



**T.C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**



DOKTORA TEZİ

**EGZOTİK ÇEKİRDEKLERDE UYARILMIŞ SEVİYE
ÖMÜRLERİ VE NÜKLEER MOMENTLER**

Ash KUŞOĞLU

Fizik Anabilim Dalı

Nükleer Fizik Programı

Danışman

Prof. Dr. Melih BOSTAN

II. Danışman

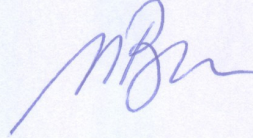
Dr. Georgi GEORGİEV

Ocak, 2016

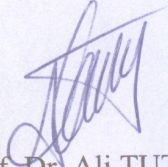
İSTANBUL

Bu çalışma 25/01/2016 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik programında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

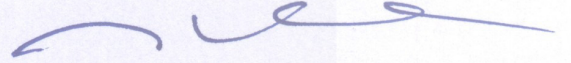
Tez Jürisi:



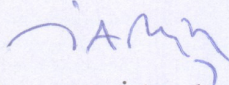
Prof. Dr. Melih BOSTAN (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



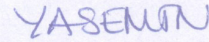
Prof. Dr. Ali TUTAY
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Sehban KARTAL
İstanbul Üniversite
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Atilla İskender Reyhancan
İstanbul Teknik Üniversitesi
Enerji Enstitüsü



Prof. Dr. Yasemin YILDIZ YARAR
Yıldız Teknik Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi



Bu çalışma İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yürütücü Sekreterliğinin 46811 numaralı projesi ile desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Lisans öğrenimimden bu yana hem yüksek lisans hem de doktora eğitimim boyunca yanımda çalışma fırsatını bana veren; yapmış olduğum bilimsel çalışmaların her aşamasında ilgisini, sabrını ve hoşgörüsünü benden esirgemeyen; bilgisi, önerileri ve tecrübeleri ile çalışmalarımı yönlendiren, kendisini tanıdığım süre boyunca her konuda pek çok şey öğrendiğim çok değerli birinci danışman hocam Prof. Dr. Melih Bostan'a yürekten teşekkür ederim.

Öncelikle dilini bilmediğim bir ülkeye adapte olmama yardımcı olan; doktora çalışmamın temelini oluşturan deneysel çalışmaların gerçekleştirilmesi için her türlü imkanı sağlayarak doktora tezimin ortaya çıkmasına yardımcı olan; tez çalışmam boyunca bana yol gösteren; zamanını, fikirlerini ve iyi bir deneysel Nükleer Fizikçi olmak için çıktığım bu yolda her türlü bilgi ve birikimini benimle paylaşan; alanım ile ilgili bir çok deneysel çalışmaya katılabilmem için her türlü olanağını benimle paylaşan, sorduğu sorularla anlamadığım noktaları aydınlatan, çok değerli ikinci danışmanım Dr. Georgi Georgiev'e en içten dileklerle teşekkür ederim.

En az resmi danışmanlarım kadar üzerimden ilgi ve alakasını esirgemeyen; kendisini tanıdığım için kendimi şanslı hissettiğim; her türlü hesaplama, simülasyon ve fikri benimle çekinmeden paylaşan; Fransa'da gerçekleştirdiğimiz çalışmanın her adımında engin bilgi birikimi ile beni yönlendiren; tezimin tamamını okuyup olumlu yorum ve yararlı öngörülerini ile tezimin kalitesini arttırmamı sağlayan; dünyanın diğer ucundan dahi olsa yardımlarını esirgemeyen, çok değerli hocam Prof. Dr. Andrew Stuchbery'ye sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Yine en az resmi danışmalarım kadar çalışmalarına yardımcı olan, kendisine ihtiyaç duyduğum her an yanımda olan, iyi bir doktora çalışması yapabilmem için yurtdışı çalışmalarında desteğini esirgemeyen, özellikle Japonya'da gerçekleştirdiğimiz çalışmanın analiz sonuçlarının incelenmesi ve yayına hazırlanması sırasında sabırla ve hoşgörüsüyle yaklaşan, doktora çalışmamın şekillenmesinde baş aktörlerden olan Prof. Dr. Dimiter Balabanski'ye yürekten teşekkür ederim.

Doktora çalışmam sırasında her aşamada teknik bilgi birikimi ile yardımlarını esirgemeyen, tezimin yazım aşımada önerilerini benimle paylaşan ve Antonie hesaplamaları gerçekleştiren can dostum, çalışma arkadaşım, Dr. Alain Goasduff (Prof. Goasduff :)’a, çalışmalarım sırasındaki her türlü yardımlarından dolayı ve en çokta hayatımdaki varlığından dolayı Dr. Christophe Sotty’e sonsuz teşekkür ederim. Ayrıca CSNSM’deki çalışma arkadaşlarım Asenath, Cédric, Greg, Ksenia, Romain, Samra, Theo, hocalarım Carole, Dave, Karl, Waely; her türlü yardımları için özellikle hocalarım Prof. Dr. Georges Audi ve Dr. Stéphanie Roccia’ya ve her türlü resmi problemi çözmeme yardımcı olan Rejane Bodson’a teşekkür ederim.

Fransa’da deney hazırlık sürecinde veri toplama, elektronik ve daha pek konuda yardımcı olan ORGAM dizini sorumlusu Prof. Dr. Iolanda Matea’ya, OUPS plunger

sorumlusu ve kendisini sürekli veri analizi süresince rahatsız ettiğim Dr. Joa Ljungvall'e ve NUSHELLX hesaplamaları gerçekleştirmemize yardımcı olan Prof. Dr. Alex Brown'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Tez yazma aşamasında LaTeX konusunda yaşadığım en büyük probleme çözüm bulmamı ve önerileri ile tezimin şekillenmesini sağlayan, tezimde karşılaştığım her türlü sorun karşısında yardımlarından dolayı ve en çokta üzüntülerimi, sevinçlerimi ve başarılarımı paylaştığım sevgili hocam Yrd. Doç. Dr. Mehtap Yalçinkaya'ya yürekten teşekkürlerimi sunarım.

INRNE'den çalışma arkadaşlarım Liliya Atanasova ve Pavel Detistov'a teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmam boyunca her konuda tüm samimiyetiyle yanımda olan çok değerli hocam Prof. Dr. M. Nizamettin Erduran ve desteğini hiçbir zaman üzerimden eksik etmeyen Dr. Eda Şahin'e teşekkürü borç bilirim.

Tez çalışmama her türlü katkı ve yardımlarından dolayı tez izleme komitesi üyeleri olan Prof. Dr. Ali Tutay ve Prof. Dr. İskender Atilla Reyhancan'a teşekkürlerimi sunarım.

Yine tez çalışmam süresince teknik desteğini esirgemeyen arkadaşım Araş. Gör. Dr. Bahadır Saygı'ya teşekkür ederim.

Doktora çalışmam süresince İ.Ü. Fizik Bölümünde mesai paylaşımı konusunda fedakârlıklarını esirgemeyen arkadaşlarım Araş. Gör. Dr. Erdal Çatak ve Araş. Gör. Dr. E. Ulaş Saka'ya sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Doktora eğitimim sırasında tarafıma mali destek sağlayan, Avrupa Birliği FP7 çerçevesinde ENSAR projesi (No. 262010) ve 1 yıl süre ile 2214-Yurt Dışı Araştırma Burs Programı ile Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu TÜBİTAK'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak eğitim hayatım boyunca bana verdikleri her türlü destek ve her koşulda kayıtsız şartsız yanımda olan sevgili aileme çok teşekkür ederim.

Ocak, 2016

Aslı KUŞOĞLU

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ.....	i
İÇİNDEKİLER	iii
ŞEKİL LİSTESİ.....	vi
TABLO LİSTESİ	x
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	xi
ÖZET.....	xiii
SUMMARY	xvi
1. GİRİŞ.....	1
2. GENEL KISIMLAR	8
2.1 ÇEKİRDEĞİN ELEKTROMANYETİK MOMENTLERİ.....	8
2.1.1 Nükleer Manyetik Dipol Moment.....	10
2.1.1.1 Tek Kütle Numaralı Çekirdeklerin Manyetik Momenti	14
2.1.1.2 İki veya Daha Çok Parçacıklı Seviyelerin Manyetik Momentleri	16
2.1.2 Nükleer Elektrik Kuadrupol Moment	18
2.1.2.1 Yük Dağılımının Şekli.....	19
2.1.2.2 Tek Kütle Numaralı Çekirdeklerin Kuadrupol Momentleri	20
2.1.2.3 İki veya Daha Çok Parçacıklı Seviyelerin Kuadrupol Momentleri.....	24
2.2 AŞIRI İNCE YAPI ETKİLEŞİMİ.....	25
2.2.1 Manyetik Dipol Etkileşim.....	26
2.2.2 Elektrik Kuadrupol Etkileşim	27
2.3 NÜKLEER SPİN YÖNELİMİ	28
2.3.1 γ -Işınlарının Açısal Dağılımı.....	30
2.3.1.1 İstatistiksel Tensörler	30
2.3.1.2 Doğrultma ve Polarizasyon.....	32
2.3.1.3 Dağılım Katsayıları.....	34
2.3.1.4 Spin Yönelimi Azaltma Katsayıları	35
2.3.2 γ - Işınlарının Pertürbe Edilmiş Açısal Dağılımı.....	36
2.3.2.1 Pertürbasyon Katsayıları	36

2.3.2.2 Statik Manyetik Etkileşimlerle Pertürbe Edilen Spin Yönelimi.....	38
2.3.2.3 Statik Kuadrupol Etkileşimlerle Pertürbe Edilen Spin Yönelimi	39
2.3.3 Parçacık- γ Açısal Korelasyonu	41
2.3.3.1 Katı Açı Düzeltme Faktörü.....	42
2.3.3.2 Wigner-D Matrisi	43
2.3.3.3 Zayıflatma Katsayıları.....	46
2.3.3.4 Lorentz Etkisi.....	46
2.4 NÜKLEER SPİN YÖNELİM YÖNTEMLERİ VE UYGULAMALARI.....	47
2.4.1 Mermi Parçalanma Reaksiyon Mekanizması ve Nükleer Spin Yönelimi.....	51
2.4.2 Coulomb Uyarılması Reaksiyon Mekanizması ve Nükleer Spin Yönelimi ...	58
2.5 DENEYSEL g FAKTÖR ÖLÇÜM TEKNİKLERİ	64
2.5.1 Geçiş Alanı Yöntemi.....	65
2.5.2 Vakumda Geri Tepme Yöntemi	68
2.6 ÖNCEKİ DENEYSEL ÇALIŞMALAR.....	69
2.6.1 $N = 20$ Bölgesi	69
2.6.2 $N = 40$ Bölgesi	71
3. MALZEME VE YÖNTEM	75
3.1 ALTO DENEY DÜZENEĞİ VE AYRINTILARI.....	75
3.1.1 ORGAM Dizini	76
3.1.2 Segmentli Plastik Sintilatör Dedektörü.....	78
3.1.3 Orsay Plungeri.....	79
3.1.4 Elektronik ve Veri Toplama Sistemi.....	83
3.2 RIKEN DENEY DÜZENEĞİ VE AYRINTILARI	84
3.2.1 RIPS Spektrometresi	87
3.3 ÖLÇÜM YÖNTEMLERİ	89
3.3.1 TDPAD Yöntemi	89
3.3.2 TDRIV Yöntemi	95
4. BULGULAR	104
4.1 VERİ ANALİZİ.....	104
4.1.1 ^{24}Mg İzotopunda İlk Uyarılmış Seviyenin g Faktörü.....	104
4.1.2 ^{69}Cu İzotopunda İzomer Seviyenin g Faktörü.....	116
4.1.3 ^{69}Cu İzotopunda İzomer Seviyenin Kuadrupol Momenti	120
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	122
5.1 ^{24}Mg DURUMUNDA.....	122

5.2 ^{69}Cu DURUMUNDA.....	125
KAYNAKLAR	129
ÖZGEÇMİŞ.....	143



ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

Şekil 2.1: Belirli bir yük dağılımının potansiyeli.	8
Şekil 2.2: Açısal momentumun bir fonksiyonu olarak a) tek-proton ve b) tek-nötrona sahip çekirdekler için Schmidt diyagramları. Noktalar deneysel ölçülmüş değerleri göstermektedir.	15
Şekil 2.3: Çekirdek yük dağılımının şematik gösterimi a) $Q > 0$ (prolate) ve b) $Q < 0$ (oblate) kuadrupol momentler.	20
Şekil 2.4: Tek-çift çekirdeklerin temel seviyelerinin deneysel kuadrupol momentleri. Kesikli çizgiler 8, 20, 28, 40, 50, 82 ve 126 sihirli sayılarını gösterir.	22
Şekil 2.5: Tek-çift çekirdeklerin temel seviyelerinin ölçeklendirilmiş deneysel kuadrupol momentleri. Kesikli çizgiler 8, 20, 28, 40, 50, 82 ve 126 sihirli sayılarını gösterir.	22
Şekil 2.6: Serbest iyon aşırı ince yapı etkileşiminin vektörel modeli.	25
Şekil 2.7: Zeeman ve kuadrupol yarılmalari.	26
Şekil 2.8: Spin yönelimli bir nükleer topluluğun, açısal dağılım ve açısal korelasyon ölçümlerini tanımlayan parametreler ve nükleer seviyelerin şematik diyagramı.	29
Şekil 2.9: Spin yönelimin farklı tipleri.	33
Şekil 2.10: Koaksiyal dedektörlerin katı açı düzeltme hesabı için kaynak ile detektör arasındaki konfigürasyon geometrisi [44].	43
Şekil 2.11: Mermi parçalanma reaksiyonlarının şematik bir gösterimi [56].	52
Şekil 2.12: Yakın ve uzak taraf yörüngelerin gösterimi.	52
Şekil 2.13: Mermi parçalanma reaksiyonu ile spin yöneliminin oluşumu. a'dan c'ye kadar olan ifadeler sırasıyla, momentum dağılımının sol kanadında ($\vec{p}_{PF} < \vec{p}_0$), merkezinde ($\vec{p}_{PF} \approx \vec{p}_0$) ve sağ kanadında ($\vec{p}_{PF} > \vec{p}_0$) oluşan spin yönelimlerini göstermektedir [57].	53
Şekil 2.14: Parçacık seçiminin şematik bir gösterimi. İleri yönde seçilen parçacıklar ($\theta_f = 0^\circ$) spin doğrultulmuştur (sol) ve gelen parçacık huzmesi doğrultusuna göre θ_f açısı altında kalan seçilmiş parçacıklar spin polarizedir (sağ).	55
Şekil 2.15: a) Oblate ya da b) prolate spin doğrultmalarının farklı spin değerleri için sigma/I ile olan ilişkisi [35].	57
Şekil 2.16: Farklı spinler için polarizasyonun σ/I 'nin fonksiyonu ile ilişkisi [35].	58

Şekil 2.17: Oldukça ağır bir hedef çekirdek tarafından saçılan merminin şematik bir gösterimi. β hızına sahip bir huzme için, saçılma açısı θ , etki paramatresi b 'ye bağlıdır.....	59
Şekil 2.18: Coulomb uyarılmasını takiben γ -bozunumunun şematik gösterimi.	61
Şekil 2.19: Geçiş alanının, a) konvansiyonel ya da b) ters kinematik yöntemi ile ölçülmesinin şematik gösterimi [74].	65
Şekil 2.20: RIV deneysel düzeneğinin şematik gösterimi.	68
Şekil 2.21: Atom spini $I=2$ değerine bağlı, zaman integralli zayıflatma katsayıları [79].	69
Şekil 2.22: a) “Tersine Çevrilmiş Bölge” civarındaki çekirdekler için iki nötron ayırma enerjileri [80,81] ve b) ^{24}Mg izotopunun 2^+ seviyesi için uyarılma enerjisi [82]	70
Şekil 2.23: Nükleer cetvelin “Tersine Çevrilme Bölgesi”ni gösteren kısmi nükleer cetvel.	71
Şekil 2.24: ^{69}Cu izotopu için kabuk model yörünge işgalinin şematik gösterimi.....	72
Şekil 2.25: a) Gözlenen ilk uyarılmış 2^+ seviye enerjileri, b) $B(E2: 0^+ \rightarrow 2^+)$ geçiş olasılıkları, c) $N = 28$ ve $N = 50$ arasında yer alan Ni izotopları için δ_{2n} iki nötron ayırma enerjisi farklarının sistematiği [80, 82, 101-103]. Düz kırmızı çizgi MSCM hesaplamaları ile elde edildi [97]......	73
Şekil 2.26: Ni izotopları için a) nötron yörüngelerinin ve b) proton yörüngelerinin Etkin Tek Parçacık Enerjileri [97]......	74
Şekil 3.1: ALTO'da bulunan 420 numaralı huzme hattına ait deneysel düzeneğe ait bir fotoğraf.	75
Şekil 3.2: BGO kalkanlarının iç kapağını çevreleyen PM (sol taraf), Compton baskılama kalkanları içindeki 10 adet BGO kristali (orta kısım), ve kalkanlar içindeki germanium detektörünün kapağı (sol taraf).	76
Şekil 3.3: a) γ ışını enerjisine karşılık FWHM ve b) Algılanan gamaların bir fonksiyonu olarak HPGe detektörlerinin 1408 keV γ enerjisine göre rölatif verimi.	77
Şekil 3.4: Huzme odası içerisindeki segmentli plastik sintilatör dedektörü.	78
Şekil 3.5: Reaksiyon odası içerisindeki Orsay Plungerı.	79
Şekil 3.6: Orsay plungerı ve hedef düzleminin üç boyutlu görünümü ile hedefin bulunmadığı durumda gerginleştirme konisi [116]......	80
Şekil 3.7: Hedef ve reset folyolar arasındaki mesafenin kapasitans ölçümleri için plungerın a) Au ve b) Be folyolarının kalibrasyon eğrisi. Siyah kare noktalar ölçülen kalibrasyon değerlerini, kırmızı üçgen noktalar ise kalibrasyon parametrelerini gösterir.	81
Şekil 3.8: a) Nb hedef ve Au reset folyo ve b) Nb hedef ve Be reset folyo için deney süresince Orsay plunger kontrol bilgisayarı tarafından depolanan gerilim değerlerine karşılık sayım değerleri.....	81
Şekil 3.9: Elektronik okuma sistemi.....	84

Şekil 3.10: RIKEN'de bulunan deney düzeneğine ait bir fotoğrafı.	85
Şekil 3.11: LISE++ programı [119] ile ^{69}Cu için hesaplanan momentum dağılımı. Farklı momentum seçimleri A(% -1.30), B(% -1.19), C(% -0.80), D(% -0.37), E(% +0.16), ve F(% +0.75) ile gösterilmektedir.	85
Şekil 3.12: Olayların zaman yapısı ve veri toplama döngüsü.	86
Şekil 3.13: RIKEN'de yer alan RIPS ayırıcının şeması, Japonya.	87
Şekil 3.14: a) g faktör ve b) kuadrupol moment ölçümleri için TDPAD yönteminin deneysel düzeneğinin gösterimi.	91
Şekil 3.15: Manyetik alan boyunca geçen uyarılmış çekirdek topluluğunun rotasyonu ve... Lorentz kuvvetinin yönü.	92
Şekil 3.16: Bir spektrometreyi geçen iyonların spin yönelme eksenindeki sapması.	93
Şekil 3.17: Şematik deney düzeneği.	95
Şekil 3.18: H-benzeri ($1s^1$) ^{24}Mg iyonlarının a) konvansiyonel teknik ve b) modifiye TDRIV yöntemi ile zayıflatma faktörleri.	97
Şekil 3.19: Hızlı ve yavaş zayıflatma katsayıları nedeniyle meydana gelen a) H-benzeri Mg iyonlarının $^2S_{1/2}$ terimine ait $2s^1$ konfigürasyonu, b) He-benzeri Mg iyonlarının 3S_1 terimine ait $1s^1 2s^1$ konfigürasyonu. Karşılaştırma için H-benzeri Mg iyonlarının $^2S_{1/2}$ terimine ait $1s^1$ konfigürasyonu, kesikli çizgiler ile gösterilmiştir.	100
Şekil 3.20: Hızlı ve yavaş zayıflatma katsayıları nedeniyle meydana gelen a) He-benzeri Mg iyonlarının 3P_1 terimine ait $1s^1 2p^1$ konfigürasyonu, b) He-benzeri Mg iyonlarının 3P_2 terimine ait $1s^1 2p^1$ konfigürasyonu, c) Li-benzeri Mg iyonlarının $^2S_{1/2}$ terimine ait $1s^2 2s^1$ konfigürasyonu. Karşılaştırma için H-benzeri Mg iyonlarının $^2S_{1/2}$ terimine ait $1s^1$ konfigürasyonu, kesikli çizgiler ile gösterilmiştir.	101
Şekil 4.1: Parçacık sintilatör dedektörünün her bir kanal numarasına karşın plastik sintilatör enerjisi a) hizalamadan önce, b) hizalamadan sonra. Parçacık sintilatör dedektörünün her bir kanal numarasına karşılık gelen zaman c) hizalamadan önce d) hizalamadan sonra.	105
Şekil 4.2: a) Nb - Au ve b) Nb - Be folyoları için parçacık enerjisine karşılık zaman matrisleri.	105
Şekil 4.3: 80 μm mesafeli Nb - Au plunger mesafesinde toplanan a) parçacık ve b) zaman spektrumları. Şekil, bir γ ışın dedektörü ile parçacık dedektörünün tüm segmentleri arasında eş zamanlı olarak toplanan veriyi göstermektedir.	106
Şekil 4.4: 80 μm plunger mesafesinde toplanan ve $^{24}\text{Mg } 2^+ \rightarrow 0^+$ 1368-keV fotopikinin gösterildiği, rastgele eş zamanlı olaylardan ayıklanmış γ ışın spektrumu. Bir parçacık dedektör segmenti ile eş zamanlı dizinde bulunan tüm γ ışını dedektörleri için Doppler düzeltmesi yapılmış veri gösterilmektedir.	107
Şekil 4.5: γ ışınına karşın parçacık yayınlanma doğrultusu ile gama arasındaki açı. a) 90 μm aralıklı Au reset folyolu Nb hedef ve b) 114 μm aralıklı Be reset folyolu Nb hedef.	108

Şekil 4.6: Hedef ve a) Au ve b) Be reset folyoları arasındaki iyon hızının (v/c) belirlenmesi.	108
Şekil 4.7: Parçacık detektörünün farklı segmentleri ile HPGe detektörler için parçacık- γ açısal korelasyonunun simülasyondan elde edilen zaman bağımlılığı. Kırmızı, mavi ve yeşil çizgiler sırası ile kuvvetli, orta ve zayıf osilasyon genliğini göstermektedir.	109
Şekil 4.8: $R(T)$ oran verisi, Denklem (4.2) ve deneyin detaylı modellenmesini temel alan uyumlar [130]. Mesafe hedef ve reset folyo arasındaki açıklıktır ($22.4 \mu\text{m} = 1 \text{ ps}$ uçuş zamanı). Osilasyonun frekansı g faktör değerini belirler.	113
Şekil 4.9: $8\mu\text{m}$ plunger mesafesinde, Nb hedef üzerinde uyarılmış ^{24}Mg izotopları için parçacık- γ açısal korelasyonları. Pertürbe olmamış korelasyon noktalı çizgi ile, uyum sonuçları düz çizgi ile gösterilmektedir.	114
Şekil 4.10: $90\mu\text{m}$ plunger mesafesinde, Nb hedef üzerinde uyarılmış ^{24}Mg izotopları için parçacık- γ açısal korelasyonları. Pertürbe olmamış korelasyon noktalı çizgi ile, uyum sonuçları düz çizgi ile gösterilmektedir.	115
Şekil 4.11: Rölatif verime karşılık γ ışın enerjisinin a) $\log(\epsilon) = a_0 + a_1 \log(E_\gamma) + a_2 [\log(E_\gamma)]^2 + a_3 [\log(E_\gamma)]^3 + a_4 [\log(E_\gamma)]^4$ fonksiyonu ve b) fonksiyonunun sadece ilk iki terimi kullanılarak uygulanan uyum grafikleri.	117
Şekil 4.12: 160-1460 ns zaman aralığında karakteristik γ ışın spektrumu. Sadece yüksek şiddetteki γ ışınları işaretlenmiştir. Yıldız işareti, $^{69\text{m}}\text{Cu}$ 'un γ ışınlarını; üçgen işareti, β bozunmasından gelen kontaminasyonu; ve karo işareti, (n, n') sonucunda yayınlanan γ ışınları ya da doğal radyoaktiviteden yayınlanan γ ışınlarını göstermektedir.	117
Şekil 4.13: ^{69}Cu 'un ($13/2^+$) izomer seviyesi altındaki seviye şeması.	118
Şekil 4.14: a) γ - γ matrisi ve b) γ - γ matrisinin, Y eksenine üzerine iz düşümü.	118
Şekil 4.15: ^{69}Cu 'da ($13/2^+$) izomer seviye altında kalan tüm geçişlerin toplamına ait bozunma grafiği.	120
Şekil 4.16: $\theta = \pm 135^\circ$ dedektörleri için, ^{69}Cu 'da ($13/2^+$) izomerinin bozunmasını takiben a) $E2$ geçişlerinin toplamı ve b) $M1$ geçişlerinin toplamı için $R(t)$ fonksiyonları.	121
Şekil 4.17: $\theta = \pm 156^\circ$ dedektörleri için ^{69}Cu 'da ($13/2^+$) izomerinin 189.7 keV geçişi için $R(t)$ fonksiyonu.	121
Şekil 5.1: Mevcut sonucumuz (içi boş kırmızı daire) ve daha önce elde edilen sonuçların (içi dolu yeşil daireler [2,144-146], USDA (kahverengi kesik çigi) ve USDB (düz mavi çizgi) etkileşimleri ile karşılaştırılması.	124
Şekil 5.2: jj44b ve JUN45 etkileşimleri için model uzayı, bakır izotopları ile $Z=28$ sihirli kabuk çekirdeği ^{56}Ni kor çekirdeği dışında bir protondan oluşmaktadır [115].	126
Şekil 5.3: ^{69}Cu izotopunun ($13/2^+$) izomer seviyesi altında kalan deneysel uyarılmış seviyelerin, JUN45 ve jj44b etkileşimleri ile gerçekleştirilen kabuk model hesaplamaları ile elde edilen seviyelerle karşılaştırılması.	127

TABLO LİSTESİ

Sayfa No

Tablo 3.1: ORGAM dizininde kullanılan dedektörlerin numaralandırılması ve yerleştirildikleri polar ve azimuthal açılar.	77
Tablo 3.2: Şekil 3.7 a) ve Şekil 3.7 b)'de bulunan kalibrasyon eğrileri kullanılarak elde edilen hedef ve reset folyo mesafeleri.	82
Tablo 3.3: RIPS'in temel karakteristiği.	88
Tablo 3.4: H-benzeri, He-benzeri ve Li-benzeri Mg iyonları için aşırı ince yapı alanları ve elektron hızları.	99
Tablo 3.5: Li-benzeri Mg ($Z = 12$) için Hartree Fock kodunun çıkış dosyası.	100
Tablo 3.6: H-benzeri, He-benzeri ve Li-benzeri Mg iyonları için yük ve uyarılmış seviye dağılımları.	102
Tablo 3.7: Uyarılmış He-benzeri konfigürasyonun istatistiksel oranı.	102
Tablo 4.1: $FOM=100*(W(21\mu m)-W(0\mu m))/W(0\mu m)$ niceliği ile elde edilen osilasyon genliğinin $n=14$ ve $n=17$ adet oran için sıralanmış listesi.	110
Tablo 4.2: $FOM=100*(W(21\mu m)-W(0\mu m))/W(0\mu m)$ niceliği ile elde edilen osilasyon genliğinin $n=18$ adet oran için sıralanmış listesi ve kullanılmayan kombinasyonlar.	111
Tablo 4.3: ^{69}Cu 'un ($13/2^+$) izomer seviyesinin γ ışın geçişleri ve seviyeleri. Verimle düzeltilmiş γ ışın şiddetleri, elde edilmiş 189.7-keV'lik izomer seviye geçişi ile normalize edilmiştir. İç dönüşüm katsayısı hesaba katılmamıştır. Spin ve parite bilgisi Kaynak [133]'den alınmıştır.	119
Tablo 5.1: ^{69}Cu izotopunun ($13/2^+$) seviyesinin, JUN45 ve jj44b kabuk model etkileşimleri kullanarak, Antonie kodu ile elde edilmiş ayrıntılı dalga fonksiyonu.	127
Tablo 5.2: ^{69}Cu izotopunun ($13/2^+$) izomer seviyesi için JUN45 ve jj44b kabuk model etkileşimlerinin verdiği toplam dalga fonksiyonunun kullanılması ile elde edilen g faktör değerlerinin deneysel değerle karşılaştırılması.	128

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
μ	: Manyetik Dipol Moment
g	: Jiromanyetik Faktör
N	: Nötron Sayısı
Z	: Proton Sayısı
T	: İzospin
S	: Spin
B	: Manyetik Alan
I	: Nükleer Spin
J	: Atomik Spin
G_k	: Zayıflatma Katsayısı
$\Phi(r')$	: Potansiyel
$\rho(r')$	: Hacim İçerisindeki Yük Dağılımı
$Y_{lm}(\theta, \phi)$	: Küresel Harmonikler
$D_{q0}^{k*}(\Delta\phi, \theta, \gamma, 0)$	: Wigner-D Matrisi
l	: Açısal Momentum
v	: Hız
μ_N	: Nükleer Magneton
μ_B	: Bohr Magnetonu
g_l	: Yörüngesel Jiromanyetik Faktör
g_s	: Spin Jiromanyetik Faktör
Q_s	: Spektroskopik Kuadrupol Moment
Q_0	: İç Kuadrupol Moment
V_{zz}	: Elektrik Alan Gradyenti
K	: Nükleer Spinin Deformasyon Eksenini Üzerindeki İzdüşümü
β	: Deformasyon parametresi
ω_L	: Larmor Frekansı
ω_Q	: Kuadrupol Frekansı
ν_Q	: Kuadrupol Etkileşim Frekansı
H	: Hamiltonyen
$W(t, \theta, \vec{B})$	: Açısal Dağılım
A_k	: Açısal Dağılım Katsayısı
B_k	: Yönelim Katsayısı
P_k	: Legendre Polinomları
$I(t, \theta, \vec{B})$	: Işınlara Zaman Bağımlı Şiddetleri
A	: Doğrultma
$\vec{F}_L$	: Lorentz Kuvveti
Q	: Yük
M	: Kütle Numarası

Kısaltmalar	Açıklama
TDRIV	: Zaman Diferansiyelli Vakumda Geri Tepme
TDPAD	: Zaman Bağımlı Pertürbe Olmuş Açısal Dağılım
ALTO	: Orsay Tandem Lineer Hızlandırıcısı
TF	: Geçiş Alanı
RIV	: Vakumda Geri Tepme
RIB	: Radyoaktif İyon Huzmesi
EFG	: Elektrik Alan Gradyenti
SM	: Kabuk Model
HPGe	: Yüksek Saflıkta Germanyum Detektörü
ORGAM	: Orsay Gama Dizini
NQR	: Nükleer Kuadrupol Rezonans
PM	: Fotomultiplikator
DAQ	: Veri Toplama Sistemi
CFD	: Sabit Kesirli Diskriminatör
PAC	: Yük Ön Yükselticisi
COMET	: Kodlama ve Zaman İşaretleme
ADC	: Analogdan Dijital Çevirici
RIPS	: Mermi Parçalanma Ayırıcısı
RHS	: RIKEN Halka Siklotronu
RI	: Radyoaktif İzotop

ÖZET

DOKTORA TEZİ

EGZOTİK ÇEKİRDEKLERDE UYARILMIŞ SEVİYE ÖMÜRLERİ VE NÜKLEER MOMENTLER

Ashı KUŞOĞLU

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Melih BOSTAN

II. Danışman: Dr. Georgi GEORGİEV

Nükleer yapı çalışmaları için vazgeçilmez kuramsal bir çerçeve olan ve diğer nükleer modellerin karşılaştırılması açısından standart oluşturan nükleer kabuk modeli, sihirli sayılar olarak adlandırılan sayılarda nükleonlara sahip kapalı kabukların varlığını öngörmektedir. Nükleer yapı çalışmalarında anahtar öneme sahip olan soru, nükleer kararlılık eğrisi uzağında bu sihirli sayıların varlığının geçerli olup olmadığıdır. Kapalı kabuklara yakın çekirdekler, kabuk model kuramı uygulamaları için önemli bir test alanıdır ve bu nedenle oldukça fazla sayıda kuramsal ve deneysel çalışmaya öncülük etmiştir.

Statik nükleer momentler hakkında bilgi edinmek, nükleer seviyelerin tek parçacık ve kolektif yapılarının açıklıkla anlaşılması bakımından büyük öneme sahiptir. Nükleer kuadrupol moment, deformasyonla doğrudan ilintili iken, manyetik moment, valans nükleonların tek parçacık yapısına duyarlıdır. Bu momentler, nükleer modellerin geçerliliğini test etmek açısından mükemmel bir araç görevi sağlarlar. Radyoaktif huzme elde edilebilen hızlandırıcıların gelişimi, günümüzde kararlılık eğrisinin uzağında yer alan egzotik çekirdeklerin spin ve nükleer momentlerinin incelenmesine olanak sağlar. Ancak, radyoaktif huzme olarak elde edilebilen egzotik çekirdeklerin uyarılmış durum spin ve momentlerinin ölçümü güvenilir yöntemlerin geliştirilmesini zorunlu kılmaktadır. Bu tür yöntemlerin başarılı gelişmeleri, yeni nükleer yapı olgularının ortaya çıkarılması bakımından olanaklar yaratacaktır.

Bu tezde anlatılan çalışma iki deneyden oluşmaktadır. Gerçekleştirilen ilk ve tezin ana kısmı olan deneysel çalışma Fransa ALTO'da (Accélérateur Linéaire auprès du Tandem d'Orsay) gerçekleştirildi. Bu deneyde piko saniye mertebesinde kısa yarı ömürlü seviyenin g faktör bilgisinin yüksek duyarlılıkta elde edilmesi amaçlandı. Kısa yarı ömürlü (piko saniye) seviyelerin g faktör bilgisinin yüksek duyarlılıkla elde edilmesi kararlı çekirdekler için dahi oldukça zor bir çalışmadır. Stuchbery, Mantica ve Wilson radyoaktif huzmelerin kullanımı için Zaman Diferansiyelli Vakumda Geri Tepme (Time-Differential Recoil-In-Vacuum - TDRIV) yönteminde değişiklik önermişlerdir. Bu yeni TDRIV yöntemi, proton-nötron sayıları eşit ($N = Z$) olan eşlenik çekirdek ^{24}Mg 'un (uyarılma enerjisi $E_{ex} = 1368.675(6)$ keV, ortalama ömrü $\tau = 1.97(5)$ ps) ilk uyarılmış seviyesinin g faktör ölçümü için ilk kez uygulandı. Seviyenin ömrü piko-saniye mertebesinde olduğundan, seviye g faktörü, çekirdeğin oldukça yüksek manyetik alan (kT) etkisi altında spin presesyon hareketi yapması ile ölçülebilir. Bu tür yüksek manyetik alanlar çekirdekte sadece aşırı ince yapı etkileşmesi sonucu üretilebilir. Yüksek duyarlıklılı g faktör değeri, $g = 0.538 \pm 0.013$, ağırlıklı olarak hidrojen benzeri iyonlar kullanılarak elde edildi. Elde edilen deneysel değer yakın zamanda geliştirilen kabuk model hesaplamaları ile son derece uyumludur ve 0.5 değerinden 3 standart sapma göstermektedir. Bu ölçüm, sd -kabuğunda, 2^+ seviyesinin, yakın zamanda geliştirilen kabuk model öngörülleri ile karşılaştırılabilecek duyarlılık ve kesinlikte elde edilebilen bir g faktör ölçümüdür. Bu yeni yöntemin manyetik moment ölçümündeki başarısı, radyoaktif huzme olarak elde edilebilen egzotik çekirdeklerin uyarılmış seviye manyetik momentlerinin ölçülebilmesi için oldukça geniş bir uygulama alanı açmaktadır.

İkinci deney RIKEN, Japonya'da gerçekleştirildi. İzomer seviyelerin manyetik momentlerinin ölçülmesi için en etkili yöntemlerden biri, Zaman Bağımlı Pertürbe olmuş Açısal Dağılım (Time Dependent Perturbed Angular Distribution - TDPAD) yöntemidir. Göreli olarak uzun yarı ömürlü izomer seviyeler, nükleer yapıları açısından, manyetik momentlerinin belirlenebildiği daha derin bilgi edinilmesine olanak sağlarlar. Bu deneyde, nötron zengin ^{69}Cu izotopunun, ($E_{ex} = 2551.4(5)$, $T_{1/2} = 351(14)$ ns) $13/2^+$ izomer seviyesinin daha duyarlı g faktör ve kuadrupol moment ölçümleri, TDPAD yöntemi ile gerçekleştirildi. Nükleer manyetik moment ölçümleri için ana gereksinimlerden biri, uyarılmış seviyenin spin-yönelimli olarak elde edilmesidir. Deney sonucunda, çok parçacık konfigürasyonlu seviyenin, tek nükleon ayrılması ile spin doğrultma elde edildi. İlgilenilen seviyenin g faktör değeri $g(13/2^+) = +0.248(9)$, bir önceki deneyle uyumlu olarak elde edildi. ^{69m}Cu çekirdeğinin g faktör ölçüm verisinden, tepkime sonucu % - 3.3(9) spin doğrultması elde edildi. Önceki deneye oranla, iyileştirilmiş deney koşullarının sağlanması, ^{69m}Cu izomer seviyesi için daha yüksek spin yöneliminin elde edilmesine olanak vermiştir. Nötron zengin ^{69}Cu çekirdeğinin $13/2^+$ izomer seviyesinin bu deneyde gerçekleştirilen g faktör ölçümlerinin, bu izomer seviyenin büyük ölçekli kabuk model hesaplamalarının öngördüğü konfigürasyona kıyasla, saf tek parçacık yapısının gözden geçirilmesi beklenmektedir. ^{69}Cu izotopunun $13/2^+$ izomer seviyesinin spektroskopik kuadrupol momenti $|Q_s| = 0.231(6)$ b olarak elde edildi.

Ocak 2016, 165 Sayfa.

Anahtar kelimeler: Elektromanyetik momentler, Açısal Dağılım ve korelasyon ölçümleri, Aşırı ince yapı etkileşimleri ve izotop etkileri, Coulomb uyarılması, Mermi parçalanma reaksiyonu.



SUMMARY

Ph.D. THESIS

NUCLEAR MOMENTS AND LIFETIMES OF EXCITED STATES IN EXOTIC NUCLEI

Ash KUSOĞLU

İstanbul University

Institute of Graduate Studies in Science and Engineering

Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Melih BOSTAN

Co-Supervisor: Dr. Georgi GEORGIEV

The nuclear shell-model, which provides an indispensable theoretical framework for nuclear structure studies and remains the standard of comparison for other models, established the existence of closed shells having certain numbers of nucleons called magic numbers. A key question in nuclear research is the persistence of these magic numbers when moving away from the valley of stability. Nuclei near closed shells are important testing grounds for shell-model theories and have therefore attracted considerable experimental and theoretical research interest.

Knowledge of static nuclear moments is of great importance to get a clear understanding of the single-particle structure and the collective nature of nuclear states. The magnetic moment is sensitive to the single-particle nature of the valence nucleons, while the nuclear quadrupole moment provides a direct link to the deformation. These moments provide us an excellent tool to test the validity of nuclear theories. The development of radioactive beam facilities allows nowadays studying nuclear spins and moments of exotic nuclei which are far from the stability line. However, the measurement of magnetic moments of exotic nuclei produced as radioactive beams requires the development of reliable methods. Successful development of such methods would open up the possibility to discover new nuclear structure phenomena.

The study outlined in this thesis is formed by two experiments. The first experiment, and the main part of the thesis, was performed at ALTO (Accélérateur Linéaire auprès du

Tandem d' Orsay, France). This experiment aimed to obtain high precision g -factor information on a short-lived picosecond state. Obtaining high precision g -factor information on short-lived (picosecond) states is a challenging task, even for stable nuclei. Stuchbery, Mantica and Wilson proposed a modification of the Time-Differential Recoil-In-Vacuum (TDRIV) method for use with radioactive beams. This new TDRIV method was applied for the first time to perform a g -factor measurement on the first-excited state in the self-conjugate ($N = Z$) nucleus ^{24}Mg (excitation energy $E_{\text{ex}} = 1368.675(6)$ keV, mean lifetime $\tau = 1.97(5)$ ps). Since the lifetime of the state is of the order of picoseconds, its g factor can be measured only via the spin precession of the nucleus in an extremely strong magnetic field (kT). Such fields can only be produced at the nucleus by hyperfine interactions. A high precision g -factor value, $g = 0.538 \pm 0.013$, was obtained using predominantly hydrogen-like ions. The obtained experimental value is in excellent agreement with recent shell-model calculations and shows a departure from 0.5 by almost 3 standard deviations. This is the only g -factor measurement on a 2^+ state in the sd -shell with sufficient precision and accuracy needed to test the recent shell model predictions. Proof of the new method opens the way for wide applications including measurements of the magnetism of excited states of exotic nuclei produced as radioactive beams.

The second experiment was performed at RIKEN, Japan. One of the very powerful methods to measure nuclear moments of isomeric states is the Time-Dependent Perturbed Angular Distribution (TDPAD). The relatively long-lived nuclear isomeric states provide opportunities to gain deeper insight into their structure e.g. by determining their moments. This experiment achieved more precise measurements of the g factor and quadrupole moment of the $13/2^+$ ($E_{\text{ex}} = 2551.4(5)$, $T_{1/2} = 351(14)$ ns) isomeric state in the neutron-rich isotope ^{69}Cu with the TDPAD method. One of the main requirements in order to measure a nuclear magnetic moment is to produce a spin-oriented ensemble. The result of the experiment demonstrates the possibility of obtaining spin alignment in a single-nucleon removal, even for multi-quasi particle states. The g factor of the state of interest was obtained as $g(13/2^+) = 0.248(9)$ in agreement with the previous measured value. As a result of the reaction, - 3.3(9)% spin alignment was obtained for $^{69\text{m}}\text{Cu}$ from g -factor measurement data. This higher degree of spin alignment has been reached for the $^{69\text{m}}\text{Cu}$ isomeric state due to the improvement of the experimental conditions compared to the previous measurement. The measurement of the g factor of the $13/2^+$ isomeric state in neutron-rich ^{69}Cu , achieved by this study, is expected to review purity of the single-particle-like configuration of this isomeric state compared with the one suggested by large scale shell model calculations. The spectroscopic quadrupole moment was obtained as $|Q_s| = 0.231(6)$ b of the $13/2^+$ isomeric state in ^{69}Cu .

January 2016, 165 Pages.

Keywords: Electromagnetic moments, Angular distribution and correlation measurements, Hyperfine interactions and isotope effects, Coulomb excitation, Projectile fragmentation reaction.

1. GİRİŞ

Atomun görünümü, pozitif yüklü, küçük hacimde son derece ağır kütleyle sahip bir çekirdekle, bu çekirdeği çevreleyen ve onun etrafında çekirdek boyutundan bir milyon kez daha büyük bir uzaklıkta, yörüngede dolanan elektronlarla tanımlanmıştır. Bu tanımlamanın merkezinde yer alan atom çekirdekleri, belirli sayıda proton ve nötron içeren kuantum sistemleridir. Atom çekirdeğinin yapısı, bu çok parçacık sistemindeki nükleonların bağlı bir yapı olan çekirdeğin kendisini oluşturmak için nasıl etkileştiklerini gösteren önemli bir göstergedir.

Nükleonlar çekirdek içerisinde birbirlerine kendiliğinden bağlanırlar ve bu bağlanma onların kendi aralarında var olması gereken bir kuvvetle açıklanır. Nükleonlar arasındaki etkileşme mesafe bağımlı olmakla birlikte, bu kuvvet kesinlikle kütle çekim kuvveti ve elektromanyetik kuvvetten farklı bir kuvvettir. Kütle çekim kuvveti ve elektromanyetik kuvvet sonsuz dahil tüm uzaklıklarda etkindir. Elektromanyetik kuvvetin sonsuz erimi, etkileşen yüklü parçacıklar arasında değiş-tokuş edilen parçacığın kütsüz foton olmasından kaynaklanır. Nükleer etkileşimde ise değiş tokuş edilen parçacık belirli kütleyle sahip mezonlardır ve bu mezonların cinsi ve kütlesi nükleonlar arası mesafeye göre değişir. Gerek elektromanyetik, gerekse kütle çekim kuvveti, çekirdekte nükleonlar arası gözlenen bağlanmayı açıklayamayacak kadar zayıftır. Atom ölçeğinde, Coulomb kuvveti elektronları çekirdeğe bağlayarak atomu oluşturur. Nükleer ölçekte ise bu kuvvet çekirdek içerisinde yer alan protonlar arasında iticidir ve çekirdeğin bağlanma enerjisinde azalmaya yol açar. Protonların kütlesi göz önüne alındığında iki proton arasındaki çekici gravitasyonel kuvvet, itici Coulomb kuvvetini yenerek bu bağlanmayı açıklamaktan son derece uzaktır.

Nükleonlar birbirlerine, itici Coulomb kuvvetini yenen güçlü nükleer etkileşme ile bağlıdır. Bu kuvvet, sadece elektromanyetik ve gravitasyonel kuvvetlerle

kıyaslandığında güçlü kuvvet olarak adlandırılır. Nükleonlar arası kuvvet, ancak iki nükleon arasındaki görelî kinetik enerjiyi aşîp onları düşük enerjili yörüngede bağlayacak kadar güçlüdür. Nükleon-nükleon etkileşmesi tipik nükleonlar arası mesafe olan ($\simeq 1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$), uzaklıkta güçlü bir şekilde çekici iken, 0.5 fm'den daha küçük mesafelerde ise itici bir özelliğe sahiptir. Bununla birlikte, bu kuvvet çok kısa erimlidir ve nükleonlar arası mesafe bir kaç femtometre olduğunda doyuma erişerek, önemsiz hale gelir. Her bir nükleon-nükleon etkileşmesi tek parçacık potansiyeli olarak adlandırılan ortalama bir nükleer potansiyele katkı sağlayarak, nükleonların bu potansiyel içerisinde 8-10 MeV bağlanma enerjisi ve 20-25 MeV görelî kinetik enerji ile bağımsız hareket etmesini sağlar. Bu etkileşme, çekirdek içerisinde nükleonların pertürbatif yöntemle incelenemeyecek hareketini ve dağılımını oluşturur. Çekirdek içerisindeki nükleon sayısının düşük olması, istatistik yöntemlerin kullanılmasına olanak vermez. Nükleer kuvvet, S spin bağımlı olduğu kadar, T izospine de bağımlıdır. pp ve nn etkileşmelerinde olduğu gibi benzer nükleonlar arasındaki etkileşmeler, $S = 0$ spin değeri ve $T = 1$ izospin değeri alacak şekilde çiftlenmeyi tercih eder. Öte yandan, pn sistemi $S = 1$ ve $T = 0$ değerlerini veren çiftlenmeyi sağlar. Benzer nükleonlar arasındaki çiftleşme etkileşmesi çekirdeğî küresel yapıda tutarken, p - n etkileşmesi küresel olmayan deforme yapıyı arttıran etkileşmeye yol açar.

Yukarıda belirtilen üç farklı tür etkileşmenin yanı sıra dördüncü tür bir etkileşme, zayıf etkileşme olarak bilinir. Bu etkileşme kısa erimlidir, ancak güçlü nükleer etkileşmeden merteye olarak çok daha zayıftır. Bu etkileşmenin nükleer bağlanmaya katkısı ihmal edilecek seviyededir ancak, β bozunması olarak adlandırılan önemli bir bozunma moduna yol açar. Nükleer ortamda gerçekleşen β bozunması, çekirdek içerisindeki fazla nötron veya protonların birbirlerine dönüşerek dengede kalmasını sağlar. Tüm bu oluşumlar, atom çekirdeğini en ilginç ve en zengin, çalışılması zor kuantum sistemlerinden biri haline getirir.

Nüklid kartın kararlılık vadisinde yer alan kararlı çekirdeklerden hafif kütleli olanları, $N/Z \simeq 1.0$ değerinde belirli bir proton-nötron oranına sahiptir. Güçlü nükleon-nükleon etkileşmesinin temel özellikleri, kararlılık vadisi yakınında yer alan bu çekirdeklerin özelliklerinin incelenmesi ile anlaşılmıştır. Ancak,

ağır çekirdeklere doğru gidildiğinde, Coulomb itmesine karşı nükleer kararlılığı sağlayabilmek için çekirdekteki nötron sayısı giderek artar. Bir diğerine oranla proton veya nötron sayısı aşırı fazla olan çekirdekler yüksek veya düşük N/Z oranı ile karakterize edilirler. Kararlılık eğrisinin oldukça uzağında yer alan bu çekirdekler sıklıkla egzotik çekirdekler olarak anılır. Kararlılık eğrisi uzağında yer alan bu çekirdekler için deneysel veri oldukça kısıtlıdır ve bu çekirdekler üzerinde yapılan çalışmalar, çekirdeğin karmaşık çok cisim davranışı nedeniyle, nükleer etkileşmenin tam olarak anlaşılamadığını göstermektedir. Bununla birlikte, bu tür egzotik çekirdeklerin özellikleri, yeni ve sıklıkla beklenmedik davranışların ortaya çıkmasına ve nükleer sistemler üzerindeki bilgilerimizin derinleşmesine yardımcı olduğundan, bu çekirdekler üzerinde yapılan çalışmalar anahtar öneme sahiptir. Kütle numarası 10 civarında olan hafif çekirdekler hariç, bu karmaşık sistemi en temelden başlayan hesaplamalarla tanımlamak imkansızdır. Nükleonların çekirdek içerisindeki etkileşmeleri, çıplak nükleon-nükleon etkileşmesinden farklıdır. Nükleonlar arasındaki etkileşme, içinde yer aldıkları nükleer ortam tarafından değişikliğe uğratılır ve bu nedenle etkin etkileşimin tanımlanması gerekir. Etkin etkileşimi tanımlayabilmek, kütle, bağlanma enerjisi, ortalama seviye ömrü, bozunma şeması, statik ve dinamik momentler benzeri temel nükleer niceliklerin ölçülmesini gerektirir. Bu ölçümler, kuramsal modellerin test edilmesi açısından model öngörülleri ile karşılaştırılabilir ve kullanılan etkin etkileşimin iyileştirilmesine katkı sağlayabilirler. Bunun ötesinde, bu ölçümler, çiftleşme etkileşimi, proton-nötron etkileşiminin rolü ve nükleer deformasyon benzeri temel konulara açıklık getirirler.

Çekirdeğin incelenmesinde elektromanyetik etkileşme öncü bir rol oynar. Çekirdeğin özellikleri üzerinde elektromanyetik etkileşme aracılığı ile çalışmanın oldukça yararlı bir yolu, çekirdeğin yük ve akım dağılımlarının, bilinen bir dış statik alan ile etkileşiminin ölçülmesidir. Elektromanyetik etkileşme göreceli olarak çok iyi anlaşılmış bir etkileşme türü olduğundan, bu etkileşme aracılığı ile açık ve net sonuçlara ulaşılabilir. Nükleer özellikleri anlamak amacı ile kullanılan bir elektromanyetik algılayıcı, nükleer ortamda, nükleonların ve çekirdeğin genel davranışı üzerinde güçlü nükleer etkileşmeye oranla çok daha az bir pertürbatif

etkiye sahip olduğundan, çekirdeğin yapısını hemen hiç bozmaksızın kullanılabilir. Elektromanyetik momentlerin ölçümü, β kararlılık eğrisi uzağında nükleer yapının nasıl değiştiğinin anlaşılması açısından fırsat sunar. Kapalı kabuklara yakın, sihirli sayıda bir proton veya nötron içeren çekirdeklerin ölçülebilen genel özellikleri, bu özelliği açıklamak açısından, dalga fonksiyonlarında var olan tek parçacık bileşenlerinin kullanılmasına olanak sağlarlar. Bu tek parçacık davranışı, kapalı kabukların uzağında, nükleer seviyenin kollektif yapısı etkin olmaya başladığından, belirgin bir şekilde değişim gösterir. Tek parçacık davranışı ile kollektif yapı serbestlik derecelerinin rekabeti, statik manyetik moment ölçümleri ile duyarlı olarak incelenebilir.

Manyetik dipol momentin (μ) ölçümü, manyetik momentin bir dış alan veya dahili aşırı ince yapı manyetik alanı ile etkileşme enerjisinin ölçümünü olan $\vec{\mu} \cdot \vec{H}$, ya da bir manyetik alan içerisinde yönelmiş bir nükleer spinin (veya manyetik dipol momentin) dönü hareketinin $\Delta\theta = [\vec{\mu} \times \vec{B}]dt$ belirlenmesini gerektirir. Sıklıkla ölçülen nicelik g faktördür. g faktör ve manyetik dipol moment $\mu = gI$ eşitliği ile bağıntılıdır. g faktör, nükleer seviyenin tek parçacık konfigürasyonuna duyarlı olduğundan, nükleer uyarılmaların kuantum mekaniksel incelenmesinde önemli bir gözlenebilir. g faktör, tek parçacık yörüngelerinden hangisinin kapalı kabuk dışında kalan valans nükleonlarınca doldurulduğunun ve nükleer seviyelerin proton-nötron karakterinin anlaşılması açısından vazgeçilmez önemde belirleyici bir niceliktir. Elektrik kuadrupol moment ise, çekirdekte yük dağılımı üzerine bilgi verir ve nükleer deformasyon ile nükleer dalga fonksiyonunun kollektif yapısı ile doğrudan bağlıdır.

Geçmiş kırk yılda, temel seviye ve izomer seviyelerin g faktör ölçümleri, β kararlılık eğrisine yakın çekirdeklerle sınırlı kalmıştır. İncelenebilen β kararlılık eğrisine yakın çekirdekler sıklıkla füzyon buharlaşma tepkimeleri ile oluşturulabildiğinden bu izotoplar genellikle kararlılık vadisinin nötron eksik tarafında yer alan çekirdeklerdir. Son yirmi yıllık süreçte, radyoaktif iyon huzmesi (RIB) ile üretebilen yeni nesil büyük hızlandırıcıların gelişimi ile bu sınırlama aşılmıştır. Bu hızlandırıcılar arasında, CERN (İsviçre), GSI (Almanya), GANIL (Fransa), TRIUMF (Kanada), NSCL (ABD) ve RIKEN (Japonya) hızlandırıcıları sayılabilir.

