁵⁰ Mn spektrumunun gösterimi. (b) Bozunumun Q değerinden hesaplanan f faktörüyle çarpılmış hali, (c) Bilinmeyen T _z =-1→0 olduğu ⁵⁰ Fe' in β bozunumunun enerji spektrumunun gösterimi.....	26
Şekil 2.15	: R ² değerinin kütle numarasına göre değişiminin gösterimi.....	29
Şekil 2.16	: L=0, 1, 2, 3 değerleri için elektrik mod ile magnetik modda çekirdekdeki titreşim yapısı.....	32
Şekil 2.17	: L=0, 1, 2 titreşim modları ile çekirdek şeklinde meydana gelen değişiklik.....	32
Şekil 2.18	: L=0, 1, 2 ve 3 için verilen operatör formları.....	33
Şekil 2.19	: L=0-4 modları için nükleer uyarılma şiddet dağılımlarının uyarılma enerjisine bağıllığının gösterimi.....	33
Şekil 2.20	: ⁹⁰ Zr(³ He,t) ⁹⁰ Nb reaksiyonu 0° enerji spektrumu.....	37
Şekil 2.21	: ⁹² Zr(³ He,t) ⁹² Nb reaksiyon yapısının şematik gösterimi.....	38
Şekil 2.22	: ⁹² Y, ⁹² Zr, ⁹² Nb, ⁹² Mo çekirdeklerinin taban seviyeleri ve seviyelerden olan bozunumların gösterimi.....	38
Şekil 3.1	: RCNP yerleşiminin gösterimi.....	40
Şekil 3.2	: RCNP hızlandırıcı ünitesinin şematik gösterimi.....	41
Şekil 3.3	: AVF siklotron yapısı.....	43
Şekil 3.4	: Hüzme kalitesini incelemek için kurulan hüzme hattı düzeneği.....	44
Şekil 3.5	: RCNP'de bulunan halka siklotron.....	47
Şekil 3.6	: Halka siklotron çıkışından (BV-EXT) Grand Raiden spektrometresinin hedef pozisyonuna olan hüzme hattının şematik gösterimi.....	48

Şekil 3.7	: WS hüzme hattında akromatik mod ile hüzmenin hedef noktasına taşınımının gösterimi.....	50
Şekil 3.8	: Halka siklotrondan çıkan hüzmenin akromatik modda hüzme taşınımı kullanılarak odak düzlemi detektörlerine iletilmesi.	51
Şekil 3.9	: WS hüzme hattında dispersiv mod ile hüzmenin hedef noktasına taşınımının gösterimi.....	52
Şekil 3.10	: Halka siklotrondan çıkan hüzmenin dispersiv modda hüzme taşınımı kullanılarak odak düzlemi detektörlerine iletilmesi.	52
Şekil 3.11	: Dispersiv taşınım modundaki hüzmenin hedefteki enerji yayılımının şekli.	53
Şekil 3.12	: Hedef tutucu yapısının gösterimi.	54
Şekil 3.13	: Hedeflerin vakum altında tutulduğu kapların gösterimi.....	54
Şekil 3.14	: RCNP Saçılma çemberi görünümü.	55
Şekil 3.15	: RCNP GR spektrometresinin gösterimi.	56
Şekil 3.16	: LAS spektrometresinin şematik gösterimi.	57
Şekil 3.17	: Grand-Raiden spektrometresinin şematik gösterimi.....	58
Şekil 3.18	: RCNP’de kullanılan kuadrupol magnet görünümü.....	60
Şekil 3.19	: Sextupol magnet yapısı.	60
Şekil 3.20	: RCNP’de kullanılan 0° Faraday Kap görünümü.....	62
Şekil 3.21	: RCNP D1, D2, DSR magnetlerinin görünümü.	63
Şekil 3.22	: Çok kutuplu magnet yapısı.....	63
Şekil 3.23	: Odak düzlemi detektör sisteminin genel tasarımının gösterimi.	64
Şekil 3.24	: VDC UV konfigürasyonunun gösterimi.....	65
Şekil 3.25	: VDC geometrisi.....	65
Şekil 3.26	: VDC X ve U tellerinin yapısı.	66
Şekil 3.27	: VDC’lerde oluşan elektrik alanın çizgilerinin gösterimi.	68
Şekil 3.28	: VDC’ler ile yüklü parçacık iz oluşumu kullanılarak sürüklenme zamanlarının sürüklenme uzunluklarına dönüştürülmesi.	69
Şekil 3.29	: Rezidual dağılımın iki boyutlu saçılma grafiği.	69
Şekil 3.30	: MWDC’nin bir X düzleminin yapısı.....	70
Şekil 3.31	: MWDC’lerin X ve U anot düzlemlerinin tel konfigürasyonları.	71
Şekil 3.32	: İki MWDC için parçacık izi koordinat düzlemleri: a) x-z(z') koordinat sistemi, b) (a) da gösterilen koordinatların -z' ekseninden üç boyutlu hali.....	71
Şekil 3.33	: VDC görüntüsü.....	74
Şekil 3.34	: RCNP’de kullanılan 0° Fraday kap görünümü.	75
Şekil 3.35	: Odak düzlemi detektörleri.	75
Şekil 3.36	: $^3\text{He}^+$ ve trityum parçacıklarının tanımlanması.	78
Şekil 3.37	: Trigger sisteminin devre diyagramı.	79
Şekil 3.38	: Elektronik devre ve kablo bağlantılarının görünümü.....	79
Şekil 3.39	: Dispersiyon eşleştirme tekniğinde görülen hüzme büyüklüğü.....	81
Şekil 3.40	: Hüzme hattının ve magnetik spektrometrenin farklı eşleştirme teknikleri altındaki iyon yörüngelerinin gösterimi: (a) akromatik hüzme taşınımı, (b) hüzme taşınımında uygulanan yatay dispersiyon eşleştirme (dispersiyon hüzme taşınımı), (c) yatay ve açısal dispersiyon eşleştirme teknikleri(açısal dispersiyon hüzme taşınımı).	82
Şekil 3.41	: (a) Akromatik taşınım modu, yatay ve açısal eşleştirme tekniklerinin gerçekleştiği durum, (b) sadece akromatik taşınım modunun ve yatay dispersiyon eşleştirme şartlarının uygulandığı durum.	84

Şekil 3.42	: (c) Sadece akromatik hüzme taşınım modunun kullanıldığı durum, (d) ise üç şartında yeterli olmadığı durum.	84
Şekil 3.43	: (a) GR normal odaklama modu, (b) over-focus modu, (c) under-focus modu.	86
Şekil 3.44	: Çok delikli süzgeç.	87
Şekil 3.45	: ZnS kullanıldığında hüzme görüntüleyicilerinde gözlenen hüzmenin şekli.	89
Şekil 3.46	: Online analiz yöntemi ile elde edilen rezolüsyon.	89
Şekil 4.1	: $^{13}\text{CH}_2$ datası için software programıyla düzeltme yapılmadan önce elde edilen X_{fp} - Th_{tgt} diyagramı	91
Şekil 4.2	: Sapma etkilerinin ortadan kaldırılmasından önce elde edilen iki boyutlu X_{fp} - Ph_{tgt} diyagramı.	93
Şekil 4.3	: $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$ açısındaki 1000-1250 kanal numaralarına karşılık sayım değerlerinin gösterildiği histogramda fit alınımı	94
Şekil 4.4	: $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$ açısındaki 1250-1580 kanal numaralarına karşılık sayım değerlerinin gösterildiği histogramda fit alınımı	95
Şekil 4.5	: $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$ açısındaki 1580-1850 kanal numaralarına karşılık sayım değerlerinin gösterildiği histogramda fit alınımı	95
Şekil 4.6	: $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$ açısındaki 1850-2300 kanal numaralarına karşılık sayım değerlerinin gösterildiği histogramda fit alınımı	96
Şekil 4.7	: $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$ açısındaki 2300-5000 kanal numaralarına karşılık sayım değerlerinin gösterildiği histogramda fit alınımı	96
Şekil 4.8	: ^{13}C , ^{92}Zr , ^{26}Mg datası kullanılarak çizilen odak düzlemindeki pozisyon değerlerine karşılık gelen momentum değerlerinin histogramı	98
Şekil 4.9	: RCNP'de 140 MeV/nükleon enerjide gerçekleştirilen $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonun $0^\circ-0.5^\circ$ açısı için analiz sonucunda elde edilen enerji spektrumu.	99
Şekil 4.10	: $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonun $0^\circ-0.5^\circ$ açısı için analiz sonucunda elde edilen enerji spektrumun 0-2 MeV enerji aralığında gösterimi	99
Şekil 4.11	: $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonun $0^\circ-0.5^\circ$ açısı için analiz sonucunda elde edilen enerji spektrumun 2-10 MeV enerji aralığında gösterimi	100
Şekil 4.12	: $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$ saçılma açıları için elde edilen spektrumlarının $-385 < X_{fp} < -345$ değerleri arasında uygulanan üstüste getirme methodunun gösterimi.	102
Şekil 4.13	: $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$ saçılma açıları için elde edilen spektrumlarının $-345 < X_{fp} < -305$ değerleri arasında uygulanan üstüste getirme methodunun gösterimi.	102
Şekil 4.14	: $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$ saçılma açıları için elde edilen spektrumlarının $-305 < X_{fp} < -285$ değerleri arasında uygulanan üstüste getirme methodunun gösterimi.	103
Şekil 4.15	: $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$ saçılma açıları için elde edilen spektrumlarının $-285 < X_{fp} < -225$ değerleri arasında uygulanan üstüste getirme methodunun gösterimi.	103
Şekil 4.16	: $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$ saçılma açıları için elde edilen spektrumlarının $-225 < X_{fp} < -185$ değerleri arasında uygulanan üstüste getirme methodunun gösterimi.	104
Şekil 4.17	: $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$ saçılma açıları için elde edilen spektrumlarının $-185 < X_{fp} < -145$ değerleri arasında uygulanan üstüste getirme methodunun gösterimi.	104

Şekil 4.18	: $\Theta=0^\circ-0.5^\circ, 0.5^\circ-0.8^\circ, 0.8^\circ-1.2^\circ, 1.2^\circ-1.6^\circ, 1.6^\circ-2^\circ$ saçılma açıları için elde edilen spektrumlarının $-145 < X_{fp} < -105$ değerleri arasında uygulanan üstüste getirme methodunun gösterimi.....	105
Şekil 4.19	: Piklerin açısal momentum değerlerinin tayininde kullanılan diyagram.....	105
Şekil 4.20	: $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonu izinli geçiş konfigürasyonlarının gösterimi.....	107
Şekil 4.21	: DWBA hesaplamaları için her bir çekirdeğin tesir kesitlerinin uyarılma enerjisinin fonksiyonu olarak gösterimi.....	107
Şekil 4.22	: B(GT) değerlerinin uyarılma enerjisine bağlılığı.....	108
Şekil 5.1	: $0^\circ-0.5^\circ$ 'de $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{90}\text{Nb}$ reaksiyonu için elde edilen enerji spektrumu ve tez kapsamında çalışılan $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonundan elde edilen enerji spektrumunun gösterimi.....	113

TABLO LİSTESİ

Tablo 2.1	: β^- tipi yük değişim reaksiyonlarının özellikleri.....	12
Tablo 2.2	: β^+ tipi yük değişim reaksiyonlarının özellikleri.....	12
Tablo 3.1	: RCNP’de kullanılan iyon kaynakları	41
Tablo 3.2	: AVF siklotronun özellikleri	42
Tablo 3.3	: Halka Siklotronunda hızlandırılan parçacıklar ve enerjileri	45
Tablo 3.4	: Halka siklotronun özellikleri.....	46
Tablo 3.5	: LAS spektrometresinin özellikleri	57
Tablo 3.6	: GR spektrometresinin özellikleri	58
Tablo 3.7	: MWDC’nin özellikleri	66
Tablo 3.8	: Deneysel Koşullar	88
Tablo 4.1	: $^{92}\text{Zr}(^3\text{He,t})^{92}\text{Nb}$ reaksiyonu için elde edilen B(GT.) değerleri	108

SEMBOL LİSTESİ

$\mathbf{B(F)}$: Fermi geçişi için indirgenmiş geçiş gücü
f	: Elektron ve nötrino için faz uzayını gösteren bozunma enerjisinin fonksiyonu
$t_{1/2}$: yarı ömür
g_V	: $\langle F \rangle$ Fermi matris elemanı için çiftlenim sabiti
g_A	: $\langle GT \rangle$ GT matris elemanı için çiftlenim sabiti
N	: Nötron sayısı
Z	: Proton sayısı
L	: Yörüngesel açısal momentum
σ	: Spin operatörü
τ	: İzospin operatörü
$\sigma\tau^\pm$: GT geçişlerinin spin-izospin operatörü
J	: Toplam açısal momentum
T	: İzospin kuantum sayısı
T_z	: İzospin z bileşeni
C_{GT}	: Clebsch-Gordan katsayısı
$M_{GT}(\sigma\tau^\pm)$: İzovektör spin tipi GT matris elemanı
Q	: Reaksiyon ısısı
Q_{pe}	: Çıkan parçacık enerjisi ile gelen parçacık enerjisi arasındaki fark
$\hat{\sigma}_{GT}$: GT birim tesir kesiti
σ_{GT}	: Reaksiyon tesir kesiti
$V_{\sigma\tau}$: GT geçişleri için etkileşme potansiyeli
E_x	: Reaksiyonun uyarılma enerjisi
$\hat{\sigma}_F$: Fermi birim tesir kesiti
ρ	: Parçacıkların yörünge yarıçapı
ε_i	: İç verim
ε_g	: Geometrik verim
K^{CE}	: Kinematik Faktör
$N_{\sigma\tau}^{CE}$: Distorsiyon katsayısı
F	: Manyetik kuvvet
B	: Manyetik alan
l_{WS}	: MWDC detektörlerinde algılayıcı tellerin mesafesi
L_{DC}	: İki MWDC detektörlerinin arasındaki mesafe
φ	: u düzleminin döndürme açısı
ΔE	: Enerji kaybı
S_p	: Proton separasyon enerjisi
S_n	: Nötron separasyon enerjisi
X_{fp}	: Odak düzlemindeki x pozisyonu
P_t	: Tritiyum momentumu
E_t	: Tritiyum enerjisi

E	: Parçacık enerjisi
m_p	: Protonun durgun kütlesi
m_n	: Nötronun durgun kütlesi
m_e	: Elektronun durgun kütlesi
m_t	: Tritiyumun kütlesi
n	: Hedefin elektron yoğunluğu
Γ	: Pikin yayılma genişliği
z	: Parçacık yükü
e	: Elektronun yükü
A	: Kütle numarası
I	: Akım şiddeti
Δσ	: Hata payı

ÖZET

GAMOW-TELLER GEÇİŞLERİNDE GÖZLENEN KESİKLİ VE REZONANS YAPILAR

Gamow-Teller geçişleri önemli zayıf süreçlerden biridir ve beta bozunumlarında gözlenir. Bu geçişler spin-izospin döndürme operatörü σ_{\pm} ile temsil edilir ve $\Delta L=0$, $\Delta S=1$ olarak karakterize edilirler. Nükleer yapı, astrofizik ve nötrino fiziğini anlamak için GT geçişlerinin $B(GT)$ indirgenmiş geçiş güçlerini bilmek önemlidir. $B(GT)$ ile ilgili doğrudan bilgi β_{\pm} bozunum çalışmalarından elde edilir fakat ulaşılabilen uyarılma enerjileri Q değeri ile sınırlanır. GT geçişleri aynı zamanda orta enerjilerde gerçekleştirilen (p,n) ve (n,p) benzeri hadron yük değişim reaksiyonları aracılığıyla da çalışılmaktadır. Geçmişte yapılan (p,n) reaksiyonlarında erişilen enerji rezolüsyonu 200-300 keV mertebesindeydi. Yüksek enerji elde etmedeki zorluk, bu tez kapsamında gerçekleştirilen ($^3\text{He},t$) reaksiyonları ile ortadan kaldırılmıştır.

$B(GT_{\pm})$ değerleri ve tesir kesitleri arasındaki yakın orantılılıktan yararlanılarak 0° saçılma açısında ve 140 MeV/nükleon hüzmeye enerjisi ile gerçekleşen ($^3\text{He},t$) reaksiyonları ile GT geçiş güçleri incelenebilir. Elde edilen "standart" $B(GT_{\pm})$ değeri kullanılarak $\hat{\sigma}(GT_{\pm})$ birim tesir kesiti elde edilebilir. Bu nedenle yüksek uyarılma enerjilerine olan geçişlerden $B(GT_{\pm})$ değerleri ölçülen tesir kesitlerinden bu orantılılık kullanılarak elde edilebilir. GT- dağılımlarını detaylı çalışabilmek için Osaka'da bulunan Nükleer Fizik Araştırma Merkezi'nde ($^3\text{He},t$) deneyleri gerçekleştirilmektedir. Hüzmeye eşleştirme teknikleri ile yüksek enerji ve saçılma açısı rezolüsyonlarına ulaşılmıştır.

Gamow-Teller geçişlerinin Zr izotopları ile çalışılması nötron $g_{9/2}$ orbitinin dolu, proton $g_{9/2}$ orbitinin boş olması nedeniyle ilginçtir. Bu nedenle, bütün kararlı Zr izotoplarından GT geçişlerinin çalışılması amacıyla uzun vadede çalışmalarımız bulunmaktadır. ^{90}Zr çekirdeği 40 proton 50 nötrona sahiptir. $N=50$ nötron sayısı sihirli sayıdır ve $Z=40$ 'da ise yarı-sihirli sayı yapısı gözlenmesi beklenmektedir. ^{90}Zr 'dan GT geçişlerine katkı $vg_{9/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$, $vg_{9/2} \rightarrow \pi g_{7/2}$ geçişlerinden gelmesi beklenmektedir. Bu tezde $T=6$ ^{92}Zr küresel çekirdeğinden $T=5$ ^{92}Nb çekirdeğine olan GT geçişleri üzerine çalışılmıştır. ^{92}Zr çekirdeği fazla iki tane nötron içerdiğinden $vg_{9/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$, $vg_{9/2} \rightarrow \pi g_{7/2}$, $vg_{7/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$, $vg_{7/2} \rightarrow \pi g_{7/2}$ konfigürasyonların görülmesi beklenir. Bizim ilgilendiğimiz kısım ^{90}Zr 'ın $N=50$ kapalı kabuğuna nötron eklendiğinde nükleer yapının nasıl değiştiğidir. Bu nedenle Nükleer Fizik Araştırma Merkezi-RCNP'de 0° saçılma açısında 140 MeV/nükleon $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyon deneyi gerçekleştirilmiştir. 30 keV'lik yüksek enerji rezolüsyonuna ulaşılmıştır. 0-0.5, 0.5-0.8, 0.8-1.2, 1.2-1.6, 1.6-2.0 açı bölgeleri için enerji spektrumları elde edilmiştir. 7 MeV'e kadar kesikli seviyeler gözlenmiş ve GT rezonans bölgesi 10-15 MeV bölgesinde gözlenmiştir. Bu hedef çekirdekteki $B(GT.)$ değerlerinin elde edilmesinde 92 kütle numarası için R^2 değerleri adı verilen sistem kullanılmıştır. $B(GT)$ değerlerinin geçiş dağılımları sunulmuştur.

SUMMARY

DISCRETE AND RESONANCE STRUCTURES OBSERVED IN GAMOW-TELLER TRANSITIONS

Gamow-Teller (GT) transitions are one of the important weak processes and they are observed in β decays. They are caused by the spin-isospin flip operator $\sigma\tau_{\pm}$ and characterized by $\Delta L=0$ and $\Delta S=1$. It is important to know the reduced transition strength $B(\text{GT})$ of GT transitions for the understanding of nuclear structure, astrophysics and neutrino physics. The most direct information is obtained by a β_{\pm} decay study, but accessible excitation energies are limited by the decay Q values. The GT transitions are also studied in hadron charge-exchange reactions (CE) such as (p,n) and (n,p) reactions performed at intermediate energies. The CE reaction can access GT_{\pm} transitions at higher energies. In the (p, n) reactions performed in the past, the achieved energy resolution was of the order of 200-300 keV. The difficulty to realize high energy resolution has been overcome by the use of ($^3\text{He},t$) reactions.

It was shown that ($^3\text{He},t$) reactions at scattering angle 0° and at intermediate incident energy of 140 MeV/nucleon are good probes of GT transition strengths owing to the close proportionality between the cross sections and the $B(\text{GT}_{\pm})$ values. Once the "standard" $B(\text{GT}_{\pm})$ value is obtained from a β -decay study, the unit cross section $\hat{\sigma}(\text{GT}_{\pm})$ can be derived. Therefore, $B(\text{GT}_{\pm})$ values for the transitions to higher excitation energies can be determined from the measured cross sections. In order to study precise GT strength distributions, ($^3\text{He},t$) experiments have been performed at the Research Center for Nuclear Physics (RCNP), Osaka. With the complete beam matching techniques, high energy and scattering-angle resolutions have been achieved.

Studying Gamow-Teller transitions from isotopes of Zr are interesting since the neutron $g_{9/2}$ orbit is occupied and proton $g_{9/2}$ orbit is empty. Therefore, we have a long term project to study the GT transitions from all of the stable Zr isotopes. The nucleus $T_z=5$ ^{90}Zr has 40 protons and 50 neutrons, where $N=50$ is a magic number and at $Z=40$ a semi-magic structure is expected. From ^{90}Zr , we can expect two configurations of $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$, $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{7/2}$ contribute in the GT transitions. In this thesis GT transitions from $T_z=6$ spherical nucleus ^{92}Zr to $T_z=5$ ^{92}Nb nucleus were studied. Since ^{92}Zr has two more neutrons we expect four configurations of $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$, $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{7/2}$, $\nu g_{7/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$ and $\nu g_{7/2} \rightarrow \pi g_{7/2}$. Our interest is how the nuclear structure develops when we add neutrons on top of $N=50$ shell closure of ^{90}Zr . For this purpose $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaction experiment was performed at RCNP. A high resolution of 30 keV was achieved. For the 0-0.5, 0.5-0.8, 0.8-1.2, 1.2-1.6, 1.6-2.0 angle cuts energy spectra were obtained. Discrete states were observed up to 7 MeV and GT resonance structure was observed in the 10-15 MeV region. In deriving the $B(\text{GT}_{\pm})$ values on this target nuclei, the systematics of so-called R^2 values for mass 92 was used. Strength distribution of the deduced $B(\text{GT})$ values are presented.

1. GİRİŞ

Gamow-Teller (GT_{\pm}) geçişleri nükleer zayıf süreçler arasında en temel olanıdır. Bu geçişler hem nükleer yapının anlaşılması hem de astrofiziksel süreçlerin hesaplanmasında rol alan önemli bir fiziksel niceliktir [1]. Örneğin süpernova çökmesinin ilk evresinde, çoğunlukla GT geçişleriyle sürdürülen pf kabuk çekirdeklerinin elektron yakalama reaksiyonu ve beta bozunumu önemli rol oynamaktadır [2].

Nükleer yapıyı anlamak için gerekli olan fiziksel bir nicelik de indirgenmiş GT geçiş güçleri $B(GT)$ 'dir [3]. Gamow-Teller geçişlerinin detaylı incelenmesi ve $B(GT_+)$ ve $B(GT_-)$ değerlerini elde etmek için ($^3\text{He},t$), (p,n) ve (n,p) tipi reaksiyonlar kullanılmaktadır. Aynı zamanda beta bozunumuyla da $B(GT)$ değerlerine ulaşılabilmektedir. Ancak beta bozunumu Q değeri ile sınırlandığından yüksek enerji bölgesi için geçiş güçleri elde edilememektedir. Bu nedenle ($^3\text{He},t$) reaksiyonunu içeren yük değişim reaksiyonları-Charge Exchange Reactions (**CE**), yüksek enerji seviyelerine ulaşılma olanağı sağlaması açısından tercih edilmektedir. GT seviyelerinde, etkin nükleer etkileşmenin σ_T kısmının baskınlığından ve bu seviyelerin $L = 0$ yapısına sahip olmasından dolayı orta enerji seviyelerinde (≥ 100 MeV/nükleon) ve 0° açılarda, GT seviyeleri CE reaksiyonlarında belirgin olmaktadır. 0° 'de GT tesir kesiti ile $B(GT)$ değerleri arasında basit bir orantı bulunması nedeniyle de GT geçişleri ile ilgili birçok araştırma yapılabilmektedir [4].

Nükleer etkileşmenin yük simetrikliği varsayımı altında izospin iyi bir kuantum sayısıdır. Bu varsayım altında farklı T_z yani T izospininin z bileşen değerine sahip aynı A kütleli çekirdeklerin analog yapı göstermesi beklenmektedir. İzobar çekirdeklerdeki bu seviyelere analog seviyeler denir ve bu seviyelerin aynı nükleer yapıya sahip olmaları beklenir. Bu analog seviyelerde bağlantı sağlayan çeşitli geçişler analog geçişler olarak adlandırılır ve seviyeler bu geçişlere karşılık gelen geçiş şiddetlerine sahiptirler [5]. Dolayısıyla elde edilen spektrumların yüksek enerji rezolüsyonu

sayesinde bu analog geçişler ayrıntılı bir şekilde incelenebilmekte, her bir GT seviyelerinin geçiş şiddeti ve kesikli seviyelerin genişliği ile ilgili bilgi de edinilebilmektedir. Buna ek olarak inelastik saçılma, γ bozunumu ve ayna β^+ bozunumlarında görülen analog geçişlerle bu geçiş şiddeti karşılaştırılabilmektedir [4].

Yüksek uyarılmış enerji bölgesinde Gamow-Teller geçiş güçleri $B(GT.)$ değerlerine öncülük eden ölçümler, 1980'lerde Indiana Üniversitesi Siklotron Tesisi'nde (IUCF) 0^0 'de ve 100-200 MeV'lik hüzmeye enerjilerinde (p,n) reaksiyonları kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu kapsamda gerçekleştirilen $^{58}\text{Ni}(p,n)^{58}\text{Cu}$ deneyinin enerji rezolüsyonu yaklaşık 400 keV'dir ve ayrı seviyeler iyi enerji rezolüsyonu eksikliğinden dolayı çözümlenememiştir [2].

Daha belirgin GT dağılımı üzerinde çalışmak için 1990'larda Osaka Üniversitesi (Research Center for Nuclear Physics) RCNP'de 150 MeV/nükleon'da ve 0^0 'de ($^3\text{He},t$) reaksiyonu çalışmalarına başlanmıştır. Enerji rezolüsyonu 150 keV'e kadar artırılmasına rağmen $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},t)^{58}\text{Cu}$ spektrumuna ait pikler ayrı olarak gözlenememişlerdir.

2000 yılından beri, 140 MeV/nükleon ve 0^0 'de yeni yapılan WS hüzmeye yolu ile yüksek rezolüsyon ($^3\text{He},t$) deneyi gerçekleştirilmiştir. Dispersiyon eşleştirme teknikleri kullanılarak son olarak dünya çapında en iyi rezolüsyonlardan biri olan 30 keV'lik tipik enerji rezolüsyonuna ulaşılması başarılmıştır. Ayrı seviyeler 14 MeV'e kadar tamamen ayrılmışlardır ve GT geçiş şiddetlerinin yapısı iyi bir şekilde gözlenmiştir [2].

Bu tezde sunulan $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ deneyi RCNP Araştırma Merkezinde 140 MeV/nükleon enerjide ^3He hüzmeyeyle 0^0 saçılma açısında yüksek rezolüsyonlu GR magnetik spektrometresi kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu deneyde amaçlanan ($^3\text{He},t$) reaksiyonuyla temel seviye spin paritesi $J^\pi = 0^+$ olan ^{92}Zr çift-çift çekirdeğinden temel seviye spin paritesi $J^\pi = 7^+$ ^{92}Nb ürün çekirdeğine olan GT geçişlerinin kesikli ve rezonans yapılarının detaylı incelenmesi ve $B(GT)$ değerlerinin elde edilmesidir. Bu amaçla incelenen ^{92}Zr hedef çekirdeğinin $g_{9/2}$ orbitinin dolu, proton $g_{9/2}$ orbitinin boş olması nedeniyle GT geçişlerine $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$, $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{7/2}$, $\nu g_{7/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$, $\nu g_{7/2} \rightarrow \pi g_{7/2}$ geçişlerinden katkı gelmesi beklenmektedir. Bir diğer izotop olan ^{90}Zr 'da ise GT geçişlerine katkının $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$, $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{7/2}$ geçişlerinden gelmesi beklenmektedir. Bu

tezde yapılan çalışmalar doğrultusunda $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ için elde edilen yüksek rezolüsyonlu enerji spektrumu ile $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{90}\text{Nb}$ enerji spektrumunun karşılaştırılma olanağı elde edilmiştir. Bu sayede nükleer yapının Zr'un iki farklı izotopu için nasıl değiştiği görülmektedir.

Yüksek rezolüsyon elde etmek amacıyla çeşitli eşleştirme teknikleri ve hüzme taşıyım modları uygulanmıştır. Offline analiz kısmında gelişmiş software programları kullanılarak açı kalibrasyonu ve enerji kalibrasyonu gerçekleştirilmiştir. ^{92}Nb çekirdeği için ~30 keV lik enerji rezolüsyonuna ulaşılmıştır. Bu sayede sadece düşük uyarılma enerji bölgesinde değil yüksek uyarılmış enerji bölgesinde ve **Gamow-Teller Giant Resonance-GTGR** kısmında pikler incelenebilmiştir.

B(GT) değerlerinin tespit edilme işleminde sfit adı verilen program kullanılarak elde edilen sayım değerleri ve hataları kullanılmış ve referans piki olarak 9.020 MeV'deki IAS piki kullanılmıştır.

Aynı zamanda farklı saçılma açılarında elde edilen spektrumların üst üste getirilmesi methodu ve açısal dağılım grafiklerinin kullanılmasıyla düşük enerji bölgesinde $L=0$ açısal momentum değerine sahip olan piklerin dışında $L>0$ yapısındaki farklı geçişlerden gelen pikler de tanımlanabilmiştir ve yüksek enerji bölgesinde $^{12}\text{C}\rightarrow^{12}\text{N}$ geçiş piki ve ^{16}O kontaminasyon piki de ayırt edilmiştir. Buna ek olarak, DWBA (Distorted Wave Born Approximation) yaklaşımından gelen etkiler için de hesaplamalar yapılmıştır.

B(GT) değerlerinin hesaplanmasında $A=64, 68, 78, 118, 120$ kütle numaralarındaki çekirdeklerin R^2 değerleri ile interpolasyon yapılarak ^{92}Zr çekirdeği için 1.2 hata payıyla $R^2=10.9$ değeri elde edilmiştir.

Bu tez kapsamında gerçekleştirilen deneyin, $(^3\text{He},t)$ reaksiyonlarında dünya çapında en iyi rezolüsyona ulaşılabilinen ve gelişmiş donanım ve deneysel alan imkanlara sahip olan RCNP Araştırma Merkezinde gerçekleştirilmiş olması ^{92}Nb çekirdeğinde GT geçişlerinin detaylı olarak incelenmesine olanak sağlamıştır.

Yapılan alışmalar doğrultusunda, Bölüm 2’de Genel Kısımlar başlığı altında tezin kapsamındaki teorik bilgiler, Bölüm 3’te Malzeme ve Yöntem başlığı altında deneysel koşullar ve kullanılan teknik araçlar, Bölüm 4’te Bulgular başlığı altında data analizi ve elde edilen B(GT) değerleri tablosu, Bölüm 5’te ise tartışma ve sonuç kısmı yer almaktadır.

2. GENEL KISIMLAR

2.1 ÇEKİRDEK YAPISI

Çekirdek nötron ve protonlardan oluşmaktadır. Proton sayısı Z ile nötron sayısı ise N ile gösterilmektedir. Her protonun yükü $+e$ ve nötronlar yüksüz olduklarından toplam çekirdek yükü $+Ze$ olur. Bir çekirdeğin kütlesi;

$$m_{\text{çek}} = Zm_p + Nm_n - B/c^2 \quad (2.1)$$

olarak yazılmaktadır. B çekirdeğin toplam bağlanma enerjisini belirtmektedir. Bir çekirdeğin bağlanma enerjisi, onu A sayıda nükleonlara ayırmak için gerekli olan enerjidir. $-B/c^2$ bağlanma enerjisi $m_{\text{çek}}$ 'in %1'inden daha azdır ve m_p ve m_n kütleleri arasındaki fark $1/1000$ kadardır. Bu farkı ihmal edip $m_p \approx m_n$ alınırsa çekirdek kütlesi,

$$m_{\text{çek}} \approx (Z + N)m_p = Am_p \quad (2.2)$$

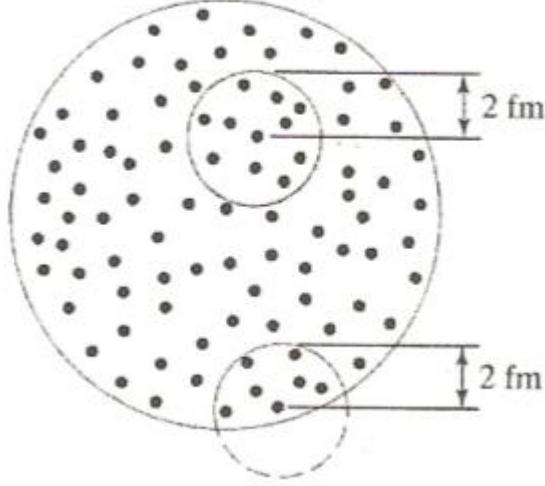
$$A = Z + N \quad (2.3)$$

şeklini almaktadır. Nötron veya proton olduğuna bakılmaksızın çekirdeğin yapıtaşlarına nükleon adı verilir. A ; kütle numarası veya nükleon sayısı olarak adlandırılmaktadır.

Çekirdeğin bağlanma enerjisi Z , N , $A=Z+N$ sayılarının fonksiyonu olarak verildiğinde bu formül yarı-deneysel bağlanma enerjisi formülü veya bu formülü bulan Alman fizikçi Weizsacker'e ithafen Weizsacker yarı deneysel formülü olarak bilinir. Şekil 2.1'deki gibi her bir nükleon çevresinde 2 fm yarıçaplı bir küre içindeki nükleonlar tarafından bağlanır. Diğer bir yandan, tüm çekirdeklerin iç bölgesinde yoğunluk sabittir. Buna göre, bir nükleonun bağlı olduğu komşu sayısı her çekirdekte yaklaşık aynıdır veya nükleon başına ortalama bağlanma enerjisi tüm çekirdeklerde aynı olur. Böylece çekirdeğin toplam bağlanma enerjisi A sayısı ile orantılı olur. A sayısı da hacimle orantılı olduğundan bu yaklaşık bağlanma enerjisine hacim terimi denir ve şöyle yazılır:

$$B \approx B_v = a_v A \quad (2.4)$$

Burada a_v pozitif bir sabittir.



Şekil 2.1: Çekirdek yüzeyi ve merkezindeki nükleonların komşu ilişkilerinin gösterimi

Ancak çekirdek yüzeyine yakın nükleonların komşu sayısı içtekilere göre daha az olduğundan bu nükleonlar içtekilere göre daha zayıf bağlı olurlar [6]. Bu nedenle bu terimden çekirdeğin yüzeyi ile ilgili makul bir terimin çıkartılması gerekmektedir. Buna yüzey terimi denilmektedir ve şu şekilde verilir:

$$B_s = -a_y A^{2/3} \quad (2.5)$$

Diğer bir terim protonlar arasındaki itici Coulomb etkileşmesi için gereklidir. Coulomb itme kuvveti çekirdeğin daha zayıf bağlanmasına yol açar. Her proton diğer bir protonu ittiği için $Z(Z-1)$ ile orantılı olmalıdır. Bu şekilde Coulomb terimi denklemdeki gibi verilir:

$$B_c = -a_c \cdot Z(Z-1)A^{-1/3} \quad (2.6)$$

Bir sonraki terim simetri etkisinden kaynaklanır. Simetrik çekirdeklere nazaran çekirdekte nötron fazlalığı varsa bu çekirdekteki bağlanma enerjisini azaltır. Bu terime asimetric enerji terimi denilmektedir ve denklemdeki gibi verilir:

$$B_{sim} = -a_{sim} \frac{(Z-N)^2}{A} \quad (2.7)$$

Bağlanma enerjisindeki son terim, çekirdeklerde Z ve N'nin çift olma eğiliminin çekirdek kuvvetinin çiftlenim etkisi olarak tanımlanmaktadır. Bu terimin bağlanma enerjisine katkısı şu şekilde verilir:

$$B_{\text{çift}} = \varepsilon \frac{a_{\text{çift}}}{A^{1/2}} \quad (2.8)$$

ε , Z ve N birlikte çift ise 1; Z ve N'den biri tek ise 0; Z ve N birlikte tek ise 1 değerini alır.

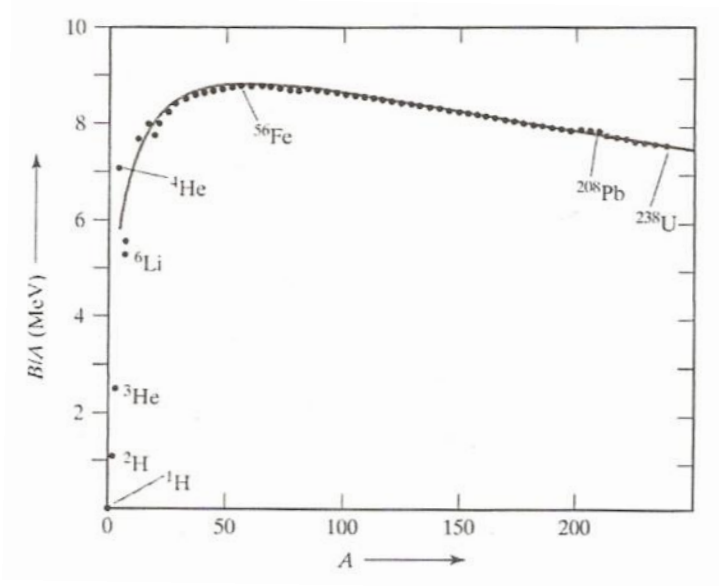
Bu beş katkıyı bir arada toplarsak yarı-deneysel bağlanma enerjisi formülü elde edilir:

$$B = B_V + B_S + B_C + B_{\text{sim}} + B_{\text{çift}} \quad (2.9)$$

$$B = a_V A - a_Y A^{2/3} - a_C Z(Z-1)A^{-1/3} - a_{\text{sim}} \frac{(Z-N)^2}{A} + \varepsilon \frac{a_{\text{çift}}}{A^{1/2}} \quad (2.10)$$

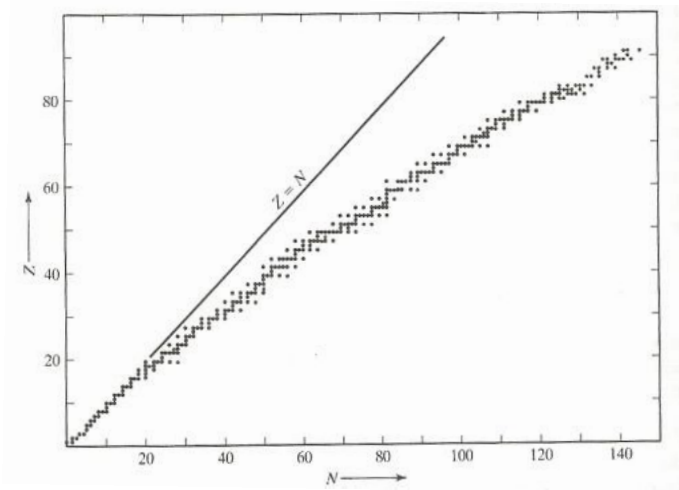
Kullanılan sabitler $a_V=15.75$ MeV, $a_S=17.8$ MeV, $a_C=0.711$ MeV, $a_{\text{sim}}=23.7$ MeV, $a_{\text{çift}}= 11.2$ MeV değerlerini almaktadır.

Bağlanma enerjisi A sayısına yaklaşık $B \propto A$ şeklinde orantılı olduğu için, B/A nükleon başına bağlanma enerjisi kullanmak daha yaygındır. Şekil 2.2'de birçok çekirdeğin deneysel ölçülen B/A değerleri grafiği verilmiştir. Noktalar deneysel eğrileri, kesiksiz eğri ise yarı-deneysel kütle formülünün öngördüğü B/A eğrisini göstermektedir. Bu formülün ağır çekirdekler dışında ($A>20$ için) deneyle çok uyumlu olduğu görülmektedir. Hafif çekirdekler için yarı-deneysel kütle formülü iyi sonuç vermez. Şekilde en göze çarpan özellik çekirdeklerin büyük çoğunluğu için B/A'nın 8 MeV değerine yakın oluşudur; maksimum Fe çekirdeği için 8.8 MeV'dir. Fe'den uzakta B/A düzgün olarak azalır. Bu azalma protonlar arasındaki itici Coulomb etkileşmesinin giderek önem kazanmasından kaynaklanır. ^{56}Fe çekirdeğinden uzaklaşıldıkça da A değeri 20'nin altına indiğinde B/A hızla düşer ve ^1H için sıfır olur. Bu azalmanın nedeni, küçük çekirdeklerde nükleonların neredeyse tümünün yüzey bölgesinde olması ve dolayısıyla yüzey teriminin görece olarak büyümesidir.



Şekil 2.2: B/A nükleon başına bağlanma enerjisinin A'ya göre grafiği

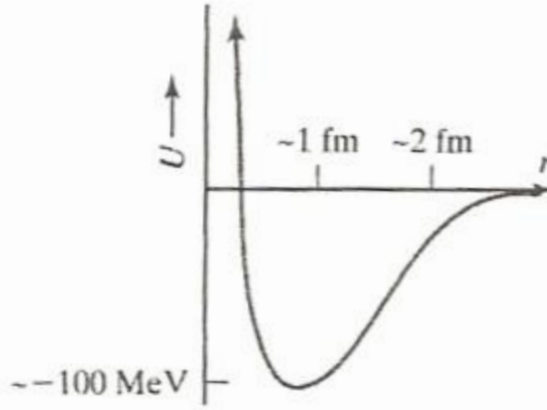
Doğada bulunan elementlerin atom sayıları $1 \leq Z \leq 92$ ve nötron sayıları $1 \leq N \leq 146$ şeklindedir. Doğal olarak bulunan çekirdeklerin Z ve N sayıları Şekil 2.3'de verilmiştir. Bu şekilden görüldüğü üzere, hafif çekirdekte ($A \leq 40$) N ve Z sayılarının yaklaşık eşit olduğu, ağır çekirdekte ise N sayısı Z'den biraz fazla (en ağır çekirdekte $N \approx 1.5Z$) olur. Çekirdeklerin $N \approx Z$ olma eğilimine simetri etkisi denir. Simetri etkisi Pauli ilkesinin ve çekirdek kuvvetinin yükten bağımsız oluşunun sonucudur. Büyük Z sayılı çekirdekte N sayısının Z'den biraz büyük oluşu protonlar arasındaki elektrostatik itmeden kaynaklanır [7].



Şekil 2.3: Doğada bulunan çekirdeklerin N ve Z değerleri

2.2 ÇEKİRDEK KUVVETİ VE ÖZELLİKLERİ

Nükleonları bir arada tutmaya yarayan kuvvete çekirdek kuvveti denilmektedir. Çekirdek kuvveti elektrostatik kuvvetten daha kuvvetli olmalıdır çünkü protonların elektrostatik kuvvetini fazlasıyla yenmesi gerekir. Bu nedenle, çekirdek kuvvetine kuvvetli etkileşme de denir. Çekirdek kuvvetinin anlaşılmasında en iyi araç nükleon-nükleon saçılma deneyleridir. Bu deneylerde, bir nötron veya proton demeti ince bir metal levhadaki çekirdeklerden saçılmaya uğrarlar. Deneylerden elde edilen nükleon-nükleon potansiyel enerji grafiği Şekil 2.4'te verilmiştir. Çekirdek potansiyel enerjisi 2 fm'den uzakta sıfıra gitmektedir. 2 fm'den içerde kuvvet çekici ve potansiyel negatif olup 1 fm civarındaki minimum değeri -100 MeV kadardır. Bu minimumdan beride kuvvet itici olup potansiyel enerji hızla pozitif ve yüksek değerlere çıkar [6].



Şekil 2.4: İki nükleon arasındaki çekirdek potansiyel enerjisi

2.2.1 Çekirdek Kuvvetinin Özellikleri

- Nükleer kuvvet çekici bir kuvvettir veya en azından içindeki bileşenlerde belirleyici bir çekici kısım bulunmaktadır. Dolayısıyla belirli bir yere kadar çekici sonra itici özellik gösterir.
- Nükleer kuvvet kısa erimlidir. Kısa erim nedeniyle de doyum özelliğine sahiptir. Bir nükleon çevresinde sadece 4 veya 8 nükleonu görebilir.
- Nükleer kuvvet spin bağımlıdır.
- Nükleer kuvvet yük simetriktir. Bu bir proton-proton sisteminde Coulomb kuvveti için düzeltme yaptıktan sonra, proton proton etkileşmesinin nötron-nötron etkileşmesine özdeş olması demektir. Buradaki yük sözcüğü

nükleonun türünü proton veya nötronu ifade eder.

- Nükleer kuvvet yükten bağımsızdır. Bir nükleon üzerindeki kuvvet bu nükleonun yüklü veya yüksüz oluşundan bağımsızdır.

2.3 ÇEKİRDEK REAKSİYONLARI

Reaktör veya hızlandırıcıdan ya da radyoaktif bir kaynaktan çıkan enerjik parçacıklar madde üzerine düşürülürse, nükleer bir reaksiyonun meydana gelmesi mümkündür. Çekirdek reaksiyonlarının ilki 1919 yılında Rutherford tarafından azot çekirdeği üzerine α parçacıkları gönderilerek elde edilmiştir. Bu olay Rutherford saçılması olarak bilinmektedir ve atom çekirdeğinin varlığı ile ilgili ilk delildir.



Tipik bir nükleer reaksiyon



şeklinde veya kısa gösterimle A(a,b)B şeklinde yazılır. A hedef, a bombardıman parçacığı, B* uyarılmış ürün çekirdek, b ürün parçacığı, Q reaksiyon enerjisi olarak tanımlanmaktadır. Reaksiyon sonucunda B veya b uyarılmış durumda veya taban seviyesinde bulunabilir. Q değeri denklemdeki gibi hesaplanmaktadır.

$$Q = [(M_A + m_a) - (M_B + m_b)]c^2 = T_f - T_i \quad (2.13)$$

T_f , son durumdaki parçacıkların kinetik enerjisi T_i , ilk durumdaki parçacıkların kinetik enerjisini belirtmektedir. $Q > 0$ ise reaksiyon ekzotermik, $Q < 0$ ise reaksiyon endotermiktir [8].

Bir nükleer reaksiyonda, enerji ve lineer momentum, açısal momentum, parite, proton ve nötron sayıları, izospin ve yük korunmaktadır. Enerji ve lineer momentum ile nükleer reaksiyonun Q değeri ile b çekirdeğinin enerjisi ve ürün çekirdeğinin uyarılmış enerji durumlarına ulaşılabilirken açısal momentum ile reaksiyona giren parçacıkların spinleri ile açısal dağılımının ölçülmesiyle elde edilen giden parçacığın yörünge açısal momentumu arasında ilişki kurulabilmektedir. Bu sayede nükleer durumların spinleri

tain edilebilmektedir. Paritenin korunumu, reaksiyondan önceki net paritenin reaksiyondan sonraki net pariteye eşit olmasını gerektirmektedir. Eğer giden parçacığın yörüngesel açısal momentumu biliniyorsa, uyarılmış durumların bilinmeyen paritelerini tayin etmek için $(-1)^l$ kuralı uygulanabilir. Ayrıca nükleer kuvvetin yükten bağımsız ve yük simetrik olmasından dolayı izospin değeri de tüm reaksiyonlarda korunmalıdır.

a bombardıman parçacığı hedefe çarptırıldığında oluşabilecek tepkimeleri dört ana başlıkta toplayabiliriz. Bunlar yumuşak sıyrarak saçılma, füzyon, sert sıyrarak saçılma ve uzak çarpışma olarak adlandırılabilir. a ve b aynı parçacık ve A ile B aynı çekirdekler ise tepkime saçılma olarak adlandırılır. B ve b çekirdekleri temel seviyelerinde ise saçılma elastiktir. Genellikle ürün çekirdekler reaksiyon sonucunda uyarılmış enerji seviyelerinde oluşurlar. Nükleer tepkime sürecinde oluşan B ve b çekirdekleri temel seviyelerinden daha yüksek enerjiye sahip uyarılmış enerji seviyelerinde ise saçılma inelastik olarak adlandırılır. İnelastik saçılma sonucu, uyarılmış seviyelerinde oluşan B ve b ağır ve hafif ürün çekirdekler, bu uyarılmış seviyelerinden daha düşük enerji seviyelerine ve sonuç olarak temel seviyelerine γ ışını yayınlayarak hızla bozunurlar.

a ve b bombardıman ve ürün parçacıkları aynı olmakla birlikte tepkime bir üçüncü parçacığın yayınlanmasına neden olmuşsa bu tepkime knockout tepkimesi olarak adlandırılır. Bu durumda gelen bombardıman parçacığı, hedef çekirdekten bir nükleon çıkmasına neden olmuştur. Bombardıman parçacığı ile hedef çekirdek arasında bir ya da daha fazla nükleon alış verişini içeren tepkimeler, transfer tepkimeleri olarak bilinir. Bu tepkimeler, pick – up ve stripping tepkimeleri olarak iki farklı kategoride ele alınır [9].

Nükleer reaksiyonlar, tepkime sürecine reaksiyon mekanizması ve reaksiyon süresine göre de sınıflandırılır.

Tepkimede, bombardıman parçacığının (yada çekirdeğinin) ve hedef çekirdeğin tüm nükleonlarının etkili olduğu ve bir nükleonun nükleer hacmi geçme süresi olan 10^{-15} - 10^{-18} saniye gibi bir zaman aralığında ortaya çıkan tepkimeler bileşik çekirdek reaksiyonu olarak bilinir. Bu tür reaksiyonlarda bombardıman parçacığı tarafından taşınan enerji, hedef çekirdek ve bombardıman parçacığının oluşturduğu bileşik sistemin tüm nükleonları tarafından paylaşılır ve bileşik sistem bir dengeye ulaşır.

Yalnızca birkaç nükleonun etkili olduğu ve 10^{-22} saniye gibi bir zaman aralığında gerçekleşen reaksiyonlar direk reaksiyonlar olarak adlandırılır. Bu reaksiyonlar, gelen parçacığın öncelikle çekirdeğin yüzeyinde etkileşmesiyle meydana gelmektedir [7].

Bu tezde kapsamında bir direk reaksiyon çeşidi olan yük-değişim reaksiyonları konusu üzerinde detaylı çalışılmıştır.

2.4 YÜK DEĞİŞİM REAKSİYONLARI

Yük değişim reaksiyonları-Charge Exchange Reactions(CE) β^- tipi [(p,n) benzeri reaksiyonlar] ve β^+ tipi [(n,p) benzeri reaksiyonlar] olarak iki şekilde kategorize edilmektedir. Tablo 2.1'de β^- tipi yük değişim reaksiyonlarının özellikleri, Tablo 2.2'de ise β^+ tipi yük değişim reaksiyonlarının özellikleri verilmiştir.

Tablo 2.1: β^- tipi yük değişim reaksiyonlarının özellikleri

β^- tipi	Q_{pe}	J_p^π	J_e^π	ΔS
(p,n)	-0.782	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	0,1
(^3He ,t)	-0.019	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	0,1
(^6Li , ^6He)	-3.508	1+	0+	1
(^{12}C , ^{12}B)	-13.369	0+	1+	1

Tablo 2.2: β^+ tipi yük değişim reaksiyonlarının özellikleri

β^+ tipi	Q_{pe}	J_p^π	J_e^π	ΔS
(n,p)	-0.782	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	0,1
(d, ^2He)	-1.5	1+	0+	1
(t, ^3He)	-0.019	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	0,1
(^7Li , $^7\text{Be}^0$)	-0.862	$3/2^-$	$3/2^-$	0,1
(^7Li , $^7\text{Be}^1$)	-1.291	$3/2^-$	$\frac{1}{2}^-$	1
(^{12}C , ^{12}N)	-17.338	0+	1+	1

Hafif iyon reaksiyonları ile nükleer yapının incelenmesi için yapılan yüksek enerji rezolüsyonlu çalışmalar nükleer fizikte yeni bir çığır açmıştır. Q değeri sınırlandırması

olan beta bozunumuna kıyasla (p,n), (n,p), (d,²He) ya da (³He,t) reaksiyonları gibi yük değişim reaksiyonları ile Q değeri sınırlandırması olmadan **G**amow-**T**eller(**GT**) adı verilen geçişlerinin yüksek uyarılmış enerji seviyeleri hakkında bilgiye ulaşılabilir.

Bu reaksiyonlarda farklı kombinasyonlarda bulunan mermi ve çıkan parçacıklarının bazı özelliklere sahip olması istenir. Bu özellikler şunlardır:

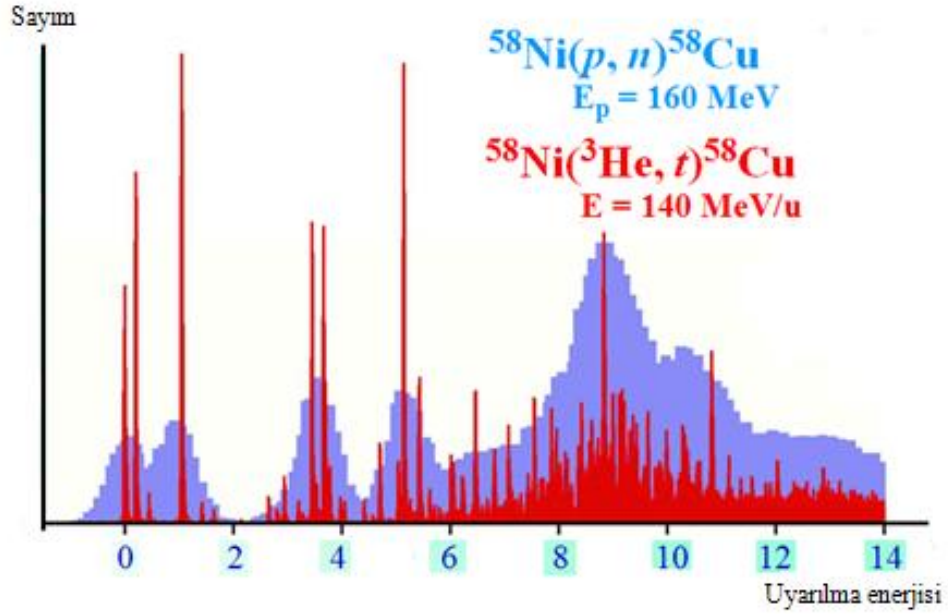
- Mermi uzun yaşam ömrüne sahip olmalıdır.
- Çıkan parçacık oldukça basit bir yapıda olmalıdır.
- Mermi ve çıkan parçacık J^π değerleri kombinasyonu spin uyarılmalarına izin vermelidir.
- Mermi ile çıkan parçacık arasındaki enerji farkı $Q_{PE}(Q_{\text{Projectile-Ejectile}})$ oldukça düşük olmalıdır [10].

Orta enerjilerde (100 MeV/nükleon) ve 0° 'yi içeren daha büyük saçılma açılarında gerçekleştirilen (³He,t) içeren yük değişim reaksiyonlarında GT uyarılmaları baskın hale gelir. Özellikle orta enerji bölgesinde (100-400 MeV/nükleon) bir hüzmeye kullanılması ile nükleer yapılar daha iyi bir şekilde incelenebilmektedir. Bu enerjilerde distorsiyon etkisi (Coulomb alanı geçme etkisi) ve (single step) tek adım reaksiyonu baskındır. Ölçümlerin 0° 'de yapılmasının iki önemli nedeni vardır. Bunlardan birincisi, $\Delta L=0$ açısal momentum transferinin 0 olduğu M1, GT ve diğer uyarılmaların 0° 'de baskın olmasıdır. Bu nedenle $\Delta L=0$ uyarılmaların en iyi şekilde tanımlanması için 0° 'de ölçümler yapılmalıdır. Özellikle ağır hedeflerde, yüksek seviye yoğunluğu nedeniyle 3° 'den daha büyük açılarda spektrumlarında $\Delta L>0$ uyarılmış seviyeleri de görülmeye başlanmıştır. Bu da diğer uyarılmalarından gelen seviyeleri ayırt etmekte zorluğa sebep olmaktadır. İkincisi, tesir kesiti ve geçiş gücü arasındaki orantılılığın büyük açılarda elde edilen tesir kesitlerinden çok 0° 'de ölçülen tesir kesitleri için geçerli olmasıdır. Aynı zamanda 0° ölçümleri, spin izospin bağımlı etkileşmelerinin $V_{\sigma\tau}$ bu enerji bölgesinde büyük saçılma açılarında güçlü olması nedeniyle magnetik dipol M1 ve Gamow-Teller(GT) uyarılmaları gibi spin-flip uyarılmalarını incelemek için oldukça uygundur.

Yük değişim reaksiyonları özellikle GT geçişlerinin incelenmesi amacıyla 1960'lı yıllarda araştırılmaya başlanmıştır. Nötron enerjisinin elde edilmesindeki zorluk

nedeniyle eskiden elde edilen en iyi enerji rezolüsyonu 400 keV olmasına rağmen bu enerji rezolüsyon sınırı ($^3\text{He},t$) yük değişim reaksiyonu kullanılması ile aşılmıştır [11].

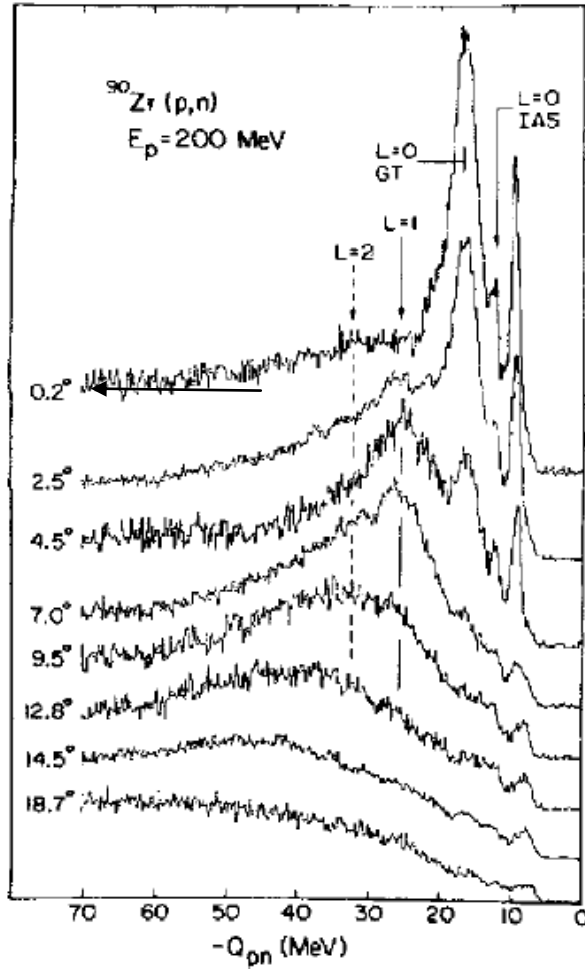
Şekil 2.5’de farklı rezolüsyonlardaki β^- tipi yük değişim reaksiyonlarından elde edilen spektrumlar gösterilmektedir. Geniş spektrum 1980 yılında, piklerin ayrı ayrı gözlemlendiği spektrum ise 2000 yılında gerçekleştirilen $^{58}\text{Ni}(p,n)^{58}\text{Cu}$ reaksiyonundan elde edilmiştir. Proton ayrılma enerjisi $S_p=2.87$ MeV’dir. Spektrumdaki artış $E_x = 6$ MeV’in üzerinde elde edilmiştir. ^{58}Cu ’deki Gamow-Teller yüksek rezonans bölgesinde tümsek benzeri (bump-like) yapı gözlenmektedir. Bu yapı sürekli olarak bulunan birçok ayrı seviyeyi içerir. Bu nedenle elde edilen rezolüsyon oldukça kötüdür.



Şekil 2.5: 0°’deki yük değişim reaksiyonlarının enerji spektrumları

2000 yılından bu yana RCNP’de, RCNP halka siklotronu, yüksek dağıtıcı hüzme hattı “WS course” ve yüksek rezolüsyonlu magnetik spektrometre “Grand Raiden” içeren araçlar kullanılarak 0°’de 140 MeV/nükleon orta enerjili hüzme ile β^- tipi ($^3\text{He},t$) CE reaksiyonu gerçekleştirilmiştir. Bu sayede 10^1 mertebesinde daha iyi bir enerji rezolüsyonu ($\Delta E \leq 30$ keV) elde edilmiştir ve yüksek enerji rezolüsyonuyla, GT geçişleri yüksek rezolüsyon bölgesi olarak adlandırılan ($E_x = 7-12$ MeV) bölgede bile daha ince yapılar gözlenmiştir [2]. $^{58}\text{Ni}(p,n)^{58}\text{Cu}$ reaksiyonu için ise 13 MeV’lik uyarılma enerjisine kadar ince ve keskin pikler gözlenmiştir [5].

Yüksek uyarılmış enerjilerdeki B(GT+) ve B(GT-) değerlerini elde etmek için sırasıyla yük değişim reaksiyonları (CE) (p,n) ve (n,p) tipi reaksiyonlar kullanılmaktadır. 0^0 saçılma açısında ve hüzmeye enerjisinin 100 MeV/nükleondan (100 MeV/u) daha fazla olduğu orta enerjilerdeki CE reaksiyonları GT geçişlerinin iyi birer incelemesidir. 0^0 ölçümlerinde, L=0 geçişlerinin tesir kesitleri maksimum değerlerine sahiptir. Şekil 2.6' da, 0.2^0 - 18.7^0 saçılma açıları arasındaki $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ spektrumu gösterilmiştir. İleri derece olarak ifade edilen 0.2^0 'lik açılarda L=0 geçişinin tesir kesiti baskındır ve L=1 ve L=2 bastırılmıştır. Daha geri açılarda L=0 geçişinin tesir kesiti bastırılmıştır ve L=1 ve L=2 geçişleri artmıştır.

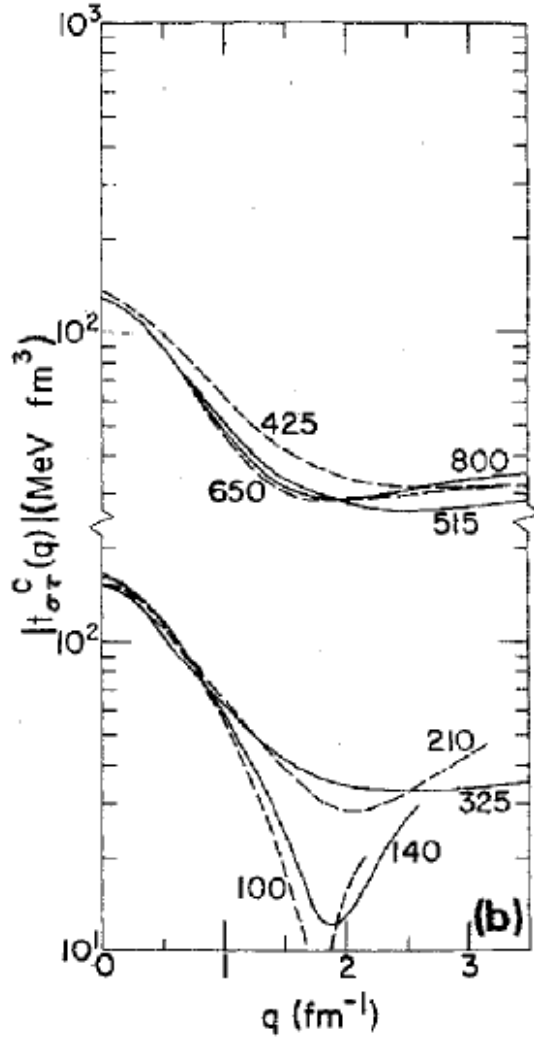


Şekil 2.6: 200 MeV'lik gelen enerjide 0.2^0 - 18.7^0 saçılma açıları arasındaki $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ spektrumlarının gösterimi

Hüzmeye ile hedef çekirdeğin i. nükleonu arasındaki efektif etkileşmenin ana kısmı denklem 2.14'deki şekilde yazılabilir:

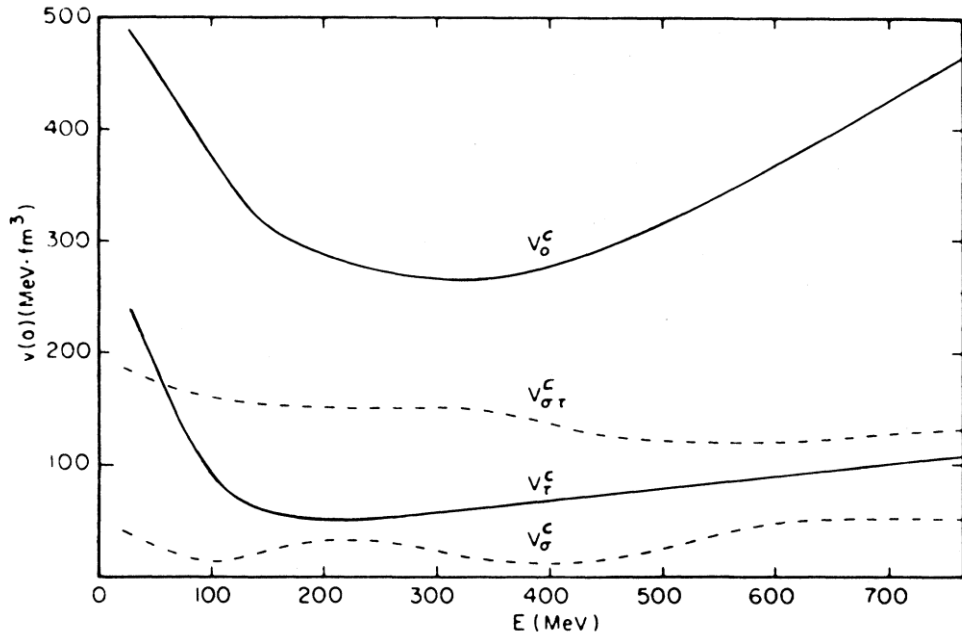
$$V_{ip}(r_{ip}) = V_0^C(r_{ip}) + V_\sigma^C(r_{ip})\sigma_i\sigma_p + V_\tau^C(r_{ip})\tau_i\tau_p + V_{\sigma\tau}^C(r_{ip})\sigma_p\sigma_j\tau_p\tau_j \quad (2.14)$$

Yük Değişim Reaksiyonlarında spin-izospin modu hüzme-hedef nükleon etkileşmesinin $V_{\sigma\tau}\sigma_p\sigma_j\tau_p\tau_j$ bileşeni ile uyarılır. $V_{\sigma\tau}$, 100-800 MeV/u'luk gelen enerjiler arasındaki q momentum transferinin bir fonksiyonu olarak verilmiştir. Efektif etkileşme $V_{\sigma\tau}$ Şekil 2.7'de gösterildiği gibi $q=0$ olduğu momentum transferinde en büyük değerdedir.



Şekil 2.7: Efektif etkileşmenin spin-izospin kısmının şiddetinin gösterimi

Efektif etkileşmedeki her bir bileşenin şiddeti gelen enerjinin fonksiyonu olarak Şekil 2.8'de gösterilmektedir. 100-500 MeV/u enerjiler arasında V_τ bastırılmıştır. Buna ek olarak, reaksiyon mekanizması orta enerjilerde basit hale gelir çünkü tek adım mekanizması baskındır.



Şekil 2.8: Efektif etkileşmelerin her bir bileşeninin enerji bağılılığının gösterimi

Bu özelliklere göre, 0^0 'deki CE tesir kesiti ile $B(GT_{\pm})$ değerleri arasında denklem 2.15-2.16'daki gibi basit bir orantı vardır:

$$\frac{d\sigma^{CE}}{d\Omega}(0^{\circ}) \propto K^{CE} N_{\sigma\tau}^{CE} |J_{\sigma\tau}(q=0)|^2 B(GT_{\pm}) \quad (2.15)$$

$$= \hat{\sigma}_{GT_{\pm}}(B(GT_{\pm})) \quad (2.16)$$

K^{CE} , Kinematik Faktör, $N_{\sigma\tau}^{CE}$, Distorsiyon Katsayısı, $J_{\sigma\tau}$, $V_{\sigma\tau}$ efektif etkileşmesinin hacim integrali, $\hat{\sigma}_{GT_{\pm}}$, GT_{\pm} birim tesir kesitini belirtmektedir.

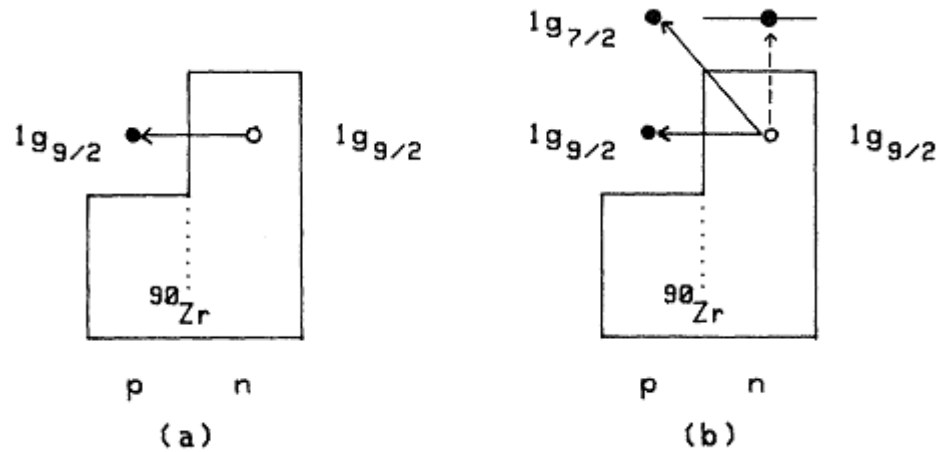
$\hat{\sigma}_{GT_{\pm}}$ bilinmiyorsa elde edilen tesir kesitinden sadece relatif $B(GT_{\pm})$ değerleri elde edilmektedir. Tesir kesitlerini kesin $B(GT)$ değerlerine dönüştürmek için birim tesir kesitinin, $\hat{\sigma}_{GT_{\pm}}$, elde edilmesine ihtiyaç vardır. Bu değer, β_{\pm} bozunumu ile ölçülen bir $B(GT_{\pm})$ değerini ve β_{\pm} bozunumunda ölçülen ile zıt yönde olan CE reaksiyonlarındaki geçişlerin tesir kesitini kullanarak $\hat{\sigma}_{GT_{\pm}}$ değeri elde edilir ya da izobarlardaki izospin

simetri yapısı kullanılarak elde edilir. $\hat{\sigma}_{GT\pm}$ değeri elde edildiğinde yüksek uyarılmış enerjilerdeki $B(GT_{\pm})$ değerlerine ulaşılabilir.

2.5 GAMOW-TELLER (GT) GEÇİŞLERİ VE FERMİ GEÇİŞLERİ

Gamow-Teller (GT \pm) geçişleri nükleer zayıf süreçler arasında en temel olanıdır. Zayıf etkileşme ya da zayıf nükleer kuvvet beta bozunumu gibi nükleer olaylardan sorumludur. Zayıf etkileşmenin taşıyıcıları W ve Z bozonlarıdır. GT geçişleri $\sigma\tau\pm$ spin-izospin operatörleri ile Fermi geçişi ise $\tau\pm$ operatörü ile tanımlanır. σ spin-çevirme operatörü (spin-flip) ve τ izospin-çevirme (isospin-flip) operatörüdür. τ bir protonu nötrona çevirir ve τ_+ bir nötronu protona çevirir [2].

Fermi geçişleri $\Delta L=0$, $\Delta S=0$, $\Delta J=0$ ve $\Delta T=1$ ile Gamow-Teller geçişleri ise $\Delta L=0$, $\Delta S=1$, $\Delta J=1$ ve $\Delta T=1$ ile tanımlanmaktadır. Fermi geçişi aynı yapıdaki çekirdekler arasında Gamow-Teller geçişleri LS-partnerleri ($j>&j<$) arasında gerçekleştirilmektedir. Şekil 2.9'da ^{90}Zr için $1g_{9/2}$ kabuğundan olan Fermi geçişi ve Gamow-Teller geçişleri gösterilmektedir. $1g_{9/2} \rightarrow 1g_{9/2}$ geçişinde Fermi ve Gamow-Teller geçişleri birarada $1g_{9/2} \rightarrow 1g_{7/2}$ geçişinde ise sadece Gamow-Teller geçişi gözlenmektedir.



Şekil 2.9: (a) ^{90}Zr çekirdeği için $1g_{9/2} \rightarrow 1g_{9/2}$ kabuğundan olan Fermi geçişi (b) Gamow-Teller geçişleri

Fermi geçiş gücü

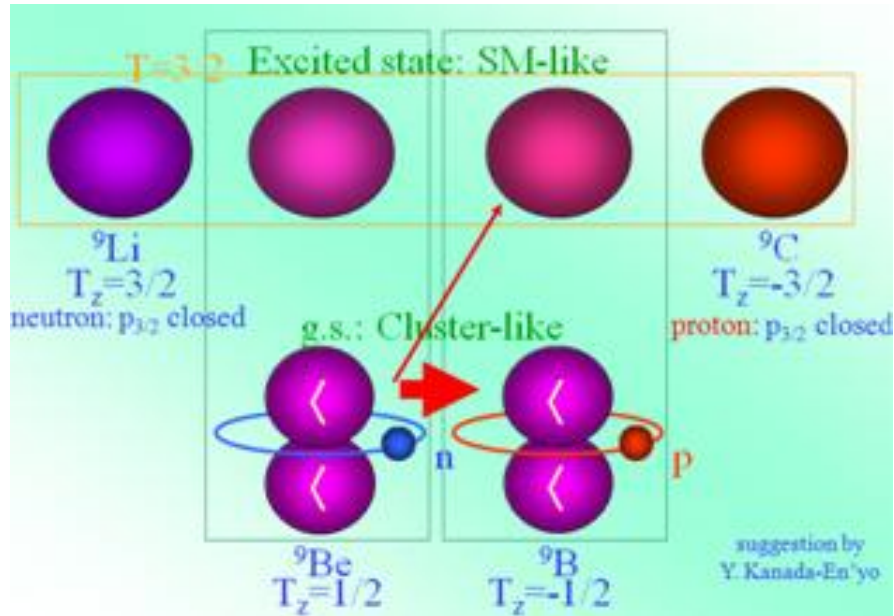
$$B(F) = N - Z \quad (2.17)$$

ile elde edilmektedir. Gamow-Teller geçiş gücü

$$\sum B(GT-) - \sum B(GT+) = 3(N - Z) \quad (2.18)$$

ile elde edilmektedir. GT geçişlerindeki bazı önemli özellikler:

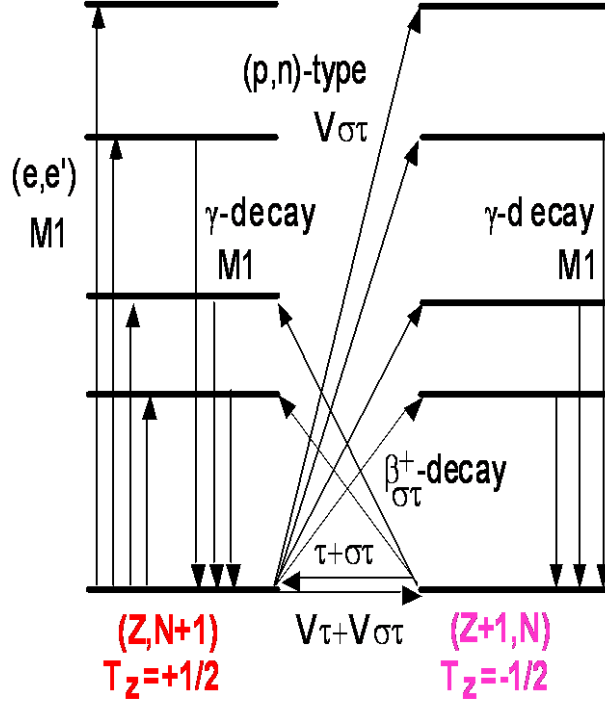
1. σ operatörü nedeniyle, farklı yapılarıdaki (konfigürasyonlardaki) seviyeler arasında bağlantı kurulabilir.
2. Birleştirilmiş $\sigma\tau$ operatörü, izospin kuantum sayısı olan T 'nin önemini vurgular.
3. GT geçiş operatörü $\sigma\tau$ basit bir forma sahiptir dolayısıyla farklı uzaysal şekli olan çekirdeklerin seviyeleri için gözlenmez. Benzer uzaysal şekillerin seviyeleri arasında bağlantı sağlanır. Örneğin, Şekil 2.10'da gösterildiği gibi ${}^9\text{Be}$ 'un temel seviyesi ile ${}^9\text{B}$ 'un 14.66 MeV'lik uyarılmış seviyesi farklı yapıya sahiptir. Gamow-Teller geçişlerinde $\Delta L=0$ olduğundan farklı iki şekilde bulunan çekirdek arasında gerçekleşmez.



Şekil 2.10: ${}^9\text{Be}$ ve ${}^9\text{B}$ 'un yapılarının gösterimi

En basit GT geçişleri $T_z=1/2$ olan tek kütleli ayna çekirdeklere gözlenir. Şekil 2.11'de $T=1/2$ değerine sahip olan ayna çekirdekler için olan geçişler şematik olarak gösterilmektedir. Beta bozunumu ve (p,n) tipi yük değişim reaksiyonlarından elde edilen $T_z=+1/2$ ve $T_z=-1/2$ olan temel seviyeden $T_z=+1/2$ ve $T_z=-1/2$ uyarılmış seviyeye olan GT geçişlerinin kıyaslanmasıyla düşük enerji bölgesindeki çeşitli sd-kabuk

çekirdekleri için analog geçişler ve bu geçişlerde iyi bir simetri yapısı olduğu açığa çıkmıştır.



Şekil 2.11: $T=1/2$ ayna çekirdekler için geçişlerin gösterimi

Bu kıyaslama beta bozunumundaki Q_{EC} değerinden dolayı sadece düşük enerji bölgesinde $E_x \approx 3$ MeV'e kadar geçerlidir. Daha yüksek T izospin değerleri için bu simetri yapısı oldukça karmaşıktır. $T_z = -T$ değeri alan çekirdekler, beta kararlılık çizgisinden uzaktırlar ve izospin-asimetrik özellik göstermeleri beklenir. Ancak $T_z = 3/2$ alan çekirdekte incelen beta bozunumu Q_{EC} değeri 10 MeV'den daha yüksek olduğu için düşük enerji bölgesinde sadece geçişler değil aynı zamanda GT geçiş güçlerinin ana kısmı da beta bozunumu ile çalışılabilmektedir [3].

2.6 NÜKLEER ÇEKİRDEKLERDE İZOSPİN

Nükleonun çevresi ile etkileşmesi birçok halde nükleonun keyfi olarak seçilen bir z eksenine göre $m_s=+1/2$ veya $m_s=-1/2$ spin bileşenlerine sahip olup olmadığına bağlı değildir. Yani, nükleer fizik formalizminde bir 'spin-yukarı' nükleon ile bir 'spin-aşağı' nükleon arasında ayırım yapmak gerekmez. Nükleer kuvvetlerin yükten bağımsız olması, birçok örnekte nötron ve protonlar arasındaki formalizmde ayırım yapmamız

geremediği anlamına gelir ve bu bizi nükleonları bir ailenin üyeleri olarak gruplandırmamıza yol açar. Nötron ve proton birbirinden bağımsız fermiyon olmalarına rağmen aynı kütleyle sahiptir ve nükleer etkileşmelerde aynı şekilde davranmaktadır. Nükleer etkileşmelerin formalizmi, nükleon durumların çokluğuna bağlı olabilir, ancak nükleonları birbirinden ayırt edebilen elektromagnetik etkileşmedir; şiddetli nükleer kuvvete göre ise, nötronlar ve protonlar arasındaki simetri geçerli kılar.

Bu iki durum dejenereliği, doğal olarak, spini $\frac{1}{2}$ olan parçacığın manyetik etkileşmesine benzer bir formalizme yol açar. Nötron ve proton, nükleon adı verilen tek bir parçacığın farklı iki durumu olarak ele alınabilir. Nükleona izospin denilen hayali bir spin vektörü karşılık gelmektedir. Elektromagnetik alan yokken, nükleonun iki dejenere nükleer durumu, manyetik alan yokken bir ‘izospin-yukarı’ ve nötrona eşlik ettirdiğimiz ‘izospin-aşağı’dır. Yani, izospin kuantum sayısı $t=1/2$ olan bir nükleon için, bir proton $m_t=+1/2$ ve bir nötron $m_t=-1/2$ değerine sahiptir. Bu izdüşümler, x, y, z koordinat sisteminin laboratuvar z ekseninden ayırt etmek için eksenlerini 1, 2, 3 olarak gösterdiğimiz koordinat sisteminde, ‘eksen-3’ denilen keyfi eksene göre ölçülür. T_z , T izospininin z bileşeni olarak tanımlanır ve

$$T_z = \frac{N - Z}{2} \quad (2.19)$$

şeklinde hesaplanır [7].

2.7 AYNI A KÜTLE ÇEKİRDEKLERİNDEKİ İZOSPİN SİMETRİ YAPISI VE ANALOG GEÇİŞLER

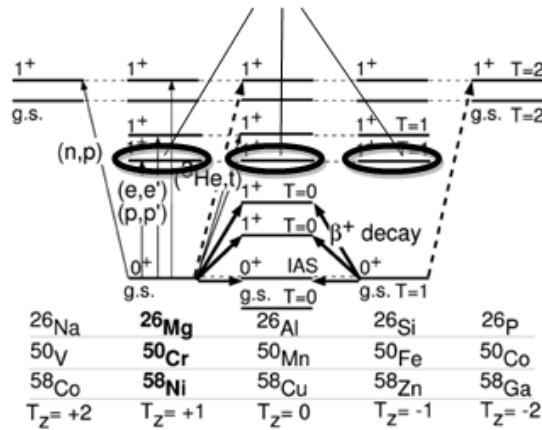
İzospin kuantum sayısı, nükleer etkileşmenin yük simetrik olması ve elektromagnetik etkileşmenin etkilerinin oldukça küçük olması şartları altında iyi bir kuantum sayısıdır [3]. Her bir kuantum sayısı iyi bir simetri yapısı ile ilişkilendirilir [12].

Aynı A kütleli çekirdeklerde (izobarlar) gözlenen izospin simetri yapısı kavramı, $\hat{\sigma}_{GT-}$ ’yi elde etmek için oldukça önemlidir. Farklı T_z ’ye sahip aynı A kütleli çekirdeklerin analog yapı göstermesi beklenir. İzobar çekirdeklerdeki bu seviyelere

analog seviyeler denir ve bu seviyelerin aynı nükleer yapıya sahip olmaları beklenir. Analog seviyelerdeki çekirdekler aynı dalga boyuna sahip, T leri aynı, kütle numaraları aynı sadece T_z 'leri farklı seviyelerdir. Bu analog seviyelerle bağlantı sağlayan çeşitli geçişler analog geçişler olarak adlandırılmaktadır. Ayrıca ana çekirdeğin temel seviyesi ile analog olan reaksiyon sonucunda oluşan ürün çekirdeğin seviyesi **I**sobaric **A**nalog **S**tate-IAS olarak adlandırılmaktadır. Bu seviyelerin geçiş güçleri ise yüksek enerji rezolüsyonlu spektrumlar ile elde edilebilmektedir. Bununla birlikte inelastik saçılma, γ bozunumu ve ayna β^+ bozunumlarında görülen analog geçişlerle bu geçiş güçleri karşılaştırılabilmektedir.

Örnek olarak, Şekil 2.12'de $A = 26, 50$ ve 58 izobarik sistemleri için analog geçişler ve izospin simetrik yapı gösterilmiştir. İzospin simetri yapısı olduğunda ayna çekirdekler aynı seviyeyi aynı olasılıkla doldurur. Bu da CE reaksiyonları ve beta bozunumları olmak üzere iki süreç ile gerçekleşir. Denklem (2.2)'de verilen orantı, $(^3\text{He}, t)$ reaksiyonunda gözlemlenen her bir GT geçiş şiddeti ile ayna β^+ bozunumunda görülen analog geçişlerdeki geçiş gücünün kıyaslanmasıyla elde edilmiştir. $\sigma\tau$ tipi operatörler tanımlanan Gamow-Teller (GT) geçişleri analog seviyelerin ve analog geçişlerin özelliklerini incelemek için oldukça iyi bir araçtır. Çünkü bu geçişler hem beta bozunumu hem de hadron yük değişim reaksiyonları ile çalışılabilmektedir. Güçlü nükleer kuvvet ile oluşturulan CE reaksiyonları, etkileşmenin $\sigma\tau$ tipi olduğu β bozunumuyla özdeş değildir. Bu nedenle orantılılık her zaman geçerli değildir [3].

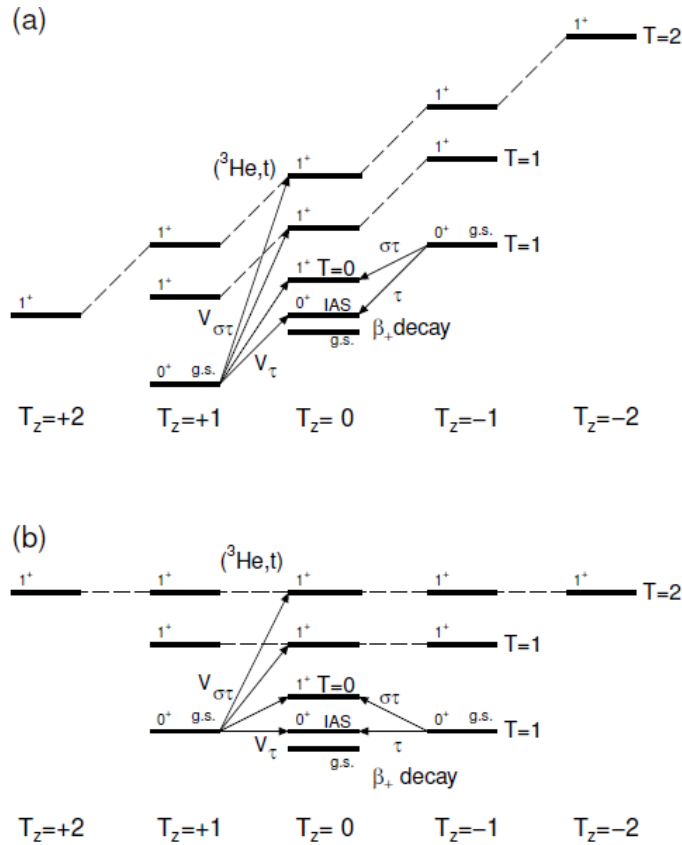
ANALOG SEVİYELER



Şekil 2.12: İzospin analog seviyelerin şematik gösterimi

$A = 26, 50$ ve 58 kütleli izobarik çekirdeklerin $T_z = \pm 2, \pm 1$ ve 0 olduğu izospin analog geçişleri gösterilmiştir. Kalın olarak gösterilen ^{26}Mg , ^{50}Cr , ^{58}Ni kararlı çekirdekleri ($^3\text{He}, t$) reaksiyonunda kullanılırlar [5].

Şekil 2.13 (a)'da çift A kütleli sistemdeki $T_z = 0, \pm 1, \pm 2$ çekirdekleri için seviye şeması gösterilmektedir. İzospin yapısını daha net bir şekilde görebilmek için, Şekil 2.13 (b)'de gösterildiği gibi Coulomb yer değiştirme enerjisi kaldırılır. Bu enerji CE reaksiyonlarında bir protonun nötronla ya da bir nötronun protonla yer değiştirmesi esnasında açığa çıkan enerjidir. Şekil 2.13'te gösterildiği gibi farklı T_z çekirdeklerinde karşılık gelen seviyeler analog seviyelerdir ve bunlar birbirine kesikli çizgilerle bağlanırlar. Bu analog seviyeler aynı J^π ve T değerlerine sahiptirler. $T = 1$ seviyeleri $T_z = 0$ ve ± 1 çekirdeklerinde üçlü yapı (triplet) olarak ve $T = 2$ seviyeleri $T_z = 0, \pm 1, \pm 2$ çekirdeklerinde beşli yapı (quintet) olarak gözlenirken $T = 0$ seviyeleri sadece $T_z = 0$ çekirdeklerinde tekli yapı (singlet) olarak gözlenirler.



Şekil 2.13: Aynı A kütleli çekirdekte $T_z = 0, \pm 1, \pm 2$ 'nin izospin simetri yapısı. (a) Gerçek enerji uzayının seviye şeması. (b) Coulomb yer değiştirme enerjisi kaldırılınca elde edilen enerji seviye şeması

Analog seviyelerinin çeşitli kombinasyonlarını birbirine bağlayan geçişler de analogturlar. Bu gibi analog geçişler de benzer enerji ve güçlere sahip olmalıdırlar. Eğer bir (${}^3\text{He},t$) reaksiyonu Şekil 2.13'teki gibi $J^\pi = 0^+$ 'lı bir çekirdeğin taban seviyesinden başlıyorsa, $T=1$ ve $T_z = +1$ izospin değerlerine sahip olan geçişler mümkündür. $T_z = \pm 1$ ' in taban seviyesinden $T_z = 0$ 'ın aynı uyarılmış seviyelerine olan GT_\pm geçişleri birbirleriyle analogtur. $T_z = 0$ çekirdeklerinin izobarik analog seviyelere olan geçişi Fermi geçiştir. Aynı zamanda $GT-$ geçişleri $J^\pi = 0^+$ temel seviyesinden başlayarak $T=0$, $T=1$ ve $T=2$ için $J^\pi = 1^+$ 'ya sahip uyarılmış seviyelere olan geçişler şeklinde gözlenmektedir. GT_+ geçişleri ise β_+ bozunumunda temel seviyesi $J^\pi = 0^+$ olan ve izospin değeri $T=1$ ve $T_z = -1$ olan ayna çekirdeğin $T_z = 0$ değerini alan izobarik analog seviyelere olan Fermi geçişi şeklinde gözlenmektedir. Buna ek olarak, β^+ bozunumunun $J^\pi = 0^+$ temel seviyesinden izospini $T_z = 0$ değerini alan çekirdeklerin uyarılmış 1^+ seviyelerine olan GT_+ geçişleri gözlenmektedir. İzospin simetrisi varsayımı altında, (${}^3\text{He},t$) reaksiyonlarıyla ve β_+ bozunum deneylerinde elde edilen $GT-$ ve GT_+ geçişleri için $B(GT_-)$ ve $B(GT_+)$ geçiş güçleri aynıdır. $B(GT_+)$ değerlerini ve analog geçişler için tesir kesitlerini kullanarak $\hat{\sigma}^{GT}$ elde edilebilir. Bu gibi $B(GT_+)$ değerleri “standart $B(GT)$ değerleri” olarak adlandırılır. Spesifik A nükleer kütlelerinde $\hat{\sigma}^{GT}$ 'nin aynı olduğu varsayılarak daha yüksek uyarılmış enerji bölgesindeki $B(GT_-)$ değerleri ölçülen tesir kesitlerinden elde edilir [2].

2.8 B(GT) DEĞERİNİN ELDE EDİLMESİ

Gamow-Teller (GT) geçiş gücü, $B(GT)$, direk olarak β bozunumu çalışmalarından elde edilebilir. Uyarılma enerjisi E_x 'in elde edilebilir değeri Q bozunma değeri ile sınırlıdır. Yük değişim (CE) reaksiyonlarında, (p,n) reaksiyonu gibi, Q değeri sınırlandırılması yoktur. Bu nedenle bir sınırlama olmadan analog GT geçişlerine ulaşabilirler. Küçük saçılma açılarında, tesir kesiti ve $B(GT)$ değerleri arasındaki yakın orantılılık nedeniyle GT geçiş şiddetinin iyi bir şekilde incelenebilmesi için CE ölçümleri, 0° civarındaki açılarda orta enerjili hüzmelerle ($E > 100$ MeV/nükleon) gerçekleştirilir. Bu orantı şu şekilde verilir:

$$\frac{d\sigma_{CE}}{d\Omega}(0^\circ) \cong \hat{\sigma}^{GT}(0^\circ)B(GT) \quad (2.20)$$

$\hat{\sigma}^{GT}(0^\circ)$; 0° 'deki GT geçişleri için birim tesir kesitini $B(GT)$; Gamow-Teller geçiş şiddetini temsil etmektedir.

$\hat{\sigma}^{GT}(0^\circ)$; Sistemin A kütleğine bağlıdır ve uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak düzenli bir şekilde azalır. Bu orantılılıktan yola çıkarak β bozunumundan bir standart $B(GT)$ değeri elde edilebiliyorsa $B(GT)$ değerleri daha yüksek uyarılmış seviyeler için bulunabilir [5]. Bu basit orantı beta bozunumunda enerji bakımından ulaşılamayan geçişlerin $B(GT)$ değerlerini elde etmekte kullanılır. Bu ilişkinin uygulanması ile geçişlerdeki tesir kesitlerinin $L=0$ bileşenleri elde edilir [13].

Gamow-Teller ve Fermi adlandırmaları β bozunumundaki izinli geçişlerden gelir. Beta bozunumundaki $\Delta L=0$ geçişlerini inceleyerek GT ve Fermi geçişlerini kolaylıkla görebiliriz. Çünkü GT_{\pm} β bozunumu saf σ_{\pm} operatörleri ile yönetilir. Toplam bozunma yarı ömrü ve ana çekirdeğin bir seviyesinden kız çekirdeğin seviyelerine geçişlerin dallanma oranlarını ölçerek her bir geçişin kısmi yarı ömürleri elde edilir. Bu sayede kesin $B(GT_{\pm})$ değerlerine ulaşılır. Aslında, bu ölçüm düşük uyarılma enerji bölgesinde sınırlandırılır çünkü ulaşılabilecek uyarılma enerjileri bozunum Q değeri ile sınırlandırılır.

Analog GT geçişlerinin aynı $B(GT)$ değerlerine sahip olduklarını varsayarak, beta bozunumundan elde edilen $B(GT)$ değerleri standart $B(GT)$ değerleri olarak kullanılabilir. Daha sonra, $B(GT)$ dağılımları (${}^3\text{He}, t$) reaksiyonu ile beta bozunumunda Q değeriyle etkilenen sınırlamaların üstesinden gelerek daha yüksek uyarılma enerjilerine genişletilebilir.