Kararlılık eğrisi ötesinde yer alan izotopların yer aldığı bölgelerin keşfi, bu hızlandırıcılar ile olanaklı hale gelmiştir. Bununla birlikte, radyoaktif iyon huzmesi ile g faktör ölçümleri, kararlı iyon huzmeleri kullanılarak yapılan ölçümlere oranla daha çok güçlük oluşturmaktadır. RIB ile deneyler bir dizi aşılması gereken sorunu da beraberinde taşır. Radyoaktif İyon Huzmelerinin şiddeti düşüktür ve kararlı iyon huzmelerine oranla bir kaç mertebe daha zayıftır. Bu düşük şiddet, gama ışını oluşumunu azaltır ve sonuç olarak ölçümdeki istatistiksel belirsizliği artırır. Bu sorun, geniş katı açılı, ileri düzeyde geliştirilmiş, yüksek verimlilikteki dedektör dizini kullanımı ile giderilebilir. Bunun yanı sıra, Radyoaktif İyon Huzmeleri, istenmeyen izobarik iyonlarla kontamine olabilir. İlave olarak, dedeksiyon sisteminin yakınında huzmelerin durdurulmasından kaynaklanan background radyasyonu da mevcuttur. Huzme içerisindeki egzotik iyonların ($> 10^2 - 10^3 \text{ s}^{-1}$ mertebesinde) yeterli sayıda üretilmesi ve seçilmesi için geliştirilen özel yöntemler, g faktör ölçümlerine olan talebi arttırmıştır. Bu nedenle, radyoaktif iyon huzmeleri ile birlikte kullanılabilecek alternatif g faktör ölçüm yöntemlerinin geliştirilmesine ihtiyaç duyulmaktadır.

g faktör ve spektroskopik kuadrupol moment ölçümleri, nükleer momentlerin sırası ile bir manyetik alan veya statik elektrik alan gradyenti ile etkileşmesine dayanır. Bu etki, oluşturulan seviyeden yayınlanan radyasyonun açısal dağılımındaki anizotropinin modülasyonu olarak kendini gösterir. İlgilenilen seviyenin yarı ömrüne bağlı olarak, seviye manyetik moment ve kuadrupol momentini incelemek için bazı yöntemler mevcuttur. Bu yöntemler:

- pikosaniye veya daha kısa ömürlü seviyeler için Geçiş Alanı (Transient Field - TF, Vakumda Geri Tepme (Recoil In Vacuum - RIV) ve Zaman Diferansiyelli Vakumda Geri Tepme (Time-Differential Recoil-In-Vacuum - TDRIV) ile
- göreceli olarak bir kaç ns veya daha uzun yarı ömürlü seviyeler için, Zaman Bağımlı Pertürbe olmuş Açısal Dağılım (Time-Dependent Perturbed Angular Distribution - TDPAD)'dır.

Laboratuvar magnetleri (dış manyetik alan), izomer seviyeler gibi, bir kaç yüz ns veya daha uzun yarı ömürlü uyarılmış seviyeler için Tesla mertebesinde manyetik

alanlar üretebilirken, aşırı ince yapı manyetik alanlar, pikosaniye veya daha az yarı ömürlü seviyeler için 10 kT veya gerektiğinde daha büyük manyetik alan sağlayabilmek için gereklidir.

Seviye ömrü pikosaniye mertebesinde veya daha kısa olan kısa yarı ömürlü uyarılmış seviyelerin g faktör ölçüm çalışmalarında, Geçiş Alanı (TF) [1] ve Vakumda Geri Tepen (RIV) iyonların serbest iyon aşırı ince yapı alanına dayanan, iki kullanışlı ölçüm yönteminden faydalanılır [2, 3]. Yakın zamanda, ağır radyoaktif iyonlara uygulanan RIV tekniğinde [4–6], farklı elektronik konfigürasyonlar üzerinden alınan aşırı ince yapı frekansının ortalaması, tezin ikinci bölümünde anlatılan G_k vakum zayıflama faktörlerinin, ilgilenilen seviyenin seviye ömrününün fonksiyonu olarak, yarı üssel bağımlılık gösterir. Seviyenin elektron konfigürasyonunu ve yük dağılımını, kesin ve duyarlı olarak bilmeden bu bağımlılığın tam formunu hesaplamak beklendiği kadar basit değildir. Bu nedenle, bilinen g faktörlerle kalibrasyon gereklidir. Hafif iyonlarla yapılan çalışmalarda, zaman integralli RIV yönteminin bu dezavantajı, daha az sayıda farklı yük durumu verebilen yüksek oranda soyulmuş iyonların kullanımı veya zaman bağımlı RIV yönteminin uygulanması ile giderilebilir.

TDPAD [7] yöntemi, izomer seviyelerin g faktör ve elektrik kuadrupol moment ölçümü için kullanılır. Yöntem, füzyon buharlaşma tepkimelerinde yaygın olarak kullanılmıştır [7]. TDPAD yönteminin ilk kanıtı, 500 MeV/akb yüksek enerjili mermi parçalanma reaksiyonu ile gerçekleştirilen ve önemli oranda spin doğrultma (alignment) elde edilen ^{43m}Sc deneyidir [8]. TDPAD yöntemi ile ^{68}Ni izotopu civarında izomer seviye ölçümleri üzerine gerçekleştirilen bir diğer öncü deney, GANIL, Caen, Fransa’da gerçekleştirilmiştir [9]. İlgilenilen izomer seviye, 61.4 MeV/akb orta enerjide mermi parçalanma reaksiyonu ile oluşturulmuştur. ^{43m}Sc deneyine oranla daha düşük bir spin doğrultma elde edilmiştir. Takip eden bir diğer orta enerjili mermi parçalanma deneyi, ^{61}Fe izotopunun, $9/2^+$ izomer seviyesinin g faktör ölçümüdür. DeneySEL tekniğin önemli ölçüde iyileştirilmesi ile, spin doğrultmasında yaklaşık 10 katı kadar önemli bir iyileştirme sağlanmıştır [10]. Bu son deneyin başarısı üzerine, mermi parçalanma reaksiyonu ile ilk kuadrupol moment ölçümü, ^{61}Fe izotopunun, $9/2^+$ izomer seviyesi için gerçekleştirilmiştir [11].

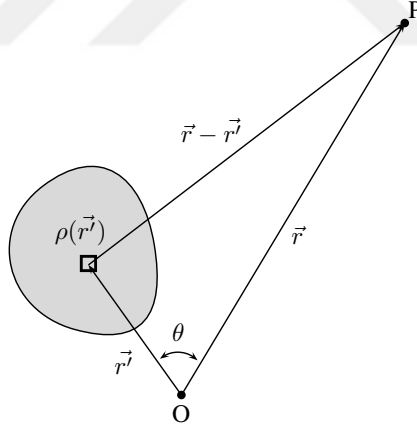
Çalışma, mermi parçalanma reaksiyonu ile üretilen izomer seviyelerin kuadrupol moment ölçümlerinin gerçekleştirilebilir olduğunu göstermiştir. Söz konusu deneyi takiben, ^{43}S izotopunun, uçuş anı huzme parçalanması ile spin doğrultulmuş olarak elde edilen $7/2_1^-$ izomer seviyesinin spektroskopik kuadrupol moment ölçümü gerçekleştirilmiştir [12].

Bu tez çalışmasında, *sd* kabuğunda $N = Z$ ve $N = 40$ alt kabuk kapanmasına yakın çekirdekler olmak üzere, nüklid kartın iki farklı bölgesine yoğunlaştırılmıştır. ALTO, Fransa ve RIKEN, Japonya’da gerçekleştirilen iki farklı deneyin analizinden elde edilen sonuçlar sunulmaktadır. İlk deneyde, nötron sayısı proton sayısına eşit ($N = Z$) olan, eşlenik (self-konjuge) çekirdek ^{24}Mg izotopunun, uyarılma enerjisi, $E_x = 1368.675(6)$ keV ve ortalama ömrü $\tau = 1.97$ ps [13] olan, 2^+ spin pariteli ilk uyarılmış seviyesinin g faktörü, hidrojen benzeri aşırı ince yapı alanına sahip Mg iyonları kullanılarak, duyarlı bir şekilde ölçülmüştür. Çalışmada, yeni TDRIV tekniği, Fransa, ALTO’da, radyoaktif huzme geometrisinde kullanılmıştır [14]. İyi belirlenmiş aşırı ince yapı alanının, yüksek verimlilikte parçacık ve γ ışın dedeksiyonu ile birlikte kullanılması ile, Kaynak [15]’de, $g = 0.5$ değerinden öngörülen küçük sapmanın, bu yeni ölçümle duyarlı ve kesin olarak test edilmesi amaçlanmıştır. Tezin ikinci kısmındaki çalışmada, nötron zengin ^{69}Cu izotopunun, $13/2^+(E_x = 2551.4(5)$ keV, $T_{1/2} = 351(14)$ ns) izomer seviyesinin, g faktör ve kuadrupol moment ölçümleri, TDPAD tekniği ile RIKEN, Japonya’da daha duyarlı olarak ölçülmüştür. Nükleer manyetik moment ölçümünün gereksinimlerinden biri, ilgilenilen seviyede ürün çekirdeği spin yönelimli olarak üretebilmektir. Gerçekleştirdiğimiz bu ikinci deneysel çalışma, çoklu kuazi parçacık seviyesi için, tek nükleon ayrılma tepkimesi ile de spin doğrultma elde edilebilmesinin mümkün olduğunu göstermektedir.

2. GENEL KISIMLAR

2.1 ÇEKİRDEĞİN ELEKTROMANYETİK MOMENTLERİ

Elektromanyetik momentler, elektrik ya da manyetik momentler olarak sınıflandırılır. Elektrik multipol momentler çekirdeklerin yük yoğunluğu hakkında bilgi verir ve nükleer yük dağılımının küresel yapıdan farklılığını ifade etmektedir. Çekirdeğin akım ve manyetizasyon yoğunluğu üzerine benzer bilgiyi ise manyetik multipol momentler sağlar. Her iki momentin sağladığı bilgiler, çekirdeğin bir iç yapısının olduğuna işaret eder. Manyetik momentler, statik elektrik momentlerin bir dış elektrik alan gradyentiyle etkileşmesine benzer biçimde, çekirdeğin bir dış manyetik alanla etkileşmesinin ölçümünü verir. Lokal yük dağılımı, Şekil 2.1’de



Şekil 2.1: Belirli yük dağılımının potansiyeli.

verilen çekirdek hacmi içerisindeki yük dağılımı $\rho(\vec{r}')$, olarak düşünülürse, çekirdek hacminin oldukça dışında bir P gözlem noktasında $\Phi(\vec{r})$ potansiyeli, aşağıda verildiği gibi, küresel harmoniklerin bir seri açılımı olarak ifade edilebilir [16]:

$$\Phi(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \frac{4\pi}{2l+1} Q_{lm} \frac{Y_{lm}(\theta, \phi)}{r^{l+1}}, \quad (2.1)$$

Burada, Q_{lm} değerleri, $\rho(\vec{r}')$ dağılımından hesaplanan açılım katsayılarıdır. Q_{lm} katsayıları, Denklem (2.1)'in, statik elektrostatik potansiyelin yük dağılımı cinsinden elde edilmiş kesin ifadesine eşitlenmesi ile bulunur.

$$\Phi(\vec{r}) = \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3r'. \quad (2.2)$$

Çekirdek hacmi içerisindeki yük dağılım elemanının yer vektörü, Şekil 2.1'de görüldüğü gibi $\vec{r}'$, gözlem noktasının konumunu belirleyen yer vektörü $\vec{r}$ ve bu iki yer vektörü arasındaki açı, θ' 'dir. Belirli yük dağılımı durumu ile ilgilendiğimizden, $\vec{r}'$ yer vektörünün en büyük değeri çekirdek boyutunda, $\vec{r}$ yer vektörünün en küçük değeri de, atom boyutunda olmalıdır. Denklem (2.2)'deki $1/|\vec{r} - \vec{r}'|$ terimi, klasik Taylor açılımı yerine, küresel harmonikler $Y_{lm}(\theta, \phi)$ cinsinden seriye açılabilir:

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \frac{1}{2l+1} \frac{\vec{r}'^l}{r'^{l+1}} Y_{lm}^*(\theta', \phi') Y_{lm}(\theta, \phi). \quad (2.3)$$

Denklem (2.3), Denklem (2.2)'de yerine yazıldığında aşağıdaki ifade elde edilir:

$$\Phi(\vec{r}) = 4\pi \sum_{l,m} \frac{1}{2l+1} \left[\int Y_{lm}^*(\theta', \phi') \vec{r}'^l \rho(\vec{r}') d^3r' \right] \frac{Y_{lm}(\theta, \phi)}{r^{l+1}}, \quad (2.4)$$

Burada köşeli parantez içinde verilen nicelikler, çekirdeğin ilgilenilen seviyedeki statik elektrik multipol momentleri olarak bilinen Q_{lm} 'lerdir,

$$Q_{lm} = \int \vec{r}'^l Y_{lm}^*(\theta', \phi') \rho(\vec{r}') d^3r'. \quad (2.5)$$

Klasik olarak benzer bir şekilde, manyetik multipol momentler de aşağıdaki şekilde verilir:

$$M_{lm} = \int \vec{r}'^l Y_{lm}^*(\theta', \phi') \rho_M(\vec{r}') d^3r'. \quad (2.6)$$

Burada, $\rho_M(r) = -\nabla \cdot M(r)$ manyetik yoğunluk iken, $M(r) = M_c(r) + M_s(r)$ protonların elektrik akımları ile proton ve nötronların iç yapı spinlerinden gelen katkıların toplamıdır [17].

Küresel harmoniklerin iyi bilinen bazı özellikleri kullanılarak, Q_{lm} ve M_{lm} nicelikleri hakkında genel sonuçlara varılabilir. Diagonal matris elemanları $\langle \Psi | Y_{lm} | \Psi \rangle$, seviye toplam açısal momentumu $2I < l$ ve $m_l \neq 0$ olmadığı sürece yok olur. Bu seçim kuralları, $I = 0$ veya $1/2$ spin değerine sahip seviyelerin kuadrupol momentlerinin ölçümüne izin vermez. Simetri kuralları nedeniyle, $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$, transformasyonu altında, küresel harmonikler $Y_{lm} \rightarrow (-1)^l Y_{lm}$ ya da $Y_{lm} \rightarrow (-1)^{l+1} Y_{lm}$ dönüşümüne uğrar. l momentin mertebesi olmak üzere, manyetik momentlerin paritesi $(-1)^{l+1}$, elektrik momentlerin paritesi ise $(-1)^l$ değerini alır. Böylece, statik elektrik momentler yalnızca çift l değerleri için, manyetik momentler ise tek l değerleri için mevcuttur.

Klasik olarak, bir yük dağılımına, toplam yük ile orantılı olarak, bir monopol alan atanabilir. Genel olarak, küresel simetriyi kaybeden herhangi bir yük dağılımı büyük olasılıkla monopol alana ilave bir dipol alana sahip olacaktır. Monopol elektrik alanı r^{-2} ile değişirken, dipol alan r^{-3} ile değişim gösterir. Bir üst multipol olan kuadrupol alanın karakteristik değişimi r^{-4} ile ve devam eden diğer multipoller de buna benzer şekilde yer vektörüne bağımlılık gösterirler. Elektrik monopol moment hariç olmak üzere, çekirdekte yüksek mertebeden multipollerin yaratılması olanaklıdır. Ancak, $l = 3$ 'den büyük mertebedeki multipollerin etkisi, artan mertebe ile hızla yok olur.

2.1.1 Nükleer Manyetik Dipol Moment

Manyetik dipol moment μ , klasik olarak, etrafında yüklerin dolandığı ve bu yüklerin oluşturduğu i akımı tarafından çevrelenen A alanı ile bu akımın vektörel çarpımı olarak tanımlanır. Çekirdeğin manyetik dipol momentleri iki katkı nedeni ile ortaya çıkar. Bu katkılardan biri, çekirdekte m kütleli protonun yörüngesel açısal momentum akımından kaynaklanır. Bu protonlar r yarıçaplı bir çemberde, $2\pi r/v$ periyodu ve v hızı ile dolanıyorsa, manyetik dipol moment aşağıdaki ifade ile verilir:

$$|\vec{\mu}| = iA = \frac{e}{(2\pi r/v)} \pi r^2 = \frac{evr}{2} = \frac{e}{2m} |\vec{l}|. \quad (2.7)$$

Burada, $|\vec{l}|$, $|\vec{l}| = \vec{r} \times \vec{p} = mvr$ denklemi ile tanımlanan klasik açısal momentumdur. Kuantum mekaniğinde, l 'nin en büyük bileşeninin doğrultusuna karşılık gelen manyetik moment, gözlenebilir manyetik moment olarak tanımlanır. Bu nedenle Denklem (2.7), $\vec{l}$ yerine $\vec{l}$ 'nin maksimum bileşene sahip olduğu eksene göre beklenen değeri olan $|\vec{l}_z| = m_l \hbar$ ve $m_l = +l$ kullanılarak tanımlanır.

$$\mu = \frac{e\hbar}{2m} l \quad (2.8)$$

m , proton kütlesi olarak kullanıldığında, $e\hbar/2m$ birimi nükleer magneton (μ_N); m , elektron kütlesi olarak kullanıldığında Bohr magnetonu (μ_B) olarak adlandırılır. Bu birimler $\mu_N = 5.05084 \times 10^{-27}$ J/T ve $\mu_B = 9.27408 \times 10^{-24}$ J/T sayısal değerlerine sahiptir. Proton ve elektron kütleleri arasındaki fark nedeniyle, magnetonların sayısal değerlerinden gördüğümüz kadarıyla nükleer manyetizma, atom boyutundaki manyetizmaya kıyasla ($\mu_N \ll \mu_B$) çok daha küçük etkiye sahiptir.

Deneyisel veri ile kıyaslamak için, Denklem (2.8) ile verilen genel manyetik dipol moment aşağıdaki şekilde yeniden düzenlenebilir:

$$\mu_l = g_l l \mu_N. \quad (2.9)$$

Burada, l , $\hbar$ cinsinden yörüngesel açısal momentum olmak üzere, g_l yörüngesel jiromanyetik orandır. Atomda, elektronun yörüngesel g faktörünün değeri $g_l^e = -1$ ve serbest protonun yörüngesel jiromanyetik faktörü ise $g_l^p = +1$ 'dir. Serbest nötron elektrik yüküne sahip değildir ve bu nedenle yörüngesel açısal manyetizasyon değeri, $g_l^p = 0$ 'dır. Öte yandan, nükleonların kendi spinleri $s = \frac{1}{2}$, nükleon manyetik dipol momentinde ikinci bir etken olarak, kendi manyetik alanlarını yaratır. Nükleonların spinlerinden kaynaklanan kendi iç manyetik dipolleri, spinleri cinsinden aşağıdaki şekilde verilir:

$$\mu_s = g_s s \mu_N. \quad (2.10)$$

Burada, s , $\hbar$ biriminde olmak üzere, g_s spin jiromanyetik oranıdır. Protonlar,

nötronlar ve elektronlar $\frac{1}{2}$ spinli fermiyonlardır. Dirac kuramına göre, protonlar, elektronlar ve nötronlar temel parçacıklar ise, g_s değerleri, sırası ile $g_s^\pi = 2$, $g_s^e = -2$ ve $g_s^\nu = 0$ olmalıdır. Elektronlar için ölçülen deneysel değer $g_s = -2.0023$, kuramla uyum halindedir. Kuramın öngördüğü 2 değerinden sapma, kesin olarak hesaplanabilen kuantum elektrodinamik düzeltmelerden kaynaklanmaktadır. Ancak serbest proton ve nötron için deneysel olarak ölçülen jiromanyetik faktör değerleri $g_s^\pi = 5.5845$, $g_s^\nu = -3.8263$ kuramın öngörüsünden farklıdır. Bu olgu, nükleonların elektronlar gibi temel parçacıklar olmayıp, günümüzde kabul edilen modelin öngördüğü şekilde, üç kuarktan oluşmuş parçacık gerçeği ile açıklanır. Temel hesaplamalar serbestlik derecesinin pek fazla olmadığı en hafif çekirdeklerle sınırlı olan bir durumdur. Çekirdek hacmi içerisinde güçlü nükleon-nükleon ($N - N$) etkileşimi, nükleonu oluşturan kuarklar arası etkileşmenin bir artık etkileşmesi olarak, mezon değiş tokuşu aracılığı ile gerçekleşen bir etkileşme olduğundan, serbest nükleon manyetizmasının karmaşık çekirdek içerisinde geçerli olması beklenemez. $N - N$ etkileşmesinde baskın terim olan mezon değişimi nükleer manyetizmayı etkiler, çünkü mezonlar yüklenebilir ve böylece çekirdek içerisinde akım akışına katkıda bulunurlar.

g_s niceliğinin işareti, parçacığın proton veya nötron olmasına bağlı olarak değişir. Çekirdeğin g faktörünün işaretinin ölçümü, nükleer yapıyı belirleyen parçacığın hangi tür parçacık olduğu hakkında bilgi vermesi ve dalga fonksiyonunun yapısının anlaşılması açısından oldukça yararlıdır. g faktörün büyüklüğü ise, ilgilenilen seviye dalga fonksiyonuna proton ve nötronların görelî katkılarını elde etmek için kullanılabilir.

Nükleer g faktör ölçümü, seviye dalga fonksiyonunun tek parçacık davranışına duyarlı olması açısından, nükleer uyarılmaların kuantum mekaniksel incelenmesinde önemli bir gözlenebilir. Kabuk model hesaplamalarında, farklı etkin etkileşme yaklaşımları seviye uyarılma enerjilerini yaklaşık olarak aynı duyarlılıkta hesaplayabilirler. Ancak, kuramın öngördüğü seviye dalga fonksiyonunun konfigürasyon karışımında oldukça belirgin farklılıklar bulunmaktadır. Bu nedenle, g faktör tahminleri ile birlikte nükleer manyetizma ölçümleri nükleer yapının tam olarak anlaşılması açısından kritik rol oynar.

Spin sıfırdan farklı olduğunda, A tane nükleondan oluşmuş bir çekirdeğin verilen seviyesinin manyetik dipol momenti, A tane nükleonun katkısından kaynaklanır ve operatör aşağıdaki ifade ile verilir:

$$\vec{\mu} = \sum_{i=1}^A (g_l^i \vec{l}_i + g_s^i \vec{s}_i) \mu_N. \quad (2.11)$$

Burada, $\vec{l}_i$, $\vec{s}_i$, g_l^i , ve g_s^i nicelikleri, sırası ile, i 'inci numaralı nükleonun yörüngesel ve spin açısal momentum operatörleri, yörüngesel ve spin jromanyetik oranlarıdır. Çift-çift bir çekirdeğin temel seviyesinin manyetik dipol momenti, spin gibi, $N - N$ çiftlenmesinden dolayı sıfırdır. Bu nedenle, tek sayıda nükleona sahip tek- A değerli çekirdekte, başlıca katkı çiftlenmemiş nükleonlardan gelir. Çiftlenmemiş nükleon nötron olduğunda, momente yalnızca spin katkısı varken, bu nükleon proton olduğunda, hem spinden hem de yörüngesel açısal momentumdan katkı vardır.

Denklem (2.11), izospin formalizmi kullanılarak aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\vec{\mu} = \sum \frac{1 + \tau_z}{2} \vec{l}_i + \left(\frac{1 + \tau_z}{2} g_s^\pi + \frac{1 - \tau_z}{2} g_s^\nu \right) \vec{s}_i. \quad (2.12)$$

Spin g faktörünün sayısal değerleri kullanıldığında aşağıdaki ifadeyi elde ederiz:

$$\vec{\mu} = \left[\frac{1}{2} \sum_{i=1}^A (\vec{l}_i + \vec{s}_i) + 0.38 \sum_{i=1}^A \vec{s}_i \right] + \left[\frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \tau_z (\vec{l}_i + 9.41 \vec{s}_i) \right]. \quad (2.13)$$

Burada, izospin operatörleri τ_z , protonlar ve nötronlar için sırası ile $\tau_z^\pi = +1$ ve $\tau_z^\nu = -1$ değerlerine sahiptir. Burada ikinci terim izovektör kısım olarak nitelendirilirken, ilk terim izospin operatöründen bağımsız olduğundan, $\vec{\mu}$ 'nin izoskaler kısmı olarak nitelendirilir.

Sonuç olarak, manyetik dipol operatörü μ , bir tek cisim operatörüdür ve çekirdekte I açısal momentumlu bir nükleer seviyenin manyetik momenti $|IM\rangle$, toplam açısal momentum vektörü $\vec{I}$ 'nin, manyetik alt durumlarından maksimum z izdüşümü olan

$M = I$ izdüşümünün beklenen değerinin hesaplanması ile elde edilebilir:

$$\mu = \langle I, M = I | \vec{\mu}_z | I, M = I \rangle. \quad (2.14)$$

g faktör ve manyetik moment aşağıdaki şekilde ilişkilendirilir:

$$\vec{\mu} = g_I I \mu_N. \quad (2.15)$$

Burada, μ nükleer magneton μ_N biriminde ve açısal momentum I , $\hbar$ birimindedir.

2.1.1.1 Tek Kütle Numaralı Çekirdeklerin Manyetik Momenti

Çift sihirli çekirdekler yakınındaki uygulamalar, kapalı kabuk dışında tek parçacık veya tek boşluk olan kabukları içerdiğinden, aşırı tek parçacık kabuk modeli olarak adlandırılır. Model, çiftlenmemiş tek bir nükleonun bir kapalı kor ile çiftlenimini temel alarak, bu tür çekirdeklerin temel seviye ve düşük enerjili uyarılmış seviyelerin bir çok özelliğini öngörmektedir. Aşırı tek parçacık modeli öngörülleri geçerli olmasaydı, istatistiksel yaklaşımla, kapalı kabuk dışında fazla sayıda nükleona sahip ağır çekirdeklerde onlarca nükleer magneton değerinde büyük manyetik momentler gözlenmesi gerekirdi. Ancak, temel seviyelerinde $6\mu_N$ değerinden daha büyük manyetik dipol momente sahip çekirdek gözlenmemiştir. Valans nükleona sahip tek parçacık seviyesinin manyetik momenti, Denklem (2.11) ve (2.14) kullanılarak, kolayca hesaplanabilir. Toplam açısal momentumları sıfır olacak şekilde çiftlenmiş nükleonların merkezi alanında çiftlenmemiş tek nükleonun dolandığı varsayımı ile, s spinine sahip, l yörüngesel açısal momentumlu yörüngede dolanan bu nükleonun toplam açısal momentumu, j ($\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$) vektörel toplamı ile bulunur.

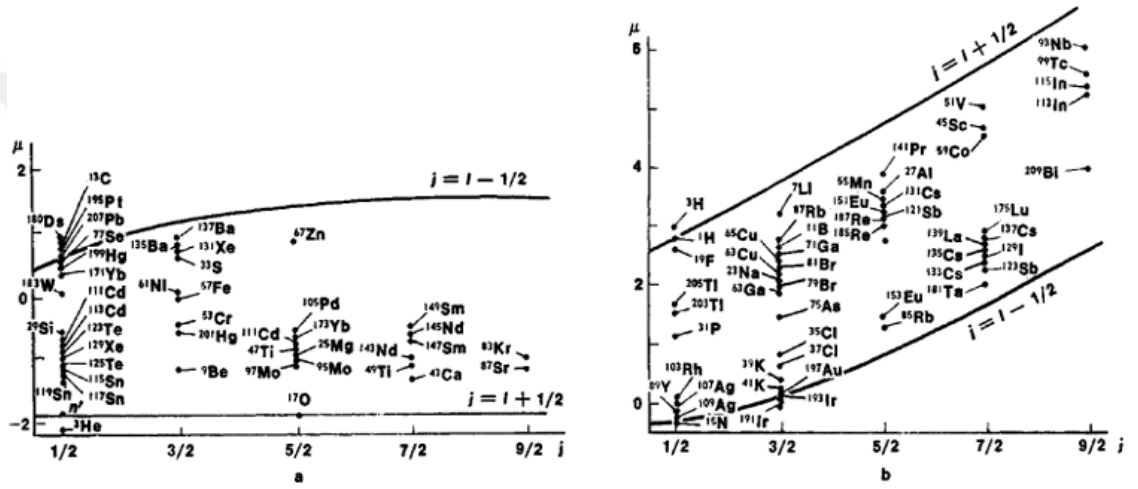
$$\mu = \langle \mu_z \rangle = g_l j + (g_s - g_l) \langle s_z \rangle. \quad (2.16)$$

$\langle s_z \rangle$ niceliğinin beklenen değeri:

$$\langle s_z \rangle = \frac{j}{2j(j+1)} [j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)] \hbar. \quad (2.17)$$

Denklem (2.17)'nin, Denklem (2.16)'da yerine konulması ile, manyetik moment değerleri, serbest nükleon g faktörlerinin ($\mu_p = +2.793, \mu_n = -1.913$) fonksiyonu olarak hesaplanabilir. Bu değerler, Schmidt limitleri veya Schmidt momentleri olarak bilinir ve aşağıdaki ifade ile verilir:

$$\begin{aligned}\mu(l + 1/2) &= \left[\left(j - \frac{1}{2} \right) g_l + \frac{1}{2} g_s \right] \mu_N, \\ \mu(l - 1/2) &= \frac{j}{j + 1} \left[\left(j + \frac{3}{2} \right) g_l - \frac{1}{2} g_s \right] \mu_N.\end{aligned}\quad (2.18)$$



Şekil 2.2: Açısal momentumun bir fonksiyonu olarak a) tek-proton ve b) tek-nötrona sahip çekirdekler için Schmidt diyagramları. Noktalar deneysel ölçülmüş değerleri göstermektedir.

j açısal momentumun fonksiyonu olarak manyetik moment değerlerini gösteren Schmidt diyagramları Şekil 2.2'de verilmiştir. Bu diyagramlarda, düz çizgiler, g faktörler için uygun değerlerin alınması ile Denklem (2.18)'den elde edilen manyetik moment değerlerini temsil etmektedir. Valans nükleonlara sahip çekirdekler için elde edilmiş deneysel manyetik moment değerleri Schmidt limitleri ile karşılaştırılmıştır. Deneysel değerler hemen her zaman Schmidt limitleri arasında kalmakla birlikte, hiç bir zaman tam olarak öngörülen değerlerle çakışmamaktadır. Ancak, Schmidt çizgileri dışında kalan çok az sayıda deneysel değer de bulunmaktadır. Tek parçacık modeli, manyetik momentin j açısal momentumuna genel bağımlılığını açıklamakla birlikte, gözlenen değerlerin neden model tarafından öngörülen değerlerle tam olarak çakışmadığını açıklayamamaktadır. Kuram ile

deney arasındaki uyuşmazlık, artan kütle numarası ile artmaktadır. Bununla birlikte, tüm çekirdekler uygun $j = l + \frac{1}{2}$ veya $j = l - \frac{1}{2}$ çiftlenimi ile karakterize edilen bir Schmidt çizgisinin yakınına düşme eğilimindedir. Nükleonların manyetik momentleri, çekirdek ortamında diğer nükleonların varlığından, nükleonun çevresindeki mezon bulutu nedeniyle modifikasyondan, kor polarizasyonu ve konfigürasyon karışımı faktöründen etkilenmekte ve serbest nükleon manyetik moment değerinden farklılık göstermektedir [18–20]. Bu nedenle, belirli nükleer seviyeye ait nükleonun tek parçacık manyetik momenti, etkin tek nükleon momenti kullanılarak hesaplanır. Genellikle, etkin g faktörler, g_l ve g_s , Hamiltoniyende eksik etkileşmelere bir düzeltme sağlamak için kullanılır.

2.1.1.2 İki veya Daha Çok Parçacıklı Seviyelerin Manyetik Momentleri

Tek parçacık seviyelerinin manyetik momenti biliniyorsa, kapalı kor dışında iki veya daha fazla nükleon içeren seviyelerin manyetik moment değerinin elde edilmesi mümkündür. Kapalı kor çekirdek içerisindeki tüm nükleonların toplam açısal momentuma katkısı sıfırdır ve $\vec{I}_1$ ve $\vec{I}_2$ spinli kor dışındaki çiftlenmemiş iki nükleon, çekirdeğin toplam açısal momentumundan sorumludur. Toplam açısal momentum bu iki açısal momentumun toplamıdır: $\vec{I} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2$. I açısal momentumlu bir seviyenin μ manyetik momenti, $\vec{I}$ spin vektörünün maksimum z izdüşümüne sahip olduğu alt durumlarda, μ operatörünün z bileşeninin Denklem (2.14) ile bulunan değeri ile belirlenir. Toplam açısal momentum I ile orantılı olan Denklem (2.15), Denklem (2.14)'te yerine konulduğunda, aşağıdaki ifade elde edilir:

$$\mu = \langle IM | g_1 I_{1z} + g_2 I_{2z} | IM \rangle_{M=I}. \quad (2.19)$$

Burada, g_1 ve g_2 iki nükleonun g faktörleridir ve iki nükleon arasındaki etkileşme ihmal edilir. Manyetik moment ve g faktör, genelleştirilmiş Landé bağıntısı kullanılarak yeniden düzenlenebilir [21]:

$$\mu = \frac{\langle IM | g_1 \vec{I}_1 \cdot \vec{I} + g_2 \vec{I}_2 \cdot \vec{I} | IM \rangle_{M=I}}{I(I+1)} \langle IM | I_z | IM \rangle_{M=I}, \quad (2.20)$$

$$g = \frac{\langle IM | g_1 \vec{I}_1 \cdot \vec{I} + g_2 \vec{I}_2 \cdot \vec{I} | IM \rangle_{M=I}}{I(I+1)}. \quad (2.21)$$

$\vec{I}_1 \cdot \vec{I}$ ve $\vec{I}_2 \cdot \vec{I}$ vektörlerinin matris hesabı aşağıdaki şekilde verilir:

$$\vec{I}^2 = (\vec{I}_1 + \vec{I}_2)^2 = \vec{I}_1^2 + 2\vec{I}_1 \cdot \vec{I}_2 + \vec{I}_2^2, \quad (2.22)$$

$$\vec{I}_1 \cdot \vec{I}_2 = \frac{1}{2}(\vec{I}^2 - \vec{I}_1^2 - \vec{I}_2^2), \quad (2.23)$$

$$\vec{I}_{1,2} \cdot \vec{I} = \vec{I}_{1,2} \cdot (\vec{I}_1 + \vec{I}_2) = \vec{I}_{1,2}^2 + \vec{I}_1 \cdot \vec{I}_2. \quad (2.24)$$

Buradan aşağıdaki ifade türetilebilir:

$$\vec{I}_{1,2} \cdot \vec{I} = \frac{1}{2}(\vec{I}^2 + \vec{I}_{1,2}^2 - \vec{I}_{2,1}^2). \quad (2.25)$$

Bu ifadenin Denklem (2.21)'de yerine konulması ile g faktörün Landé ifadesini elde edebiliriz:

$$g = \frac{g_1[I(I+1) + I_1(I_1+1) - I_2(I_2+1)]}{I(I+1)} + \frac{g_2[I(I+1) + I_2(I_2+1) - I_1(I_1+1)]}{I(I+1)} \quad (2.26)$$

ve bu denklem aşağıdaki gibi tekrar yazılabilir:

$$g = \frac{1}{2}(g_1 + g_2) + \frac{1}{2}(g_1 - g_2) \frac{I_1(I_1+1) - I_2(I_2+1)}{I(I+1)}. \quad (2.27)$$

Bu bağıntı toplanabilirlik kuralı olarak adlandırılır.

Genellikle aynı yörüngede iki nükleon, iki seviyeyi aynı g faktör değeri ile işgal ediyorsa, Denklem (2.27)'nin ikinci kısmı kaybolur. Bu durumda, g faktör, çiftlenen

iki nükleonun verdiği toplam açısal momentumdan bağımsız olur.

2.1.2 Nükleer Elektrik Kuadrupol Moment

Bir çekirdekte nükleer yük dağılımının küresellikten sapması, $I > 1/2$ spinli bir nükleer seviyenin, Q_s spektroskopik kuadrupol momentine yol açar. Klasik nokta e yükünün kartezyen koordinat sisteminde elektrik kuadrupol operatörü aşağıdaki şekilde tanımlanır:

$$\hat{Q} = e \sum_{i=1}^A e_q (3z_i^2 - r_i^2). \quad (2.28)$$

Burada, (z_i, r_i) i numaralı nükleonun konum koordinatlarıdır. Çekirdek uygulamaları için, e_q , proton ve nötronun, e birimi cinsinden elektrik yüküdür. Proton ve nötronun serbest nükleon yükleri sırası ile $e_p = 1$ ve $e_n = 0$ olarak alınır.

Küresel tensör tabanında, kuadrupol operatörün z bileşeni, nükleer yük dağılımının ikinci dereceden tensör multipolünün sıfır mertebeli tensör bileşeni ile daha kolay ifade edilir:

$$T_{\mu=0}^{\lambda=2} = \hat{Q}_z = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} e \sum_{i=1}^n e_q r_i^2 Y_{20}(\theta_i, \phi_i). \quad (2.29)$$

Burada, n valans nükleon sayısı ve $Y_{20}(\theta, \phi)$ küresel harmoniklerdir. Genel kabul olarak elektrik kuadrupol moment e biriminde tanımlanır: Kuadrupol moment, yaygın olarak, efm^2 veya eb birimi ile ölçülür. Burada b , “barn”dır ve $b = 10^{-24} \text{cm}^2 = 100 \text{fm}^2$ değerindedir. Gerçekte ${}^6\text{Li}$ izotopu $Q({}^6\text{Li}) = -0.00806(6)$ b [22] değerinde kuadrupol moment değeri ile küresellikten küçük bir sapma gösterir. Ölçülen en büyük kuadrupol moment değeri, $Q({}^{253}\text{Es}) = +6.7(8)$ b [23] ile ${}^{253}\text{Es}$ izotopuna aittir.

Kuantum mekaniksel bir sistem olarak, nükleer çekirdek, I nükleer spini ile karakterize edilen bir dalga fonksiyonu ile tanımlanır. Deneysel olarak ölçülen ve ikinci mertebeden tensörün sıfır bileşeninin beklenen değeri ile verilen spektroskopik

kuadrupol moment aşağıdaki şekilde tanımlanır:

$$Q_s(I) \equiv \langle I, M = I | T_{\mu=0}^{\lambda=2} | I, M = I \rangle \equiv \sqrt{\frac{I(2I-1)}{(2I+1)(2I+3)(I+1)}} \langle I || \hat{Q}_z || I \rangle. \quad (2.30)$$

Bu ifade, Wigner-Echart teoremi kullanılarak, $\langle I || \hat{Q}_z || I \rangle$ indirgenmiş matris elemanlarının bir fonksiyonu olarak yeniden düzenlenebilir. Spini, $I < 1$ olan bir nükleer seviyenin, Q_s spektroskopik kuadrupol momentinin sıfır olduğu açıkça gösterilebilir. Bu nedenle, spini $I = 0$ veya $I = 1/2$ olan herhangi bir çekirdek, bir iç momente sahip olsa da, bu moment kuadrupol moment olarak ölçülemez.

Deformasyonun simetri eksenine göre iyi belirlenmiş yönelimli spine ve eksenel simetriye sahip bir nükleer yük dağılımı durumunda, spektroskopik (ölçülen) kuadrupol momentin doğrudan iç moment Q_0 'a aşağıda verilen denklem ile bağlıdır:

$$Q_s = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0. \quad (2.31)$$

Burada, K nükleer spinin deformasyon eksenine üzerindeki izdüşümüdür. Deformasyon parametreleri model bağımlıdır ve bu parametrelerden en çok kullanılanları β ve ε ya da δ 'dir. β parametresi Woods-Saxon potansiyeli için geçerli iken, ε ya da δ Nilsson potansiyeli için geçerlidir. Çekirdeğin sıvı damlası olarak kabul edildiği hidrodinamik modelde, Q_0 , β deformasyon parametresine aşağıdaki bağıntı ile bağlıdır:

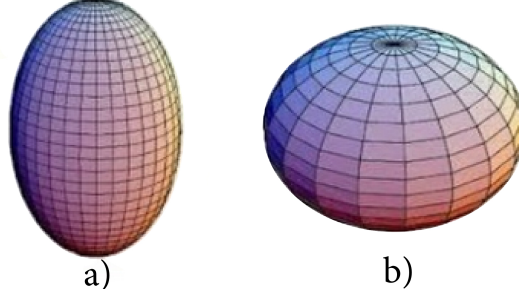
$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R^2 \beta (1 + 0.36\beta), \text{ için } R = R_0 A^{1/3}. \quad (2.32)$$

Burada, β deformasyon parametresi, yük dağılım yarıçapının karesinin ortalamasına, $\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} R^2 + \frac{3}{4\pi} R^2 \beta^2$ ifadesi ile bağlıdır [24]. $f(I)$ çekirdek spininin bir fonksiyonu olmak üzere, iki nicelik birbirlerine $Q_s = f(I) Q_0$ ifadesi ile bağlıdır.

2.1.2.1 Yük Dağılımının Şekli

Nükleer elektrik kuadrupol moment Q , yük dağılımının etkin elipsoid şeklini belirleyen bir parametredir. Çekirdeğin yük dağılımı, $(z^2 = x^2 = y^2 = r^2/3)$

şeklinde tam bir küresel simetriye sahipse kuadrupol moment yok olur. Sıfırdan farklı bir kuadrupol moment, yük dağılımının küresel simetrik olmadığına işaret eder.



Şekil 2.3: Çekirdek yük dağılımının şematik gösterimi a) $Q > 0$ (prolate) ve b) $Q < 0$ (oblate) kuadrupol momentler.

Kuadrupol momentin işaretinin geometrik olarak anlaşılması, kuadrupol operatörün kartezyen koordinattaki formundan elde edilebilir:

$$\hat{Q} = Z[\langle 3z^2 \rangle - \langle r^2 \rangle] = Z[2\langle z^2 \rangle - \langle x^2 + y^2 \rangle]. \quad (2.33)$$

Burada, $\langle A \rangle$, A_i operatörünün sistemdeki tüm protonlar üzerinden alınmış ortalama değerini temsil eder. Yük dağılımı küreselse, $Q = 0$ değerini alır. Şekil 2.3'te gösterildiği gibi, yük dağılımı xy düzleminde yoğunlaşmışsa, oblate bir yük dağılımı için bu durumda $z \cong 0$ ve $Q \sim -\langle r^2 \rangle$ mertebesinde negatif bir kuadrupol moment ortaya çıkar. Yük yoğunluğu z eksenini boyunca yoğunlaşmışsa, prolate bir yük dağılımı için ($z \cong r$), $Q \sim +2\langle r^2 \rangle$ değerinde pozitif kuadrupol moment oluşur. Burada, $\langle r^2 \rangle$, (n, l, j) yörüngesinin yarıçapının karesinin ortalamasıdır.

2.1.2.2 Tek Kütle Numaralı Çekirdeklerin Kuadrupol Momentleri

Kabuk model yaklaşımında, bir nükleer seviyenin dalga fonksiyonu valans nükleonların konfigürasyonu ile belirlenir. Kapalı kabukta çiftlenmiş nükleonlar küresel simetrik yörüngelerde dolanır ve kuadrupol momente katkıda bulunmaz. Kuadrupol moment tahmini, bu yüzden sadece valans nükleonları hesaba katar. Bu nedenle, Denklem (2.30)'daki A tane nükleon üzerinden yapılan toplam, yalnızca valans nükleonlar üzerinden toplama indirgenebilir. Bu yaklaşımda, parçacık kor ve parçacık parçacık artık etkileşimlerinin ve özel parçacık konfigürasyon karışım

etkisini hesaba katabilmek için serbest nükleon yükleri, e_{eff}^π ve e_{eff}^ν şeklinde efektif yükler olarak modifiye edilir. Efektif yükler, izotop tablosunun bir kaç farklı bölgesinde, deneysel olarak ölçülmüş kuadrupol moment değerleri ile kapalı kabuk dışında tek parçacık veya tek boşluğa sahip çekirdekler için kabuk modelin hesapladığı kuadrupol moment değerleri kıyaslanarak belirlenmiştir. Tipik değerler hafif çekirdeklerde $e_\pi^{eff} \approx 1.3 e$, $e_\nu^{eff} \approx 0.35 e$ [25] değerlerinden, kurşun bölgesinde $e_\pi^{eff} \approx 1.6 e$, $e_\nu^{eff} \approx 0.95 e$ değerlerine kadar değişir [26].

Denklem (2.30)'dan, $j = l + \frac{1}{2}$ seviyesinde tek parçacık kuadrupol momentini aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$\frac{Q}{e} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \langle Y_{ll} | Y_{20} | Y_{ll} \rangle \langle r^2 \rangle e_i. \quad (2.34)$$

Burada yörüngenin ortalama yarıçapı $\langle r^2 \rangle$, radyal dalga fonksiyonu $R_{n,l,j}^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak yazılabilir

$$\langle r^2 \rangle = \int R_{n,l,j}^2 r^2 dr. \quad (2.35)$$

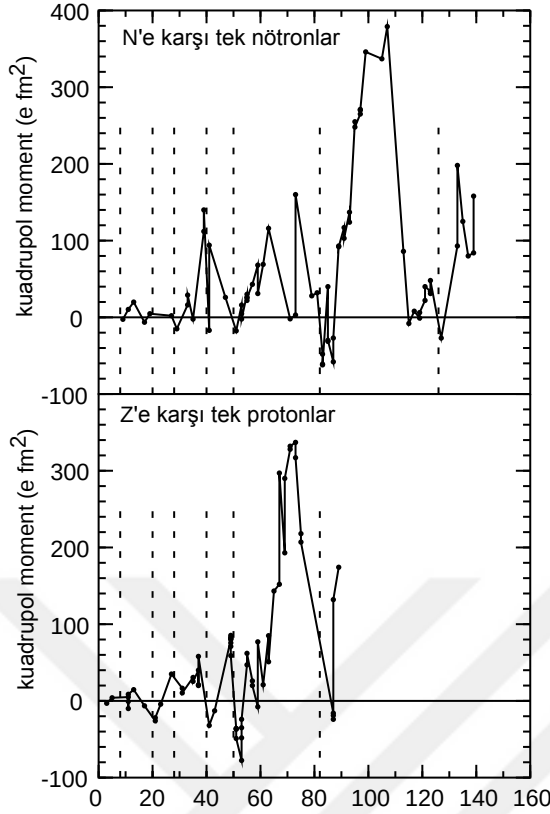
Açısal integral aşağıdaki şekilde verilir:

$$\langle Y_{ll} | Y_{20} | Y_{ll} \rangle = -\sqrt{\frac{5}{4\pi}} \left(\frac{l}{2l+3} \right). \quad (2.36)$$

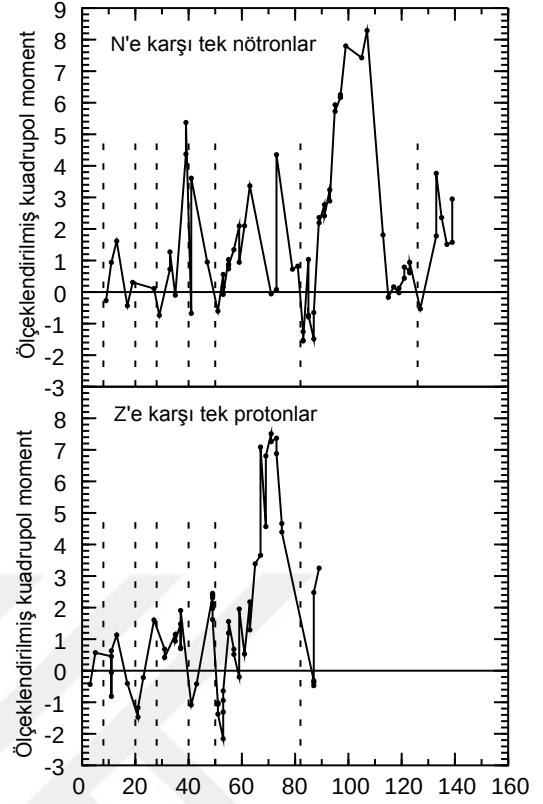
Böylelikle, $j = l + \frac{1}{2}$ seviyesindeki çiftlenmemiş nükleonun tek parçacık kuadrupol momentini $Q_{s.p.}(j)$, yörüngenin radyal ve açısal özelliklerine bağlı olarak, aşağıdaki formda basitleştirilir:

$$\frac{Q_{s.p.}(j)}{e} = -\left(\frac{2l}{2l+3} \right) \langle r^2 \rangle e_q, \quad (2.37)$$

Bu negatif kuadrupol moment, küresel çekirdek korunun oblate deforme yapıya doğru değiştiğine işaret eder.



Şekil 2.4: Tek-çift çekirdeklerin temel seviyelerinin deneysel kuadrupol momentleri. Kesikli çizgiler 8, 20, 28, 40, 50, 82 ve 126 sihirli sayılarını gösterir.



Şekil 2.5: Tek-çift çekirdeklerin temel seviyelerinin ölçeklendirilmiş deneysel kuadrupol momentleri. Kesikli çizgiler 8, 20, 28, 40, 50, 82 ve 126 sihirli sayılarını gösterir.

$j = l + \frac{1}{2}$ seviyesindeki çiftlenmemiş nükleon tek bir boşluksa $Q_{s.h.}(j)$, kuadrupol moment işaret değiştirir ve aşağıdaki şekilde verilir:

$$\frac{Q_{s.h.}(j)}{e} = \left(\frac{2l}{2l+3} \right) \langle r^2 \rangle e_q, \quad (2.38)$$

Radyal integraller, harmonik osilatör veya Woods-Saxon potansiyellerindekine benzer seçilen dalga fonksiyonları ile hesaplanabilir.

Genel olarak, $j = l + \frac{1}{2}$ ve $j = l - \frac{1}{2}$ durumlarının her ikisini de içeren parçacık seviyeleri için aşağıdaki ifade elde edilir:

$$\frac{Q_{s.p.}(j)}{e} = - \left(\frac{2j-1}{2j+2} \right) \langle r^2 \rangle e_q. \quad (2.39)$$

Boşluk seviyeleri için ifade ise

$$\frac{Q_{s.h.}(j)}{e} = \left(\frac{2j-1}{2j+2} \right) \langle r^2 \rangle_{e_q}. \quad (2.40)$$

ile verilir.

Tek-çift çekirdeklerin temel seviyeleri için deneysel kuadrupol moment değerleri Şekil 2.4'te verilmektedir. Kuadrupol momentin, Denklem (2.39) ve (2.40)'daki $\langle r^2 \rangle$ matris elemanlarında yer alan kütle bağımlılığını niteliksel olarak ayırabilmek için deneysel kuadrupol moment değerleri R^2 'ye bölünebilir. Burada, $R = 1.2A^{1/3}$ yarı deneysel nükleer yarıçaptır. Bu şekilde ölçeklendirilmiş kuadrupol moment değerleri Şekil 2.5'te gösterilmektedir. Kapalı kabuk çekirdeklerinin elektrik kuadrupol momentlerini sıfır olarak öngören kabuk model kuramına karşın, sihirli sayıda nötron ve proton içeren çekirdeklerin kuadrupol moment değerlerinin sıfıra yakın ancak sıfırdan farklı olduğu görülmektedir. Bu nedenle, elektrik kuadrupol moment ölçümleri, kabuk modelin test edilmesi açısından önemlidir.

$Z = 50$ proton sayısının hemen üzeri ve altında olan tek sayıda proton içeren çekirdekler için elektrik kuadrupol momentin, parçacık (oblate) ve boşluk (prolate) durumları arasında işaret değiştirdiği yerler olduğu Şekil 2.5'te görülmektedir. Ancak genel olarak, çekirdeklerin çoğu, prolate yapının bir karakteristiği olarak, pozitif kuadrupol moment değerlerine sahiptir.

Tek parçacık modeline göre, nötronların sıfır ya da protonlara oranla çok küçük kuadrupol moment değerleri alması beklenir. Ancak tek proton ve tek nötron seviyeleri için ölçülen kuadrupol moment değerlerinin aynı olduğu görülmektedir. Ölçeklendirilmiş tek parçacık kuadrupol moment değerleri birim mertebesinde. Buna karşın, bir çok bölgedeki deneysel veri, çekirdeklerin bu değerden on katına kadar daha büyük kuadrupol moment değerlerine sahip olduğunu göstermektedir. Tek parçacık modeli öngörüsünden tüm bu sapmalar, seviye konfigürasyon karışımına işaret etmektedir. Sihirli sayılar yakınında, bu durum, valans nükleonlarla kapalı çekirdek korunu oluşturan nükleonlar arasındaki etkileşmeden kaynaklanan ve nötronlarla, protonlar arasındaki etkin etkileşme ile modellenen “kor polarizasyonu” etkisi ile açıklanır. Kapalı kabuk çekirdeklerinden

uzakta, valans nükleonlar arasındaki etkileşme, niteliksel olarak deforme çekirdek modeli ile açıklanabilen, nükleonların kollektif davranışıyla sonuçlanır [27].

2.1.2.3 İki veya Daha Çok Parçacıklı Seviyelerin Kuadrupol Momentleri

Kuadrupol moment operatörü, manyetik moment operatörüne benzer biçimde bir tek cisim operatörüdür. Zayıfça etkileşen nükleonlardan oluşan çok nükleon konfigürasyonu için, bazı toplam kuralları öngörülebilir. Bir alt kabuk, birden fazla nükleon içeriyorsa, alt kabuktaki tüm nükleonlar ($1 \leq n \leq 2j$) kuadrupol momente katkıda bulunurlar. Kuadrupol moment aşağıdaki ifade ile verilir:

$$Q = \langle Q_{s.p.} \rangle \left[1 - 2 \frac{n-1}{2j-1} \right], \quad (2.41)$$

Burada, n alt kabuktaki nükleon sayısı ve $Q_{s.p.}$, Denklem (2.39) ile verilen tek parçacık kuadrupol momentidir. Birden fazla boşluk durumu için Denklem (2.41), çok parçacık kuadrupol momentinin zıt işaretlisi olarak yazılabilir.

j yörüngesinde bulunan n adet valans parçacık veya boşluk, toplam spin I olacak şekilde çiftlendiğinde, saf bir konfigürasyonun kuadrupol moment, Denklem (2.30)'dan başlanarak, tensör aritmetiğinin özelliklerinden ve açısal momentum çiftlenim kurallarından hareketle, toplam kuralı ile hesaplanabilir [28, 29]. Bu kuralların uygulanması ile, proton ve nötron kısmının momenti ölçülmüş konfigürasyonların kuadrupol momentini öngörülebilir.

Örnek olarak, iki nükleonu çiftlenmemiş ($\nu = 2$) n sayıda parçacık konfigürasyonunun kuadrupol momentini bulmak istersek, bu konfigürasyona sahip seviyenin kuadrupol moment, $Q(|j^2; I\rangle)$, iki parçacık kuadrupol momentinin fonksiyonu olarak ifade edilebilir [29]:

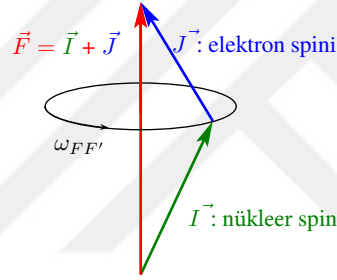
$$\left\langle j^n; \nu I \left\| \sum_{i=1}^n Q_z(i) \right\| j^n; \nu I \right\rangle = \frac{2j+1-2n}{2j+1-2\nu} \left\langle j^2; \nu I \left\| \sum_{i=1}^2 Q_z(i) \right\| j^2; \nu I \right\rangle. \quad (2.42)$$

İki parçacık kuadrupol momenti, tensör operatörünün indirgeme kuralları ile, tek parçacık kuadrupol momenti cinsinden de ifade edilebilir:

$$\left\langle j^2; I \left\| \sum_{i=1}^2 Q_z(i) \right\| j^2; I \right\rangle = (2I+1)(-1)^{2j+I} \left\{ \begin{matrix} j & I & j \\ I & j & 2 \end{matrix} \right\} \langle j \| Q_z(i) \| j \rangle. \quad (2.43)$$

2.2 AŞIRI İNCE YAPI ETKİLEŞİMİ

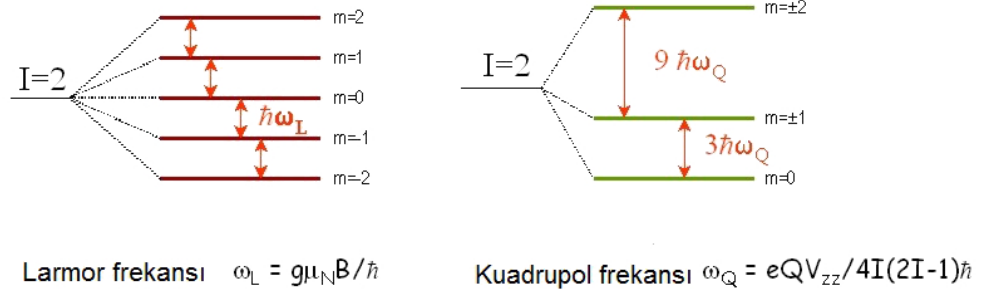
Çekirdeklerin statik manyetik momentleri, nükleer yük ve akım dağılımlarının çekirdek civarındaki elektromanyetik alanlar ile etkileşmesiyle ölçülmektedir. Aşırı ince yapı etkileşimi olarak bilinen bu etkileşimler, atomik ve nükleer enerji seviyelerini etkiler.