β bozunumundaki i.GT geçişlerinin t_i kısmi yarı ömrü ve t_F Fermi geçişlerinin kısmi yarı ömrü faz-uzay faktörü (f faktörü) ile çarpılarak denklem 2.21'den $B(GT)$ ve denklem 2.22'den indirgenmiş Fermi geçiş şiddeti $B(F)$ elde edilir. Denklem 2.21'de verilen λ değeri hesaplaması da denklem 2.23'de verilmiştir.

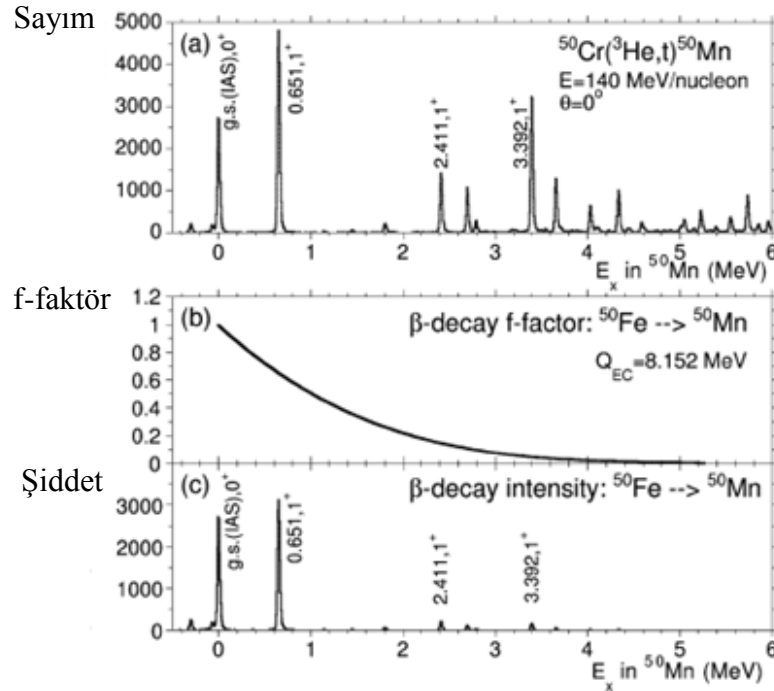
$$ft_i = K / \lambda^2 B(GT) \quad (2.21)$$

$$ft_F = K / B(F)(1 - \delta_C) \quad (2.22)$$

$$\lambda = g_A / g_V = -1.270(3) \quad (2.23)$$

$K = 6147.8$ [16] kinematik faktörü, g_A GT geçişlerinin aksel değeri, g_V vektörel Fermi geçişlerinin çiftlenim sabiti, δ_C Coulomb düzeltim faktörü, f_F İzobarik analog seviyeler için (IAS) β bozunumunun faz-uzay faktörü, f_I i.GT geçişi için β bozunumunun faz-uzay faktörünü belirtmektedir.

Bozunum Q değeri küçüldükçe f faktörü küçülür. Bu nedenle yüksek enerji seviyelerine olan bozunumlar daha bastırılmıştır. Şekil 2.14'te bozunumun f faktörle çarpılmış hali ^{50}Fe çekirdeği için β bozunumunun enerji spektrumu verilmiştir. f faktörü beta bozunumu ile yük değişim reaksiyonu arasındaki bağlantıyı sağlamaktadır.



Şekil 2.14: (a) $^{50}\text{Cr}(^3\text{He},t)^{50}\text{Mn}$ spektrumunun gösterimi: (b) Bozunumun Q değerinden hesaplanan f faktörüyle çarpılmış hali, (c) Bilinmeyen $T_z = -1 \rightarrow 0$ olduğu ^{50}Fe β bozunumunun enerji spektrumunun gösterimi

$B(\text{GT})$ değerlerindeki belirsizlikler bozunum Q değerindeki ve toplam yarı ömür $T_{1/2}$ ve t' yi belirleyen dallanma oranlarındaki (besleme oranları) belirsizliklerden kaynaklanır. Yüksek seviyelere olan dallanma oranlarının kesin olarak elde edilmesi küçük f faktöründen dolayı oldukça zordur. Diğer bir yandan ($^3\text{He},t$) reaksiyonlarındaki analog

GT geçişlerine bakarak 0° tesir kesiti ile yüksek uyarılmış seviyelere geçişteki relatif şiddet kesin olarak elde edilebilir. Bozunumun Q değerinden hesaplanan faktör ile 0^0 tesir kesiti ile $(^3\text{He},t)$ reaksiyonu birleştirilerek bilinmeyen β -bozunumu dallanma oranları hesaplanabilir. Aynı zamanda kesin $B(\text{GT})$ 'ler β -bozunumunun $T_{1/2}$ toplam yarı ömründen de hesaplanabilir [5].

Toplam yarı ömür $T_{1/2}$ 'nin tersi Fermi geçişinin kısmi yarı ömrü t_F ile i.GT geçişinin kısmi yarı ömrünün toplamıdır. Yarı ömrün tersi geçiş şiddetini temsil ettiği için bu formül, toplam geçiş şiddetinin GT ve Fermi geçiş şiddetlerinin toplamı olduğunu gösterir. Bir beta bozunumunda yüksek enerjili seviyelere geçişte t_i 'lerin kesin olarak elde edilmesi küçük f faktörlerinden dolayı oldukça zordur. Diğer bir yandan, $(^3\text{He},t)$ reaksiyonlarını kullanarak elde edilen analog GT geçiş şiddetleri, 0° tesir kesitinde ölçülen yüksek enerjili seviyeler için kesin olarak elde edilebilen $B(\text{GT})$ değerleriyle orantılıdır [4].

CE reaksiyonlarında, GT ve Fermi geçişlerinin şiddeti arasında bağlantı kurmak için Fermi ve GT 0° birim tesir kesitinin oranını R^2 olarak tanımlanır:

$$R^2 = \frac{\hat{\sigma}^{GT}}{\hat{\sigma}^F} = \frac{\sigma_i^{GT}}{B_i(\text{GT})} / \frac{\sigma^F}{B(F)(1-\delta_c)} \quad (2.24)$$

İzospin simetrisine göre, $T_z = \pm 1 \rightarrow 0$ geçişleri için R^2 oranının aynı olması beklenir. R^2 'yi kullanarak $B_i(\text{GT})$ 'yi eleyerek ve denklem 2.25, 2.26, 2.27'deki eşitlikler kullanılarak

$$(1/T_{1/2}) = (1/t_F) + \sum_{i=GT} (1/t_i) \quad (2.25)$$

$$t_i = K / \lambda^2 B(\text{GT}) f \quad (2.26)$$

$$t_f = K / \lambda^2 B(F) f \quad (2.27)$$

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \frac{B(F)(1-\delta_c)}{K\sigma^F} \left[\sigma^F f_F + \frac{\lambda^2}{R^2} \sum_{i=GT} \sigma_i^{GT} f_i \right] \quad (2.28)$$

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \frac{1}{K} \left[B(F)(1-\delta_c)f_F + \sum_{i=GT} \lambda^2 B_i(GT)f_i \right] \quad (2.29)$$

denklemleri elde edilir.

t_i , IAS'deki β Bozunumu'nun f faktörü, t_F , i.GT seviyesi için f faktörü, $B_i(GT) \rightarrow$ i.GT seviyesine geçişin $B(GT)$ değerini göstermektedir. $T_{1/2}$ 'nin tersi (${}^3\text{He,t}$)'nin uygun f faktörleriyle elde edilmiş Fermi ve Gamow-Teller seviyelerinin şiddetlerinin toplamıyla orantılıdır [5].

Tez kapsamında gerçekleştirilen ${}^{92}\text{Zr}({}^3\text{He,t}){}^{92}\text{Nb}$ reaksiyonu için beta bozunumundan elde edilen bir seviye yarı ömrü bulunmamakta dolayısıyla logft değeri kullanılarak $B(GT)$ değeri elde edilememektedir. ${}^{92}\text{Zr}$ çekirdeği çift-çift çekirdek olduğundan temel seviye spin paritesinin 0^+ olup oluşan çekirdeğin yani ${}^{92}\text{Nb}$ 'un temel seviye spin paritesinin 7^+ olmasından dolayı bu reaksiyon sonucunda σ_T operatörleri ile uyarılan Gamow-Teller geçişiyle temel seviye geçişi gözlenmemektedir. Buna bağlı olarak da bir izospin simetri yapısından söz edilememektedir. Dolayısıyla $B(GT)$ değerlerinin hesaplanması için farklı bir yol izlenmiştir. Bu amaçla hedef çekirdeğin temel seviyesi ($J^\pi=0^+$, $T_z=6$) ve kız çekirdeğin uyarılmış enerji seviyesi ($J^\pi=1^+$, $T_z=5$) arasındaki GT geçişi esas alınmıştır. GT geçiş pikleri için $B(GT)$ 'lerin matematiksel olarak hesaplanması amacıyla deklemler 2.30'da verilen R^2 değeri kullanılmıştır. Bu değer Şekil 2.15'te gösterildiği gibi kütle numarasına bağlı olarak değişmektedir. Şekilde bazı kütle numarasına sahip sistemler için istisnai durumlar gözlenmekte ve bu çekirdekler çizgiden sapmış olarak görülmektedir. GT tesir kesiti geçiş konfigürasyonları genelde radyal kısma bağlılık göstermezken bazı özel durumlarda bağlılık gösteriyor olması bu istisnalara açıklık getirmektedir. [2].

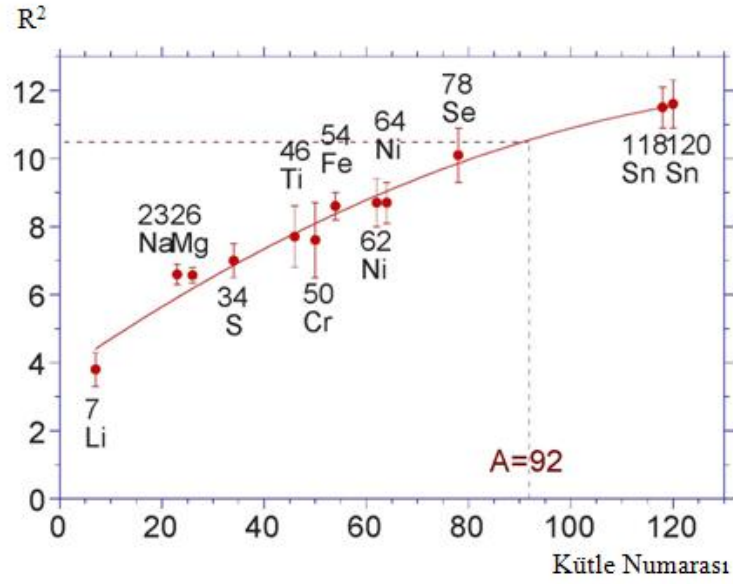
$$R^2 = \frac{\hat{\sigma}_{GT-}}{\hat{\sigma}_F} = \frac{\sigma_{GT-}}{B(GT)} / \frac{\sigma_F}{B(F)} \quad (2.30)$$

Burada σ_{GT-} GT geçişleri için tesir kesitini, σ_F Fermi geçişi için tesir kesitini, $B(F)$ Fermi geçiş gücünü temsil etmektedir. $B(F)=N-Z$ şeklinde hesap edilmektedir. Sayımların hata payları ise denklem 2.31'deki gibi $B(GT)$ değerlerinin hata payları ise denklem 2.32'deki gibi hesaplanmıştır. $\Delta\sigma_{GT}$ GT geçişi için tesir kesiti hata paylarını,

$\Delta\sigma_F$ Fermi geçişi için tesir kesiti hata paylarını, $\Delta\sigma_{R^2}$ R^2 değeri hata paylarını temsil etmektedir. $F(DWBA)$ ise 4.2.1 kısmında anlatıldığı gibi DWBA hesaplamalarından elde edilmiştir.

$$\Delta\sigma = \sqrt{\sigma_{counts}} \quad (2.31)$$

$$\frac{\Delta B(GT)}{B(GT)} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\sigma_{GT}}{\sigma_{GT}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\sigma_F}{\sigma_F}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\sigma_{R^2}}{\sigma_{R^2}}\right)^2 + F(DWBA)} \quad (2.32)$$



Şekil 2.15: R^2 değerinin kütle numarasına göre değişiminin gösterimi

2.9 GAMOW-TELLER DEV REZONANSI

GT rezonansının deneysel olarak ilk varlığı Doering ve arkadaşları tarafından 1975 yılında 45 MeV'de yapılan $^{90}\text{Zr}(p,n)$ deneyinde ve daha sonra 1978 yılında Galonsky, Ovazza ve arkadaşları tarafından yapılan düşük enerjili $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},t)$ deneylerinde gözlenmiştir. GT rezonansı, fazla nötronların birbiriyle uyumlu bir şekilde yörüngesel hareketlerini değiştirmeden spin ve izospinlerinin doğrultularını değiştirdikleri bir kolektif spin-izospin osilasyonudur [1].

Dev rezonans (**Giant Resonance-GR**) genellikle $E_x=10$ MeV'lik uyarılma enerjisi üzerindeki bir uyarılma spektrumunda geniş bir yapı olarak gözlenmektedir. GT dev rezonans bölgesi enerji olarak nükleer uyarılma spektrumunun süreklilik kısmında yer

alır [14]. Eğer çekirdek için bir fenomenolojik sıvı damla modelin varlığını kabul edersek, dev rezonans yapısı, bir çekirdeğin yüksek frekanslı yüzey titreşiminin(vibrasyonu) yorumlanmasında kullanılan nükleer uyarılmanın temel bir biçimidir. GR basitçe, nükleer maddeyi içeren viskoz sıvı damlasının yüzeyindeki bir fonon etkileşimidir. $E_x=10-20$ MeV'lik uyarılma enerjileri 10^{21} Hz'lik osilasyon frekansına karşılık gelmektedir. Bu uyarılma enerjileri çok cisimli bir kuantum sisteminin en hızlı titreşimleridir. Vibrasyon fazına sayıca birçok nükleon katıldığından GR kollektif bir yapıya sahiptir. Bir seviyede gözlenen kollektivitenin derecesi, her bir mod için izinli olan toplam vibrasyonel genlik kesri ile gösterilir. Bu kesir, toplam kuralı (sum rule) sınır değeri olarak adlandırılmaktadır.

Çekirdek bir kuantum sistemi olduğundan esas olarak her bir GR, bir kuantum sisteminin diğer uyarılma modlarına benzer ve bu modlardan açısız momentum, spin, izospin gibi kuantum sayılarıyla ayrılır. Eğer çekirdeğin bir sıvı damlası olduğunu düşünürsek, belirli bir modun farklı açısız momentumları farklı şekillerdeki titreşimlerle ilişkilendirilir. Aktarılan açısız momentum L değerine bağlı olan uyarılma modları şunlardır:

$L=0$ tek kutup(monopole) modu, $L=1$ çift kutup(dipol) modu, $L=2$ dört kutup(kuadrupol) modu ve $L=3\dots$ şeklinde devam etmektedir [15]. Monopol, dipol, kuadrupol ve daha yüksek rezonanslar farklı şekil osilasyonlarının sonucudur.

Basitçe, modlar izospin uyarılmaları ile ilişkilendirilmektedirler. Örneğin, izospin uyarılmalarının olmadığı durumlarda proton ve nötronların farklı fazda titreştikleri bir uyarılma izovektör mod (isovector IV mode) olarak adlandırılırken, aynı fazda titreştikleri bir uyarılma izoskaler mod (isoscalar IS mode) olarak adlandırılmaktadır. Benzer bir şekilde, modlar spin uyarılmalarıyla da ilişkilendirilir. Örneğin, farklı fazlarda titreşen spin yukarı ve spin aşağı olan nükleonlar magnetik modlar olarak adlandırılırken spin uyarılmalarıyla ilişkilendirilmeyenler de elektromanyetik geçişler ile kıyaslanarak elektrik modlar olarak adlandırılır. Elektromagnetik geçişlerin çok kutuplu bozunmasında (decomposition) λ açısız momentum taşıyan modlar, magnetik geçişler için $M\lambda$ geçişleri ve elektrik geçişleri için $E\lambda$ geçişleri olarak adlandırılır. Bu nedenle, λ açısız momentum ile uyarılan GR'ler $M\lambda$ ve $E\lambda$ modları olarak adlandırılır.

Mod, özellikle spin ya da izospin uyarılmaları ile ilişkilendirildiğinde çekirdek gibi bir kuantum sistemi için bu tarz bir görsel şema ne her zaman doğru ne de her zaman açıktır. Bu gibi durumlarda, GR'nin belirli bir etkileşme hareketi sonucu oluşan bir parçacık bir boşluk (1p-1h) uyarılmalarının koherent süperpozisyonu olarak tanımlandığı bir mikroskobik görüş açısına geri dönülür. Bu nedenle GR modu, GR'yi uyarın operatörün çeşidi ile ayırt edilir. Örneğin, $E\lambda$ operatörleri λ açısal momentumlu elektrik modlarını uyarırlar. Bu modlar, izoskaler ve izovektör modlar olarak ikiye ayrılırlar. İzospin modunda izospin operatörü ile ilişkili iken izovektör modu bu operatörle ilişkilendirilmez. Örneğin, izoskaler elektrik uyarılmaları için şu formda bir operatör varlığını kabul etmek kullanışlıdır:

$$Q_{LM} = \sum r_i^L Y_M^L(\Theta_i, \Phi_i) \quad (2.33)$$

Bu operatörler temel seviyelerde veya uyarılmış seviyelerde bir parçacık bir boşluk uyarılmalarının süperpozisyonuna neden olmaktadır. İzospinin veya spinin değişip değişmemesine göre 4 çeşit rezonans yapısı bulunmaktadır. İzospinin değişip değişmemesine göre izoskaler ve izovektör rezonansları ($\Delta T=0,1$), spinin değişip değişmemesine göre spinflip nonspinflip rezonansları ($\Delta S=0,1$) bulunmaktadır. Bu dört yapı $\mathbf{1}$, τ , $\vec{\sigma}$, $\vec{\sigma}\tau$ operatörlerinden biriyle yukarıdaki operatörün çarpılması ile oluşturulur. Yörüngesel açısal momentum L monopol, dipol, kuadropol gibi rezonansları karakterize eder. L=0 en basit izovektör rezonansı izobarik analog seviye (IAS) ve Gamow-Teller (GTR) rezonansıdır. Yüksek mertebeli rezonanslar aynı zamanda önemli rol oynar. Örneğin bütün monopol rezonanslar ikinci mertebededir [13].

Burada toplam bütün i nükleonları ve geçişin L açısal momentumu üzerinden alınır. Buna ek olarak, izospin T'yi değiştirebilen τ operatörü izovektör tipi uyarılmalarla; spin S'yi değiştirebilen σ operatörü ise magnetik tipte uyarılmalarla ilişkilendirilmektedir. L=0, 1, 2, 3 için elektrik mod ile magnetik mod Şekil 2.16'da gösterilirken Şekil 2.17'de ise farklı titreşim modları ile çekirdek şeklinde meydana gelen değişiklik şematik olarak gösterilmektedir.

Osilasyon şekilleri hakkında bir düşünce yapısına sahip olmakla birlikte belirli bir kolektif uyarılmanın yapısını anlayabilmek için her zaman geçişe karşılık gelen bir operatör ya da daha pratik bir yöntemle aktif bir etkileşme düşünmemiz gereklidir. Şekil 2.18'de her bir osilasyon çeşidi için belirlenen operatör formları verilmiştir.

	Electric Mode ($\Delta S=0$)		Magnetic Mode ($\Delta S=1$)	
	IS ($\Delta T=0$)	IV ($\Delta T=1$)	IS ($\Delta T=0$)	IV ($\Delta T=1$)
L=0				
L=1				
L=2				
L=3				

Şekil 2.16: L=0, 1, 2, 3 değerleri için elektrik mod ile magnetik modda çekirdekdeki titreşim yapısı

ISGMR (T=0, L=0)



ISGDR (T=0, L=1)



ISGQR (T=0, L=2)

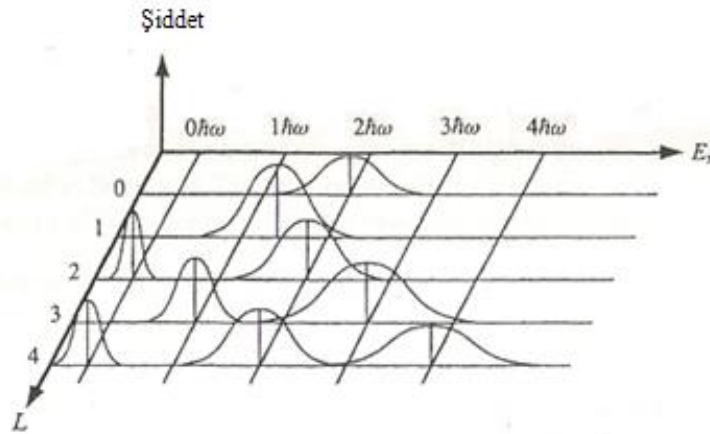


Şekil 2.17: L=0, 1, 2 titreşim modları ile çekirdek şeklinde meydana gelen değişiklik

	$\Delta S = 0$ $\Delta T = 0$	$\Delta S = 0$ $\Delta T = 1$	$\Delta S = 1$ $\Delta T = 0$	$\Delta S = 1$ $\Delta T = 1$
$L = 0$		$\sum \tau_i$ IAS		$\sum \bar{\sigma}_i \tau_i$ GTR
2 nd order	$\sum r_i^2$ ISGMR	$\sum r_i^2 \tau_i$ IVGMR	$\sum r_i^2 \bar{\sigma}_i$ ISSMR	$\sum r_i^2 \bar{\sigma}_i \tau_i$ IVSMR
$L = 1$		$\sum r_i Y_m^1 \tau_i$ IVGDR	$\sum r_i Y_m^1 \bar{\sigma}_i$ ISSDR	$\sum r_i Y_m^1 \bar{\sigma}_i \tau_i$ IVSDR
2 nd order	$\sum r_i^3 Y_m^1$ ISGDR			
$L = 2$	$\sum r_i^2 Y_m^2$ ISGQR	$\sum r_i^2 Y_m^2 \tau_i$ IVGQR	$\sum r_i^2 Y_m^2 \bar{\sigma}_i$ ISSQR	$\sum r_i^2 Y_m^2 \bar{\sigma}_i \tau_i$ IVSQR
$L = 3$	$\sum r_i^3 Y_m^3$ ISGOR	$\sum r_i^3 Y_m^3 \tau_i$ IVGOR	$\sum r_i^3 Y_m^3 \bar{\sigma}_i$ ISSOR	$\sum r_i^3 Y_m^3 \bar{\sigma}_i \tau_i$ IVSOR

Şekil 2.18: L=0, 1, 2 ve 3 için verilen operatör formları

Harmonik osilatör kabuk modeline göre $Q(L_m)$ operatörü sadece $\Delta N \leq L$ olan bir proton bir boşluk uyarılmalarını içerir. Parite $(-)^{\Delta N}$, e bağlı olarak değiştiğinden tek L geçişleri sadece tek ΔN için izinlidir ya da tam tersi yani çift L geçişleri sadece çift ΔN için izinlidir. Örneğin, E2(elektrik kuadrupol) geçişi $0\hbar\omega$ ve $2\hbar\omega$ için E3 geçişi de $1\hbar\omega$ ve $3\hbar\omega$ için izinlidir. Bu Şekil 2.19'da gösterilmiştir.



Şekil 2.19: L=0-4 modları için nükleer uyarılma şiddet dağılımlarının uyarılma enerjisine bağlılığının gösterimi

2.9.1 Toplam Kuralı ve Dev Rezonansın Genel Özellikleri

Sınırlı sayıda proton ve nötronlarla nükleer potansiyeldeki belirli yörüngeleri dolduran bir çekirdekte uyarılma modunun kuantum sayılarına bağlı olarak her bir uyarılma modunda bulunan izinli nükleonların sayısı (serbestlik derecesi) sınırlıdır. Bu nedenle bir nükleer vibrasyonun her bir modunun geçiş genliği maksimum bir değere sahiptir. Buna karşılık, belirli bir nükleer reaksiyon kullanılarak gözlenen modun uyarılma şiddeti kesin bir limite sahiptir. Bu maksimum şiddet toplam kuralı olarak adlandırılır. Dolayısıyla gözlenen GR şiddetini bir seviye ya da tümsek benzeri yapı ile belirtilen toplam kuralının yüzdesi olarak tanımlamak uygundur. Toplam kuralını hesaplamak amacıyla genellikle bir nükleer modelin varlığını kabul etmek gerekli olduğundan toplam kuralı limiti de bu modele bağlı olabilmektedir. Bundan kaçınmak için elektrik tipi geçişler için enerji ağırlıklı toplam kuralı (**Energy-Weighted Sum Rule-EWSR**) kullanılmaktadır. Her bir geçiş şiddetinin uyarılma enerjisi ile çarpımının bütün son seviyeler üzerinden toplanmasıyla elde edilen toplam EWSR değeri S , toplam hamiltoniyen ve uyumlu operatör arasındaki ilişkinin kullanılmasıyla oluşturulan bir bağımsız modelle hesaplanabilir. Magnetik geçişlerde toplam kuralı daha çok karmaşıktır ve her bir geçişin çeşidine bağlılığı daha fazladır.

GR'yi nükleer maddenin vibrasyonu olarak tanımladığımızda bir vibrasyonel modun (özellikle elektrik tipi) temel özellikleri GR olarak adlandırılmalıdır. Bunlar şu şekilde sıralanmaktadır:

- Uyarılma modu birçok çeşit çekirdekte gözlenen genel bir özelliktir. (bazı hafif çekirdeklerde istisnai durumlar söz konusudur.)
- Gözlenen şiddetin büyük bir kısmı, bir kuantum nükleer sisteminin belirli bir vibrasyonel modu için olan toplam kuralı belirlenir.
- Şiddet oldukça küçük uyarılma enerjisi aralığında yoğunlaşmaktadır. Dolayısıyla da genişlik Γ , kütle merkezi enerjisi E_c 'den daha küçüktür.
- E_c ve Γ değerleri kütle numarası A 'ya fazla bağlı ya da daha az bağlı fonksiyonlardır. E_c , $A^{-1/3}$ ile orantılıdır ve elastik kısmın rezonans frekansı yarıçap arttıkça azalır.

Bu özelliklerin hepsi genellikle küçük L geçişleri için ($L \leq 3$) büyük A kütleli çekirdeklerdeki GR'ler için geçerlidir. IS dev rezonansları ($L=0$), IV dev dipol rezonansları ($L=1$) ve IS dev kuadropol rezonansları ($L=2$) bu özelliklere sahiptir. $L=3$ rezonanslarında, şiddet $1\hbar\omega$ ve $3\hbar\omega$ bileşenleri olarak ikiye ayrılır fakat her biri de bu özellikleri sağlamaktadır. $L \geq 4$ geçişleri için, tahmin edilen geçiş şiddeti geniş aralıktaki uyarılma enerjisi üzerinden dağılır. Örneğin, $L=4$ şiddeti dağılımları $0\hbar\omega$, $2\hbar\omega$ ve $4\hbar\omega$ geçişleri üzerinden dağılır. $0\hbar\omega$ modu ^{208}Pb ağır çekirdeğinde net bir rezonans yapı gösterir. Aynı zamanda $2\hbar\omega$ modunun varlığı da bilinmektedir. Bununla birlikte, hafif çekirdeklere $2\hbar\omega$ 'nın var olup olmaması net değildir ve var olmadığı düşünülür. Bir nükleer sistemin serbestlik derecesi yani nükleon sayıları, hafif çekirdek yüzeyinde büyük L vibrasyonlu karmaşık bir şekil oluşturmak için oldukça azdır. Hafif bir çekirdek için, nükleer kabuk etkileri ve nükleer yüzey etkileri önemli hale gelir ve her bir ayrı çekirdeğin belirli özellikleri daha belirgin hale gelir.

2.9.2 Dev Rezonansın Genişliği

GR yapısı genellikle backgroundta oturan bir geniş tümsek yapısı olarak gözlenir. Birkaç MeV'den birçok MeV'e uzanan enerji genişliği Γ belirsizlik prensibi doğrultusunda $\Delta t \Gamma = \hbar$ bir osilasyonun bozunma zamanı Δt ile ilişkilidir. Vibrasyon harmonikse hep böyle devam eder ancak bu kullanılan durum değildir. Katı bir cismin titreşimi gibi, çekirdeğin titreşimi de anharmonik etkilerden dolayı sönümlenir. Mikroskopik olarak GR, taban seviyesinde (deneydeki temel seviye) bir parçacık bir boşluk, 1p-1b uyarılmalarının kolektif süperpozisyonu olarak tanımlanır. 1p-1b uyarılmaları koherent olarak aynı fazda meydana gelirler. 1p-1b uyarılmaları diğerlerinden farklı olarak kendi osilasyon frekanslarına (uyarılma enerjileri) sahip olduklarından aynı fazdaki osilasyonlar fazla sürmezler.

1p-1b uyarılmalarının koherentliğini bozan iki çeşit mekanizma vardır. Birincisi bozunmadır. Genellikle bir GR proton ve nötron parçacık eşik enerjisi üzerindeki yüksek uyarılma enerjilerinde bulunur. Eğer parçacık bozunumu meydana gelirse, GR'nin 1p-1b yapısı bozulur ve bu nedenle de kısa bir sürede GR bozunur. Buna karşılık olarak da Γ^\dagger ile gösterilen bozunum genişliği oluşur. İkinci mekanizma da 1p-1b uyarılmasının, nükleonlar arasındaki çarpışmalarla oluşan 2p-2b uyarılmalarına enerjisini dağıtarak bozunması ve sonuçta da dengede birçok parçacık çok boşluk

uyarılması oluşturmaktadır. Bu gibi bir bozunma süreci ile oluşturulan genişlik “yayılma genişliği/spreading width” olarak adlandırılır ve Γ^\dagger ile gösterilir. Nükleonlar arasında oluşan güçlü nükleer etkileşmeden dolayı birkaç osilasyon sonrasında nükleer vibrasyon azalır. Osilasyonların sayısı kabaca E_c/Γ şeklinde olması tahmin edilir.

Parçacık yayınlanmasından sonra, çekirdek soğur ve uyarılma enerjisi parçacık ayrılma enerjisinin altında olur. γ radyasyonu (elektromagnetik etkileşmeden dolayı oluşan) çekirdeğin baskın geri uyarılma sürecidir. (γ radyasyonu yayılımından sonra β bozunumu takip edebilir.) γ radyasyonu süreci parçacık bozunumuna kıyasla oldukça yavaş olduğundan bu bozunum genişliği 1 eV mertebesinde dir. Parçacık ayrılma enerjisi civarında ya da altında bulunan bir rezonans gruplaşan kesikli seviyeler olarak gözlenir. Bazı durumlarda parçacık yayınlanması bazı seçim kuralları ile engellenmiştir. Bu da bozunum izinli olduğu durumlarda bile bozunumdan önceki ve sonraki kuantum sayılarının birbiriyle eşleşmemesinden kaynaklanmaktadır.

Yüksek uyarılma seviyelerinde bir kolektif GT seviyesinin varlığının kabul edilmesiyle orta ve ağır kütleli çekirdeklere deneysel olarak gözlenen izinli GT β bozunmalarının engellenmesi olayı çekirdek polarizasyon etkisi ile açıklanabilir. Çekirdek polarizasyonu β bozunumunun olmadığı yüksek enerji seviyesinde bulunan GT seviyesinin düşük seviyedeki bir GT seviyesi ile yıkıcı olarak çiftleşmesi ve şiddetini azaltması olarak tanımlanabilir [1].

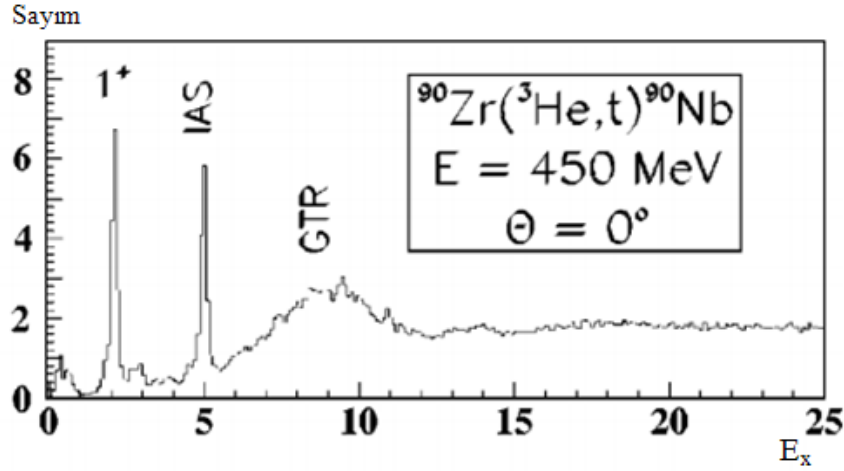
2.10 $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ REAKSİYONUNUN İNCELENMESİ

Orta enerjilerde gerçekleştirilen yük değişim reaksiyonlarının nükleer yapı çalışmalarında önem teşkil ettiği bilinmektedir. Bu amaçla birçok deneysel çalışma gerçekleştirilmiş ve çeşitli bulgular elde edilmiştir.

Bunlardan bir tanesi 0° 'de 450 MeV enerjide ^3He hızının kullanılması ile gerçekleştirilen $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{90}\text{Nb}$ reaksiyonudur. Daha önce 120 MeV enerjide Bainum ve arkadaşları tarafından gerçekleştirilen $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ reaksiyonundaki enerji rezolüsyonundaki kötülük nedeniyle ve az istatistik sebebiyle ^{90}Nb 'ın düşük enerji bölgesinde yer alan geçişleri tanımlanamamıştır. Bu sebeple yüksek enerji rezolüsyonlu

(${}^3\text{He},t$) yük değişim reaksiyonlarının kullanılması tercih edilmiş ve ${}^{90}\text{Zr}({}^3\text{He},t){}^{90}\text{Nb}$ reaksiyonu gerçekleştirilmiştir.

Deney sonucunda elde edilen Şekil 2.20'deki 0° enerji spektrumunda ${}^{90}\text{Nb}$ için tanımlanan 1^+ piki, IAS ve GTR bölgesi gösterilmiş ve 450 MeV enerjide hedefteki atomik yük değişim reaksiyonu sebebiyle oluşan ${}^3\text{He}^+$ iyonlarına ait güçlü bir pik gözlenmiştir. ${}^3\text{He}^+$ parçacıklarının açısız dağılımı gelen ${}^3\text{He}^{++}$ hüzmesi ile özdeş olduğundan, bu pik temel seviyenin bilinen Q değeri ve temel seviyeye kıyasla izobarik analog seviyelerin uyarılma enerjileri ile birlikte gelen parçacığın enerji ve açısı kalibrasyonunda kullanılmıştır. 0° spektrumunda $L=0$ yapısı baskın bir şekilde gözlenmiş az da olsa $L=1$ yapısından gelen katkılar spektrumdan çıkartılmıştır [16].

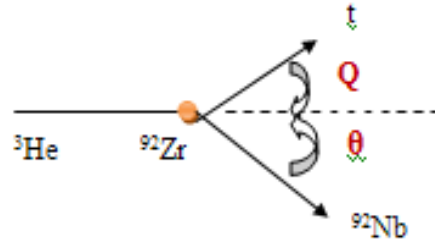


Şekil 2.20: ${}^{90}\text{Zr}({}^3\text{He},t){}^{90}\text{Nb}$ reaksiyonu 0° enerji spektrumu

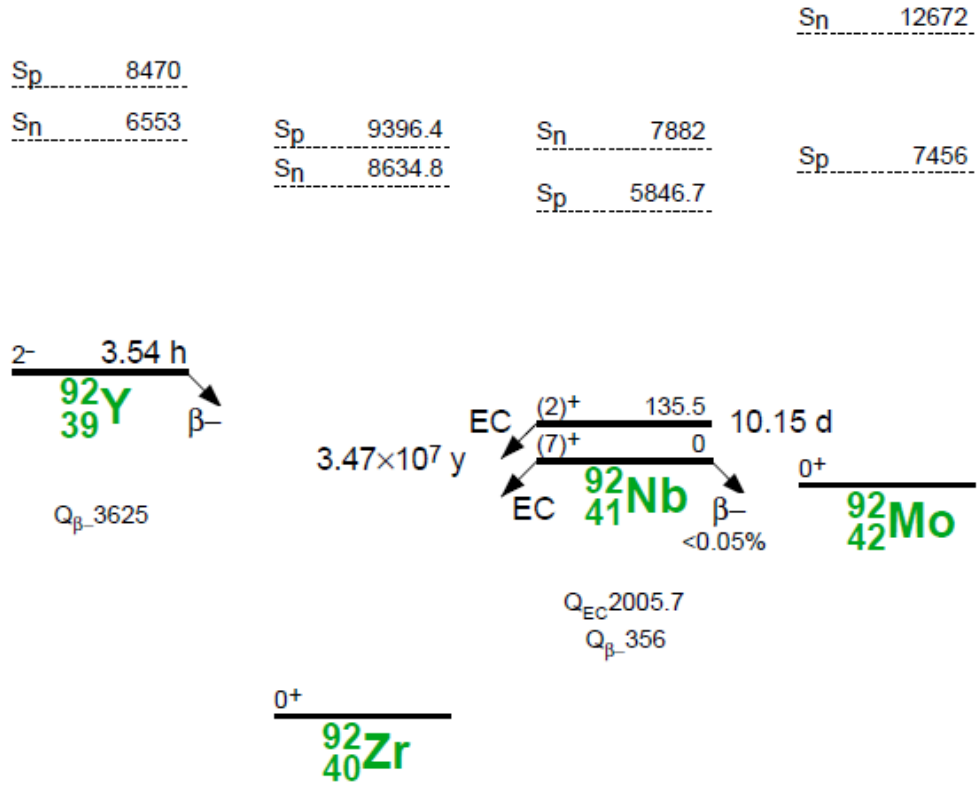
Bu tez kapsamında yapılan çalışmalar doğrultusunda da ${}^{90}\text{Zr}$ 'ın bir diğer izotopu olan ${}^{92}\text{Zr}$ küresel çekirdeği üzerinde çalışılmıştır. Bu amaçla RCNP'de 0° 'de 140 MeV/nükleon enerjide gerçekleştirilen yüksek rezolüsyonlu ${}^{92}\text{Zr}({}^3\text{He},t){}^{92}\text{Nb}$ reaksiyonu gerçekleştirilmiş ve ${}^{92}\text{Nb}$ çekirdeğinin enerji spektrumunun elde edilip uyarılmış seviyelerinin incelenmesi amaçlanmıştır. Şekil 2.21'de gelen parçacık, hedef parçacık ve reaksiyon sonucunda açığa çıkan ürün parçacığı ile uyarılmış seviyeleri incelenecek olan çekirdek şematik olarak gösterilmiştir.

${}^{92}\text{Zr}$, kütle numarası 92 ve 40 proton 52 nötrona sahip iken ${}^{92}\text{Nb}$ çekirdeği aynı kütle numarasına ve 41 proton 51 nötrona sahiptir. ${}^{92}\text{Zr}$ çekirdeğinin izospin z doğrultusundaki bileşeni değeri $T_z=6$ ve ${}^{92}\text{Nb}$ 'nin $T_z=5$ 'tir. ${}^{92}\text{Zr}$ çekirdeği çift-çift

çekirdektir ve temel seviye $J^\pi=0^+$ değerini alır, ^{92}Nb çekirdeğinin temel seviye $J^\pi=7^+$ dır. Şekil 2.22'de ^{92}Y , ^{92}Zr , ^{92}Nb , ^{92}Mo çekirdeklerinin proton ve nötron separasyon enerjileri, taban seviyeleri ve seviyelerden olan bozunumlar gösterilmektedir.



Şekil 2.21: $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyon yapısının şematik gösterimi



Şekil 2.22: ^{92}Y , ^{92}Zr , ^{92}Nb , ^{92}Mo çekirdeklerinin taban seviyeleri ve seviyelerden olan bozunumların gösterimi

Çekirdeğin Coulomb enerjisi denklem 2.34'teki gibi hesaplanmaktadır. Burada Z_1 ; çekirdeğin proton numarası, Z_2 =Proton için atom numarası, A_1 ; çekirdeğin kütle numarası, A_2 ise protonun kütle numarasını belirtmektedir.

$$E_{cou} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \quad (2.34)$$

çekirdeğin yörüngesinde dolanan parçacıkları temsile eden merkezkaç kuvvetin hesaplanması denklem 2.35'te verilmiştir. L, yörüngesel açısal momentum, R ise çekirdek yarıçapını temsil etmektedir. l=0'dan 1, 2, 3 şeklinde ilerledikçe deformelik artmakta ve daha fazla enerji vermek gerekmektedir. Yarıçap ise denklem 2.36'dan elde edilir. R₀=1,2 fm kabul edilmektedir.

$$E_{cent} = \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2mR^2} \quad (2.35)$$

$$R = r_0 \cdot A^{1/3} \quad (2.36)$$

⁹²Zr için bu değerlerin hesaplanması ile

$$\frac{40.1.1.197MeV \cdot fm}{1,2 fm \cdot 137(92^{1/3} + 1^{1/3})} = 8.69MeV \quad (2.37)$$

elde edilir.

$$E_{cou} + E_{cent} = 8,69 + 1,4 = 10.69MeV \quad (2.38)$$

10,69 MeV değerinin üzerinde bozunum izinlidir. Dolayısıyla bu enerji üzerinde gözlenen pikler genişlemeye başlar. Bu da denklem 2.39-40'ta verilen Heisenberg belirsizlik ilkesi ile açıklanmaktadır. Seviyenin yaşam ömrü ne kadar uzunsa genişliği o kadar kısa olur. τ ; seviyenin genişliğini, Δt ; seviyenin yaşam ömrünü tanımlamaktadır.

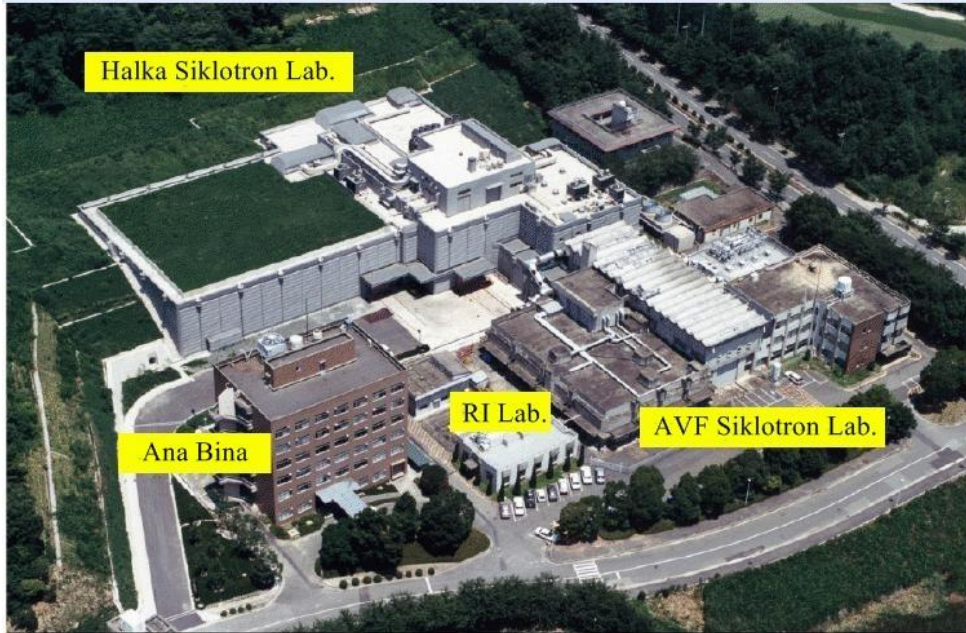
$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar \quad (2.39)$$

$$\tau \cdot \Delta t \approx \hbar \quad (2.40)$$

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. RCNP-NÜKLEER FİZİK ARAŞTIRMA MERKEZİ

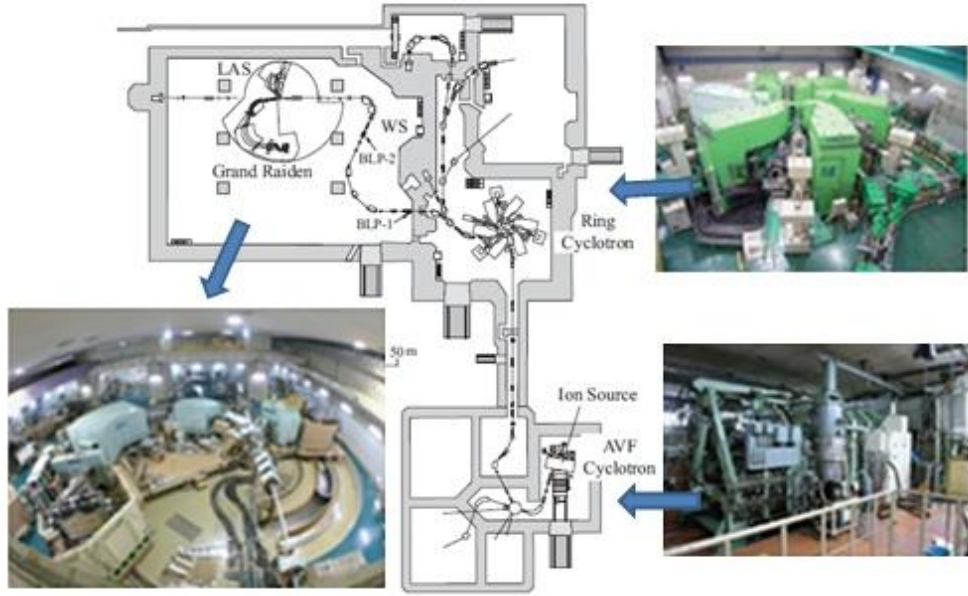
Japonya'nın Osaka şehrinde bulunan Osaka Üniversitesi'ne bağlı Nükleer Fizik Araştırma Merkezi RCNP (**R**esearch **C**enter for **N**uclear **P**hysics) 1971 yılında kurulmuştur. Kuruluş amacı, parçacık fiziği ve nükleer fizik çalışmalarına katkıda bulunmaktır. Şekil 3.1'de RCNP hızlandırıcı ünitesinin yerleşimi görülmektedir. Bu merkez sadece Japonya'daki değil tüm dünyadaki araştırmacılara ev sahipliği yapmaktadır. RCNP'de yapılan araştırmalar nükleer fizikten parçacık fiziğine; katıhal fiziğinden medikal fiziğe birçok alanda yapılan çalışmaları kapsamaktadır. Detaylı çalışmalar sonucunda elde edilen sonuçlar nükleer fizikteki temel soruları yanıtlamanın yanında evrenin ilk zamanlarındaki madde oluşumu ve nükleer sentez olaylarını anlamaya da olanak sağlar.



Şekil 3.1: RCNP yerleşiminin gösterimi

RCNP'de parçacıkların istenilen hızlara ulaşmasını sağlamak için (Ring Cyclotron) halka siklotron ve AVF (**A**zimuthally **V**arying **F**ield) adı verilen iki tip hızlandırıcı

kullanılmaktadır. Şekil 3.2’de RCNP hızlandırıcı ünitesinin şematik hali gösterilmektedir. RCNP’nin siklotron ünitesinde nükleer fizik deneyleri bu iki parçacık hızlandırıcısından çıkan hüzmeler kullanılarak gerçekleştirilmektedir. Siklotronlar, proton hüzmelerini ya da diğer parçacıkları ışık hızının % 40-70’ine varan hızlara ulaşmasını sağlamak amacıyla kaskat modda çalıştırılmaktadır [17].



Şekil 3.2: RCNP hızlandırıcı ünitesinin şematik gösterimi

3.2. İYON KAYNAKLARI

RCNP araştırma merkezinde birçok yıl boyunca yapılan çalışmalarda çeşitli iyon kaynakları kullanılmıştır. Tablo 3.1’de RCNP’de 1976 yılından günümüze kadar kullanılan iyon kaynakları ve enerjileri verilmiştir. Bu iyon kaynakları, AVF siklotron ve halka siklotron yardımıyla hızlandırılarak istenilen enerjilere ulaşılmaktadır [18].

Tablo 3.1: RCNP’de kullanılan iyon kaynakları

Parçacıklar	Enerji(MeV)
H ⁺	100, 135, 150, 200, 230, 250, 300, 305, 325, 350, 360, 392, 416

Tablo 3.1: RCNP’de kullanılan iyon kaynaklarının devamı

H^{2+}	140
D^+	140 200
$^3He^{2+}$	410, 420, 450
$^4He^{2+}$	185, 210, 300, 400
$^6Li^{3+}$	600
$^7Li^{3+}$	455
$^{11}B^{5+}$	786
$^{12}C^{6+}$	480
$^{14}N^{6+}$	910
$^{14}N^{7+}$	560, (980), 1000
$^{16}O^{8+}$	1120
$^{18}O^{8+}$	1080

3.3. AVF SİKLOTRON

1976 yılında RCNP araştırma laboratuvarlarında K=140 AVF siklotronundan elde edilen hüzme ile deneysel çalışmalara başlanmıştır ve bu siklotron birçok yıl boyunca yapılan araştırmalar için ana hızlandırıcı olarak kullanılmıştır. Şekil 3.3’te AVF siklotronunun yapısı görülmektedir.

1985 yılında öngörülen ‘RCNP Siklotron Kaskad Projesi’ ile pion oluşumu için gerekli olan eşik enerjisinin üzerindeki enerji bölgelerinde yapılan çalışmaları ilerletmek amaçlanmıştır. Bu amaçla yürütülen araştırmalarda AVF siklotronunda maliyeti azaltmak ve devam eden çalışmalara engel olunmaması açısından hiçbir değişiklik yapılmadan sadece halka siklotron için enjektör olarak kullanılmasına karar verilmiştir [19]. Tablo 3.2’de AVF siklotronun özellikleri yer almaktadır.

Tablo 3.2: AVF siklotronun özellikleri

Magnet		Hızlandırıcı Sistemi	
Maksimum alan	1.6 T	Mıknatıs	Tek 180° tipi
Trim bobinleri	16 set	Mıknatıs	Yavaş

Tablo 3.2: AVF siklotronun özelliklerinin devamı

Bobinler	5 set	Frekans	6-18 MHz
Ağırlık	400 ton	Hızlandırıcı voltaj	60 kV
		Enjeksiyon sistemi	Spiral inflektör
		Ekstraksiyon sistemi	Elektrostatik deflektör

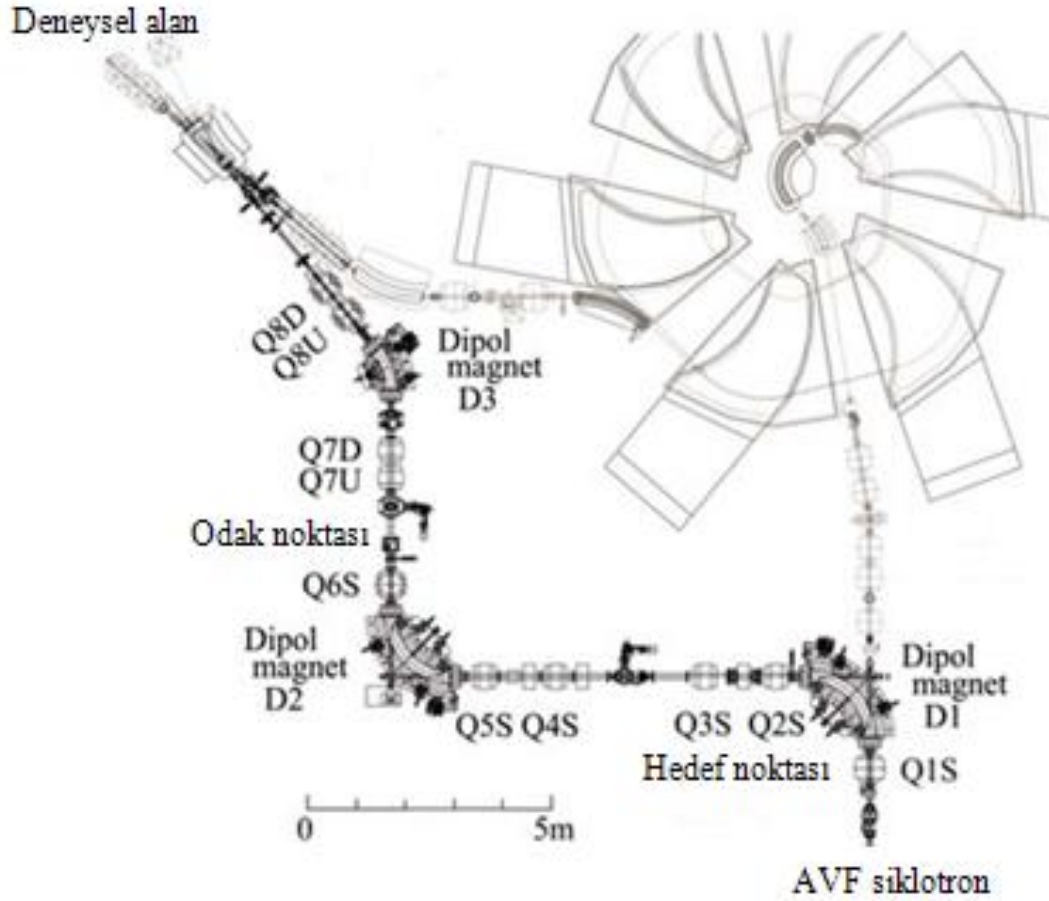


Şekil 3.3: AVF siklotron yapısı

Halka siklotrondan sonra hüzme hattında herhangi bir slit veya kolimatör bulunmadığından hedeflerdeki hüzme kalitesi öncelikle AVF siklotronundan enjekte edilen hüzme karakteristikleri ile elde edilmektedir [20]. Bu nedenle 2004 yılında, taşınan hüzmenin kalitesini daha iyi hale getirmek için hüzme hattı yenilenmiş ve AVF hızlandırıcısında “flat-top” hızlandırma tekniği uygulanmıştır. Şekil 3.4’te yenilenmiş hüzme hattı ile AVF’den sonra halka hızlandırıcıya iletilen hüzmenin kalitesini incelemek amacıyla izlenen yol gösterilmektedir.

Burada kaynak noktasından odak noktasına uzanan hat, halka siklotrona enjekte edilen hüzmenin kalitesini kontrol etmek amacıyla oluşturulmuştur. Bu sayede AVF siklotronundan çıkan hüzme karakteristiklerinin, halka hızlandırıcı kabul alanı ile daha verimli bir şekilde eşleşmesi sağlanmaktadır. Bu sistem 300 MeV protonlar için 85

keV'den daha düşük momentum yayılımına sahip ve 150 ps'den daha düşük zaman rezolüsyonlu yüksek kalitede hüzme elde etmek amacıyla kullanılan bir methoddur [21]. Aynı zamanda da bu methodla nükleer fizikte ve temel fizikte 10-400 MeV protonlarla ve 1-100 MeV/u ağır yüklü iyonlarla çalışılmasına olanak sağlamıştır [22].



Şekil 3.4: Hüzme kalitesini incelemek için kurulan hüzme hattı düzeneği

3.4. HALKA SİKLOTRON

RCNP'de kullanılan halka siklotronunun yapımına 1987 yılında başlanmıştır. RCNP siklotron ünitesi sistemi, yapılan deneylerde yüksek kalitede hüzme elde etmek amacıyla oluşturulmuştur. Temel fizik, nükleer fizik ve uygulamaları alanlarında gerçekleştirilen araştırmalarda şiddeti ayarlanabilir hüzmeler elde edilmesine olanak sağlamaktadır [23]. Bu şekilde RCNP'de bulunan halka siklotron K=400 (maksimum 400 MeV'lik proton hüzme enerjisi) farklı enerjilerdeki yüklü parçacıkları hızlandırmak için ve AVF siklotronundan sonra parçacığın sahip olduğu enerjiyi dört katına çıkarma

amacıyla tasarlanmıştır [24]. Özellikle bu siklotron pion oluşumu için gerekli olan eşik enerjisi üzerindeki enerjilere protonları hızlandırabilmektedir [19].

Siklotronun K(kinematik faktör) sayısı,

$$E_{accl} = KQ / A \quad (3.1)$$

denklemleri ile elde edilir. Burada E_{accl} hızlandırma enerjisi, Q iyonun iyonik yükü, A iyonun kütesidir. Denklemlerde yer alan K=400 olarak alınır ve sadece ağır yüklü parçacıklar için değil aynı zamanda protonlar için de etkilidir [25].

Siklotrondan çıkan hızın enerjisi değişkendir ve siklotron AVF siklotrondan enjekte edilen protondan Argon'a kadar birçok parçacığı hızlandırabilmektedir. Tablo 3.3 halka hızlandırıcı tarafından hızlandırılan iyonları ve enerjilerini göstermektedir [23].

Tablo 3.3: Halka Siklotronunda hızlandırılan parçacıklar ve enerjileri

Hüzme	Enerji (MeV)
Proton	100 – 400
(Unpol. & Pol.)	100 -- 400
Döteron	200
(Unpol. & Pol.)	200
^3He	450
^4He	400
$^6\text{Li}^{3+}$	360
$^6\text{Li}^{3+}$	1200
$^{14}\text{N}^{7+}$	980
$^{18}\text{O}^{8+}$	1080

Halka siklotronunda 100 MeV/A'nın üzerindeki gelen enerjilerde kuantum saçılma teorisinin bilinen geçiş matrisi olan t matrisleri önemli rol oynamaktadır. Bu matrisler sistemin temel vektör fonksiyonları ile gelen parçacık ve saçılan alan katsayılarını birbirine bağlamaktadır. Ayrıca bu matrisin izovektör kısmındaki enerji bağımlılığı nedeniyle ($^3\text{He}, t$) yük-değişim reaksiyonları çekirdeklerdeki spin-izospin uyarılmalarını baskın olarak uyarır. Bu nedenle de Halka Siklotron Ünitesi spin ve izospin serbestlik

derecesini vurgulayan nükleer spektroskopik çalışmalar amacıyla tek bir ünedir [26]. Tablo 3.4'te halka siklotronun özellikleri yer almaktadır. Bu ünite kullanılarak ilk hüzme 1991 yılında elde edilmiş ve halka siklotronun kullanımıyla deneysel çalışmalara 1992 yılında başlanmıştır [21].

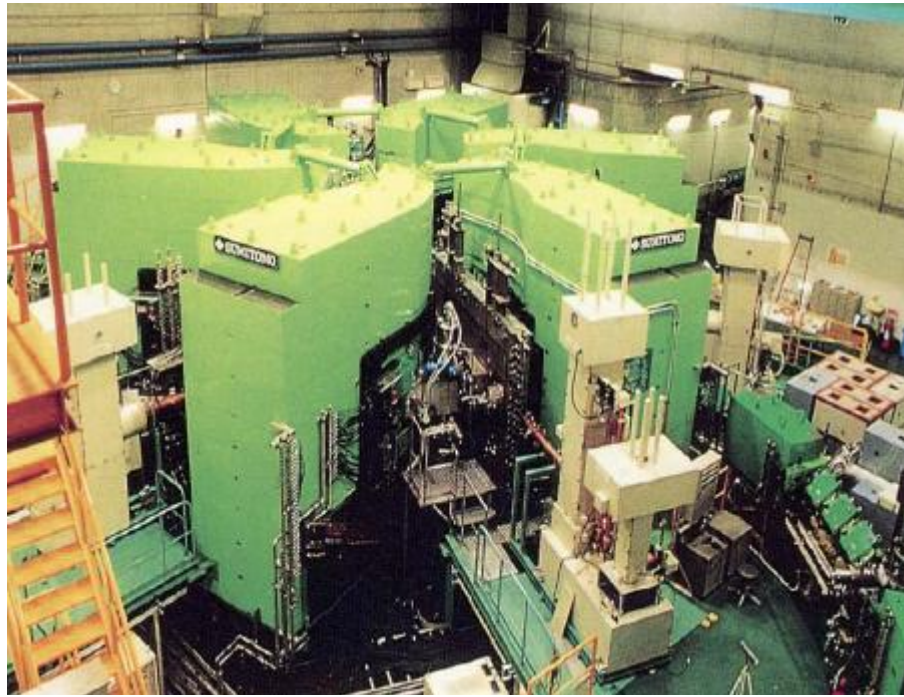
Tablo 3.4: Halka siklotronun özellikleri

Halka Siklotron			
Magnet		Hızlandırıcı Sistemi	
Magnetler	6 set	Tek boşluk tipi	3 set
Maks. Manyetik Alan	1.75 T	Frekans	30-52 MHz
Trim bobinleri	36 set	Hızlandırıcı voltaj	500 kV
Enjeksiyon yarıçapı	2 m	RF gücü	250kW/kavite
Ekstraksiyon yarıçapı	4 m		
Ağırlık	2300 ton		

RCNP Nükleer Fizik Araştırma Merkezinde her biri 350 ton ağırlığında bulunan 36 bobin çifti ile maksimum manyetik alanı 1.75 T olan 6 spiral magnet ve 3 RF kaviteli 6 segmente sahip halka hızlandırıcı kullanılmaktadır. Şekil 3.5'te RCNP'de kullanılan halka siklotron görülmektedir [11]. Siklotrondaki 6 magnet yapısı, 400 MeV'lik protonları hızlandırmak için istenen ek bir odaklama kuvveti oluşmasına izin verir. 400 MeV'de 30 keV'lik yüksek enerji rezolüsyonlu protonları hızlandırabilmektedir [27]. Magnet sisteminin enjeksiyon yarıçapı 2 m ve çıkış yarıçapı 4 m'dir. Enjeksiyon ve çıkış, manyetik kanallar ve elektrostatik saptırıcılarla gerçekleştirilmektedir. Uygulanabilen 550 kV'lik maksimum voltaj altında rf voltajı 30 ile 52 MHz arasında değişen değerler almaktadır.

Halka siklotron birçok çeşitte parçacık ve farklı enerjiler için kullanılabilirdiğinden siklotron frekansı geniş bir aralıkta değer almaktadır. Bu gibi bir durumda siklotron performansı kaviteelerde, rf güç amplifikatörlerinde ve düşük seviyeli elektroniklerde bozulmalara neden olan parazit rezonansından etkilenmektedir. Bu performans bozukluğu AVF siklotronunun zamanla değişen manyetik alan şiddetinden gelmektedir. Bu performans halka siklotrondan yüksek kalitede hüzme elde edilmesiyle direk bağlantılı olduğundan oldukça önemlidir. Yüksek kalitede enerji yayılımı az olan hüzme elde etmek için enjekte edilen hüzmelerin boylamsal ve enine emittanslarının siklotronun enjeksiyon noktasındaki kabul alanıyla uyumlu olması gerekmektedir. Bu gibi

durumlara karşı RCNP’de halka siklotronunda oluşabilecek bu gibi hasarları onarma teknikleri geliştirilmiştir. Bu amaçla siklotronun enjeksiyon noktası ile iyon kaynağı arasına slitler yerleştirilmektedir. Hüzmenin şeklini sınırlamak amacıyla aksel enjeksiyon sistemine bir rf demetleyici, AVF siklotronun merkezine bir slit, çıkışına yatay bir slit, hüzmenin pozisyonunu kontrol etmek amacıyla Al folyo yerleştirilmiştir [11]. Bu slitler kullanılarak yapılan yaklaşık olarak 10^{-2} ’lik hüzme şiddeti azalması, polarize hüzme ve ağır iyon hüzmesi için oldukça önemlidir. Sonuçta kararlı bir performans elde edilmiştir [19].

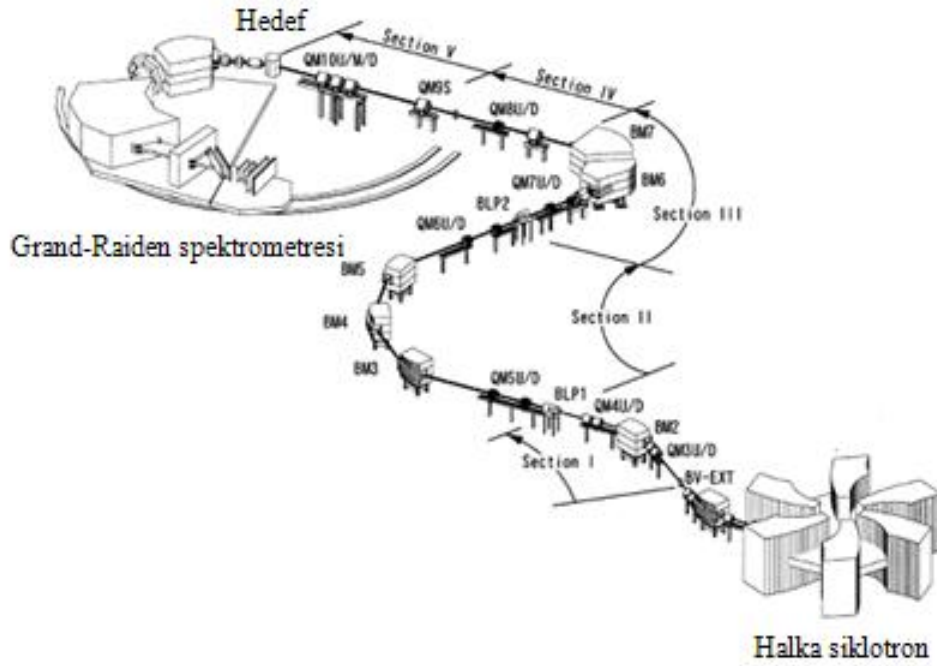


Şekil 3.5: RCNP’de bulunan halka siklotron

3.5. HÜZMENİN TAŞINIMI

RCNP araştırma merkezinde, AVF ve halka siklotronunda istenilen hıza getirilen parçacıklar daha sonra hedef pozisyonuna iletilmek amacıyla WS hüzme hattına gönderilmektedir. Bu hat enerji yayılımını en aza indirmek amacıyla S şeklinde dizayn edilmiştir. WS hüzme hattı aynı zamanda yüksek rezolüsyonlu Grand Raiden spektrometresi kullanılarak hem yatay ve açısız dispersiyon hem de odak eşleştirme teknikleri uygulanabilecek şekilde tasarlanmıştır. Bu hüzme hattı Şekil 3.6’da 5 kısma ayrılmış bir şekilde gösterilmektedir. Bu hat üzerinde BMn olarak belirtilen toplam

270°'lik eğilme açılı 5 dipol ve QMnU/M/D/S olarak belirtilen 16 kuadrupol magnet bulunmaktadır. Hüzme, her bir bölümün sonunda yatay ve dikey düzlemlerde odaklanmaktadır. Hüzme hattı polarimetrelere (**B**eam **L**ine **P**olarimeter-BPL) BLP1 ve BLP2 hüzmenin bütün polarizasyon bileşenlerini ölçmek amacıyla hüzme hattının çift-odaklama kısımlarına yani ilk ve ikinci bölümlerin sonunda yerleştirilmiştir. Polarimetrelere hüzme polarizasyonunun yatay bileşenlerinin elde edilmesine olanak sağlamak ve 115°'lik eğilme açısı ile birbirinden ayrılmaktadır.



Şekil 3.6: Halka siklotron çıkışından (BV-EXT) Grand Raiden spektrometresinin hedef pozisyonuna olan hüzme hattının şematik gösterimi

Birinci kısımda hüzme, halka siklotronun çıkış noktasından (BV-EXT) 40° eğilmiştir ve hüzme ilk çift odaklama noktası olan birinci hüzme hattı polarimetresine (BLP1) iletilir. Bu kısım bir tane 70 mm'lik boşluğa sahip B40C magnet (BM2) ve dört tane küçük kuadrupol magnet (QM3U/D ve QM4U/D) içerir. Bu kuadrupol magnetler çift olarak gruplanmıştır. QM3U ve QM4D magnetleri içeren birinci grup dikey odaklama diğer QM3D ve QM4U magnetlerini içeren ikinci grup ise yatay odaklama amacıyla kullanılmaktadır.

İkinci kısımda hüzme, üçüncü kısımda bulunan D1 ve D2 dipol magnetlerinin eğilme açılarıyla uyum sağlanması açısından saat yönünde 115° eğilir ve ikinci çift odaklama noktası olan hüzme hattı polarimetresinde (BLP2) odaklanır. Bu kısım iki tane B40C

magneti (BM3 ve BM5), bir tane 60 mm açıklığa sahip olan B30C (BM4) magnet ve dört tane orta açıklıkta kuadrupol magnet (QM5U/D ve QM6U/D) içerir.

Üçüncü kısım BLP2 ile başlar ve BM7'nin çıkışındaki üçüncü çift odaklama noktasına kadar devam eder. Hüzme üçüncü kısımda saat yönünün tersine olacak şekilde 115° eğilir. Bu kısım iki dipol magnet D1 ve D2 (BM6 ve BM7), bir tane (orta açıklığa sahip) kuadrupol magnet (QM7U) ve bir tane (geniş açıklığa sahip) olan kuadrupol magnet (QM7D) içerir. Ancak QM7U magnet sadece akromatik modda kullanılır. QM7D dikey odaklama elemanı olarak davranırken BM6 ise yatay odaklamayı sağlar.

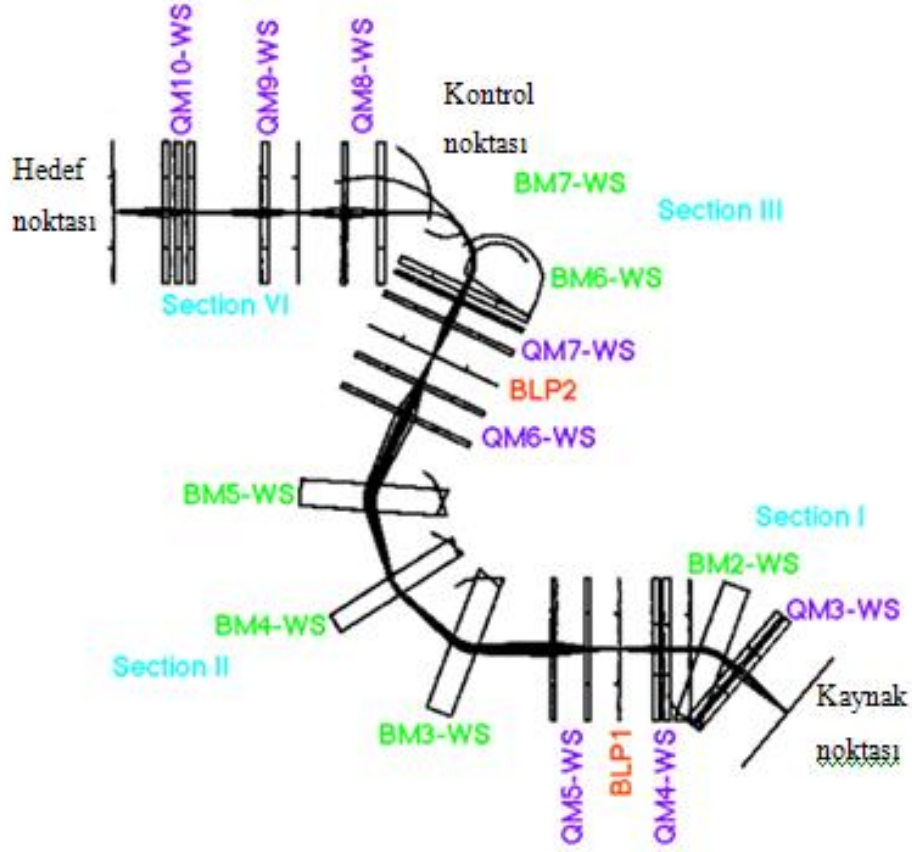
Dördüncü kısım hüzme üçüncü kısmın sonundan dördüncü çift odaklama noktasına iletir. Bu kısım bir geniş açıklığa sahip kuadrupol magnet (QM8U) ve bir orta açıklıkta kuadrupol magnet (QM8D) içerir. QM8U magnet yatay odaklamayı sağlarken QM8D magnet dikey odaklamayı sağlar. Bu kısmın ana fonksiyonu Grand Raiden için gereken eşleştirme için kısım bir, iki, üç ile gerçekleştirilen dispersiyonu arttırmaktır. Kuadrupol QM9S dördüncü çift odak noktasına yerleştirilmiştir. Bu noktada hüzme hem yatay hem dikey olarak odaklanmaktadır. Yatay hüzme büyüklüğü, 47.3 m'lik geniş bir dispersiyonla ve momentum yayılımından etkilenir. Bu nedenle bu kuadrupol magnetin dispersiyon gibi iyon-optiksel özellikleri neredeyse değişmez kalırken hüzmenin yatay açısı ve momentumu arasındaki uyumu değiştirebilmektedir. Dördüncü ve beşinci kısımlar hedef noktasına düz bir şekilde oluşturulmuştur.

Beşinci kısımda hüzme QM9S'den beşinci ve aynı zamanda hedefin yerleştirildiği son çift odaklama noktasına kadar iletilir. Bu kısım, geniş açıklığa sahip olan üçlü simetrik kuadrupol magnet takımı içerir. QM10U ve QM10D magnetleri yatay odaklama elemanları olarak kullanılırken QM10M dikey odaklamayı sağlar. Bu kısmın ana fonksiyonu ise odaklama koşullarında istendiği şekilde hüzme hedefe yönünde odaklamaktır [28].

3.5.1. Akromatik Modda Hüzme Taşınımı

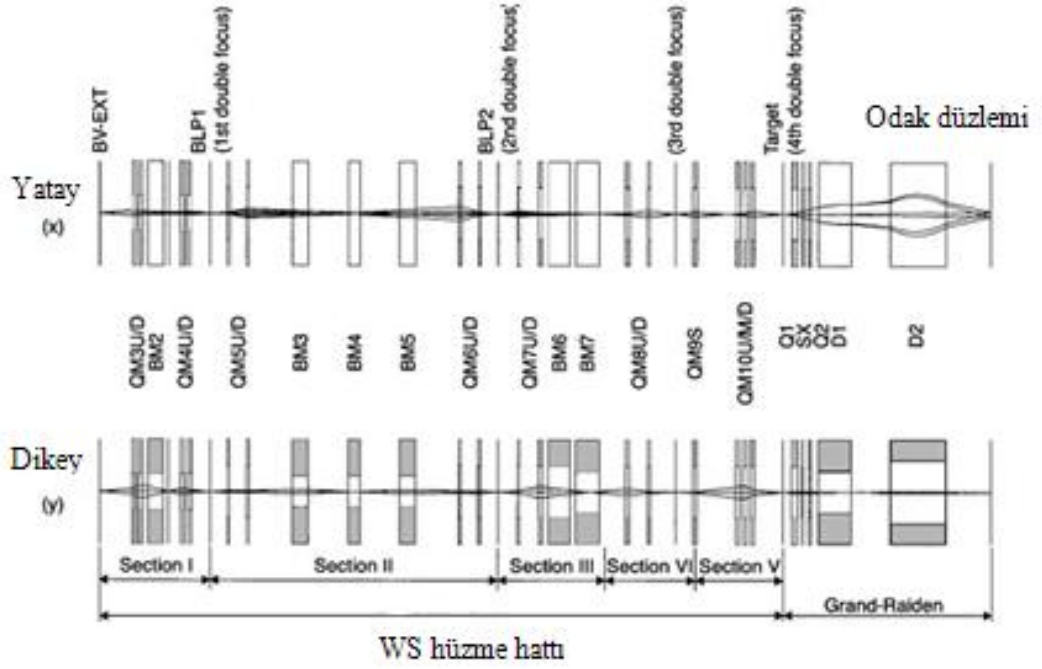
Akromatik modda hüzme taşınımı, hüzmenin enerji yayılımını ölçmek amacıyla kullanılmaktadır [11]. Şekil 3.7'de akromatik mod ile hüzmenin hedef noktasına taşınımı Şekil 3.8'de ise akromatik mod ile hüzmenin odak düzlemine taşınımının

şematik hali gösterilmiştir. Akromatik hüzme taşınımında siklotrondan hızlandırılmış olarak gelen hüzmenin enerji yayılımı yaklaşık olarak 100 keV kadardır [2]. Bu nedenle daha iyi enerji rezolüsyonlu ve daha küçük enerji yayımlı hüzmeyle ölçümler yapılması amacıyla akromatik moddan sonra dispersiv moda geçilmektedir.



Şekil 3.7: WS hüzme hattında akromatik mod ile hüzmenin hedef noktasına taşınımının gösterimi

Akromatik taşınım modu, WS hüzme hattına hüzme hattı polarimetresi 1 (BLP1) ve BM4 bükücü magnetin çıkışına slit sistemi yerleştirilmesiyle gerçekleştirilmektedir. Bu slitler hüzmenin halo bileşenlerini elimine etmek amacıyla kullanılmaktadır [29]. Hüzme taşınımı esnasında ‘halo-free’ olarak tanımlanan hüzme elde edilmesi oldukça önemlidir. Çünkü halolu hüzme, detektör sisteminde algılanan yüksek backgrounda sebep olmaktadır. Burada halo-free tanımlaması, hüzme enerji yayılımı çok küçük olan anlamına gelmektedir. Sonuçta elde edilen hüzme ile spektrometrede backgroundsuz temiz spektrum elde edilmektedir [30].



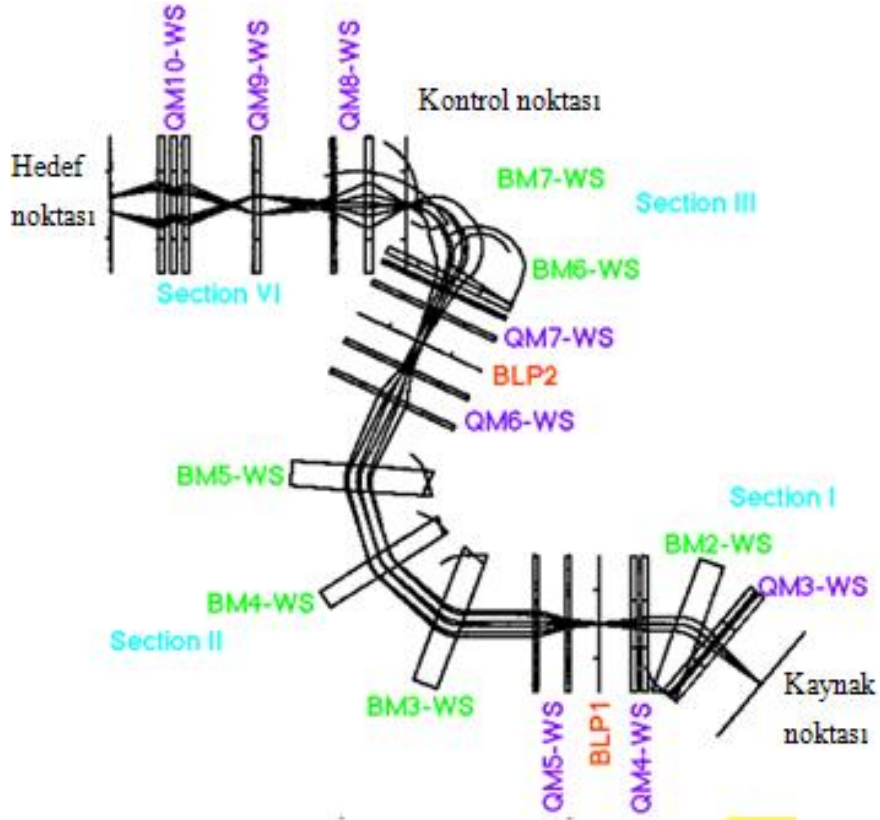
Şekil 3.8: Halka siklotronundan çıkan hüzmenin akromatik modda hüzme taşınımı kullanılarak odak düzlemi detektörlerine iletilmesi

3.5.2. Dispersiv Modda Hüzme Taşınımı

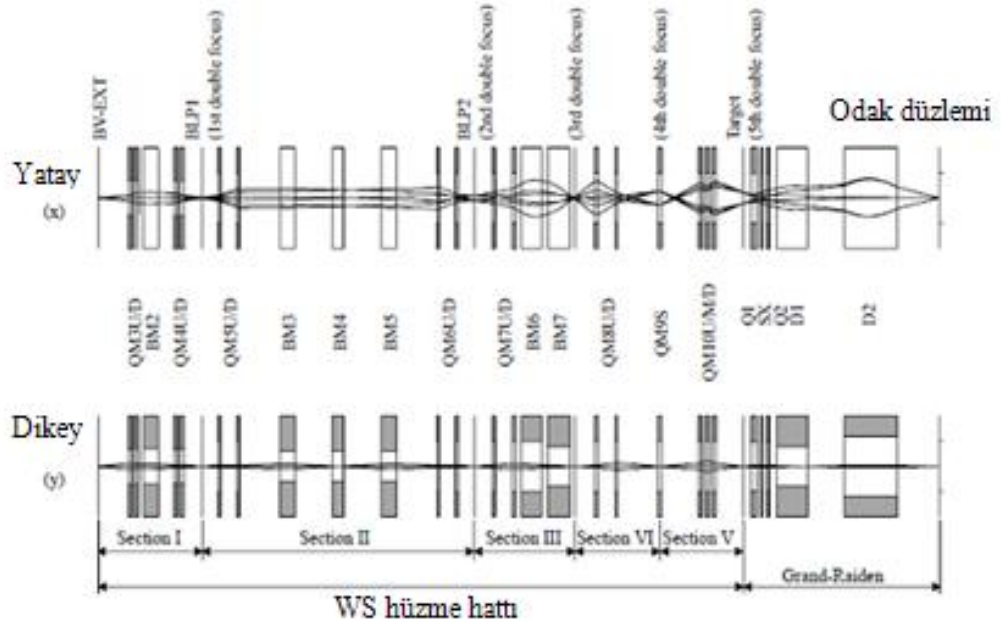
Dispersiv modda hüzme taşınımı, yüksek enerji rezolüsyonlu fizik verisi elde etmek amacıyla kullanılmaktadır [11]. RCNP’de bu taşınım modunun kullanılmasıyla yaklaşık 20 keV’lik enerji rezolüsyonu elde edilmektedir. Şekil 3.9’da dispersiv mod ile hüzmenin hedef noktasına taşınımının ve Şekil 3.10’da ise dispersiv mod ile hüzmenin odak düzlemine taşınımının şematik hali gösterilmiştir. Dispersiv modda bile hüzmenin kendi enerji rezolüsyonu oldukça önemlidir. Hedef noktasında hüzmenin yatay büyüklüğü, hüzmenin momentum yayılımı ile orantılıdır [31]. Dispersiv mod kullanımı ile küçük bir enerji yayılımına sahip yüksek kalitede hüzme gözlenmektedir [28].

Dispersiv taşınım modu, WS hüzme hattında hüzme hattı polarimetresi 2 (BLP2) çıkışına slit sistemi yerleştirilmesiyle gerçekleştirilmektedir. Bu modda, hüzmenin hedefteki momentum yayılımı bu slit sistemi yardımıyla azaltılmaktadır [29].

Şekil 3.9’da dispersiv mod için nesnel noktadan (BV-EXT) hedef pozisyonuna olan hüzme zarflarını gösterir. Dispersiv modda WS hüzme hattının yatay dispersiyonu $b_{16} = 37.1$ m açılal dispersiyonu ise $b_{26} = -20.0$ rad’dır. Dispersive mod için hüzme hattı magnifikasyonu $(M_x, M_y) = (-0.98, 0.89)$ ’dur [28].

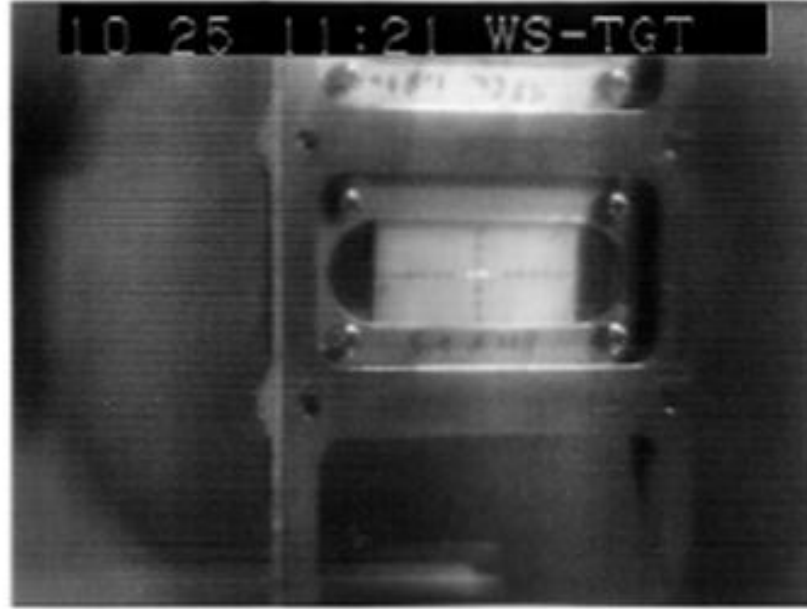


Şekil 3.9: WS hüzme hattında dispersiv mod ile hüzmenin hedef noktasına taşınımının gösterimi



Şekil 3.10: Halka siklotrondan çıkan hüzmenin dispersiv moda hüzme taşınımı kullanılarak odak düzlemi detektörlerine iletilmesi

Şekil 3.11’de dispersiv taşınım modu ile hüzmenin iletilmesi sonucunda hedefte enerji yayılımı küçük olan bir nokta görülmektedir. Bu yaklaşık 3 mm’lik bir enerji yayılımına denk gelmektedir. Elde edilen enerji rezolüsyonu ise 12 keV’dir [30].



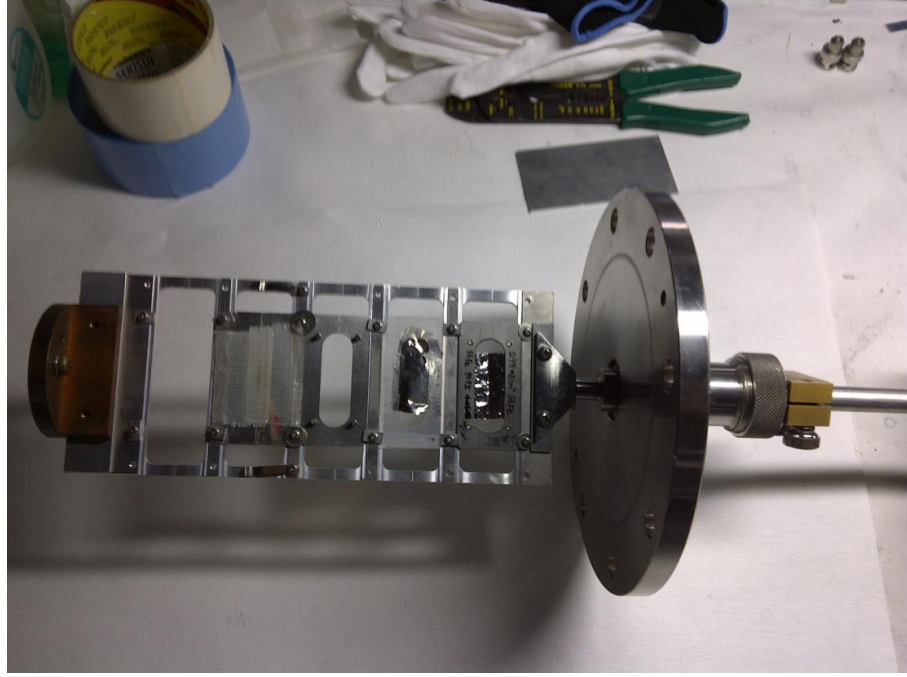
Şekil 3.11: Dispersiv taşınım modundaki hüzmenin hedefteki enerji yayılımının şekli

3.6. HEDEF

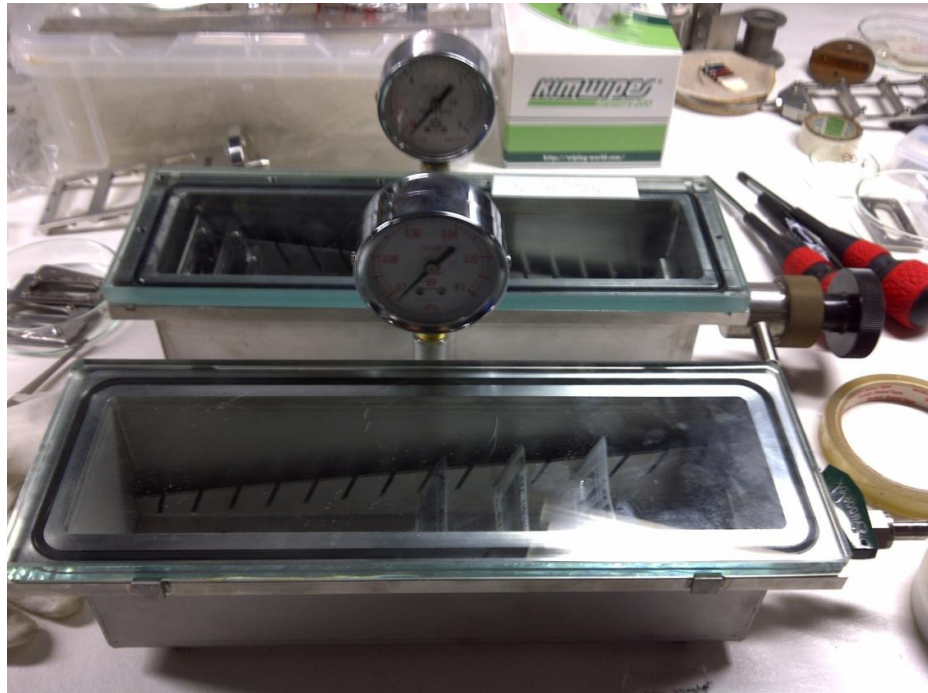
RCNP araştırma merkezinde incelenecek olan hedefler hedef tutucu (target ladder) adı verilen Al’dan yapılmış tutucu içerisine monte edilmektedir. Bu tutucuda 5 kısım bulunmaktadır. Şekil 3.12’de hedef tutucu yapısı görülmektedir.

RCNP’de genellikle deneylerde belli amaçlar için kullanılan hedefler bulunmaktadır. Bunlar ZnS, ^{197}Au , Mylar, CH_2 , $^{\text{Nat}}\text{Mg}$ ’dur. Hedef tutucuya yerleştirilen ZnS hüzme gösterici (beam viewer) olarak yani gelen hüzmenin odaklanmış bir şekilde gelip gelmediğinin kontrolü için, ^{197}Au ve CH_2 açılı kalibrasyonu için, enerji kalibrasyonu için ise H,O,C’den oluşan Mylar ve $^{\text{Nat}}\text{Mg}$ kullanılmaktadır. Aynı zamanda backgrounddan gelen katkıyı anlamak amacıyla da boş hedef kullanılmaktadır. Kullanılan bu hedefler oksidasyona uğramaması amacıyla Şekil 3.13’teki gibi vakum altında bir kutuda tutulmaktadır.

Reaksiyonun gerçekleştiği ortam olarak tanımlanan saçılma çemberi içerisine yerleştirilen hedef tutucu hüzme hattındaki hedeflerden birinin ya da hüzme gostericisinin pozisyonunu yatay doğrultuda değiştirilebilir niteliktedir. Şekil 3.14'te ise saçılma çemberi görülmektedir.



Şekil 3.12: Hedef tutucu yapısının gösterimi



Şekil 3.13: Hedeflerin vakum altında tutulduğu kapların gösterimi



Şekil 3.14: RCNP Saçılma çemberi görünümü

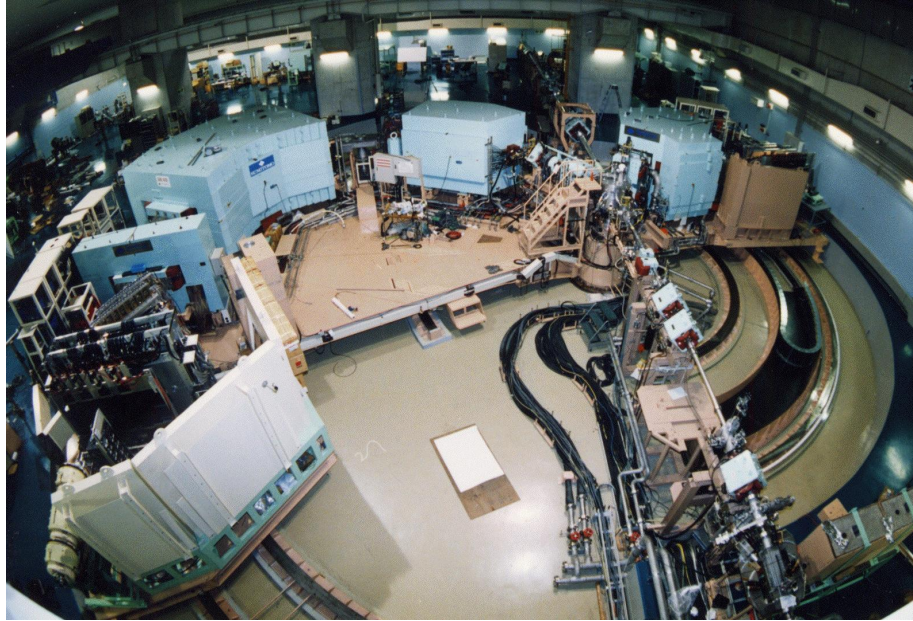
Yeni oluşturulan kontrol sistemi ile WS hüzme hattındaki slit ve monitör sistemleri ve saçılma çemberinde bulunan hareket edebilen cihazlar çalıştırılmaktadır. Bununla birlikte hedef tutucu aynı zamanda Grand Raiden ya da LAS spektrometresi kullanılarak uygulanan eşleştirme teknikleri şartlarını sağlamak amacıyla kendi yatay eksenini etrafında da dönmektedir [29].

3.7. SPEKTROMETRELER

Nükleer reaksiyonlarda magnetik spektrometrelerin kullanılması reaksiyon ve nükleer yapı çalışmalarına yeni bir boyut kazandırmıştır. Bunun sebebi ise spektrometrelerin sahip olduğu yüksek rezolüsyondur. Hüzmenin momentumu(enerjisi) arttıkça momentum(enerji) yayılımı da artmaktadır. Bu nedenle yüksek enerjilerde hüzmedeki büyük momentum yayılımı, magnetik spektrometrelerle ölçülen momentum spektrumlarının rezolüsyonunu sınırlandırmaktadır. Yüksek rezolüsyonlu

spektrometrelere yüksek verim alabilmek (odak düzlemi detektörlerinde ölçümlerden elde edilen spektrumların iyi kalitede olması gibi) ve Δp -momentum farkından dolayı rezolüsyon bozulmasına gelen katkıyı dengelemek amacıyla hedef ile spektrometre arasındaki hüzmeye eşleştirilmenin oldukça iyi bir şekilde yapılması gerekmektedir [32].