Şekil 2.6: Serbest iyon aşırı ince yapı etkileşiminin vektörel modeli.

Atom seviyesinde, elektronların neden olduğu alanlar ve nükleer momentler arasındaki manyetik dipol ve elektrik kuadrupol etkileşimleri, serbest atomlardaki elektronik durumların aşırı ince yapı yarılmasına sebep olur. Şekil 2.6'da gösterildiği gibi, aşırı ince yapı etkileşimi $\vec{J}$ atom spinini $\vec{I}$ nükleer spinine çiftleyerek, $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ toplam spinini verir. Nükleer dipol ve kuadrupol momentler, bu elektronik aşırı ince yapı yarılmalarının gücünden elde edilebilir. Nükleer spin $I \geq 1/2$ olduğu durumda bir manyetik momente sahipken, nükleer spin $I \geq 1$ ve atom spin $J \geq 1$ olduğu durumda spektroskopik bir kuadrupol momente sahiptir.

Şekil 2.7'de gösterildiği gibi nükleer seviyede, Zeeman yarılmasına bir manyetik alanla manyetik dipolün etkileşimi ve kuadrupol yarılmasına da V_{zz} elektrik alan gradyentiyle (EFG) kuadrupol momentinin etkileşimi neden olur.



Şekil 2.7: Zeeman ve kuadrupol yarılmaları.

2.2.1 Manyetik Dipol Etkileşim

Atomlar, kübik kafes yapısına sahip bir kristal içine yerleştirildiğinde, çekirdek düzenli bir kafes konumunda ise EFG'ye neden olmaz. Bu durumda, I spinli çekirdeğin m manyetik alt durumları dejenere kalmaya devam eder.

Nükleer enerji seviyelerinin m dejenerasyonu, sabit bir statik manyetik alanın uygulanmasıyla kaldırılırlar. Bu alan, bir dış manyetik alan uygulanarak ya da bir ev sahibi malzemenin aşırı ince yapı manyetik alanı ile elde edilebilir. Bu alanların mertebesi karakteristik olarak dış alan için birkaç yüz Gauss'dan birkaç Tesla'ya kadar iken aşırı ince yapı manyetik alanın mertebesi 10-100 Tesla'dır [30].

Bir $\vec{B}$ statik manyetik alan ile μ nükleer manyetik dipol momentinin etkileşimi, $\omega_L = g\mu_N B/\hbar$ Larmor frekansı olmak üzere, Zeeman Hamiltoniyeni ile verilir [31]:

$$H_B = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\frac{g\mu_N}{\hbar} \vec{I} \cdot \vec{B} = -\omega_L I_z, \quad (2.44)$$

burada g nükleer g faktördür. z -ekseni boyunca $\vec{B}$ ($\vec{B} = B\vec{e}_z$) doğrultusunda, spin operatörünün m manyetik alt durumları, Zeeman Hamiltoniyeninin öz durumlarıdır. Denklem (2.45)'ten görüldüğü gibi, Zeeman seviyelerinin enerji yarılmaları m ile orantılıdır.

$$E_m = -\hbar\omega_L m. \quad (2.45)$$

Zeeman yarıлма seviyeleri, Larmor frekansı ile orantılı ve eşit uzaklıktadır. Klasik olarak bu yarıлма, ω_L Larmor frekansı ile B civarındaki I spininin presesyonu olarak

düşünülebilir.

2.2.2 Elektrik Kuadrupol Etkileşim

İlgilenilen çekirdekler kübik olmayan bir kafes yapısına sahip bir malzeme içine yerleştirildiğinde, yerleştirilmiş bu safsızlık etrafındaki ilk atomik katmandaki elektronlar ve atomlar tarafından bir EFG meydana gelir. Safsızlık, bu kristaldeki düzenli kafes konumuna yerleştirilirse, meydana gelen EFG, kafes yapısının simetrisine sahip olur. Yerleştirilen bu safsızlık kusurlu bir kafes konumunda meydana gelirse, meydana gelen EFG'nin simetrisi kafes simetrisinden farklıdır.

EFG'nin gücü, bir kristal içinde benzer kafes konumuna yerleştirilmiş özel bir elementin bütün izotopları için aynıdır. Kristaldeki bir elementin birkaç izotopu için kuadrupol momentlerinin oranı, ölçülen ν_Q kuadrupol frekanslarının oranından elde edilir. Her bir izotopun spektroskopik kuadrupol momenti için mutlak değer, EFG'nin bilinmesi durumunda elde edilebilir.

Bir EFG ile kuadrupol momentinin etkileşimi, kristalin c -ekseni boyunca z -eksenine sahip olan Temel Eksen Sistemine (Principal Axis System - PAS) göre, Denklem (2.46)'daki Hamiltoniyen ile verilir. PAS'ın z -ekseni boyunca eksenel simetrik EFG, $\eta = 0$ asimetri parametresine sahiptir.

$$H_Q = -\frac{\omega_Q}{\hbar}(3\vec{I}_z^2 - \vec{I}^2) \quad (2.46)$$

H_Q 'nin özdeğeri aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir.

$$E_m = \hbar\omega_Q[3m^2 - I(I+1)] \quad (2.47)$$

Bu özdeğerler, Denklem (2.48)'de verilen kuadrupol açısal frekansı ile orantılıdır.

$$\omega_Q = \frac{eQ_s V_{zz}}{4I(2I-1)\hbar} \quad (2.48)$$

Elektrik kuadrupol etkileşim gücü, aşağıdaki gibi tanımlanan ν_Q kuadrupol etkileşim frekansı ile gösterilir [30];

$$\nu_Q = \frac{eQ_s V_{zz}}{h} = \frac{4I(2I-1)}{2\pi} \omega_Q. \quad (2.49)$$

Nükleer m -kuantum seviyesinin kuadrupol yarılmaması;

$$\Delta E = E_m - E_{m-1} = 3\hbar\omega_Q(2m-1), \quad (2.50)$$

ile verilir. Bu kuadrupol yarılmaması, EFG ile nükleer spektroskopik kuadrupol momentin etkileşiminden dolayı, eşit uzaklıkta değildir ve en küçük sıfır olmayan $\hbar\omega_0$ enerji yarılmaması aşağıdaki gibi verilir;

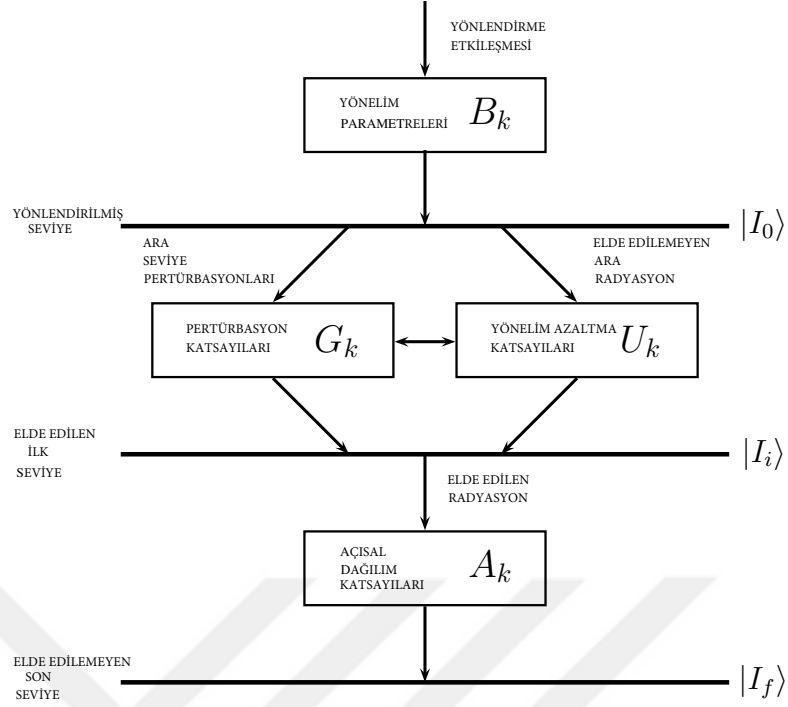
$$\begin{aligned} 3\hbar\omega_Q & \text{ tam sayılı } I \text{ için} \\ 6\hbar\omega_Q & \text{ buçuklu tamsayılı } I \text{ için.} \end{aligned} \quad (2.51)$$

2.3 NÜKLEER SPİN YÖNELİMİ

Nükleer seviyelerin spin yönelimli topluluğu, uzayda tercih edilen bir yöne sahip olan spinlerle, bir başka deyişle eşit bir şekilde oluşmayan farklı $|Im\rangle$ seviyeleriyle tanımlanır.

Bu çalışma kapsamında, parçacık- γ açısal korelasyonu ve nükleer reaksiyonlar tarafından oluşturulan spin yönelimli seviyelerden yayımlanan gama-ışınlarının açısal dağılımına değinilecektir. γ -ışını açısal dağılımlarının ve parçacık- γ açısal korelasyonlarının ölçümü, γ -ışın geçişlerinin çok kutupluluğunun atanması, karışık çok kutuplu γ -ışın geçişlerinin karışım oranları ve böylece uyarılmış seviyelerin spin ve paritelerinin belirlenmesinde kullanılmaktadır. Ancak, farklı çok kutuplu geçişleri ayırt edebilmek için ilgilenilen uyarılmış seviyenin yeterli spin yönelimine sahip olması gereklidir [32].

Açısal dağılım ve açısal korelasyon formülasyonunda kullanılan simgelerin şematik diyagramı ile oluşum ve ölçüm süreçlerinin bağıntısı, Şekil 2.8'de görülmektedir.



Şekil 2.8: Spin yönelimli bir nükleer topluluğun, açısallık dağılım ve açısallık korelasyon ölçümlerini tanımlayan parametreler ve nükleer seviyelerin şematik diyagramı.

I_0 olarak gösterilen orijinal spin yönelimli seviye, radyoaktif bozunumun ana seviyesidir. İlk ve son seviyeler sırasıyla I_i ve I_f olarak gösterilmektedir. Gözlenen radyasyon iki seviye arasındaki, enerji farkını taşır ve ayrıca ilk ve son seviyelerin parite ve açısallık momentumu hakkında bilgi verir. Yayımlanan γ ışını ile ilk seviye spin eksenini arasındaki ilişki, ilk seviyenin açısallık momentumu ile foton elektromanyetik alanlarının çiftleniminden kaynaklanmaktadır. Bu ilişki analitik olarak bir açısallık olasılık dağılımı ile ifade edilir. İlk spin yönelimli seviye, genel olarak B_k spin yönelim parametresi ile tanımlanır; ancak spin yönelim etkileşimi eksenel simetriden yoksun ise daha genel B_{kq} ya da ρ_{kq} istatistiksel tensörleriyle tanımlanabilir. I_0 ve I_i arasında bir ya da daha fazla gözlenmemiş radyasyon olduğu durumda, I_i 'nin spin yönelimi, I_0 'ın U_k yönelim azaltma katsayısı ile düzeltilerek belirlenir. $I_1, \dots, I_n$ ya da I_i seviyelerinin herhangi birinin yeterince uzun ömürlü olması durumunda, açısallık dağılımının bir pertürbasyonu, nükleer çevre ile o seviyenin elektromanyetik momentlerinin doğrudan etkileşimi nedeniyle ortaya çıkan spin yöneliminin değişimi ile meydana gelir. Bu pertürbasyon katsayıları G_k ile gösterilir.

2.3.1 γ -Işınlarnn Açısal Dağılımı

I_i spin yönelimli seviye topluluğundan yayımlanan radyasyonun genel açısal dağılımı aşağıdaki ifade kullanılarak belirlenir;

$$W(\theta, \phi) = \sqrt{4\pi} \sqrt{2I_i + 1} \sum_{k,q} \frac{\rho_{kq}(I_i) A_k Y_{kq}(\theta, \phi)}{\sqrt{2k + 1}}. \quad (2.52)$$

Burada, $\rho_{kq}(I_i)$ spin yöneliminin derecesini tanımlayan istatistiksel tensörler, A_k açısal dağılım katsayıları, $Y_{kq}(\theta, \phi)$ küresel harmonikler ve θ ile ϕ açıları ise, z spin yönelim eksenine göre yayımlanan radyasyonun yönü göstermektedir.

Spin yönelimli seviyenin eksenel simetrik olması durumunda, Denklem (2.52), açısal dağılımın en sık kullanılan formuna indirgenir. γ -ışın açısal dağılımı, huzme eksenine göre θ açısında, I_i spininden I_f 'e bir γ -ışın geçişi elde etmenin göreceli olasılığını belirtir ve aşağıdaki forma sahiptir [33];

$$W(\theta) = \sum_k B_k(I_i) A_k P_k(\cos \theta). \quad (2.53)$$

B_k yönelim katsayıları, çekirdeğin uyarıldığı ilk seviyenin spini, I_i 'ye bağlıdır. A_k açısal dağılım katsayıları, I_i , I_f ve saf ya da karışık çok katlılığa bağlıdır. L , $L' = L + 1$ karışık çok katlılıkları için, γ -ışının en düşük mümkün çok kutupluluğu yeterlidir. $P_k(\cos \theta)$ Legendre polinomlarıdır. $\theta = 0^\circ$ ve $\theta = 180^\circ$ değiştiğinde γ -ışını açısal dağılımında fark olmazken, 90° civarında simetriktir. 90° civarında, tek k için $P_k(\cos \theta)$ Legendre polinomları simetrik değildir, ancak çift ranklı k için $P_k(\cos \theta)$ simetriktir. Bu nedenle açısal dağılım yalnızca çift k değerleriyle tanımlanır.

2.3.1.1 İstatistiksel Tensörler

Genelde ilk seviyenin eksenel simetrik olmayan spin yönelimi, istatistiksel tensörler ile yakından ilişkili olan yoğunluk matrisi ile belirlenir. Yoğunluk matrisinin formalizmi aşağıdaki gibidir;

$$\rho_{mm'} = \langle m | \rho | m' \rangle, \quad (2.54)$$

ve burada m , I_i nükleer spininin seçilen z eksenindeki izdüşümü olarak tanımlanır. Bu yoğunluk matrisini kullanarak, istatistiksel tensörler aşağıdaki forma sahip olur [34];

$$\rho_{kq} = \sqrt{2I_i + 1} \sum_{m, m'} (-1)^{I_i + m'} \begin{pmatrix} I_i & k & I_i \\ -m' & q & m \end{pmatrix} \langle m | \rho | m' \rangle, \quad (2.55)$$

burada $(\cdot)$ Wigner 3- j sembolüdür. Eğer spin topluluğu, seçilen koordinat düzlemi civarında aksenal simetrik bir spin yöneline sahipse yalnızca q_{kq} 'nin $q = 0$ bileşenleri sıfırdan farklı değer alır ve köşegen olmayan elemanlar, farklı m seviyeleri arasındaki uyumu tanımlar. Yoğunluk matrisinin köşegen elemanları, $m = m'$ olduğu durumda, $P(m)$ popülasyon parametresi olarak kullanılarak, Denklem (2.55) aşağıdaki gibi olur;

$$\rho_{k0} = \sqrt{2I_i + 1} \sum_m (-1)^{I_i + m} \begin{pmatrix} I_i & k & I_i \\ -m & 0 & m \end{pmatrix} P(m). \quad (2.56)$$

ρ_{kq} istatistiksel tensörü ile B_{kq} spin yönelim parametresi arasındaki ilişki;

$$\rho_{kq} = \frac{B_{kq}}{\sqrt{2k + 1}}, \quad (2.57)$$

şeklinde tanımlanırken, burada

$$B_{k0} = \sqrt{2I_i + 1} \sqrt{2k + 1} \sum_m (-1)^{I_i + m} \begin{pmatrix} I_i & k & I_i \\ -m & 0 & m \end{pmatrix} P(m). \quad (2.58)$$

I_i 'nin tamsayı değerleri için $k = 0, 1, 2, \dots, 2I_i$ iken I_i 'nin buçuklu tamsayı değerleri için $k = 0, 1, 2, \dots, 2I_i - 1$ değerlerini almaktadır. B_{kq} katsayısı seçilen koordinat düzlemine göre (z eksen), I_i spinli uyarılmış bir seviyedeki çekirdeğin manyetik alt durumlarının dağılımıyla ilişkilidir. Manyetik alt durumların dağılımı, $2I_i + 1$, m alt durumunun $P(m)$ popülasyonu ile belirlenebilir [35]. Bunlar uyarılmış seviyedeki spin yönelim miktarıyla ilgilidir.

Yoğunluk matrisi üzerindeki spin yönelim tensörlerinin avantajı, dönme altındaki basit dönüşüm özelliğidir. Örneğin, F1 düzleminden F2 düzlemine, küresel tensör

olarak dönüşüm aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$B_{kq}^{F2} = \sum_Q B_{kQ}^{F1} D_{qQ}^k(\alpha, \beta, \gamma), \quad (2.59)$$

ve burada D_{qQ}^k Wigner D -matrisi ve (α, β, γ) Euler açılarıdır.

2.3.1.2 Doğrultma ve Polarizasyon

Spin yöneliminin şekli doğrultma, polarizasyon ve izotropik dağılımlar için yönelimli olmayan spin gibi üç terim ile tanımlanmaktadır (Bkz. Şekil 2.8) ve bu terimler aşağıdaki gibi nitelendirilmektedir [36]:

Bütün spinler rastgele yönleri gösterirse, spin topluluğu izotropik dağılımlıdır ve spinlerin izdüşümleri olan m kuantum seviyeleri, eşit bir şekilde oluşmaktadır.

$$P(m) = \frac{1}{2I_i + 1} \text{ bütün } m\text{'ler için; } B_k = 0 \text{ (} k \neq 0 \text{)} \quad (2.60)$$

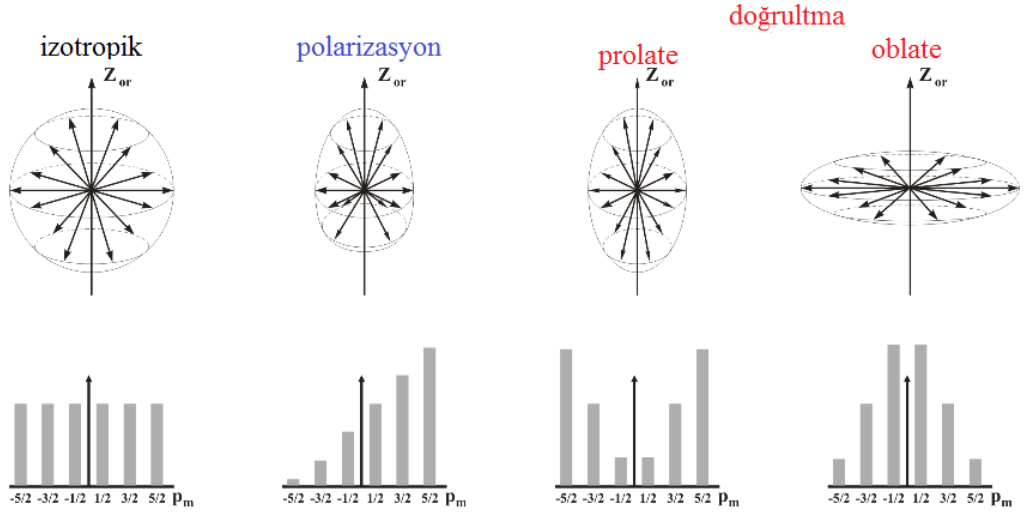
Bununla birlikte, bütün spinler tercihen belirli bir yönü gösterirse, spinlerin eksenel simetrik bir topluluğunu elde ederiz. Eksenel olarak simetrik topluluklar, doğrultulmuş ve polarize edilmiş topluluklar olarak gruplandırılır. Çekirdekte uyarılmış bir seviyede oluşan doğrultma, z_{OR} eksenel simetri eksenine dik olan bir düzleme göre ayna simetrisine sahiptir.

$$P(m) = P(-m); B_k = 0 \text{ tek } k\text{'lar için} \quad (2.61)$$

Bu durumun, iki farklı tipi vardır. Çekirdeğin açısal momentumu, z_{OR} simetri eksenine dik olarak doğrultulmuşsa, öncelikle $m = 0$ alt durumunun popülasyonu baskın olur ve doğrultma oblate doğrultma ($B_k < 0$) olarak adlandırılır. Bu doğrultma düşük enerjili füzyon buharlaşma reaksiyonlarında gözlenir. Çekirdeğin açısal momentumu, z_{OR} simetri eksenine paralel ve antiparalel olarak doğrultulmuşsa, $m = \pm I_i$ alt durumları oluşur ve prolate doğrultma ($B_k > 0$) olarak adlandırılır [32].

Yansıma simetrisi kırılırsa, topluluk polarize olmuş olarak adlandırılır ve aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$P(m) \neq P(-m); B_k \neq 0 \text{ tek } k\text{'lar için.} \quad (2.62)$$



Şekil 2.9: Spin yöneliminin farklı tipleri.

Doğrultma B_k ya da ρ_{kq} istatistiksel tensör terimleriyle tanımlanır. Doğrultmanın derecesi $k = 2$ terimi ile tanımlanırken, $2 < k \leq 2I_i$ yüksek mertebeli terimler için tanımlanmamaktadır. Çünkü $k = 2$ terimiyle kıyaslandığında, yüksek mertebeli terimlerde gözlenebilirler üzerindeki etki daha küçüktür.

Normalize edilmiş A ile gösterilen doğrultmanın derecesi, $\alpha_2(m) = I_i(I_i + 1) - 3m^2$ olmak üzere aşağıdaki gibi tanımlanır [37];

$$A \equiv \frac{\sum_m \alpha_2(m)P(m)}{|\alpha_2(\max)|} = \frac{\sum_m (I_i(I_i + 1) - 3m^2)P(m)}{|\alpha_2(\max)|}, \quad (2.63)$$

$\alpha_2(m)$ normalizasyon değeri doğrultmanın oblate ($A < 0$) ya da prolate ($A > 0$) olmasına bağlıdır [26].

$I_i = 1, 2, 3, \dots$ tam sayı spinli, $A = -1$ tam oblate doğrultma için, $m = 0$ alt durumunun popülasyonu %100'dür ve istatistiksel tensör negatiftir. Bu doğrultma hızlı parçalanma reaksiyonlarında meydana gelir. Tam oblate doğrultulmuş, $I_i = 3/2, 5/2, 7/2, \dots$ buçuklu tam sayılı spinler için, popülasyon $m = \pm 1/2$ alt

durumlarında eşit olarak dağılır. Böylece tam oblate doğrultma için, $\alpha_2(\max)$ aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned} |\alpha_2(m=0)| &= I_i(I_i+1) && \text{tam sayı spin için,} \\ |\alpha_2(m=\pm 1/2)| &= I_i(I_i+1) - 3/4 && \text{buçuklu tamsayı spin için} \end{aligned} \quad (2.64)$$

$A = +1$ tam prolate doğrultma için, yalnızca $m = \pm I_i$ 'li manyetik alt durumları oluşur. Böylece tam prolate doğrultma için, $\alpha_2(\max)$ aşağıdaki gibidir.

$$|\alpha_2(m = \pm I_i)| = I(2I - 1) \quad \text{herhangi bir spin için} \quad (2.65)$$

Spin doğrultma, aşağıdaki gibi $k = 2$ spin yönelim tensörü ile ilgilidir;

$$A = \frac{\sqrt{I(I+1)(2I+3)(2I-1)}}{\sqrt{5}|\alpha_2(\max)|} B_2. \quad (2.66)$$

Nükleer polarizasyon, $k = 1$ spin yönelim tensörünün terimleri ile tanımlanır. Normalize edilmiş polarizasyon aşağıdaki ifade ile verilir

$$P = \frac{\sum_m m P(m)}{I}, \quad (2.67)$$

ve polarizasyon ile $k = 1$ spin yönelim tensörü arasındaki ilişki aşağıdaki gibidir;

$$P = -\sqrt{\frac{I+1}{3I}} B_1. \quad (2.68)$$

2.3.1.3 Dağılım Katsayıları

$A_k(I_i \rightarrow I_f)$ açısal dağılım katsayıları aşağıdaki formdadır:

$$A_k = \frac{1}{1 + \delta^2} [F_k(L, L, I_f, I_i) + 2\delta F_k(L, L', I_f, I_i) + \delta^2 F_k(L', L', I_f, I_i)]. \quad (2.69)$$

Bu açısal dağılım katsayıları, γ -ışını geçişine katkıda bulunan yalnızca L ve $L' = L + 1$ gibi iki çok kutupluluğu hesaba katmaktadır. Bu çok kutupluluklar, açısal momentum çiftlenimi tarafından izin verilen en düşük iki çok kutupluluğa denk gelir. Spin yönelimli seviyenin spini en sona yazılır, çünkü $A_k(L, L', I_i, I_f) \neq$

$A_k(L, L', I_f, I_i)$ 'dır. δ karışım oranı aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$\delta = \frac{\langle I_f || \pi(L+1) || I_i \rangle}{\langle I_f || \pi'(L) || I_i \rangle}, \quad (2.70)$$

burada π ve π' , elektrik ya da manyetik radyasyon tipini belirler. Açısal dağılımın şekli, A_k açısal dağılım katsayılarından dolayı geçişlerin çok kutupluluğuna bağlıdır. A_k açısal dağılım katsayıları, saf multipol geçişler için geçişin elektrik ya da manyetik karakterine karşı duyarsızdır ve nükleer seviyelerin paritesini belirlemek mümkün değildir. Ancak, A_k katsayıları δ multipol karışım oranına bağlıysa, parite bilgisi de elde edilebilir.

F katsayıları Denklem (2.71)'deki gibi tanımlanır;

$$F_k(L, L', I_f, I_i) = (-1)^{I_f + I_i + 1} \sqrt{(2k+1)(2L+1)(2L'+1)(2I_i+1)} \\ \times \begin{pmatrix} L & L' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L & L' & k \\ I_i & I_i & I_f \end{Bmatrix} \quad (2.71)$$

burada (...) Wigner 3- j sembolü ve {...} 6 j sembolüdür. Wigner notasyonu ile yazılan $W(j_1 j_2 l_2 l_1 | j_3 l_3)$ Racah katsayıları;

$$\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ l_1 & l_2 & l_3 \end{Bmatrix} = (-1)^{j_1 + j_2 + l_1 + l_2} W(j_1 j_2 l_2 l_1 | j_3 l_3) \quad (2.72)$$

şeklinde ifade edilir.

Saf bir multipol geçişi için, örneğin saf bir $E2$ geçişi $L = L' = 2$ 'dir. F -katsayıları Kaynak [38]'de verilmektedir.

2.3.1.4 Spin Yönelimi Azaltma Katsayıları

Genelde gözlenen γ -ışınları, direkt olarak I_0 spin yönelimli seviyeden yayımlanmazlar. U_k spin yönelimi azaltma katsayıları, art arda geçişlerde daha aşağıda gözlenen geçişlerin yönsel dağılımı üzerinden, spin yönelimli I_0 ana seviyesinin hemen ardından oluşan gözlenmemiş bir ya da daha fazla geçişin etkisini tanımlar. Bu nedenle, I_i seviyesinin spin yönelimi I_0 'dan daha düşüktür. Art arda

geçişlerde, I_i ara seviyesinin spin yönelim tensörü [33];

$$B_{kq}(I_i) = U_k(I_0, I_i, L)B_{kq}(I_0) \text{ or } B_{kq}(I_i) = U_k(I_0 \rightarrow I_i)B_{kq}(I_0) \quad (2.73)$$

şeklinde ifade edilir.

I_0 ve I_i arasında yayımlanan, L mertebesindeki saf multipol geçişi için spin yönelimi azaltma katsayıları

$$U_k(I_0, I_i, L) = (-1)^{I_0+I_i+k+L} \sqrt{(2I_0+1)(2I_i+1)} \begin{Bmatrix} I_0 & I_0 & k \\ I_i & I_i & L \end{Bmatrix} \quad (2.74)$$

ile verilir. I_0 ve I_i spin seviyeleri arasındaki, L ile $L+1$ karışık çok kutupluluk için ise U_k katsayıları aşağıdaki formdadır.

$$U_k(I_0 \rightarrow I_i) = \frac{U_k(I_0, I_i, L) + \delta^2 U_k(I_0, I_i, L+1)}{1 + \delta^2} \quad (2.75)$$

2.3.2 γ -Işınlarnın Pertürbe Edilmiş Açısal Dağılımı

Genelde bir polikristal için kuadrupol etkileşimleriyle, eksenel simetrik spin yönelimli bir seviyeden yayımlanan radyasyonun pertürbe edilmiş açısal dağılımı

$$W(\theta, t) = \sum_k B_k G_{kk}(t) A_k P_k(\cos \theta), \quad (2.76)$$

ile ifade edilir. Burada A_k açısal dağılım katsayısı, B_k spin yönelim katsayısı, G_{kk} pertürbasyon faktörü ve $P_k(\cos \theta)$ ise Legendre polinomudur. θ açısı, spin yönelimli seviyenin z simetri eksenine, çoğunlukla huzme doğrultusuna göre yayımlanan radyasyonun algılanma yönünü verir.

2.3.2.1 *Pertürbasyon Katsayıları*

Pertürbasyonlar, ortamın elektromanyetik alanlarıyla nükleer momentlerin etkileşiminden ortaya çıkar. Bu pertürbasyonlar I_i seviyesinin nükleer

momentlerine (μ ve Q), nükleer ortamın elektromanyetik alanlarına, I_i seviyesinin τ ortalama ömür ve t_R kararlılığa varma zamanına bağlıdır. Nükleer dipol momentin statik bir manyetik alan ile etkileşimi ve nükleer spektroskopik kuadrupol momentin EFG ile etkileşimi, m alt durum popülasyonunu değiştirebilir ve bu nedenle sonraki γ -ışınının açısal dağılımını etkiler. Pertürbasyon manyetik etkileşimlerden ortaya çıkarsa, ω_L Larmor açısal frekansını, ortamın EFG'sinden ortaya çıkarsa, ω_Q kuadrupol açısal frekansını elde etmek mümkündür.

K pertürbasyon Hamiltoniyeninin statik bir Hamiltoniyen olduğu varsayılır. I_i seviyesinin spin yönelimi K 'nın etkisi altında zamanla değişir. İstatistiksel tensörlerin zaman değişimi, zaman değişimli yoğunluk operatörü ile yapılabilir. Bu denklem von Neumann denklemi olarak bilinir ve aşağıdaki gibi verilir;

$$i\hbar \frac{\partial \rho(t)}{\partial t} = [K, \rho(t)], \quad (2.77)$$

ve bu denklemin çözümü;

$$\rho(t) = e^{-iKt/\hbar} \rho(0) e^{+iKt/\hbar} \quad (2.78)$$

şeklindedir.

İstatistiksel tensörlerin zaman değişimi, pertürbasyon katsayılarıyla aşağıdaki gibi tanımlanır;

$$\rho_{\bar{q}}^{\bar{k}}(I_i, t) = \sum_{kq} \rho_q^k(I_i, 0) G_{k\bar{k}}^{q\bar{q}}(t). \quad (2.79)$$

Pertürbasyon katsayıları, I_i nükleer seviyelerinin yönelimi üzerindeki ekstra nükleer etkileşimlerin etkilerini tanımlar ve

$$\begin{aligned} G_{k\bar{k}}^{q\bar{q}}(t) = & \sqrt{(2k+1)(2\bar{k}+1)} \sum_{m\bar{m}} (-1)^{\bar{m}-m} \begin{pmatrix} I_i & I_i & k \\ -m & m' & q \end{pmatrix} \\ & \times \begin{pmatrix} I_i & I_i & \bar{k} \\ -\bar{m} & \bar{m}' & q \end{pmatrix} \langle \bar{m} | e^{-iKt/\hbar} | m \rangle \langle m' | e^{+iKt/\hbar} | \bar{m}' \rangle \end{aligned} \quad (2.80)$$

şeklinde tanımlanır [39].

2.3.2.2 Statik Manyetik Etkileşimlerle Pertürbe Edilen Spin Yönelimi

μ manyetik dipol momentini ölçmek için, I_i uyarılmış nükleer seviyesinin spin yönelimli bir topluluğunun uygun bir reaksiyon tarafından üretilmesi gerekir. Aşırı ince yapı alanı ya da dışarıdan bir manyetik alan, spin yönelimli bu topluluğun ω_L Larmor frekansı ile dönmesine neden olan bir tork oluşturulur. Böylece topluluk manyetik alan yönü civarında pertürbe edilir. Manyetik alanın büyüklüğünün bilindiği durumlarda, nükleer g faktör, ω_L 'den elde edilebilir. Nükleer g faktörün bilindiği durumlarda ise manyetik dipol moment belirlenebilir.

Topluluğun pertürbasyonu, eksenel simetrik statik bir dış alan ile (manyetik alan ya da eksenel EFG) etkileşimden kaynaklanıyorsa, bu klasik olarak tanımlanabilir. Simetri eksen, S_K sisteminin z eksen olarak seçilirse ve K Hamiltoniyeni köşegense, pertürbasyon katsayıları analiz edilebilir. Bu durumda Denklem (2.80)'deki pertürbasyon katsayıları aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$G_{k\bar{k}}^{qq}(t) = \sqrt{(2k+1)(2\bar{k}+1)} \sum_{m,m'} \begin{pmatrix} I_i & I_i & k \\ -m & m' & q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_i & I_i & \bar{k} \\ -m & m' & q \end{pmatrix} \times e^{-i(E_m - E_{m'})t/\hbar}, \quad (2.81)$$

burada E_m , K' nın özdeğerleridir. I_i seviyesinin manyetik yarılmaları eşit oranlıdır ve $q = m - m'$ sabittir:

$$E_m - E_{m'} = (m - m')\hbar\omega_L = q\hbar\omega_L. \quad (2.82)$$

Pertürbasyon katsayıları, 3- j sembollerinin dikliği kullanılarak sadeleştirilir ve aşağıdaki formda ifade edilir;

$$G_{k\bar{k}}^{q\bar{q}}(t) = e^{-iq\omega_L t} \delta_{q\bar{q}} \delta_{k\bar{k}}. \quad (2.83)$$

2.3.2.3 Statik Kuadrupol Etkileşimlerle Pertürbe Edilen Spin Yönelimi

I_i seviyesinin kuadrupol yarılmalari;

$$E_m - E'_m = 3\hbar\omega_Q(m^2 - m'^2) = \pm n\hbar\omega_0, \quad (2.84)$$

ile verilir ve burada;

$$\begin{aligned} n &= |m^2 - m'^2| & \text{ve} & \quad \omega_0 = 3\omega_Q \text{ tamsayı } I_i \text{'lar için,} \\ n &= \frac{1}{2}|m^2 - m'^2| & \text{ve} & \quad \omega_0 = 6\omega_Q \text{ buçuklu tamsayı } I_i \text{'lar için.} \end{aligned} \quad (2.85)$$

Tek kristalli ev sahibi malzeme durumunda, eksenel elektrik kuadrupol etkileşimleri için pertürbasyon katsayıları Denklem (2.81)'e Denklem (2.84)'in yerleştirilmesiyle aşağıdaki şekilde yazılabilir [39, 40];

$$\begin{aligned} G_{k\bar{k}}^{qq}(t) &= \sqrt{(2k+1)(2\bar{k}+1)} \sum_{m,m'} \begin{pmatrix} I_i & I_i & k \\ -m & m' & q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_i & I_i & \bar{k} \\ -m & m' & q \end{pmatrix} \\ &\times e^{-3i(m^2 - m'^2)\omega_Q t}. \end{aligned} \quad (2.86)$$

Pertürbasyon katsayıları, $|Im\rangle$ alt durumlarının eşit uzaklıkta olmaması nedeniyle birkaç frekansın süperpozisyonudur. $n\omega_0$ frekansı, m ve m' 'ne bağlıdır ve spin yönelim tensörlerini, zamandan bağımsız oldukları dönme düzlemine dönüştürmek mümkün değildir. m ve m' üzerinden toplam, n üzerinden toplam olarak değiştirilir. Denklem (2.86)'daki pertürbasyon katsayıları aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\begin{aligned} G_{k\bar{k}}^{qq}(t) &= \sum_{n \geq 0} S_{nq}^{k\bar{k}} \cos(n\omega_0 t) & k + \bar{k} &= \text{çift için,} \\ G_{k\bar{k}}^{qq}(t) &= -i \sum_{n \geq 0} S_{nq}^{k\bar{k}} \sin(n\omega_0 t) & k + \bar{k} &= \text{tek için.} \end{aligned} \quad (2.87)$$

$S_{nq}^{k\bar{k}}$ katsayıları kuadrupol etkileşimi ile oluşan m ve m' manyetik alt durumları arasındaki geçişlerle ilgilidir ve

$$\begin{aligned} q = 0 \text{ için: } S_{n0}^{k\bar{k}} &= \delta_{n0}\delta_{k\bar{k}}, \\ q \neq 0 \text{ için: } S_{nq}^{k\bar{k}} &= \begin{pmatrix} I_i & I_i & k \\ -m & m-q & q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_i & I_i & \bar{k} \\ -m & m-q & q \end{pmatrix} \\ &\times (2 - \delta_{n0})\sqrt{(2k+1)(2\bar{k}+1)}, \end{aligned} \quad (2.88)$$

ile verilir. Burada,

$$\begin{aligned} m &= \frac{q}{2} + \frac{n}{2q} \quad \text{tamsayı } I_i \text{'ler için} \\ m &= \frac{q}{2} + \frac{n}{q} \quad \text{buçuklu tamsayı } I_i \text{'ler için} \end{aligned} \quad (2.89)$$

ile ifade edilmektedir. $S_{nq}^{k\bar{k}}$ tablosu Kaynak [41]'de sunulmaktadır.

Polikristal ev sahibi malzeme durumunda, çekirdek topluluğu üzerindeki pertürbasyon etkileşimi, üç boyutlu dönme altında değişmez. $G_{kk}^{qq}(t)$ pertürbasyon katsayıları, politropik pertürbasyonlar için zayıflatma katsayılarına sadeleşir ve aşağıdaki şekilde ifade edilir

$$G_{kk}(t) = \frac{1}{2k+1} \sum_q G_{kk}^{qq}(t). \quad (2.90)$$

$G_{kk}(t)$ zayıflatma katsayıları, herhangi bir spin yönelimli topluluk üstündeki politropik etkileşimin etkisini tanımlar. Bu pertürbasyon farklı ranklı tensörlerin karışımı değildir ve q 'dan bağımsızdır. Bu durum, spin yönelim tensörlerinin büyüklüğünün azaldığı, ancak spin yöneliminin değişmediği anlamına gelir.

Bir polikristal, çok sayıda küçük, rastgele spin yönelimli tek kristale sahiptir. Pertürbasyonun tercih edilen bir yönü yoktur ve pertürbasyon sistemleri isteğe göre seçilebilir. Ancak, her bir mikro kristal, kendi z eksenine göre ekseneldir. Pertürbasyon katsayıları, isteğe göre seçilen pertürbasyon sistemlerine dönüştürülerek hesaplanabilir. Rastgele spin yönelimli eksenel simetrik elektrostatik gradyentler sebebiyle oluşan pertürbasyon için zayıflatma katsayıları

Denklem (2.84), (2.86) ve (2.90)'dan aşağıdaki şekilde elde edilir;

$$G_{kk}(t) = \sum_{mm'} \left(\begin{array}{ccc} I_i & I_i & k \\ -m & m' & q \end{array} \right)^2 e^{-i3(m^2-m'^2)\omega_0 t/\hbar}. \quad (2.91)$$

Bu denklem, Denklem (2.86)'ya benzer bir şekilde aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$G_{kk}(t) = \sum_n S_{kn} \cos(n\omega_0 t). \quad (2.92)$$

ve burada,

$$S_{kn} = \frac{1}{2k+1} \sum_{q=0}^k (2 - \delta_{n0}) S_{nq}^{kk} \quad (2.93)$$

ile ifade edilir. S_{kn} tabloları Kaynak [41]'de sunulmaktadır.

2.3.3 Parçacık- γ Açısal Korelasyonu

Küresel koordinatlarda polar ve azimuthal dedeksiyon açıları sırası ile θ_p ve ϕ_p olan bir parçacık ile eş zamanlı olarak θ_γ ve ϕ_γ açılarında dedekte edilen L ve $L' = L + 1$ çok kutuplu gama ışınlarının yayınlanması ile I_i seviyesinden I_f seviyesine gerçekleşen bir geçişi ele alalım. Huzme eksen, kullanılan koordinat sistemindeki z eksenidir ve θ_γ ile θ_p huzme eksenine göre ölçülür. $\Delta\phi = \phi_\gamma - \phi_p$, γ ışını ve parçacık azimuthal dedeksiyon açıları arasındaki farktır. Böylece, $a_{kq}(\theta_p) = B_{kq}(\theta_p)Q_k F_k$ olmak üzere açısal dağılım fonksiyonu aşağıdaki forma sahip olur (bknz. Kaynak [35] ve içindeki diğer kaynaklar)

$$W(\theta_p, \theta_\gamma, \Delta\phi, t) = \sum_{kq} a_{kq}(\theta_p) G_k(t) D_{q0}^{k*}(\Delta\phi, \theta_\gamma, 0). \quad (2.94)$$

$B_{kq}(\theta_p)$ ilk seviyenin spin yönelimini tanımlayan ve parçacık dedektörlerinin konum ve açılış açısıyla saptanan, Denklem (2.58)'deki istatistiksel tensörlerdir. F_k , Denklem (2.71)'deki γ ışın geçişi için F katsayılarını temsil eder ve Q_k sonlu boyutta γ ışın dedektörü için zayıflatma faktörüdür. $D_{q0}^{k*}(\Delta\phi, \theta_\gamma, 0)$, Wigner- D matrisidir. G_k , zayıflatma katsayısıdır. $E2$ uyarılması için $k = 0, 2, 4$ değerlerini alır ve burada

$-k \leq q \leq k$ 'dır. Toplam, tek k değerleri için istatistiksel tensörler elektromanyetik etkileşimin parite korunum simetrisinden dolayı sıfır olduğundan yalnızca çift k değerlerini içerir. Burada yalnızca $k = 4$ 'e kadar olan değerler gereklidir çünkü maksimum çok katlılık değeri $L = 2$ incelenmektedir. (Örneğin $k = 6$ 'ya kadar olan çift k 'lı değerler, $E3$ okutupol geçişleri için gereklidir.)

2.3.3.1 Katı Açı Düzeltme Faktörü

Sonlu boyutta, γ ışın dedektöründe gözlenen açısal korelasyon, nokta dedektörlerde beklenen ideal korelasyondan farklıdır. $\sin \beta d\beta d\varphi$ katı açısı, dedektör boyutunun arttırılması ya da mesafenin azaltılmasıyla genişletilebilir; sayım oranı artarken, bu yöntemler korelasyon üzerinden ortalama alınarak gözlenen anizotropiyi ister istemez azaltır. Q_k zayıflatma faktörleri dedektörlerin sonlu katı açısının, açısal korelasyonlar üzerindeki etkisini düzeltmek için gereklidir [42–44].

γ ışını soğurma olasılığı Q_k , enerji bağımlılığının bir sonucu olarak, belirli bir dedektör için, γ enerjisine bağlıdır. Ayrıca, kullanılan dedektöre, dedektör geometrisine ve kaynak ile dedektör arasındaki mesafeye bağlıdır. Tek bir dedektör için zayıflatma faktörü;

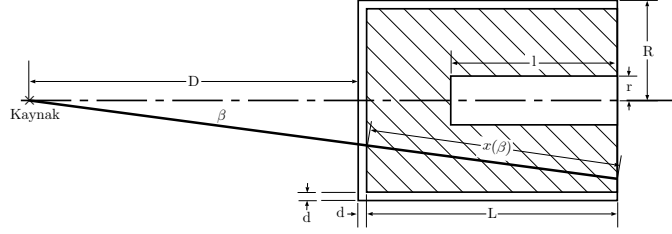
$$Q_k = \frac{J_k}{J_0}, \quad (2.95)$$

şeklinde değerlendirilir ve burada;

$$J_k = \int P_k(\cos \beta)(1 - e^{\tau x(\beta)}) \sin \beta d\beta. \quad (2.96)$$

ile gösterilir.

İntegrasyon, $x(\beta)$ yol uzunluğu üzerinden gerçekleştirilir ve koaksiyal bir dedektör için Kaynak [44]'deki gibi dört bölgeye ayrılır; β , Şekil 2.10'da görüldüğü gibi γ ışınının yayılma yönü ve dedektör simetri eksenini arasındaki açıdır; τ , γ ışını soğurma katsayısıdır ve P_k Legendre polinomlarıdır. $x(\beta)$, eksenle β açısında kristal üzerine gelen radyasyonun bu kristali geçiş mesafesi olduğunda, soğurma $(1 - e^{\tau x(\beta)})$ ile orantılıdır.



Şekil 2.10: Koaksiyal dedektörlerin katı açı düzeltme hesabı için kaynak ile dedektör arasındaki konfigürasyon geometrisi [44].

2.3.3.2 Wigner-D Matrisi

Wigner D matrisleri, özel bir durumda küresel harmonikler ile ilişkilendirilebilir;

$$D_{q0}^{k*}(\Delta\phi, \theta_\gamma, 0) = (-1)^q \sqrt{\frac{4\pi}{2k+1}} Y_{-q}^k(\theta_\gamma, \Delta\phi) \quad (2.97)$$

burada $Y_{-q}^k(\theta_\gamma, \Delta\phi)$ küresel harmoniklerdir. Condon-Shortley faz kuralı kullanılarak, $P_l^m(\cos\theta)$ assosiye Legendre fonksiyonları ile küresel harmonikler aşağıdaki gibi tanımlanır;

$$Y_l^m(\theta, \phi) = (-1)^m \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos\theta) e^{im\phi}. \quad (2.98)$$

$P_l^m(\cos\theta)$, $m = 0$ için $P_l(\cos\theta)$ Legendre polinomlarına eşit olur. $m < 0$ terimleri için aşağıdaki ifade kullanılır;

$$P_l^{-m}(\cos\theta) = (-1)^m \frac{(l-m)!}{(l+m)!} P_l^m(\cos\theta). \quad (2.99)$$

Açısal korelasyon, $\Delta\phi = \phi_\gamma - \phi_p$ farkı nedeniyle yalnızca ϕ 'ye bağlıdır. İstatistiksel tensörler aşağıdaki bağıntıyı sağlar;

$$B_{kq}(\theta_p, \phi_p) = B_{kq}(\theta_p, 0) e^{-iq\phi_p} = B_{kq}(\theta_p) e^{-iq\phi_p} \quad (2.100)$$

B_{kq} 'nın ϕ bağımlılığı, dönme matris ile verilir ve eksponansiyel küresel harmonik tanımıyla ifade edilebilir;

$$\begin{aligned} Y_l^m(\theta_\gamma, \phi_\gamma) e^{-iq\phi_p} &= (-1)^m \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos \theta_\gamma) e^{im\phi_\gamma} e^{-iq\phi_p} \\ &= Y_l^m(\theta_\gamma, \phi_\gamma - \phi_p). \end{aligned} \quad (2.101)$$

Kullanılan küresel harmonikler, kompleks fonksiyonlardır ve aşağıdaki şekilde tanımlanmaktadırlar;

$$Y_0^0(\theta, \phi) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\pi}} \quad (2.102)$$

$$Y_2^{-2}(\theta, \phi) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \sin^2 \theta e^{-i2\phi} \quad (2.103)$$

$$Y_2^{-1}(\theta, \phi) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \sin \theta \cos \theta e^{-i\phi} \quad (2.104)$$

$$Y_2^0(\theta, \phi) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{5}{\pi}} (3 \cos^2 \theta - 1) \quad (2.105)$$

$$Y_2^1(\theta, \phi) = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \sin \theta \cos \theta e^{i\phi} \quad (2.106)$$

$$Y_2^2(\theta, \phi) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \sin^2 \theta e^{i2\phi} \quad (2.107)$$

$$Y_4^{-4}(\theta, \phi) = \frac{3}{16} \sqrt{\frac{35}{2\pi}} \sin^4 \theta e^{-i4\phi} \quad (2.108)$$

$$Y_4^{-3}(\theta, \phi) = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{35}{\pi}} \sin^3 \theta \cos \theta e^{-i3\phi} \quad (2.109)$$

$$Y_4^{-2}(\theta, \phi) = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{5}{2\pi}} \sin^2 \theta (7 \cos^2 \theta - 1) e^{-i2\phi} \quad (2.110)$$

$$Y_4^{-1}(\theta, \phi) = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \sin \theta (7 \cos^3 \theta - 3 \cos \theta) e^{-i\phi} \quad (2.111)$$

$$Y_4^0(\theta, \phi) = \frac{3}{16} \sqrt{\frac{1}{\pi}} (35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3) \quad (2.112)$$

$$Y_4^1(\theta, \phi) = -\frac{3}{8} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \sin \theta (7 \cos^3 \theta - 3 \cos \theta) e^{i\phi} \quad (2.113)$$

$$Y_4^2(\theta, \phi) = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{5}{2\pi}} \sin^2 \theta (7 \cos^2 \theta - 1) e^{i2\phi} \quad (2.114)$$

$$Y_4^3(\theta, \phi) = -\frac{3}{8} \sqrt{\frac{35}{\pi}} \sin^3 \theta \cos \theta e^{i3\phi} \quad (2.115)$$

$$Y_4^4(\theta, \phi) = \frac{3}{16} \sqrt{\frac{35}{2\pi}} \sin^4 \theta e^{i4\phi}. \quad (2.116)$$

2.3.3.3 Zayıflatma Katsayıları

$G_k(t)$ zayıflatma katsayıları, zaman bağımlı vakumda spin yönelimi azaltma etkisini belirler. H-benzeri $J = 1/2$ konfigürasyonları için $G_k(t)$ kosinüs fonksiyonlarıdır;

$$G_k(t) = 1 - b_k(1 - \cos \omega_L t), \quad (2.117)$$

burada τ nükleer seviyenin ortalama ömrüdür ve b_k aşağıdaki şekilde ifade edilir;

$$b_k = \frac{k(k+1)}{(2I+1)^2}. \quad (2.118)$$

ω_L , nükleer g faktör ile hesaplanan Larmor frekansıdır;

$$\omega_L = g(2I+1) \frac{\mu_N}{\hbar} B_{1s} \cong g(2I+1) 800 Z^3 \text{ MHz}. \quad (2.119)$$

B_{1s} , $1s$ elektronundan dolayı çekirdekteki aşırı ince yapı alanıdır;

$$B_{1s} = 16.7 Z^3 R(Z) \text{ Tesla} \quad (2.120)$$

ve $R(Z)$, rölativistik düzeltme faktörüdür;

$$R(Z) \simeq [1 + (Z/84)^{2.5}]. \quad (2.121)$$

2.3.3.4 Lorentz Etkisi

Huzme eksenini ile foton yayımlanma yönü arasındaki açı, çekirdeğin durgun olduğu durumdan daha çok hareket halinde olduğunda etkilenir. Çekirdeğin kütle merkezi (θ_{KM}, ϕ_{KM}) ve laboratuvar $(\theta_{lab}, \phi_{lab})$ sisteminde yayımlanan açılar arasındaki

ilişki, göreceli hızın eklendiği formüllerle ifade edilir;

$$\cos \theta_{lab} = \frac{\cos \theta_{KM} + \beta}{1 + \beta \cos \theta_{KM}} \text{ and } \phi_{lab} = \phi_{KM}, \quad (2.122)$$

burada $\beta = v/c$, $\theta_{lab} = \theta_{KM} = 0$ boyunca çekirdeğin hızıdır. 4π katı açısı içine doğru yayımlanan γ ışınının akısı;

$$\int_{4\pi} W_{lab}(\theta_{lab}) d\Omega_{lab} = \int_{4\pi} W_{KM}(\theta_{KM}) d\Omega_{nuc}, \quad (2.123)$$

ile korunabilir; burada laboratuvar sistemindeki katı açının bir elemanından kütle merkezi sistemindeki katı açının bir elemanına diferansiyel dönüşüm;

$$d\Omega_{lab} = \frac{1 - \beta^2}{(1 + \beta \cos \theta_{KM})^2} d\Omega_{KM}. \quad (2.124)$$

şeklinde ifade edilir. Bu yüzden, laboratuvar sistemindeki açısal korelasyon Denklem (2.122) kullanılarak dönüşüm uygulanmasıyla ve Denklem (2.124)'den elde edilen iki katı açının oranıyla çarpılarak elde edilebilir.

$$W_{lab}(\theta_{lab}) = W_{KM}(\theta_{KM}) \frac{d\Omega_{KM}}{d\Omega_{lab}}. \quad (2.125)$$

2.4 NÜKLEER SPİN YÖNELİM YÖNTEMLERİ ve UYGULAMALARI

Nükleer moment ölçümlerini gerçekleştirebilmek için uyarılmış nükleer seviyelerin spin yönelimli olarak üretilmesi gerekir. Spin yönelimli nükleer seviye toplulukları, uygun nükleer reaksiyon mekanizmaları kullanılarak ve nükleer seviyenin üretilmesinden sonra dış ortamla nükleer spin etkileşimleri sonucunda oluşturulabilir. Spin yöneliminin derecesi oluşum sürecine ve reaksiyon mekanizmasına bağlıdır.

Yaygın olarak uygulanan polarizasyon yöntemlerine, optik pompalama, düşük sıcaklık nükleer spin yönelimi, eğik folyo ve mermi parçalanma reaksiyonu örnek olarak verilebilir. Diğer yandan spin doğrultma yöntemleri, füzyon

buharlaşıma, doğrudan transfer reaksiyonları, tamamlanmamış füzyon reaksiyonları, çoklu nükleon transfer reaksiyonları, mermi parçalanma, koparma (knock-out) ve Coulomb uyarılma reaksiyonları gibi reaksiyon mekanizmaları ile ilişkilidir. Optik pompalama yöntemi, J elektron spini ile I nükleer spin arasında meydana gelen aşırı ince yapı etkileşimine dayanmaktadır [45]. Atom spini, fotonun bir kaç kez uyarılma ve bozunma süreçlerinden sonra polarize edilir ve bu polarizasyon uyarılmış nükleer seviye topluluğuna aktarılır. Bu teknik ile %30-50 civarında nükleer polarizasyon elde edilebilir. Düşük sıcaklık nükleer spin yönelim yöntemi, nükleer elektromanyetik momentlerin çok düşük sıcaklıklarda (mK) yer alan güçlü elektromanyetik alanlar ile etkileşmesine bağlıdır [46]. Ortamın düşük sıcaklığı ve büyük Zeeman yarılmasından dolayı, nükleer spinlerin Boltzmann dağılımı dejenere olmayan m kuantum seviyelerine sahiptir. Nükleer spinler polarize hale gelir. Bu yöntemle, %20-80 arası polarizasyon elde edilebilir. Eğik folyo tekniğinde, atom huzme doğrultusunda eğik bir ince folyo içerisinde geçtiği zaman, iyonların elektron spinleri folyodan polarize halde ayrılır [47]. Bu polarizasyon, folyo yüzeyinden çıkışta polarize halde çıkan elektron spinlerinden sonra, vakum içerisinde meydana gelen ardışık uçuşlarda aşırı ince yapı etkileşimleri yoluyla nükleer spinlere aktarılır. Peşpeşe iyi tanımlanmış uzaklıklarda yerleştirilmiş folyolar ile polarizasyon %18'e kadar arttırılabilir.