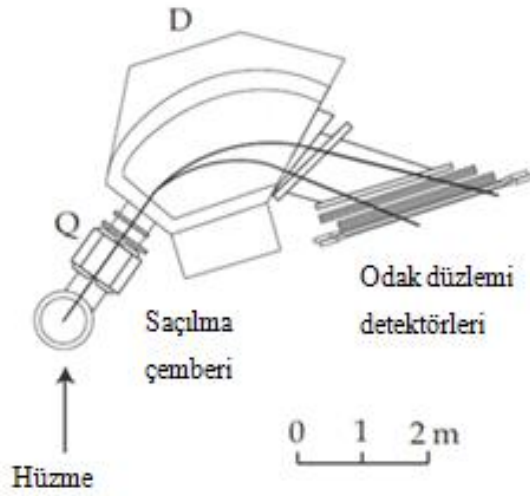
RCNP araştırma merkezinde ‘GR-Grand Raiden spectrometer’ ve ‘LAS-Large Acceptance Spectrometer’ adı verilen yüksek rezolüsyonlu iki tip spektrometre kullanılmaktadır. Şekil 3.15’te RCNP GR spektrometresinin şematik gösterimi verilmiştir.



Şekil 3.15: RCNP GR spektrometresinin gösterimi

3.8. LAS SPEKTROMETRESİ

LAS spektrometresi büyük açı ve momentum kabulünü sağlayan bir QD tipi spektrometredir. Şekil 3.16’da LAS spektrometresinin şematik gösterimi verilmiştir. Grand-Raiden spektrometresi 0° açıyla yerleştirildiğinde LAS için elde edilebilen en ileri açı 59.6° ’dir. Tablo 3.5’te LAS spektrometresinin özellikleri listelenmiştir. LAS spektrometresi temel olarak quasi-free olarak saçılan protonları detekte etmekte ve ayrıca dikey doğrultuda hüzmeye görüntüleyici olarak kullanılmaktadır. Ayrıca GR ile ölçülen protonların yatay saçılma açılarının kalibrasyonunda bu spektrometreden yararlanılmasıdır [30].



Şekil 3.16: LAS spektrometresinin şematik gösterimi

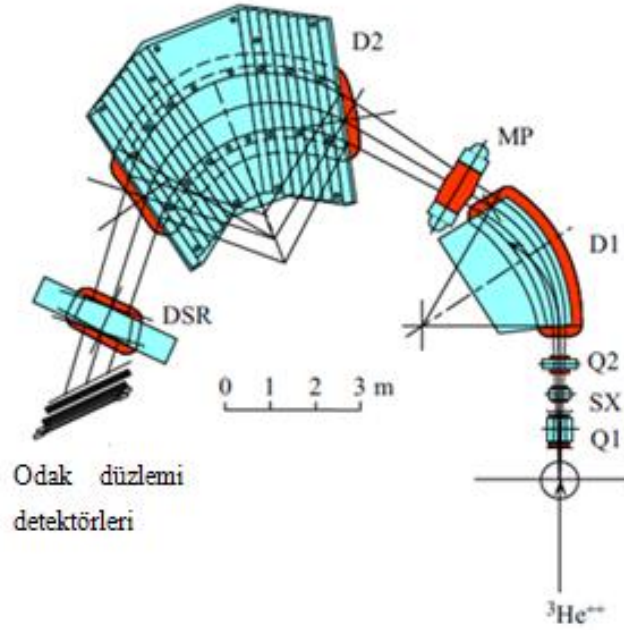
Tablo 3.5: LAS spektrometresinin özellikleri

Large Acceptance (LAS) Spektrometresi	
Konfigürasyon	QD
Ortalama yörünge yarıçapı	1.75m
Toplam çevrilme açısı	70°
Odak çizgisinin eğrilme açısı	57°
Maksimum manyetik geçirgenlik	3.2 T.m
Düşey magnifikasyon	-7.3
Yatay magnifikasyon	-0.4
Momentum aralığı	30%
Momentum rezolüsyonu	4980
Yatay açı kabulu	±60 mr
Düşey açı kabulu	±100 mr

3.9. GRAND-RAIDEN SPEKTROMETRESİ

RCNP Araştırma Merkezinde bulunan Grand-Raiden spektrometresi 1976 yılında inşa edilmiştir. Bu spektrometre, 3 dipol magnet (D1,D2 ve DSR), 2 kuadrupol magnet (Q1,Q2), bir sextupol (SX) ve bir de çok kutuplu magnet (MP)'den oluşmaktadır. GR spektrometresinin şematik hali Şekil 3.17'de gösterilmektedir. Bu spektrometre 1 mm'lik monokromatik hüzme spot büyüklüğü için $p=37000$ yüksek momentum

rezolüsyonuna ve 5.4 Tm'lik manyetik geçirgenliğe sahip olması ile karakterize edilmektedir [26]. Tablo 3.6'da GR spektrometresinin özellikleri listelenmiştir.



Şekil 3.17: Grand-Raiden spektrometresinin şematik gösterimi

Tablo 3.6: GR spektrometresinin özellikleri

Grand Raiden(GR) Spektrometresi	
Konfigürasyon	QSQDMDD
Ortalama yörünge yarıçapı	3m
Toplam çevrilme açısı	162°
Odak düzleminin eğme açısı	45°
Maksimum manyetik geçirgenlik	5.4 T.m
Düşey magnifikasyon	5.98
Yatay magnifikasyon	-0.417
Momentum aralığı	5%
Momentum rezolüsyonu	37076
Yatay açı kabulü	±60 mr
Düşey açı kabulü	±100 mr

GR spektrometresinin iç(intrinsic) rezolüsyonu;

$$p / \Delta p = \frac{D_x}{M_x \cdot \Delta x_0} = 37000$$

(3.2)

ile elde edilmektedir. $\Delta x_0=1$ mm için momentum çözme gücü $\Delta p/p=37000$ değerini almaktadır.

Δx_0 ; Hedefteki monokromatik hüzme büyüklüğü, M_x ; Spektrometrenin magnifikasyonu, D ; Spektrometrenin dispersiyonu olarak adlandırılmaktadır.

Farklı reaksiyonlar sonucunda Grand-Raiden spektrometresine gelen yüklü parçacıklar spektrometrede farklı ortalama yarıçapa (ρ) sahiptirler. B magnetik alanında bir parçacığın Lorentz kuvveti ve merkezci kuvveti birbirine eşittir. Bu ilişkiden yararlanılarak,

$$m \frac{v^2}{\rho} = qvB \rightarrow B\rho = \frac{mv}{q} \quad (3.3)$$

eşitliği elde edilir. Burada m kütleyi; q atomik yükü; v parçacığın hızını temsil etmektedir. Denklemden elde edilen $B\rho$ değeri iyonun magnetten geçerken saptırılmaya karşı gösterdiği direnci belirtmektedir ve buradan aynı mv/q değerine sahip olan parçacıkların aynı ρ değerine sahip oldukları anlaşılmaktadır [2].

Bu özellikler ile Grand-Raiden spektrometresi, ($^3\text{He},t$) reaksiyonları ile çekirdeklerde meydana gelen spin-izospin uyarılmalarını incelemek için oldukça iyi bir araçtır [33]. ($^3\text{He},t$) reaksiyonlarında çıkan parçacık olan trityumun deteksiyonu için geniş magnetik geçirgenliğe sahip bir spektrometre gerekmektedir [34]. Dolayısıyla bu spektrometre ile 450 MeV'deki ($^3\text{He},t$) yük değişim reaksiyonları ölçümleri daha hassas bir şekilde yapılabilmektedir [35].

3.9.1. Q1 ve Q2 Kuadropol Magnetler

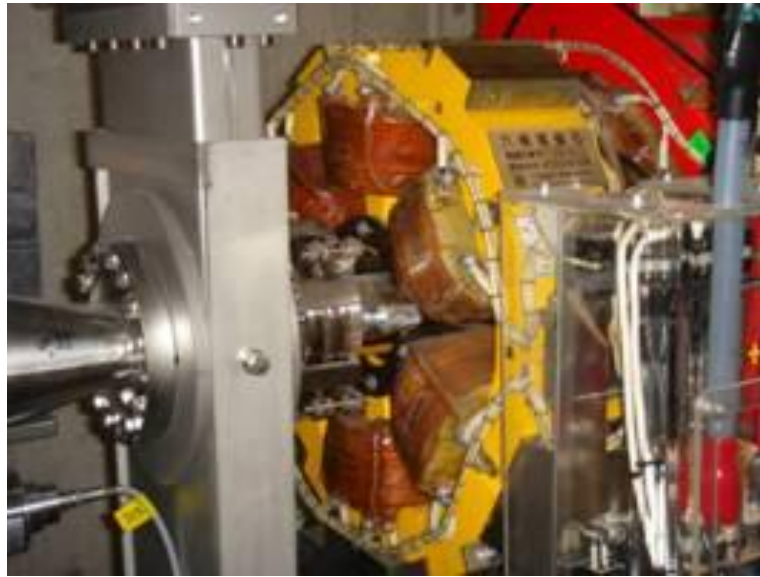
RCNP'de bulunan Q1 ve Q2 kuadropol magnetler, dikey eksenden radyal mesafe arttıkça büyüklüğü artan bir manyetik alan oluşturarak hüzme odaklamada kullanılmaktadır [36]. Q1, Q1 hüzme hattındaki bulunan birinci kuadropol magnet, Q2 ise ikinci kuadropol magnettir. Yatay açıda geniş bir kabul elde edebilmek amacıyla Q1 magneti, saçılma çemberinin yakınlarına yerleştirilmektedir. RCNP'de kullanılan kuadropol magnetler Şekil 3.18'de gösterilmiştir [28].



Şekil 3.18: RCNP’de kullanılan kuadrupol magnet görünümü

3.9.2. SX Sextupol Magnet

Sextupol magnetler bir eksen etrafında yerleştirilen altı tane magnetten oluşmaktadır. Bu magnetler kutuplaşmayı sağlamak amacıyla altı kutup içermektedir. Kutupların etrafında sarılı çelik bobinler sayesinde de elektrik akımı oluşturulmaktadır ve genellikle yüksek enerjilerdeki hüzme kontrolünde kullanılmaktadır [37]. Odak düzleminin açısını 45° ’de tutabilmek amacıyla ikinci mertebeden iyon-optik özellikler SX magnetle ayarlanmaktadır. Şekil 3.19’da sextupol magnet yapısı gösterilmektedir [28].



Şekil 3.19: Sextupol magnet yapısı

3.9.3. Q1 Faraday Kap ve Saçılma Çemberi Faraday Kabi

Faraday Kap yüklü parçacıkları yakalamak amacıyla kullanılan metal iletken bir kap ya da silindiridir. İyonlar silindir içine girdiklerinde duvarlara çarparak elektron alıp vererek nötralize olurlar. Bu da akıma sebep olur ve bu boşalan akım amplifikatörle yükseltilecek şekilde dedekte edilir. İyonlar duvarlara çarptıklarında ikincil elektronlara sebep olabilirler. Bu şekilde oluşan ikincil elektronlar ya da yansıyan iyonlar engellenmelidir. Bu materyalin yapısına bağlıdır. Hafif materyaller daha düşük saçılma katsayılarına sahiptirler; ağır materyaller daha fazla saçılma katsayısı içerirler. Dolayısıyla altın gibi ağır bir çekirdekte hüzmelerin büyük bir kısmı geri saçılır. Materyale ulaşanların doğru bir şekilde ölçülebilmesi için mümkün oldukça geri saçılma olmaması gerekir. Bu nedenle bütün elektronlar materyal tarafından absorbe edilmelidir. Bu sayede elde edilen akım ölçülebilir ve kaba çarpan iyonların ve elektronların sayısı elde edilebilir.

Dezavantajı düşük duyarlılığa ve yavaş cevaplama zamanına sahip olmasıdır. Bu tarz dedektörler silindirdeki yükten, kütleden, hızdan ve dedekte edilen iyonların enerjisinden bağımsız olduğu için hassas değildir. Avantajı ise devreden geçen elektriksel akımın ölçülerek (saniyede devreden akan elektronların sayısı) yük sayısına ulaşılabilmesidir.

$$\frac{N}{t} = \frac{I}{e} \quad (3.4)$$

N; t zamanda gözlemlenen iyonların sayısı, I; Ölçülen akım (Amper cinsinden), e; Elementer yük ($1.60 \times 10^{-19} \text{C}$) olarak adlandırılmaktadır [38].

Şekil 3.20'de RCNP'de kullanılan 0° Faraday kap gösterilmiştir. Ayrıca D1 magnetin içinde bulunan Q1 Faraday kap ve Saçılma Çemberinde bulunan (**S**cattering **C**hamber-**SC**) SC-Faraday kap bulunmaktadır. 0° Faraday Kap 0° 'de gelen hüzmeleri durdurmak, Q1 Faraday kap Q1 magnetten sonra 2.5° ve 4.5° saçılma açısıyla gelen hüzmeyi durdurmak, SC-Faraday Kap ise 6° den büyük açılarda gelen hüzmelerin durdurulması için yerleştirilmiştir [11].



Şekil 3.20: RCNP’de kullanılan 0° Faraday Kap görünümü

3.9.4. D1, D2, DSR Dipol Magnetleri

Dipol magnetler, belli bir mesafe boyunca homojen bir manyetik alan yaratmak amacıyla tasarlanmıştır. Aynı düzleme birkaç tane dipol magnet eklenerek hüzmelin eğrilme radyal etkisi arttırılmaktadır. Burada kullanılan D1 ve D2 dipol magnetler, tasarlanan hüzm hattı boyunca siklotrondan çıkan parçacıkların istenilen yörüngelerde bükülmesi amacıyla kullanılmaktadır [39]. D1 hüzm hattı üzerinde bulunan birinci dipol magnet, D2 ise ikinci dipol magnettir. Yörünge yarıçapları $\rho = 3\text{m}$ ve maksimum manyetik alanları 1.8 T ’dir [2]. Hedef pozisyonundan yayılan parçacık ışınları ilk dipol magnetin çıkışında dikey olarak odaklandıktan sonra bu ışınlar tekrar odak düzleminde odaklanmaktadır. Üçüncü dipol magnet olan DSR magneti de odak düzlemi ile D2 magneti arasında bulunmaktadır. Spin rotasyon ölçümlerinde kullanılmaktadır [35]. Deneyin amacına göre eklenip çıkartılmaktadır. Şekil 3.21’de D1, D2, DSR dipol magnet yapısı görülmektedir.



Şekil 3.21: RCNP D1, D2, DSR magnetlerinin görünümü

3.9.5. MP Çok kutuplu Magnet

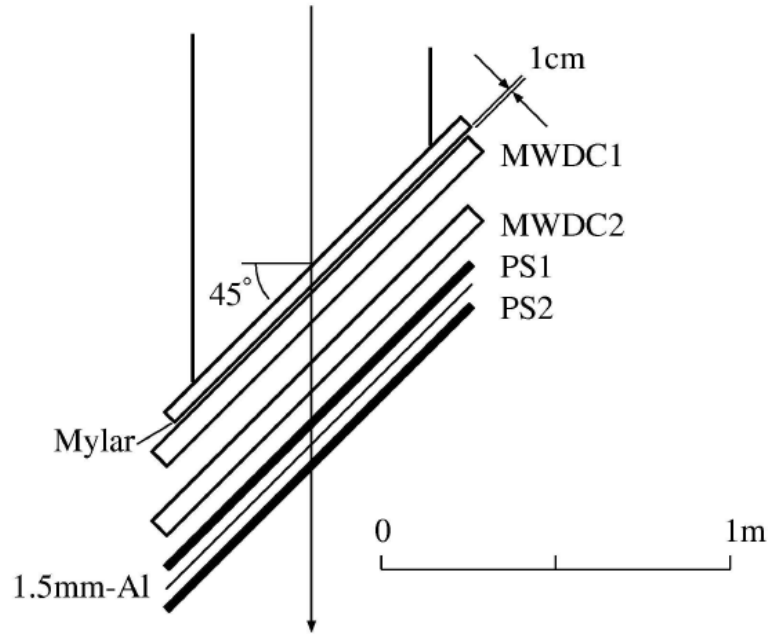
Çoklu alan magneti olarak tanımlanmaktadır. Şekil 3.22’de MP magnet yapısı görülmektedir. MP magnet, kuadrupol, sextupol ve oktipol magnetten oluşmaktadır [2]. D1 magneti dikey olarak küçük bir genişliğe sahip olup yatay doğrultuda da geniş olarak yayıldığından D1 magnet çıkışına hüzmadaki yüksek mertebede meydana gelen sapmaları düzeltmek ve hüzmeyi odaklamak amacıyla multipole magnet yerleştirilmektedir [35].



Şekil 3.22: Çok kutuplu magnet yapısı

3.10. ODAK DÜZLEMİ DETEKTÖRLERİ

RCNP’de deteksiyon ve data toplama sistemleri için standart odak düzlemi detektör sistemi kullanılmaktadır. Bu sistem parçacıkların pozisyonlarının ve geliş açılarının elde edilmesi amacıyla odak düzleminde yerleştirilen iki tane ‘**M**ulti **W**ire **D**rift **C**hamber- MWDC’ olarak adlandırılan çok sarımlı sürüklenme odası detektörlerinden ve MWDC’lerin ardından 2’li set halinde yerleştirilen iki adet plastik sintilasyon detektörlerinden (PS1,PS2) oluşmaktadır. MWDC aynı zamanda dikey sürüklenme çemberi (**V**ertical **D**rift **C**hamber/VDC) olarak da adlandırılmaktadır. Hüzmenin odak düzlemine geliş açısı 45° olduğundan bu detektör sistemi 45° açıyla yerleştirilmiştir. Compton saçılmasıyla açığa çıkan elektronları absorblamak amacıyla alüminyum plakalar yerleştirilmiştir [30]. Şekil 3.23’de Grand Raiden spektrometresinin odak düzlemi detektör sistemi gösterilmektedir. VDC detektörleri parçacıkların geliş açısı ve pozisyonlarını incelemek amacıyla kullanılmaktadır. Parçacıkların ΔE -enerji kaybı ile orantılı floresans üreten plastik sintilasyon detektörleri ise parçacık tanımlaması ve trigger sinyalleri oluşturmak amacıyla kullanılmaktadır [2].



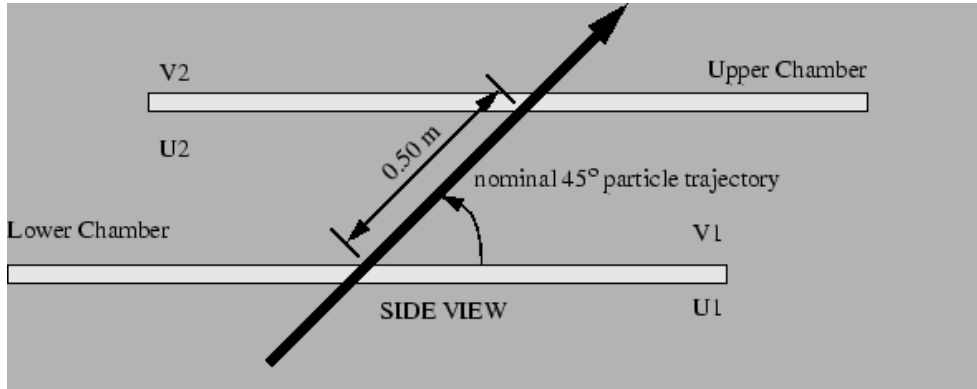
Şekil 3.23: Odak düzlemi detektör sisteminin genel tasarımının gösterimi

3.10.1. Çok Sarımlı Sürüklenme Odaları-Vertical Drift Chambers-VDC/ Dikey Sürüklenme Odaları

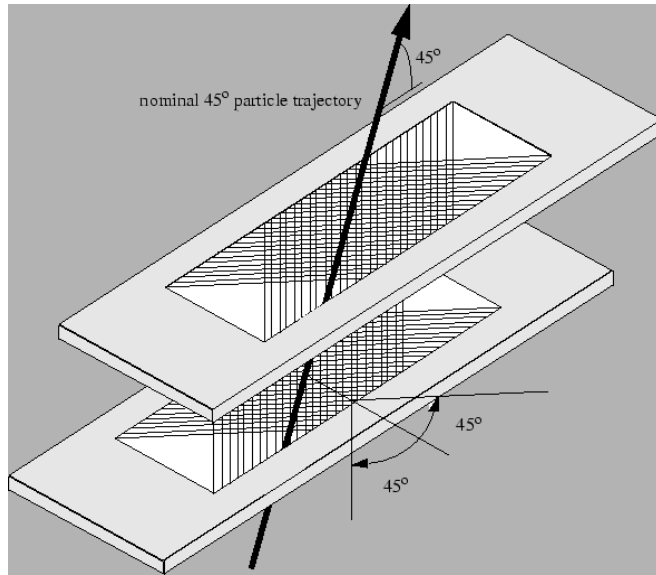
Dikey Sürüklenme Odaları-VDC, odak düzlemine gelen parçacığın açısı ve pozisyonu hakkında hassas bilgi elde etmede kullanılmaktadır. Bu bilgiler ile spektrometrenin

optik özellikleri göz önünde tutularak hedefteki parçacığın açı ve pozisyon bilgilerine ulaşılmaktadır [40].

VDC, standart UV konfigürasyonuna sahiptir. Her bir düzlemin telleri Şekil 3.24 ve 3.25'te gösterildiği gibi diğerine göre 90° ve her bir düzlem de parçacık yörüngelerine göre 45° açıda olacak şekilde yerleştirilmiştir.



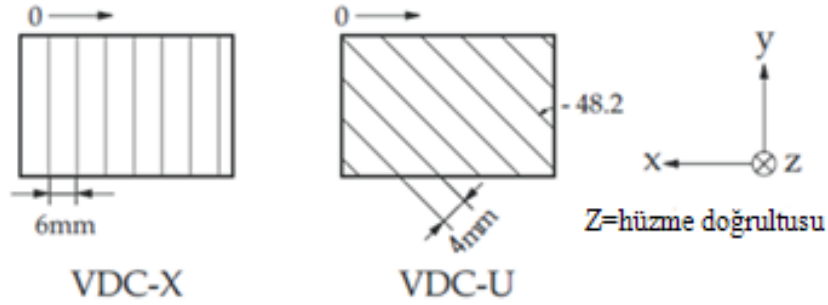
Şekil 3.24: VDC UV konfigürasyonunun gösterimi



Şekil 3.25: VDC geometrisi

MWDC üç tane katot düzlemi ile sıkıştırılan iki tane anod-teli düzleminden (X ve U) oluşmaktadır. X telleri spektrometrenin düzlemine diktir, U telleri dik doğrultudan $\pm 48.2^\circ$ eğilmiştir [35].

Anot düzlemleri algılayıcı teller ve potansiyel teller içermektedir. Şekil 3.26’da VDC X ve U tel yapısı görülmektedir. VDC’ler için algılayıcı tellerin mesafesi farklıdır. X düzleminin mesafesi 6 mm, U düzleminin ise 4 mm’dir [2]. MWDC’lerin tanımlayıcı özellikleri Tablo 3.7’de verilmiştir.



Şekil 3.26: VDC X ve U tellerinin yapısı

VDC’nin temel çalışma prensibi iyonizasyon sonucunda oluşan yüklerin toplanmasıdır [35]. VDC detektörlerinde anot teli ve katot teli arasında %71.4 argon ve %26.6 izobütan gazı kullanılmaktadır. Aynı zamanda oluşan elektron çığı sonucunda gazın polimerizasyonu gibi tel yüzeyinde oluşabilecek bozulmaları azaltmak ve yaşam ömrünü uzatmak için bu gaz karışımına 2°C’de buhar basıncında izopropil alkol eklenmektedir [30].

Tablo 3.7: MWDC’in özellikleri

Tel konfigürasyonu	X(0°=dikey), U(48,2°)
Aktif Alan	1150 ^W mm x120 ^H mm
Katot ile anot boşluğu	10 mm
Algılayıcı tellerinin sayısı	192 (X), 208 (U)
Anot tel mesafeleri	2 mm
Algılayıcı tel mesafeleri	6 mm (X), 4 mm (U)
Algılayıcı telleri	20 µmø altın kaplama tungsten tel
Potansiyel telleri	50 µmø altın kaplama Berilyum-Bakır tel
Katot	10 µm Karbon-Aramid film
Katot voltajı	-5.6 kV
Potansiyel tel voltajı	-350 V(X), -500 V(U)

Tablo 3.7: MWDC'in özelliklerinin devamı

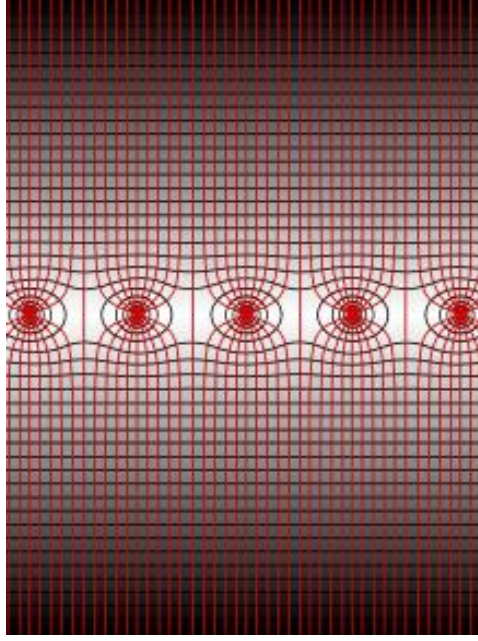
MWDC gaz karışımı	Argon (%71.4) + Iso-butane (%28.6) + Isopropil alkol (2°C buhar basıncı)
Giriş ve çıkış penceresi	12.5 µm aramid film
İki MWDC arasındaki uzaklık	25 mm
MWDC'de kullanılan pre-amplifier	LeCroy 2735 DC

Gelen yüklü parçacık, VDC içerisinde bulunan gaz molekülleri ile etkileşerek iyon çiftleri meydana getirir. Bu iyonizasyon sadece algılayıcı tellerin yakınında oluşmaktadır. VDC'lerde kullanılan potansiyel tellerin sayesinde uygulanan yüksek voltaj altında anot düzlemi ve katot düzlemi arasında uniform bir elektrik alan oluşmaktadır. Oluşan elektrik alan sayesinde elektronlar anoda, pozitif iyonlar katoda doğru hareket ederler. Pozitif olan iyonlar yanında kütleleri küçük olan elektronlar kısa zamanda büyük hız kazanırlar ve yolları üzerinde yeni iyon çiftleri meydana getirirler. Pozitif iyonlar da katotta nötr hale gelirler. Dolayısıyla anoda doğru ilerleyen bir elektron çığı meydana gelir ve devreden kısa süreli bir akım geçer [40]. Anot telinden alınan sinyaller preamplifikatörde yükseltilir ve (**T**ime to **D**ijital **C**onverter) TDC'ler kullanılarak da zaman bilgisi elde edilir [41]. Daha sonra sinyaller LeCroy adı verilen 4290 kartla dijitalize edilip okunmaktadır. Dijitalize data da CAMAC aracılığıyla bilgisayara transfer edilmektedir [35].

TDC alınan seyrek puls halindeki sinyalleri zaman indisi altında dijital hale getiren elektronik bir araçtır. Diğer bir deyişle TDC her gelen parçacığın varış zaman bilgisini içerir [42]. Bu değer ise bitiş zamanı olarak nitelendirilir. MWDC'lerden sonra yerleştirilen plastik sintilatörlerden alınan eş zamanlı sinyaller ise başlangıç bilgisini içerir. Bu şekilde parçacıkların sürüklenme zaman bilgilerine ulaşılmaktadır.

Şekil 3.27'de oluşan elektrik alan çizgileri görülmektedir. Sürüklenme hızı neredeyse sabit olmasına rağmen elektrik alanın dik gradyentinden dolayı algılayıcı teller civarında sapmaktadır. TDC değeri şekilde gösterildiği gibi sadece her bir telin sürüklenme zamanını verdiğinden dolayı bu hız bilgisi sürüklenme zamanı olarak elde edilmelidir [43].

GR MWDC'lerin standart kurulumunda doğru yörüngelere sahip olan parçacıklar iç algılayıcı telden daha fazlasına vurmaktadırlar. Şekil 3.28'de GR-MWDC'nin X düzlemi için tipik TDC spektrumu verilmektedir.



Şekil 3.27: VDC'lerde oluşan elektrik alanın çizgilerinin gösterimi

Burada oluşan rezidual dağılım,

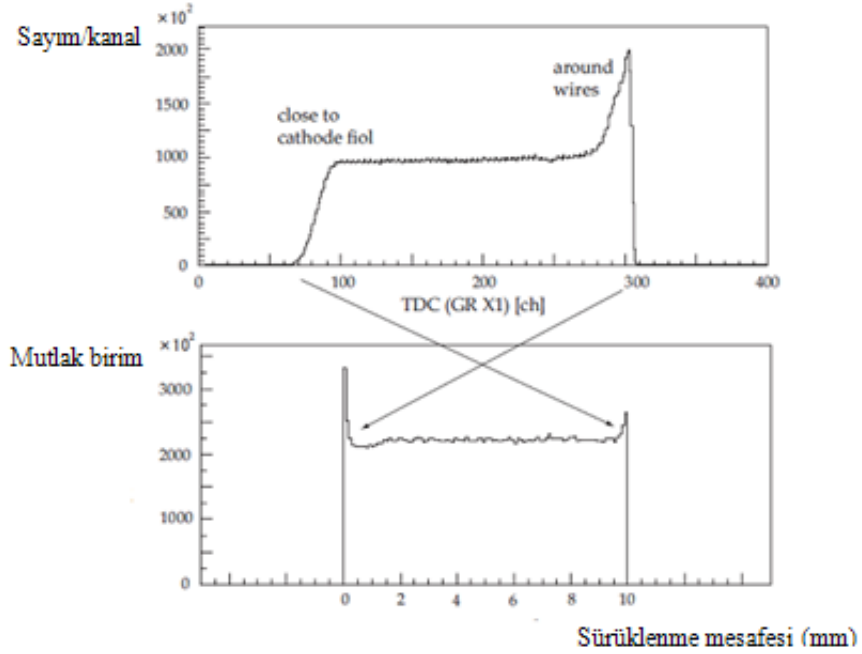
$$R_{es} = \frac{d_{i-1} + d_{i+1}}{2} - d_i \quad (3.5)$$

şeklinde elde edilir. x-t eğrileri için sıfır civarında keskin olarak dağılmış olmaları gerekir. Rezidual dağılım MWDC'lerin her bir düzleminin pozisyon rezolüsyonu indeksini verir. Şekil 3.29'da sol kısımda rezidual dağılımın iki boyutlu saçılma grafiği verilmiştir.

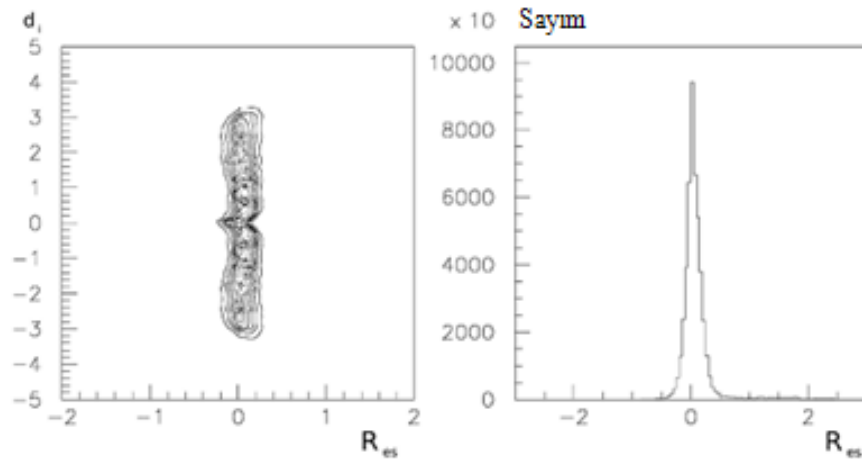
Burada d_i , yatay ve R_{es} ise dikey eksenini göstermektedir. Sağ kısımda ise GR-MWDC'in X düzlemi için verilen yatay rezidual dağılım gösterilmiştir [2].

Parçacık yörüngesi 4 tane telden elde edilen (drift-time) sürüklenme zamanının kullanılması ile elde edilir. Yörünge hakkında uygun bilgi edinilebilmesi için minimum

3 telden bilgi almak gereklidir. MWDC'den alınan bilgilerle birleştirilerek yörüngeyi daha kesin olarak elde etmek mümkündür [30]. Aynı zamanda bu bilgi ile detektör pozisyon rezolüsyonu ölçülür.



Şekil 3.28: VDC'ler ile yüklü parçacık iz oluşumu kullanılarak sürüklenme zamanlarının sürüklenme uzunluklarına dönüştürülmesi



Şekil 3.29: Rezidual dağılımın iki boyutlu saçılma grafiği

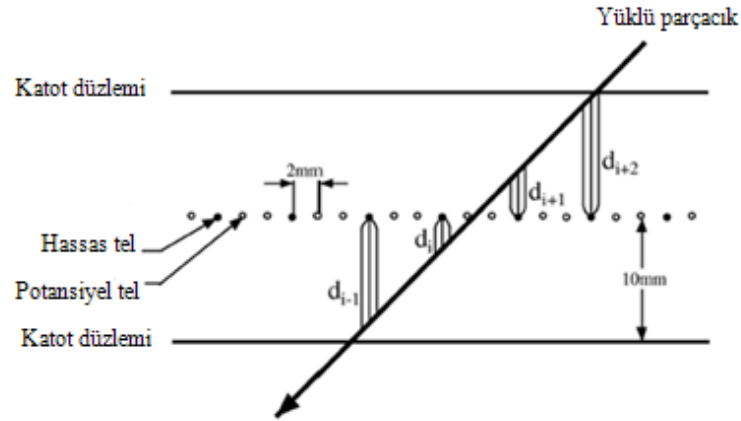
MWDC'lerin anot düzlemine gelen bir yüklü parçacığın pozisyonu p , Şekil 3.30'daki gibi aynı yapı içindeki en az iki telin sürüklenme uzunluklarından (d_{i-1} , d_i , ...) elde edilmektedir.

X ve γ ışınları çoğunlukla sadece bir tele vurduklarından fotonlardan dolayı oluşan background olayları hariç tutulmaktadır. Örneğin, $\|d_i\|$ üç telli bir yapıda minimum değer aldığı düşünürsek, pozisyon bilgisi

$$p = p_i + l_{ws} \frac{d_{i-1} + d_{i+1}}{d_{i-1} - d_{i+1}} \quad (d_{i-1} > 0, d_{i+1} < 0) \quad (3.6)$$

denklemleri ile elde edilmektedir [28].

Burada p_i ; i . telin pozisyonunu, l_{ws} ; telin mesafesini göstermektedir. Elektronlar $i-1$. tele doğru ve $i+1$. tele doğru ters yöne sürüklendiklerinden d_{i+1} değeri negatif alınmaktadır.

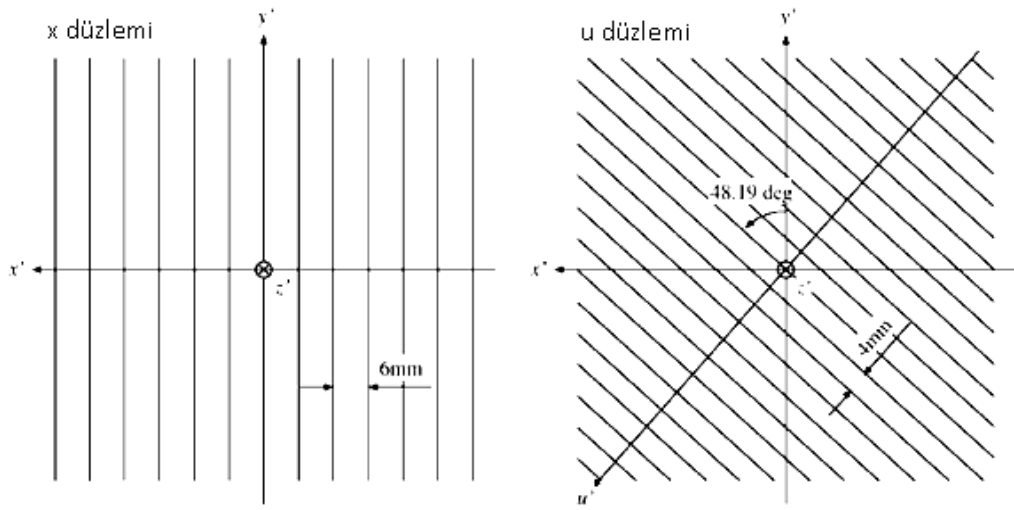


Şekil 3.30: MWDC'nin bir X düzleminin yapısı

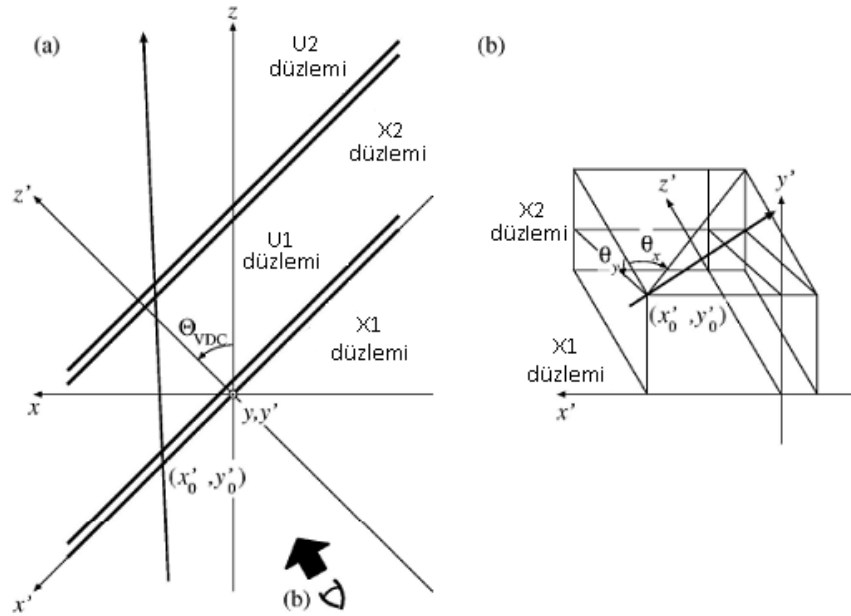
Anot düzlemlerinin iki set halindeki X ve U pozisyonları ile yükü parçacıkların üç boyutlu yörüngeleri tamamen elde edilmektedir. X-düzlemlerinin ve U-düzlemlerinin tel konfigürasyonları Şekil 3.31'de verilmiştir.

Şekil 3.32'de ise anot düzleminde bulunan 4 anot düzleminin relatif pozisyonları gösterilmektedir. Kullanılan MWDC1 ile parçacığın geliş açısı hakkında bilgi edinilemediğinden MWDC2 yardımıyla parçacığın y doğrultusundaki bileşenleri hakkında bilgiler elde edilmektedir. Bu nedenle yerleştirilen MWDC2'de kullanılan tellerin açısı MWDC1'e göre farklı açılarda tutulmaktadır.

Bu şekilde iki tane koordinat sistemi elde edilmektedir. Birincisi merkez ışın koordinat sistemi diğeri ise odak düzlemi koordinat sistemidir. Merkez ışın koordinat sisteminde merkez ışının momentum doğrultusu z' eksenindedir. Odak düzlemi koordinat sisteminde ise z' eksen MWDC'lerin anot düzlemine diktir. Bu koordinat sisteminde gelen parçacığın yatay ve dikey pozisyonları (x', y') denklem 3.7, 3.8, 3.9 ve 3.10'dan ve açı bilgisi denklem 3.8, 3.9'da yer alan $p_{x1}, p_{u1}, p_{x2}, p_{u2}$ değerleri kullanılarak hesap edilir. 3.11 ve 3.12 denklemleriyle dönüşüm yapılarak dikey pozisyonun tanımlandığı denklem 3.13 elde edilir.



Şekil 3.31: MWDC'lerin X ve U anot düzlemlerinin tel konfigürasyonları



Şekil 3.32: İki MWDC için parçacık izi koordinat düzlemleri: a) x - $z(z')$ koordinat sistemi, b) a da gösterilen koordinatların $-z'$ ekseninden üç boyutlu hali

$$\left(\theta'_{x'} = \frac{dx'}{dz'}, \theta'_{y'} = \frac{dy'}{dz'} \right) \quad (3.7)$$

$$\tan \theta'_{x'} = (p_{x2} - p_{x1}) / L_{DC} \quad (3.8)$$

$$\tan \theta'_{u'} = (p_{u2} - p_{u1}) / L_{DC} \quad (3.9)$$

$$\tan \theta'_{y'} = \frac{\tan \theta'_{x'}}{\tan \theta_{\phi}} - \frac{\tan \theta'_{u'}}{\sin \theta_{\phi}} \quad (3.10)$$

$$x'_0 = p_{x1} \quad (3.11)$$

$$u'_0 = p_{u1} - z'_{u1} \cdot \tan \theta'_{u'} \quad (3.12)$$

$$y = \frac{x'_0}{\tan \theta_{\phi}} - \frac{u'_0}{\sin \theta_{\phi}} \quad (3.13)$$

Φ açısı, U düzleminin 48.19° 'lik eğme açısını ve $x'_0(y'_0)$ ise $z'=0$ düzleminde yatay(dikey) pozisyonları temsil etmektedir.

Buradan L_{DC} iki MWDC'nin arasındaki mesafe olarak tanımlanır ve denklem (3.14)'teki gibi hesaplanır:

$$L_{DC} = z'_{x2} - z'_{x1} = z'_{u2} - z'_{u1} \quad (3.14)$$

L_{DC} ; GR için 250 mm'dir. Merkez ışın koordinat sisteminde yatay ve dikey açılar, denklem 3.15 ve 3.16 gibi MWDC'lerin eğme açısı (GR için 45°) cinsinden yazılabilir.

$$\theta_x = \theta'_{x'} - \Theta_{VDC} \quad (3.15)$$

$$\tan \theta'_{y'} = \tan \theta_y \cos \Theta_{VDC} \quad (3.16)$$

Bu şekilde MWDC'ler kullanılarak saçılan parçacıkların açısal dağılımını -5° den 90° ye kadar ölçmek mümkündür [2].

RCNP'de yapılan ($^3\text{He}, t$) yük-değişim reaksiyonu deneylerinde hedefi geçen $^3\text{He}^{++}$ hüzmesi spektrometrede tanımlanır ve ilk dipol magnet (D1)'in vakum çemberinin

içindeki duvara yerleştirilen bir özel Faraday kap ile durdurulur. Saçılan yüklü parçacıkların momentumu iki set halinde kurulan çok telli sürüklenme tüpleri (MWDC) ile elde edilir. Bu da dispersiv düzlemindeki ve dikey düzlemde açı ve koordinatların kesin olarak bilinmesine olanak sağlar. MWDC 1150x45 mm²'lik aktif bir alana sahiptir [35]. Çıkan trityumlar spektrometre ile momentum analiz edilir ve odak düzlemi detektör sistemi tarafından detekte edilirler. (³He,t) reaksiyonundan dolayı oluşan trityum piklerine ek olarak odak düzleminin yüksek momentum kısmında gözlenen ³He⁺⁺ huzmesinin hedefle etkileşip elektron yakalaması sonucu oluşan ³He⁺ a ait güçlü bir pik oluşur. ³He⁺ parçacıkları, trityumlarla eşzamanlı olarak ölçülür ve detekte edilen trityumların saçılma açıları ve enerjilerini kalibre etmek için kullanılır. Bu nedenle VDC'lerden elde edilen odak düzlemindeki trityumların gelme açısı bilgilerini kullanarak hedefteki yatay ve dikey saçılma açıları ışın izleme teknikleri ile elde edilebilir [44].

MWDC detektörleri tek ve çoklu çarpma durumlarında sahip oldukları deteksiyon veriminin iyi olması, ölü zamanının düşük olması ve hassas ölçümler yapılabilmesi nedeniyle tercih edilmektedir.

3.10.1.1. VDC Verimi

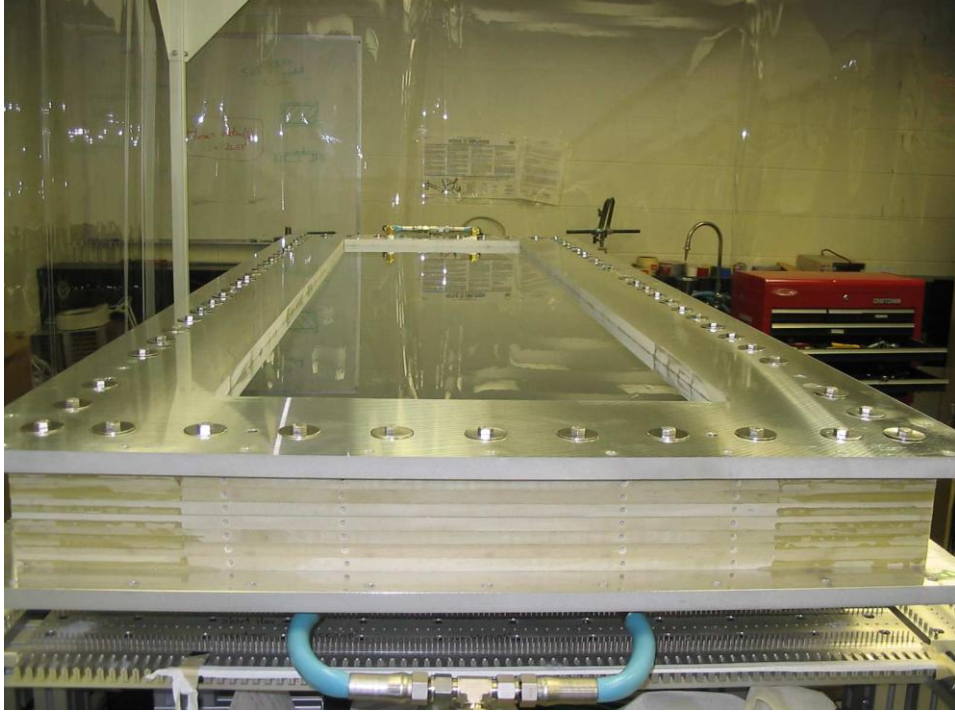
VDC verimi, odak düzleminde yüklü parçacıkları detekte etme kabiliyeti olarak tanımlanmaktadır. Şekil 3.33'de VDC görüntüsü bulunmaktadır. VDC verimi; denklem 3.17'deki geometrik verim ϵ_g ve iç verim ϵ_i parametrelerin kullanılmasıyla denklem 3.18 şeklinde elde edilir.

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_g \cdot \mathcal{E}_i \quad (3.17)$$

$$\mathcal{E}_i = \frac{N_{geçerliolaylar}}{N_{toplama}} \quad (3.18)$$

Burada hüzmenin odak düzleminde dikey doğrultuda iyi odaklanmış olduğu varsayılarak geometrik verimin %100 olduğu kabul edilmiştir. $N_{toplama}$; spektrometrenin

odak düzleminde kaydedilen toplam olayların sayısı, $N_{\text{geçerliolaylar}}$; kayıtlı geçerli olayların sayısını nitelendirmektedir [45].