Spin yönelimli bir grup çekirdek topluluğunu elde etmenin en kolay yöntemlerden birisi reaksiyon süresince spin yönelimini gerçekleştirmektir. Farklı reaksiyon mekanizmalarının davranışları aşağıdaki gibi açıklanabilir:

Füzyon buharlaşma (ağır iyon, xn) ve (α , xn) reaksiyonlarında, izomerleri de içeren uyarılmış seviyelerin spin doğrultulmaları Gauss dağılım fonksiyonu ile tanımlanabilir:

$$P(m) = \frac{e^{-m^2/2\sigma^2}}{\sum_{n=-I_i}^{I_i} e^{-n^2/2\sigma^2}}. \quad (2.126)$$

Gauss dağılımının genliği σ , uyarılmış seviyelerdeki oblate spin doğrultulma miktarı ile bağlantılıdır. %100'den az olan bir spin doğrultulmaya sahip uyarılmış seviye durumunda, $\sigma > 0$ olur yani spin doğrultmanın yüzdesi olarak verilen nicelik,

$B_2/B_2^{max} \times 100$ ile bağlantılır, burada B_2^{max} tamamı ile spin doğrultulmuş B_2 katsayısıdır. Gözlenen büyük anizotropiler, bozunuma uğrayan seviyenin güçlü spin doğrultmalarını vurgulamaktadır. Füzyon buharlaşma reaksiyonlarındaki spin yönelim mekanizmasında, mermi iyonlarının büyük yörüngesel açısal momentumları, huzme doğrultusuna dik bir düzlemde güçlü spin doğrultulmuş açısal momentuma sahip birleşik sistemler üretir. Bu aşırı uyarılmış birleşik sistemin süratli bir şekilde peşpeşe nötron ve gamalar ile bozunumlar yapması, reaksiyon sonucunda üretilen uyarılmış seviyelerin açısal momentum vektörlerini aynı doğrultuda güçlü bir şekilde spin doğrultulmuş halde bırakır. Böylece bu seviyelerin gama ışınları ile bozunumlarının açısal dağılımlarında kaydedeğer bir anizotropi ortaya çıkar. Bu teknikle spin doğrultması %25 ile %75 arasında gerçekleşir. Reaksiyon ürünleri, huzme doğrultusuna göre belirlenmiş özel bir açıda seçilecek olursa polarizasyonun %40'a kadar elde edilmesi de mümkündür [48]. Fakat, bu tarz reaksiyon mekanizmaları, kararlılık çizgisinden çok uzakta yer alan izomer seviyelerin araştırılması için uygulanabilir değildir. Çünkü, füzyon buharlaşma reaksiyonları, kararlılık çizgisinden çok uzaklarda yer alan çekirdekleri üretmek için, özellikle de nötron zengin çekirdeklerin üretimi açısından ideal reaksiyon mekanizmaları değildir. Bu nedenle, füzyon buharlaşma tepkimesi dışında diğer tepkime mekanizmalarının, radyoaktif iyon huzmeleri ile birlikte uygulanabilirliği incelenmelidir. Bu tür tepkimeler aynı zamanda yeterli spin yönelimi sağlama açısından da test edilmelidir.

Doğrudan transfer reaksiyonlarının (tek nükleon transfer reaksiyonları), radyoaktif iyon huzmeleri ile birlikte kullanılarak uyarılmış seviyelerin oluşturulmasında yaygın bir şekilde uygulanabilir olduğu gerçekleştirilen deneylerle gösterilmiştir. Nükleer moment çalışmalarında %13 kadarlık bir spin doğrultması, kararlı parçacık huzmeleri, $^{65}\text{Cu}(d,p)^{66m}\text{Cu}$ [49] ve $^{64}\text{Ni}(d,p)^{65m}\text{Ni}$ [50] reaksiyonları ile gerçekleştirilen çalışmalarda elde edilmiştir. Egzotik çekirdeklerin üretilme oranı, orta ve yüksek enerjili mermi parçalanma reaksiyonlarında daha fazla olmasına rağmen, düşük enerjili transfer reaksiyonlarında daha fazla spin yönelimi elde edilmektedir. Ancak, radyoaktif huzmeler ile gerçekleştirilen izomer seviyelerin nükleer moment çalışmalarında tek parçacık transfer reaksiyonlarının

uygulanmasında bir takım zorluklar mevcuttur. Bu zorluklardan birisi, göreceli olarak uzun ömürlü (nano saniye ya da fazlası) izomer seviyelerdir, çünkü bu seviyelerin bir hedef folyo içinde durdurulmaları gerekmektedir. Bir diğer zorluk ise, mermi ve hedef çekirdek arasında tek parçacık transfer reaksiyonları için oldukça düşük olan enerji/momentum aktarımıdır. Bu durum hedefte durdurulması gerekmeyen radyoaktif iyon huzmeleri ile reaksiyon ürünleri arasındaki ayırma izin vermemekte ve reaksiyon ürünü izomer seviyelerin hedefin içinde kalması gerekmektedir. Bu yüzden, tek parçacık transfer reaksiyonlarının radyoaktif iyon huzmeleri ile izomerik seviyeleri üretmek için kullanımı kolay değildir.

Tamamlanmamış füzyon ya da çoklu nükleon transfer reaksiyonları kullanarak, mermi ve hedef çekirdekler arasında enerji/momentum transferi büyük olabilir. Tamamlanmamış füzyon süreçleri genelde Coulomb engeli etrafında gerçekleşen ağır iyon etkileşimleridir. Ağır iyon etkileşimleri süresince, eğer gelen parçacığın enerjisi kütle merkezi referans sisteminde Coulomb engelini aşmaya yeterli ise, bu durumda gelen iyon hedef çekirdekle kaynaşarak bir birleşik sistemin oluşmasına neden olacaktır. Mermi, hedef çekirdeğin alanına yaklaştığında parçalanabilir ve parçalardan bir tanesi hedef çekirdek ile birleşebilir. Tamamlanmamış füzyon reaksiyonlarının faydaları yüksek spinli ve yrast olmayan seviyelerin üretilmesi, bir kaç reaksiyon kanalının açılması, huzme ve ürün çekirdek arasında Z 'nin değişmesidir. Nükleer tabloda nötron zengin tarafa ulaşmak için, tamamlanmamış reaksiyon mekanizması TDPAD tekniği ile izomer seviyenin g faktör değerini ölçmek için kullanılmıştır. Fransa'nın Orsay araştırma laboratuvarında bulunan ALTO düzeneginde, ${}^7\text{Li}({}^{64}\text{Ni}, \alpha n){}^{66m}\text{Cu}$ ve ${}^7\text{Li}({}^{64}\text{Ni}, \alpha pn){}^{65m}\text{Ni}$ reaksiyonları kullanılarak gerçekleştirilmiştir [51]. Ön analiz sonuçlarına göre daha fazla sayıda nükleon transferi sebebiyle ${}^{66m}\text{Cu}$, ${}^{65m}\text{Ni}$ 'ye göre oldukça yüksek bir spin doğrultması göstermiştir. Spin doğrultma değeri %13 ile %23 arasında elde edilmiştir.

Derin inelastik saçılma bölgesinde çoklu nükleon transfer reaksiyonlarında, ${}^{48}\text{Ca}$ civarında nötron zengin Ca izotopları, ${}^{48}\text{Ca}$ huzmenin ${}^{64}\text{Ni}$ hedef üzerine Coulomb engelinin iki katı kadarlık enerji ile ve yine ${}^{48}\text{Ca}$ huzmenin ${}^{208}\text{Pb}$ hedef üzerine gönderilmesi sonucu ölçülmüştür [52, 53]. Bu durumda en çok spin doğrultma miktarı reaksiyon düzlemine dik olacak şekilde yaklaşık olarak %70 civarındadır.

Bu sonuç, füzyon buharlaşma reaksiyonları ile ulaşılması güç olan nötron zengin çekirdekler için spin ve parite değerlerinin belirlenmesine olanak sağlamaktadır.

2.4.1 Mermi Parçalanma Reaksiyon Mekanizması ve Nükleer Spin Yönelimi

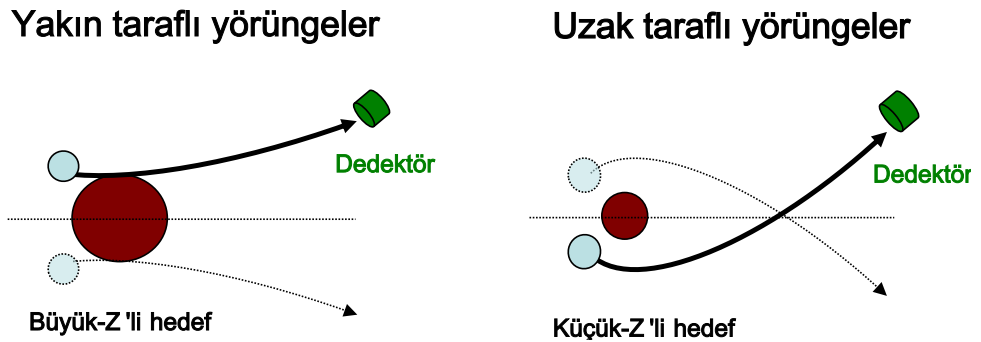
Mermi parçalanma reaksiyonları ilk olarak kinetik enerjisi 200 MeV/nükleon ya da daha fazla olan ağır iyon reaksiyonlarında tanımlanmıştır [54, 55]. Bu tür reaksiyonların özellikleri 40 MeV/akb'ye kadar düşük enerjilerde yine gözlemlenebilir, fakat 20 MeV/akb'de muhtemelen artık gözlemlenemez. Bu reaksiyon sürecinden, orta ve yüksek enerjilerde β -kararlılık eğrisinden uzakta bulunan kararsız çekirdeklerden oluşan ikincil parçacık huzmelerinin üretilmesinde faydalanılmaktadır. Mermi parçalanma reaksiyonları, Şekil 2.11'de gösterildiği gibi, gelen parçacık huzmesi ile hedef çekirdeğin merkezi olmayan çarpışma yapması olarak tanımlanabilir. Spin yönelimi, katılımcı-seyirci modeli ya da daha yaygın olarak abrazyon-ablasyon modeli olarak tanımlanabilir. Yaygın olarak ifade edilen modelde, huzme ve hedef etkileşime girdiğinde, hem gelen parçacık huzmesi içindeki çekirdekte bulunan nükleonlar hem de hedef çekirdekte nükleonlar çarpışma bölgesinde, birbiri içine giriyor ve bir sıcak bölge (ateş topu) oluşturuyor. Bazı nükleonlar bu üst üste gelen bölgeden çıkartılır ve kalan kısım bir geri tepmeye maruz kalır. İyonların Coulomb sapma ve nükleer geri tepmeleri küçük olduğu için huzmelerin yüksek ilk hızları, reaksiyon sonucu oluşan ürün çekirdekleri dar bir koniye doğru odaklar. Gelen huzmeden sıyrılan nükleonlara “katılımcı” adı verilir. Katılımcı bölgesi, oldukça uyarılmış ön parçacıklar içermektedir. Gelen huzmelerde sıyrılamadan kalan kısma ise “izleyici” adı verilir, bu kısım çarpışmadan oldukça az etkilenir. Ablasyon kısmında, mermi ve hedef çekirdeğin kalan kısmı, ateş topunun buharlaşan nükleonlar ve hafif küme parçacıklar yayınlayarak bozunurlar. Huzme benzeri reaksiyon ürünleri, yaklaşık ilk huzme hızında ve doğrultusunda yollarına devam ederler. Ateş topundan sıyrılan parçacıklar, huzme ve hedef çekirdek arası bir aralığı kapsarlar. Hedef benzeri reaksiyon ürünlerinden çıkan nötronlar ve küme parçacıklar izotropik olarak yayımlanırlar ve daha düşük hızlara sahiptirler. Sadece kütlesi huzmeden daha küçük olması beklenen reaksiyon ürünlerinin oluşması

beklenmektedir. Bu tür reaksiyonlarda, yüksek Z 'li hedef çekirdeklerle nötron zengin çekirdekler üretilirken, proton zengin çekirdekler daha çok kararlılık eğrisine yakın daha ağır, $N \sim Z$ olan hedef çekirdeklerle üretilmektedir [56].



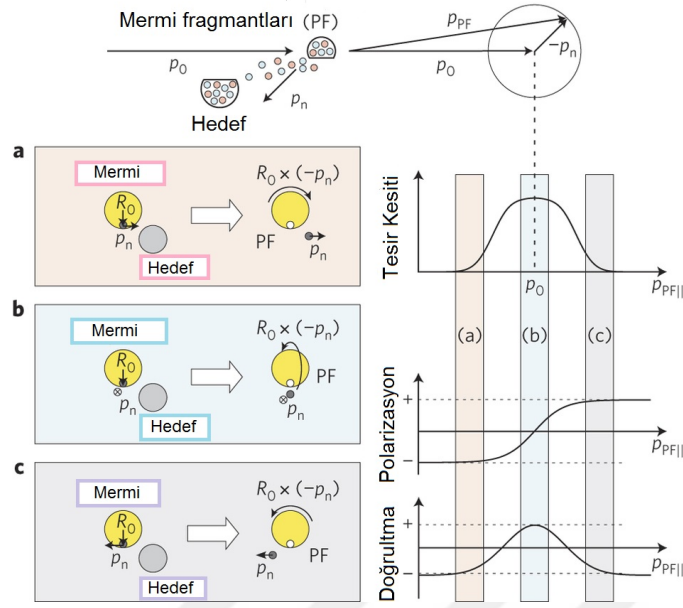
Şekil 2.11: Mermi parçalanma reaksiyonlarının şematik bir gösterimi [56].

Reaksiyon sonucu oluşan ürünlerin yakın ve uzak taraf yörüngeleri Coulomb itmesi ve nükleer çekim arasındaki rekabet ile açıklanabilir (bakınız Şekil 2.12). Huzme enerjisi arttığında ya da hedef çekirdeğin atom numarası düştüğünde, nükleer çekim baskın hale gelmektedir ve reaksiyon uzun taraf çarpmaları yoluyla meydana gelmektedir. Çarpışmanın hedefin sol (sağ) tarafından olmasına bağlı olarak, sapma açısı θ_{def} negatif (pozitif) işaret almaktadır. Aslında, çoğunlukla hedefin sağ tarafından gelen reaksiyon ürünleri seçilmektedir. Huzme enerjisi azaldığında ya da hedefin atom numarası arttığında, Coulomb itmesi baskın hale gelmektedir ve reaksiyon uzak taraf çarpışmaları sonucu ortaya çıkan θ_{def} açısına zıt işaretli olarak yakın taraf çarpışmaları yoluyla meydana gelmektedir. Şekil 2.12'ye tepeden baktığımız zaman, yakın taraf yörüngeler dedektör ile aynı yarım düzlemde hareket ederken, uzak taraf yörüngeler dedektör ile zıt yarım düzlemde hareket etmektedir.



Şekil 2.12: Yakın ve uzak taraf yörüngelerin gösterimi.

Katılımcı-seyirci modelinde, reaksiyon ürünleri olan parçacıkların spin yönelimleri sıyrılma esnasında kalan yörüngesel açısal momentumlardan kaynaklanmaktadır.



Şekil 2.13: Mermi parçalanma reaksiyonu ile spin yöneliminin oluşumu. a'dan c'ye kadar olan ifadeler sırasıyla, momentum dağılımının sol kanadında ($\vec{p}_{PF} < \vec{p}_0$), merkezinde ($\vec{p}_{PF} \simeq \vec{p}_0$) ve sağ kanadında ($\vec{p}_{PF} > \vec{p}_0$) oluşan spin yönelimlerini göstermektedir [57].

Şekil 2.13'de gösterilen bu genel prensip ilk kez Asahi ve arkadaşları tarafından önerilmiştir [58, 59]. $\vec{P}_0$ ilk momentumuna sahip olan mermi, hedef ile çarpışır, $\vec{p}_n$ momentumu ile $\vec{R}_0$ konumunda bir küme nükleonu söker. $\vec{R}_0$ vektörü, mermi çekirdek durgun referans sisteminde, katılımcı kısmın konum vektörüdür. $\vec{p}_n$, sökülen nükleonların toplam momentum vektörüdür. Bundan dolayı, $\vec{I}_{PF}$ ürün çekirdek nükleer spin vektörü, sökülen nükleonlardan dolayı oluşan ürün çekirdeklerin kütle merkezine göre $\vec{I}_{PF} = \vec{R}_0 \times (-\vec{p}_n)$ ile verilen açısal momentumdan kaynaklanmaktadır. Mermi çekirdek durgun referans sisteminde momentum korunumu kullanılarak, parçacıkların doğrusal momentumu $\vec{p}_{PF}$, $\vec{p}_{PF} = \vec{p}_0 - \vec{p}_n$ olarak yazılabilir. Böylelikle spin yönelimleri $\vec{I}_{PF} = \vec{R}_0 \times (\vec{p}_0 - \vec{p}_{PF})$, ileri doğru giden parçacıkların momentum vektörü $\vec{p}_{PF}$ 'ün bir fonksiyonu olarak belirlenir. Spin yöneliminin sonucu, nadir izotopların kimyasal ya da atomik özelliklerine bağlı değildir. Ancak, mermi parçalanma reaksiyonlarında oluşturulan spin yönelimi kısmen ya da tamamen mermi çekirdekten nükleon sökülmesi ile azalmaktadır.

Gözlemlenen parçacık tesir kesitleri 40 MeV/nükleon'dan 2 GeV/nükleon'a kadar yaklaşık olarak sabittir. Tesir kesiti kütlece birbirine yakın parçacıklar için en

büyük değerleri almaktadır, fakat başlangıçtaki çekirdekten küçük ve azalan kütle numarası ile exponansiyel olarak azalmaktadır. İzotonik dağılım neredeyse Gauss yapıya sahiptir (bakınız Şekil 2.13).

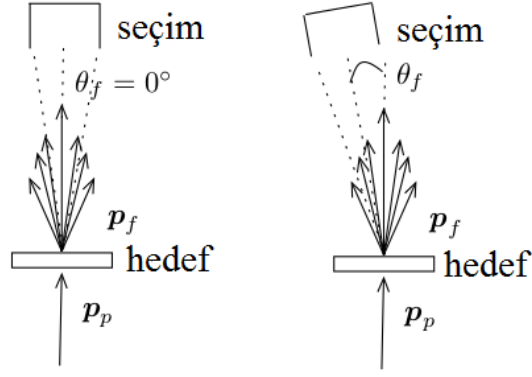
Boylamsal momentum dağılımı doğrudan ürün çeşitliliğini belirler. Momentum dağılımı hızda meydana gelen küçük azalmalar ile karakterize edilir. Bu dağılımlar Gauss şekline sahiptirler ve dağılımın merkezi merminin hızını ifade etmektedir. Goldhaber tarafından gösterildiği gib doğrudan ayrılma sürecince oluşan parçacıkların momentum genişliği sökülen nükleonların Fermi momentumları ile ilişkilidir [60]. Huzme ile paralel olan momentum için dağılımın genişliği

$$\sigma_{||}[MeV/c] = \sigma_0 \sqrt{\frac{A_{PF}(A_P - A_{PF})}{A_{PF} - 1}}, \quad (2.127)$$

ifadesi ile verilir, burada A_{PF} parçacık kütlesi, A_P merminin kütlesi, σ_0 ise sökülen nükleonların Fermi momentum ortalamasının bir kesiridir ve yaklaşık olarak 90 MeV/c'ye eşittir.

Eğer parçacıkların üretildiği orta ve yüksek enerjili mermi parçalanma reaksiyonları birincil parçacık huzmesi doğrultusuna göre 0° etrafında simetrik olarak seçilirse, reaksiyonun eksensel simetrisi korunur ve parçacık spinleri doğrultulmuş olur (bakınız Şekil 2.14). Yakın ya da uzak taraf çarpışmaları spin doğrultulması üzerine etki etmemektedir, çünkü parçacıklar 0° etrafında seçilmiştir. Eğer parçacıklar birincil parçacık huzmesi doğrultusuna göre sonlu bir açıda seçilirlerse, parçacıkların spini polarize olurlar (bakınız Şekil 2.14). İlk olarak, mermi parçalanma reaksiyonunda spin doğrultulması ele alınacaktır. Devamında, mermi parçalanma reaksiyonlarının spin polarizasyonları kısaca anlatılacaktır.

Spin doğrultulmasının (A) boylamsal parçacık momentumunun ($\vec{p}_{PF}$) bir fonksiyonu olarak nitel davranışı Şekil 2.13'de gösterilmiştir. Spin doğrultulmasının maksimum miktarı, momentum dağılımının merkezinde ($\vec{p}_{PF} \simeq \vec{p}_0$) pozitif değer almaktadır. Burada, merminin momentumuna ve parçacıkların açısal momentumuna dik



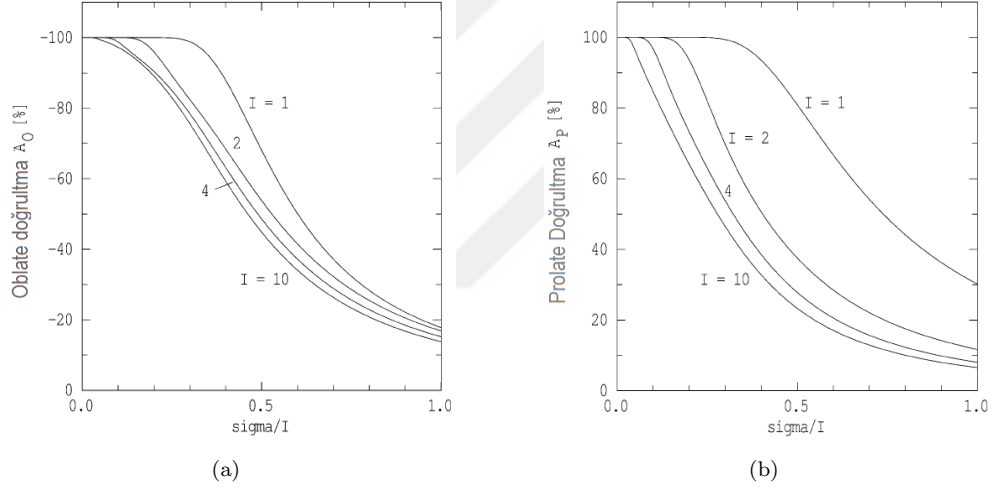
Şekil 2.14: Parçacık seçiminin şematik bir gösterimi. İleri yönde seçilen parçacıklar ($\theta_f = 0^\circ$) spin doğrultulmuştur (sol) ve gelen parçacık huzmesi doğrultusuna göre θ_f açısı altında kalan seçilmiş parçacıklar spin polarizedir (sağ).

olarak sökülen parçacıkların momentumu çarpışmaların huzme yönüne göre anti-paralel (paralel) olmasına bağlı olarak spin yönelimi sağlanır. Momentum dağılımının merkezi civarında prolate bir spin doğrultulması gözlenmiştir [8, 10, 59, 61]. Spin doğrultma miktarı, momentum dağılımının sol ($\vec{p}_{PF} < \vec{p}_0$) ve sağ ($\vec{p}_{PF} > \vec{p}_0$) kanatlarında negatif değerler alır. Bu davranış kafa kafaya olmayan çarpışmalar yoluyla açıklanabilir. Sökülen nükleonların momentumları merminin momentumuna paralel hareket eder ve $\vec{p}_{PF} < \vec{p}_0$ durumunda parçacık momentumunun azalması ile uyumludur. Bu durumda, sağ(sol) taraflı bir çarpışma için indüklenmiş açısal momentum $\vec{I}_{PF} = +(-)\vec{R}_0 \times \vec{p}_n$ huzme doğrultusuna dik olacak şekilde spin yönelimi sağlar. Benzer davranış $\vec{p}_{PF} > \vec{p}_0$ için de geçerlidir ve burada sökülen nükleonların momentumu, merminin momentumuna anti-paraleldir. Bu nedenle, huzme eksenine dik olan $\vec{I}_{PF} = -(+)\vec{R}_0 \times \vec{p}_n$ bir açısal momentum, sağ(sol) taraflı çarpışmalar için üretilir. Oblate spin doğrultmalar, momentum dağılımının kanatlarında meydana gelebilir [8, 59].

Mermi parçalanma reaksiyonlarında üretilen spin doğrultma miktarı bir dizi deneysel koşul nedeniyle değişmektedir. Üretilen spin doğrultulmaları %0.9 ile %35 arasında değerler almaktadır [8, 10, 11, 57, 59, 61, 62]. Kaynak [61]'de ^{22}Ne 'un parçalanması ile üretilen ^{12}B çekirdeği için gerçekleştirilen Seviye Karışım Rezonans (Level Mixing Resonance - LMR) ölçümleri verilmiştir. Gelen mermi çekirdekten beş nötron ve beş protonun sökülmesi ile %0.9 spin doğrultulması sağlanmıştır. Sökülen her nükleon beraberinde rastgele doğrultuda biraz

açısal biraz da doğrusal momentum kazanmaktadır, bundan dolayı parçacıklar düşük açısal momentumlarda kalmakta ve spin doğrultulması bozulmaktadır. ${}^9\text{Be}({}^{22}\text{Ne}, {}^{18}\text{N})\text{X}$ [61] ve ${}^9\text{Be}({}^{18}\text{O}, {}^{14}\text{B}\gamma)\text{X}$ [59] reaksiyonlarında, mermi çekirdekten $3p$ ve $1n$ sökülmesi meydana gelmiştir. İlk reaksiyonda spin doğrultulması için elde edilen değerler şunlardır; boylamsal momentum dağılımının merkezinde prolate spin doğrultulması %14.4 ve momentum dağılımının kanatlarında oblate spin doğrultulması %7.2 olarak elde edilmiştir. İkinci reaksiyonda, boylamsal momentum dağılımının merkezinde farklı momentum pencereleri için %5'ten daha az oblate ve prolate spin doğrultulmaları elde edilmiştir ve %8 oblate spin doğrultulması momentumun yüksek olduğu kuyruk bölgesinde gözlenlenmiştir. Tek parçacık sökülen ${}^{12}\text{C}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{B})\text{X}$ [61] reaksiyonunda, boylamsal momentum dağılımının merkezinde %4.7 prolate spin doğrultulması gözlenmiştir. $1p\ 2n$ sökülen ${}^9\text{Be}({}^{46}\text{Ti}, {}^{43}\text{Sc}\gamma)\text{X}$ [8] reaksiyonunda, merkezde yaklaşık %35'lik bir prolate spin doğrultulması gözlenmiştir ve dağılımın kanatlarında yaklaşık %15'lik bir oblate spin doğrultulması gözlenmiştir. Kaynak [10]'da $2p\ 1n$ sökülen ${}^9\text{Be}({}^{64}\text{Ni}, {}^{61}\text{Fe})\text{X}$ reaksiyonunda elde edilen spin doğrultulması merkezde %6.2'lik bir prolate ve kanatlarda %15.9'luk bir oblate spin doğrultulmasıdır. ${}^9\text{Be}({}^{136}\text{Xe}, {}^{127,128}\text{Sn})\text{X}$ [62] reaksiyonunda izomerik topluluğun üretilmesi ile momentum dağılımının kanatlarında oblate spin doğrultulması %19 ve merkezde prolate spin doğrultulması %12.4 olarak elde edilmiştir. Spin doğrultulmuş ${}^{43m}\text{S}$ çekirdeği ${}^9\text{Be}$ hedef üzerine gönderilen ${}^{48}\text{Ca}$ huzmesinin parçalanması ile üretilmiştir [12]. Momentum dağılım merkezinde elde edilen en uygun prolate spin doğrultulması %8.1'dir. Momentum dağılımının en dış kanatları seçildiğinde, parçacıklar %2.8'lik bir oblate spin doğrultulması sergilemektedir. Bahsedilen deneylerde momentum dağılımının bir fonksiyonu olarak spin doğrultulmaların türünün tutarlı olmasına rağmen, büyüklükleri farklıdır. Genel bir sonuç çıkaracak olursak, nispeten daha fazla nükleon sökülen reaksiyonlarda momentum dağılımları daha geniştir. Böylece, m alt durumları daha düzlemseldir ve daha az spin doğrultulması ile sonuçlanır [63]. Ayrıca, hedef levhanın kalınlığı da prolate spin doğrultulmasını etkilemektedir. Mermi, hedef levhayı geçerken enerjisini kaybeder. Dolayısıyla, çok kalın hedeflerde Δp_p değerinde de bir artma meydana gelir bu da momentum dağılımının merkezindeki prolate spin doğrultulmalarını azaltmaktadır.

Boylamsal parçacık momentumunun ($\vec{p}_{PF}$) bir fonksiyonu olarak polarizasyonun miktarı (P) Şekil 2.13'de gösterilmiştir. Yakın taraf çarpışması oluştuğunu düşünelim. Modele göre, parçacık $\vec{I}_{PF} = -\vec{R}_0 \times \vec{p}_n$ açısal momentumu elde eder. Eğer, sökülen nükleonların toplam momentumu ($\vec{p}_n$) huzme doğrultusuna paralel ise, bu P_{PF} 'nin alçak kısımlarındaki olaylar ile ilişkilidir ve negatif bir polarizasyon ($P < 0$) oluşturur. $\vec{p}_n$ 'nin huzme doğrultusuna göre anti-paralel olması durumunda, oluşan polarizasyon P_{PF} 'in yüksek kısımlarındaki olaylara neden olur ve pozitif bir polarizasyon ($P > 0$) ile sonuçlanır. Parçacıkların yörüngesel açısal momentumları, $\vec{P}_{PF}$ ($\vec{p}_{PF} \simeq \vec{p}_0$) momentumunun merkezinde, sol ve sağ taraflı reaksiyonlar için huzme doğrultusu civarında yönelir. Eğer, uzak taraf çarpışması meydana gelir ise, P 'ye karşı P_{PF} 'nin işareti tersine döner.



Şekil 2.15: (a) Oblate ya da (b) prolate spin doğrultmalarının farklı spin değerleri için σ/I ile olan ilişkisi [35].

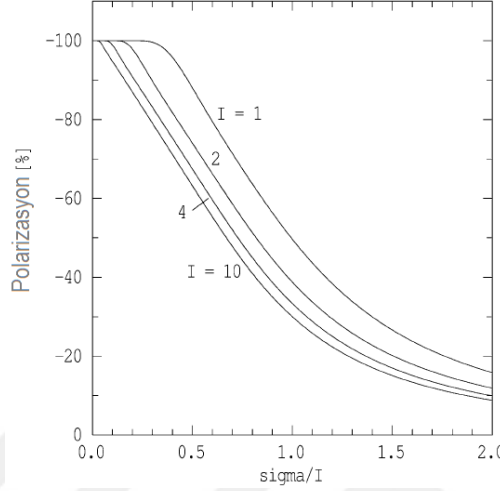
Mermi parçalanma reaksiyonunda açısal korelasyon ve dağılımın tipi, oblate ve prolate spin doğrultmaları ile polarizasyon durumları için $P(m)$ 'in alt durum dağılımları ile tanımlanabilir [35].

Oblate spin doğrultma için $P(m)$, Gauss dağılımı ile tanımlanırken, prolate spin doğrultma için Gauss dağılımının merkezi $m = \pm I_i$ etrafındadır. $P(m)$, oblate spin doğrultmaları için

$$P(m) = \frac{e^{-m^2/2\sigma^2}}{\sum_{n=-I_i}^{I_i} e^{-n^2/2\sigma^2}}. \quad (2.128)$$

ve prolate spin doğrultmaları için ise aşağıdaki şekilde tanımlanabilir.

$$P(m) = \frac{e^{-(I-|m|)^2/2\sigma^2}}{\sum_{n=-I_i}^{I_i} e^{-(I-|n|)^2/2\sigma^2}} \quad (2.129)$$



Şekil 2.16: Farklı spinler için polarizasyonun σ/I 'nin fonksiyonu ile ilişkisi [35]

Gauss dağılımı $m = +I_i$ etrafında merkezlendiği zaman, $P(m)$ aşağıdaki şekli alır

$$P(m) = \frac{e^{-(I-m)^2/2\sigma^2}}{\sum_{n=-I_i}^{I_i} e^{-(I-n)^2/2\sigma^2}}. \quad (2.130)$$

σ/I 'nin bir fonksiyonu olarak, oblate ya da prolate spin doğrultmaları ve polarizasyon arasındaki ilişki Şekil 2.15(a), Şekil 2.15(b), ve Şekil 2.16'da gösterilmektedir. Oblate ya da prolate spin doğrultması Denklem (2.66) ile hesaplanırken, polarizasyon Denklem (2.68) ile hesaplanır. Eğer spin yüksek bir değere sahipse, spin doğrultması ve polarizasyon miktarı I 'ya duyarlı değildir. σ/I 'nin bir fonksiyonu olarak oblate spin doğrultması farklı spinler için negatif değerler alırken, prolate spin doğrultması ve polarizasyon pozitif değerlere sahiptir.

2.4.2 Coulomb Uyarılması Reaksiyon Mekanizması ve Nükleer Spin Yönelimi

Yarıçapı R_1 ve yükü Z_1e olan bir çekirdeğin yarıçapı R_2 ve yükü Z_2e olan diğer bir çekirdek tarafından saçıldığını ele alalım. Bu iki çekirdeğin merkezleri r kadar

ayrıldığında etkileşim potansiyelleri

$$r \geq R_1 + R_2 = R_C \quad \text{için} \quad \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (2.131)$$

ve genellikle aşağıdaki gibi temsil edilir

$$r \leq R_1 + R_2 = R_C \quad \text{için} \quad \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right). \quad (2.132)$$

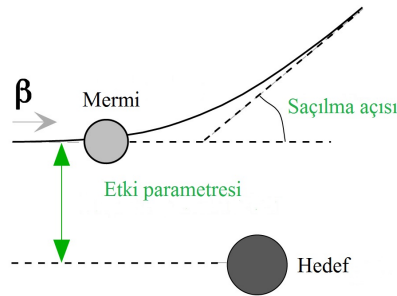
Eğer hedef, mermiye göre daha ağırsa, hedefin durgun kalacağını merminin ise parabolik bir yörüngede hareket edeceğini düşünebiliriz. Etki parametresi b , merminin takip edeceği parabolün asimptotunun hedefe olan uzaklığını verir. Etki parametresinin bir fonksiyonu olarak merminin saçılma açısı θ aşağıdaki denklem ile verilir

$$\cot \left(\frac{\theta}{2} \right) = \frac{2b}{d_0}, \quad (2.133)$$

burada d_0 , en yakın yaklaşma mesafesidir, burada $\nu_0 = 0$ ve θ artıkça $b = 0$ ve $\theta = \pi$ kafa kafaya çarpışma olana kadar b azalmaktadır. Şekil 2.17, sonsuz ağırlıkta bir çekirdek için bu durumu göstermektedir. b ile d arasındaki ilişki

$$b^2 = d(d - d_0). \quad (2.134)$$

ile ifade edilir. $b = 1$ olduğunda sıyrılma (grazing) çarpışması meydana gelir



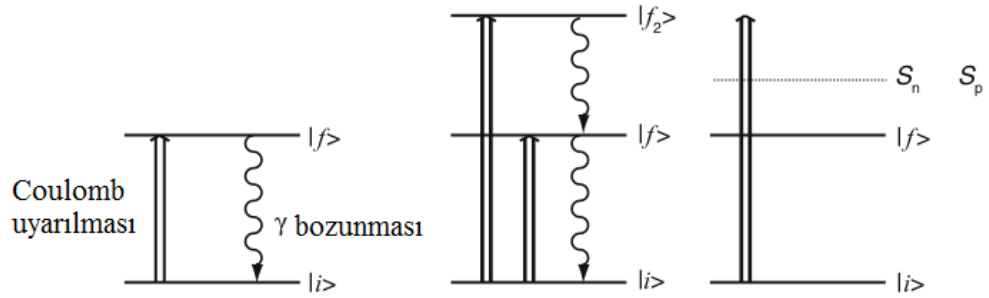
Şekil 2.17: Oldukça ağır bir hedef çekirdek tarafından saçılan merminin şematik bir gösterimi. β hızına sahip bir huzme için, saçılma açısı θ , etki parametresi b 'ye bağlıdır.

Kütlesi m ve nükleer yükü Z_1e olan mermi ile nükleer yükü Z_2e olan hedef çekirdek arasında oluşan kuvvet Coulomb kuvvetidir ve $Z_1Z_2e^2/R_C^2$ ile ifade edilir. Burada, iki çekirdek arasında nükleer etkileşim yokluğunda en yakın yaklaşma mesafesi $R_C = r_{0C}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ ifadesi ile hesaplanır. İki çekirdeğin yükleri aynı işarete sahip olduğunda, Coulomb kuvveti iticidir. Bu itmenin aşılabilmesi ve nükleer kuvvet erimi içerisinde hedef çekirdeğe yaklaşabilmek için, göreceli hareketin kinetik enerjisi, E_C Coulomb engeli adı verilen enerji eşliğini geçecek kadar olmalıdır. Bu Coulomb potansiyel enerjisine eşittir ve aşağıdaki gibi ifade edilir

$$E_C = \frac{Z_1Z_2e^2}{R_C}. \quad (2.135)$$

Coulomb uyarılması inelastik bir saçılma sürecidir. Proton, α , ya da ağır iyonlar gibi yüklü nükleer mermi, Coulomb itmesinden dolayı aslında klasik Coulomb (ya da Rutherford) yörüngesi boyunca hareket etmektedir (bakınız Şekil 2.17). Ancak zamanla değişen elektrik alan, uyarılma enerjisini hedefe en yakın yaklaşma mesafesi yakınlarında, elektromanyetik alan yardımıyla ya da tam tersi şekilde aktarır. Merminin λ indirgenmiş de Broglie dalga boyu, $\lambda(\text{fm}) \approx 4.5/\sqrt{m(\text{amu})E(\text{MeV})}$ ile verilmektedir, burada E mermi enerjisi, m ise merminin kütlesidir. Kafa kafaya bir çarpışmada merminin dalga boyu λ en yakın yaklaşma mesafesinin yarı değerine göre yeterince kısa ise ($\lambda \ll d_0/2 = Z_1Z_2e^2/(2E_{CM})$), çarpışma yarı klasik yaklaşımlarla ele alınır. Diğer yandan $\lambda \gg d_0/2$ ise, Born yaklaşımı uygulanır. Coulomb uyarılma süreci, yüklü parçacıkların bombardıman enerjisi Coulomb bariyerinin altında ya da etki parametresi $b > R_C$ ise gerçekleşir. Böylece, çok iyi bilinen uzun erimli Coulomb kuvveti süreç içerisinde etkin hale gelir ve nükleer kuvvet yok sayılabilir. Saf Coulomb uyarılması gerçekleştirebilmek için bombardıman enerjisinin Coulomb bariyerinin altında olduğundan emin olmak gerekir. Bombardıman enerjisi Coulomb bariyerinin üzerine ya da etki parametresi $b < R_C$ gibi bir değer alırsa, yukarıda bahsedilen iki kuvvet de etkin olur. Aslında nükleer kuvvet Coulomb bariyerinin altındaki enerjilerde etkiye sahip olabilir. Bu etkiler, Coulomb uyarılması tesir kesitleri $B(E2)$ değerlerini ve kuadrupol momentleri elde etmek için kullanılırsa önemlidir. Bizim çalışmamızda açısız korelasyonlar birincil öneme sahip olduğu için, enerji E_C 'nin %90 altında olduğunda

‘coulomb-nükleer’ etkileşimi ihmal edilebilir. Nükleer kuvvetler 1 fm mertebesinde, kısa erime δ sahiptirler. Yörünge üzerindeki r mesafesi, en fazla yaklaşma mesafesi olan R_C değeri ve nükleer kuvvetin erim mesafesine kıyasla büyük bir değerse ($r > R + \delta$), Denklem (2.131) ve (2.132)’de verilen potansiyeller geçerlidir. Fakat, r ’nin küçük değerleri için bu denklemler nükleer kuvvetin çekici özelliği de gözönüne alınarak yeniden düzenlenmelidir. Coulomb itme kuvveti ile nükleer çekme kuvveti arasında bir etkileşim etkisi vardır ve bu etkilerin gözlemlenmesi nükleer kuvvet hakkında bilgi edinmemizi sağlayabilir. Hem Coulomb bariyeri altında hem de üstünde, Coulomb etkileşimi gelen parçacığı nükleer boyutlarda saptırmaktadır. Ek olarak, hem hedef hem de merminin bir kaç MeV mertebesine kadar uyarılabilir [64, 65]. Şekil 2.18, $|i\rangle$ temel seviyesinde bulunan bir çekirdeğin, Coulomb uyarılması ile $|f\rangle$ uyarılmış bir duruma geçmesi ve gama ışını yayımlayarak temel duruma dönmesini görsel hale getirmektedir.



Şekil 2.18: Coulomb uyarılmasını takiben γ -bozunumunun şematik gösterimi.

Coulomb uyarılma teorisi sıklıkla yarı klasik yaklaşımlar temeline dayanır. Burada elektromanyetik alanın kaynağı Rutherford yörüngesinde hareket eden nokta yük klasik şekilde ele alınırken, nükleer uyarılma ise kauntum mekaniksel modeller ile hesaplanır. $d_o/(2\lambda)$ oranı Sommerfeld parametresi olarak adlandırılır ve η ile gösterilir, bu paremetre

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2\hbar c \beta}, \quad (2.136)$$

şeklinde yazılır. Burada Z_1 ve Z_2 sırasıyla mermi ve hedef çekirdeklerin yükleri, $\beta = v/c$ ise mermi çekirdeğin ışık hızına göre göreceli büyük uzaklıklardaki hızıdır.

$\eta \gg 1$ olduğu zaman, yörüngenin klasik tanımı sağlanmaktadır. Mermi çekirdek, klasik hiperbolik yörüngede hareket ederken, nükleer uyarılma çekirdeğe etki eden zaman bağımlı elektromanyetik alandan kaynaklanmaktadır. Nükleer bir seviyenin diferansiyel tesir kesiti, düşük enerjilerde (örneğin Coulomb bariyerinin altında) detaylı olarak hesaplanır. Bu enerji bölgesinde, mermi ve hedef çekirdeklerin yük dağılımları üst üste çakışmaz ve bu da sadece elektromanyetik etkileşime neden olur. Belirli bir $|f\rangle$ nükleer seviyenin $|i\rangle$ seviyesinden uyarılması için toplam diferansiyel tesir kesiti aşağıdaki gibi verilir

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_C = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} \cdot P_{i \rightarrow f}, \quad (2.137)$$

burada $(d\sigma/d\Omega)_C$ ve $(d\sigma/d\Omega)_{Ruth}$ terimleri sırasıyla diferansiyel Coulomb ve Rutherford tesir kesitleri ve $P_{i \rightarrow f}$ Coulomb uyarılma olasılığıdır. $|i\rangle$ ilk seviyesinden $|f\rangle$ son seviyesine Coulomb uyarılma tesir kesiti σ olan, $|f\rangle \rightarrow |i\rangle$ bozunması için $I_{f \rightarrow i}$ açığa çıkan gama ışınlarının ölçülmesi ile belirlenmektedir. Coulomb uyarılma olasılığı, ilk durumdan $|i\rangle$ son duruma $|f\rangle$ uyarılma genliği b_{if} 'nin karesidir ve manyetik alt durumlar üzerinden toplamı ve ortalaması aşağıdaki şekilde verilmektedir.

$$P_{i \rightarrow f} = \frac{1}{(2I_i + 1)} \sum_{m_i m_j} |b_{if}|^2 \quad (2.138)$$

Zaman bağımlı pertürbasyon teorisinde, uyarılma genliği

$$b_{if} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle f | H_{int}(t) | i \rangle e^{i \frac{E_f - E_i}{\hbar} t} dt. \quad (2.139)$$

ile bulunur, burada E_i ve E_f ilk ve son nükleer seviyelerin enerjileridir ve $H_{int}(t)$ terimi ise hedef ve mermi çekirdekleri arasındaki zaman bağımlı elektromanyetik etkileşimi ifade etmektedir. H_{int} 'in seviyeleri arasındaki matris elemanı, Denklem (2.139)'de verilen γ radyasyonunun yayınlanmasıyla meydana gelen elektromanyetik bozunumu tanımlamaktadır. İlk ve son seviyeler, belirli spin ve pariteye sahiptirler ve etkileşimin multipol serilerine açılması uygundur. Bu seriler ihmal edilen manyetik etkileşimler nedeniyle çok çabuk yakınsar ve en

düşük elektrik terimler katkıda bulunur. Böylece, matris elamanı kendiliğinden gama yayınlanması, çoğunlukla $E2$ ya da kuadrupol uyarılmalar sırasında oluşan elektrik multipol matris elemanları ile orantılıdır [66].

Coulomb uyarılması için olasılık genellikle geçiş zamanından ($t_{trans} = \hbar/(E_f - E_i)$) daha hızlı olan ($t_{coll} = d_o/2v$) ile verilen etkileşim zamanı koşulu altında meydana gelir. Bu durum adyabatik koşul olarak adlandırılır ve sıklıkla nicel olarak çarpışma zamanı ile geçiş zamanı oranı olarak aşağıdaki gibi ifade edilir,

$$\xi = \frac{d_0(E_f - E_i)}{2\hbar c\beta}. \quad (2.140)$$

Coulomb uyarılması için tesir kesiti, adyabatik parametrenin $\xi < 1$ şartını sağlaması durumunda, büyük değer alır. Mermi çekirdeğin enerjisi çok düşük ya da uyarılma enerjisi çok yüksektir öyle ki $\xi \geq 1$ ise, Coulomb uyarılma olasılığı üssel olarak ξ 'ye bağlı olarak azalır [67]. Bu adyabatik koşul, muhtemel uyarılma enerjisini bariyer altı çarpışmalarda 1-2 MeV'in altında olması koşulu ile sınırlar.

Merminin enerjisi arttırıldığında, bu sınırlama aşarak yüksek seviyelerde uyarılma elde etmek mümkündür. Bu durumda, Rutherford yörüngesindeki eksen kayıklığı durumu bir düz çizgi halini alır, çünkü Coulomb itmesi yüksek momentumlu yörüngenin daha az sapmasına neden olur. Çekirdeğin hala sadece elektromanyetik olarak etkileştiği en kısa uzaklık, nükleer yarıçapların (R_C) toplamı kadardır. Çok yüksek enerjilerde, mermi ve hedefin elektromanyetik alanları arasındaki Lorentz dönüşümleri hesaba katılmalıdır. Bu dönüşüm, huzme eksenine dik olan elektrik alanının gücünü arttırmaktadır. Bundan dolayı da, en yakın yaklaşma mesafesinin yarı uzaklığı, $d_0/2$, Lorentz faktörü $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ ile değiştirilir ve $d_0/(2\gamma)$ halini alır. Etkileşim zamanı oldukça azdır ($b/(\gamma v)$) ve bu süre zarfında elektrik alan gücü Lorentz dönüşümleri ile arttırılmaktadır. Böylece, çoklu Coulomb uyarılması mümkün değildir. Tek basamaklı Coulomb uyarılması, taban durumdan uyarılmış duruma geçiş olayında baskındır ve bu geçişler arasında, reaksiyon anı olduğu için $E2$ geçişleri tercih edilen geçişlerdir [68]. Bu nedenle, çift-çift çekirdeklerde Coulomb uyarılmasıyla beraber ağırlıklı olarak ilk uyarılmış 2^+ seviyeleri üretilmektedir. Böyle bir çarpışma için Denklem (2.140)'daki adyabatik

koşul aşağıdaki hali alır,

$$\xi = \frac{d_0(E_f - E_i)}{2\gamma\hbar c\beta}. \quad (2.141)$$

Bu koşul, en yakın yaklaşma mesafesinin yarısına, merminin hızına ve çekirdeğin uyarılma enerjisi $(E_f - E_i)$ 'ye bağlıdır. Bu denklemden, ağır iyon çarpışmaları için 100 MeV/nükleon gibi bir enerjinin üzerindeki bombardıman enerjisi ile seviyeler yaklaşık 10-20 MeV'lik enerjiye kadar uyarılabilir.

Çekirdeğin huzme enerjisi, $P(m)$ popülasyon parametresi üzerinde büyük bir etkiye sahiptir, böylece $W(\theta_p, \theta_\gamma, \Delta\phi, t)$ de ciddi bir şekilde etkilenir. Coulomb reaksiyonu ile uyarılmış bir çekirdekte, spin doğrultması huzme enerjisi ve saçılma açısına bağlıdır. Huzme enerjisi ya da saçılma açısı azaldığında, spin doğrultma huzme enerjisi ile işaret değiştirerek azalır [69]. Mg ölçümü için spin doğrultması oblate bölgede yer almaktadır.

2.5 DENEYSEL g FAKTÖR ÖLÇÜM TEKNİKLERİ

İlgilenilen bir nükleer seviyenin g faktör ve manyetik moment ölçümü için bir çok farklı teknik bulunmaktadır. Bazı deneysel teknikler manyetik moment ölçerken, diğerleri g faktör ölçümü yapmaktadır. Spin presesyon ve uyarılmış seviyelerin pertürbe açısal dağılım/korelasyon teknikleri ile ölçümler g faktörü verirken; örneğin temel seviye üzerine lazer spektroskopisi ve uzun yarı ömürlü izomer seviyeler için yapılan ölçümler manyetik moment bilgisini verir. Uyarılmış seviyenin seviye ömrüne, spin değerine, uyarılmış seviyenin elde edilme yöntemine, bozunma mekanizmasına ve atomun kimyasal özelliklerine bağlı olarak, farklı deneysel teknikler uygulanması gerekir.

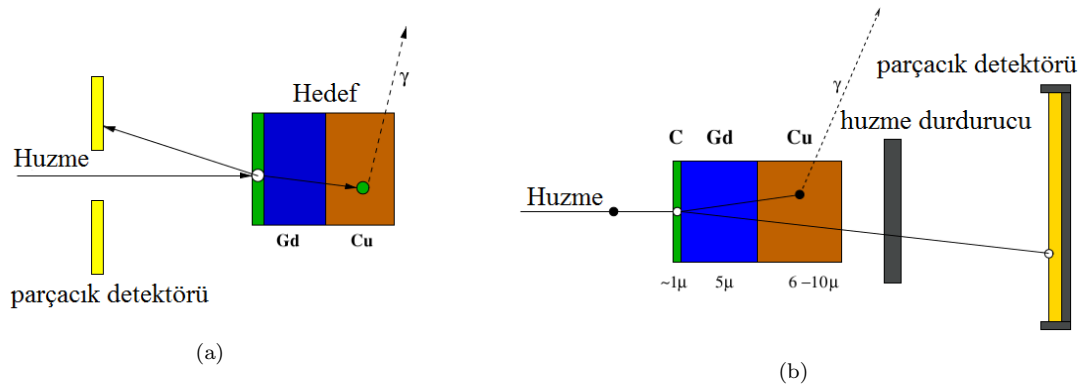
Uyarılmış bir seviyenin g faktör ölçümü, bu uyarılmış seviyede, I spinine ve μ manyetik momentine sahip nükleonların, spin yönlendirilmiş bir topluluğu olarak, uygun bir reaksiyon ile üretilmesini gerektirir. Bu spin topluluğu, bir dış manyetik alan veya aşırı ince yapı manyetik alanı, $(\vec{B})$ ile pertürbe edildiğinde, oluşan tork nedeni ile manyetik alan yönü etrafında $(\vec{\omega}_L = g\mu_N\vec{B}/\hbar)$ Larmor

frekansı ile presesyon hareketi yapar. Belirli bir t zamanı için bu presesyon açısı $\Delta\theta = \omega_L \cdot t$ ifadesi ile belirlenebilir. Spin dönme hareketi, uyarılmış seviyeden yayınlanan γ ışınlarının açısal dağılımındaki modifikasyonun ölçülmesi ile gözlenebilir. İlgilenilen nükleer seviye ömrü, pikosaniye mertebesinde ise, gözlenebilir bir presesyon hareketinin tetiklenebilmesi için kTesla büyüklüğünde kuvvetli manyetik alanlar gerekir. Laboratuvar magnetleri, bu mertebede kuvvetli dış alanları üretmeye yeterli olmadığından, aşırı ince yapı manyetik alanlarının kullanılması bir zorunluluktur.

Bu durumlar için kullanılabilir aşırı ince yapı manyetik alanları olarak, Geçiş Alanı (Transient Field - TF) [1] ve vakumda geri tepen (Recoil in Vacuum - RIV) iyonların, serbest iyon aşırı ince yapı alanı [2, 3] verilebilir. Bu tekniklerin ayrıntıları takip eden bölümlerde verilmektedir.

2.5.1 Geçiş Alanı Yöntemi

Bu yöntem, ferromanyetik bir metaryalde ilerleyen iyonların, malzeme içerisinde polarize elektronları toplamasına veya belirli spin doğrultusuna sahip elektronları malzemenin boş yörüngelerine vermesi olgusuna dayanır [70, 71]. Temel olarak, ilerleyen iyonun çekirdeğinde, elektron bulutu nedeni ile yaratılan etkin manyetik alan kavramına dayanır. Yalnızca iç kabuk elektronları bir kaç kTesla gücünde geçiş alanı yaratabilir. Bu alanlar klasik dış alanlar gibi davranır ve nükleer seviyenin ömrüne duyarlı değildir, ve artan iyon hızı ile v/c %10'a kadar artar [72, 73].



Şekil 2.19: Geçiş alanının, (a) konvansiyonel ya da (b) ters kinematik yöntemi ile ölçülmesinin şematik gösterimi [74].

Son otuz yılda, bir dizi TF ölçümü gerçekleştirilmiş ve pek çok kararlı çekirdeğin ilk uyarılmış seviyelerinin g faktör değerleri belirlenmiştir. Bu ölçümlerde genellikle çok katlı hedefler kullanılmıştır. İlgilenilen iyonlar üretilir ya da Şekil 2.19(a)'da gösterildiği gibi ilk tabakada, konvansiyonel kinematik koşullarda ($A_{\text{huzme}} < A_{\text{hedef}}$) oluşan Coulomb uyarılması sonucu elde edilir. Hedeften geri saçılan parçacıklar, huzme geliş doğrultusu ile 180° açı yapan dairesel bir dedektör ile algılanabilir. Geri tepen iyonlar, polarize ferromanyetik ikinci katmanda yol alır ve geçiş alanının etkisi altında, spin presesyon hareketi yaparlar. Bu iyonlar, genellikle, manyetik alan etkisi altında olmayan üçüncü katmanda durdurulur ve burada bozunuma uğrarlar. Böylelikle, spin presesyon hareketinin ölçümü, bozunmada yayınlanan gamaların açısız korelasyonundaki bir pertürbasyon olarak gözlenir ve g faktörün büyüklüğünü ve işaretini verecek şekilde analiz edilebilir. Deneylerin analizinde, yalnızca geri-saçılan parçacıklarla eş zamanlı olarak yayınlanan γ ışınları göz önüne alınır.

Huzme olarak kullanılan ilgilenilen çekirdeklerin sağladığı avantajlar nedeni ile son on yılda çalışmalar, Şekil 2.19(b)'de verilen ters kinematik ($A_{\text{huzme}} > A_{\text{hedef}}$) geometrisine yönelmiştir. Bu durumda, ilk katmanda Coulomb uyarılmasına uğrayan mermi parçacıkları, ferromanyetik ikinci katmanı geçerek, üçüncü katmanda durdurulurlar. Daha hafif olan hedef çekirdekler, huzme doğrultusuna göre ön pozisyonda yerleştirilmiş bir dedektöre ulaşırlar. Hedef çekirdeklere göre daha ağır olan ve hedef çekirdekleri ileri yönde iten huzme çekirdekleri ya hedef içerisinde ya da ilave bir folyoda durdurulurlar ve dedektöre ulaşamazlar. Ağır iyon huzmeleri karakteristik olarak karbon hedefler kullanıldığında, polarize ferromanyetik malzeme içerisinde daha yüksek geri tepme enerjisine sahip iyonlar elde edilir ve bu olgu, artan geçiş alanına ve iyileştirilmiş spin presesyon hareketine yol açar. Ayrıca, parçacıklar huzme geliş doğrultusunda odaklanır ve tüm reaksiyon ürünlerinin algılanması sonucu, yüksek sayım istatistiği elde edilir [75].

Geçiş Alanı ölçümlerinde, üzerinde en fazla durulan konu, üretilen aşırı ince yapı manyetik alanının gücünün tam olarak belirlenebilmesidir. Genellikle, TF gücü, s yörüngesinde çiftlenmemiş elektronlara sahip iyonların sayısı ile orantılıdır ve

aşağıdaki ifade ile verilebilir:

$$B_{ns} = \sum_n q_{ns}(Z, v_{ion}) \cdot p_{ns}(Z, v_{ion}, host) \cdot B_{ns}(Z). \quad (2.142)$$

Burada, $q_{ns}(Z, v_{ion})$ s yörüngesindeki tek elektron konfigürasyonunun yük dağılımını, $p_{ns}(Z, v_{ion}, host)$ iyonların polarizasyon derecesini ve B_{ns} aşırı ince yapı alanını temsil eder.

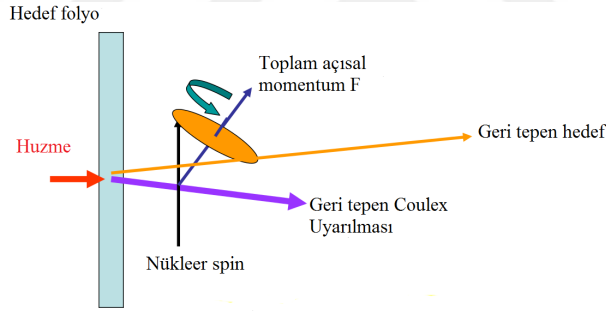
Deneysel olarak yük dağılımları, yalnızca malzemeden çıkan iyonlar için elde edilebilir. Malzeme içerisindeki iyonların benzer yük dağılımına sahip olduğu varsayımı yapılırsa da, bu iyonlar için farklı hız bağımlılığı söz konusudur ve TF yük dağılımı doğrudan ilişkili olmayan iç boşluklar tarafından üretilir. Ayrıca, ferromanyetik malzemeden hareketli iyonlara transfer edilecek gerekli polarizasyon mekanizması da tam olarak anlaşılamamıştır. Geçiş alanı gücünü belirlemek için en iyi yöntem, g faktörü bilinen bir izotopun aynı hız aralığına sahip, aynı iyonla gerçekleştirilecek kalibrasyon ölçümüdür. Bununla birlikte, var olan kalibrasyon ölçümleri çok kısıtlıdır ve bir kaç özel durum hariç, kesin duyarlılık göreceli olarak zayıftır.

Yakın zamana kadar, $g(2^+)$ ölçümleri yaygın olarak kararlı çekirdeklerle sınırlıydı. Bu sınırlama, radyoaktif iyon huzmelerin (RIB) kullanımı ile aşılmaya başlanmıştır. TF tekniği, radyoaktif iyon huzmelerinin kullanımı için, konvensiyonel iyon hız rejimi ve kararlı huzme TF ölçümlerinde konvensiyonel olarak elde edilen daha yüksek hızlar ile geliştirilmiştir. Bu yeni yaklaşım, Yüksek Hızlı Geçiş Alanı (HVTF) tekniği olarak adlandırılmıştır [76–78].

Kararlı iyon huzmelerine oranla bir kaç mertebe daha zayıf, radyoaktif ve huzmede izobarik kontaminasyona sahip olan Radyoaktif İyon Huzmeleri ile TF yöntemi, bir dizi zorluğa sahiptir. Gözlenen presesyon açısı küçüktür. Bu nedenle, arzu edilen kesinlikte g faktör ölçümü, iyi istatistik gerektirir. RIB yönteminde, genellikle hedefte durdurulamayan huzme, yüksek oranda radyoaktif background oluşmasına yol açar.

2.5.2 Vakumda Geri Tepme Yöntemi

Vakumda Geri Tepme (RIV) tekniği Şekilde 2.20’de gösterilmektedir. Uyarılmış çekirdekler, uygun bir reaksiyonla, hedef folyoyu vakumda geri tepen yüklü iyonlar halinde terk edip, uçarken havada bozunacak kadar yol alabilecek yeterli enerjiye sahip olarak üretilirler. Vakumda, geri tepen iyonun elektron atom spinini, $\vec{J}$ rastgele yöneline sahiptir. Coulomb uyarılması sonrasında geri tepen nükleer spinini $\vec{I}$, başlangıçta, hedef düzleminde spin yönlendirilmiştir. Serbest iyon vakumda yol alırken, Şekil 2.6’de gösterildiği gibi, elektronun oluşturduğu atom spinini $\vec{J}$ ile nükleer spin $\vec{I}$ aşırı ince yapı etkileşmesi ile çiftlenim yapar ve her iki spin kendi oluşturdukları toplam $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ spinini etrafında presesyon hareketi yaparlar. Bozunmada yayınlanan gamaların dağılımındaki anizotropi böylece zayıflar. g faktör ölçümü için, bozunan seviyeden yayınlanan γ ışınlarının açısal dağılımındaki azalan anizotropi, aşırı ince yapı etkileşmesi ile elde edilir.

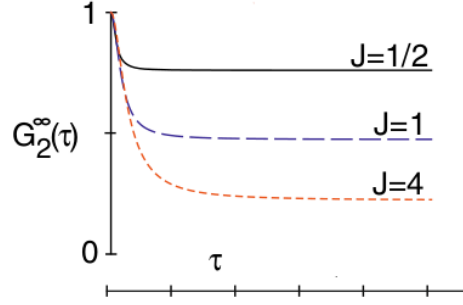


Şekil 2.20: RIV deneysel düzeneğinin şematik gösterimi.

Son zamanlarda, ağır radyoaktif iyon huzmelerine de uygulandığı şekliyle, RIV tekniğinde, aşırı ince yapı frekansının farklı elektronik konfigürasyonlar üzerinden ortalamasının alınması, Şekil 2.21’de gösterildiği gibi, G_k , vakum zayıflama faktörünün, ilgilenilen seviye ömrüne, yarı üssel olarak bağımlı olduğuna işaret etmektedir [4–6]. Kesin yük dağılımını, seviye elektron konfigürasyonunu ve aşırı ince yapı etkileşme gücünü bilmeksizin, bu bağımlılığın tam formunu elde etmek kolay değildir. Bu nedenle, bilinen g faktörlerle ölçümler gereklidir. Zaman üzerinden integre edilmiş zayıflama faktörleri aşağıdaki şekilde verilir;

$$G_k^\infty(\tau) = \int_0^\infty G_k(t) e^{-t/\tau} dt / \tau, \quad (2.143)$$

Burada, τ nükleer seviyenin ortalama ömrüdür. Seviye ömrünün kesin olarak bilinmesi bu nedenle önemlidir.



Şekil 2.21: Atom spini $I=2$ değerine bağlı, zaman integralli zayıflatma katsayıları [79].

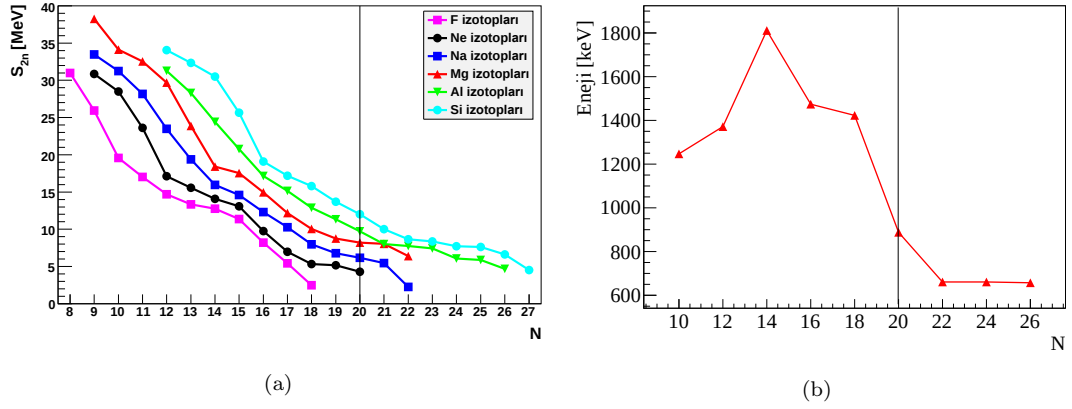
Radyoaktif huzme ile uyarılmış seviyenin manyetik momentinin ölçülmesinde kullanılan RIV tekniği, TF tekniğinin kullanıldığı deneylerde karşılaşılan bir çok sorunu gidermektedir. Hedef daha ince olabildiğinden, huzme ya da Coulomb uyarılmış iyonlar hedef içerisinde durdurulmakta, dolayısı ile background radyasyonu azalmaktadır. Seviye bozunumundan yayınlanan gamalar oldukça fazla anizotropi gösterdiğinden, zayıflama katsayıları, görelî olarak düşük olan sayım istatistiğine karşın, g faktör ölçümüne yetecek derecede ölçülebilmektedir.

TF yöntemi manyetik alana dik düzlemde, belirli açılarda dedektör gerektirirken, RIV yönteminde iyi kaplanmış γ ışın dedektörlerinde tüm açılarda kullanılabilir.

2.6 ÖNCEKİ DENEYSEL ÇALIŞMALAR

2.6.1 $N = 20$ Bölgesi

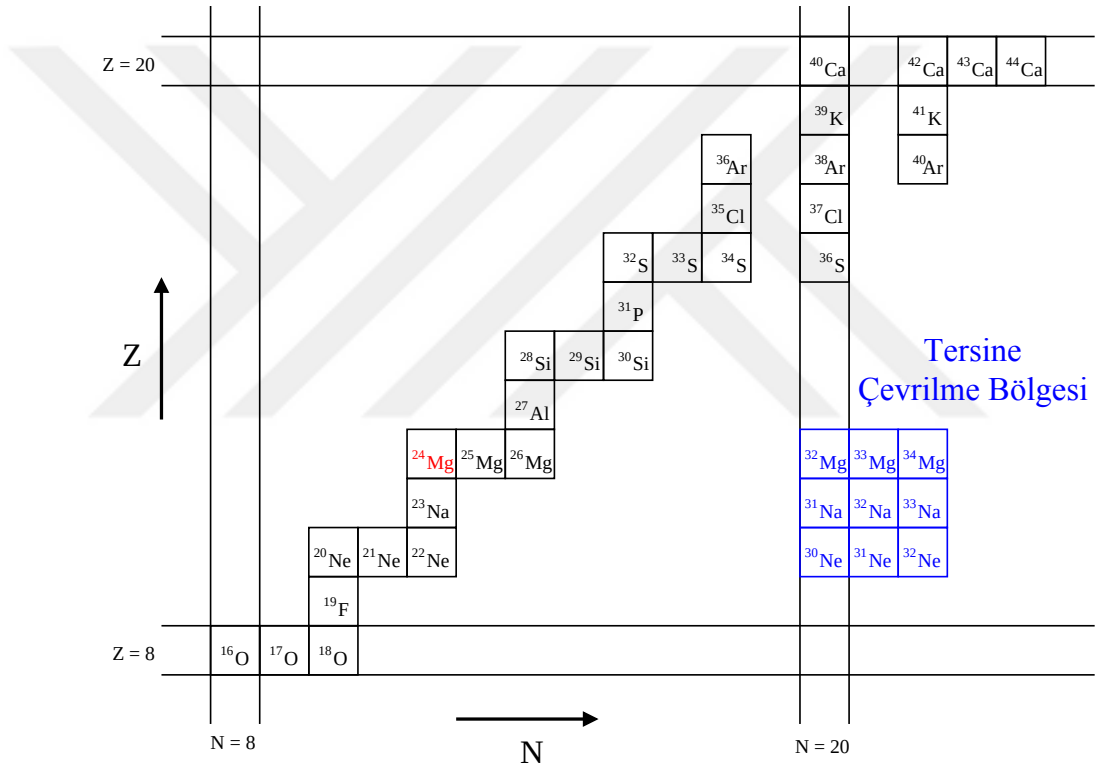
Mayer ve Jensen'dan bu yana, nükleer kabuk model, çekirdek yapısının anlaşılmasında temel rol oynamıştır. Egzotik çekirdekler bölgesinde kabuk modelin gelişimi, modern nükleer fizik çalışmalarının merkezini oluşturmaktadır. Şekil 2.22(b)'de verilen Mg izotoplarının 2_1^+ seviye enerjileri takip edildiğinde, nötron sayısı $N = 20$ olan ^{32}Mg izotopu için bu seviye enerjisinde artış bekleyen standart kabuk model öngörüsüne karşın, 2_1^+ seviye enerjisinde azalma görülmektedir. Şekil 2.22(a)'de F, Ne, Na, Mg, Al ve Si izotopları için δ_{2n} , iki



Şekil 2.22: (a) “Tersine Çevrilmiş Bölge” civarındaki çekirdekler için iki nötron ayırma enerjileri [80, 81] ve (b) ^{24}Mg izotopunun 2^+ seviyesi için uyarılma enerjisi [82].

nötron ayırma enerjileri görülmektedir. Ne, Na ve Mg izotopları, nötron ayırma enerjilerinde ani düşme ile azalan bir nötron ayırma enerjisi trendine sahiptirler. Bu davranış, yukarıda belirtilen izotoplar için $N = 20$ kabuk kapanışının zayıfladığının kuvvetli bir göstergesidir. Şekil 2.23’te “Tersine Çevrilme Bölgesi” gösterilmektedir [83]. Bu bölge, $N \sim 20$ civarında aynı spin-pariteye sahip ancak farklı deformasyon gösteren nötron zengin hafif çekirdek bölgesidir. “Tersine Çevrilme Bölgesi (Island of Inversion)” içerisinde kalan çekirdeklerin temel seviyeleri deforme iken, bu bölge dışında yer alan izotoplarda deforme seviyeler uyarılmış seviyelerdir. Bu nedenle bölge “Tersine Çevrilme Bölgesi” olarak adlandırılmıştır. Kararlılık çizgisinden uzakta, $N = 20$ sihirli sayısının kaybolması ilk kez $^{27-32}\text{Na}$ izotoplarının bağlanma enerjisi ölçümlerinde keşfedilmiştir [84]. ^{31}Na ve ^{32}Na izotoplarının, kuramsal olarak öngörülenden daha sıkı bağlı olduğu bulunmuştur. Bu olgu, deformasyon nedeni ile, kabuk ayrılma enerjisinde azalma olduğu şeklinde açıklanmıştır. Bir diğer çalışmada, “Tersine Çevrilme Bölgesi”, yarı sihirli olarak kabul edilen ^{32}Mg izotopu ve çevresindeki izotoplarda gözlenen artan kolektivitinin gözlenmesi yoluyla kanıtlanmıştır [85, 86]. Ek olarak, ^{32}Mg izotopunun, sırası ile ^{31}Mg ve ^{33}Mg izotopları baz alınarak gerçekleştirilen tek parçacık ve tek boşluk nükleer moment ölçümleri, seviyelerin spin-pariteleri ile birlikte, nükleer yapıları hakkında da bilgi sağlamıştır [87–90]. Kabuk yapısında gözlenen bu modifikasyonun açıklaması, nükleer kuvvetin tensör kısmına atfedilmiştir [91]. Yine de, şu an için, ^{32}Mg izotopunun nükleer dalga fonksiyonu üzerine ayrıntılı deneysel bilgide, eksiklik

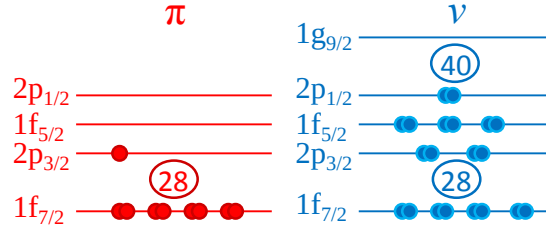
bulunmaktadır. Nükleer seviye dalga fonksiyonunun ayrıntılı kompozisyonuna özellikle duyarlı olan nükleer moment ölçümleri, bu anahtar çekirdek için, küresel yapı ile intruder yörünge arasındaki tercihin açıklanması açısından büyük öneme sahiptir. Çift-çift ^{32}Mg izotopunun 0^+ spin-pariteli temel seviyesi, tek parçacık özelliğinin incelenmesine izin vermez. Bu nedenle, en yakın çözüm, nükleer moment ölçümünün ilgili yörüngelerin seviye dalga fonksiyonu üzerine etkisini açıklaması bakımından uygun olan ilk uyarılmış 2^+ seviyesinin nükleer momentinin ölçülmesidir. Çift-çift Mg çekirdeklerinin 2^+ seviyesinin g faktör ölçümlerinin $N = 20$ civarında kabuk modifikasyonuna duyarlı olduğu belirtilmektedir [92].



Şekil 2.23: Nükleer cetvelin “Tersine Çevrilme Bölgesi”ni gösteren kısmi nükleer cetvel.

2.6.2 $N = 40$ Bölgesi

Nötron zengin çekirdeklerde nükleer kabuk yapısı değişim göstermekte ve kararsız çekirdeklerde sihirli sayılar kararlı çekirdeklerden farklılık göstermektedir. $Z = 28$ kapalı kabuğu dışında bir protona sahip nötron zengin ^{69}Cu izotopu, ^{68}Ni bölgesi için iyi bir tek parçacık test çekirdeğidir. Harmonik osilatör modelinde sihirli,

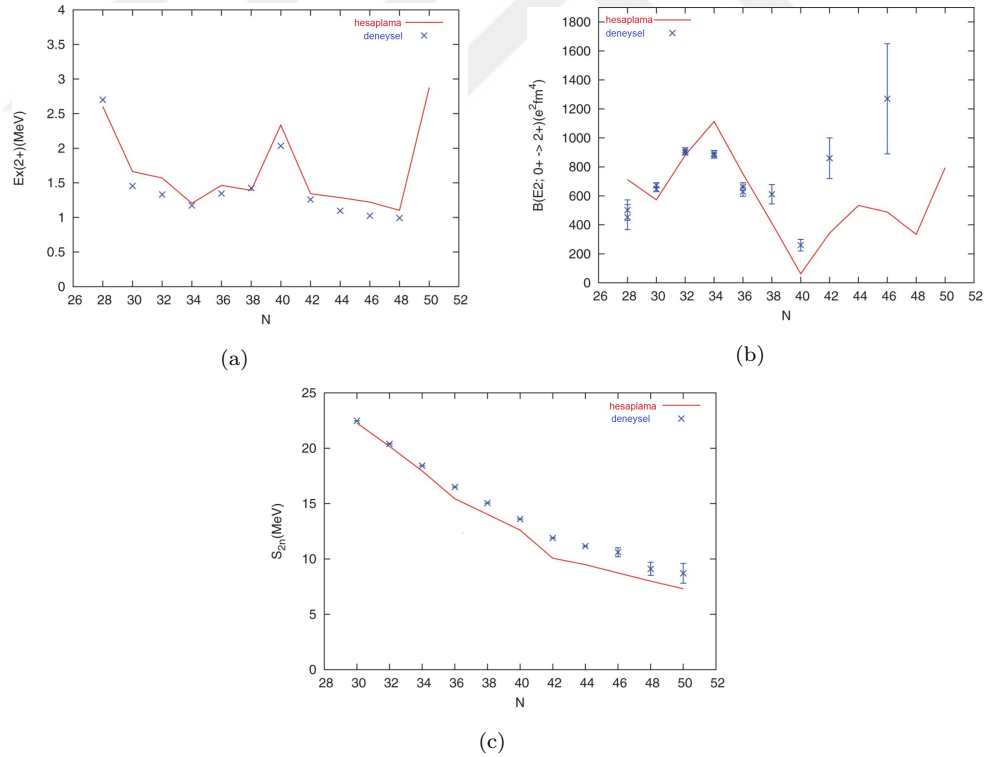


Şekil 2.24: ^{69}Cu izotopu için kabuk model yörünge işgalinin şematik gösterimi

ancak kabuk modelinde sihirli sayı olmayan $N = 40$ nötron kapalı kabuk çekirdeği ^{68}Ni izotopu, çift-çift sihirli ^{56}Ni izotopuna kıyasla, yüksek 2^+ seviye enerjisi ve üç kez daha düşük $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ geçiş gücü nedeniyle çift sihirli çekirdek özelliği göstermektedir [93] (bakınız Şekil 2.25) [94]. Bununla birlikte, iki nötron ayırma enerjisinin Şekil 2.25'te verildiği gibi $N = 40$ için sabit kaldığı gözlenmektedir [95, 96]. Yüksek 2^+ uyarılma enerjisi, fpg kabuğunda negatif pariteli pf kabuklarının yanı sıra, pozitif pariteli $\nu g_{9/2}$ yörüngesinin varlığı ile de açıklanabilir [94, 95]. Her ne kadar $p_{1/2}$ ve $g_{9/2}$ yörüngeleri arasındaki etkin nötron tek parçacık enerjileri (Effective Single Particle, ESP) farkı Şekil 2.26(a)'da verildiği gibi, göreceli olarak küçük olsa da, pozitif pariteli bir seviyeyi elde edebilmek için $\nu g_{9/2}$ kabuğuna en az iki nötronun yükseltilmesi gerekir. Bu açıklama, $Z = 28$ kabuk aralığında proton uyarılmasına izin veren büyük ölçekli Monte Carlo kabuk model hesaplamaları ile desteklenmiştir [97, 98]. Bunun dışında, $Z = 26$ ve $Z = 30$ kapalı kabuklarına iki veya daha fazla proton ilavesi veya çıkarılmasının, $N = 40$ nötron kabuğunda sihirli sayı özelliğinin kaybolmasına yol açtığı belirtilmektedir [99, 100].

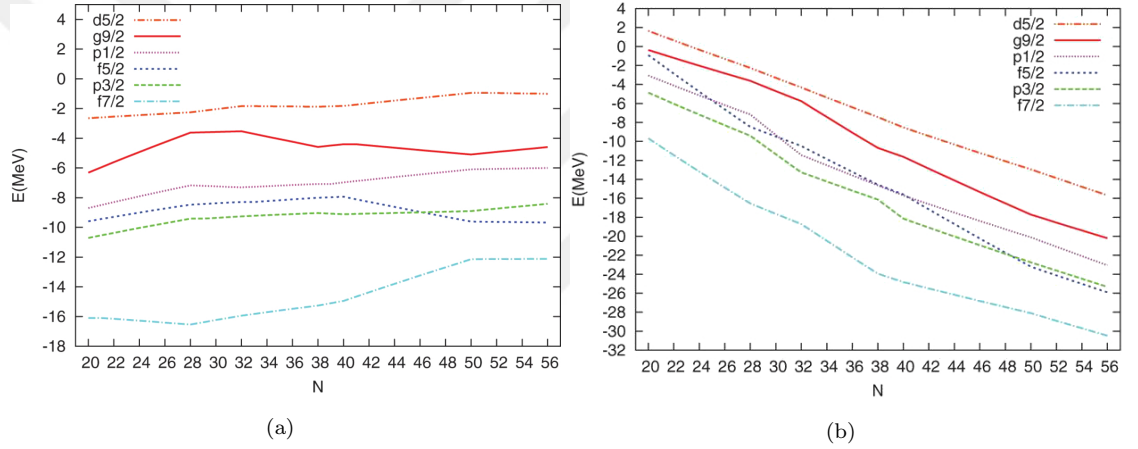
^{68}Ni izotopu civarında nötron zengin çekirdeklerle yapılan deneysel çalışmalar, önemli gelişmelere yol açmıştır. Bu izotop civarında izomer geçişler, mermi parçacığı parçalanma tepkimesinde çekirdeğin kütle ve atom numarasının belirlenmesi ile bulunmuştur [104]. ^{69}Cu izotopunun enerji seviyeleri üzerine bilgi, temel olarak, Kaynak [105–107]'de verilen β -bozunma deneyleri aracılığı ile elde edilmiştir. ^{69}Cu izotopunun temel seviye spin ve paritesi, kolineer lazer spektroskopisi tekniği ile $3/2^-$ olarak belirlenmiştir. Yaklaşık 4 MeV'e kadar olan uyarılmış seviyelere, ^{70}Zn mermi parçacığının, ^{198}Pt hedefle yaptığı derin inelastik çarpışma tepkimesi yolu ile ulaşılmıştır [108]. Seviye yarı ömrü $T_{1/2} = 0.36(5)\mu\text{s}$ olan $13/2^+$ seviyesinin enerjisi Kaynak [109]'da 2740 keV olarak belirlenmiştir. ^{69}Cu

izotopunda, üretilen her bir uyarılmış seviye için açısal dağılım ve aktarılan açısal momentum değerleri $^{70}\text{Zn}(d, ^3\text{He})$ transfer tepkimesi ile elde edilmiştir [110, 111]. Belirtilen bu çalışmada, ^{69}Cu izotopunun temel seviye ana konfigürasyonu, $\pi p_{3/2}^1$ olarak; 1110 keV enerjili, $1/2^-$ seviyesi, $\pi p_{1/2}^1$; 1213 keV enerjili, $5/2^-$ seviyesi, $\pi f_{5/2}^1$ ve 1711 keV enerjili $7/2^-$ seviyesi, $\pi f_{7/2}^{-1}$ konfigürasyonu ile verilmektedir [110]. Nötron zengin $^{69,71,73}\text{Cu}$ izotoplarının seviye şeması çok nükleon transfer tepkimesi ile incelenmiştir [112]. Yukarıda belirtilen bu deneyde, 1711 keV enerjili $7/2_1^-$ seviyesine, $\pi f_{5/2}^1 \otimes 2_1^+$ (^{68}Ni) konfigürasyonundan önemli katkı olduğu bulunmuştur. 1871 keV enerjili $7/2_2^-$ seviyesinin temel bir tek parçacık bileşenine sahip olmadığı görülmüştür. Elde edilen $B(E2)$ değeri, ^{68}Ni izotopunda gözlenen $B(E2 : 0^+ \rightarrow 2^+)$ geçiş gücü ile benzerlik gösterir. Bu gözlem, seviye konfigürasyonu için PCM (Parçacık Kor Çiftlenim Modeli) hesaplamalarında kullanılan ve iyi uyum elde edilen $\pi p_{3/2}^1 \otimes 2_1^+$ (^{68}Ni) çiftlenimi ile tanımlanmasına izin verir. ^{69m}Cu izotopunun g faktör ölçümlerinden ve SV3 ve Hjorth-Jensen etkileşmelerinin



Şekil 2.25: (a) Gözlenen ilk uyarılmış 2^+ seviye enerjileri, (b) $B(E2 : 0^+ \rightarrow 2^+)$ geçiş olasılıkları, (c) $N = 28$ ve $N = 50$ arasında yer alan Ni izotopları için δ_{2n} iki nötron ayırma enerjisi farklarının sistematığı [80, 82, 101–103]. Düz kırmızı çizgi MSCM hesaplamaları ile elde edildi [97].

kullanıldığı hesaplamalardan, $13/2_1^+$ ve $13/2_2^+$ seviyelerine ana katkının sırasıyla, $\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu f_{5/2}^5 g_{9/2}^1$ ve $\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{1/2}^1 g_{9/2}^1$ çiftlenimlerinden geldiği bulunmuştur [9]. Aynı çalışmada, ek olarak, $13/2^+$ seviye dalga fonksiyonunun ana bileşeninin, $pf + g_{9/2}$ tam kabuk uzayında, genelleştirilmiş kabuk model hesaplamaları ile $\pi p_{3/2}^1 \otimes p^{-1}g^1$ çiftlenimi olduğu bulunmuştur. İleri seviye kabuk model hesaplamalarından elde edilen tek parçacık veya kollektif karakterli bozunma sonuçlarının test edilmesi açısından, bakır izotoplarının iyi bir seçim olduğu anlaşılmıştır. $A < 69$ kütle bölgesi için tek kütle numaralı Cu izotopları üzerine yapılan çalışmalar [113, 114] ve tüm bakır izotopları için gerçekleştirilen nükleer moment ölçümleri Kaynak [115]'de verilmiştir.



Şekil 2.26: Ni izotopları için (a) nötron yörüngelerinin ve (b) proton yörüngelerinin Etkin Tek Parçacık Enerjileri [97].

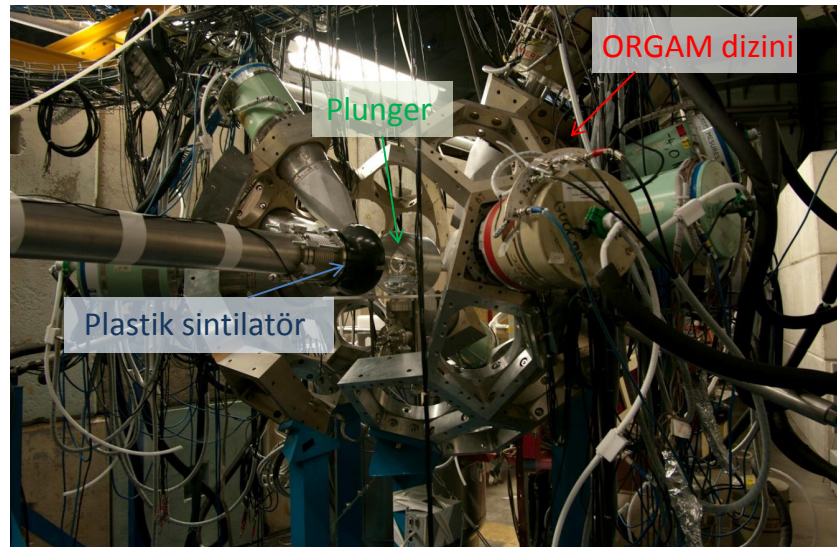
Özetle, ^{69m}Cu izotopu, gerek tek parçacık, gerekse, ^{68}Ni kor çekirdeği ile elde edilen çiftlenimlerle farklı yapıları bir arada bulundurabilen bir davranışa sahiptir.

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1 ALTO DENEY DÜZENEGİ ve AYRINTILARI

IPN Orsay'de bulunan ALTO hızlandırıcı düzeneğinden sağlanan 0.3 pA yoğunluğa sahip 120 MeV (5 MeV/nükleon) enerjili ^{24}Mg huzmesi, 2.4 mg/cm^2 kalınlığında gerginleştirilmiş ^{93}Nb folyo üzerinde sıyrma çarpması ile uyarıldı. Hedeften $\sim 93 \text{ MeV}$ (3.9 MeV/nükleon) enerji ile ayrılan uyarılmış mermi parçacıkları $v/c = 0.0915(5)$ hızına karşılık gelmektedir. Bu hız değeri ve onun belirsizliği, deneysel Doppler kayması ve reaksiyon kinematığı ile huzmenin hedef içindeki enerji kaybı dikkate alınarak elde edildi. 1.7 mg/cm^2 kalınlığa sahip ^{197}Au ya da 1.79 mg/cm^2 kalınlığa sahip ^9Be hareket edebilir gerginleştirilmiş reset folyolar, yüksek- Z ve düşük- Z 'li reset folyolarının etkinliğini karşılaştırabilmek için kullanılmıştır.

Deney düzeneği, gerginleştirilmiş folyoların yerleştirildiği Orsay plungerını (OUPS) [116] çevreleyen, yüksek saflıkta germanyum (HPGe) dedektörlerinden oluşan

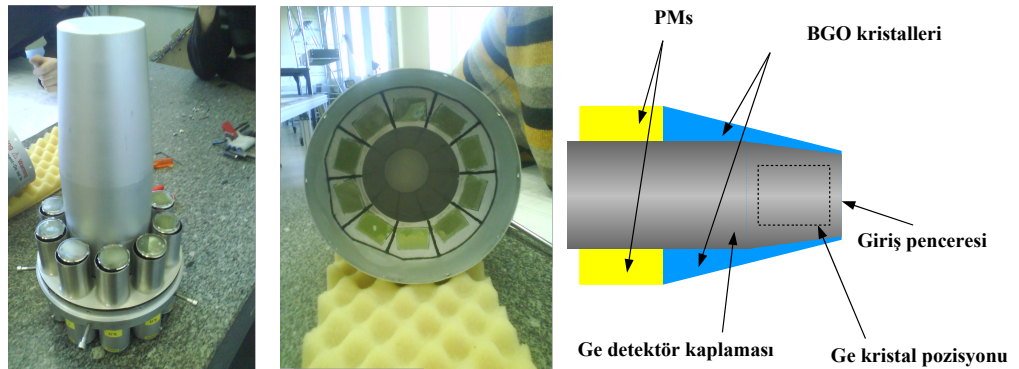


Şekil 3.1: ALTO'da bulunan 420 numaralı huzme hattına ait deneysel düzeneğe ait bir fotoğraf.

ORGAM (ORsay GAMma array) dizini ve ön yüzü huzme geliş yönüne bakacak şekilde, hedeften 61 mm mesafede, huzme yolu üzerine yerleştirilmiş sekiz segmentli plastik sintilasyon dedektöründen oluşmaktadır.

3.1.1 ORGAM Dizini

Şekil 3.1’de gösterildiği gibi, ORGAM dizini ALTO’da yüksek çözünürlüklü gama spektroskopisi için kullanılmaktadır ve başlangıçtaki EUROGAM geometrisine göre monte edilmiştir. ORGAM dizini EUROGAM ve EUROBALL işbirliğinden 13 adet n-tipi HPGe dedektörü içermektedir. Her bir HPGe dedektörü hedeften 15 cm uzağa yerleştirilmiştir. Kısmi enerjili olayların toplam enerjili olaylara oranı olarak adlandırılan P/T’nin iyileştirilmesi için her bir HPGe dedektörü, her biri ayrı ayrı fotomultiplikatöre (PM) bağlı 10 adet yoğun BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) Compton baskılama kalkanı ile çevrelenmiştir (bakınız Şekil 3.2). Bu BGO baskılama kalkanları HPGe kristallerinin dışına kaçan Compton saçılmalarını algılamak için kullanılmaktadır. Compton olaylarının baskılanması, HPGe ile kalkandan gelen sinyalin eş zamanlı olmama koşulu ile sağlanabilir. Ancak deney süresince kalkanlar sadece HPGe dedektörlerini hizalamak için kullanıldı. Dedektörlerin açıları Tablo 3.1’de sunulmuştur. Burada ϕ azimuthal ve θ huzme eksenine göre polar açılarıdır. Pozitif açılar huzmeye göre saat yönünde olduğunu göstermektedir. Gama ışın dedektörleri 90° civarındaki dedeksiyon açılarına yerleştirilerek, ϕ yönü doğrultusunda güçlü anizotropiyi algılamak için tercih edildi.

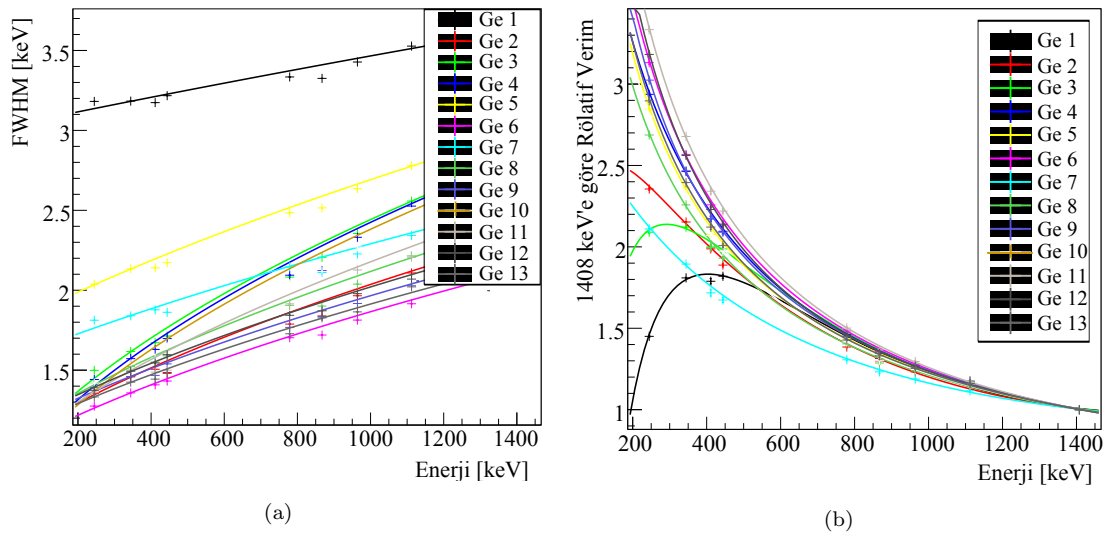


Şekil 3.2: BGO kalkanlarının iç kapağını çevreleyen PM (sol taraf), Compton baskılama kalkanları içindeki 10 adet BGO kristali (orta kısım) ve kalkanlar içindeki germanyum dedektörünün kapağı (sol taraf).

Tablo 3.1: ORGAM dizininde kullanılan dedektörlerin numaralandırılması ve yerleştirildikleri polar ve azimutal açılar.

Dedektör Numarası	HPGe'nin Adı	θ (derece)	ϕ (derece)
1	GFIC40	46.5	90.0
2	GUOC15	72.1	85.6
3	GFIC39	85.8	36.0
4	GFIC48	94.2	72.0
5	GUOC7	108.0	94.4
6	GFOC24	133.6	90.0
7	GFIC41	157.6	180.0
8	GUOC09	108.0	-94.4
9	GFOC23	85.8	-36.0
10	GUOC10	107.9	-49.6
11	GFIC47	72.1	-85.6
12	GFIC37	94.2	-72.0
13	GUOC29	46.5	-90.0

Dizinde bulunan dedektörlerin enerji kalibrasyonu, verim ve maksimum yarı tam genişlikleri (FWHM) hedef pozisyonuna yerleştirilmiş standart ^{152}Eu kaynağı kullanılarak gerçekleştirildi. Şekil 3.3(a)'da kalibrasyon kaynağından yayınlanan gama ışın geçişlerinin enerjilerine bağlı olarak elde edilmiş FWHM'leri gösterilmektedir. Rölatif verim, 1408 keV γ enerjisine göre, kaynaktan yayınlanan gama ışınlarının pik alanı ile elde edilir ve kaynak ile dedektörün geometrik düzenine bağlıdır. Şekil 3.3(b) deneysel veriler ile elde edilmiş 1408 keV γ enerjisine göre

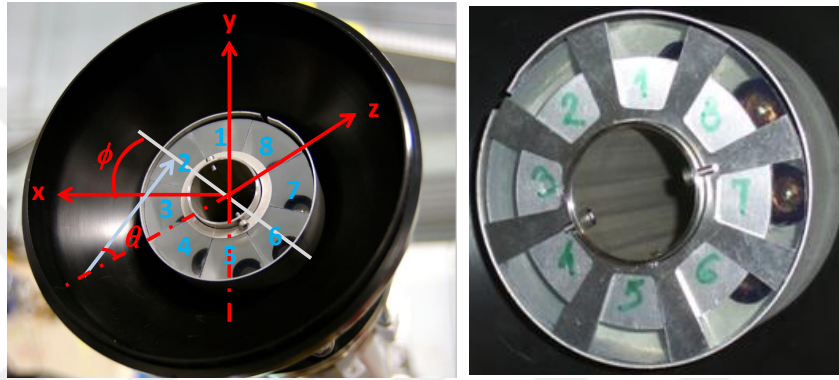


Şekil 3.3: (a) γ ışını enerjisine karşılık FWHM ve (b) Algılanan gamaların bir fonksiyonu olarak HPGe dedektörlerinin 1408 keV γ enerjisine göre rölatif verimi.

rölatif verimi gösterir. Burada semboller, ölçülmüş genişlikleri; düz çizgiler ise veri noktalarının $y = a_0 + a_1 * \log(E) + a_2 * (\log(E))^2 + a_3 * (\log(E))^3 + a_4 * (\log(E))^4$ fonksiyonu ile uyum uygulanmış halini göstermektedir.

3.1.2 Segmentli Plastik Sintilatör Dedektörü

Segmentli parçacık dedektörü, saçılan ^{24}Mg parçacıklarını dedekte etmek üzere huzme hattı içerisine yerleştirilmiştir. Plastik sintilatör, 8 segmente sahiptir ve her biri ışık kılavuzu kullanılarak fotomultiplikatöre bağlıdır.



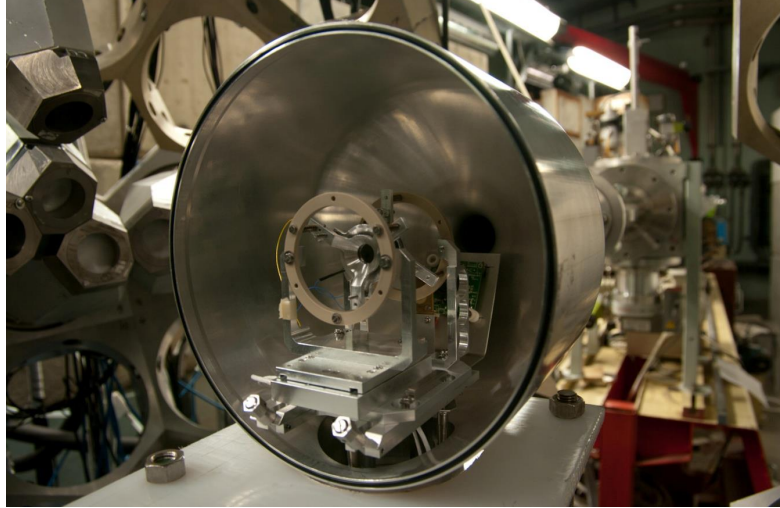
Şekil 3.4: Huzme hattı içerisindeki segmentli plastik sintilatör dedektörü.

Şekil 3.4'te gösterildiği gibi z eksenini huzme yönüdür. ϕ , $x-y$ düzleminde azimuthal açıdır ve pozitif açı huzme geliş yönüne göre saat yönünde dönüşü gösterir. θ sabit huzme yönünden ölçülen polar açıdır. Radyal bir maske, segmentlerin ön yüzündeki aralıkların, $\Delta\phi_p = 30^\circ$ lik açılarda kaplamak için kullanılmıştır. Radyal doğrultuda açılış açısı $\theta_p = 33^\circ$ ve $\theta_p = 38^\circ$ arasındadır. Düşeyde en üstte bulunan ($\phi = 0$) açısına yerleştirilen segmentten başlanır ve huzme geliş yönünden baktığımızda saat yönünün tersi negatif açıları gösterecek şekilde parçacık dedektörünün segmentleri numaralandırılır. Parçacık saçılmalarının θ açısında gerçekleştirilen seçimi, güvenli Coulomb uyarılma reaksiyonunu sağlamak amacıyla tercih edilir. Bu şekilde mümkün nükleer reaksiyonlar arasından istenilen reaksiyon kanalı seçilerek, yayınlanan radyasyonun açısal korelasyonu tespit edilebilir. Dairesel biçim, saçılmayan huzmenin dedektörleri geçip huzme durdurucusunda durdurulmasını sağlar. Segmentli dairesel parçacık dedektörünün ön yüzü huzme akış yönüne bakacak şekilde HPGe dedektörlerinden uzağa yerleştirilerek background radyasyonunun azaltılması sağlanmaktadır.

Azimuthal simetriye sahip dedektörler için parçacık- γ açısal korelasyonu izotropiktir. Segmentli parçacık dedektörü kullanılarak azimuthal simetri kırılarak, TDRIV ölçümleri oldukça iyileştirilebilir. Ayrıca segmentasyon parçacık- γ açısal korelasyonunun anizotropisini düzeltir ve pik genişliğini daraltır. Böylece radyoaktif huzme ölçümlerinde oldukça önemli olan pik ve background radyasyon oranı düzeltilir.

3.1.3 Orsay Plungerı

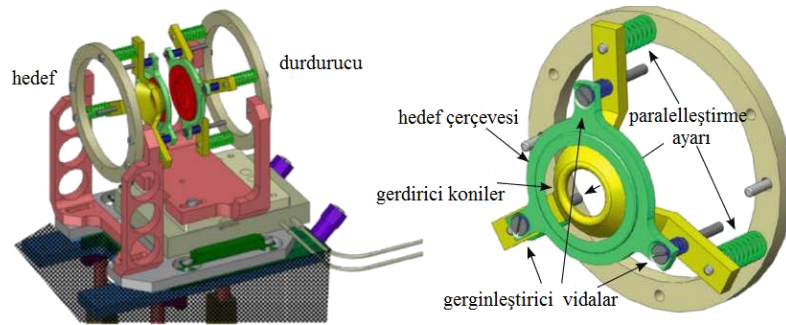
Geri-Tepme Mesafesinde Doppler Kayması (Recoil-Distance Doppler Shift - RDDS) [117, 118] ve TDRIV ölçümleri için CSNSM (Centre de Sciences Nucléaires et de Sciences de la Matière) ve IPN Orsay Araştırma Merkezlerinin işbirliği ile yeni bir plunger geliştirildi. Geliştirilen bu plunger ile ilk deneysel çalışma 2011 yılı Haziran ayında ALTO'daki ORGAM dedektör dizini ile gerçekleştirildi [116]. Bu sistem, kısa ömürlü seviyelerin seviye ömrü ve momentlerinin ölçülmesine olanak sağlamaktadır.



Şekil 3.5: Reaksiyon odası içerisindeki Orsay Plungerı.

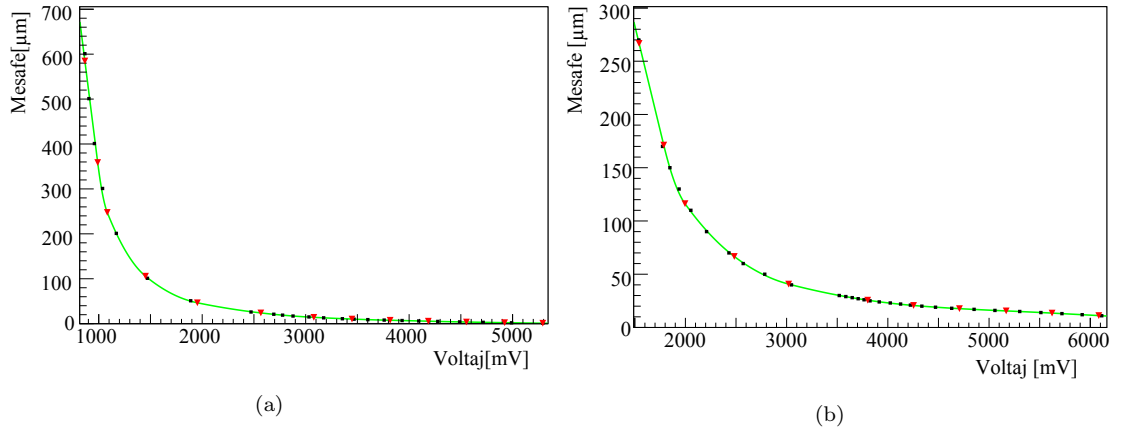
Plunger cihazının temel prensibi, aralarındaki uzaklığın kontrollü bir şekilde değiştirilebildiği, birbirlerine paralel olarak monte edilmiş bir hedef ve durdurucu/degrader/reset folyoya dayanır. İlgilenilen uyarılmış çekirdek hedefte üretilir ve hedefle durdurucu/degrader ya da reset folyo arasındaki belirlenen uzaklığı/uçuş zamanını geçerek durdurucu/degrader ya da reset folyoya ulaşır.

Gama ışın dedektörleri ile geri tepen iyonları durdurmaya yetecek kadar kalın olan durdurucu folyoda durdurulduktan sonra yayınlanan gerçek geçiş enerjisinde ya da uçarak yayımlanan Doppler kaymasına uğramış gama ışınları elde edilir. Kısa ömürlü uyarılmış seviyeler, iki folyo arasında uçan geri tepen çekirdeklerden bozunurken; uzun ömürlü seviyeler ikinci folyoda durdurulmuş geri tepmeden sonra bozunur. Hedef ve durdurucu folyo arasındaki mesafe yani geri tepen iyonların uçuş süresinin ilgilenilen seviyenin seviye ömrü ile aynı mertebede olduğu durumda, gama ışın geçişleri geri tepme yönüne göre ileri ve geri açılara yerleştirilmiş gama-ışın dedektörlerinde kaymış ve kaymamış olarak iki bileşen elde edilir. İki folyo arasındaki mesafe değiştirilerek, kullanılan mesafeye ve ilgilenilen nükleer seviyenin ömrüne bağlı olarak, uçuş halindeki çekirdekten yayınlanan gamaların, durgun haldeki çekirdekten yayınlanan gamalara oranı değiştirilebilir. Bu değişen oran, uyarılmış nükleer seviyenin ömrünün belirlenmesi için kullanılır. Reaksiyon artıklarının bir spektrometrede dedekte edilmesine olanak sağlamak için, plungerin durdurucu folyosu geri tepen iyonları durdurmadan hızını yavaşlatacak kadar ince bir degrader folyo ile değiştirilir. Bizim deneyimizde, plungerin durdurucu folyosu yerine çoğunlukla H-benzeri iyonların elektron konfigürasyonunu resetlemek için ince bir reset folyo yerleştirildi. Bu folyo geri tepen iyonların hızını sadece çok az değiştirir. Hedef ve reset folyo arasında bozunan iyonlar “hızlı” ve reset folyodan sonra bozunan iyonlar ise “yavaş” olarak ifade edilmektedir. Böylece hızlı ve yavaş pikler, γ ışın spektrumunun herhangi bir dedeksiyon açısında ayrılmamaktadır.



Şekil 3.6: Orsay plungeri ve hedef düzleminin üç boyutlu görünümü ile hedefin bulunmadığı durumda gerginleştirme konisi [116]

Kısa ömürlü seviyeler için yöntemin uygulanmasını sınırlayan faktör temel olarak plungerin hedef ve durdurucu folyo kalınlığı ile ilgilidir. İlgilenilen uyarılmış seviye

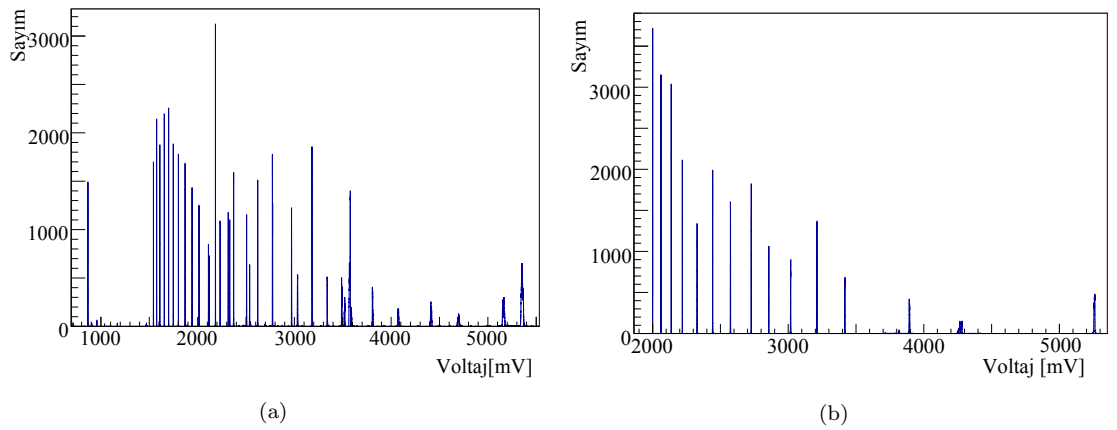


Şekil 3.7: Hedef ve reset folyolar arasındaki mesafenin kapasitans ölçümleri için plungerın (a) Au ve (b) Be folyolarının kalibrasyon eğrisi. Siyah kare noktalar ölçülen kalibrasyon değerlerini, kırmızı üçgen noktalar ise kalibrasyon parametrelerini gösterir.

ömürü, çekirdeğin hedeften çıkıp, vakumda bozunması için yeterince uzun olmalıdır.

Hedef ve reset folyoları, plunger da bulunan ilgili tutuculara yerleştirilir. Folyoların paralellliği ve gerilme işlemi Şekil 3.6’de gösterildiği gibi üç vida ile gerçekleştirilir.

Plunger elektronığı LabView kontrol sistemi ile sağlanır. Bu sistem plungerın hedef alanı dışından, uzaktan kumanda ile kontrol edilir. Sistem aynı zamanda iki folyo arasındaki kapasitansa karşılık, hedef ve reset folyo uzaklığını kalibre etmek için de kullanılır. İyon huzmesi hedef üzerine gönderildiğinde, hedef tutucu, huzmeden kaynaklanan ısı nedeniyle genişlemeye başlar. Sistem, iki folyo arasındaki



Şekil 3.8: (a) Nb hedef ve Au reset folyo ve (b) Nb hedef ve Be reset folyo için deney süresince Orsay plunger kontrol bilgisayarı tarafından depolanan gerilim değerlerine karşılık sayım değerleri.

kapasitansı bir saniyede binlerce kez ölçerek, folyolar arasındaki mesafenin sabit kalmasını sağlar. Ölçümlerin ortalamasının ilk referans pozisyonu ile kıyaslanması ile ortaya çıkan pozisyon kaymalarının düzeltilmesi sağlanır.

Tablo 3.2: Şekil 3.7(a) ve Şekil 3.7(b)'de bulunan kalibrasyon eğrileri kullanılarak elde edilen hedef ve reset folyo mesafeleri.

Mesafe	Hedef ve Reset Folyo Mesafesi (μm)	
	$^{93}\text{Nb} - ^{197}\text{Au}$	$^{93}\text{Nb} - ^9\text{Be}$
1	-	15.15
2	3.1	20.38
3	6.91	24.41
4	9.37	31.94
5	12.11	35.98
6	15.13	40.27
7	19.03	45.55
8	22.53	51.60
9	24.87	60.76
10	29.72	70.35
11	31.45	80.00
12	34.67	90.03
13	36.49	98.20
14	39.23	106.12
15	43.68	114.22
16	47.04	-
17	51.40	-
18	56.96	-
19	62.14	-
20	67.53	-
21	73.17	-
22	79.54	-
23	84.46	-
24	89.71	-

Plunger kalibrasyonu, hava ve vakum koşullarında, Au ve Be folyolar için folyoların değiştirilmesinden önce ve sonra ayrı ayrı yapıldı. Kalibrasyon DAQ (veri toplama)'ın çıkış sinyalinde mesafenin bir fonksiyonu olarak puls yüksekliğinin ölçülmesiyle uygulandı. Elde edilen veri noktalarına interpolasyon uygulandı. Kalibrasyon eğrisi yüksek hassiyette rölatif mesafelerin elde edilmesini sağlar. Deney süresince tüm mesafe ve kapasitans değerleri Orsay plunger kontrol bilgisayarı tarafından okundu. Bu değerler Şekil 3.8(a) ve 3.8(b)'de gösterildiği

gibi veri analizi sırasında kullanılmak üzere gün ve saat bilgisini içerecek şekilde depolandı.

Hedef ve reset folyo mesafeleri Şekil 3.7(a) ve 3.7(b)'deki kalibrasyon eğrileri ve Şekil 3.8(a) ve 3.8(b) 'deki gerilim değerleri kullanılarak elde edildi. Deneyde ölçülmüş rölatif mesafeler Tablo 3.2'de sunulmaktadır.

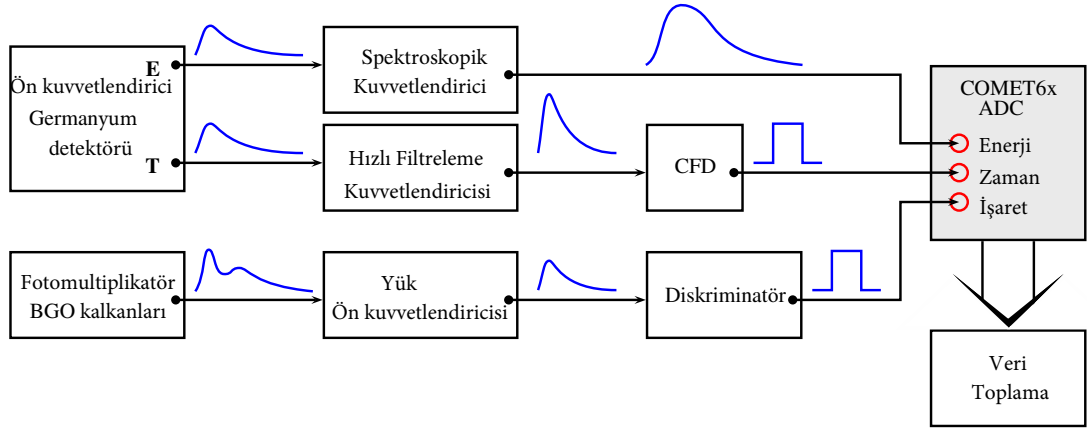
3.1.4 Elektronik ve Veri Toplama Sistemi

Her bir germanyum dedektörünün enerji sinyali ön yükseltici ve yükseltici kombinasyonu ile yükseltilip biçimlendirilirken, zaman sinyali hızlı zamanlama yükselticisi (Fast Timing Amplifier) ile yükseltilmiştir. Bu tür yükselticiler giriş genliği ile orantılı gerilim sağlarlar. Bu durumdaki davranış spektroskopik yükselticiden daha hızlıdır ancak sinyal/gürültü oranı daha kötüdür. Sonuçta elde edilen zaman sinyali, sabit kesirli diskriminatöre (Constant Fraction Discriminator – CFD) gönderilir. CFD, giriş sinyali geciktirip tersine çevirir ve geciktirilmemiş sinyali ondan çıkartır. İki kutuplu sinyal üretilir ve sinyalin sıfır geçişi dedekte edilerek, lojik çıkış sinyali üretmek için kullanılır.