Şekil 3.33: VDC görüntüsü

3.10.2. Plastik Sintilasyon Detektörleri (PS1, PS2)

Aynı $A=Z$ (kütle/yük) oranına sahip olarak spektrometreye giren parçacıklar odak düzleminde aynı pozisyona ulaşırlar. Bu nedenle, düşük background spektrumu elde etmek için her zaman parçacıkların ayırt edilmesi ve tanımlanması gerekir. Şekil 3.34’te görüldüğü gibi RCNP’de bu parçacık tanımlanması MWDC’lerin arkasına yerleştirilen PS1 ve PS2 adlı plastik sintilatörlerle yapılmaktadır.

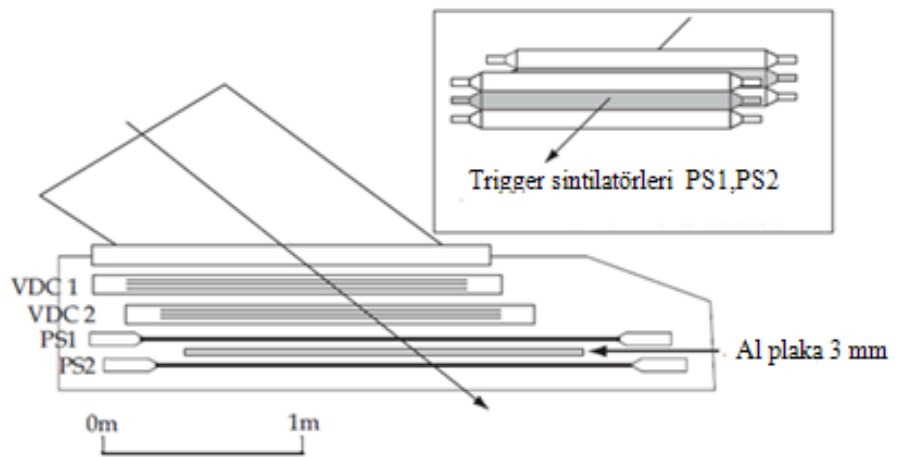
Plastik sintilatörler aynı zamanda trigger amacıyla da kullanılmaktadır [43]. Şekil 3.35’de odak düzlemi detektörlerinin yerleşiminin şematik hali görülmektedir.

RCNP araştırma merkezinde ($^3\text{He,t}$) tipi reaksiyonlar için kullanılan plastik sintilatörlerden ilki (PS1) 3 mm, ikincisi (PS2) ise 10mm kalınlığındadır. Bunun nedeni ise gelen yüklü parçacıkların ince olan detektörden geçip kalın olana ulaşmasını sağlamak ve çoklu saçılmaları azaltmaktır [11]. Bu şekilde iki detektörden de eşzamanlı olarak sinyal elde edilmektedir. Sintilasyon ışığı PS1 ve PS2’nin her iki ucunda

fotoçoğaltıcı tüplerle detekte edilir. PS1 ve PS2 arasında 2 mm kalınlığında Al plaka yerleştirilir. Bu plaka Compton saçılması ile açığa çıkan olan elektronları absorbe etmek amacıyla koyulur. PMT'lerin elde edilen sinyallerden dijitalize edilir ve data toplama teknikleri(data acquisition system) ile toplanır [30].



Şekil 3.34: RCNP'de kullanılan 0° Fraday kap görünümü



Şekil 3.35: Odak düzlemi detektörleri

RCNP'de gerçekleştirilen ($^3\text{He},t$) deneylerinde odak düzleminde trityumları detekte etmek amacıyla B manyetik alan değeri ayarlanır. Hedefte atomik yük değişim

reaksiyonu sonucu oluşan ${}^3\text{He}^+$, trityum ile aynı mv/q değerine sahiptir. Bir atomik reaksiyonun uyarılma enerjisi nükleer reaksiyonunkinden göz ardı edilebilir boyutta küçük olduğu için 420 MeV'de yapılan çalışmalarda ${}^3\text{He}^+$ 'nın enerjisi ${}^3\text{He}^{++}$ gelen parçacığının enerjisi ile aynıdır. ${}^3\text{He}^+$ parçacıklarının odak düzleminde yüksek momentumlu kısma vurmaları beklenir.

Triton ve ${}^3\text{He}$ parçacık tanımlaması VDC'lerin ardından yerleştirilen iki plastik sintilatördeki (PS1,PS2) denklem 3.19'da belirtilen ΔE enerji kayıplarındaki fark kullanılarak yapılır. 3.20 ve 3.21 denklemleri 3.19'da yazılarak denklem 3.22 bir sintilatördeki yüklü parçacığın enerji kaybının tanımlandığı Bethe formülüyle elde edilir.

$$\Delta E = -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NB \quad (3.19)$$

$$B \equiv Z \left[LN \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (3.20)$$

$$\beta = \frac{v^2}{c^2} \quad (3.21)$$

Denklemden yerine yazdığımızda,

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{nz^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (3.22)$$

elde edilir.

Burada v : gelen parçacığın hızı, z : parçacık yükü, E : parçacıkların enerjisi, m_e : elektronun durgun kütlesi, c : ışık hızı, n : hedefin elektron yoğunluğu, e : elektronun yükü, x : parçacığın aldığı yol, N , sintilatör materyalindeki birim küp başına düşen atomların sayısı, Z , sintilatör materyallerinin atomik sayısı ve I : uyarılma ve iyonizasyonun ortalama enerji değerini belirtmektedir. Aynı momentum değeri ile denklem 3.22 aşağıdaki hali alır:

$$\Delta E = \propto \frac{z^2}{v^2} = z^2 \left(\frac{m}{qB\rho} \right)^2 \propto z^2 \frac{m^2}{q^2} \quad (3.23)$$

Trityumlar ve $^3\text{He}^+$ aynı m ve q değerine sahip olduğundan dolayı enerji kabı farkı z ile elde edilir. Bu nedenle iki parçacık arasındaki ΔE oranı 1:4'tür.

Her bir sintilatörde üretilen sintilasyon fotonları, sintilatörün iki ucuna bağlantılı olan foto çoğaltıcı tüpler ile detekte edilir. Transmisyon boyunca sintilatör materyalindeki absorpsiyona göre foton şiddeti, denklem 3.24'teki gibi x pozisyonuna bağlı bir fonksiyon olarak azalır.

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{x}{l}\right) \quad (3.24)$$

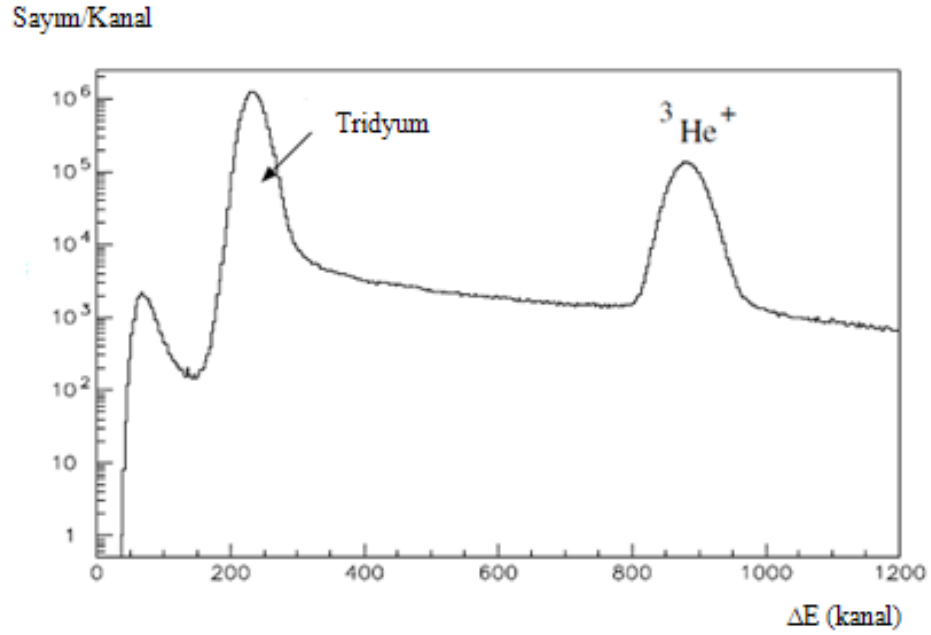
I_0 ; başlangıç foton şiddeti ve l ise materyalin azayıflama uzunluğudur.(Attenuation length) Eğer sintilatörün uzunluğu L ise her iki uçtaki foton şiddetleri I(x) ve I(L-x)'tir. Eğer denklem 3.25'i kullanır denklem 3.26'da da verilen iki PMT'nin geometrik ortalama çıkışını hesaplırsak,

$$P_m = \sqrt{P_L \cdot P_R} \propto \sqrt{I(x) \cdot I(L-x)} \quad (3.25)$$

$$= I_0 \exp\left(-\frac{L}{2l}\right) \quad (3.26)$$

P_m x pozisyonundan nerdeyse bağımsız hale gelir ve bu değer başlangıç şiddeti I_0 ile orantılı olur. Bu yöntem yapılan deneyde çıkan parçacığa bağlı olarak proton, trityum ve Helyumu birbirinden ayırt etmekte oldukça etkilidir. Örnek olarak bu denklemlerin kullanılması ile yapılan bir parçacık tanımlaması Şekil 3.36'da görülmektedir. Trityum ve $^3\text{He}^+$ piklerinin oluşturduğu grup oldukça iyi bir şekilde ayrılmıştır.

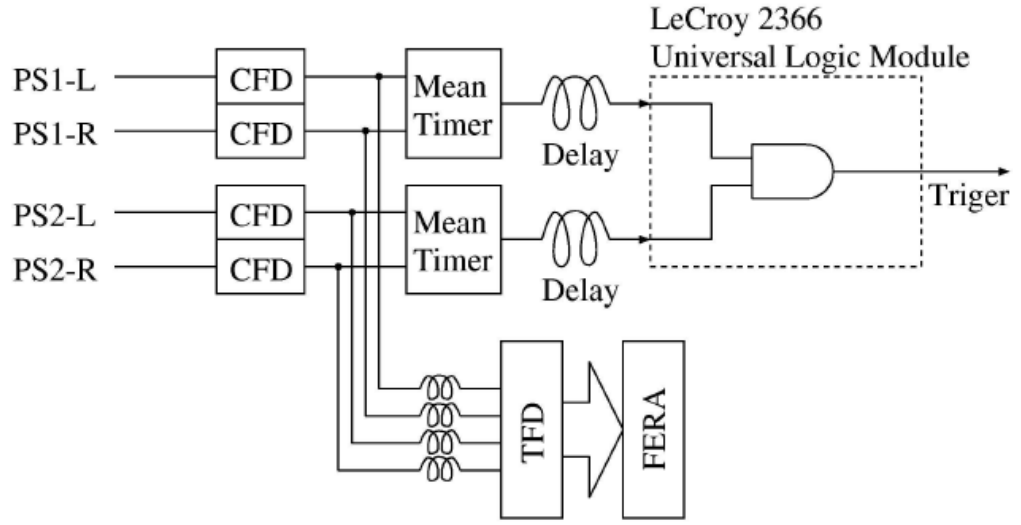
Burada kanal sayımının bir fonksiyonu olarak verilen parçacık sayımları parçacığın enerji kaybına karşılık gelmektedir. Enerji kaybı z^2 ile orantılı olduğundan trityumların piki $^3\text{He}^+$ 'ün piklerinden daha aşağıdadır. Düşük olan pik trityumdan yüksek olan pik ise $^3\text{He}^+$ 'ten gelmektedir [2].



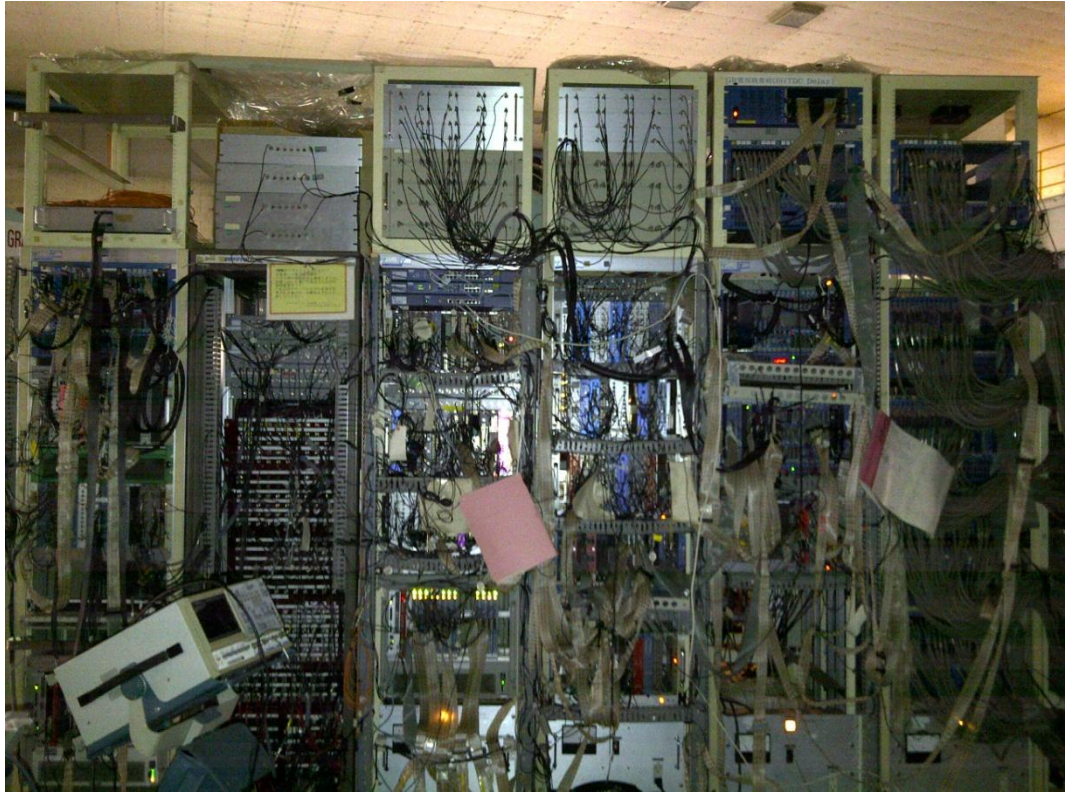
Şekil 3.36: $^3\text{He}^+$ ve trityum parçacıklarının tanımlanması

3.11. TRIGGER SİSTEMİ

Grand Raiden için odak düzlemi sintilatörlerinin trigger sistemleri şematik hali Şekil 3.37’de ve elektronik devre ve kablo bağlantılarını içeren kısım ise Şekil 3.38’de gösterilmiştir. Foto çoğaltıcı tüplerden alınan çıkış sinyalleri (PMT) ilk olarak **Constant Fraction Discriminator (CFD)** diskriminatörden geçer. Gama ışınları tarafından oluşan düşük sinyaller CFD(Constant Fraction Discriminator) ile ayrılır. CFD çıkışları **TFD(Time To FERA converter)**’yi içeren **TDC(Time to Digital Converter)** sistem ve bunu takip eden **FERA (Fast Encoding and Readout ADC(Analog-to-digital converter))** ve Mean-Timer kısımlarına ayrılır. Sinyaller, PS1 ve PS2’nin sağ ve sol PMT’leri için Mean-Timer kullanılarak ortalaması alınır. Daha sonra LeCroy 2366 **Universal Logic Module (ULM)**’ye varır. Bu kısım FPGA çiplerini içerir. ULM eğer PS1 ve PS2 eşzamanlı sinyal üretirse bir trigger sinyali oluşturur [30].



Şekil 3.37: Trigger sisteminin devre diyagramı



Şekil 3.38: Elektronik devre ve kablo bağlantılarının görünümü

3.12. HÜZME EŞLEŞTİRME TEKNİKLERİ

RCNP’de gerçekleştirilen deneylerde açısız momentum transferine izin verilmeyen $L=0$ nükleer uyarılma modlarını incelemek amacıyla 0° ’de yapılan ölçümler için GR magnetik spektrometresi kullanılmaktadır. Bu gibi modern yüksek rezolüsyonlu küçük

dikey açı magnifikasyonlarına sahip olan bir spektrometre ile iyi bir dikey açı rezolüsyonu elde etmek oldukça zordur. Bu spektrometrenin dikey açı rezolüsyonu 8 mrad olarak ölçülmüştür ve 420 MeV'de $\Delta x=1$ mm büyüklüğünde ^3He hüzmesi ile yapılan ölçümlerde GR'nin içsel enerji rezolüsyonu 20 keV olmasına rağmen akromatik taşınım modunda siklotrondan gelen hüzmenin enerji dağılımına sahip olması nedeniyle enerji rezolüsyonu yaklaşık 100 keV olarak elde edilmektedir. Bu nedenle yüksek rezolüsyon elde etmek amacıyla çeşitli hüzme eşleştirme teknikleri uygulanmaktadır [46].

0° ölçümlerinde hüzme hedefte odaklandığında aynı anda da hüzmenin dispersiyonunun spektrometrenin dispersiyonu ile eşleştirilmiş olması gerekir. Bu sadece hüzmenin hedef pozisyonunda yatay hüzme büyüklüğünün görüntülenmesi ile anlaşılabilir. Çünkü hem dispersiyon hem de doğru olmayan odaklama yatay hüzme büyüklüğüne katkı sağlayabilir. Buna ek olarak sonlu açı ölçümlerinde, hüzme hedefte odaklanmalıdır. Buda bazı komplikasyonların ortaya çıkmasına neden olur. Burada amaç, spektrometrenin detektör düzlemindeki gözlenen görüntü genişliğini minimum hale getirerek yüksek rezolüsyon elde etmektir.

Nükleer spektroskopi için gerekli olan bu yüksek rezolüsyon elde etme isteği ile halka siklotronla Grand-Raiden spektrometresinin bağlantısını sağlayan yeni bir hüzme hattı (WS hüzme hattı) tasarlanmıştır. Hüzme hattı momentum yayılımının son rezolüsyonu etkilemeyeceği şekilde dizayn edilmiştir. Bu da hüzme hattı ile spektrometre arasında dispersiyon eşleştirme ve odak eşleştirme teknikleri uygulanması ile başarılmıştır.

Bu amaçla uygulanan teknikler yatay dispersiyon eşleştirme ve açısal dispersiyon eşleştirme teknikleri olarak ikiye ayrılmaktadır. Yatay dispersiyon eşleştirme tekniği yüksek momentum rezolüsyonu ve açısal dispersiyon eşleştirme tekniği ise yüksek yatay açı rezolüsyonu elde etmek için kullanılmaktadır [26]. Şekil 3.39'da dispersiyon eşleştirme sonucunda odak düzleminde meydana gelen görüntü görülmektedir. Saçılma açısının elde edilmesinde yatay dispersiyon eşleştirmede gerekli olan geniş hüzme büyüklüğünden ve belirsizliklerden dolayı yüksek rezolüsyon elde edilmesinde zorluklar yaşanmaktadır. Hüzme geniş yataysal bir büyüklüğe sahiptir. Bu da saçılma açısının elde edilmesinde belirsizliklere neden olmaktadır. Hedefteki pozisyona bağlı

olan bu belirsizlikler farklı saçılma açılarından gelmektedir. Bu nedenle açısal dispersiyon eşleştirme uygulanarak bu etki azaltılmaktadır [47].



Şekil 3.39: Dispersiyon eşleştirme tekniğinde görülen hüzme büyüklüğü

Bu eşleştirme tekniklerinin uygulanması ile $p=\Delta p=4 \times 10^4$ değerinde momentum gücü ve 5 mrad'dan daha iyi bir yatay açı rezolüsyonuna ulaşılmıştır. Özellikle gelen parçacık olarak hafif-ağır iyonların kullanıldığı (^3He , t) ya da (^6Li , ^6He) gibi reaksiyonlarda iyi açı rezolüsyonu, taşınan açısal momentumun L 'nin tanımlanması için oldukça önemlidir. 0° ve 0° civarındaki açılarda yapılan saçılma deneylerinde saçılma açısının doğru olarak elde edilmesi için hem yatay hem de dikey açı bileşenleri eşit şekilde önem taşımaktadır [46].

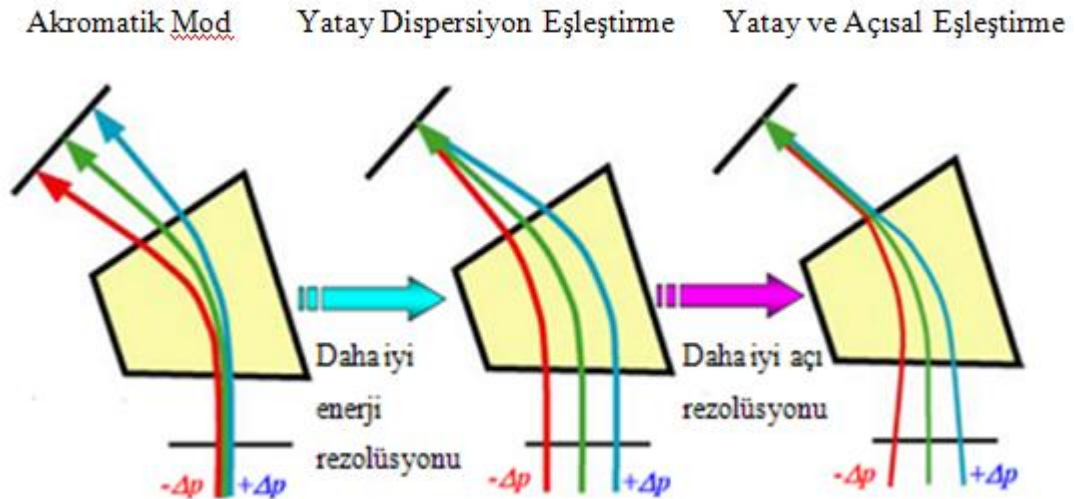
3.12.1. Eşleştirme Tekniklerinin Prensipleri

Şekil 3.40'ta sadece 0° saçılan merkez ışınların yörüngeleri göz önünde bulundurulmuş eşleştirme tekniklerinin şematik hali gösterilmektedir. Şekillerde farklı momentum değerlerinin davranışlarını belirtmek amacıyla hüzmenin çok küçük bir yayılıma sahip olduğu varsayılmıştır. Şekil 3.40(a)'da belirtilen hedefe çarpan akromatik hüzme gösterilmektedir [2]. Akromatik modda, (durum 1) hüzme hedefte bir noktada odaklanır. Merkez ışının momentumundan Δp momentum farklılığına sahip olan parçacık spektrometre ile dağıtılır ve spektrometrenin manyetik alanı ile odak düzlemindeki farklı noktalara odaklanarak oldukça farklı açılarda çarparlar. Bu gibi bir durumda görüntü rezolüsyonu (image resolution) hüzmenin başlangıç momentum yayılımından

etkilenir. Bu nedenle iyi bir rezolüsyon elde etmek için, momentum dispersiyon eşleştirme teknikleri uygulanabilir.

Şekil 3.40(b) yatay dispersiyon eşleştirme tekniklerinin uygulanmış halini göstermektedir. Daha sonra bu amaçla uygulanan yatay dispersiyon eşleştirme tekniklerinde (durum 2) farklı δ_0 momentumuna sahip olan ışınlar farklı pozisyonlarda hedefe çarpar. Hedefteki hüzmelerin dispersiyonu spektrometrenin dispersiyonu ile dengelenerek magnetik alan boyunca farklı yol uzunluklarına karşılık farklı ışın momentumları olacak şekilde ayarlanır ve bunlar daha sonra odak düzleminde bir noktada odaklanırlar fakat merkez ışına göre Δp momentum farkına sahip olan parçacık θ_{fp} farklı açılarıyla odak düzleminde geçer bu nedenle odak düzlemindeki açısal ölçümler, hedefteki saçılma açısı hakkında bilgi elde edilmesine izin vermez [35].

Uygulanan yatay dispersiyon eşleştirme tekniği saçılma açısında meydana gelen ek bir belirsizliğe neden olmaktadır. Bu nedenle daha iyi bir görüntü rezolüsyonu elde edilmesi için açısal dispersiyon tekniği uygulanmaktadır. Hem yatay hem de açısal dispersiyon eşleştirme teknikleri eş zamanlı uygulanması Şekil 3.40(c)' de gösterilmektedir.



Şekil 3.40: Hüzme hattının ve magnetik spektrometrenin farklı eşleştirme teknikleri altındaki iyon yörüngelerinin gösterimi: (a) akromatik hüzme taşınımı, (b) hüzme taşınımında uygulanan yatay dispersiyon eşleştirme (dispersiyon hüzme taşınımı), (c) yatay ve açısal dispersiyon eşleştirme teknikleri(açısal dispersiyon hüzme taşınımı)

Açısal dispersiyon eşleştirme tekniğinde ilk gelen huzmenin sadece belli bir dispersiyona değil aynı zamanda da açısal dispersiyon uygulanması ile uygun bir gelme açısına olacak şekilde hedefe iletilmesi sağlanır. Aynı açıda saçılan bütün parçacıklar daha sonra odak düzleminde hem aynı açıda hem de aynı noktadan geçerler. Bu şekilde durum 1 ve durum 2’de görülen pozisyon ve açı belirsizlikleri ortadan kaldırılmıştır. Bu teknik, 0° saçılma deneylerinde açısal rezolüsyonun ilerletilmesi için oldukça önemlidir.

3.13 ZAYIFLATILMIŞ HÜZME METHODU

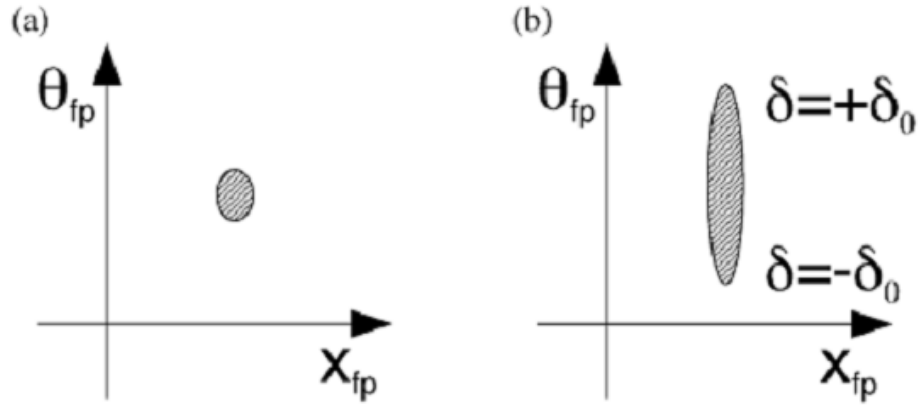
Yüksek rezolüsyon elde edilmesi için uygulanan eşleştirme teknikleri oldukça önemli olmasına rağmen bazı verimli cihazların eksikliği ve bu tekniklerin gerçekleştirilmesi için yapılması gereken ayarlamalarda halen bazı zorluklarla karşılaşılmaktadır.

RCNP’de hedef pozisyonunda ve huzmenin yolu üzerindeki odaklama noktalarında floresans oluşumuna neden olması nedeniyle hüzme görüntüleyici olarak kullanılan ZnS bulunmaktadır. Ancak sadece hüzme büyüklüğüne bakarak dispersiyon eşleştirme tekniklerinin uygulanıp uygulanmadığı konusunda fikir edinilemez. Çünkü odaklanmamış hüzme ve dispersiv hüzme, hüzme yayılımına sebep olmaktadır.

Bu nedenle RCNP’de yapılan 0° ölçümlerinde basit ve hızlı bir yöntem geliştirilmiştir. 0° ’de yerleştirilen spektrometreye direk olarak gelen hüzme kullanılarak odak düzlemindeki hüzme görüntüsünden eşleştirme teknikleri ayırt edilebilir. Ancak bir nA kadar zayıf bir hüzme bile çok şiddetli olabilir ve detektör sistemine zarar verebilir. Bu nedenle hüzme akımı zayıflatıcılarla yaklaşık 10^3 parçacık/s olacak şekilde azaltılmalıdır. Bu tarz bir zayıflatılmış hüzme odak düzlemi detektörleri tarafından sayılabilmektedir. Bu methoda “faint beam method” denilmektedir. Bu methotta düşük şiddet şartı altında sahte hüzme deneyde kullanılan hüzme ile aynı emittans ve momentum yayılımına sahiptir.

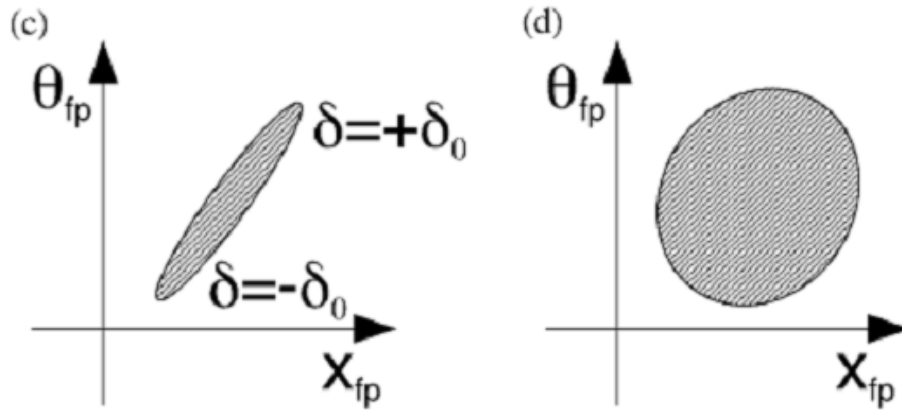
Şekil 3.41’de farklı eşleştirme şartları için $X_{fp}-\theta_{fp}$ düzlemindeki huzmenin görüntüsü verilmiştir. Şekil 3.41(a)’da akromatik taşınım modu, yatay ve açısal eşleştirme tekniklerinin gerçekleştiği durumu temsil etmektedir [2]. Bu durumda huzmenin odak düzlemindeki görüntüsü $X_{fp}-\theta_{fp}$ boyutlarında pozisyon ve açı yayılımını minimize

edilmiştir. Şekil 3.41(b) ise sadece akromatik taşınım modunun ve yatay dispersiyon eşleştirme şartlarının uygulandığı açısal dispersiyon eşleştirme tekniklerinin uygulanmadığı durumdur. Bu durumda huzmenin odak düzlemindeki görüntüsü uzatılmış elips şeklindedir. Elipsin bir ucundaki parçacık $\delta_0=+\Delta p/p$ 'ye karşılık gelir diğer ucundakiler ise $\delta_0=-\Delta p/p$ 'ye karşılık gelmektedir.



Şekil 3.41: (a) akromatik taşınım modu, yatay ve açısal eşleştirme tekniklerinin gerçekleştiği durum, (b) sadece akromatik taşınım modunun ve yatay dispersiyon eşleştirme şartlarının uygulandığı durum

Şekil 3.42(c)'de sadece akromatik hüzme taşınım modunun kullanıldığı ve hiçbir dispersiyon tekniğinin kullanılmadığı durumdur. Farklı momentuma sahip olan parçacıklar odak düzleminde farklı noktalarda kesişirler. Bu durumda odak düzleminde oluşan hüzme görüntüsü eğik elips şeklindedir. Şekil 3.42(d) ise bu üç şartın da yeterli olmadığı durumdur. Bu durumda huzmenin görüntüsü X_{fp} ve θ_{fp} doğrultularında genişleyecektir. Burada yapılan işlem zayıflatılmış hüzme methodu olarak adlandırılan $X_{fp}-\theta_{fp}$ düzleminin zayıflatılmış hüzme büyüklüğünü azaltmaktır [32].



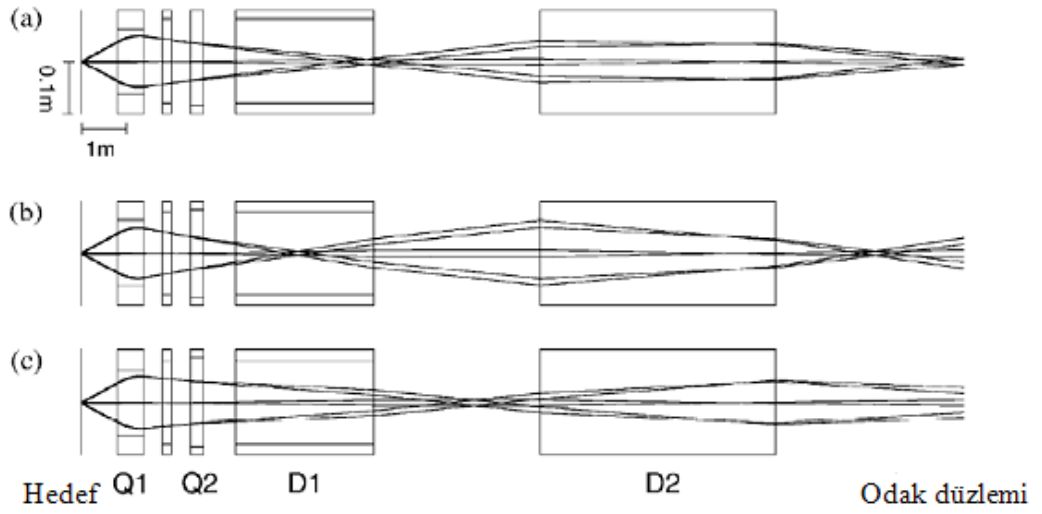
Şekil 3.42: (c) sadece akromatik hüzme taşınım modunun kullanıldığı durum, (d) ise üç şartında yeterli olmadığı durum

3.14. OFF-FOCUS MODU

Spektrumda $L=0$ bileşenleri seçmek için iyi rezolüsyonlu açısal ölçümler gerçekleştirmek gereklidir. 0° 'de yapılan ölçümlerde saçılma açısı eşit olarak hem yatay hem de dikey açı bileşenlerine bağlıdır. Sonuç olarak, rezolüsyonun iyi olması sadece yatay açığa değil aynı zamanda dikey açığa da bağlıdır. Bu nedenle de her iki doğrultuda da iyi rezolüsyona ihtiyaç duyulmaktadır. Şekil 3.43(a)'da GR'nin dikey doğrultusunda normal odaklama modundaki parçacıkların hedeften odak düzlemine olan yörüngeleri gösterilmiştir. Odak düzlemi de yatay odaklamayı sağlamaktadır. Dikey magnifikasyon ≈ 0.17 'dir [2]. Bu küçük magnifikasyon nedeniyle, hedeften büyük dikey saçılma açısıyla çıkan parçacık odak düzleminde küçük bir açığa sahip olur. Bu şartlar altında, MWDC'lerde 2 mrad kadar iyi bir açı rezolüsyonu elde edilmesine rağmen hedefte 12 mrad'dan daha iyi bir dikey rezolüsyon elde etmek mümkün değildir.

- GR'nin focus-modu: Denklem 3.12'den $(y | \Phi)$ terimi merkez açısı için 0 değerini alır. ($\rho=300$ cm)
- GR'nin over-focus-modu: Parçacıkların dikey yörüngeleri $(y | \Phi) > 0$ şeklindedir ve Q1 magneti gücü arttırılır.
- GR'nin under-focus-modu: Parçacıkların dikey yörüngeleri $(y | \Phi) < 0$ şeklindedir ve Q1 magnet gücü azaltılır.

Yatay yönde eğimin gerçekleştiği GR spektrometresinde geniş bir dikey kabul alanı sağlamak amacıyla hedefe mümkün olduğunca yakın dikey odaklamayı sağlayan kuadrupol magnet yerleştirilir. Dikey doğrultudaki geniş kabulü kaybetmeden saçılma açısı rezolüsyonunu ilerletmek için GR magnetik alanları GR'nin Q1 kuadrupol magnetinin gücünün ayarlanması ile off-focus moduna ayarlanır. Bu defocuslamanın yani dağıtmanın anlamı; dikey doğrultudaki odak düzleminin detektör pozisyonundan yukarı ya da aşağı kaydırılmasıdır. Bu da yukarı olursa over-focus mod aşağı olursa under-focus mod olarak adlandırılır [46]. RCNP Araştırma Merkezinde ($^3\text{He}, t$) reaksiyonu deneyleri için over-focus modu (p, p') deneylerinde yapılan ölçümler için ise under-focus modu tercih edilmektedir.



Şekil 3.43: (a) GR normal odaklama modu, (b) over-focus modu, (c) under-focus modu

Off-focus modu detektör düzlemindenki dikey pozisyondan y_{fp} dikey saçılma açısını elde etmeyi sağlamaktadır. Odak düzlemindeki belli bir R için parçacığın dikey pozisyonu y_{fp} ikinci mertebeden transfer matrisinin elamanları ile tanımlanabilir.

$$\begin{aligned}
 y_{fp} = & (y|y)y_{tgt} + (y|\phi)\phi_{tgt} + (y|yx)y_{tgt}x_{tgt} \\
 & + (y|y\theta)y_{tgt}\theta_{tgt} + (y|y\delta)y_{tgt}\delta \\
 & + (y|\phi x)\phi_{tgt}x_{tgt} + (y|\phi\theta)\phi_{tgt}\theta_{tgt} \\
 & + (y|\phi\delta)\phi_{tgt}\delta + \text{higher order terms} ,
 \end{aligned} \tag{3.27}$$

Y_{tgt} ; hedefteki parçacığın dikey pozisyonu, Φ_{tgt} ; hedefteki parçacığın dikey saçılma açısı, X_{tgt} ; hedefteki parçacığın yatay pozisyonu, Θ_{tgt} ; hedefteki parçacığın yatay saçılma açısı, $(y|y)$, $(y|\Phi)$; spektrometre matrisinin matris elemanları [koordinatları hedeften odak düzlemine taşır.] ve δ ise hedefe gelen hüzmenin kesirli momentumu belirtmektedir.

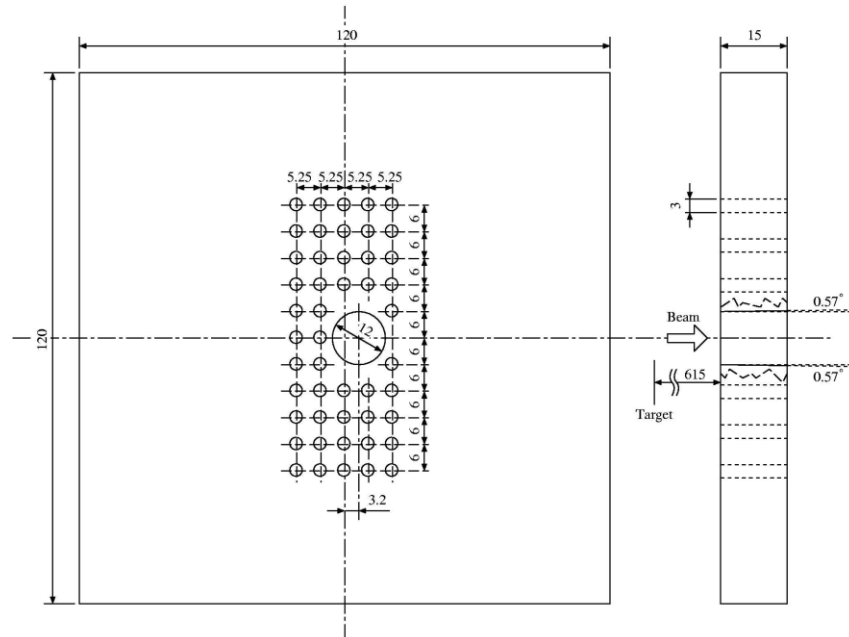
Over-focus ve under-focus modlarında denklem 3.27'deki sonlu $(y|\Phi)$ Φ_2 terim nedeniyle, hedefte farklı çıkış açılı Φ_2 parçacıklar odak düzleminde y_{fp} farklı pozisyonlara taşınır. Bu nedenle ölçülen y_{fp} değerlerinden Φ_2 değerini elde etmek olasıdır. Over-focus modunu kalibre etmek için $(y|\Phi)$ ve $(y|\Phi\theta)$ terimleri bilinmelidir. Denklem 3.27'deki diğer terimlerin y_{fp} ve Φ_2 arasındaki ilişkiyi daha fazla belirsiz hale getirmesi beklenir ve açı bilgisi için oldukça küçük olmaları gereklidir. En büyük

belirsizlik hedefteki dikey hüzme büyüklüğünden gelir. Bunun sebebi de $(y | y) \sim 6$ kadar büyük bir dikey magnifikasyonu olmasıdır. Aynı zamanda yatay hüzme büyüklüğü de belirsizliğe neden olur [28].

3.15. ÇOK DELİKLİ SÜZGEÇ

Deneylede yapılan ölçümlerde hedefteki yatay saçılma açısı θ_{tgt} ve dikey saçılma açısının Φ_{tgt} hassas bir şekilde elde edilmesi gerekmektedir. Açısal dispersiyon eşleştirme ve over-focus modunun uygulanması ile bu yatay açı θ_{fp} ve yatay pozisyon y_{fp} odak düzleminde yatay açı ve dikey açığa karşılık gelmektedir. Şekil 3.44'te çok delikli süzgeç yapısı gösterilmiştir.

Çok delikli süzgeç, odak düzleminde ölçülen koordinatlardan hedef pozisyonundaki koordinatların kalibre edilmesi amacıyla kullanılmaktadır. Çok delikli süzgeç uygulanan deney şartlarına göre boyutlarında ve delik mesafelerinde farklılık göstermektedir. Bu süzgeç üzerindeki deliklerin büyüklükleri ve delikler arasındaki mesafe bilindiği için odak düzleminde belli açı ve pozisyon belirsizliklerine sahip olarak gelen hüzmenin açı ve pozisyon bilgisi bu süzgeç vasıtasıyla elde edilebilmektedir [2].



Şekil 3.44: Çok delikli süzgeç

3.16. RCNP'DE GERÇEKLEŞTİRİLEN DENEY

RCNP Araştırma Merkezinde 25 Ocak 2004 yılında “Investigation of the Characteristics of ($^3\text{He},t$) reaction at 140 MeV/nükleon” adlı deney gerçekleştirilmiştir.

3.16.1 $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ Reaksiyon Deneyinin Amacı

140 MeV/nükleon'da gerçekleştirilen yüksek rezolüsyonlu ($^3\text{He},t$) reaksiyonu ile farklı çekirdeklerdeki Gamow-Teller (GT) uyarılmalarını incelemektir. Son zamanlarda GR spektrometresinde , WS hüzme hattında ve AVF, Halka siklotron ünitesinde yapılan yeniliklerle 30 keV'den daha iyi rezolüsyon elde edilebilmektedir. Bu sayede GT rezonanslarını daha kesin bir şekilde incelemek mümkün olmaktadır ve farklı çekirdekler için elde edilen indirgenmiş GT geçiş güçleri (B(GT)) daha az hata payı ile hesaplanmaktadır. Buna ek olarak, parçacık separasyon enerjilerinin üzerindeki seviyelerin seviye genişlikleri görülmeye başlanmıştır.

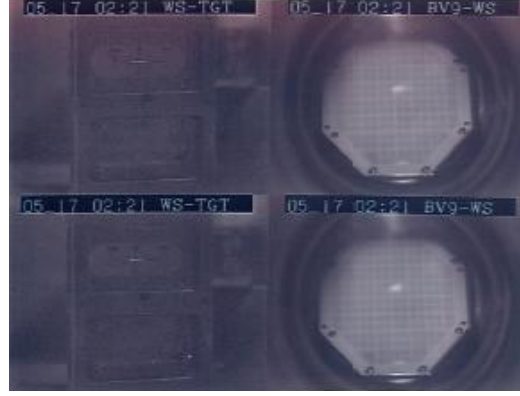
3.16.2 Deney Esnasında Yapılanlar

Hüzme ayarlaması için 2 gün, hüzme hattı ve spektrometre arasında uygulanan eşleştirme teknikleri için yarım gün harcanmıştır. Hüzme hattı olarak RCNP WS-Course hüzme hattı kullanılmıştır. Deneyin gerektirdiği koşullar Tablo 3.8'de belirtilmiştir.

Tablo 3.8: Deneysel koşullar

Hüzme	^3He
Hüzme enerjisi	420 MeV
Hüzme şiddeti	40 nA
Hedef	^{92}Zr
Hedef Kalınlığı	0.408 mg/cm ²
GR açısı	0°
Akromatik hüzme modunda (beam tuning)	^{197}Au
kullanılan hedef ve kalınlığı	1.68 mg/cm ²
Açı kalibrasyonunda kullanılan hedef ve kalınlığı	$^{13}\text{CH}_2$ 70 um
Enerji kalibrasyonunda kullanılan hedefler ve kalınlıkları	^{24}Mg , ^{26}Mg 0.815, 0.872 mg/cm ²
Sonuçta elde edilen enerji rezolüsyonu	~30 keV

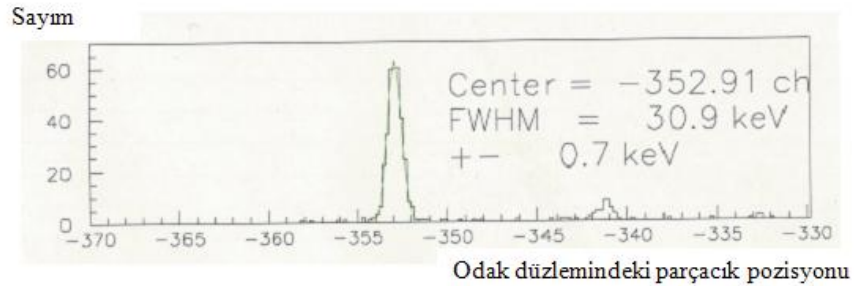
Deneyde hedefte meydana gelebilecek enerji kaybından kaçınmak amacıyla 1.5 mg/cm^2 'den daha düşük bir hedef kalınlığı tercih edilmiştir. Hedef değişikliği esnasında hüzmenin merkezden geçip geçmediğini anlamak için ZnS hüzme görüntüleyicisi kullanılmıştır. Şekil 3.45'te ZnS'le kontrol edilen hüzme yönelimi görülmektedir.



Şekil 3.45: ZnS kullanıldığında hüzme görüntüleyicilerinde gözlenen hüzmenin şekli

Daha önceki yapılan deneylere kıyasla bu deneyde GR'nin manyetik alanı nedeniyle ikinci mertebeden oluşan sapmalar bazı problemlere sebep olmuştur. Bu nedenle bu sapmaların çoklu kutup magnetinin içerisinde yer alan sextupol magnetin şiddetinin artırılması ile üstesinden gelinmiştir. Deneyde çıkan trityum parçacıkların detekte edilmesi ve analizi için standart VDC odak düzlemi detektörleri ve GR spektrometresi kullanılmıştır. Yüksek momentum rezolüsyonu ve yüksek açı rezolüsyonu dispersiyon eşleştirme tekniği ve açısal dispersiyon eşleştirme tekniği kullanılmıştır.

Kullanılan ^{92}Zr hedefiyle ilk olarak akromatik modda yaklaşık 90 keV 'lik enerji rezolüsyonu elde edilmiş daha sonra dispersiv moda geçilmesi ve eşleştirme tekniklerinin uygulanması ile yaklaşık 30 keV 'lik enerji rezolüsyonuna ulaşılmıştır. Şekil 3.46'da online analiz ile elde edilen rezolüsyon verilmiştir.



Şekil 3.46: Online analiz yöntemi ile elde edilen rezolüsyon

4. BULGULAR

4.1 DATA ANALİZİ

4.1.1 PAW(Physics Analysis Workstation)

Tez kapsamında gerçekleştirilen yüksek rezolüsyonlu $^{92}\text{Zr}(^3\text{He,t})^{92}\text{Nb}$ reaksiyonu sonucunda elde edilen data çeşitli aşamalarla analiz edilmiştir. Bu amaçla adını İngilizce "**P**hysics **A**nalysis **W**orkstation" (Fizik Çözümleme/Analiz İş İstasyonu) sözcüklerinin baş harflerinden alan, Linux işletim sistemi altında çalışan, fortran ve C programlama dilini temel alan bir grafik paket programı kullanılmaktadır [47]. PAW, istatistiksel veya matematiksel analiz etme, etkili grafik sunumları ve histogramlar üzerinde çalışma olanağı sağlamaktadır. Ayrıca histogramların görüntülenmesi için cern library dosyasını da ek olarak gerektirmektedir [48].