Akım, giriş akımının integral değeri ile orantılı bir çıkış voltajı, bir diğer anlamda depo edilen enerji üreten yük ön yükselticisi (charge preamplifier - PAC) ile entegre olan her bir BGO anti-Compton kalkanları tarafından sağlanır. PAC'tan gelen sinyal, eşik diskriminatörüne (threshold discriminator) gönderilir ve diskriminatör belli bir eşik değerinin üzerinde puls yüksekliğine sahip giriş sinyallerine yanıt verir. Bu kriter sağlandığında diskriminatör lojik bir sinyal ile yanıt verir. BGO sinyali, germanyum sinyali ile aynı zamanda geldiğinde, zaman sinyali işaretleyiciye (marker) gönderilir.

Sekiz segmentli plastik sintilatörünün enerji sinyali spektroskopik kuvvetlendiriciye ve zaman sinyali düşük eşik değerli diskriminatöre (low-threshold discriminator) gönderilir.

ALTO'da bulunan veri toplama sistemi NARVAL veri toplama sistemi ile ilgili COMET- 6x (COMET = Kodlama ve zaman işaretleme) ADC (Analog Dijital

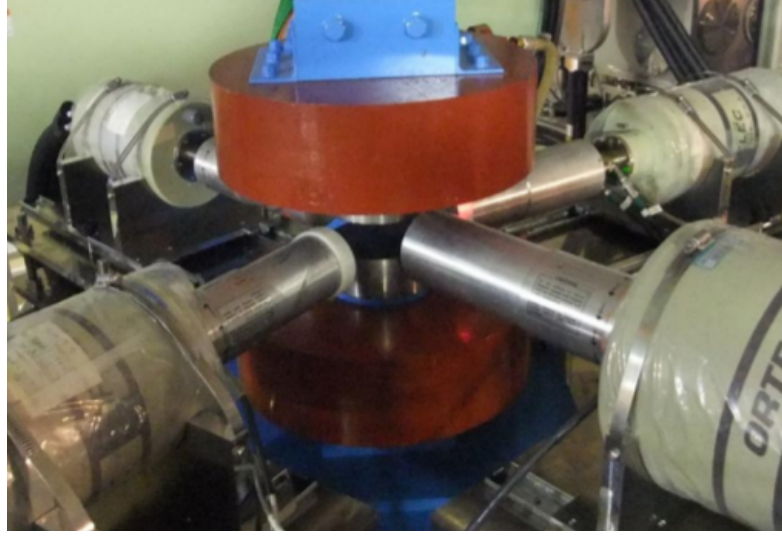


Şekil 3.9: Elektronik okuma sistemi.

Dönüştürücü) kartları ve CVISU görselleştirme yazılımının kullanımına dayanır. COMET – 6 x kartı 6 kanaldan oluşur. Gerçekleştirilen deneysel çalışmada, 5 adet COMET – 6 x kartı ve toplamda 21 kanal kullanıldı. Bu kanalların 13 adeti HPGe, 8 adeti ise parçacık dedektörü için kullanıldı. COMET kartlar deney sırasında dedekte edilen sinyallerin enerji ve zaman korelasyonunu belirler. Her bir dedektörde dedekte edilen her bir radyasyonun varış zamanı ve dedekte edilen sinyalin genliği ayrı ayrı kodlanır. Zaman sinyali 47 bit ($15.6 \text{ h} = 56160 \text{ s}$)’lık 400 ps’lik zaman aralıklarında, radyasyonun genliği CVISU’da 13 bit (8192 cx) olarak kodlanır (gerçek çözünürlüğü 32768 cx’dır). Genlik ve zaman kodlamalarının sonuçları tek bir olay ile ilişkilendirilir. Veriler olay-olay modunda veri toplama sunucusuna ve çevrim içi spektrumları görüntülemek için 1 Gbit’lık Ethernet bağlantısı ile veri toplama bilgisayarına transfer edilir.

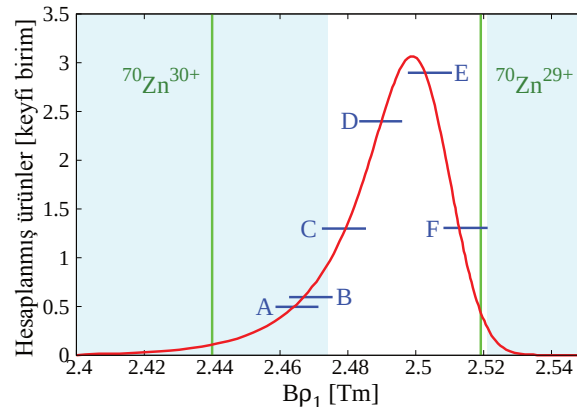
3.2 RIKEN DENEY DÜZENİĞİ ve AYRINTILARI

RIKEN, Japonya’da gerçekleştirilen bu deneyde uyarılmış, ^{69}Cu izotopları, ^{70}Zn huzme çekirdeğinden bir proton sökülerek üretildi. 63.13 MeV/akb enerjili ve $\sim 20 \text{ pA}$ yoğunluğa sahip ^{70}Zn huzmesi, RIPS ayırıcısının [120] girişinde yer alan ve 101.46 mg/cm^2 kalınlığındaki ^9Be hedef üzerine gönderildi. C(D) momentum seçim bölgeleri için iki dipol mıknatısın B_p ’ları sırasıyla 2.4788 Tm (2.4896 Tm) ve 2.1952 Tm (2.2083 Tm) olarak ayarlandı. Bir tane akromatik takoz şeklinde 84.99 mg/cm^2 kalınlığında Al yavaşlatıcı, RIPS’in ilk odak noktasına, tamamen



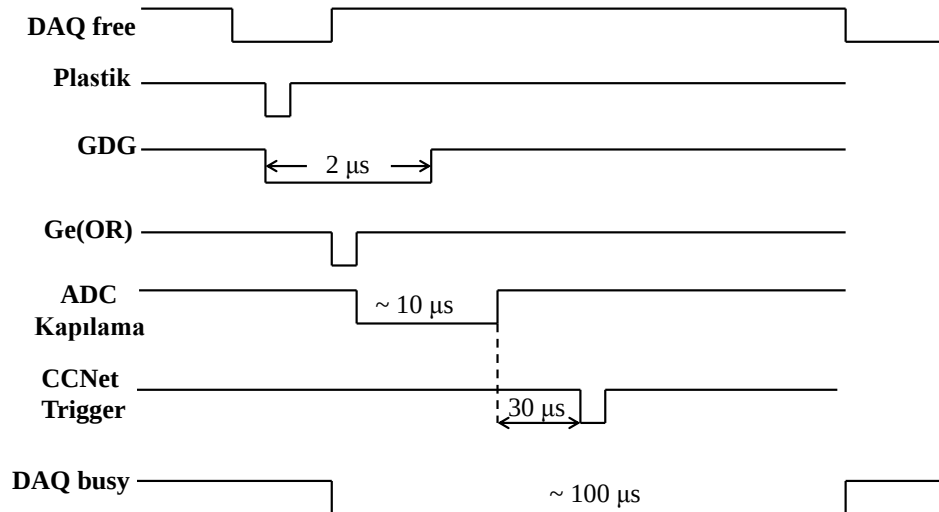
Şekil 3.10: RIKEN’de bulunan deney düzeneğine ait bir fotoğraf.

soyulmuş mermi parçalanma parçacıklarını seçmek için yerleştirildi. Nükleer spin doğrultmaları, seçilen ikincil huzmelerin momentum dağılımlarına ($\Delta p/p$) bağlıdır [59]. En uygun deneysel koşulu elde etmek için, farklı momentum dağılım bölgeleri seçilerek bir kaç ölçüm gerçekleştirildi. Bu bölgeler Şekil 3.11’de A, B, C, D, E ve F olarak gösterilmektedir. C ve D momentum seçim bölgeleri RIPS’in ilk odak noktasındaki ± 3 mm (F1) yarığı kullanılarak ayarlandı. İkincil huzmenin saflığı ise, yarık açıklıkları F2 odak noktası için ± 10 mm ve üçüncü odak noktası F3 için ± 70 mm değerlerine ayarlanarak gerçekleştirildi. Huzmelerin tespit edilmesi için standart ΔE ’ye karşılık uçuş zamanı tekniği ile bir adet Si



Şekil 3.11: LISE++ programı [119] ile ^{69}Cu için hesaplanan momentum dağılımı. Farklı momentum seçimleri A(% - 1.30), B(% - 1.19), C(% - 0.80), D(% - 0.37), E(% + 0.16), ve F(% + 0.75) ile gösterilmektedir.

dedektörü kullanılarak gerçekleştirildi. Veri toplama süresince Si dedektörü $50 \mu\text{m}$ kalınlığında bir plastik sintilatörü ile yer değiştirildi. Plastik dedektörünün kullanımı ile dedektörden kaynaklı herhangi bir bozulma meydana gelmeden implantasyon oranı oldukça yükseltildi. Daha da önemlisi, tamamen soyulmuş iyonların sayısı %98'e kadar artış gösterdi. Plastik sintilatörü aynı zamanda izomer seviye ömrü ölçümleri için Şekil 3.12'de görüldüğü gibi kapılama ve geciktirme jeneratörü (Gate and Delay Generator - CDG) ile $2 \mu\text{s}$ zaman penceresi açarak ve veri akış sistemini tetikleyerek $t = 0$ başlangıç sinyalini de sağlar. İyon ve gama eş zamanlılıkları, $2 \mu\text{s}$ zaman aralığında kayıt edildi. γ ışınları 4 adet HPGe ile dedekte edildi. Şekil 3.11'den de görüldüğü gibi, ^{69}Cu izotoplarının momentum dağılımları yük seviyeleri $Q = 29^+$ ve $Q = 30^+$ arasında olan iki birincil huzmesi arasında yer almaktadır. Bunların yoğunlukları birincil huzmelerin yoğunlukları ile karşılaştırıldığında bir ya da iki mertebe daha zayıftır ve huzmenin ince ayarının Si dedektörü ile yapılması sırasında momentum seçimi için gereklidir ve Si dedektörü yerine plastik sintilatör yerleştirildiğinde de veri toplama zamanı ile kıyaslandığında momentum yarıkları daha dardır. Bu yüzden kesin deneysel koşullar altında dahi huzme safsızlığı için tam bir değer elde etmek mümkün değildir. ^{69m}Cu 'a ait olan γ ışınları sadece C, D, E ve F bölgelerinde gözlemlendi. Tavlanmış bir 1 mm kalınlığındaki Cu folyo, Şekil 3.14(a)'da gösterildiği üzere g faktör ölçümleri için elektromıknatısların ortasına, deney düzeneğinin merkezine

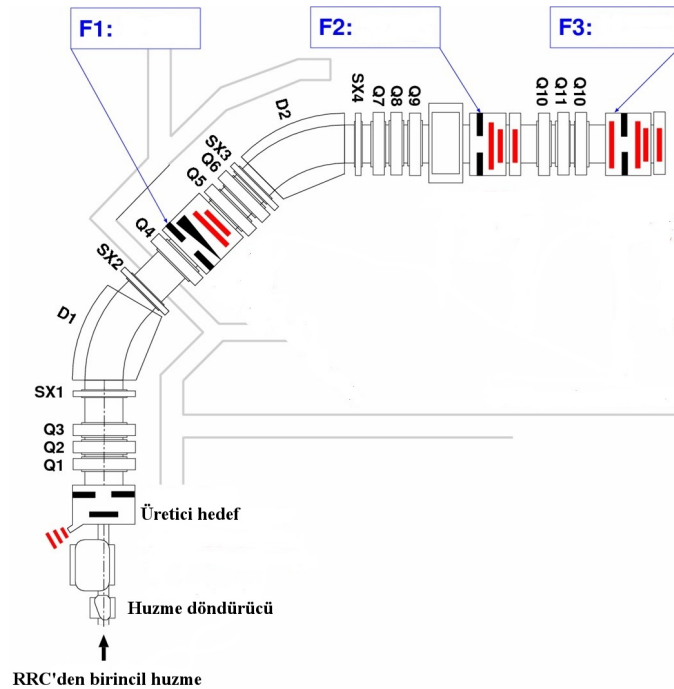


Şekil 3.12: Olayların zaman yapısı ve veri toplama döngüsü.

yerleştirildi. Elektromıknatıslar Cu levha konumunda, ortalama 0.50(1) T'lık bir dış manyetik alan oluşturdu. Kuadropol moment ölçümleri için, Cu folyo 1 mm kalınlığındaki çok kristalli Cu_2O yer değiştirildi. g faktör ölçümlerinde γ ışınlarının açısal dağılımlarını gözlemek için dört adet HPGe γ ışın dedektörü yatay düzlemde huzmenin geliş eksenine göre Şekil 3.14(a)'da gösterildiği gibi, $\theta = \pm 45^\circ$ ve $\theta = \pm 135^\circ$ kutupsal açılarına yerleştirilirken, kuadropol moment ölçümleri için ise dedektörler $\theta = \pm 66^\circ$ ve $\theta = \pm 156^\circ$ açılarına yerleştirildi (bakınız Şekil 3.14(b)).

3.2.1 RIPS Spektrometresi

Mermi parçalanma ayırıcısı olarak kullanılan RIPS (RIKEN projectile-fragment separator), RIKEN'de polarize edilmiş huzmeler ile yüksek şiddetli radyoaktif izotop (RI) huzmelerini üretmek için inşa edilmiştir [120]. RI huzmeler, RIKEN Halka Siklotron'u (RIKEN Ring Cyclotron - RCC) tarafından sağlanan çeşitli ağır iyonlar kullanılarak mermi parçalanma reaksiyonları ile üretilmektedir. RCC ($K = 540$ MeV), ağır iyonları 135 MeV/nükleon ve bir kaç yüz pA mertebesinde şiddete kadar hızlandırabilir. Şekil 3.13'te, RIPS ayırıcısının şeması gösterilmektedir. Huzme iletim hattına göre sıfır derecede olacak şekilde sabit bir açıda inşa



Şekil 3.13: RIKEN'de yer alan RIPS ayırıcısının şeması, Japonya.

edilmiştir. Huzme döndürücüsü, üretici hedeften sonra yukarı yönde yerleştirilerek, polarize edilmiş RI üretimi için olanak sağlanmaktadır. RIPS akromatik bir spektrometredir ve iki adet 45° 'de yer alan dipol, 12 adet kuadrupol, 4 adet sextupol mıknatıstan ve 3 adet odak noktasından oluşmaktadır. Sistem F1 ve F2 yardımıyla birbirinden bağımsız üç adet bölüme ayrılabilir. İlk bölümdeki ilk dipol bir manyetik alan üretir ve gelen parçacıklar burada yarıçapı ρ_1 dairesel bir yörüngede hareket etmektedir. Yükü q ve momentumu p olan bir parçacığın manyetik sertliği aşağıdaki gibi ifade edilebilir,

$$B\rho_1 = \frac{p}{q} = \frac{A}{Z} \frac{m_0 v}{e_0}. \quad (3.1)$$

Tablo 3.3: RIPS'in temel karakteristiği.

Konfigürasyon	Q-Q-Q-SX-D-SX-Q (birinci kısım) Q-Q-SX-D-SX-Q-Q-Q (ikinci kısım) Q-Q-Q (üçüncü kısım)
Açısal kabul	80 mrad, daire
Katı açı	5msr
Momentum kabul	tüm açısal kabul için %6
Maksimum manyetik sertlik	5.76Tm, siklotronunkinden %65 daha büyük
Odaklar	F1: dağıtıcı, ilk kısmın sonunda F2: çift akromatik, ikinci kısmın sonunda F3: çift akromatik, üçüncü kısmın sonunda.
Uçuş yolu uzunluğu	F0-F1: 10.4 m, F0-F2: 21.3m, F0-F3: 27.5m.
F1'de momentum dağılımı	$(x \delta) = \%2.4\text{cm}$
F1'de büyütme	$(x x) = -1.6, (y y) = -5.7$
F1'de büyütme	$(x x) = 2.5, (y y)=1.5$
Huzme döndürücüsü	Maksimum 15°

Dolayısı ile mermi parçacıkları ilk olarak $B\rho$ manyetik sertliklerine göre analiz edilirler ve burada A/Z oranlarına göre ilk sapmalarında (F1) ilgili parçacıklar seçilir. F1'den sonra takoz şeklindeki Al yavaşlatıcı yer alır ve enerji kaybına göre bir dağılım indükler. Bethe-Block denkleminde göre, farklı izotoplar farklı enerji kayıplarına uğrarlar, ilgilenilen izotoplar aynı A/Z oranına sahip çekirdeklerden

ikinci kısımda seçilerek ayrılırlar. F2'nin yukarı yönünde yer alan Radyo Frekans (RF) saptırıcısı RI huzmelerinin saflığını sağlamak için kullanılır. Üretilen RI huzmeleri üçüncü kısma odaklanmak üzere nakledilirler ve burada radyoaktif-huzme deneyleri için ikincil hedef veya bir adet durdurucu yer almaktadır [121, 122].

3.3 ÖLÇÜM YÖNTEMLERİ

Bu tez çalışmasında, TDPAD yöntemi ^{69}Cu izotopunun ($13/2^+$) izomer seviyesinin g faktör ve kuadrupol moment ölçümleri için kullanılırken; TDRIV yöntemi ^{24}Mg izotopunun ilk uyarılmış seviyesinin yüksek duyarlılıklı g faktör ölçümleri için kullanıldı.

3.3.1 TDPAD Yöntemi

İzomerin ortalama ömrününe bağlı olarak, izomer seviyenin γ bozunumuna ait manyetik ve kuadrupol momentlerini araştırmak için bir kaç yöntem mevcuttur. TDPAD yöntemi, ortalama ömrü 10 ns ile $10\mu\text{s}$ arasında değişen ve füzyon buharlaşma ya da transfer reaksiyonları ile üretilen spin doğrultulmuş izomer seviyelerin nükleer momentlerini ölçmek için kullanılmaktadır [7]. Yakın bir tarihte, mermi parçalanma reaksiyonları kullanılarak nötron zengin çekirdeklerde g faktör ölçümleri bu yöntem kullanılarak ölçülmüştür. Ölçülebilecek en düşük ortalama ömür değeri, Lamor presesyon periyodunun nükleer ortalama ömür mertebesinde ya da daha küçük olması gerçeği ile belirlenir. Böylece bu koşul, kısa ömürlü izomerlerde hızlı presesyonlara izin vermek için, 1 T mertebesinde manyetik alan gerektirmektedir. Bu durum aynı zamanda HPGe (LaBr) dedektörünün karakteristik $5\text{-}15\text{ ns}$ (200 ps)'lik zaman çözünürlüğü ile sınırlandırılmıştır. Üst limit ise spin-spin ve spin-kafes gevşeme etkileri ile belirlenmektedir [26].

TDPAD deneylerinde spin yönlendirilmiş izomer seviye topluluğu uygun bir ev sahibi malzeme içine yerleştirilir. İzomer seviyenin ortalama ömrü kadar bir süre içerisinde anizotropik açısal dağılım deseni sergilemektedir.

g faktör ölçümlerinde, ev sahibi malzeme yeterli güçlü bir statik alan içerisine yerleştirilip, spin yönelim topluluğu simetri eksenine dik yöneldiğinde, anizotropi

sürdürülür. Spin yönelmiş nükleer izomer seviye topluluğunun manyetik momentlerinin bir $\vec{B}$ dış manyetik alan ile etkileşmesi, simetri ekseninin Larmor frekansı ile dönmesine sebep olur:

$$\vec{\omega}_L = -\frac{g\mu_N\vec{B}}{\hbar} \quad (3.2)$$

burada g nükleer jiromanyetik faktör, μ_N nükleer magneton, $\vec{B}$ dış manyetik alanın gücü ve $\hbar$ Planck sabitidir. Presesyon periyodunun, izomer seviyenin ortalama ömrü mertebesinde ya da daha kısa olduğu durumda, bu spin presesyonu, spin yönelmiş izomer seviyelerin yayınladığı radyasyonun açısal dağılımında zamana bağlı bir değişime neden olur. Bu değişim manyetik alan doğrultusuna dik bir doğrultuda tespit edebilir. Tipik ışınlama anında gerçekleştirilen bir deneyde, huzme doğrultusuna göre θ açısında yer alan dedektör ile gözlenen γ ışınlarının zamana bağımlı şiddetleri aşağıdaki gibi verilir:

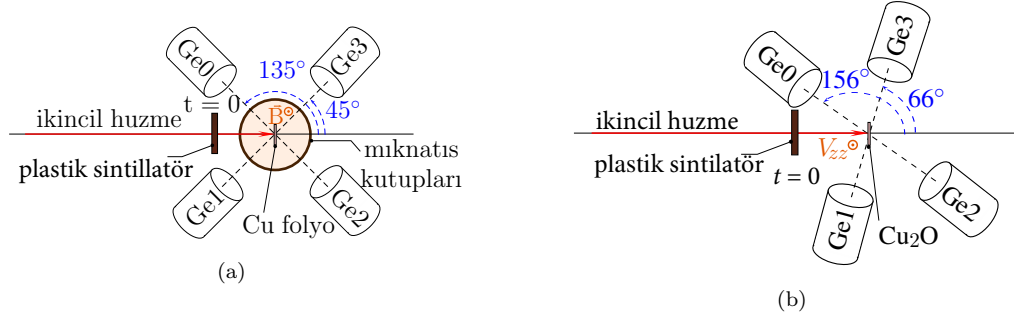
$$I(t, \theta, \vec{B}) = I_0 e^{-t/\tau} W(t, \theta, \vec{B}), \quad (3.3)$$

burada τ nükleer seviyenin ortalama ömrüdür ve $W(t, \theta, \vec{B})$ ise bir dış manyetik alan altında γ ışını açısal dağılımı ve rotasyonunu göstermektedir.

$$W(t, \theta, \vec{B}) = \sum_{k=even} A_k B_k P_k \cos(\theta - \omega_L t) \quad (3.4)$$

Burada A_k açısal dağılım katsayısıdır ve yayınlanan γ ışınlarının spinine ve yayınlanan radyasyonun çok katlılığına bağlıdır, B_k spin yönelim parametresi ve P_k da Legendre polinomlarıdır (bu konuyla ilgili ayrıntılı bilgi Bölüm 2.3.1’de bulunabilir.)

Bu teknik, γ ışınlarının şiddetinde zamanın bir fonksiyonu olarak meydana gelen değişimin ölçülmesine dayanmaktadır. Birbirine ve dış manyetik alana göre 90° açıda yerleştirilmiş iki dedektör tarafından ölçülen γ ışın şiddetleri arasındaki farkın, toplamalarına göre normalize edilmesi ile standart $R(t)$ fonksiyonunu elde edilir. Bu



Şekil 3.14: (a) g faktör ve (b) kuadrupol moment ölçümleri için TDPAD yönteminin deneysel düzeni.

ifade aşağıdaki gibi tanımlanır;

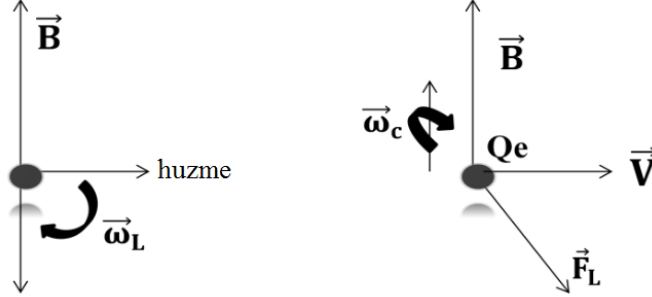
$$\begin{aligned}
 R(t, \theta, \vec{B}) &= \frac{I(t, \theta, \vec{B}) - \epsilon I(t, \theta + \pi/2, \vec{B})}{I(t, \theta, \vec{B}) + \epsilon I(t, \theta + \pi/2, \vec{B})} \\
 &= \frac{3A_2B_2}{4 + A_2B_2} \cos\{2(\theta - \vec{\omega}_L t)\}.
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

Ek olarak, birbirlerine göre 180° derecede yer alan dedektörlerin açısal dağılımları birebir aynıdır. Bundan dolayı, $R(t)$ fonksiyonu bunların ikili ikili toplamaları ile de elde edilebilir.

Işınlama anında gerçekleştirilen TDPAD yönteminde, uyarılmış peşpeşe meydana gelen bozunum şiddetlerinin eş fazlı olmayan süperpozisyonlarından, osilasyon genliklerini muhafaza etmek için, T_0 periyodu uyarılmış nükleer seviyenin τ ortalama ömründen daha büyük olan ($T_0 > \tau$) pulslu huzme ile, izomer seviyenin üretimine gereksinim duyulmaktadır. Bir diğer gereksinim, ΔT puls zaman aralığının, Larmor periyodundan çok daha küçük olduğu ($\Delta T \ll 1/\omega_L$) pulslu huzmelerin kullanımıdır. Mermi parçalanma reaksiyonları ile üretilen nötron zengin çekirdeklerde, odak noktasında egzotik izomer çekirdek oranı düşüktür, bu nedenle pulslu huzme kullanmaya gerek yoktur. İzomer seviye bozunması, ilgilenilen izomer seviyenin varış zamanı ile seviyeden yayınlanan γ ışınlarının bozunma zamanı arasında korelasyon oluşturularak ölçülebilir.

^{69}Cu izomer seviyesinin g faktörünü incelemek için gerçekleştirdiğimiz deneysel çalışmada, RIPS spektrometresi, iyonları hedef pozisyonundan taşımak ve yönlendirilmiş spinli nötron zengin izomerlerden oluşan katkısız iyon huzmesini

seçmek için kullanılır. Nükleer seviyenin manyetik momenti ve dipol mıknatıs alanları arasındaki etkileşme nedeniyle, spektrometrenin çıkışında spin yönelim eksenini ile implantasyon noktası arasındaki θ açısı sıfırdan farklıdır.



Şekil 3.15: Manyetik alan boyunca geçen uyarılmış çekirdek topluluğunun rotasyonu ve Lorentz kuvvetinin yönü.

Mm_N kütleli, Qe yükü ve $\vec{V}$ hızına sahip bir iyon, $\vec{B}$ manyetik alanından geçtiğinde, p momentum vektörü Lorentz kuvveti nedeniyle presesyon hareketi yapmaya başlar,

$$\vec{F}_L = Qe\vec{V} \times \vec{B} \quad (3.6)$$

ve siklotron frekansı aşağıdaki gibi elde edilir.

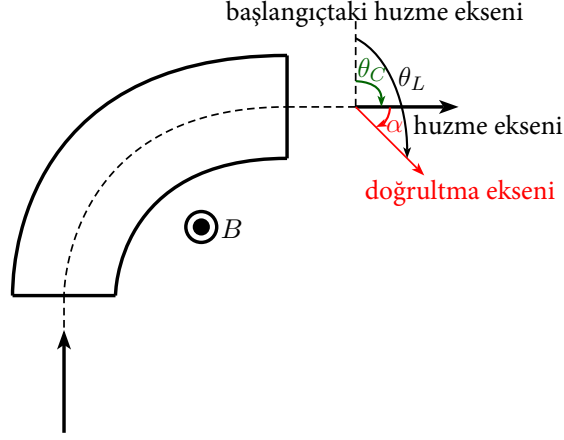
$$\vec{\omega}_C = -\frac{Qe\vec{B}}{Mm_N}. \quad (3.7)$$

Parçalanma sürecinde, spin doğrultulmuş topluluğun simetri eksenini, hız vektörüne paraleldir. Spektrometre boyunca iyonların geçişi sırasında, uyarılmış çekirdek topluluğunun spin yönelim eksenini θ_L açısında Larmor frekansı ile dönmektedir. Spektrometreyi geçtikten sonra, iyonların momentum vektörü birinci hız yönünden sapar. İki açı arasındaki ilişki aşağıdaki şekilde verilebilir:

$$\theta_L = \theta_C \frac{\omega_L}{\omega_C} = \theta_C \frac{g\mu_N}{\hbar} \frac{Mm_N}{Qe} = \theta_C \frac{gM}{2Q}. \quad (3.8)$$

İkincil hız vektörü ile spin yönelim topluluğunun simetri eksenini arasındaki α açısı da

$$\alpha = \theta_L - \theta_C = -\theta_C \left(1 - \frac{gM}{2Q}\right), \quad (3.9)$$



Şekil 3.16: Bir spektrometreyi geçen iyonların spin yönelme eksenindeki sapması.

şeklinde ifade edilir. Burada RIPS'in özel bir durumunda $\theta_C = -\pi/2$, kütle ayırımının öncesi ve sonrasında parçacıkların momentum yönleri arasındaki açıdır [9, 123].

Parçacık ayırıcısından sonra Denklem (3.5), aşağıda verilen değiştirilmiş forma sahiptir

$$R(t, \theta, \vec{B}) = \frac{3A_2B_2}{4 + A_2B_2} \cos\{2(\theta - \vec{\omega}_L t - \alpha)\}. \quad (3.10)$$

$R(t)$ fonksiyonu ilgilenilen seviyenin g faktörü ve Larmor frekansı vasıtasıyla, fonksiyonun genliği ile ilgili A spin doğrultma derecesi hakkında bilgi sağlanmaktadır. A spin doğrultması aşağıdaki şekilde hesaplanabilir:

$$A = \frac{\sqrt{I(I+1)(2I+3)(2I-1)}}{\sqrt{5}|\alpha_2(\max)|} \frac{4R_{\text{amp}}}{A_2(3 - R_{\text{amp}})} \quad (3.11)$$

burada $R_{\text{amp}} = 3A_2B_2/(4 + A_2B_2)$ osilasyon genliği iken, $\alpha_2(m) = I(I+1) - 3m^2$ şeklinde tanımlanır. Maksimum oblate ya da prolate doğrultma için, tüm çekirdekler sırasıyla en düşük $m = 0$ ya da $\pm 1/2$, ya da en yüksek $m = I$ seviyelerinde üretilir. Ayrıntılı bilgi Bölüm 2.3.1.2'de açıklanmaktadır.

Yöntem aynı zamanda, elektrik alan gradyenti sağlayan tek kristal ya da kübik-olmayan kafes yapıya sahip polikristal malzeme içine yerleştirilerek, izomer seviyelerin kuadrupol moment ölçümlerinde de kullanılabilir. Bu durumda

uygulanmış manyetik alan bulunmamaktadır. Nükleer kuadrupol etkileşme, spin yönelimini ve dolayısı ile ölçülen anizotropiyi azaltır. Kuadrupol etkileşme ölçümlerinde, $2I$ kuadrupol frekansları, buçuklu tamsayılar için $\omega_0 = 3\pi\nu_Q/I(2I - 1)$ ve tam sayılı spinler için $\omega_0 = 3\pi\nu_Q/2I(2I - 1)$ temel çiftlenim sabitlerinin katları olarak meydana gelir.

^{69}Cu çekirdeğinde ($13/2^+$) izomer seviyenin kuadrupol momentini belirlemek için, TDPAD yöntemi kullanılmıştır. Mermi parçalanma deneylerinde, kuadrupol ile pertürbe edilmiş $R(t)$ fonksiyonunun genliği spin yönelim eksenine göre yerleştirilmiş dedektörlerin pozisyonuna bağlıdır. Birbirine paralel ve spin doğrultma eksenine dik dedektörlerin birleştirilmesiyle, $R(t)$ fonksiyonunun en yüksek genliğine ulaşması sağlanır. Denklem (3.9)'dan görüleceği üzere, α , g faktör bağımlıdır, bu yüzden kuadrupol moment ölçümleri için en iyi deney geometrisinin sağlanması gereklidir. ^{69m}Cu izotopunun ($13/2^+$) seviyesinin bilinen g faktör değeri $g = 0.225(25)$ [9] kullanılarak, $\alpha = 66^\circ$ olarak bulundu. Bu geometrinin sağlanması için, Şekil 3.14(b)'de görüldüğü gibi, dört adet HPGe dedektörü $\pm 66^\circ$, $\pm 156^\circ$ 'ye yerleştirildi.

Denklem (2.76), polikristal ev sahibi malzeme için kuadrupol etkileşmeli pertürbe edilmiş açısal dağılım hesaba katılarak, ışınlama anında gerçekleştirilen deneyler için kuadrupol $R(t)$ fonksiyonu aşağıdaki şekilde ifade edilir

$$\begin{aligned} R(t, \theta) &= \frac{I(t, \theta) - \epsilon I(t, \theta + \pi/2)}{I(t, \theta) + \epsilon I(t, \theta + \pi/2)} = \frac{W(t, \theta) - \epsilon W(t, \theta + \pi/2)}{W(t, \theta) + \epsilon W(t, \theta + \pi/2)} \\ &= \frac{3A_2B_2}{4 + A_2B_2} \sum_n \delta_{2n} \cos\{n\omega_0 t\}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Parçacık ayırıcısından sonra Denklem (3.12), aşağıda verilen değiştirilmiş forma sahiptir

$$R(t, \theta) = \frac{3A_2B_2}{4 + A_2B_2} \cos\{2(\theta - \alpha)\} \sum_n \delta_{2n} \cos\{n\omega_0 t\}. \quad (3.13)$$

şekliyle “donar”. Dolayısı ile tüm bu çekirdekler, aşırı ince yapı etkileşmesini aynı T süresince hisseder. Durdurucu folyonun pozisyonu değiştirilerek, geri-tepme mesafesi ve dolayısı ile etkileşme zamanı değiştirilebilir, böylece, nükleer spin yönelimi zaman diferansiyelli olarak ölçülebilir. Açısal dağılımın, “hızlı” ve “durdurulmuş” olarak adlandırılan iki bileşeni vardır. Durdurulmuş iyonlar için zayıflatma katsayısı aşağıdaki ifade ile verilir:

$$G_k^{stopped}(T) = G_k(T), \quad (3.14)$$

Uçuş anında bozunan iyonların ortalama deoryantasyon katsayısı ise aşağıdaki ifade ile verilir:

$$G_k^{fast}(T) = \frac{\int_0^T G_k(t) e^{-\lambda t} \lambda dt}{\int_0^T e^{-\lambda t} \lambda dt} = 1 - b_k(1 - F(T)), \quad (3.15)$$

burada $b_k = k(k+1)/(2I+1)^2$ ve

$$F(T) = \frac{1 - e^{\lambda T}(\cos \omega_L T - \omega_L \tau \sin \omega_L T)}{(1 + \omega_L^2 \tau^2)(1 - e^{-\lambda T})}. \quad (3.16)$$

$T \rightarrow \infty$, limit durumunda integral zayıflatma katsayıları aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$G_k(\infty) \equiv G_k^{fast}(\infty) = 1 - b_k \left(\frac{\omega_L^2 \tau^2}{1 + \omega_L^2 \tau^2} \right). \quad (3.17)$$

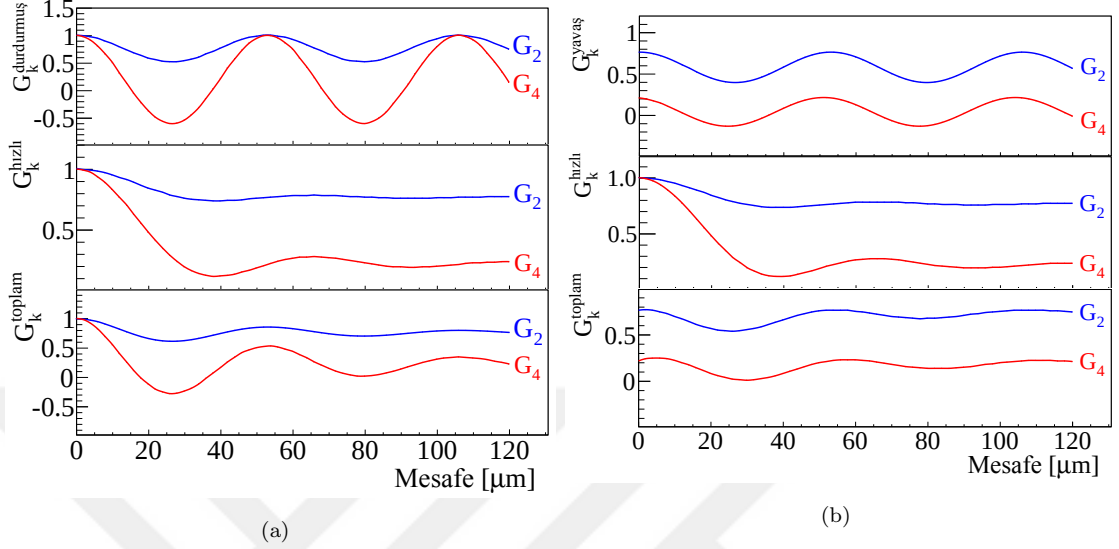
$\omega_L \gg 1$ ise, integral zayıflatma katsayıları $G_k(h.c.) = 1 - b_k$ değerine yaklaşır.

γ ışını spektrumunda, durdurulmuş ve hızlı pikler birbirlerinden ayrılamazsa, gözlenen zayıflatma katsayısı, uçan ve duran terimlerin toplamıdır.

$$G_k^{total} = (1 - e^{-t/\tau}) G_k^{fast} + e^{-t/\tau} G_k^{stopped} \quad (3.18)$$

Şekil 3.18(a)’da görülebileceği gibi, duran iyonların G_k katsayıları için etkileşim zamanı kesin olarak belirlenebilir ve gözlenen osilasyonun genliği korunur. Ancak, hızlı iyon bileşininin G_k katsayıları için ilgilenilen seviye, hedef ile durdurucu arasında uçuş anında bozunduğundan, etkileşim zamanı kesin olarak belirlenemez

ve osilasyon şekli uçuş zamanı boyunca bozularak azalır. Toplam zayıflatma katsayısı G_k^{total} , ω_L 'nin ölçümü için hızlı ve duran γ ışınlarının ayrılmasının gerekmediğini göstermektedir.



Şekil 3.18: H-benzeri ($1s^1$) ^{24}Mg iyonlarının (a) konvansiyonel teknik ve (b) modifiye TDRIV yöntemi ile zayıflatma faktörleri.

$g(2^+)$ seviyesinin, $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha\gamma)^{24}\text{Mg}$ tepkimesi ve konvansiyonel TDRIV yöntemi ile gerçekleştirilen bir önceki ölçümünde, Mg iyonları, yalnızca $v/c \sim 0.056$ kadar bir geri tepme hızına ulaşmıştır ve bunun sonucu olarak, H-benzeri iyon oranı %15 civarında kalırken, Mg iyonlarının çoğu üç ya da dört elektron yüklü iyonlar olarak geri tepmiştir. Bu durum, g faktör değerini elde edebilmek için kompleks atom konfigürasyonunun analiz edilmesini gerektirir. H-benzeri iyonlar elde etmenin önemi, aşırı ince yapı alanının temel prensiplerden kesin olarak belirlenmesini sağlayan basit elektron konfigürasyonuna sahip olmasından kaynaklanır (bkz. Denklem (2.120)).

Huzmenin hedefte durdurulduğu klasik TDRIV yöntemi, istenmeyen radyoaktif birikim nedeniyle radyoaktif huzmelerle kullanılamaz. Bu sorunu aşmak amacı ile Stuchbery ve arkadaşları tarafından Şekil 3.17’de gösterilen modifikasyon teklif edilmiştir [124]. Huzme durdurucu, elektron konfigürasyonunu yenilemek amacı ile ince bir reset folyo ile yer değiştirilmiştir. Radyoaktif iyon huzmeleri için bu değişiklik, uyarılmış radyoaktif iyon demetinin, γ ışın dedektörlerinin

ilerisinde algılanabildiği, bombardıman parçacığının uyarılabildiği deneylere olanak sağlamaktadır.

Yeni TDRIV yönteminde de zayıflatma katsayılarının iki farklı bileşeni vardır. Hedefle, rest folyo arasında uçarken bozunan iyonlar “hızlı”, reset folyodan geçtikten sonra bozunan iyonlar “yavaş” bileşen olarak adlandırılır. Reset folyosuna ulaşmadan önce bozunan iyonlar için zayıflatma faktörü klasik teknikle aynıdır. Reset folyosundan sonra bozunan iyonların bozunması, T uçuş zamanı ve $\bar{G}_k(\infty)$ ortalama integral zayıflatma katsayısı olmak üzere, $G_k(T)\bar{G}_k(\infty)$ ile osilasyon yapar. γ ışınlarının hızlı ve yavaş bileşenleri birbirlerinden ayrılmaz. Net açısal korelasyon, sönümlenme hızını nükleer seviye ömrü ve g faktörün belirlediği bir sönümle osilasyon yapar.

Hedeften çıkan uyarılmış çekirdekler, seviye ömrü nükleer seviye ömrü ile karşılaştırılabilir ya da daha uzun seviye ömrüne ve $1s, 2s$ ve $2p$ yörüngelerinde üç elektrona kadar elektron bulunduran tüm mümkün konfigürasyonlar, aşırı ince yapı etkileşmesine katkıda bulunur. Ana katkı çekirdekte yüksek manyetik alan yaratan çiftlenmemiş $1s$ elektronlu konfigürasyondan gelir. Horstman ve arkadaşları tarafından, Kaynak [2]’deki Tablo 2’de yer alan elektronik konfigürasyonlar için aşırı ince alan değerleri, GRASP2K Atomik Yapı Paket Kodu kullanılarak hesaplanmıştır [2, 125]. Tablo 3.4’de Horstman’ın a_J değerleri ile türettiği alanlar ile bizim elde ettiğimiz değerlerin karşılaştırılması verilmiştir. Horstman’ın çalışmasında He-benzeri iyon durumunda 1P_1 seviyesi oldukça küçük bir aşırı ince yapı alanına sahip olması nedeniyle dahil edilmemiştir.

Horstman Kaynak [2]’de Eşitlik (4)’ü, aşırı ince yapı frekansı $\omega_{F,F'}$ olarak tanımlar

$$\omega_{F,F'} = \{F(F+1) - F'(F'+1)\} \frac{a_J}{2\hbar} g, \quad (3.19)$$

burada

$$a_J = \mu_N \frac{\overline{H(0)}}{J}, \quad (3.20)$$

ve μ_N nükleer magneton, g nükleer g faktör, $\overline{H(0)}$ çekirdekdeki ortalama aşırı ince yapı kuvveti ve J elektronik konfigürasyonunun açısal momentumudur. Horstman ve arkadaşları tarafından a_J değerleri $\text{rad}\cdot\text{ps}^{-1}$ biriminde verilmektedir. Ancak Tablo 3.4’de tanımlama aşağıdaki şekilde

$$a_J = \frac{\mu_N}{\hbar} \frac{\overline{H(0)}}{J} \quad (3.21)$$

ifade edilir.

$$\frac{\mu_N}{\hbar} = 4789 \text{ Gauss}^{-1}\text{s}^{-1} = 0.04789 \text{ (kTesla)}^{-1}\text{ps}^{-1} \quad (3.22)$$

kullanımı aşağıdaki ifade ile gösterilir,

$$\omega_{F,F'} = \{F(F+1) - F'(F'+1)\} \frac{a_J}{2} g. \quad (3.23)$$

Çoğu kullanıcı ve uygulayıcı, Hartree Fock kodlarında (Genel Rölativistik Atomik Yapı Paketlerinde GRASP2K) A_J aşırı ince yapı etkileşme parametresini genellikle MHz biriminde tanımlamaktadır. A_J MHz biriminde tanımlandığında, aşağıdaki hali alır

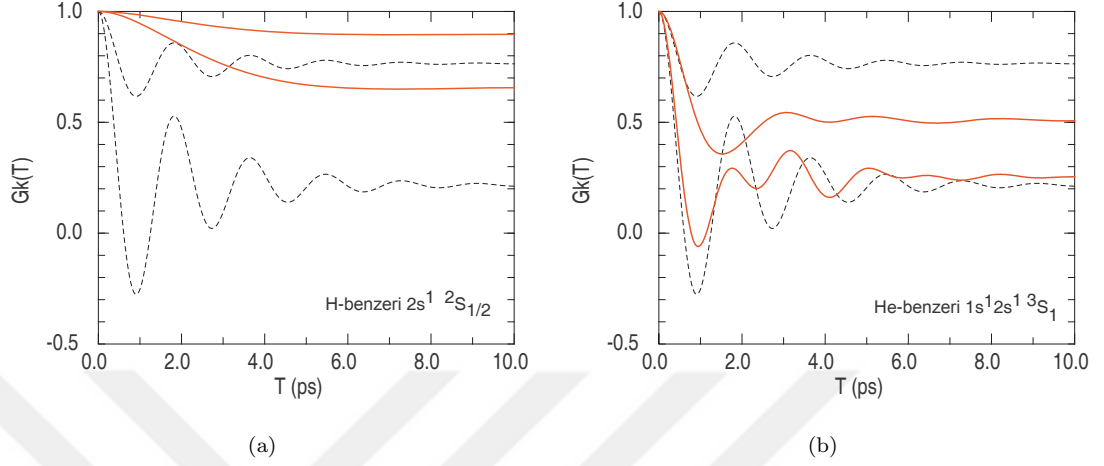
$$A_J = \frac{\mu_N}{\hbar} g \frac{\overline{H(0)}}{J} = g \frac{a_J}{2\pi}. \quad (3.24)$$

Tablo 3.4: H-benzeri, He-benzeri ve Li-benzeri Mg iyonları için aşırı ince yapı alanları ve elektron hızları.

Konfig.	terim	J	a_J (rad/ps)	$\overline{H(0)}$ (aJ) (kTesla)	$\overline{H(0)}$ (HF) (kTesla)	$E(1s)/E_h$	$E(2s \text{ or } 2p)/E_h$	v_K/v_0	v_L/v_0
H-benzeri iyonlar:									
$1s^1$	$^2S_{1/2}$	1/2	2.76	28.81					
$2s^1$	$^2S_{1/2}$	1/2	0.35	3.65					
He-benzeri iyonlar:									
$1s^1 2s^1$	3S_1	1	1.53	31.95	31.99	139.67	31.58	11.82	5.62
$1s^1 2p^1$	3P_2	2	0.71	29.65	29.30	138.86	30.72	11.78	5.54
$1s^1 2p^1$	3P_1	1	0.72	15.03	15.11	138.86	30.72	11.78	5.54
$1s^1 2p^1$	1P_1	1			0.68	138.35	30.06	11.76	5.48
Li-benzeri iyonlar:									
$1s^2 2s^1$	$^2S_{1/2}$	1/2	0.28	2.92	2.69				

Hızlı ve yavaş piklerden meydana gelen toplam $G_k(T)$ Tablo 3.4’de atomik konfigürasyon ve terimleri için değerlendirilerek, elde edilen sonuçlar Şekil 3.19(a),

3.19(b) ve Şekil 3.20(a), 3.20(b), 3.20(c)'de gösterilmektedir. H-benzeri iyonların temel seviyeleri için $G_k(T)$ grafiği her durumda karşılaştırma için noktalı çizgiler ile grafiklere dahil edilmiştir.



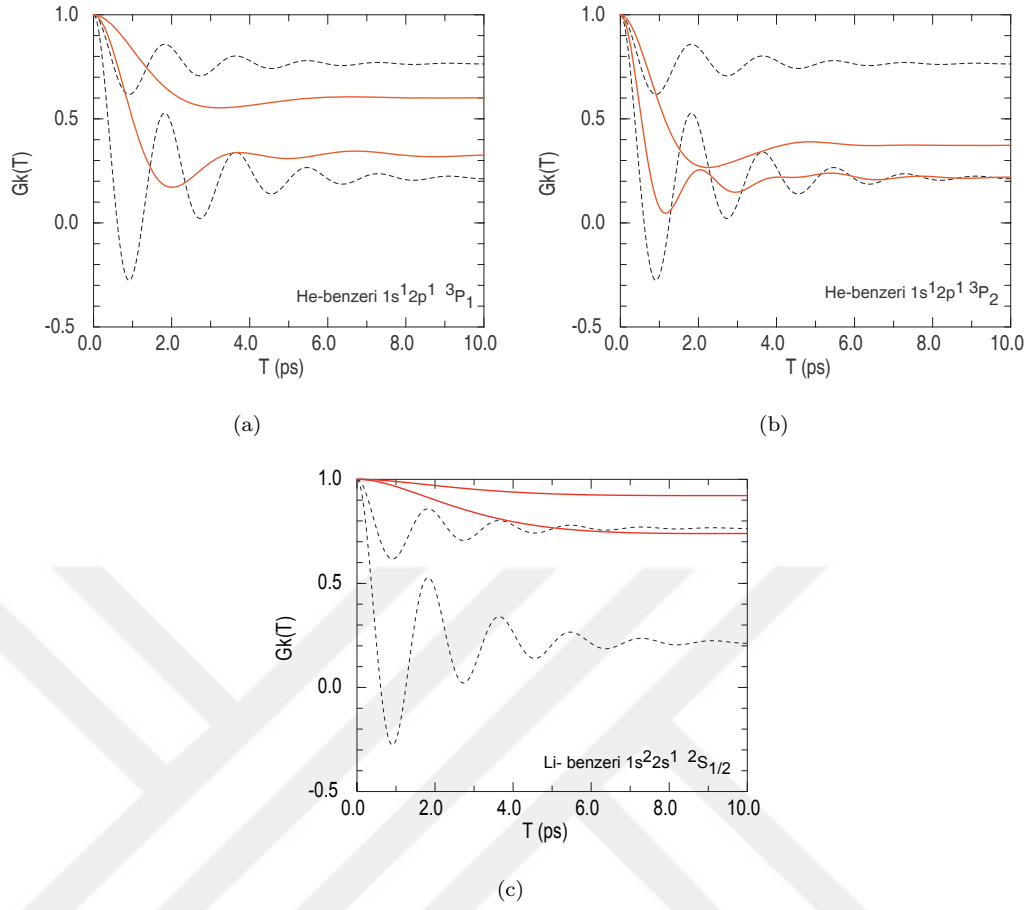
Şekil 3.19: Hızlı ve yavaş zayıflatma katsayıları nedeniyle meydana gelen (a) H-benzeri Mg iyonlarının $2S_{1/2}$ terimine ait $2s^1$ konfigürasyonu, (b) He-benzeri Mg iyonlarının $3S_1$ terimine ait $1s^1 2s^1$ konfigürasyonu. Karşılaştırma için H-benzeri Mg iyonlarının $2S_{1/2}$ terimine ait $1s^1$ konfigürasyonu, kesikli çizgiler ile gösterilmiştir.

Deneyssel verilere göre uçuş zamanının 0.3 ps (ya da $10 \text{ } \mu\text{m}$) sonra başladığı görülmektedir. Böylece deneyssel veriler kullanarak, farklı plunger mesafelerinin bir fonksiyonu olarak farklı açılardaki parçacık gama-ışın eş zamanlı şiddetlerinin oranı alınarak elde edilen $R(T)$ fonksiyonuna göre kosinüs dalga formuna sahip G_k grafiklerindeki ilk iniş piki H-benzeri $1s^1$ konfigürasyonuna karşılık gelmektedir.

Tablo 3.5: Li-benzeri Mg ($Z = 12$) için Hartree Fock kodunun çıkış dosyası.

Li 2S $Z = 12.0$ İÇİN HARTREE-FOCK DALGA FONKSİYONLARI						
Konfigürasyon = $1s(2) 2s(1)$						
ATOM Li TERİM 2S						
nl	E(nl)	I(nl)	KE(nl)	Rel(nl)	S(nl)	Az(nl)
1s	125.0579318	-71.939747	68.169774	-0.122014	0.393	80.762414
2s	26.9476603	-17.758058	13.745099	-0.028907	1.271	25.391016

Hesaplamalarda HF kodun çıkış dosyası kullanılarak elektron hızları hesaplanmıştır. Li-benzeri Mg ($Z = 12$) için Hartree Fock kodunun çıkış dosyası Tablo 3.5'te



Şekil 3.20: Hızlı ve yavaş zayıflatma katsayıları nedeniyle meydana gelen (a) He-benzeri Mg iyonlarının 3P_1 terimine ait $1s^1 2p^1$ konfigürasyonu, (b) He-benzeri Mg iyonlarının 3P_2 terimine ait $1s^1 2p^1$ konfigürasyonu, (c) Li-benzeri Mg iyonlarının $^2S_{1/2}$ terimine ait $1s^2 2s^1$ konfigürasyonu. Karşılaştırma için H-benzeri Mg iyonlarının $^2S_{1/2}$ terimine ait $1s^1$ konfigürasyonu, kesikli çizgiler ile gösterilmiştir.

sunulmaktadır. Bohr hız eşleşme kriteri hangi elektronun hareket eden iyonla bağlı kaldığını belirler. İyon hızından daha yavaş olan bir yörüngesel hıza sahip atomik elektronlar yörüngeden kopmaktadır. $E = \frac{1}{2}mv^2$ ve böylece $v = \sqrt{2E/m}$ (Enerjinin Rydberg birimi $Ry = 13.606$ eV ve Hartree $E_h = 2Ry = 27.211$ eV'tur):

$$v/v_0 = \sqrt{E/E_h} = \sqrt{\frac{1}{2}E/Ry} \quad (3.25)$$

Hartree Fock kodunun çıkış verilerine göre $1s$ elektronunun hızı $v/v_0 = \sqrt{125.06} = 11.18$ ya da $v_{1s} = 0.082c$ olarak elde edilmektedir. Aynı şekilde, $2s$ elektronlarının $v = 0.09c$ hızı $v/v_0 = \sqrt{26.95} = 5.19$ ya da $v_{1s} = 0.038c$. $v = 0.09c$ hızına sahip iyonlarda sadece Li-benzeri iyonların birkaç $2s$ elektronu, iyonlara bağlı olarak

Tablo 3.6: H-benzeri, He-benzeri ve Li-benzeri Mg iyonları için yük ve uyarılmış seviye dağılımları.

Q	$Z - Q$	Açıklama	$F(Q)$	Toplam (%)	K kabuğu (%)	L kabuğu (%)
8	4	Be-benzeri	0.001	(İhmal)		
9	3	Li-benzeri	0.046	4.6		
10	2	He-benzeri	0.342	34.2	29.6	4.6
11	1	H-benzeri	0.483	48.3	43.7	4.6
12	0	Çıplak	0.128	12.8		

kalabilmektedir. Bu nedenle elde ettiğimiz deneysel verilerde Li-benzeri yük oranı küçüktür. Aynı hız eşleşme kriterine dayanarak, çok az He-benzeri iyonlar L kabuğunda ($2s$ ya da $2p$) ve çok az H-benzeri iyon $2s$ yörüngesinde tek elektrona sahiptir.

Tablo 3.7: Uyarılmış He-benzeri konfigürasyonun istatistiksel oranı.