PAW kapsamında bazı dosyalar ve fonksiyonlar mevcuttur. Bunlardan en temel olanı GR_sorter adı verilen Grand-Raiden tek ölçüm datasını analiz etmek için kullanılan software programıdır. Bu software C dilinde yazılmış olan ayrı kaynak dosyaları içerir. Ana fonksiyon 'sorter_GR.c' dosyasıdır. Bu fonksiyon bir data dosyası açar ve 'sorter_read.c' dosyasında tanımlanan read_data_blk() fonksiyonunu çağırır. Bu sayede bld dosyasından alınan data bloklarından (TDC, ADC, TOF,...) GR DAQ sisteminin işlenmemiş verilerini ortaya çıkarır ve bütün parametreleri 'sorter_user.c' dosyasında tanımlanan user_analysis() fonksiyonuna iletir. Prensipite, data analizi için analiz eden kişinin değiştirmesi gereken bütün parametre ya da fonksiyonlar 'sorter_user.c' dosyası içerisinde yer alır. Buna ek olarak bütün histogramlar 'sorter_hb.c' dosyasında ve aynı zamanda histogramları doldurmak için kullanılan bütün fonksiyonlar da bu dosyada bulunmaktadır.

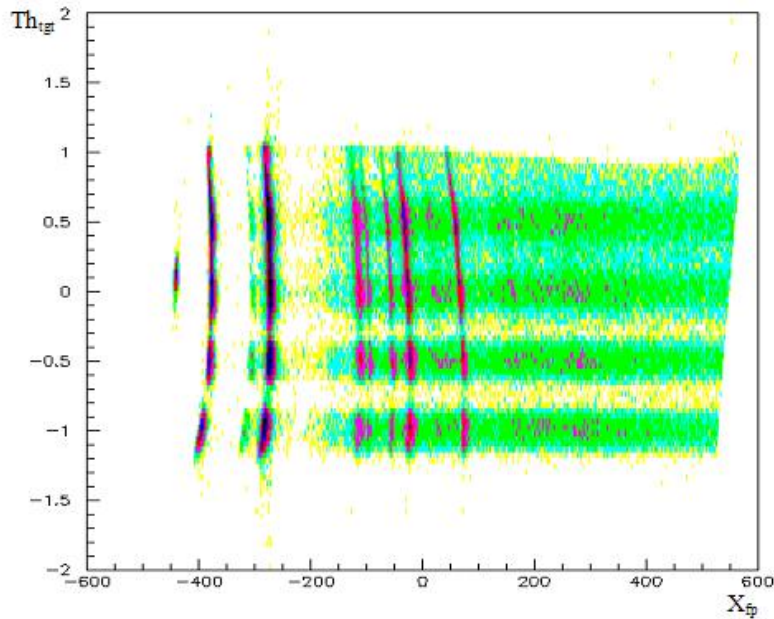
Bu software programında theta(Th) ve phi(Ph), parçacık açısının yatay ve dikey bileşenleri olarak tanımlanır. Alt indis olarak kullanılan fp ve tgt, odak düzlemindeki ve hedeften sonraki kısmı temsil eden parametrelerdir. X ve Y yatay ve dikey

doğrultulardaki pozisyonlar için, U ise U-tel düzlemindeki pozisyon için kullanılmaktadır.

Hedef pozisyonunda reaksiyona uğradıktan sonra farklı momentumlara sahip olarak GR spektrometresine gelen parçacıklar odak düzleminde farklı pozisyon ve açı değerlerine sahip olarak dedekte edilirler. Bu da pozisyon ve açı bilgilerinde belirsizlikler meydana gelmesine neden olur. Bu nedenle bu belirsizlik ortadan kaldırılması için açı kalibrasyonu yapılmaktadır. Ayrıca buna ek olarak enerji kalibrasyonu da yapılmaktadır. Açı ve enerji kalibrasyonların yapılması ile amaçlanan yüksek rezolüsyonlu spektrumlar elde edilebilmektedir.

4.1.2 Açı Kalibrasyonu

Tez kapsamında RCNP’de gerçekleştirilen $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonu sonucu yüksek rezolüsyonlu spektrum elde edilmesi amacıyla analiz aşamasında ilk olarak açı kalibrasyonu gerçekleştirilmiştir. Bu amaçla deney esnasında $^{13}\text{CH}_2$ hedef kullanılmıştır. Açı kalibrasyonu yapmak için yatay yönde her 0.5° derecelik açıda ve düşey yönde her 10 mr açıda bir deliğe sahip olan çok delikli süzgeç kullanılarak alınan datadan yararlanılmaktadır. Şekil 4.1’de parçacıkların odak düzleminde elde edilen saçılma açılarının odak düzlemindeki pozisyonlarına bağlı diyagramı görülmekte ve bu diyagram software programıyla düzeltme yapılmadan önceki hali temsil etmektedir.



Şekil 4.1: $^{13}\text{CH}_2$ datası için software programıyla düzeltme yapılmadan önce elde edilen X_{fp} - Th_{tgt} diyagramı

Çok delikli süzgeç büyük bir hedef görevi görmektedir. Dolayısıyla gelen parçacık $^{13}\text{CH}_2$ hedefinden saçıldıktan sonra saçılan birçok parçacık detektöre ulaşip zedelenmeye neden olabilmektedir. Bu nedenle de 0° 'den büyük açılarda saçılan parçacıklar saçılma çemberi içerisindeki faraday kaptaki durdurulmakta ve bu sayede detektörün zedelenmesi engellenmektedir. Dolayısıyla 0° 'de saçılan parçacıklar yani Gamow-Teller geçişlerinin baskın olduğu açı civarındaki açılarda dağılıma bakılmaktadır. Ancak çok delikli süzgeç yapısında birçok delik içerdiğinden dolayı ve odak düzlemindeki detektörlerin yerleşim şekli nedeniyle odak düzleminde farklı açı ve pozisyonlarda parçacıklar detekte edilmektedir. Ayrıca gelen $^3\text{He}^{++}$ hüzmesi atomik bir süreç sonucu bazen hedefin içine işleyerek hedeften bir elektron yakalamakta ve $^3\text{He}^+$ halini almaktadır. $^3\text{He}^+$ parçacığı da saçılan parçacık triton ile aynı kütleye ve yüke sahiptir. Dolayısıyla spektrometrede yer alan D1 magnetin magnetik alanı tritona göre ayarlandığından $^3\text{He}^+$ parçacığı da triton parçacığı ile aynı şekilde bu alana maruz kalıp detektöre ulaşabilmektedir. Bunlara ek olarak 1.7 T'lik yüksek magnetik alanda Grand-Raiden dipol magnetlerin saturasyonu bazı sapmalara sebep olmaktadır. Bu sebeplerden dolayı parçacıkların hedef pozisyonunda saçılma açısının yatay (Th_{tgt}) ve dikey (Ph_{tgt}) bileşenlerine bağlı olarak pozisyon bilgilerinde belirsizlikler gözlenmektedir. Odak düzlemindeki yüksek mertebe sapmalar ve kinematikleri düzeltilmek ve bu belirsizlikleri ortadan kaldırmak için bileşenlerin yatay pozisyona bağlı olan $X_{\text{fp}}-\text{Th}_{\text{tgt}}$ ve $X_{\text{fp}}-\text{Ph}_{\text{tgt}}$ histogramlarının açılı kalibrasyonu yapılması gerekmektedir.

Enerji spektrumu bir dizi θ_{tgt} içerdiğinden eğer bu iki boyutlu diyagram direkt olarak X_{fp} ile ilişkilendirilirse rezolüsyon kötüleşir. Bu eğri spektrometrenin çok kutuplu magneti ile (MP) düzeltilmelidir. Fakat magnetik alan bu düzeltme için yeterli olmayabilir. Dolayısıyla pik software düzeltilmesiyle düz hale getirilir. Bu nedenle analizde ^{92}Nb datası için düzeltme matrisi b_{ij} , x_{fp} 'de ikinci mertebe ve θ_{tgt} 'da dördüncü mertebe düzeltme yapılarak uygulanmıştır.

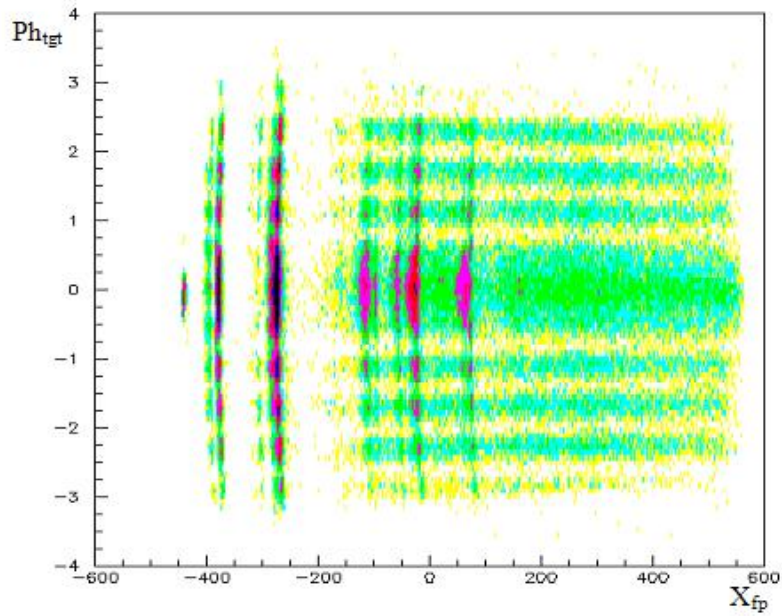
$$x'_{\text{fp}} = x_{\text{fp}} + \sum_{i=0}^2 \sum_{j=1}^4 b_{ij} x_{\text{fp}}^i \theta_{\text{tgt}}^j \quad (4.1)$$

Burada x_{fp} , düzeltmeden önceki ve x'_{fp} düzeltmeden sonraki pozisyonları belirtir. $\theta_{\text{tgt}}=0^\circ$ da her bir seviyenin x_{fp} değeri değişmemesi gerektiğinden $j=0$ sırası formülde

bulunmamaktadır. $\theta_{tgt}=0$ 'da x_{fp} değerlerine karşılık gelen x'_{fp} ve çeşitli seviyelerin farklı θ_{tgt} değerlerine karşılık gelen x_{fp} değerlerinin kullanılmasıyla b_{ij} katsayıları elde edilmiştir. Her bir çizgi düzleştirilmiş ve rezolüsyon iyileştirilmiştir.

Reaksiyon kinematiğine bağlı olarak farklı ϕ_{tgt} değerlerinde gelen parçacıklar farklı momentumlara sahiptir. Over-focus modda ϕ_{tgt} Y_{fp} 'e karşılık geldiğinden X_{fp} , Y_{fp} 'e bağlılık göstermektedir. Bu nedenle bu düzeltmelerin aynı zamanda Y_{fp} için de yapılması gerekmektedir. Şekil 4.2'de düzeltme yapılmadan önceki hali temsil eden X_{fp} - Y_{fp} iki boyutlu diyagramı verilmiştir. Eğer saçılan parçacıklar $z'=0$ odak düzleminde odaklanmamışlarsa, kesikli seviyeleri gösteren çizgiler eğilmektedir. Bu da birinci mertebe odaklamanın gerçekleştiği ancak bu odaklamanın büyük ikinci mertebe sapmaları içerdiğini göstermektedir. Bu etkinin ortadan kaldırılması için denklem 4.2'deki gibi düzeltme matrisi c_{ij} uygulanmaktadır.

$$x'_{fp} = x_{fp} + \sum_{i=0}^1 \sum_{j=1}^2 c_{ij} x^i_{fp} \phi^j_{tgt} \quad (4.2)$$



Şekil 4.2: Sapma etkilerinin ortadan kaldırılmasından önce elde edilen iki boyutlu X_{fp} - Ph_{tgt} diyagramı

Sapma etkileri ortadan kaldırılıp parçacıklar $z'=0$ odak düzleminde doğru bir şekilde odaklanırsa, çizgiler açı kalibrasyonu yapıldıktan sonra elde edilen X_{fp} - Ph_{tgt} histogramında dikey ve düz bir hal almaktadır.

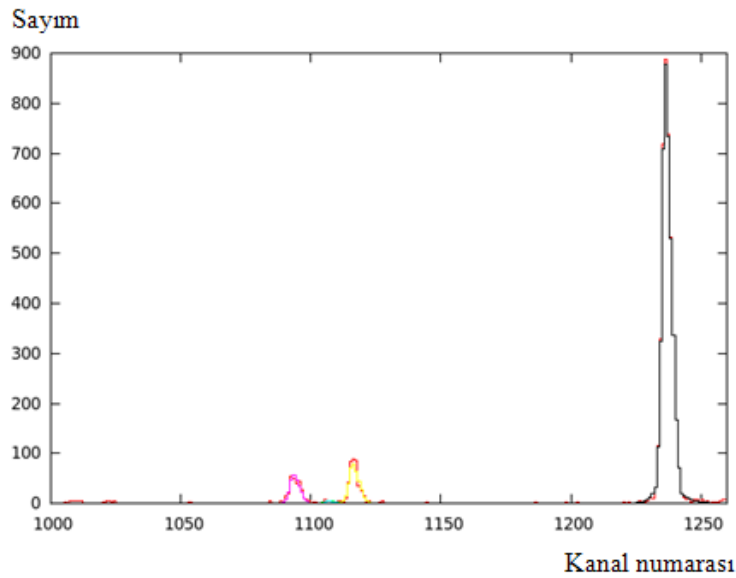
$\Theta = 0^\circ-0.5^\circ, 0.5^\circ-0.8^\circ, 0.8^\circ-1.2^\circ, 1.2^\circ-1.6^\circ, 1.6^\circ-2^\circ$ saçılma açıları esas alınarak yüksek rezolüsyonlu $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ spektrumları elde edilmiştir.

4.1.3. Enerji Kalibrasyonu

Açı kalibrasyonundan sonra rezolüsyonun daha da iyileştirilmesi amacıyla enerji kalibrasyonu gerçekleştirilmiştir. Bu nedenle ^{26}Mg hedeften alınan data ile software programı yardımıyla X_{fp} - Th_{tgt} ve X_{fp} - Ph_{tgt} histogramları için düzeltme yapılmıştır. Enerji kalibrasyonu amacıyla ^{26}Mg hedefin seçilmesinin nedeni yüksek enerjide ve ^{92}Nb enerji piklerinin olduğu enerji bölgesinde birçok belirgin pike sahip olmasıdır.

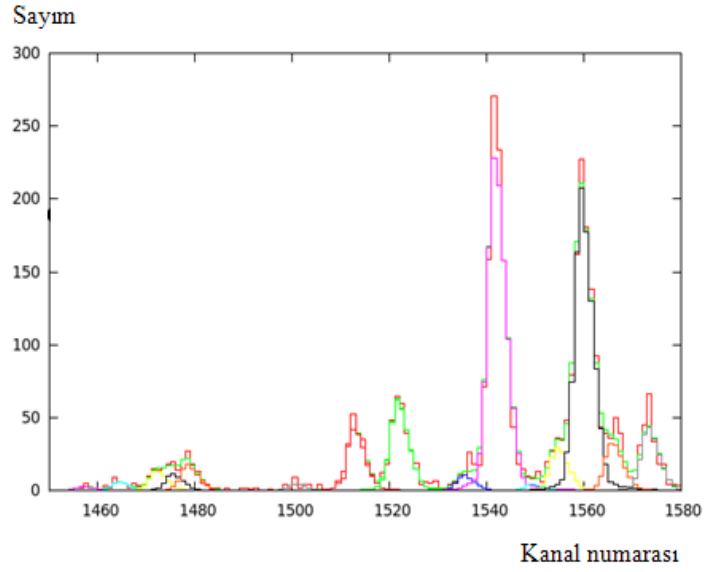
4.1.4 Piklerin Fit Edilmesi ve Tesir Kesiti Değerlerinin Elde Edilmesi

Amaçlanan $B(GT)$ değerlerinin hesaplanması amacıyla sayım değerlerine ve hatalarına ihtiyaç duyulmaktadır. Bu nedenle pikler sfit adı verilen bir program aracılığıyla fit edilmekte ve bu program çıktısında her bir pikin sayım değerlerine ve hata paylarına ulaşılmaktadır. Bu aşamada sayımı yüksek ve diğerlerinden kolaylıkla ayırt edilebilecek referans bir pikin seçilmesi gerekmektedir. ^{92}Nb spektrumundan seçilen bu referans piki 9.008 MeV enerjiye ve 0^+ spin pariteye sahip olan IAS pikidir.

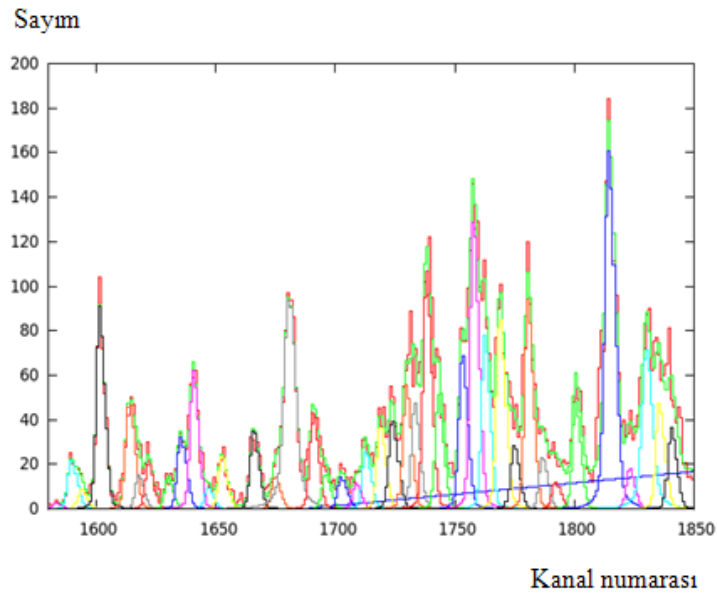


Şekil 4.3: $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$ açısındaki 1000-1250 kanal numaralarına karşılık sayım değerlerinin gösterildiği histogramda fit alınımı

Pik fitleme işleminde 6000 kanala dağılmış olan pikler, piklerin başlangıç ve bitiş noktaları içerecek piklerin bölünmesine engel olmayan, sayım değerlerinin doğru olarak elde edilebileceği ve pikin tek bir şekilde ayırt edilebilecek konumda olmasını sağlayacak şekilde kanal numaralarına göre bölgeleştirilmiştir. Bu şekilde fit alınan kanal bölgesine ayrılmış pikler Şekil 4.3, 4.4, 4.5, 4.6, 4.7’de gösterilmektedir. Seçilen kanal aralıkları 1000-1250, 1250-1580, 1580-1850, 1850-2300 ve 2300-5000 şeklindedir.

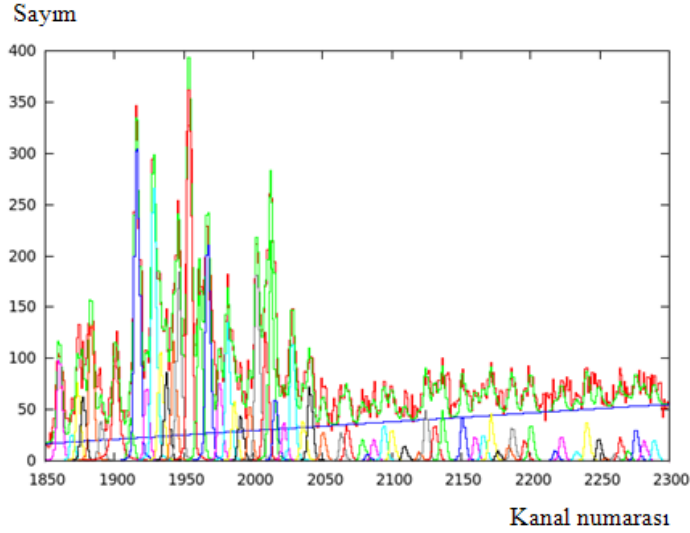


Şekil 4.4: $\Theta=0^{\circ}-0.5^{\circ}$ açısındaki 1250-1580 kanal numaralarına karşılık sayım değerlerinin gösterildiği histogramda fit alınımı

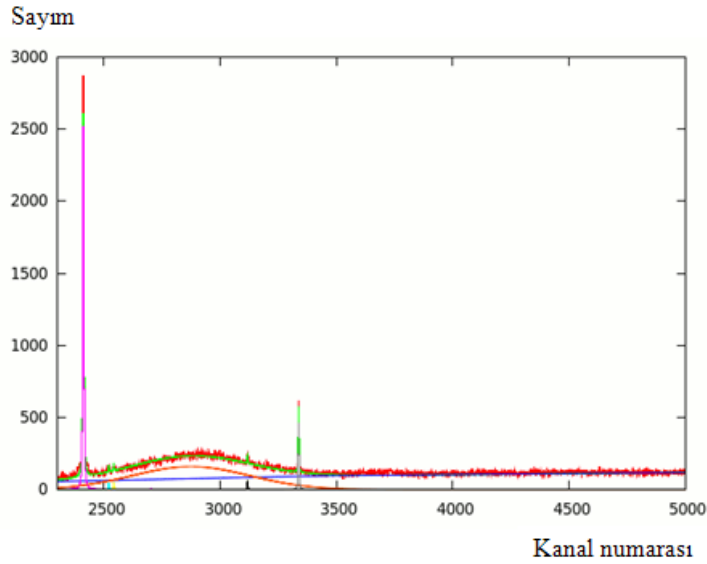


Şekil 4.5: $\Theta=0^{\circ}-0.5^{\circ}$ açısındaki 1580-1850 kanal numaralarına karşılık sayım değerlerinin gösterildiği histogramda fit alınımı

1500-2300 kanal numarası arası bölgede seviye yoğunluklarının fazla olması nedeniyle birçok pik içiçe görülmektedir. Bu renklerdeki piklerin üst üste gelmesi pik fitleme işleminin doğruluk mertebesini göstermektedir. Datadan gelen kısım kırmızı renk ile temsil edilirken tüm piklerin toplamı yeşil renk ile gösterilmektedir.



Şekil 4.6: $\Theta=0^{\circ}-0.5^{\circ}$ açısındaki 1850-2300 kanal numaralarına karşılık sayım değerlerinin gösterildiği histogramda fit alınımı



Şekil 4.7: $\Theta=0^{\circ}-0.5^{\circ}$ açısındaki 2300-5000 kanal numaralarına karşılık sayım değerlerinin gösterildiği histogramda fit alınımı

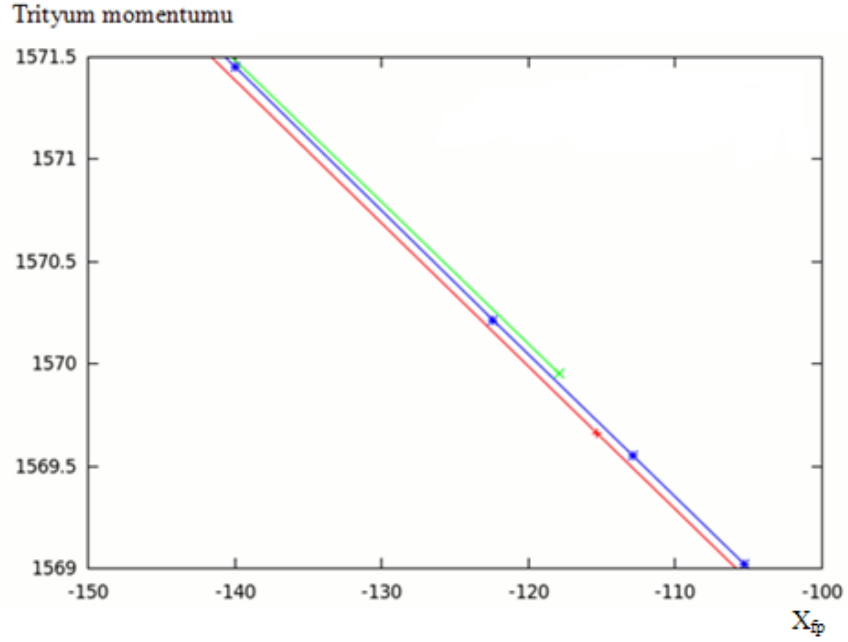
B(GT) hesaplamasında direk olarak önem teşkil eden bir nokta fitleme aşamasındaki background katkısını doğru belirleyip belirleyememekten gelmektedir. Background çizgisinin çok aşağıda veya çok yukarıda seçilmesinin önemli sonuçlar doğuracağı açıktır. Çizginin çok aşağıda seçilmesi durumunda background olarak nitelendirdiğimiz

ve istenmeyen kısımlar da fitleme aşamasına dahil olacak ve yanlış sayım değerleri elde etmemize sebep olacaktır. Çok yukarıda seçilmesi ise incelemek istediğimiz piklerde sayım kaybına sebep olabilmektedir. Bu nedenle background çizgisinin oldukça özenle ve doğru bir şekilde tespit edilmesi gerekmektedir. Bu şekilde analiz sonucunda elde edilen B(GT) değerleri daha doğru bir oranla hesaplanmış olacaktır. Buradan yola çıkarak ^{92}Nb çekirdeğinin fitleme aşamasında Şekil 4.3, 4.4, 4.5, 4.6, 4.7’de mavi ile gösterilen çizgi background çizgisi olarak çeşitli denemeler sonucunda her bir kanal bölgesi için ayrı olarak elde edilmiştir.

4.1.5 Uyarılma Enerjilerinin Kalibrasyonu

Uyarılma enerjileri (E_x) kalibrasyonu için ilk önce hangi datanın kullanılacağına karar verilmiştir. ^{13}C , ^{92}Zr , ^{26}Mg datası ve kombinasyon şekilleri bir arada denenmiştir. En iyi sonuç verenin ^{26}Mg olduğu anlaşılmış ve kalibrasyon için ^{26}Mg kullanılmıştır. Şekil 4.8’de enerji kalibrasyonunda kullanılmak amacıyla aday olarak düşünülen üç datanın karşılaştırılması verilmiştir. Yeşil çizgi ^{92}Zr ’den, mavi çizgi ^{26}Mg ’dan ve kırmızı çizgi ise ^{13}C ’ten gelen değerleri temsil etmektedir.

Kalibrasyon amacıyla reaksiyon kinematik parametrelerinin hesaplanması için RELKIN (RELativistic KINematic) ve TSUBAKI adı verilen programlar kullanılmıştır. RELKIN programı ile incelenmek istenen $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonunda, 419.98 MeV(140MeV/nükleon) reaksiyon enerji değeri, bilinen E_x değerleri, 0° saçılma açısı bilgileri girilerek çıkan çekirdeğin saçılma (E_{rec}) enerji değerleri ve B_p değerleri, çıkan ürün çekirdek triton (E_t) enerji değerlerine ulaşılmaktadır. TSUBAKI programı ile de kalibrasyonda gerekli olan E_t ’den geri saçılmaya geçiş parametreleri (E_t to recoil parameters) elde edilmektedir. Literatürden bakılan E_x değerleri ile hesaplanan tahmini E_x değerleri arasındaki enerji farkı makul değer olarak düşünülmüştür. Tüm pikler için bu farkın fazla olması durumunda fit alma mertebeleri arttırılmıştır. Ayrıca bir diğer gerekli olan pozisyondan momentuma geçiş parametreleri (position to momentum parameters) awk adı verilen bir programla hesaplanmıştır. Bu program C ya da Fortran dili temelli hesaplama programıdır. Bu programda amaçlanan E_x uyarılma enerjilerini hesaplamaktır. Bunun için aşağıdaki gibi birkaç aşamalı formül dizisi kullanılmıştır.



Şekil 4.8: ^{13}C , ^{92}Zr , ^{26}Mg datası kullanılarak çizilen odak düzlemindeki pozisyon değerlerine karşılık gelen momentum değerlerinin histogramı

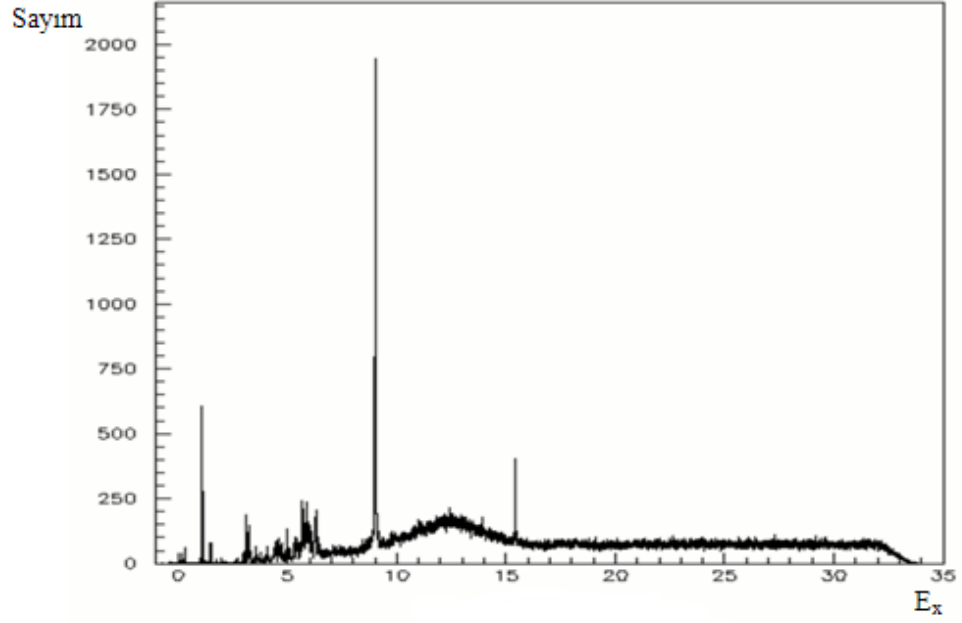
$$P_t = 1561.6 - 0.709587 X_{fp} - 0.0000043577 X_{fp}^2 \quad (4.3)$$

$$E_t = \sqrt{P_t^2 + m_t^2} - m_t \quad (4.4)$$

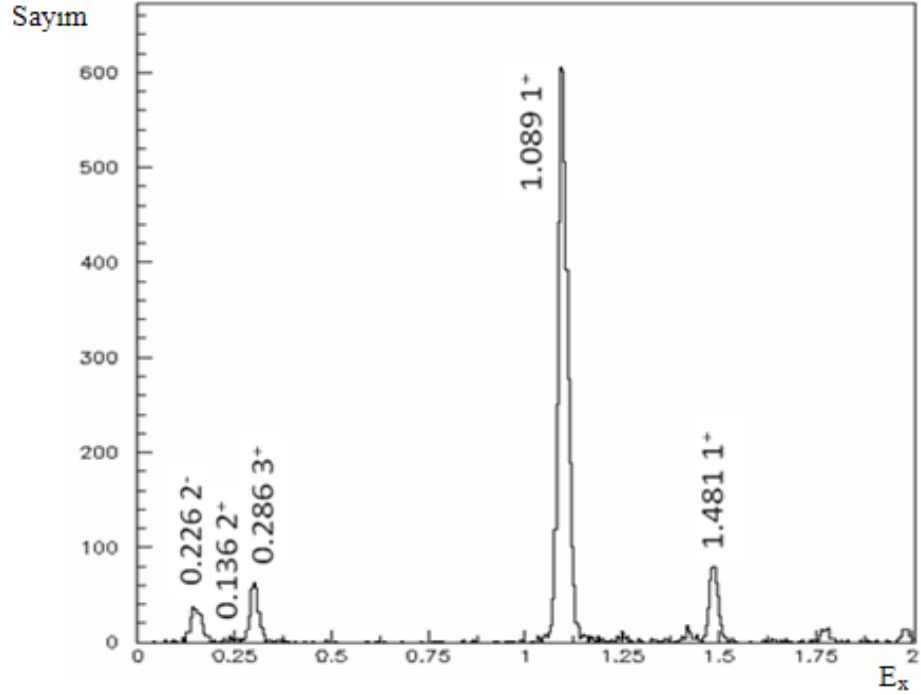
$$E_{rec} = par1_{Et-rec} + par2_{Et-rec} \cdot E_t + par3_{Et-rec} \cdot E_t^2 \quad (4.5)$$

$$E_x = E_{(hüzme)} - E_{rec} - E_t + Q \quad (4.6)$$

P_t triton momentumunu, E_t triton enerjisini, X_{fp} parçacığın odak düzlemindeki yatay pozisyonunu, m_t triton kütleini ($m_t=2808.94327$), E_{rec} parçacığın saçılma enerjisini, $par1,2,3_{Et-rec}$ parametreleri E_t 'den geri saçılma enerjisine geçiş parametrelerini, $E_{hüzme}$ gelen hüzme enerjisini, Q reaksiyon enerjisini temsil etmektedir. Bu hesaplamalardan sonra uyarılma enerjileri-sayım histogramı elde edilmiştir. Şekil 4.9'da $0^\circ-0.5^\circ$ için elde edilen enerji spektrumu ve Şekil 4.10-4.11'de ise farklı enerji bölgelerindeki piklerin gösterilişi verilmiştir. Enerjileri hesaplanan pikler literatürdeki enerji değerleriyle kıyaslanmış ve bilinen pikler tanımlanmıştır. Ayrıca enerji spektrumunda düşük enerji bölgesinde açılma momentumun sıfırdan büyük olduğu ($L>0$) bazı pikler de tanımlanmıştır.



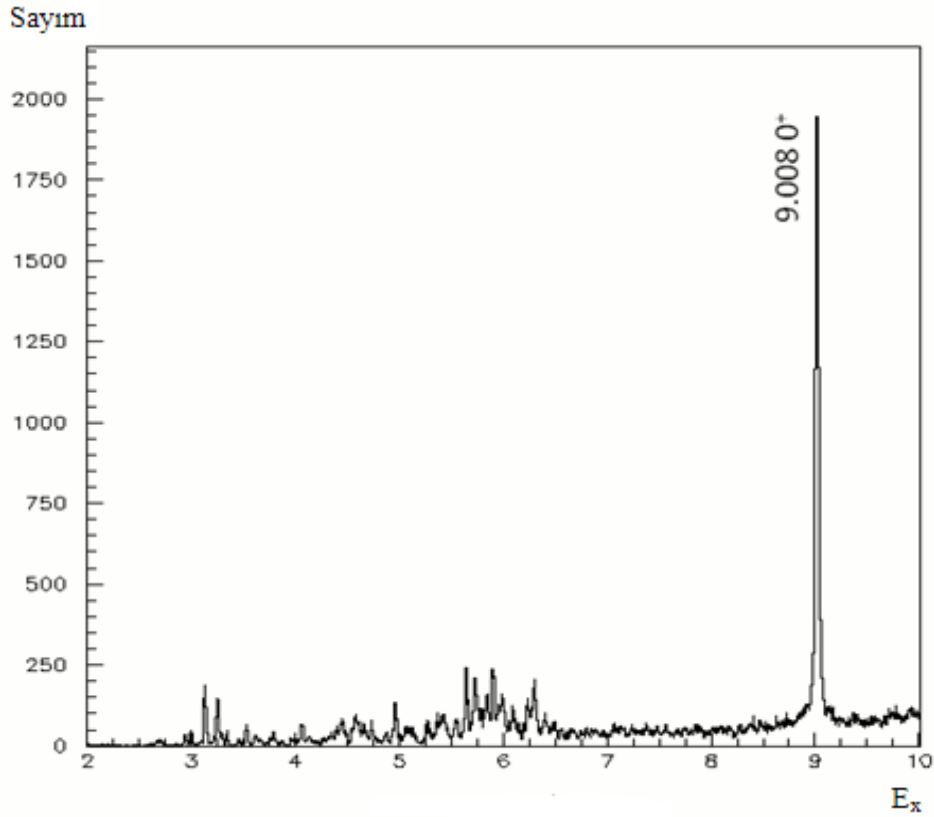
Şekil 4.9: RCNP’de 140 MeV/nükleon enerjide gerçekleştirilen $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonun $0^\circ\text{-}0.5^\circ$ açısı için analiz sonucunda elde edilen enerji spektrumu



Şekil 4.10: $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonun $0^\circ\text{-}0.5^\circ$ açısı için analiz sonucunda elde edilen enerji spektrumunun 0-2 MeV enerji aralığında gösterimi

^{92}Nb çekirdeğinin bilinen birçok 1^+ seviyesi bulunmamaktadır. Şekil 4.10-4.11’deki spektrumda $E_x=0.136$ MeV 2^+ , 0.226 MeV 2^- , 0.286 MeV 3^+ , 1.089 MeV 1^+ , 1.481 MeV 1^+ , 9.008 MeV’de 0^+ enerji ve spin parite değerleri ile literatürden bilinen pikler

$E_x=0.138$ MeV 2^+ , 0.226 MeV 2^- , 0.290 MeV 3^+ , 1.091 MeV 1^+ , 1.482 MeV 1^+ , 9.020 MeV 0^+ enerji ve spin değerlerinde tanımlanmıştır. 9.020 MeV enerji değerinde pik IAS pikidir ve en yüksek sayıma sahiptir. 1^+ spin paritesine sahip pikler GT geçişlerinden gelen piklerdir. ^{92}Nb çekirdeğinin temel seviye spin paritesi 7^+ olduğundan GT geçişleri ile bu pik gözlenmemektedir. Dolayısıyla GT geçişlerinin baskın olduğu Şekil 4.9'daki 0° spektrumunda ayırt etmek mümkün değildir. Diğer spin pariteli pikler ise düşük enerji bölgesinde tanımlanabilmiş açılal momentumu sıfırdan büyük olan ve GT geçişlerine ait olmayan piklerdir. Ayrıca 15.06 MeV enerjide $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}$ geçişinden gelen kontaminasyon piki gözlenmiştir.



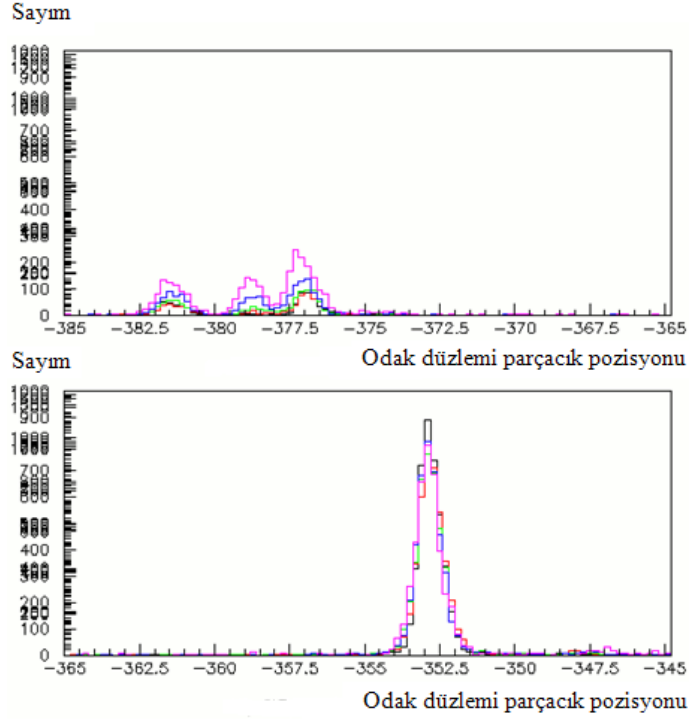
Şekil 4.11: $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonun 0° - 0.5° açısı için analiz sonucunda elde edilen enerji spektrumun 2-10 MeV enerji aralığında gösterimi

4.1.6 Açılal Dağılım Analizi

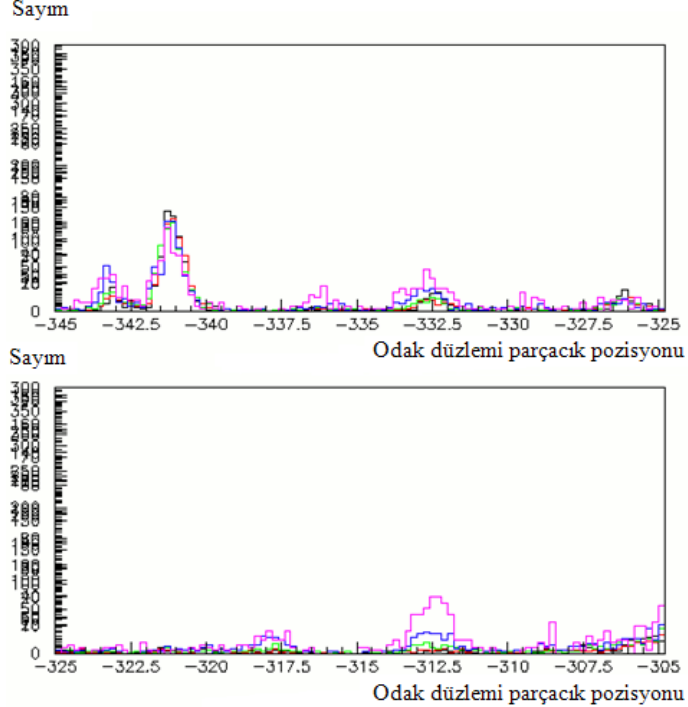
Enerji spektrumu elde edildikten sonra $B(\text{GT})$ değerlerinin hesaplanması için hangi piklerin Gamow-Teller geçişinden geldiği bilinmelidir. GT geçiş piklerine diğer geçişlerden gelen etkinin ortadan kaldırılıp bu geçişlerin daha net bir şekilde gözlenebilmesi için yarı-serbest saçılmadan gelen katkı çıkarılarak (quasi-free subtraction) elde edilen spektrum kullanılmıştır. Reaksiyonda gelen parçacığın hedef

çekirdekdeki bir parçacıkla etkileşip bir nükleon çıkarması olayına “yarı-serbest saçılma” denilmektedir. Reaksiyonun sahip olduğu iç cisim etkileşim yapısından dolayı trityum spektrumunda proton separasyon enerjisinin ($S_p=5.846$ MeV) üzerindeki enerjilerde sürekli bir yapı gözlenmekte ve piklerde belirli genişlikler görülmesi beklenmektedir. Ayrıca GT geçişlerinin σ_T operatörü yapısı da yarı-serbest saçılmaya sebep olmakta ve parçacıkların yaptığı Fermi hareketi spektrumda bu etkiye sahip kısmı genişletmektedir. Bu nedenle açılal dağılım üzerinde odaklanılmaktadır. Bu dağılımda da açılal momentum transferinin $L=0$ olduğu seviyeleri incelemek için kesikli seviyeler üzerine yoğunlaşmaktadır. Bunun için uygulanan fonksiyon hedef çekirdekteki bir nükleon ile gelen parçacığın arasındaki klasik saçılmaya bağıllık göstermektedir. Ancak bu fonksiyon, 20 MeV’den daha yüksek enerjilerdeki uyarılma enerjilerinde deneysel verilerle iyi uyum sağlamasına rağmen, proton separasyon enerjisinin üzerindeki enerjilerde kesin bir sonuç alınamamaktadır. Bu nedenle yayınlanan protonun geçirgenlik fonksiyonu da hesaba katılarak spektrumdan yarı-serbest saçılmadan gelen katkıyı içeren kısım çıkartılmıştır. Bu işlemden sonra farklı açılarda elde edilen spektrumların üstüste getirilmesi methodu (overlapping) uygulanmıştır. Şekil 4.12, 4.13, 4.14, 4.15, 4.16, 4.17, 4.18’de $\Theta= 0^\circ-0.5^\circ, 0.5^\circ-0.8^\circ, 0.8^\circ-1.2^\circ, 1.2^\circ-1.6^\circ, 1.6^\circ-2^\circ$ saçılma açılal için elde edilen spektrumların seçilen pozisyon aralıklarında üstüste getirilmiş halleri gösterilmiştir.

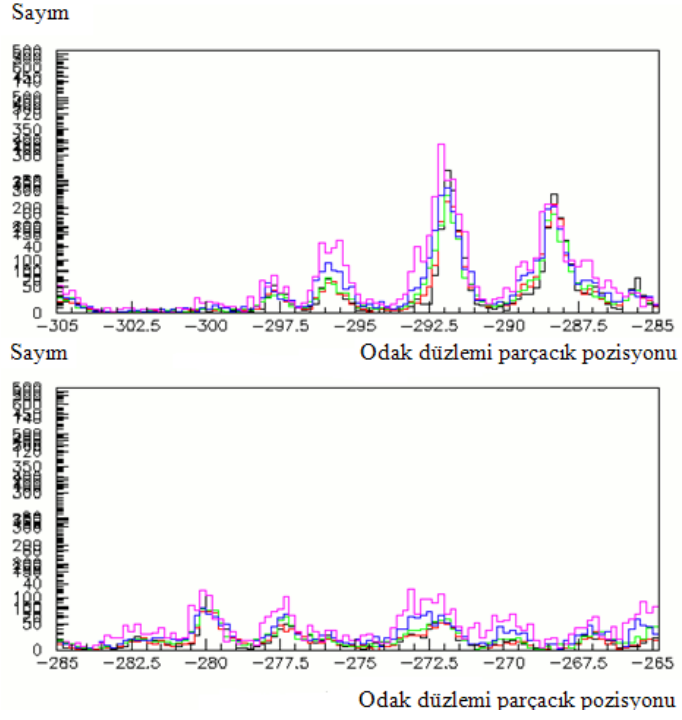
Bu methotta 1.089 MeV enerjili 1^+ seviyesine ait pik referans olarak seçilmiştir. Farklı açılardaki spektrumların tamamen üstüste geldiği pikler Gamow-Teller piki olarak diğerlerinden ayırt edilmiştir. Diğer uyumsuzluk gösteren pikler ise açılal momentumu sıfırdan büyük olan pikleri temsil etmektedir. Ancak bu şekilde bazı piklerde tam olarak kesin yargıya varılamadığından Gamow-Teller geçişlerinden gelen pikleri daha kesin olarak ayırt etmek amacıyla bir başka method daha uygulanmıştır. Bu methotta, açılal dağılım analizi kullanılmıştır. Sfit sonucunda elde edilen piklerin sayımları katı açılıya bölünmüştür. Daha sonra bu elde edilen değerlerle farklı saçılma açılalının fonksiyonu olarak bir diyagram oluşturulmuştur. Şekil 4.19’da bu methodla elde edilen diyagram görülmektedir.



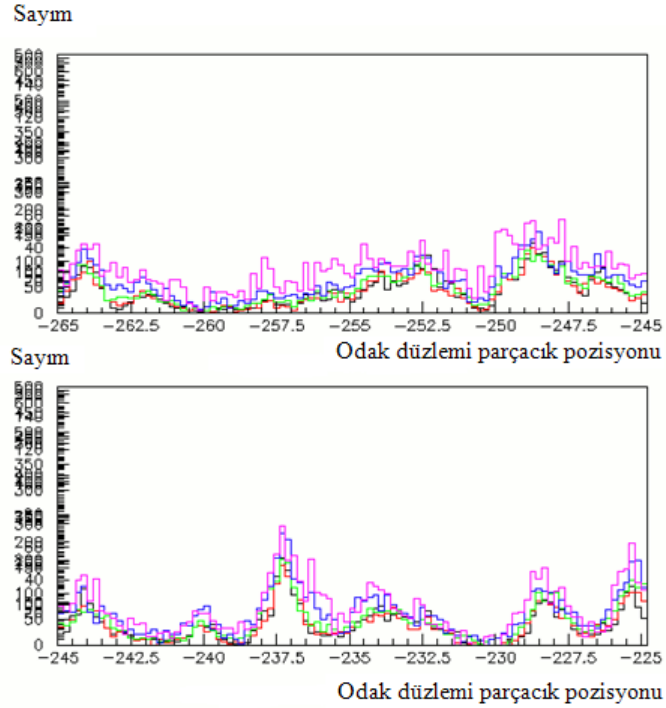
Şekil 4.12: $\Theta=0^{\circ}-0.5^{\circ}$, $0.5^{\circ}-0.8^{\circ}$, $0.8^{\circ}-1.2^{\circ}$, $1.2^{\circ}-1.6^{\circ}$, $1.6^{\circ}-2^{\circ}$ saçılma açıları için elde edilen spektrumlarının $-385 < X_{fp} < -345$ değerleri arasında uygulanan üstüste getirme methodunun gösterimi



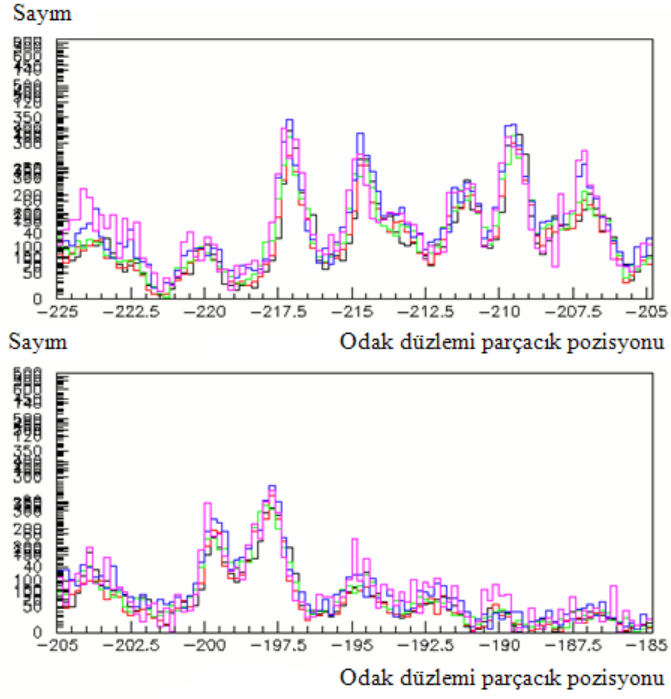
Şekil 4.13: $\Theta=0^{\circ}-0.5^{\circ}$, $0.5^{\circ}-0.8^{\circ}$, $0.8^{\circ}-1.2^{\circ}$, $1.2^{\circ}-1.6^{\circ}$, $1.6^{\circ}-2^{\circ}$ saçılma açıları için elde edilen spektrumlarının $-345 < X_{fp} < -305$ değerleri arasında uygulanan üstüste getirme methodunun gösterimi



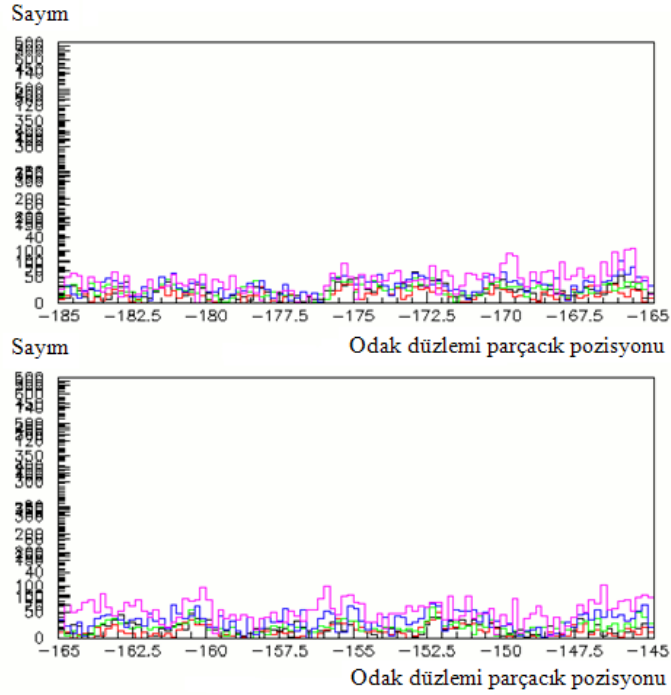
Şekil 4.14: $\Theta=0^{\circ}-0.5^{\circ}$, $0.5^{\circ}-0.8^{\circ}$, $0.8^{\circ}-1.2^{\circ}$, $1.2^{\circ}-1.6^{\circ}$, $1.6^{\circ}-2^{\circ}$ saçılma açıları için elde edilen spektrumlarının $-305 < X_{fp} < -285$ değerleri arasında uygulanan üstüste getirme methodunun gösterimi



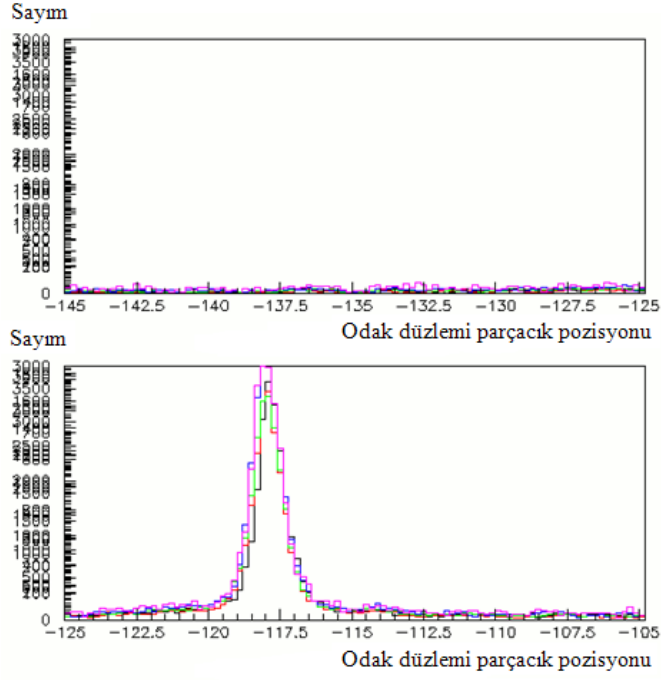
Şekil 4.15: $\Theta=0^{\circ}-0.5^{\circ}$, $0.5^{\circ}-0.8^{\circ}$, $0.8^{\circ}-1.2^{\circ}$, $1.2^{\circ}-1.6^{\circ}$, $1.6^{\circ}-2^{\circ}$ saçılma açıları için elde edilen spektrumlarının $-285 < X_{fp} < -225$ değerleri arasında uygulanan üstüste getirme methodunun gösterimi



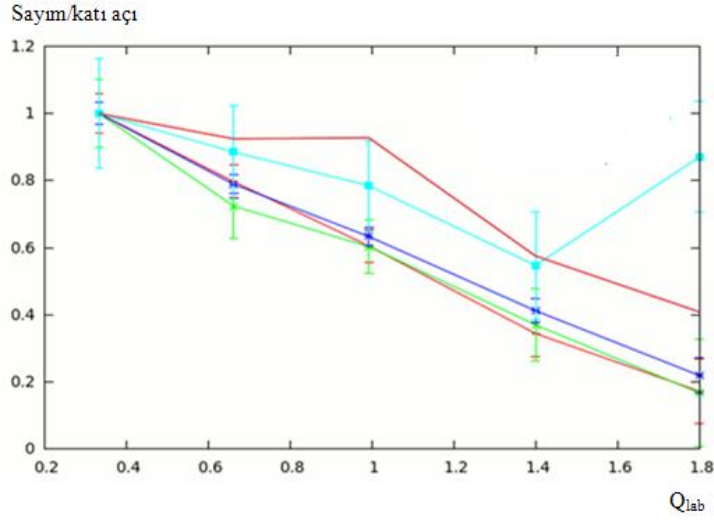
Şekil 4.16: $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$ saçılma açıları için elde edilen spektrumlarının $-225 < X_{fp} < -185$ değerleri arasında uygulanan üstüste getirme methodunun gösterimi



Şekil 4.17: $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$ saçılma açıları için elde edilen spektrumlarının $-185 < X_{fp} < -145$ değerleri arasında uygulanan üstüste getirme methodunun gösterimi



Şekil 4.18: $\Theta=0^\circ-0.5^\circ, 0.5^\circ-0.8^\circ, 0.8^\circ-1.2^\circ, 1.2^\circ-1.6^\circ, 1.6^\circ-2^\circ$ saçılma açıları için elde edilen spektrumlarının $-145 < X_{fp} < -105$ değerleri arasında uygulanan üstüste getirme methodunun gösterimi



Şekil 4.19: Piklerin açısal momentum değerlerinin tayininde kullanılan diyagram

Koyu mavi çizgi 9.008 MeV enerjideki IAS, yeşil çizgi 1.089 MeV enerjideki GTGR, açık kırmızı çizgi 1.089 MeV enerjili 1^+ piklerini temsil ederken, koyu kırmızı çizgi 225.7 MeV enerjili 2^- ve açık mavi çizgi 285.7 MeV enerjili 3^- piklerini temsil etmektedir. Enerji spektrumundan tanımlanan ve açısal momentumları bilinen bu pikler standart olarak kullanılarak diğer piklerin açısal momentum değerleri belirlenmiştir. Bu

yöntem ile aşağı kısımda yer alan IAS, GTGR ve 1^+ pikleri $L=0$ GT geçiş piklerini, üst kısımda yer alan piklerin ise $L>0$ yapısını gösterdiği tespit edilmiş ve diğer piklerin açısal momentum değerlerine piklerin hangi konumda bulduklarına bakılarak karar verilmiştir.

4.2 B(GT) DEĞERLERİNİN HESAPLANMASI

4.2.1 DWBA(Distorted Wave Born Approximation) Hesaplaması

0° 'deki ve 100 MeV/nükleon orta enerjiler üzerindeki yük değişim reaksiyonlarında GT geçişleri için tesir kesitinin $B(GT)$ değerleriyle orantılı olduğu bilinmektedir. Bu orantılılık denklem 4.7'de verilmiştir:

$$\frac{d\sigma_{GT}}{d\Omega}(0^\circ) \cong K_{GT} N_{GT} |J_{\sigma\tau}(0)|^2 B(GT) = \hat{\sigma}_{GT}(0^\circ) B(GT) \quad (4.7)$$

Denklemden K_{GT} kinematik faktör, N_{GT} bozunum faktörü, $J_{\sigma\tau}(0)$ $q=0$ momentum transferinin sıfır olduğu durumdaki etkileşmelerin $V_{\sigma\tau}$ hacim integrali olarak tanımlanmaktadır. $\hat{\sigma}_{GT}(0^\circ)$ ise GT geçişleri için 0° 'deki birim tesir kesitini göstermektedir.

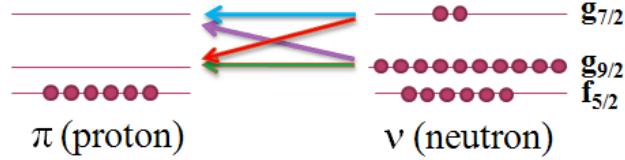
Benzer bir orantılılık 4.7 denklemindeki gibi IAS'e olan Fermi geçişi için de elde edilmiştir. Bu orantılılık denklemde 4.8'deki gibi verilmiştir:

$$\frac{d\sigma_F}{d\Omega}(0^\circ) \cong K_F N_F |J_\tau(0)|^2 B(F) = \hat{\sigma}_F(0^\circ) B(F) \quad (4.8)$$

Denklemden K_{GT} kinematik faktör, N_{GT} bozunum faktörü, $J_{\sigma\tau}(0)$ $q=0$ momentum transferinin sıfır olduğu durumdaki etkileşmelerin $V_{\sigma\tau}$ hacim integrali olarak tanımlanmaktadır. $\hat{\sigma}_F(0^\circ)$ ise Fermi geçişi için 0° 'deki birim tesir kesitini göstermektedir.

Denklemin 4.7'deki $K_{GT}N_{GT}$ çarpımı uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak değişmektedir. Bu etkiyi tahmin edebilmek için DW81 kodu kullanılarak bozulmuş

dalga fonksiyonu Born yaklaşımı (DWBA) hesaplamaları yapılmıştır. 140 MeV/nükleon enerjide ^{92}Nb için optik potansiyel parametreleri elde edilmiştir. Bu süreçte $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonu için olası GT geçişlerinin konfigürasyonları hesaba katılmıştır. Şekil 4.20’de olası GT geçişleri gösterilmiştir.

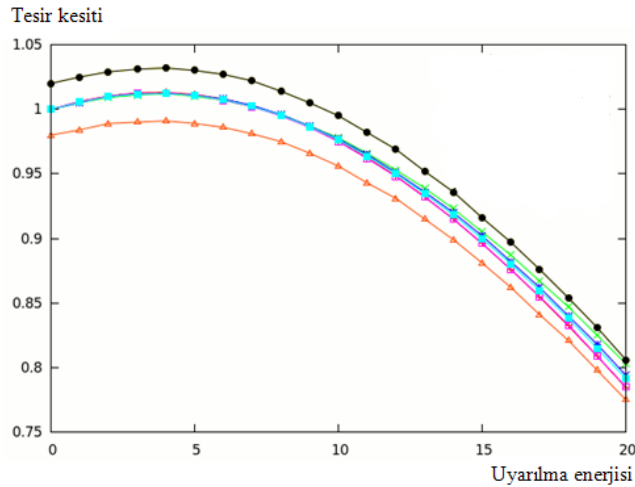


Şekil 4.20: $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonu izinli geçiş konfigürasyonlarının gösterimi

$^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonu için Şekil 4.22’de gösterildiği gibi $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$, $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{7/2}$, $\nu g_{7/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$, $\nu g_{7/2} \rightarrow \pi g_{7/2}$ geçişleri gözlenmektedir. Ayrıca $\nu 2d_{5/2} \rightarrow \pi 2d_{5/2}$ geçişlerinden gelen katkı görülmesi de beklenmektedir.

DWBA hesaplamalarındaki amaç $f(\text{DWBA})$ faktörünü elde etmektir. Bunun için çıkan parçacık triton için kuyu derinliği, üst limit 1.02 ve alt limit 0.98 katsayıları ile çarpılmıştır. Sonuçta %2 değerinde f faktörü elde edilmiştir.

Şekil 4.21’de her bir çekirdeğin tesir kesitleri uyarılma enerjisinin fonksiyonu olarak elde edilmiş hali gösterilmektedir. $E_x=20$ MeV’e kadar olan kısmında tesir kesitlerinin artıp azalma eğilimi gösterdiği görülmektedir. Bunun sebebi ise ^{92}Nb çekirdeğinin reaksiyon Q değerinin oldukça küçük olmasıdır.

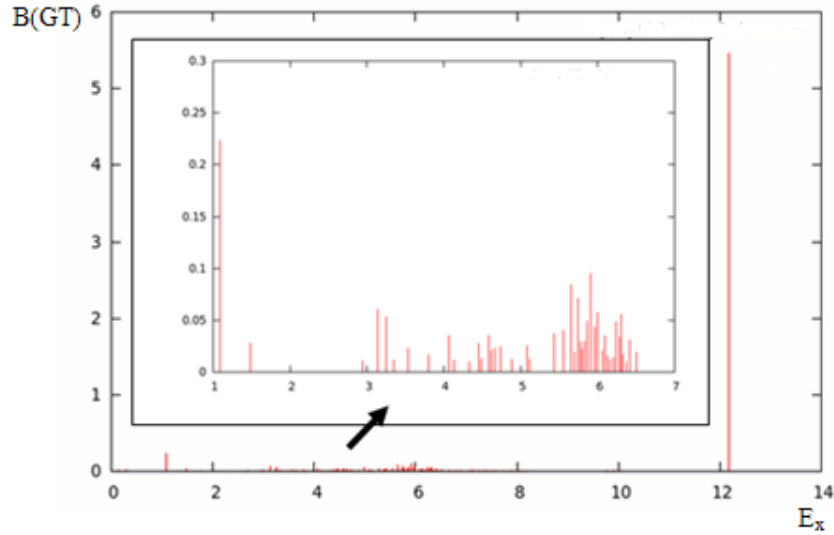


Şekil 4.21: DWBA hesaplamaları için her bir çekirdeğin tesir kesitlerinin uyarılma enerjisinin fonksiyonu olarak gösterimi

4.2.2 B(GT) değerlerinin Hesaplanması

B(GT) değerinin hesaplanmasında $A=64, 68, 78, 118, 120$ kütle numaralarındaki çekirdeklerin R^2 değerleri ile interpolasyon yapılarak ^{92}Zr çekirdeği için 1.2 hata payıyla $R^2=10.9$ değeri elde edilmiştir.

Tesir kesitleri ve sayım değerleri arasındaki orantılılıktan dolayı tesir kesitleri yerine sfit sonucundan elde edilen sayım değerleri kullanılarak kısım 2.5’de anlatılan yöntem izlenmiş ve denklem 2.30 kullanılarak B(GT) değerlerinin hesaplanması yapılmıştır. Denklem 2.31 ile sayım hata hesabı, denklem 2.32 ile B(GT) değerlerinin hata hesabı yapılmıştır. Tablo 4.1’de hesaplanan B(GT) değerleri ve hataları, hesaplanan uyarılma enerjileri (E_x), sayım sayısı ve hataları, açısal momentum değerleri (L) ve bilinen piklerin spin parite (J^π) ve uyarılma enerji değerleri (E_x^*) listelenmiştir. Ancak açısal dağılım analizi sonucu spektrumdaki bazı piklerin kesin olarak $L=0$ karakterinde olduğu belirlenemediğinden L değerleri parantez içinde yazılmıştır. Şekil 4.22’de ise analiz sonucunda elde edilen indirgenmiş B(GT) değerlerinin uyarılma enerjisine bağlılık diyagramı verilmiştir.



Şekil 4.22: B(GT) değerlerinin uyarılma enerjisine bağlılığı

Tablo 4.1: $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonu için elde edilen B(GT.) değerleri

$^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$					
E_x^* (MeV)	J^π	E_x (MeV)	L	Sayım	B(GT)
1.089	1^+	1.091	0	4037.12 (234.54)	0.223(29)

Tablo 4.1: $^{92}\text{Zr}(^3\text{He,t})^{92}\text{Nb}$ reaksiyonu için elde edilen B(GT.) değerlerinin devamı

1.481	1 ⁺	1.482	0	499.69(72.63)	0.027 (5)
		2.940	0	201.64(43.26)	0.011(2)
		3.135	0	1097.35(94.42)	0.060(8)
		3.255	0	964.60(76.83)	0.053(7)
		3.346	0	204.14(41.66)	0.011(2)
		3.537	0	421.53(60.84)	0.023(4)
		3.620	0	233.15(39.31)	0.013(2)
		3.799	0	292.98(41.80)	0.016(2)
		4.069	0	642.60(83.00)	0.035(6)
		4.137	0	210.66(35.34)	0.012(2)
		4.327	0	182.91(32.01)	0.010(2)
		4.361	(0)	194.53(32.43)	0.011(2)
		4.399	(0)	263.37(34.32)	0.015(2)
		4.423	(0)	227.68(30.14)	0.013(2)
		4.457	0	510.31(51.29)	0.028(4)
		4.491	0	239.46(40.40)	0.013(2)
		4.588	0	630.10(53.32)	0.035(5)
		4.621	0	371.29(46.35)	0.021(3)
		4.664	0	419.70(50.52)	0.023(3)
		4.742	0	446.35(52.63)	0.025(4)
		4.877	0	224.44(42.77)	0.012(2)
		5.076	0	460.45(61.39)	0.026(4)
		5.114	0	226.60(31.22)	0.013(2)
		5.277	0	494.33(62.67)	0.027(4)
		5.433	0	663.67(64.72)	0.037(5)
		5.481	(0)	186.16(35.31)	0.010(2)
		5.552	0	717.83(97.83)	0.040(7)
		5.656	0	1527.35(96.59)	0.084(11)
		5.703	0	349.84(46.38)	0.019(3)
		5.738	0	1282.71(81.55)	0.071(9)
		5.771	0	530.66(48.51)	0.029(4)
		5.800	0	406.67(44.82)	0.023(3)
		5.835	0	537.67(46.21)	0.030(4)
		5.860	0	887.348(70.02)	0.049(6)
		5.911	0	1714.9(110.80)	0.095(12)
		5.961	0	790.519(69.96)	0.044(6)

Tablo 4.1: $^{92}\text{Zr}(^3\text{He,t})^{92}\text{Nb}$ reaksiyonu için elde edilen B(GT.) değerlerinin devamı

		6.001	0	1036.64(82.60)	0.057(8)
		6.060	0	366.421(49.05)	0.020(3)
		6.100	0	632.992(57.45)	0.035(5)
		6.131	0	282.119(34.95)	0.016(2)
		6.162	0	214.454(35.43)	0.012(2)
		6.206	0	247.159(38.26)	0.014(2)
		6.243	0	880.761(71.86)	0.049(6)
		6.283	0	604.092(56.52)	0.033(5)
		6.310	0	1008.43(54.06)	0.056(7)
		6.332	0	294.385(43.79)	0.016(3)
		6.374	0	180.907(31.98)	0.010(2)
		6.414	0	564.715(61.25)	0.031(5)
		6.467	(0)	191.537(32.89)	0.011(2)
		6.500	0	342.261(44.52)	0.019(3)
9.008(IAS)	0^+	9.020	0	19917.8(644.99)	
		9.769	(0)	209.224(24.35)	0.012(1)
		9.914	(0)	215.51(21.82)	0.012(1)
		12.184	0	98728.6(10091.3)	5.457(2)

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Gamow-Teller geçişlerinde gözlenen kesikli ve rezonans yapılar başlığı altında çalışılan bu tez kapsamında Japonya'da bulunan Osaka Üniversitesi'ne bağlı RCNP Araştırma Merkezinde gerçekleştirilmiş olan yüksek enerji rezolüsyonlu $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonu ile amaçlanan Gamow-Teller geçişlerinin detaylı incelenmesi gerçekleştirilmiş ve B(GT) dağılımları elde edilmiştir.

Orta enerjilerde gerçekleştirilen yüksek rezolüsyonlu ($^3\text{He},t$) reaksiyonları, B(GT) değerlerinin hesaplanması ve dağılımlarının elde edilmesi açısından oldukça önemli bir araçtır. Bu sayede ulaşılan yüksek enerji rezolüsyonu ile yüksek uyarılmış enerji bölgesine kadar birçok uyarılma modu incelenebilmektedir. Bu amaçla kullanılan WS hüzme hattı yenilenmiş ve yüksek rezolüsyonlu GR spektrometresi, ön hızlandırıcı olarak AVF, ana hızlandırıcı olarak halka siklotron kullanılarak hüzme eşleştirme teknikleri ve hüzme taşıyım modları uygulanmıştır. Bu ünitelerde yapılan yeniliklerle yük değişim reaksiyonlarında dünya çapında en iyi enerji rezolüsyonu olan 30 keV'den daha iyi enerji rezolüsyonu değerine ulaşılabilmektedir.

Bu tez kapsamında incelenen $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonunda ~ 30 keV enerji rezolüsyonu elde edilmiş ve bu sayede GT dev rezonans bölgesini daha kesin bir şekilde incelemek mümkün olmuştur.

Analiz çalışmalarında ise Linux işletim sistemi altında çalışan, fortran ve C programlama dilini temel alan bir grafik paket programı olan "**P**hysics **A**nalysis **W**orkstation" (Fizik Çözümleme/Analiz İş İstasyonu) kullanılmıştır. Yapılan çalışmalar doğrultusunda elde edilen enerji spektrumunda $E_x=0.136$ MeV 2^+ , 0.226 MeV 2^- , 0.286 MeV 3^+ , 1.089 MeV 1^+ , 1.481 MeV 1^+ , 9.008 MeV'de 0^+ enerji ve spin parite değerleri ile literatürden bilinen pikler $E_x=0.138$ MeV 2^+ , 0.226 MeV 2^- , 0.290 MeV 3^+ , 1.091 MeV 1^+ , 1.482 MeV 1^+ , 9.020 MeV 0^+ enerji ve spin değerlerinde tanımlanmıştır. 9.020 MeV enerji değerinde pik IAS pikidir ve 19917.8 değerinde en yüksek sayıma

sahiptir. 1^+ spin paritesine sahip pikler GT geçişlerinden gelen piklerdir. ^{92}Nb çekirdeğinin bilinen çok 1^+ seviyesi bulunmamaktadır. Ayrıca ^{92}Nb çekirdeğinin temel seviye spin paritesi 7^+ olduğundan GT geçişleri ile bu pik gözlenememektedir.. Ayrıca 15.06 MeV enerjide $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}$ geçişinden gelen ve ~ 14 MeV enerjide ^{16}O 'dan gelen kontaminasyon piki gözlenmiştir.

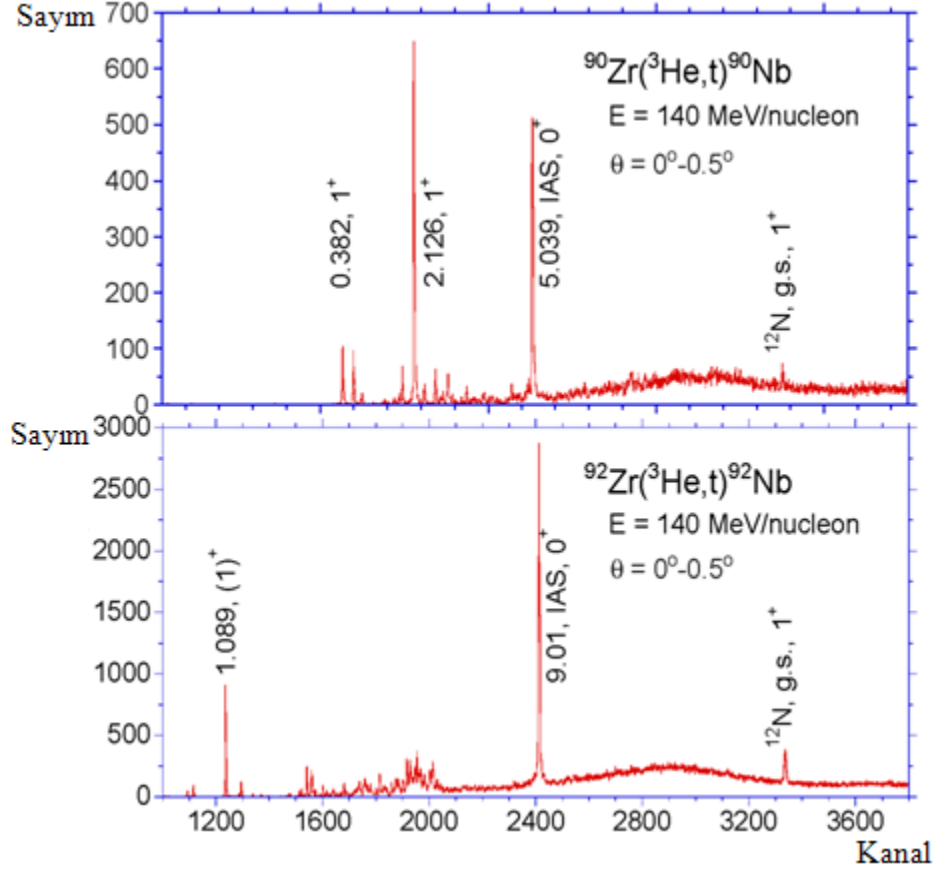
$^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonundaki olası geçiş konfigürasyonları olan $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$, $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{7/2}$, $\nu g_{7/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$, $\nu g_{7/2} \rightarrow \pi g_{7/2}$ geçişleri incelenerek DWBA hesaplamaları yapılmıştır. Spektrumun düşük enerji bölgesinin $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$ geçişlerinden gelen piklerden, GTGR kısmının ise $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{7/2}$, $\nu g_{7/2} \rightarrow g \pi_{9/2}$ konfigürasyonlarına ait olan geçişlerinden geldiği düşünülmektedir.

B(GT) dağılımlarının elde edilmesinde açısız dağılım analiz yöntemi kullanılmıştır. Bu amaçla 9.008 MeV enerjideki IAS, 1.089 MeV enerjideki GTGR, 1.089 MeV enerjili 1^+ pikleri $L=0$ yapısını, 225.7 MeV enerjili 2^- ve 285.7 MeV enerjili 3^- piklerini $L>0$ yapısını göstermek için referans olarak seçilmişlerdir.

B(GT) değerleri hesaplamalarında R^2 değerleri ile interpolasyon yapılmıştır. Bu methodun tercih edilmesinin sebebi ^{92}Zr çekirdeğinin 0^+ temel seviye spin-parite değerine, ^{92}Nb çekirdeğinin ise 7^+ temel seviye spin paritesi sahip olması nedeniyle GT geçişleri ile bu geçiş pikinin gözlenememesi ve dolayısıyla beta bozumundan gelen bir standart B(GT) değerine ulaşamamasıdır. Bu hesaplama yönteminde σ_{GT} GT geçişleri için tesir kesiti, σ_{F} Fermi geçişi için tesir kesiti, B(F) Fermi geçiş gücü ve R^2 değerleri kullanılarak B(GT) değerleri ve hataları hesaplanmıştır.

Daha önce ağır çekirdek yapısı incelenmesi amacıyla Zr izotoplarından $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{90}\text{Nb}$ reaksiyonu gerçekleştirilmiştir. Ancak $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonu analizi ilk kez bu yüksek lisans tezi kapsamında gerçekleştirilmiştir. Şekil 5.1'de $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{90}\text{Nb}$ ve $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonları için 0° - 0.5° 'de elde edilen enerji spektrumları gösterilmektedir. Bu spektrumlar IAS piklerinin hizalanmasıyla kıyaslanmaktadır. Bunun sebebi ise IAS pikinin, ana çekirdeğin temel seviyesinin pozisyonunu temsil ediyor olmasıdır. Bu sayede diğer uyarılmış enerjideki piklerin kıyaslanması kolaylıkla yapılabilmektedir. IAS pikine gelen katkının aynı kabuklar arasındaki $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$

geçişlerinden olması beklendiğinden sadece Coulomb yer değiştirme enerjisi görülmesi beklenmektedir. Ancak ^{90}Zr ve ^{92}Zr çekirdekleri aynı proton sayısına sahip olduklarından bu enerjide aynı değere sahiptir. Dolayısıyla toplam enerjisinin aynı olması gerekmektedir.



Şekil 5.1: $0^\circ-0.5^\circ$ de $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{90}\text{Nb}$ reaksiyonu için elde edilen enerji spektrumu ve tez kapsamında çalışılan $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonundan elde edilen enerji spektrumunun gösterimi

Spektrumlar kıyaslandığında $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{90}\text{Nb}$ reaksiyonundan elde edilen enerji spektrumunun düşük enerji bölgesinde 2.126 MeV enerjide keskin bir 1^+ seviyesi piki gözlenmesine rağmen $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonu enerji spektrumunun düşük enerji bölgesinde birçok ayrılmış pik bulunmaktadır. İncelenen hedef çekirdeklerin izotop olması nedeniyle benzer enerji spektrumları görülmesi beklenmesine rağmen farklı yapılar açığa çıktığı görülmüştür. Bunun sebebi ise ^{92}Zr çekirdeğinin ^{90}Zr çekirdeğine göre 2 tane fazla nötrona sahip olmasıdır. Buna bağlı olarak olası izinli geçiş konfüğürasyonları değişmektedir. $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{90}\text{Nb}$ reaksiyonu için sadece $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$, $\nu g_{9/2} \rightarrow \pi g_{7/2}$ geçişleri mümkündür.

Bu tez kapsamında gerçekleştirilen çalışmalar doğrultusunda ağır çekirdek olan ^{92}Nb ekirdeğinin yapısı incelenmiş ve GT geçişlerinden gelen $L=0$ değerine sahip olan pikler ~ 30 keV'lik enerji rezolüsyonuyla ayırt edilebilmiş ve $B(\text{GT})$ değerleri hesaplanmıştır. Aynı zamanda $B(\text{GT})$ dağılım grafikleri de elde edilmiştir. Bu çalışmalara ek olarak, $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{90}\text{Nb}$ reaksiyonu ve $^{92}\text{Zr}(^3\text{He},t)^{92}\text{Nb}$ reaksiyonunun enerji spektrumları kıyaslanabilme imkanı elde edilmiştir. İlerleyen zamanlarda Zr ekirdeğinin başka izotoplarıyla yapılacak olan yük değişim reaksiyonlarından elde edilen enerji spektrumlarının kıyaslanması hedeflenmektedir. Bu sayede farklı izotopların yapısı ve spektrumları hakkında daha fazla bilgiye ulaşılabilecektir.

KAYNAKLAR

1. OSTERFELD, F., 1992, Nuclear spin and isospin excitations, *Reviews of Modern Physics*, 64(2), 491.
2. ADACHI, T., 2007, *High-resolution study of Gamow-Teller transitions in pf-shell nuclei*, Doktora, Osaka Üniversitesi.
3. FUJITA, Y., SHIMBARA, Y., ADACHI, T., BERG, G.P.A., BROWN, B. A., FUJITA, H., HATANAKA, K., KAMIYA, J., NAKANISHI, K., SAKEMI, Y., SASAKI, S., SHIMIZU, Y., TAMESHIGE, Y., UCHIDA, M., WAKASA, T., YOSOI, M., 2004, Isospin symmetry of $T_z = \pm 3/2 \rightarrow \pm 1/2$ Gamow-Teller transitions in $A=41$ nuclei, *Physical Review C* 70, 054311, 1-14.
4. FUJITA Y., RUBIO, B., MOLINA, F., GELLETTY, W., 2010, Gamow-Teller transitions studied in RCNP High Resolution ($^3\text{He}, t$) Measurements and their Isospin Mirror Transitions in β -decay Studies, *AIP Conference Proceedings, VIII Latin American Symposium on Nuclear Physics and Applications, December 15-19, 2009, Santiago Chile*, 148-153.
5. FUJITA, Y., 2008, Detailed study of Gamow-Teller transitions, *Nuclear Physics A* 805, 408-415.
6. TAYLOR, J.R, ZAFIRATOS C.D and DUBSON M.A, 2008, *Modern Physics for scientists and engineers*, Okutman, Ankara, 978-605-5884-06-2.
7. KRANE K.S., 2002, *Introductory Nuclear Physics*, Palme, 0-471-80553-X.
8. SATCHLER, G.R., 1980, *Introduction to Nuclear Reactions*, The Macmillan Press Ltd, 0-333-25907-6.
9. Nükleer Fizik Ders Notları, <http://www.scribd.com/doc/28108883/45/Direk-Reaksiyonlar>, [4 Kasım 2011].
10. FUJITA Y., RUBIO, B., MOLINA, F., GELLETTY, W., 2011, Spin-isospin excitations probed by strong, weak and electro-magnetic interactions, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 66, 549-606.
11. TAMII A., FUJITA Y., MATSUBARA, H., ADACHI, T., CARTER, J., DOZONO, M., FUJITA, H., FUJITA, K., HASHIMOTO, H., HATANAKA, K., ITAHASHI, T., ITOHF, M., KAWABATA, T., NAKANISHI, K., NINOMIYA, S., PEREZ-CERDAN, A.B., POPESCU, L., RUBIO, B., SAITO, T., SAKAGUCHI, H., SAKEMI, Y., SASAMOTO, Y., SHIMBARA, Y., SHIMIZU, Y., SMIT, F.D., TAMESHIGE, Y., YOSOI, M., ZENHIRO, J., 2009, Measurement of high energy resolution inelastic proton scattering at and close to zero degrees, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 605, 326–338.
12. FUJITA Y., ADACHI T., AKIMUNE, H., BACHER, A.D., BERG, G.P.A., BLACK, T., DAITO, I., FOSTER, C.C., FUJIMURA, H., FUJITA, H., FUJIWARA, M., HARA, K., HARADA, K., HARAKEH, M.N., HATANAKA, K., INOMATA, T., JAENECKE, J., KAMIYA, J., KANZAKI, Y., KATORI, K., KAWABATA T., LOZOWSKI, W., NAGAYAMA, K., NORO, T., ROBERTS, D.A., SAKAGUCHI, H., SHIMBARA, Y., SHINADA, T.,

- STEPHENSON, E.J., TAMII, A., TAMURA, K., TANAKA, M., UENO, H., WAKASA, T., YAMANAKA, T., YOSHIFUKU, M., YOSOI, M., 2001, Isospin Symmetry-Structure Study at New High Resolution Course of RCNP, *Nuclear Physics A*, 687, 311-320.
13. JÄNECKE, J., 1996, Isovector giant resonances in nuclei from ($^3\text{He},t$), ($t,^3\text{He}$), and ($^7\text{Li},^7\text{Be}$) charge-exchange reactions, *XIV International Symposium on Nuclear Reaction Dynamics of the Nucleon-Hadron Many Body System RCNP Winter School, 6-9 December 1995, Osaka*, 155-168.
 14. WAKASA, T., SAKAI, H., OKAMURA, H., OTSU, H., FUJITA, S., ISHIDA, S., SAKAMOTO, N., UESAKA, T., SATOU, Y., 1997, Gamow-Teller strength of ^{90}Nb in the continuum studied via multipole decomposition analysis of the $^{90}\text{Zr}(p,n)$ reaction at 295 MeV, *Physical Review C* 55, 2909–2922.
 15. EJIRI, H., TOKI, H., 1999, Nucleon-Hadron Many-Body Systems, 0-19-851900-1.
 16. KRASZNAHORKAY, A., AKIMUNE, H., FUJIWARA, M., HARAKEH, M. N., JÄNECKE, J., RODIN, V. A., URIN, M. H., YOSOI, M., 2001, Distribution of the Gamow-Teller strength in ^{90}Nb and ^{208}Bi , *Physical Review C* 64, 067302.
 17. Research Centre for Nuclear Physics, <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/eng/students/index.html>, [4 Kasim 2011].
 18. Research Centre for Nuclear Physics, <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/Divisions/acc/acc/rcnp/particle-e.html>, [4 Kasim 2011].
 19. MIURA, I., 1993, The Research Center for Nuclear Physics Ring Cyclotron, *IEEE Transactions on Nuclear Science*.
 20. FUKUDA, M., HATANAKA, K., SAITO, T., YORITA, T., TAMURA H., KIBAYASHI, M., OKAMURA, H., TAMII, A., SAKEMI, Y., NAGAYAMA, K., URAKI, M., MORINOBU, S., Status of the RCNP Cyclotron Facility, *Proceedings of the 3rd Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 31st Linear Accelerator Meeting in Japan*, August 2-4, 2006, Sendai.
 21. Status of the cyclotron cascade and future prospect at RCNP, <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/a98/APAC98/5C001.PDF>, [4 Kasim 2011].
 22. HATANAKA, K., FUKUDA, M., KIBAYASHI, M., MORINOBU, S., NAGAYAMA, K., OKAMURA, H., SAITO, T., TAMII, A., TAMURA, H., YORITA, T., 2007, Development of the RCNP cyclotron cascade, *Cyclotrons and Their Applications Eighteenth International Conference*.
 23. Research Centre for Nuclear Physics, <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/Divisions/plan/b-pac/reference.html>, [4 Kasim 2011].
 24. INATA, Y., OHE, Y., SAITO, H., NINOMIYA, S., SAITO T., SATO, K., Recent progress in high resolution beam operation of the RCNP cyclotron system, <http://conference.kek.jp/wao2003/papers/10p2-18.pdf>, [4 Kasim 2011].
 25. FUJITA, Y., HATANAKA, K., BERG, G.P.A., HOSONO, K., MATSUOKA, N., MORINOBU, S., NORO, T., SATO, M., TAMURA K., UENO, H., 1997, Matching of a beam line and a spectrometer New beam line project at RCNP, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 126, 274.
 26. WAKASA, T., BERG, G.P.A., FUJITA, H., FUJITA, Y., HATANAKA, K., HARA, K., ITOH, M., KAMIYA, J., KAWABATA, T., NAGAYAMA, K., NORO, T., SAKAGUCHI, H., SHIMBARA, Y., SHINADA, Y., TAKEDA, H., TAMURA, K., UENO, H., UCHIDA, M., URAKI, M., YOSOI, M., 2003, New

- capabilities of the grand raiden spectrometer, *Nuclear Physics A* 721, 1099c-1102c.
27. KATAYAMA, I., 1989, Present and New Cyclotron Facilities and Atomic Physics at RCNP, *Chinese Journal Of Physics*, 27.
 28. WAKASA, T., HATANAKA, K., FUJITA, Y., BERG, G. P. A., FUJIMURA, H., FUJITA, H., ITOH, M., KAMIYA, J., KAWABATA, T., NAGAYAMA, K., NORO, T., SAKAGUCHI, H., SHIMBARA, Y., TAKEDA, H., TAMURA, K., UENO, H., UCHIDA, M., URAKI, M., YOSOI, M., 2002, High resolution beam line for the Grand Raiden spectrometer, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 482, 79-93.
 29. WAKASA, T., SAKEMI, Y., URAKI, M., NAGAYAMA, K., HATANAKA, K., 2002, Control system for the two-arm spectrometer system at RCNP, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 379-388.
 30. MATSUBARA, HIROAKI., 2006, *Study of M1 quenching in ^{28}Si by a (p, p') measurement at zero-degrees*, Yüksek Lisans, Osaka Üniversitesi.
 31. NINOMIYA, S., SAITO, T., TAMURA H., SATO, K., RCNP techniques for producing ultra - precise beams, <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/c01/cyc2001/paper/F-3.pdf>, [2 Kasım 2011].
 32. FUJITA, H., FUJITA, Y., G BERG, P.A., BACHER, A.D., FOSTER, C.C., HARA, K., HATANAKA, K., KAWABATA, T., NORO, T., SAKAGUCHI, H., SHIMBARA, Y., SHINADA, T., STEPHENSON, E.J., UENO, H., YOSOI, M., 2002, Realization of matching conditions for high-resolution, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 484, 17.
 33. FUJIWARA, M., DAITO, I., FUJIMURA, H., AKIMUNE, H., INOMATA, T., IHARA, F., ISHIBASHI, K., TAMII A., YOSOI, M., 1998, Spin-isospin giant resonances by charge exchange reactions, *Acta Physica Polonica B*, 29.
 34. AKIMUNEL, H., DAITO, I., FUJITA, Y., FUJIWARA, M., GREENFIELD, M.B., HARAKEH, M.N., INOMATAS, T., JTIECKE, J., KATORI, K., NAKAYAMA, S., SAKAIG, H., SAKEMI, Y., TANAKALO, M., YOSOI, M., 1994, ($^3\text{He}, t$) Charge-Exchange Reactions at $E(^3\text{He})=450$ MeV, $\theta=0^\circ$ ” *Nuclear Physics A* 569, 245c-254c.
 35. FUJIWARA, M., AKIMUNE, H., DAITO, I., FUJIMURA, H., FUJITA, Y., HATANAKA, K., Ikegami, H., KATAYAMA, I., NAGAYAMA, K., MATSUOKA, N., MORINOBU, S., NORO, T., YOSHIMURA, M., SAKAGUCHI, H., SAKEMI, Y., TAMII, A., YOSOI, M., 1999, Magnetic spectrometer Grand Raiden, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 422, 484.
 36. Wikipedia free Encyclopedia, http://en.wikipedia.org/wiki/Quadrupole_magnet, [4 Kasım 2011].
 37. Wikipedia free Encyclopedia, http://en.wikipedia.org/wiki/Sextupole_magnet, [4 Kasım 2011].
 38. Wikipedia free Encyclopedia, http://en.wikipedia.org/wiki/Faraday_cup, [4 Kasım 2011].
 39. Wikipedia free Encyclopedia, http://en.wikipedia.org/wiki/Dipole_magnet, [4 Kasım 2011].
 40. Vertical Drift Chambers, <http://hallaweb.jlab.org/document/OPMAN/node134.html>, [4 Kasım 2011].

41. Wikipedia free Encyclopedia, http://en.wikipedia.org/wiki/Time_to_digital_converter, [4 Kasım 2011].
42. SHIMBARA, YOSHIHIRO., 2005, *High resolution study of Gamow-Teller transitions by $^{37}\text{Cl}(^3\text{He},t)^{37}\text{Ar}$ reaction*, Doktora, Osaka Üniversitesi.
43. iThemba LABS Annual Report, 2009, http://www.tlabs.ac.za/pdf/Annual_reports/Arep08-09FINAL.pdf, [4 Kasım 2011].
44. FUJITA, H., BERG, G. P. A., FUJITA, Y., HATANAKA, K., NORO, T., STEPHENSON, E. J., FOSTER, C. C., SAKAGUCHI, H., ITOH, M., TAKI, T., TAMURA, K., UENO, H., 2001, Better-resolution measurement of vertical scattering angle in a new ion-optical mode of spectrometer “Grand Raiden”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 469, 55–62.
45. 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., JÄNECKE, J., KAMIYA, J., KANZAKI, Y., KATORI, I., KAWABATA, T., LANGANKE, K., MARTÍNEZ-PINEDO, G., NORO, T., ROBERTS, D. A., SAKAGUCHI, H., SHIMBARA, Y., SHINADA, T., STEPHENSON, E.J., UENO, H., YAMANAKA, T., YOSHIFUKU, M., YOSOI, M., 2007, Isospin structure of $J^\pi=1^+$ states in ^{58}Ni and ^{58}Cu studied by $^{58}\text{Ni}(p,p)$ and $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},t)^{58}\text{Cu}$ measurements, *Physical Review C* 75, 034310.
46. BERG, G.P., 2006, An Introduction to the Ion-Optics of Magnet Spectrometers, Tokyo, RIKEN, http://ribf.riken.jp/~seminar/RIBF-NPseminar/RIBFposter05/Berg-Slide/CNS_Ion-Optics_L2.pdf, [4 Kasım 2011].
47. Wikipedia free Encyclopedia, http://en.wikipedia.org/wiki/Physics_Analysis_Workstation, [4 Kasım 2011].
48. Physics Analysis Workstation, <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/paw/>, [4 Kasım 2011].

ÖZGEÇMİŞ

Hatice Candan KÖZER, 11 Temmuz 1987 yılında İstanbul'da doğdu. İlkokulunu İstanbul'da Göztepe Pansiyonlu İlköğretim Okulu'nda, ortaokulunu Mustafa Mihriban Boysan İlköğretim Okulu'nda, Lise öğrenimini ise Suadiye Hacı Mustafa Tarman Lisesi'nde tamamladı. Daha sonra 2005 senesinde İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nü kazandı. 2009 yılında lisans öğrenimini bitirdi. 2009 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Nükleer Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans öğrenimine başladı. Yüksek lisans amacıyla yaptığı tez çalışmalarında başta Japonya'da bulunan Osaka Üniversitesi'ne bağlı nükleer fizik araştırma merkezi olan RCNP'de olmak üzere birçok nükleer fizik deneyine katıldı ve çeşitli bilimsel araştırmalar yaptı. Öğrenim bilgisini geliştirmek amacıyla yaz okullarına ve çeşitli kongrelere katıldı. Ayrıca Fransa'da bulunan GANIL Araştırma Merkezi'nde nükleer fizik deneyine katıldı ve İsviçre Fransa sınırında bulunan CERN Araştırma Merkezi'nde çeşitli seminerlere katıldı.