Konfig.	terim	$(2J + 1)$	ağırlık	$H(0)$ (kTesla)
$1s^1 2s^1$	3S_0	1	1/16	0
$1s^1 2s^1$	3S_1	3	3/16	31.99
$1s^1 2p^1$	3P_0	1	1/16	0
$1s^1 2p^1$	3P_1	3	3/16	15.11
$1s^1 2p^1$	3P_2	5	5/16	29.30
$1s^1 2p^1$	1P_1	3	3/16	0.68

Tablo 3.6’da $v/c = 0.092$ hızı ile Nb folyodan çıkan ^{24}Mg iyonları için hesaplanmış yük dağılımları gösterilmektedir. Yapılan hesaplamalara göre iki-elektronlu He-benzeri iyonların oranı %34.2 olarak elde edilmiştir. Bu oranın yüzde kaçının, alanın üretilmediği $1s^2$, 1S_0 temel seviye ve yüzde kaçının oldukça büyük alanların ürettildiği bir elektronun K -kabuğunda diğer elektronun L -kabuğuna dağıtıldığı konfigürasyonlarda bulunduğu asıl sorular arasında yer almaktadır. Li-benzeri fraksiyon, H-benzeri ve He-benzeri fraksiyonlarda bulunan uyarılmış konfigürasyonlar hakkında bilgi verir. Temel seviyede Li-benzeri iyonlar, uyarılmış He-benzeri ya da H-benzeri iyonları düşündüğümüzde, L -kabuğunda bulunan elektron hızları birbirine çok benzemektedir. He-benzeri iyonlar için L -kabuğunda bir elektronlu dizilimler: $1s^1 2s^1$ (3S_0), $1s^1 2s^1$ (3S_1), $1s^1 2p^1$ (3P_0), $1s^1 2p^1$ (3P_1), ve $1s^1 2p^1$ (3P_2). Ayrıca Tablo 3.4’de bulunmayan iki adet sıfır terimi bulunmaktadır. Bu seviyeler aynı uyarılma enerjisi seviyesi civarındadır ve istatistiklere dayanarak

popüle edilebilme olasılıkları eşittir. Tablo 3.7’de görüleceği üzere $(2J + 1)$ istatistiksel faktörü bu atomik seviyeler arasında He-benzeri iyonların toplam L -kabuk popülasyonlarının dağılımı için kullanılmıştır [126].



4. BULGULAR

4.1 VERİ ANALİZİ

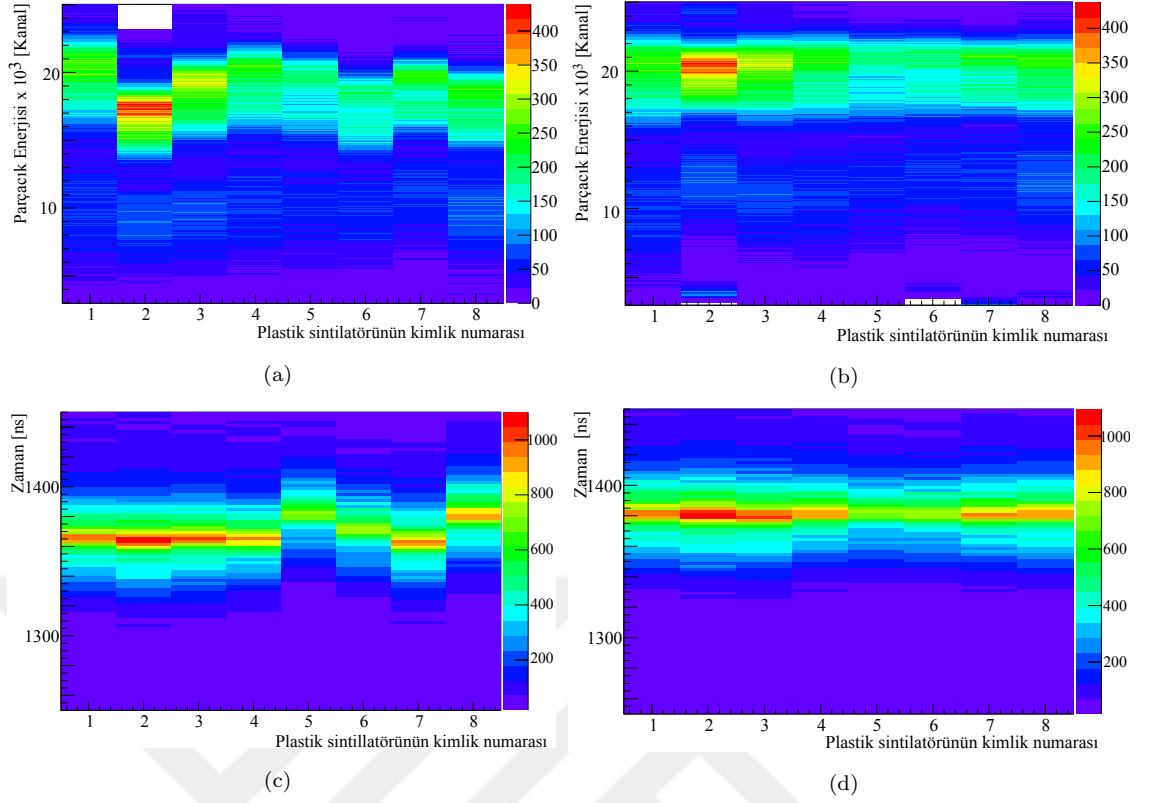
4.1.1 ^{24}Mg İzotopunda İlk Uyarılmış Seviyenin g Faktörü

Olaylar 16 bit, 8 kelimelik Narval formatı [127] ile kaydedilerek, ROOT formatına [128] dönüştürüldü. Hafızada seri olarak kaydedilen olaylar, dönüştürücü program tarafından birer birer okunarak, indis, enerji, zaman ve işaretleyici bufferlar ile birlikte dolduruldu. Olaylar Narval dosyasında kesin kronolojik sıra ile yazılmadığından, bufferlar, olayları artan zaman sırası ile sınıflandırmada kullanıldı. Bufferdaki ham veri, TEventCOMET sınıfı olay örneklerini yaratmak için kullanıldı. Bu örnekleme, dedektör türü, dedektör kimlik numarası, zaman, enerji ve işaretleyici alt branşlarına ayrılan TTree çıkışının doldurulmasında kullanıldı.

HPGe dedektörün enerji kalibrasyonu, ^{152}Eu kaynağı ile gerçekleştirildi. 120 MeV parçacık enerjili bir kaynak bulmak mümkün olmadığı için, parçacık sintilatör dedektörüne sahte bir enerji kalibrasyonu uygulandı.

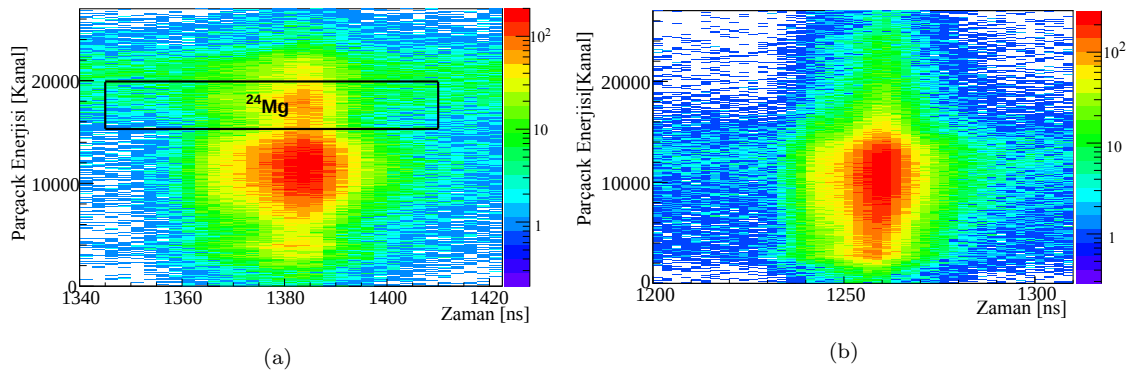
Deney süresince ortaya çıkan kaymalar için düzeltme uygulanmalıdır. Bu düzeltme, her bir kayıt için ana pikin başlangıç pozisyonuna göre kaydırılması ile sağlanabilir.

Plastik sintilatör kimlik numarasına karşılık gelen ve birbirlerine göre hizalanması gereken 13 ayrı zaman ve 8 parçacık enerjisi bulunmaktadır. Burada belirtilen zaman, parçacık ve γ ışını arasındaki zaman farkına karşılık gelir. Görsel olarak daha iyi anlaşılması amacı ile her bir HPGe dedektör için ayrı ayrı zaman ve parçacık enerjisi, plastik sintilatör kimlik numarasına karşılık iki boyutlu matrisler oluşturmak yararlı olacaktır. Bu tür matris örnekleri Şekil 4.1(a) ve Şekil 4.1(c)'de gösterilmektedir. Matrislerden görüleceği üzere, zaman ve



Şekil 4.1: Parçacık sintilatör dedektörünün her bir kanal numarasına karşın plastik sintilatör enerjisi (a) hizalamadan önce, (b) hizalamadan sonra. Parçacık sintilatör dedektörünün her bir kanal numarasına karşılık gelen zaman (c) hizalamadan önce (d) hizalamadan sonra.

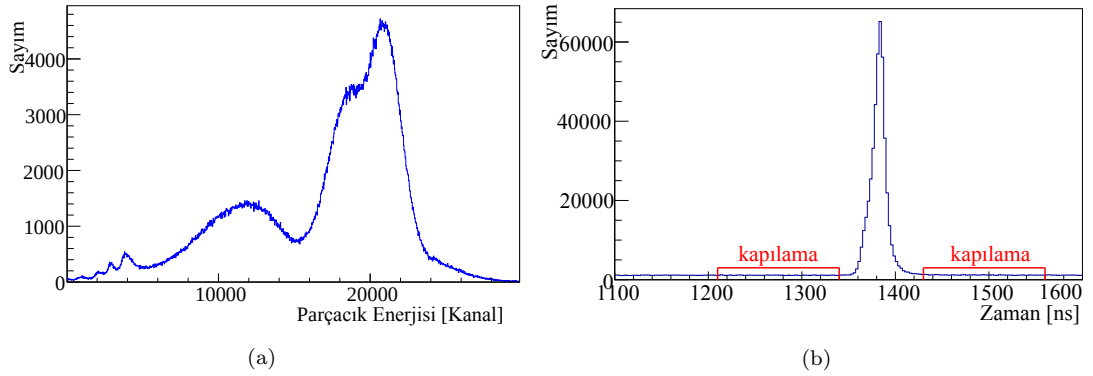
parçacık enerjisi için uygulanması gereken ortak öteleme değerleri hesaplanmalıdır. Plastik sintilatör kimlik numaralarına karşılık gelen zaman ve parçacık enerjisinden oluşan matrislere, öteleme uygulamasından sonraki görünüm Şekil 4.1(b) ve Şekil 4.1(d)'de verilmektedir. Şekil 4.2(a) ve Şekil 4.2(b)'de bir γ ışını ve



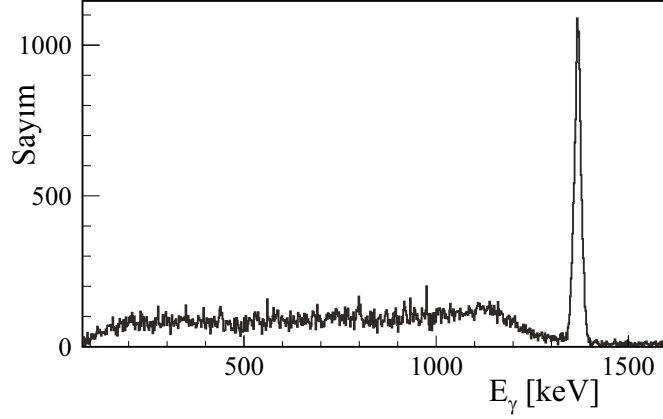
Şekil 4.2: (a) Nb - Au ve (b) Nb - Be folyoları için parçacık enerjisine karşılık zaman matrisleri.

plastik sintilatör dedektörünün tüm kanalları kullanılarak, parçacık enerjisine karşılık zaman matrisleri oluşturuldu. Nb hedef üzerinde istenilen uyarılmış huzme iyonları ile birlikte, Au reset folyosu üzerinde de uyarılmış huzme iyonları bulunmaktadır. Ancak, Au folyo üzerinde uyarılan huzme iyonları için plastik parçacık dedektöründen alınan enerji spektrumuna göre, Nb hedef üzerinde uyarılan iyonların giriş enerjilerinden 10 MeV kadar daha büyüktür ve bu fark dolayısı ile bu iyonlar Şekil 4.3(a)'de görüldüğü gibi parçacık spektrumunda ayrılabilir.

ORGAM dedektör dizininde algılanan bir γ ışını ile plastik sintilatörde algılanan bir huzme ve parçacık dedeksiyonuna karşılık gelen eş zamanlı olaylar, Şekil 4.2(a)'da gösterildiği gibi, dar bir zaman kapılaması ile olay verisinden ayıklandı. Rastgele eş zamanlı sayımların toplam eş zamanlı olaylardan çıkartılması, zaman spektrumuna konulan uygun rastgele kapılama ile gerçekleştirildi. Rastgele kapılamalar, Şekil 4.3(b)'de gösterildiği gibi, zaman skalasının sinyalden önce ve sonra düz olan kısımlarından alınarak uygulandı. Toplam kapılama bölgelerinin, pik genişliğinin iki veya daha fazla katı olması durumunda elde edilen toplam değerler pik genişliğinin katı ile normalize edildi. Radyoaktif bozunma ve/veya reaksiyon sonucu oluşan γ ışın background sayımı, eş zamanlı parçacık- γ koşulu ile bastırıldı. Bu yöntemle background sayımı bastırılmış γ ışını spektrum örneği Şekil 4.4'de verilmektedir. ^{24}Mg izotopunun $2^+ \rightarrow 0^+$ geçiş şiddeti tüm parçacık- γ kombinasyonları için belirlenmiştir.



Şekil 4.3: 80 μm mesafeli Nb - Au plunger mesafesinde toplanan (a) parçacık ve (b) zaman spektrumları. Şekil, bir γ ışın dedektörü ile parçacık dedektörünün tüm segmentleri arasında eş zamanlı olarak toplanan veriyi göstermektedir.



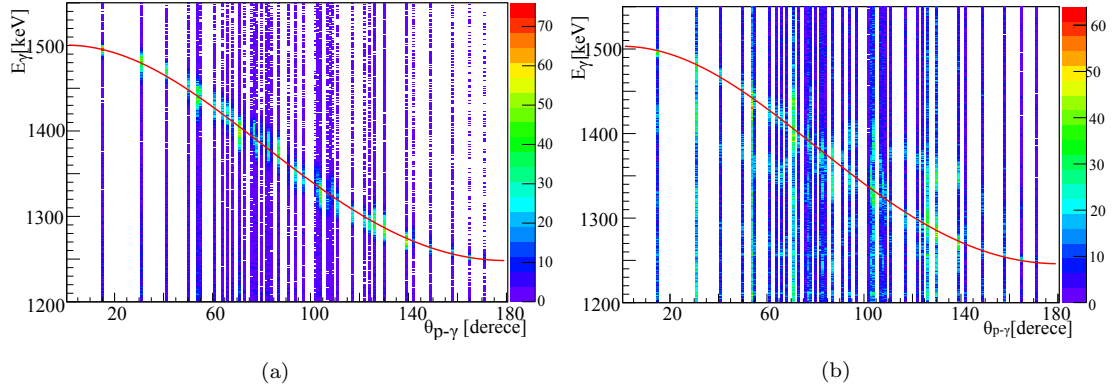
Şekil 4.4: 80 μm plunger mesafesinde toplanan ve $^{24}\text{Mg } 2^+ \rightarrow 0^+$ 1368-keV fotopikinin gösterildiği, rastgele eş zamanlı olaylardan ayıklanmış γ ışın spektrumu. Bir parçacık dedektör segmenti ile eş zamanlı dizinde bulunan tüm γ ışını dedektörleri için Doppler düzeltmesi yapılmış veri gösterilmektedir.

Hızlı hareket eden iyonların spektroskopisinde Doppler olayı önemli bir etkiye sahiptir. Hareketli bir çekirdekten yayınlanan gama radyasyonunun enerjisi, gerçek geçiş enerjisinden farklı görünür. Uyarılmış çekirdek algılayıcıdan uzaklaşıyorsa radyasyon frekansı olduğundan düşük, algılayıcıya yaklaşıyorsa gerçek frekanstan daha yüksek görünür. v hızı ile hareket eden uyarılmış iyondan yayınlanan bir γ ışını için Doppler kaymasının göreceli formu aşağıdaki ifade ile verilir;

$$E_\gamma = E_{\gamma o} \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta_{p-\gamma}}. \quad (4.1)$$

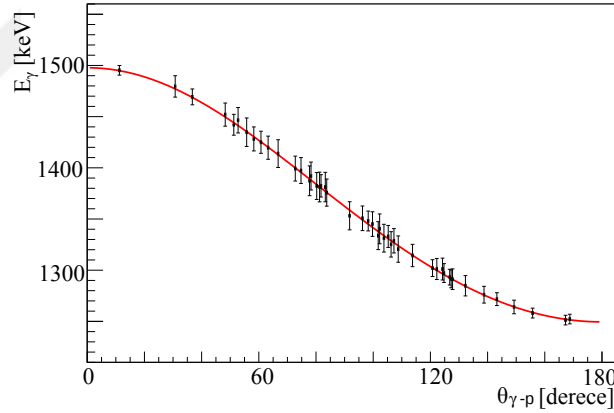
Burada, E_γ ve $E_{\gamma o}$ ($E = h\nu$) sırası ile ölçülen ve durgun gözlemci sistemindeki gerçek γ ışını geçiş enerjileridir. θ ise γ ışınlarının dedeksiyonu ve iyonların hareket doğrultusu arasındaki açıdır. Şekil 4.4’de verilen Doppler düzeltilmiş spektrum, HPGe ve parçacık dedektörleri arasındaki polar açı bilgisi ile üretilmiştir. ^{24}Mg izotopunun $2^+ \rightarrow 0^+$ geçişinin farklı polar açılarda Doppler kayması Şekil 4.5(a) ve Şekil 4.5(b)’de verilmektedir. Burada, açık renk noktalar ^{24}Mg izotopunun 2^+ seviyesinin geçiş enerjisini, kırmızı düz çizgi ise Doppler kaymasına uğrayan geçiş enerjisini göstermektedir.

Hedef ve reset folyo arasındaki (v/c) ortalama iyon hızları, uyarılmış seviyeden bozunma sonucu yayınlanan γ ışınlarının Doppler kayma bilgisi kullanılarak belirlenebilir. Deneyimizde Doppler kaymasına uğrayan iki bileşen enerji skalasında

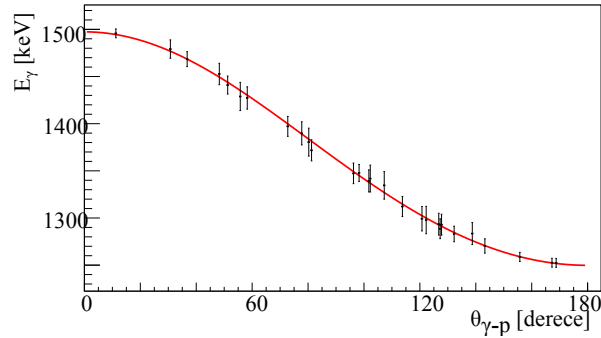


Şekil 4.5: γ ışınına karşı parçacık yayınlanma doğrultusu ile gama arasındaki açı. (a) 90 μm aralıklı Au reset folyolu Nb hedef ve (b) 114 μm aralıklı Be reset folyolu Nb hedef.

birbirlerinden ayrılmadı. Bu nedenle, hedeften sonra iyonların deneysel hızlarının belirlenmesi için en uzun mesafe kullanıldı. En uzun mesafe kullanılmasının nedeni, gama ışın şiddetinin çoğunun hedefle reset folyo arasında bozunmasıdır. ^{24}Mg izotopunun Doppler kaymasına uğrayan γ ışınlarına, her bir açıda pik



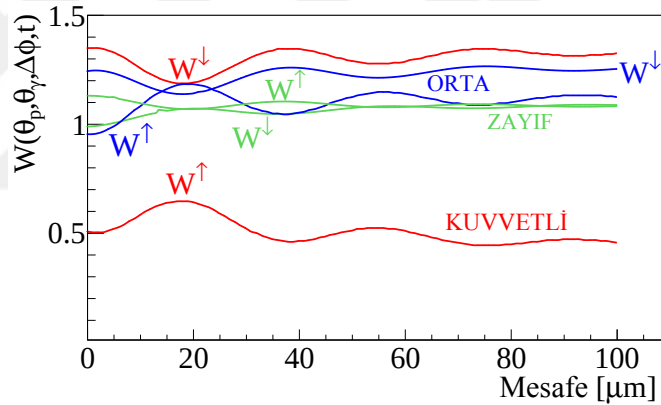
(a)



(b)

Şekil 4.6: Hedef ve (a) Au ve (b) Be reset folyoları arasındaki iyon hızının (v/c) belirlenmesi.

pozisyonu ve sigma değerinin belirlenmesi için Gauss uyum işlemi uygulandı. Şekil 4.6(a) ve 4.6(b)'de gösterilen noktalar, uyumdan elde edilen ortalama değerleri göstermektedir. Dikey hata çubukları uyumdan elde edilen sigma değerini gösterirken, yatay hata çubukları ise parçacık-gama açısının bin genişliğine karşılık gelir. v/c değerini belirlemek için tüm noktalara, Denklem (4.1) ile uyum eğrisi uygulandı. Au reset folyo için en uzun mesafe ($90 \mu\text{m} + \text{öteleme}$) değerinde, Be reset folyo için ($114 \mu\text{m} + \text{öteleme}$) değerindedir. Bu mesafelere karşılık gelen iyon hızları, sırası ile ışık hızının % 9.04(14) ve % 9.01(15) katı olarak bulunmuştur. Bu sonuçlar bize Be reset folyosu benzeri düşük Z değerli reset folyolarından gelen Coulomb uyarılma katkısının olmadığını gösterir. $114 \mu\text{m} + \text{offset}$ mesafesinde Nb hedefte oluşan uyarılmalarından oldukça küçük bir katkı bulunmalıdır. Ancak, 93/97 oranındaki kütlelerle ölçeklendiğinde, Mg izotoplarının Nb hedefteki Coulomb uyarılma miktarının Au reset folyodakine oranla oldukça yüksek olduğu görülür.



Şekil 4.7: Parçacık dedektörünün farklı segmentleri ile HPGe dedektörler için parçacık- γ açisal korelasyonunun simülasyondan elde edilen zaman bağımlılığı. Kırmızı, mavi ve yeşil çizgiler sırası ile kuvvetli, orta ve zayıf osilasyon genliğini göstermektedir.

Sekiz segmentli parçacık dedektörü ile ORGAM dizinindeki 13 dedektör için 104 adet farklı parçacık- γ kombinasyonu vardır. Datayı analiz etmek için 104 adet zaman bağımlı açisal korelasyon Denklem (2.94) kullanılarak değerlendirildi ve Şekil 4.7'de verilen hesaplanmış örneklerde gösterildiği gibi osilasyon genliğine ve γ ışını şiddetinin zamanla artıp $W^\uparrow(T)$, azalmasına $W^\downarrow(T)$, göre sıralandı. Burada, T uyarılmış iyonların uçuş zamanıdır ve hedef ile reset folyo mesafesi D , $T = D / \langle v \cos \theta_{p-\gamma} \rangle$ ifadesi ile bağıntılıdır. Burada, $\langle v \cos \theta_{p-\gamma} \rangle$ parçacık dedektörünün giriş açısı üzerinden alınmış bir ortalamaı temsil eder. Tablo 4.1

ve 4.2’de verildiği şekilde, kırk dokuz adet parçacık- γ kombinasyonu büyüklük olarak başlangıçta, %1 ile %27 çarpanı kadar artış göstermektedir. Geri kalan 55 adet parçacık- γ kombinasyonu başlangıçta büyüklük olarak % 0.09 ile %10 arasında değişen çarpanda azalma göstermektedir. $W^\uparrow(T)/W^\downarrow(T)$ oranına karşılık gelen eş zamanlı γ ışını şiddet oranları, en yüksek artış gösterenle, en fazla düşüş gösteren çiftlerden başlanarak gerçekleştirildi. Bu oranlar daha sonra aşağıda verildiği gibi geometrik bir ortalama ile birleştirildi.

$$R(T) = \left(\prod_{i=1}^n \frac{W_i^\uparrow(T)}{W_i^\downarrow(T)} \right)^{1/n} \quad (4.2)$$

Burada, n , kullanılan $W^\uparrow(T)/W^\downarrow(T)$ oranlarının sayısıdır. $R(T)$ deneysel geometrik ortalamaları ile γ ışın ve parçacık dedektörlerinin verimi büyük oranda yok edilmektedir.

Tablo 4.1: FOM = $100 * (W(21\mu\text{m}) - W(0\mu\text{m})) / W(0\mu\text{m})$ niceliği ile elde edilen osilasyon genliğinin $n = 14$ ve $n = 17$ adet oran için sıralanmış listesi.

n=14				n=17			
Komb.	FOM(+)	Komb.	FOM(-)	Komb.	FOM(+)	Komb.	FOM(-)
G2 P1	27.09	G2 P2	-9.86	G5 P7	12.2	G3 P5	-7.33
G11 P1	27.09	G11 P8	-9.86	G8 P3	12.2	G9 P5	-7.33
G3 P2	26.4	G5 P8	-9.61	G10 P2	12.14	G3 P7	-6.75
G9 P8	26.4	G8 P2	-9.61	G2 P3	11.27	G9 P3	-6.75
G5 P1	24.06	G10 P1	-9.61	G11 P7	11.27	G1 P2	-6.7
G8 P1	24.06	G5 P6	-8.6	G4 P5	8.83	G1 P4	-6.7
G10 P8	24.06	G8 P4	-8.6	G12 P5	8.83	G13 P6	-6.7
G5 P5	18.23	G10 P3	-8.54	G1 P3	8.02	G13 P8	-6.7
G8 P5	18.23	G2 P4	-8.26	G13 P7	8.02	G2 P8	-6.69
G3 P7	18.19	G11 P6	-8.26	G6 P1	7.34	G11 P2	-6.69
G9 P4	18.19	G3 P1	-8.22	G6 P5	7.34	G6 P6	-6.15
G10 P4	18.0	G9 P1	-8.22	G4 P1	7.14	G6 P8	-6.15
G2 P5	16.59	G3 P3	-8.18	G12 P1	7.14	G10 P7	-5.26
G11 P5	16.59	G9 P7	-8.18	G1 P1	5.69	G5 P2	-5.23
				G1 P5	5.69	G8 P5	-5.23
				G13 P1	5.69	G4 P4	-4.77
				G13 P5	5.69	G12 P6	-4.77

Düşük osilasyon genlikli $W^\uparrow(T)/W^\downarrow(T)$ oranların, büyük osilasyon genliği gösteren oranlarla birlikte ortalaması alınırsa, duyarlılık kaybolmaktadır. Bu nedenle, veri

Tablo 4.2: $FOM = 100 * (W(21\mu m) - W(0\mu m))/W(0\mu m)$ niceliği ile elde edilen elde edilen osilasyon genliğinin $n = 18$ adet oran için sıralanmış listesi ve kullanılmayan kombinasyonlar.

n=18				kullanılmayan kombinasyonlar			
Komb.	FOM(+)	Komb.	FOM(-)	Komb.	FOM(+)	Komb.	FOM(-)
G3 P4	4.66	G2 P6	-4.3			G4 P3	-1.53
G9 P6	4.66	G11 P4	-4.3			G12 P7	-1.53
G3 P8	4.62	G4 P8	-3.93			G4 P2	-0.95
G9 P2	4.62	G12 P2	-3.93			G12 P8	-0.95
G1 P6	4.42	G5 P4	-3.26			G2 P7	-0.09
G1 P8	4.42	G8 P6	-3.26			G11 P3	-0.09
G13 P2	4.42	G4 P6	-3.2				
G13 P4	4.42	G12 P4	-3.2				
G7 P2	4.19	G10 P5	-3.19				
G7 P8	4.19	G7 P4	-3.09				
G6 P2	3.52	G7 P6	-3.09				
G6 P4	3.52	G7 P5	-2.98				
G7 P1	3.19	G1 P7	-2.28				
G6 P7	3.04	G3 P3	-2.28				
G4 P7	2.09	G10 P6	-2.04				
G12 P3	2.09	G5 P3	-2.03				
G7 P3	1.39	G8 P7	-2.03				
G7 P7	1.39	G6 P3	-1.73				

seti üç farklı grup için geometrik oranlar elde edilerek analiz edildi. Bunlardan ikisi Şekil 4.8’de gösterilmektedir. En büyük osilasyon genliğine sahip $n = 14$ adet kombinasyon “kuvvetli” olarak işaretlenirken, orta büyüklükte osilasyon genliği gösteren $n = 17$ adet oran ise ”orta” olarak işaretlenmiştir. Bunların dışındaki $n = 18$ çift, küçük osilasyon genliği gösteren oranlardır. Parçacık ve γ dedektör dizinlerinin simetrisi nedeniyle, belirli parçacık- γ dedektör kombinasyonları her zaman aynı açısal korelasyonu gösterir. Bu tür kombinasyonların oranı etkisiz ya da “boş” olarak alınmalıdır. Bu tür bir “boş” etiketlemesi Şekil 4.8’de gösterilmektedir.

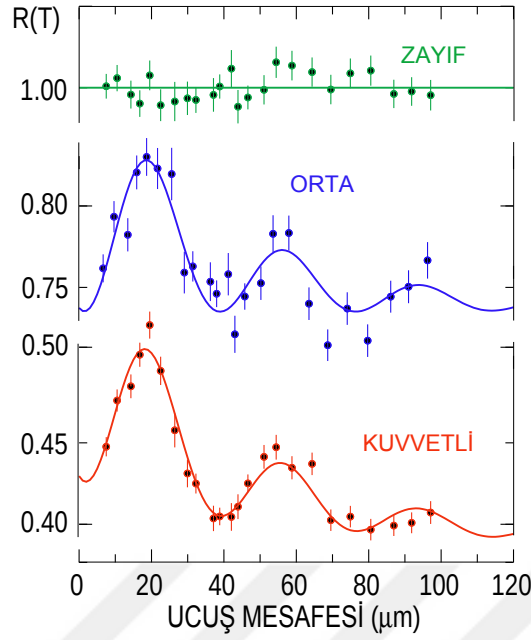
g faktör değeri Şekil 4.8’de gösterildiği gibi, deneysel veriye yapılan uyumla elde edildi. Uyum işlemi, Coulomb uyarılması hesaplamalarını [129] temel alan ve deneysel koşulları modelleyen bir bilgisayar kodu kullanılarak gerçekleştirildi [130]. Bölüm 3.3.2’de verilen bağıntılar ve Denklem (2.94) ile $R(T)$ oranları deneysel verinin kombinasyonuna benzer şekilde gruplandırılır. Uyum prosedürü, büyük

oranda Horstman *et al.*'ın yöntemi ile benzerdir [2]. Ana fark, H-benzeri K -kabuğu aşırı ince yapı alanının ölçümlerimizde baskın olmasıdır. Bu kabuğa ait aşırı ince yapı alanının değeri, Genel Rölativistik Atom Yapısı Paketi, GRASP2K ile $B_{1s}(0) = 29.09$ kT olarak elde edildi [125]. Rölativistik etki %1 mertebesinde, $B_{1s}(0)$ değerindeki belirsizlik, deneysel g faktör değerindeki belirsizliği destekler şekilde, ihmal edilebilir düzeydedir.

Schiwietz and Grande [131] formülüne göre, Nb hedefi terk eden Mg iyonlarının %48'i H-benzeri, %34'ü He-benzeri, %13'ü çıplak ve %5'i Li-benzeri iyonlardır. Bazı H-benzeri ve He-benzeri iyonlar L kabuğunda bir elektron olacak şekilde uyarılmış durumdadır. L -kabuğu elektronunun $2s$ veya $2p$ yörüngesinde veya H, He ya da Li iyonlarında bağlı durumda olup olmadığına bakmaksızın, elektron hızı benzerdir. Bu nedenle, Bohr hız eşleme kriteri gereği, deneysel veriye uyum işleminin başlangıç noktası olarak, L -kabuğunda bir elektrona sahip H-benzeri ve He-benzeri iyonların kesrini tahmin etmek için Li-benzeri yük durum dağılımı kullanılmıştır. Bu hesaplama ile, iyonların %45'i H-benzeri temel seviyede, %43'ü çıplak iyonlar veya He-benzeri temel seviyede herhangi bir alan oluşturmayan ve geri kalan % 12'si L -kabuğu katkısı olan (H ve He'un uyarılmış seviyeleri ve Li'un temel seviyesi) iyonlar olarak belirlenmiştir. Uyarılmış He-benzeri iyonlar için bir kaç farklı konfigürasyon mümkün olduğundan, bunların popülasyonunun $(2J+1)$ ağırlık fonksiyonu ile oluştuğu varsayılmaktadır. L -kabuğu kesrinin 0 ile %20 arasında değiştirilmesi, elde edilen g faktör veya uyum işleminin düzelmesi üzerinde çok az etkili olduğu görülmüştür. (bakınız Bölüm 3.3.2.).

Kuvvetli, orta ve zayıf genlik osilasyonuna sahip $R(T)$ verisine ait uyum sonuçları, sırası ile, $g = 0.538(13)$, $0.539(24)$ ve $0.54(3)$ değerlerini vermektedir. Verilen hatalar yalnızca istatiksel hatalardır. Ağırlıklı ortalama değer, istatiksel hata ile birlikte, $g = 0.538(11)$ olarak verilebilir.

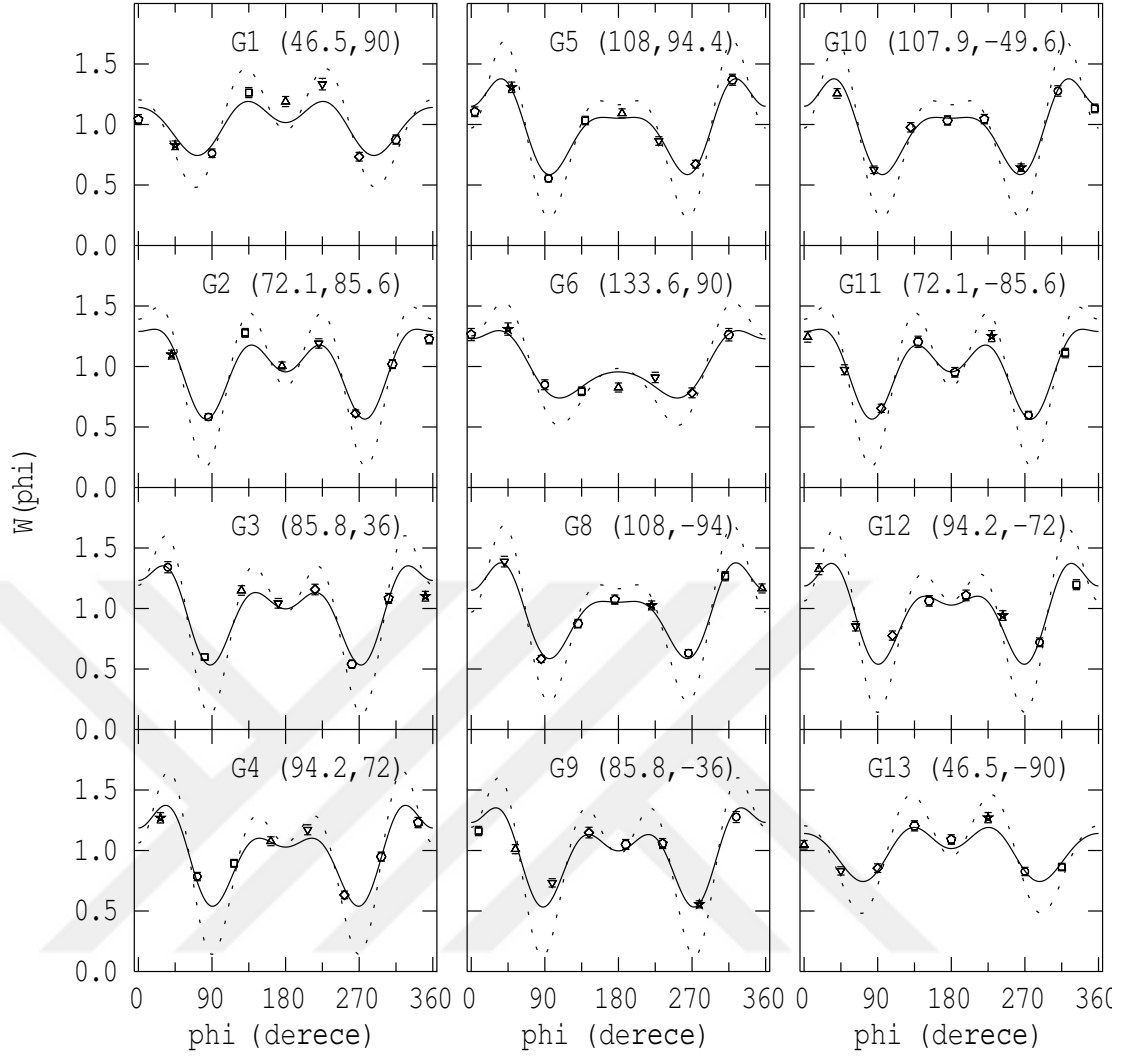
Sistematik hatalar; (i) Hedef parçacık dedektörü yüzeyi mesafesindeki ± 1.5 mm belirsizlik için $\delta g = \pm 0.0045$, (ii) $\tau = 1.97(5)$ ps, seviye ömründeki belirsizlik için $\delta g = \pm 0.0040$ [13], (iii) v/c 'deki belirsizlik için $\delta g = \pm 0.0035$ ve (iv) aşırı ince yapı alanının dağılımındaki belirsizlik için $\delta g = \pm 0.0010$ olarak alınmıştır. Sonuçta,



Şekil 4.8: $R(T)$ oran verisi, Denklem (4.2) ve deneyin detaylı modellenmesini temel alan uyumlar [130]. Mesafe hedef ve reset folyo arasındaki açıklıktır ($22.4 \mu\text{m} = 1 \text{ ps}$ uçuş zamanı). Osilasyonun frekansı g faktör değerini belirler.

deneysel g faktör değeri, bir önceki deneysel $g = 0.51(2)$ [2] değeri ile büyük ölçüde uyumlu ancak ondan daha duyarlı bir şekilde, $g = 0.538 \pm 0.011$ (istatistiksel) ± 0.007 (sistemik) veya $g = 0.538(13)$ [14] olarak elde edildi. İyileştirme kısmen daha iyi istatistiksel duyarlılıktan kaynaklanır, ancak yeni ölçümde, elde edilen yüksek iyon hızı nedeni ile sistemik hata önemli oranda azaltıldı. Aşırı ince yapı alanı dağılımındaki belirsizlik bu yeni deneyde fazla bir etkiye sahip değilken, bir önceki deneyde belirsizliğin önemli bir kaynağı olarak görülmektedir.

Nb hedef üzerinde ^{24}Mg izotopunun Coulomb uyarılmasını takiben deneysel parçacık- γ açısal korelasyonları, tüm Nb-Au plunger mesafeleri için, Kaynak [132]'de verilen yöntemle gerçekleştirildi. En kısa ve en uzun plunger mesafeleri için sırası ile Şekil 4.9 ve 4.10'de gösterilmektedir. Açısal korelasyon, her bir γ ışın dedektörü için azimutal açıya göre çizildi. Bu şekillerde, farklı semboller, parçacık dedektörü segmentlerini belirtmektedir. Daire her zaman ilkinin, kare ikincisini, yukarı üçgen üçüncüyü, aşağı üçgen dördüncüyü, paralel kenar beşinciye, altıgen altıncıyı, beşgen yedinciye ve yıldız da sekizinci segmenti belirtmektedir. Belirli bir plunger mesafesi için i parçacık dedektör segmentini ve j gamma dedektörünü

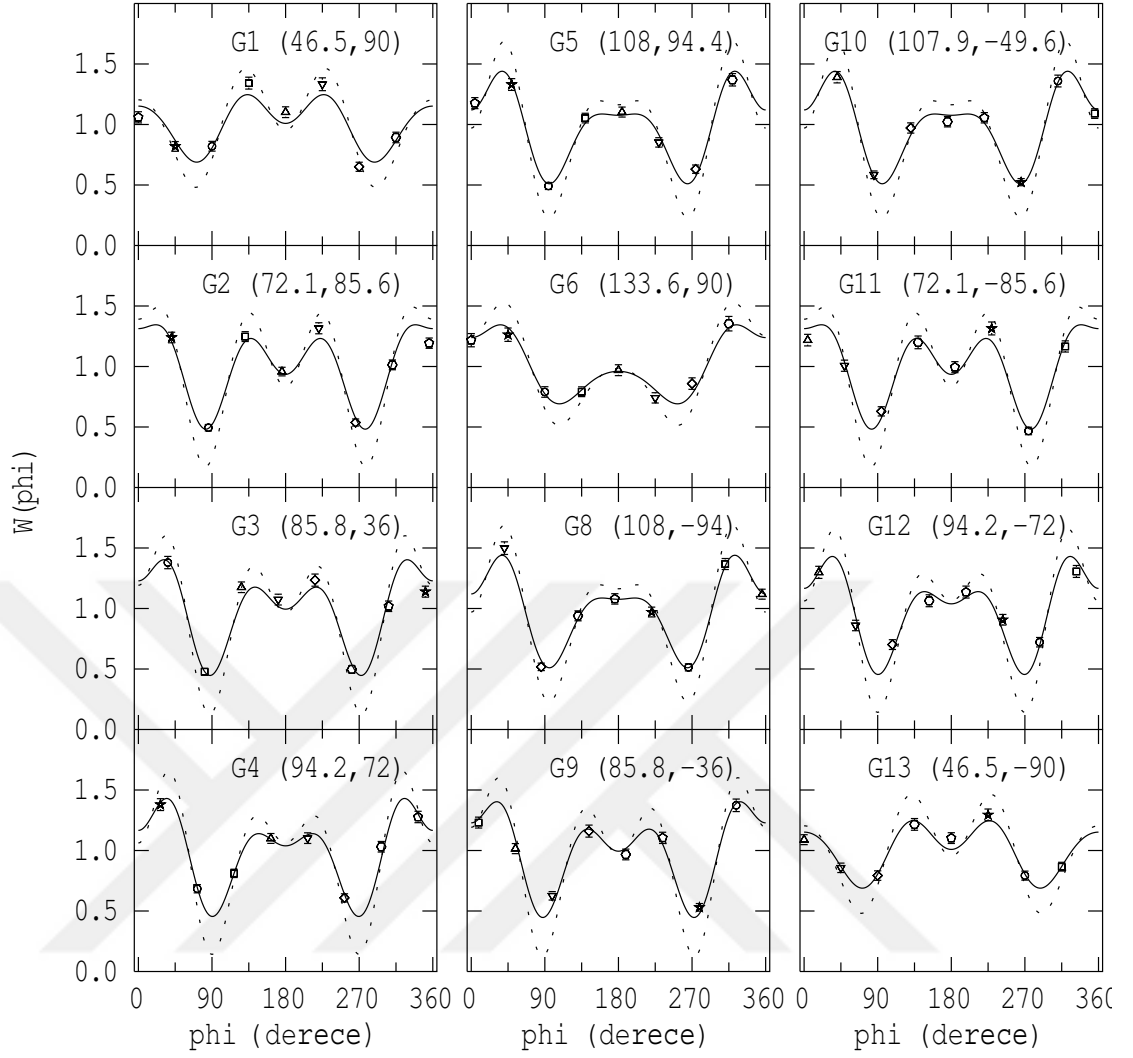


Şekil 4.9: $8\mu\text{m}$ plunger mesafesinde, Nb hedef üzerinde uyarılmış ^{24}Mg izotopları için parçacık- γ açısal korelasyonları. Pertürbe olmamış korelasyon noktalı çizgi ile, uyum sonuçları düz çizgi ile gösterilmektedir.

temsil etmek üzere, verilen bir parçacık ve gama dedektör kombinasyonu (i, j) için, gözlenen sayım değeri aşağıdaki ifade ile verilir;

$$N(i, j) = N_0 \epsilon_{p_i} \epsilon_{\gamma_j} W(\theta_{p_i}, \phi_{p_i}, \theta_{\gamma_j}, \phi_{\gamma_j}), \quad (4.3)$$

Burada, N_0 , Coulomb uyarılması tepkime kesitine, huzme akımına, sayım zamanına ve buna benzer diğer değişkenlere bağlı bir sabit ve ϵ_{p_i} ile ϵ_{γ_j} sırası ile parçacık ve gama dedektörlerinin verimleridir. $W(\theta_{p_i}, \phi_{p_i}, \theta_{\gamma_j}, \phi_{\gamma_j})$ açısal korelasyon fonksiyonudur. Bu sayımlar öncelikli olarak bir parçacık dedektör segmentindeki toplam tekli sayımlara normalize edildi. Bir parçacık dedektöründeki tek parçacık



Şekil 4.10: 90 μ m plunger mesafesinde, Nb hedef üzerinde uyarılmış ^{24}Mg izotopları için parçacık- γ açısal korelasyonları. Pertürbe olmamış korelasyon noktalı çizgi ile, uyum sonuçları düz çizgi ile gösterilmektedir.

sayım hızı aşağıdaki ifade ile belirlenir;

$$N_R(i) = N_{R0}\epsilon_{p_i}, \quad (4.4)$$

Burada, N_{R0} , Rutherford (tekli sayım) tepkime kesitine, huzme akımına, sayım zamanına ve buna benzer diğer değişkenlere bağlı bir sabittir. Denklem (4.3)'ü Denklem (4.4)'e böldüğümüzde, parçacık dedektörü veriminden bağımsız bir ifade elde edilir.

$$N(i, j)/N_R(i) = (N_0/N_{R0})\epsilon_{\gamma_j}W(\theta_{p_i}, \phi_{p_i}, \theta_{\gamma_j}, \phi_{\gamma_j}). \quad (4.5)$$

Orsay deneyinde, ϕ_p açısında yalnızca tek bir parçacık dedektör segmenti bulunmaktadır. Etkin θ_p açısı tüm segmentler için aynıdır. Basitleştirmek için bağıntılardan kaldırılabilir. Açısal korelasyonda, yalnızca azimutal açılardaki $\phi_{\gamma_j} - \phi_{p_i}$ farkına bağlı olduğundan aşağıdaki şekilde yazılabilir;

$$N(i, j)/N_R(i) = N(\theta_{\gamma_j}, \phi_{\gamma_j} - \phi_{p_i}) = N_R \epsilon_{\gamma_j} W(\theta_{\gamma_j}, \phi_{\gamma_j} - \phi_{p_i}), \quad (4.6)$$

ve normalizasyon faktörü $N_R = (N_0/N_{R0})$ ile gösterilir.

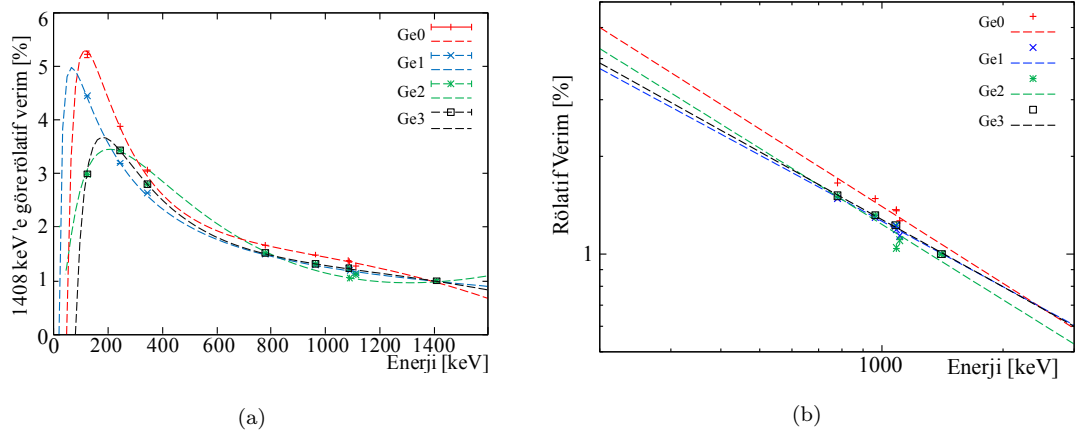
γ ışın dedektörünün verimi, seçilen bir parçacık ve γ ışın dedektör çiftinden alınan eş zamanlı sayımların, $N(\theta_{\gamma_j}, \phi_{\gamma_j} - \phi_{p_i})$, tüm parçacık dedektörü segmentlerinin toplamı ile normalize edilerek yok edilebilir:

$$\frac{n_P N(\theta_{\gamma_j}, \phi_{\gamma_j} - \phi_{p_i})}{\sum_i N(\theta_{\gamma_j}, \phi_{\gamma_j} - \phi_{p_i})} = \frac{W(\theta_{\gamma_j}, \phi_{\gamma_j} - \phi_{p_i})}{W(\theta_{\gamma_j})}. \quad (4.7)$$

Burada, n_P parçacık sintilatör algılayıcısındaki segment sayısıdır. $W(\theta_{\gamma_j})$, $q \equiv 0$ olmak üzere, Denklem (2.94) ile verilir. Pertürbe olmuş açısal korelasyona uyum işlemi uygulamak amacı ile yalnızca vakum zayıflatma faktörleri olan G_2 ve G_4 , serbest parametre olarak kullanıldı.

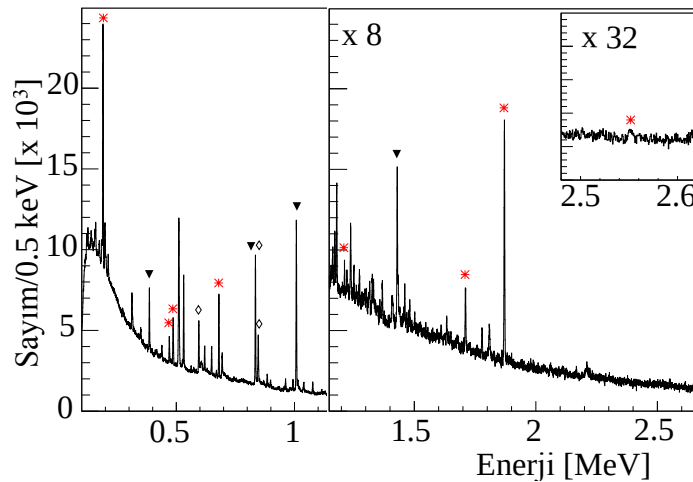
4.1.2 ^{69}Cu İzotopunda İzomer Seviyenin g Faktörü

HPGe dedektörlerinin enerji kalibrasyonu ^{152}Eu kaynağı ve ^{69}Cu 'un bilinen 2251.6 keV'lik γ ışın geçişi kullanılarak gerçekleştirildi. ^{152}Eu kaynağı kullanılarak gerçekleştirilen rölatif verim kalibrasyonu Şekil 4.11(a)'da sunulmaktadır. Buradaki noktalar yayınlanan E_γ γ ışın enerjilerine karşılık ölçülen rölatif verimi göstermektedir. Bu verilere, $\log(\varepsilon) = a_0 + a_1 \log(E_\gamma) + a_2 [\log(E_\gamma)]^2 + a_3 [\log(E_\gamma)]^3 + a_4 [\log(E_\gamma)]^4$ ile uyum uygulandı. Burada ε rölatif verim, a_0 , a_1 , vb., uyum algoritmasından elde edilen katsayıları göstermektedir. 700 keV enerji değeri üzerindeki enerjilerde verim kalibrasyonunun yetersiz olması nedeniyle, 700 keV enerji değeri üzerindeki veriler, uyum fonksiyonun sadece ilk iki terimi kullanılarak uygulandı ve Şekil 4.11(b)'de gösterildiği gibi her iki eksen logaritmik skalada çizildiğinde, lineer ilişki sağlandı.

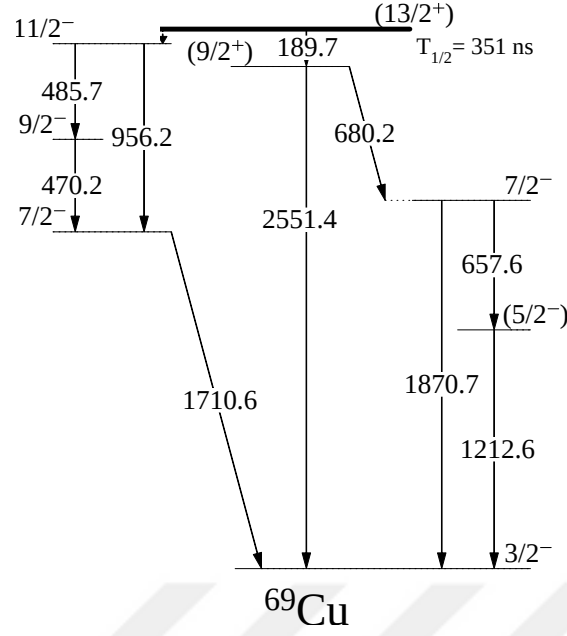


Şekil 4.11: Rölatif verime karşılık γ ışın enerjisinin (a) $\log(\varepsilon) = a_0 + a_1 \log(E_\gamma) + a_2 [\log(E_\gamma)]^2 + a_3 [\log(E_\gamma)]^3 + a_4 [\log(E_\gamma)]^4$ fonksiyonu ve (b) fonksiyonun sadece ilk iki terimi kullanılarak uygulanan uyum grafikleri.

Şekil 4.12’de, gerçekleştığımız deneyden elde edilen karakteristik γ ışın spektrumu gösterilmektedir. $(13/2^+)$ izomer seviyenin bozunmasını gösteren seviye şeması Şekil 4.13’de sunulmaktadır. Ölçülen γ ışın şiddetleri, Şekil 4.14(a)’de gösterilen γ - γ matrisinin, Şekil 4.14(b)’de gösterildiği gibi bir eksen üzerine izdüşümü elde edildikten sonra dedektörlerin verimi ile düzeltildi. Uyarılma enerjileri, izomer seviye altındaki tüm γ ışınlarına, ayrı ayrı kapılama uygulandıktan sonra her bir geçiş için farklı kapılamalardan elde edilen değerlerin ağırlıklı ortalaması alınarak elde edildi. ^{69}Cu ’un γ ışın geçişleri ve seviyelerinin özellikleri,



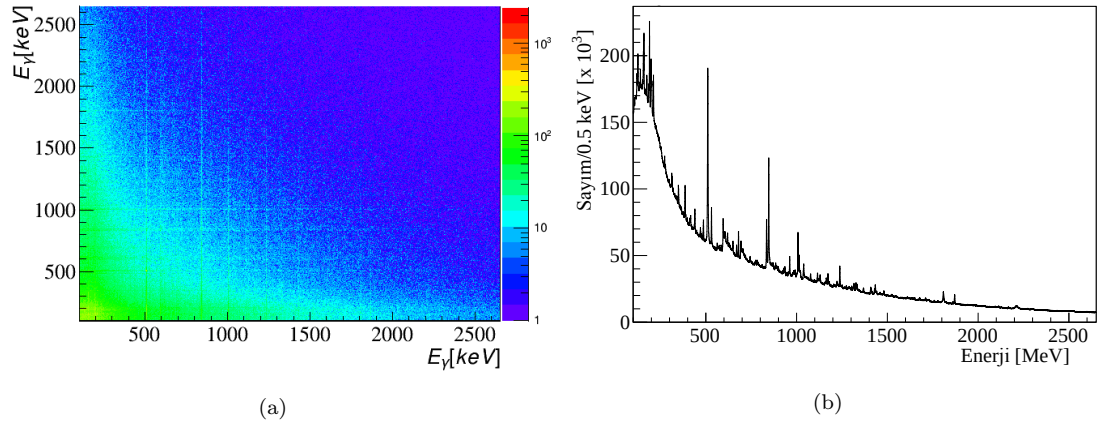
Şekil 4.12: 160-1460 ns zaman aralığında karakteristik γ ışın spektrumu. Sadece yüksek şiddetteki γ ışınları işaretlenmiştir. Yıldız işareti, ^{69m}Cu ’un γ ışınlarını; üçgen işareti, β bozunmasından gelen kontaminasyonu; ve karo işareti, (n, n') sonucunda yayınlanan γ ışınları ya da doğal radyoaktiviteden yayınlanan γ ışınlarını göstermektedir.



Şekil 4.13: ^{69}Cu 'un $(13/2^+)$ izomer seviyesi altındaki seviye şeması.

Tablo 4.3'de sunulmaktadır. 485.7-keV γ ışın geçişi ^{71}Zn 'un β bozunmasından dolayı kontamine olmuştur. Şekil 4.15'te, ^{69}Cu 'un izomer seviye altındaki tüm geçişlerin toplanmasıyla elde edilen zaman spektrumunu gösterilmektedir. İstatistiksel belirsizlik ile yarılanma ömrü, bir standart sapma dahilinde daha önceki ölçümlerle uyumlu olarak, $T_{1/2}=351(14)$ ns olarak elde edildi [108].

Enerjiye kapılama uygulanarak elde edilen zaman spektrumları kullanılarak, tüm geçişler için deneysel $R(t)$ fonksiyonları, Eşitlik 3.5'de tanımlandığı gibi, farklı dedektör kombinasyonları kullanılarak oluşturuldu. $R(t)$ fonksiyonlarında yeterli

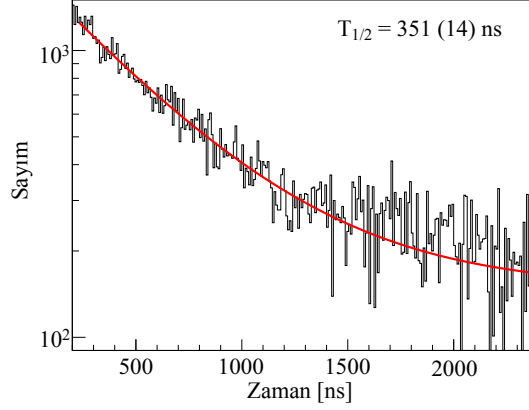


Şekil 4.14: (a) γ - γ matrisi ve (b) γ - γ matrisinin, Y eksenine üzerine iz düşümü.

Tablo 4.3: ^{69}Cu 'un $(13/2^+)$ izomer seviyesinin γ ışın geçişleri ve seviyeleri. Verimle düzeltilmiş γ ışın şiddetleri, elde edilmiş 189.7-keV'lik izomer seviye geçişi ile normalize edilmiştir. İç dönüşüm katsayısı hesaba katılmamıştır. Spin ve parite bilgisi Kaynak [133]'den alınmıştır.

$E_{ex}(\text{keV})$	$E_\gamma (\text{keV})$	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	I_γ	Çok katlılık
1212.6(3)	1212.6(3)	$(5/2^-) \rightarrow 3/2^-$	91(1)	($M1$)
1710.6(2)	1710.6(2)	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	332(2)	$E2$
1870.7(2)	1870.7(2)	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	1328(2)	$E2$
	657.6(4)	$7/2^- \rightarrow (5/2^-)$	53(1)	($M1$)
2180.8(1)	470.2(1)	$9/2^- \rightarrow 7/2^-$	341(1)	$M1$
2551.4(5)	2551.4(5)	$(9/2^+) \rightarrow 3/2^-$	38(3)	($E3$)
	680.2(1)	$(9/2^+) \rightarrow 7/2^-$	1287(2)	($E1$)
2666.8(4)	956.2(4)	$11/2^- \rightarrow 7/2^-$	120(2)	$E2$
	485.7(1)	$11/2^- \rightarrow 9/2^-$	590(1)	$M1$
2741.1(4)	189.7(1)	$(13/2^+) \rightarrow (9/2^+)$	1000(1)	$E2$

istatistik, $\theta = \pm 135^\circ$ 'ye yerleştirilmiş HPGe dedektörlerinde, 189.7-keV ve 1710.6-keV $E2$ geçişlerinin toplamı alınarak elde edildi (bakınız Şekil 4.16a). g faktör değeri, bu fonksiyona, osilasyon genliği (R_{amp}) ve Larmor frekansı (ω_L) serbest parametre olarak bırakılarak, Denklem (3.5) ile uyum uygulandı. Bu parametreler ve onların belirsizlikleri, χ^2 küçültme prosedürü uygulanarak belirlendi. Uyumdan elde edilen bu sonuçlar kullanılarak, $(13/2^+)$ izomerinin g faktörü sadece istatikselsel belirsizlik ile $g(13/2^+) = +0.248 \pm 0.008$ olarak elde edildi. Ayrıca bu değere, hedef pozisyonundaki manyetik alanın belirsizliğinden kaynaklanan %2'lik bir sistematik belirsizlik de eklenebilir. Sonuç olarak, deneysel $g(13/2^+) = +0.248 \pm 0.008(\text{istatikselsel}) \pm 0.005(\text{sistematik})$ ya da $g(13/2^+) = +0.248(9)$ faktör değeri elde edildi. Momentum dağılımının fonksiyonu olarak nükleer spin doğrultmasının işaret bağımlılığı ve 189.7-keV izomer geçişin $E2$ çok katlılığı hesaba katılarak, elde edilen g faktörün pozitif işarete sahip olduğu düşünülebilir [59]. Bu değer, Bölüm 5'te ayrıntılarının verildiği büyük ölçekli kabuk model hesaplamaları ile uyum içerisindedir. Şekil 4.16b'de, tüm $M1$ geçişlerinin $R(t)$ fonksiyonu, aynı dedektör kombinasyonu için gösterilmektedir. İstatistik uygun bir uyum gerçekleştirmek için yeterli olmadığından, uyum çizgisi Şekil 4.16a'nın uyum parametreleri kullanılarak çizildi. Ancak, $M1$ geçişlerinin $R(t)$ fonksiyonu, $E2$ geçişleri ile karşılaştırıldığında zıt işarete sahiptir.



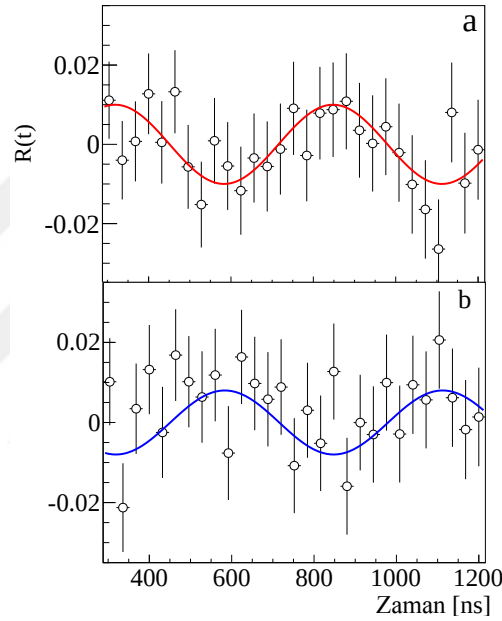
Şekil 4.15: ^{69}Cu 'da $(13/2^+)$ izomer seviye altında kalan tüm geçişlerin toplamına ait bozunma grafiği.

Spin doğrultma, 189.7-keV γ ışın geçişine ait $R(t)$ fonksiyonunun genliğinden (R_{amp}) elde edildi. A_2 katsayısı, izomer geçişin saf $E2$ geçişi olarak varsayılmasıyla $A_2 = -0.396214$ olarak hesaplandı [41]. İzomer topluluğun spin doğrultması, momentum dağılımının kanatlarında (ya da kuyruğunda) fragman seçimi için Denklem (3.11)'in kullanılması ile elde edildi. 189.7-keV geçişine ait elde edilen 0.011(3)'lük genlik, ^{69}Cu için $A = \% - 3.3(9)$ spin doğrultulmasına denk gelmektedir. Şu ana kadar, momentum dağılımının merkezinde, $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{B})$ reaksiyonu ile tek bir proton koparılarak, şu anki gözlemlerle uyumlu -4.7% prolate doğrultma elde edilmişti [61].

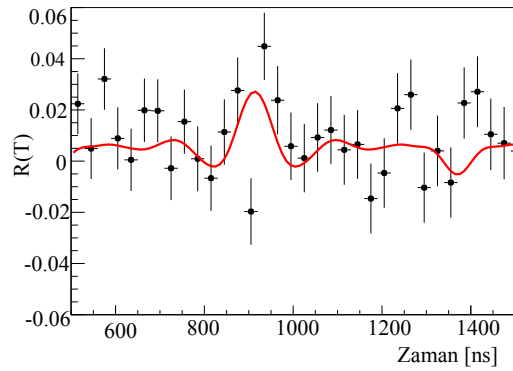
4.1.3 ^{69}Cu İzotopunda İzomer Seviyenin Kuadrupol Momenti

^{69}Cu 'da $13/2^+$ izomer seviyenin kuadrupol momentini belirlemek için, $W(\theta, t)$ γ , ışınlarının açısal dağılımlarını gözlemleyebilmek için TDPAD yöntemi kullanıldı. Sadece yeterli istatistiğe sahip, 189.7-keV geçişine ait $R(T)$ fonksiyonu $\theta = \pm 156^\circ$ 'deki dedektörlerin γ ışın şiddetleri kullanılarak Denklem (3.13) ile oluşturuldu. Deneysel $R(T)$ fonksiyonu kuadrupol çiftlenim sabiti ν_Q 'nın belirlenmesi için kullanıldı ve bu sabit yerleştirilecek ev sahibi malzemenin incelenecek çekirdeğinin EFG'sının bilinmesiyle, direkt olarak izomer seviyenin spektroskopik kuadrupol momenti Q_s ile ilgilidir. Cu_2O 'de Cu'nun EFG değeri yüksek hassasiyette bilinmektedir. ^{63}Cu izotopunun, polikristalin Cu_2O 'de bir pertürbasyon algılayıcısı olarak kullanıldığı nükleer kuadrupol rezonans (NQR)

çalışması gerçekleştirilmiştir [134]. 295 K'de kuadrupol etkileşme frekansı $\nu_{NQR} = \nu_Q/2 = 26.001(10)$ MHz olarak bulunmuştur. $Q(^{63}\text{Cu}, 3/2^-)$ 'un $|Q| = 0.211(4)$ b [135] olduğundan dolayı, Cu_2O 'de Cu izotoplarının EFG değeri $102(2) \times 10^{20} \text{V/m}^2$ olarak hesaplanabilir. Böylece $^{69}\text{Cu}(13/2^+)$ 'in spektroskopik kuadrupol momenti, deneysel olarak elde edilen ν_Q , Denklem (2.48) kullanılarak $|Q_s| = 0.231(6)$ b elde edildi fakat uyum tutarlı değildi. Ayrıca, istatistik nedeniyle $M1$ geçişleri için $R(t)$ fonksiyonunun elde edilmesi mümkün olmadığından, kuadrupol moment değeri için kesin bir değer elde edilemedi.



Şekil 4.16: $\theta = \pm 135^\circ$ dedektörleri için, ^{69}Cu 'da $(13/2^+)$ izomerinin bozunmasını takiben a) $E2$ geçişlerinin toplamı ve b) $M1$ geçişlerinin toplamı için $R(t)$ fonksiyonları.



Şekil 4.17: $\theta = \pm 156^\circ$ dedektörleri için ^{69}Cu 'da $(13/2^+)$ izomerinin 189.7 keV geçişi için $R(t)$ fonksiyonu.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

5.1 ^{24}Mg DURUMUNDA

Uzun yıllardır, eşit sayıda proton ve nötrona sahip çift-çift çekirdeklerin ilk uyarılmış seviyelerinin g faktör değerinin $g = 0.5$ 'den çok az bir sapma göstermesi beklenmiştir [15]. Bu davranış, proton ve nötronların aynı yörüngeleri işgal ettiği, proton-nötron sayılarının eşit olduğu eşlenik çekirdekler için gözlenmektedir. Bu tür çekirdeklerde, nükleonların kendi bulundukları yörüngeye bağlı iç yapı farklılıkları nedeniyle sahip oldukları moment büyük ölçüde kaybolmakta, yalnızca protonların yörüngesel hareketlerinden kaynaklanan nükleer manyetizma etkin olmaktadır. Yakın zamanda gerçekleştirilen kabuk model hesaplamaları, ^{20}Ne izotopundan ^{36}Ar izotopuna kadar olan $N = Z$ sd -kabuk çekirdekleri için ilk uyarılmış 2^+ seviyesinin g faktör değerinde, $g = 0.5$ değerinden %10'a varan sapmalar öngörmektedir [136]. Bu sapmalar, üç farklı mekanizmadan kaynaklanmaktadır. Birincisi, kabuk model hesaplamalarında kullanılan konfigürasyon karışımları, nükleonların manyetik momente kendi spinleri nedeniyle yaptıkları katkıyı tam olarak sönmüleyememektedir. İkinci olarak, protonlar arasındaki Coulomb etkileşmesi nedeniyle ortaya çıkan ve nükleer moment izovektör katkısı yapan izospin karışımıdır. Üçüncü neden, çekirdek içersinde nükleonlar arası mezon değişimi ve daha yüksek dereceden konfigürasyon karışımlarının, manyetik dipol operatörünü serbest nükleonlar için olandan daha farklı olarak değiştirmesidir.

^{24}Mg 'un ilk uyarılmış seviyesi, $N = Z$ çekirdeklerde $T = 0$ bir izospin seviyesidir. Böylece, manyetik momenti izoskaler ve izovektörel matris elemanlarına göre yazmak yararlı olacaktır,

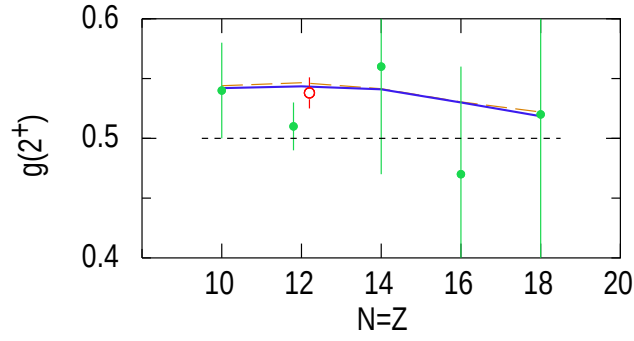
$$\mu = gI = g_{\ell_0}\langle\ell_0\rangle + g_{\ell_1}\langle\ell_1\rangle + g_{s_0}\langle s_0\rangle + g_{s_1}\langle s_1\rangle. \quad (5.1)$$

Burada ℓ ve s sırasıyla yörünge ve spin operatörlerini, 0 ve 1 indisleri ise izoskaler ve izovektörel terimleri göstermektedir. Toplam spin ise $I = \langle \ell_0 \rangle + \langle s_0 \rangle$. Kaynak [137–140]’de ayrıntılı bilgilerin verildiği, g faktör için serbest nükleon değerleri izoskaler ve izovektörel terimler için aşağıdaki şekilde verilmektedir; $g_{\ell_0} = (g_{\ell_p} + g_{\ell_n})/2 = 0.5$, $g_{\ell_1} = (g_{\ell_p} - g_{\ell_n})/2 = 0.5$, $g_{s_0} = (g_{sp} + g_{sn})/2 = 0.880$ and $g_{s_1} = (g_{sp} - g_{sn})/2 = 4.706$.

Öncelikli olarak, sd kabuk model uzayında izospin korunumlu izovektörel terimleri sıfır olan $\langle \ell_1 \rangle = \langle s_1 \rangle = 0$ hamiltonyenler ele alınır. Böylece $\langle s_0 \rangle = 0$ ise, yalnız $M1$ operatörü için $g(2^+) = g_{\ell_0} = 0.5$ değeri elde edilir. Ancak, sd kabuk modeli $\langle s_0 \rangle$ için küçük fakat sıfırdan farklı değerler vermektedir [15]. ^{24}Mg durumu için, $\langle s_0 \rangle = 0.069$ değeri evrensel sd -kabuk model USDB etkileşmesi ile elde edilebilir. Sırasıyla 30 ve 56 parametreye sahip USDA ve USDB etkileşmeleri, nötron zengin çekirdeklere ek veri eklemek için evsensel sd -kabuk model USD Hamiltonyeninin güncelleştirilmiş şeklidir [141]. USDB çok az daha iyi ortalama karekök sapması vermesine rağmen; kararlı çekirdeklerin dalga fonksiyonunda küçük bir fark bulunmaktadır. Aşağıdaki tartışma, USD ve USDA’yı referans göstererek, efektif Hamiltonyende teorik belirsizliğin bir göstergesini elde etmek için USDB etkileşmesine dayanmaktadır. Aşağıda açıklık kazanacağı gibi bu belirsizlik, g faktör değerini ± 0.001 seviyesinde etkiler. USDB dalga fonksiyonu ve g_{ℓ_0} ve g_{s_0} için yalnız nükleon değerleri ele alınarak, $g(2^+) = 0.513$ değeri elde edilir. Bu değer, elde ettiğimiz deneysel $g = 0.538 \pm 0.0013$ değeri ile kıyaslandığında istenilen belirsizlik sınırı içerisinde değildir.

İzospin karışma etkisi göz önüne alındığında, ^{24}Mg izotopu için baskın katkı 10 MeV enerjili en düşük $T = 1$, $I^\pi = 2^+$ seviyeli karışmadan gelmektedir. İzovektör matris elemanları Ormand ve Brown’un korunumlu olmayan izospin Hamiltoniyeni ile değerlendirilerek, $\langle \ell_1 \rangle = 0.020$ ve $\langle s_1 \rangle = 0.0012$ olarak elde edilmiştir [142]. Böylece izospin karışımının eklenmesiyle, $g(2^+) = 0.521$ değeri hala deneysel sonucumuzdan bir standart sapma seviyesinde farklıdır. USDA ve USDB etkileşmeleri ile elde edilen sonuçlar sırasıyla 0.522 ve 0.520’dir.

Denklem (5.1)’de matris elemanlarının tümü mezon değişim akımlarından ve yüksek mertebeli konfigürasyon karışımlarından düzeltme içermektedir. Bu düzeltmeler $A = 17$ $d_{5/2}$ yörüngesi için Towner ve Khanna [137, 138] ve Arima *et al.* [139]



Şekil 5.1: Mevcut sonucumuz (içi boş kırmızı daire) ve daha önce elde edilen sonuçların (içi dolu yeşil daireler) [2, 144–146], USDA (kahverengi kesik çigi) ve USDB (düz mavi çizgi) etkileşimleri ile karşılaştırılması.

tarafından gerçekleştirilmiştir. ^{24}Mg 'da ağırlıklı olarak $T = 0$ ilk uyarılmış seviyesinin manyetik momentinde izoskaler yörüngesel terim hakim olduğu için, manyetik moment değeri, δg_{ℓ_0} ile gösterilen g_{ℓ_0} düzeltmelerine oldukça duyarlıdır. Yüksek mertebeli konfigürasyon katkısından gelen bu düzeltme katkısı Kaynak [137, 138]'e göre $\delta g_{\ell_0} = 0.010$, Kaynak [139]'ye göre $\delta g_{\ell_0} = 0.011$ 'dir, fakat Kaynak [137, 138] ile esasen sıfır olan mezon değişim katkısı için uyumsuzluk bulunmaktadır ve Kaynak [139]'de bulunan Tablo 7.2'de görüldüğü gibi $\delta g_{\ell_0} = 0.013$ değerini vermektedir. Yine de, ortaya çıkan $g(2^+) = 0.531$ ve 0.544 değerleri, sırasıyla Kaynak [137, 138]'dan USDB Hamiltonyeni artı izospin koruyucu olmayan katkılar ve Kaynak [139]'dan δg_{ℓ_0} ile düzeltildi ve her iki değerde deneysel belirsizlik aralığı içinde bulunmaktadır.

$M1$ operatörünü deneysel olarak belirlemenin alternatif bir yaklaşımı, geniş bir veri aralığına genel bir uyum uygulanarak belirlenir [136, 140]. ^{24}Mg 'un ilk uyarılmış seviyesine ait g faktör değeri, Şekil 5.1'de sd kabuğunda $N = Z$ çekirdekleri için daha önceki sonuçlar ile birlikte, sd model uzayında USDA ve USDB etkileşmeli NUSHELLX [143] hesaplamaları ve karşılık gelen deneysel $M1$ operatörleri [136] gösterilmektedir. Şekil 5.1'de açıkça görüldüğü gibi, yeni ölçüm, bu hesaplamalar ile çok iyi bir uyum içindedir; USDB $g(2^+) = 0.544(17)$ değerini vermektedir. Teorik g faktör hesaplamalarındaki bu ± 0.017 'lik bir belirsizlik, başlıca deneysel $M1$ operatöründeki δg_{ℓ} teriminden gelmektedir.

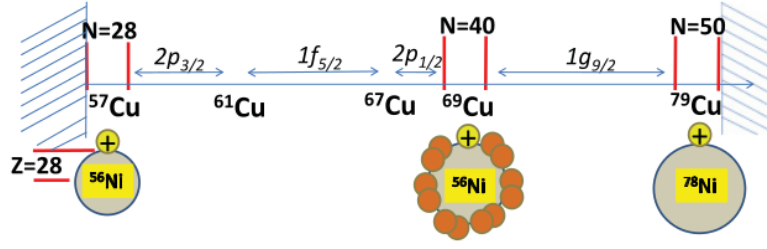
Böylece, kabuk model hesaplamaları $N = Z$ sahip ^{24}Mg çekirdeğinde ilk uyarılmış seviyenin $g = 0.5$ 'den artan g faktör değerini tutarlı bir şekilde tahmin etmektedir ve gerçekleştirdiğimiz deneysel çalışma ilk kez bu tahminleri doğrulamaktadır.

Kısaca, pikosaniye mertebesinde seviye ömrüne sahip nükleer uyarılmış seviyelerin g faktör ölçümleri için yeni bir yöntemin geçerliliği kanıtlanmıştır. ^{24}Mg gibi kararlı izotopların ölçümleri ile yeni bir hassasiyet seviyesine ulaşılarak ve daha önce mümkün olmayan nükleer model hesaplamalarını test etmeye olanak sağlanmıştır. Ayrıca, yöntem radyoaktif huzme uygulamaları için dizayn edildiği gibi, bu çalışma gelecekte tersine çevirme bölgesindeki nötron zengin ^{32}Mg çekirdeğinin ölçümleri için olanak sağlamaktadır [83].

5.2 ^{69}Cu DURUMUNDA

İzomer seviyeler için gerçekleştirilen manyetik moment ölçümleri, bu seviyelerin dalga fonksiyonunun kompozisyonu üzerine bilgi sağlamaktadır. ^{68}Ni izotopunun hemen komşuluğunda bu ölçümler, kararlılık eğrisi uzağında, $Z = 28$ kabuk kapanmasının dayanıklılığını ve $N = 40$ alt kabuk kapanmasının zenginliğini test etmektedir. Genel olarak bu bölgede nükleer yapı iyi anlaşılmamıştır. $N = 40$ alt kapalı kabuğunun temel özellikleri, ^{68}Ni kor çekirdeğine bir proton ilave edilmiş olarak düşünülen ^{69}Cu izotopunun uyarılmış seviyelerinin çalışılması ile incelenebilir [108]. Kararlı çekirdeklerin özelliklerinin tanımlanması için *sd*-kabuk uzayında görece küçük bir model uzayı veya hafif çekirdekler bölgesi için *pf*-kabuk uzayı yeterli olurken, ^{68}Ni civarında nötron zengin çekirdekler için büyük bir model uzayı gereklidir. ^{69}Cu izotopunun $(13/2^+)$ izomer seviyesinin g faktör ölçümü ile seviye konfigürasyonunun saflığının test edilmesi ve büyük ölçekli kabuk model hesaplamaları ile elde edilen sonuçlarla kıyaslanması amaçlanmıştır.

^{69}Cu izotopu için kabuk model hesaplamaları, Antoine kodu kullanılarak gerçekleştirildi [147, 148]. Enerji seviyeleri ve elektromanyetik momentler JUN45 [149] ve jj44b [150] etkileşimleri kullanılarak hesaplandı. Her iki etkileşme için, ^{56}Ni kapalı kor çekirdeği dışında protonlar ve nötronlar için Şekil 5.2'de gösterilen $f_{5/2}$, $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$ ve $1g_{9/2}$, yörüngelerinden oluşan model uzayı baz



Şekil 5.2: jj44b ve JUN45 etkileşimleri için model uzayı, bakır izotopları ile $Z = 28$ sihirli kabuk çekirdeği ^{56}Ni kor çekirdeği dışında bir protondan oluşmaktadır [115].

alınmıştır. Hesaplanan seviye şeması Şekil 5.3'de deneysel seviye şeması ile kıyaslanarak verilmektedir. JUN45 etkileşmesi ile elde edilen sonucun deneysel veri ile daha iyi uyumlu olduğu gözlemlenmektedir. Bununla birlikte, ^{69}Cu izotopunun ayrıntılı yapısının bu iki etkileşmeden herhangi biri ile tam olarak elde edilemeyeceği sonucuna varmak mümkündür. Özellikle bu çalışmada gerçekleştirilen hesaplamaların, $Z = 28$ kapalı kabuğu üzerinden proton uyarılması ile elde edildiği düşünülen $7/2^-$, $9/2^-$ ve $11/2^-$ seviyelerinin pozisyonunu öngörmekte yetersiz olduğu görülmektedir. Bu uyarılmış seviyelerin, ^{68}Ni izotopundaki $N = 40$ nötron kapalı kabuğunun yapısını anlamak açısından özel öneme sahip olduğu anlaşılmıştır [98]. Hesaplama sonuçlarından, 2741 keV enerjili ($13/2^+$) izomer seviyeye odaklanıldığında, bu seviye enerjisinin JUN45 etkileşmesi ile elde edilen 2731 keV sonucu ile daha iyi uyumlu olduğu, jj44b etkileşmesi ile elde edilen 2917 keV değerinin ise deneysel değerden biraz daha fazla olduğu görülmektedir. Her iki etkileşim ile elde edilen dalga fonksiyonlarının ayrıntılı kompozisyonu Tablo 5.1'da verilmektedir. Her iki hesaplamada da izomer seviye dalga fonksiyonunun temel olarak şu iki farklı ana konfigürasyona sahip olduğu görülmektedir: $\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{1/2}^1 g_{9/2}^1$ (C1) ve $\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu f_{5/2}^4 p_{1/2}^1 g_{9/2}^3$ (C2). Bu iki bileşenin dalga fonksiyonuna toplam katkısı ortalama olarak $\sim 55\%$ civarında olduğu ve JUN45 ve jj44b arasında çok az değiştiği görülmektedir. In JUN45 etkileşmesi ile C1/C2 oranı 4.1 civarında iken, jj44b etkileşmesi ile bu oran ~ 1.7 değerine düşmektedir.

İzomer seviyenin manyetik dipole moment hesaplamalarında iki farklı g faktör seti kullanıldı. Birincisinde, standart serbest nükleon g faktörleri olan, $g_s^{free} = 5.586(-3.826)$ değerleri, proton (nötron) spin kısmı için, $g_l^{free} = 1.0(0.0)$

Tablo 5.1: ^{69}Cu izotopunun $(13/2^+)$ seviyesinin, JUN45 ve jj44b kabuk model etkileşmeleri kullanılarak, Antonie kodu ile elde edilmiş ayrıntılı dalga fonksiyonu.

JUN45 SM etkileşmesi		jj4b SM etkileşmesi	
$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu f_{5/2}^3 g_{9/2}^3$	1.13%	$\pi p_{1/2}^1 \otimes \nu p_{1/2}^1 f_{5/2}^4 g_{9/2}^3$	1.12%
$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^2 f_{5/2}^5 g_{9/2}^3$	1.32%	$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{1/2}^1 f_{5/2}^2 g_{9/2}^5$	1.78%
$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^2 p_{1/2}^1 f_{5/2}^4 g_{9/2}^5$	1.50%	$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^2 f_{5/2}^5 g_{9/2}^3$	1.83%
$\pi g_{9/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^3 p_{1/2}^1 g_{9/2}^2$	1.94%	$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^2 p_{1/2}^1 f_{5/2}^4 g_{9/2}^5$	1.91%
$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^3 g_{9/2}^1$	2.83%	$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu f_{5/2}^3 g_{9/2}^3$	1.91%
$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^3 p_{1/2}^1 f_{5/2}^5 g_{9/2}^3$	3.37%	$\pi g_{1/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^3 p_{1/2}^1 g_{9/2}^2$	2.06%
$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu f_{5/2}^5 g_{9/2}^3$	5.19%	$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^3 g_{9/2}^1$	2.57%
$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu f_{5/2}^5 g_{9/2}^1$	5.80%	$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^3 f_{5/2}^4 g_{9/2}^3$	2.92%
$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^2 p_{1/2}^1 f_{5/2}^6 g_{9/2}^3$	7.07%	$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu f_{5/2}^5 g_{9/2}^3$	3.58%
$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{1/2}^1 f_{5/2}^4 g_{9/2}^3$	11.87%	$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^3 p_{1/2}^1 f_{5/2}^5 g_{9/2}^3$	3.95%
$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{1/2}^1 g_{9/2}^1$	48.99%	$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^2 p_{1/2}^1 g_{9/2}^3$	4.26%
		$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu f_{5/2}^5 g_{9/2}^1$	9.08%
		$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{1/2}^1 f_{5/2}^4 g_{9/2}^3$	19.40%
		$\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu p_{1/2}^1 g_{9/2}^1$	32.99%

değerleri de proton(nötron) yörüngesel kısımları için kullanıldı. İkinci sette, Referans [149]'da teklif edilen sönümlleme etkili etkin g^{eff} değerleri proton ve

11/2 ⁻ 3074		11/2 ⁻ 3180
		13/2 ⁺ 2917
9/2 ⁻ 7/2 ⁻ 2757 2743	13/2 ⁺ 2740.4	
13/2 ⁺ 9/2 ⁺ 2653 2731	11/2 ⁻ 2666.5	9/2 ⁻ 2457
	9/2 ⁺ 2550.7	9/2 ⁺ 2303
	9/2 ⁻ 2180.8	7/2 ⁻ 2120
7/2 ⁻ 1911	7/2 ⁻ 1870.5	7/2 ⁻ 2005
	7/2 ⁻ 1710.6	
5/2 ⁻ 1314	5/2 ⁻ 1212.6	
		5/2 ⁻ 736
3/2 ⁻ 0	3/2 ⁻ 0	3/2 ⁻ 0
JUN45	DENEYSEL	jj44b
	^{69}Cu	

Şekil 5.3: ^{69}Cu izotopunun $(13/2^+)$ izomer seviyesi altında kalan deneysel uyarılmış seviyelerin, JUN45 ve jj44b etkileşmeleri ile gerçekleştirilen kabuk model hesaplamaları ile elde edilen seviyelerle karşılaştırılması.

nötronların her ikisi için $g_s^{eff} = 0.7g_s^{free}$ ve $g_l^{eff} = g_l^{free}$ değerleri olarak kullanıldı. Sonuçlar Tablo 5.2'da verilmektedir. Tüm kuramsal g faktör değerleri üç standart sapma ile deneysel değerle uyumaktadır. Serbest nükleon g faktör değerinin kullanıldığı JUN45 etkileşmesi 1.4 standart sapma ile, etkin g faktör değerinin kullanıldığı ve 1.3 standart sapma sonucunu veren jj44b etkileşmesine kıyasla daha iyi sonuç vermiştir. Bununla birlikte, bu ölçüm ve hesaplama iki etkileşmeden birini diğerine tercih etme ve bunlardan biri ile ^{69}Cu ($13/2^+$) izomer seviye dalga fonksiyonunun temel bileşenini belirleme şansını vermemektedir.

Tablo 5.2: ^{69}Cu izotopunun $13/2^+$ izomer seviyesi için JUN45 ve jj44b kabuk model etkileşmelerinin verdiği toplam dalga fonksiyonunun kullanılması ile elde edilen g faktör değerlerinin deneysel değerle karşılaştırılması.

Deneysel	SM etkileşmesi	g^{free}	g^{eff}
+0.248(9)	JUN45	+0.261	+0.226
	jj44b	+0.274	+0.236

Özetle bu çalışmada, önceki çalışmalarda elde edilenlere kıyasla daha duyarlı g faktör değeri elde edildi [9]. Transfer tepkimesinde prolate doğrultma gözlenirken [37], belirli bir momentum seçimli tek proton ayrılması ile $A = -3.3(9)\%$ civarında önemli oranda oblate doğrultma elde edildi. JUN45 ve jj44b etkileşimleri ile yapılan kabuk model hesaplamalarının her ikisi de deneysel değere yakın düşmektedir. Nükleon için en uygun g faktör değerleri, deneysel değeri fazla ve az tahmin ederek, serbest ve efektif g faktör değeri arasında bir değer almaktadır. JUN45 etkileşmesi ile görece daha iyi uyumlu uyarılma enerjisi ve g faktör değeri elde edilmektedir. Bu sonuç, $13/2^+$ izomer seviyesinin baskın olarak, tek parçacık davranışı gösterdiği yorumunu yaptırmaktadır. $N = 40$ ve $Z = 28$ sihirli sayılarının hemen komşuluğunda yer alan ^{69}Cu izotopunun uyarılmış seviyelerinin ayrıntılı dalga fonksiyonunun elde edilmesi için daha detaylı hesaplamaların yapılması, nükleer yapı çalışmaları açısından yararlı olacaktır.

KAYNAKLAR

- [1]. Benczer-Koller, N., Hass M., and Sak J., 1980, Transient magnetic fields at swift ions traversing ferromagnetic media and application to measurements of nuclear moments, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 30, 53-84.
- [2]. Horstman, R.E., Eberhardt, J.L., Doubt, H.A., Otten, C.M.E., and Van Middelkoop, G., 1975, Recoil-distance measurements of g-factors for $^{24}\text{Mg}(2_1^+)$ and $^{20}\text{Ne}(2_1^+)$, *Nuclear Physics A*, 248(2), 291-316.
- [3]. Goldring, G., 1982, in *Heavy Ion Collisions*, North-Holland, Amsterdam.
- [4]. Stone, N. J., Stuchbery, A. E., Danchev, M., Pavan, J., Timlin, C. L., Baktash, C., Barton, C., Beene, J., Benczer-Koller, N., Bingham, C. R., Dupak, J., Galindo-Uribarri, A., Gross, C. J., Kumbartzki, G., Radford, D. C., Stone, J. R., and Zamfir N. V., 2005, First nuclear moment measurement with radioactive beams by the recoil-in-vacuum technique: The g factor of the 2_1^+ state in ^{132}Te , *Physical Review Letters*, 94, 192501.
- [5]. Stuchbery, A. E. and Stone, N. J., 2007, Recoil in vacuum for te ions: Calibration, models, and applications to radioactive-beam g-factor measurements, *Physical Review C*, 76, 034307.
- [6]. Stuchbery, A. E., Allmond, J. M., Galindo-Uribarri, A., Padilla-Rodal, E., Radford, D. C., Stone, N. J., Batchelder, J. C., Beene, J. R., Benczer-Koller, N., Bingham, C. R., Howard, M. E., Kumbartzki, G. J., Liang, J. F., Manning, B., Stracener, D.W., and Yu C.-H., 2013, Electromagnetic properties of the 2_1^+ state in ^{134}Te : Influence of core excitation on single-particle orbits beyond ^{132}Sn , *Physical Review C*, 88, 051304.
- [7]. Goldring, G. and Hass, M., 1985, in *Treaties in Heavy Ion Sciences*, Plenum Press, New York.
- [8]. Schmidt-Ott, W.-D., Asahi, K., Fujita, Y., Geissel, H., Gross, K.-D., Hild, T., Irnich, H., Ishihara, M., Krumbholz, K., Kunze, V., Magel, A., Meissner, F., Muto, K., Nickel, F., Okuno, H., Pfützner, M., Scheidenberger, C., Suzuki, K., Weber, M., and Wennemann, C., 1994, Spin alignment of ^{43}Sc produced in the fragmentation of 500 MeV/u ^{46}Ti , *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 350, 215-219.
- [9]. Georgiev, G., Neyens, G., Hass, M., Balabanski, D. L., Bingham, C., Borcea, C., Coulier, N., Coussement, R., Daugas, J. M., De France, G., de Oliveira Santos, F., Gorska, M., Grawe, H., Grzywacz, R., Lewitowicz, M., Mach, H., Matea, I., Page, R. D., Pfützner, M., Penionzhkevich, Yu E., Podolyak, Z., Regan, P. H., Rykaczewski, K., Sawicka, M., Smirnova, N. A., Sobolev Yu, G., Stanoiu, M.,

- Teughels, S., and Vyvey, K., 2002, g factor measurements of μ s isomeric states in neutron-rich nuclei around ^{68}Ni produced in projectile-fragmentation reactions, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 28(12), 2993-3006.
- [10]. Matea, I., Georgiev, G., Daugas, J. M., Hass, M., Neyens, G., Astabatyán, R., Baby, L.T., Balabanski, D. L., Béliér G., Borremans, D., Goldring, G., Goutte, H., Himpe, P., Lewitowicz, M., Lukyanov, S., Méot V., Oliveira Santos, F. de, Penionzhkevich, Yu. E., Roig, O., and Sawicka, M., 2004, Magnetic moment of the fragmentation-aligned ^{61}Fe ($9/2^+$) isomer, *Physical Review Letters*, 93, 142503.
- [11]. Vermeulen, N., Chamoli, S. K., Daugas, J. M., Hass, M., Balabanski, D. L., Delaroche, J. P., de Oliveira-Santos, F., Georgiev, G., Girod, M., Goldring, G., Goutte, H., Grévy, S., Matea, I., Morel, P., Nara Singh, B. S., Penionzhkevich, Yu.-E., Perrot, L., Perru, O., Péru, S., Roig, O., Sarazin, F., Simpson, G. S., Sobolev, Yu., Stefan, I., Stodel, C., Yordanov, D. T., and Neyens, G., 2007, First isomeric quadrupole moment measured in fragmentation reactions: The case of ^{61m}Fe ($9/2^+$), *Physical Review C*, 75, 051302.
- [12]. Chevrier, R., Daugas, J. M., Gaudefroy, L., Ichikawa, Y., Ueno, H., Hass, M., Haas, H., Cottenier, S., Aoi, N., Asahi, K., Balabanski, D. L., Fukuda, N., Furukawa, T., Georgiev, G., Hayashi, H., Iijima, H., Inabe, N., Inoue, T., Ishihara, M., Ishii, Y., Kameda, D., Kubo, T., Nanao, T., Neyens, G., Ohnishi, T., Rajabali, M. M., Suzuki, K., Takeda, H., Tsuchiya, M., Vermeulen, N., Watanabe, H., and Yoshimi, A., 2012, Is the $7/2_1^-$ isomer state of ^{43}S spherical?, *Physical Review Letters*, 108, 162501.
- [13]. Raman, S., Tikkanen, JR. Nestor, C.W., and P., 2001, Transition probability from the ground to the first-excited 2^+ state of even-even nuclides, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 78 (1), 1-128.
- [14]. Kusoglu, A., Stuchbery, A. E., Georgiev, G., Brown, B. A., Goasduff, A., Atanasova, L., Balabanski, D. L., Bostan, M., Danchev, M., Detistov, P., Gladnishki, K. A., Ljungvall, J., Matea, I., Radeck, D., Sotty, C., Stefan, I., Verney, D., and Yordanov, D. T., 2015, Magnetism of an excited self-conjugate nucleus: Precise measurement of the g factor of the 2_1^+ state in ^{24}Mg , *Physical Review Letters*, 114, 062501.
- [15]. Brown, B. A., 1982, Magnetic moments of T=0 states in N=Z nuclei, *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 8 (5), 679-685.
- [16]. Jackson, J. D., 1975, *Classical Electrodynamics*, John Wiley and Sons, New York.
- [17]. Blatt, J. M. and Weisskopf, V. F., 1952, *Theoretical Nuclear Physics*, Wiley, New York.
- [18]. Miyazawa, H., 1951, Deviations of nuclear magnetic moments from the schmidt lines, *Progress of Theoretical Physics*, 6 (5), 801-814.

- [19]. Arima, A. and Horie, H., 1954, Configuration mixing and magnetic moments of nuclei, *Progress of Theoretical Physics*, 11 (4), 509-511.
- [20]. Arima, A. and Horie, H., 1954, Configuration mixing and magnetic moments of odd nuclei, *Progress of Theoretical Physics*, 12 (5), 623-641.
- [21]. Brussaard, P. and Glaudemans, P., 1977, *Shell Model Applications in Nuclear Spectroscopy*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam.
- [22]. Cederberg J., Olson D., Larson J., Rakness G., Jarausch K., Schmidt J., Borovsky B., Larson P., and Nelson B., 1998, Nuclear electric quadrupole moment of ${}^6\text{Li}$, *Physical Review A*, 57, 2539-2543.
- [23]. Goodman L. S., Diamond H., and Stanton H. E., 1975, Nuclear and atomic moments and hyperfine-structure parameters of ${}^{253}\text{Es}$ and ${}^{254\text{m}}\text{Es}$, *Physical Review A*, 11, 499-504.
- [24]. Bohr, A. and Mottelson, B.R., 1969, *Nuclear Structure*, World Scientific, Singapore.
- [25]. Koonin, S.E., Dean, D.J. and Langanke, K., 1997, Results from shell-model monte carlo studies, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 47, 463-504.
- [26]. Neyens, G., 2003, Nuclear magnetic and quadrupole moments for nuclear structure research on exotic nuclei, *Reports on Progress in Physics*, 66 (4), 633-689.
- [27]. Brown B. A., 2011, *Lecture Notes in Nuclear Structure Physics*, Michigan State.
- [28]. de Shalit, A. and Talmi, I., 1963, *Nuclear Shell Theory*, Academic Press, New York.
- [29]. Heyde, K.L.G., 1994, *The Nuclear Shell Model*, Springer, Berlin Heidelberg.
- [30]. Neugart R. and Neyens G., 2006, Nuclear moments, *Lecture Notes in Physics*, 700, 135-189.
- [31]. Matthias, E., Schneider, W., and Steffen, R. M., 1962, Nuclear level splitting caused by a combined electric quadrupole and magnetic dipole interaction, *Physical Review*, 125, 261-268.
- [32]. Olliver, H, Glasmacher, T., and Stuchbery, A. E., 2003, Angular distributions of γ rays with intermediate-energy beams, *Physical Review C*, 68, 044312.
- [33]. Rikovska, J., Stone, N.J., and Postma H., 1986, *Gamma-ray, X-ray, and Conversion Electron Emission from Oriented Nuclei*, Low-Temperature Nuclear Orientation, In: Stone, N.J., and Postma H. (ed.), Chapter 1, North-Holland, Amsterdam.
- [34]. Alder, K. and Winther, A., 1975, *Electromagnetic Excitation*, North-Holland, Amsterdam.

- [35]. Stuchbery, A.E., 2003, γ -ray angular distributions and correlations after projectile-fragmentation reactions, *Nuclear Physics A*, 723 (1-2), 69-92.
- [36]. Morinaga, H. and Yamazaki, T., 1976, *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam.
- [37]. Coulier, N., Neyens, G., Balabanski, D. L., Borremans, D., Coussement, R., Daugas, J. M., Georgiev, G., Teughels, S., and Vyvey, K., 2001, β -level mixing resonance: A method to study the spin alignment and spin polarization of projectile fragments, *Physical Review C*, 63, 054605.
- [38]. Frauenfelder, H. and Steffen, R. M., 1965, *In Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam.
- [39]. Hamilton, W.D., 1975, *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam.
- [40]. Postma, H., 1986, *Introduction to Low-Temperature*, Low-Temperature Nuclear Orientation, In: Stone, N.J., and Postma H. (ed.), Chapter 4, North-Holland, Amsterdam.
- [41]. Dafni, E., Bienstock, R., Rafailovich, M.H., and Sprouse, G.D., 1979, Tables of $S_{nN}^{k_1 k_2}$ and s_{kn} for γ -ray perturbed angular correlations with quadrupole interactions, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 23 (4), 315-347.
- [42]. Rose, M. E., 1953, The analysis of angular correlation and angular distribution data, *Physical Review*, 91 (3), 610-615.
- [43]. Krane, K. S., 1972, Solid-angle correction factors for coaxial Ge(Li) detectors, *Nuclear Instruments and Methods*, 98, 205-210.
- [44]. Krane, K. S., 1973, Solid-angle correction factors for "five-sided" coaxial Ge(Li) detectors, *Nuclear Instruments and Methods*, 109, 401-402.
- [45]. Carver, T.R., 1963, *Optical pumping*, *Science*, 141, 599-608.
- [46]. Brewer, W.D., 1990, Recent developments in low-temperature nuclear orientation, *Reports on Progress in Physics*, 53 (5), 483-548.
- [47]. Törnqvist, H., Sotty, C., Balabanski, D., Dhal, A., Georgiev, G., Hass, M., Heinz, A., Hirayama, Y., Imai, N., Johansson, H., Kowalska, M., Kusoglu, A., Nilsson, T., Stuchbery, A., Wenander, F., and Yordanov, D.T., 2013, Tilted foils polarization at REX-ISOLDE, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 317, 685-688.
- [48]. Williams, R. L., Pfeiffer, Loren, Wells, J. C., and Madansky, L., 1970, Nuclear polarization in the $^{11}\text{B}(\text{d}; \text{p})^{12}\text{B}$ reaction, III. *Physical Review C*, 2 (4), 1219-1224.

- [49]. Bleck, J., Butt, R., Lindenberger, K.H., Ribbe, W., and Zeitz, W., 1972, Magnetic moments, lifetimes and γ -decay of the lowest 6^- states in ^{64}Cu and ^{66}Cu , *Nuclear Physics A*, 197 (2), 620-630.
- [50]. Georgiev, G., Matea, I., Balabanski, D.L., Daugas, J.M., de Oliveira Santos, F., Franchoo, S., Ibrahim, F., Le Blanc, F., Lewitowicz, M., Lo Bianco, G., Lukyanov, S., Meot, V., Morel, P., Neyens, G., Penionzhkevich, Yu.E., Saltarelli, A., Sorlin, O., Stanoiu, M., Tarisien, M., Vermeulen, N., Verney, D., and Yordanov, D., 2006, g-factor of the $9/2^+$ isomeric state in ^{65}Ni from transfer reaction, *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 30 (2), 351-356.
- [51]. Georgiev, G. et al., 2013, Nuclear moments and nuclear orientation from incomplete fusion and transfer reactions, *TANDEM-ALTO proposal for experiment*, 1-6.
- [52]. Montanari, D., Leoni, S., Mengoni, D., Benzoni, G., Blasi, N., Bocchi, G., Bortignon, P.F., Bracco, A., Camera, F., Colo, G., Corsi, A., Crespi, F.C.L., Million, B., Nicolini, R., Wieland, O., Valiente-Dobon, J.J., Corradi, L., Angelis, G. de, Della Vedova, F., Fioretto, E., Gadea, A., Napoli, D.R., Orlandi, R., Recchia, F., Sahin, E., Silvestri, R., Stefanini, A.M., Singh, R.P., Szilner, S., Bazzacco, D., Farnea, E., Menegazzo, R., Gottardo, A., Lenzi, S.M., Lunardi, S., Montagnoli, G., Scarlassara, F., Ur C., Lo Bianco, G., Zucchiatti, A., Kmiecik, M., Maj, A., Meczynski, W., Dewald, A., Pissulla, Th., and Pollarolo, G., 2011, Probing the nature of particle-core couplings in ^{49}Ca with γ spectroscopy and heavy-ion transfer reactions, *Physics Letters B*, 697 (4), 288-293.
- [53]. Montanari, D., Leoni, S., Mengoni, D., Valiente-Dobon, J. J., Benzoni, G., Blasi, N., Bocchi, G., Bortignon, P. F., Bottoni, S., Bracco, A., Camera, F., Casati, P., Colo, G., Corsi, A., Crespi, F. C. L., Million, B., Nicolini, R., Wieland, O., Bazzacco, D., Farnea, E., Germogli, G., Gottardo, A., Lenzi, S. M., Lunardi, S., Menegazzo, R., Montagnoli, G., Recchia, F., Scarlassara, F., Ur C., Corradi, L., de Angelis, G., Fioretto, E., Napoli, D. R., Orlandi, R., Sahin, E., Stefanini, A. M., Singh, R. P., Gadea, A., Szilner, S., Kmiecik, M., Maj, A., Meczynski, W., Dewald, A., Pissulla, Th., and Pollarolo, G., 2012, γ spectroscopy of calcium nuclei around doubly magic ^{48}Ca using heavy-ion transfer reactions, *Physical Review C*, 85, 044301.
- [54]. Goldhaber, A. S. and Heckman, H. H., 1978, High energy interactions of nuclei, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 28, 161-205.
- [55]. Hüfner, J., 1985, Heavy fragments produced in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions at relativistic energies, *Physics Reports*, 125 (4), 129-185.
- [56]. Gunzert Marx K., Iwase H., Schardt D., and Simon R.S., 2008, Secondary beam fragments produced by 200 MeV u^{-1} ^{12}C ions in water and their dose contributions in carbon ion radiotherapy, *New Journal of Physics*, 10, 075003.
- [57]. Ichikawa, Y., Ueno, H., Ishii, Y., Furukawa, T., Yoshimi, A., Kameda, D., Watanabe, H., Aoi, N., Asahi, K., Balabanski, D. L., Chevrier, R., Daugas, J. M.,

- Fukuda, N., Georgiev, G., Hayashi, H., Iijima, H., Inabe, N., Inoue, T., Ishihara, M., Kubo, T., Nanao, T., Ohnishi, T., Suzuki, K., Tsuchiya, M., Takeda, H., and Rajabali, M. M., 2012, Production of spin-controlled rare isotope beams, *Nature Physics*, 8, 918-922.
- [58]. Asahi, K., Ishihara, M., Inabe, N., Ichihara, T., Kubo, T., Adachi, M., Takanashi, H., Kouguchi, M., Fukuda, M., Mikolas, D., Morrissey, D.J., Beaumel, D., Shimoda, T., Miyatake, H., and Takahashi, N., 1990, New aspect of intermediate energy heavy ion reactions. Large spin polarization of fragments, *Physics Letters B*, 251 (4), 488-492.
- [59]. Asahi, K., Ishihara, M., Ichihara, T., Fukuda, M., Kubo, T., Gono, Y., Mueller, A.C., Anne, R., Bazin, D., Guillemaud-Mueller, D., Bimbot, R., Schmidt-Ott, W. D., and Kasagi, J., 1991, Observation of spin-aligned secondary fragment beams of ^{14}B , *Physical Review C*, 43 (2), 456-460.
- [60]. Goldhaber, A.S., 1974, Statistical models of fragmentation processes, *Physics Letters B*, 53 (4), 306-308.
- [61]. Neyens, G., Coulier, N., Ternier, S., Vyvey, K., Michiels, S., Coussement, R., Balabanski, D.L., Casandjian, J.M., Chartier, M., Cortina-Gil, D., Lewitowicz, M., Mittig, W., Ostrowski, A.N., Roussel-Chomaz, P., Alamanos, N., and Lepine-Szily, A., 1997, Nuclear spin alignment and static moments of light projectile fragments measured with the level mixing resonance (LMR) method, *Physics Letters B*, 393 (1-2), 36-41.
- [62]. Atanasova, L., Balabanski, D. L., Chamoli, S. K., Hass, M., Simpson, G. S., Bazzacco, D., Becker, F., Bednarczyk, P., Benzoni, G., Blasi, N., Blazhev, A., Bracco, A., Brandau, C., Caceres, L., Camera, F., Crespi, F. C. L., Detistov, P., Doornenbal, P., Fahlander, C., Farnea, E., Georgiev, G., Gerl, J., Gladnishki, K. A., Gorska, M., Grebosz, J., Hoischen, R., Ilie, G., Ionescu-Bujor, M., Iordachescu, A., Jungclaus, A., Lo Bianco, G., Kmiecik, M., Kojouharov, I., Kurz, N., Lakshmi, S., Lozeva, R., Maj, A., Montanari, D., Neyens, G., Pfützner, M., Pietri, S., Podolyak, Zs., Prokopowicz, W., Rudolph, D., Rusev, G., Saito, T. R., Saltarelli, A., Schaner, H., Schwengner, R., Tashenov, S., Valiente-Dobon, J. J., Vermeulen, N., Walker, J., Werner-Malento, E., Wieland, O., Wollersheim, H. J., Grawe, H., and Hjorth-Jensen, M., 2010, g-factor measurements at RISING: The cases of ^{127}Sn and ^{128}Sn , *Europhysics Letters*, 91 (4), 42001.
- [63]. Souliotis, G. A., Morrissey, D. J., Orr, N. A., Sherrill, B. M., and Winger, J.A., 1992, 0° measurements of momentum distributions of projectile-like fragments. *Physical Review C*, 46, 1383-1392.
- [64]. Bass, R., 1980, *Nuclear Reactions with Heavy Ions*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.
- [65]. Satchler, G. R., 1980, *Introduction to Nuclear Reactions*, The Gresham Press, Surrey.

- [66]. Alder, K. and Winther, A., 1966, *Coulomb Excitation*, Academic Press, New York and London.
- [67]. Aleixo, A.N.F. and Bertulani, C.A., 1989, Coulomb excitation in intermediate-energy collisions, *Nuclear Physics A*, 505, 448-470.
- [68]. Glasmacher, T., 2001, Intermediate-energy coulomb excitation, *Nuclear Physics A*, 693 (1-2), 90-104.
- [69]. Stuchbery A.E., 2006, Some notes on the program GKINT: Transient-field g-factor kinematics at intermediate energies, *arXiv*, 1-25.
- [70]. Borchers, R. R., Bronson, J. D., Murnick, D. E., and Grodzins, L., 1966, Magnetic moments of 2^+ states in even te nuclei, *Physical Review Letter*, 17, 1099-1102.
- [71]. Borchers, R. R., Herskind, B., Bronson, J. D., Grodzins, L., Kalish, R., and Murnick, D. E., 1968, Evidence for transient hyperfine fields on fast ions in ferromagnetic media, *Physical Review Letter*, 20, 424-427.
- [72]. Forterre, M., Gerber, J., Vivien, J.P., Goldberg, M.B., and Speidel, K.-H., 1975, The sign of the magnetic moment of the first 2^+ state in ^{18}O , *Physics Letters B*, 1975 (1), 56-58.
- [73]. Eberhardt, J.L., Van Middelkoop, G., Horstman, R.E., and Doubt, H.A., 1975, Anomalous large transient field through polarized electron capture, *Physics Letters B*, 56 (4), 329-331.
- [74]. Benczer-Koller, N. and Kumbartzki, G. J., 2007, Magnetic moments of short-lived excited nuclear states: measurements and challenges, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 34 (9), R321.
- [75]. Speidel, K. H., Kenn, O., and Nowacki, F., 2002, Magnetic moments and nuclear structure, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 49 (1), 91-154.
- [76]. Kumbartzki, G., Cooper, J.R., Benczer-Koller, N., Hiles, K., Mertzimekis, T.J., Taylor, M.J., Speidel, K.-H., Maier-Komor, P., Bernstein, L., McMahan, M.A., Phair, L., Powell, J., and Wutte, D., 2004, First g factor measurement using a radioactive ^{76}Kr beam, *Physics Letters B*, 591 (3-4), 213-219.
- [77]. Davies, A. D., Stuchbery, A. E., Mantica, P. F., Davidson, P. M., Wilson, A. N., Becerril, A., Brown, B. A., Campbell, C. M., Cook, J. M., Dinca, D. C., Gade, A., Liddick, S. N., Mertzimekis, T. J., Mueller, W. F., Terry, J. R., Tomlin, B. E., Yoneda, K., and Zwahlen, H., 2006, Probing shell structure and shape changes in neutron-rich sulfur isotopes through transient-field g-factor measurements on fast radioactive beams of ^{38}S and ^{40}S , *Physical Review Letter*, 96, 112503.
- [78]. Fiori, E., Georgiev, G., Stuchbery, A. E., Jungclaus, A., Balabanski, D. L., Blazhev, A., Cabaret, S., Clement, E., Danchev, M., Daugas, J. M., Grevy, S., Hass, M., Kumar, V., Leske, J., Lozeva, R., Lukyanov, S., Mertzimekis, T. J., Modamio, V., Mougnot, B., Nowacki, F., Penionzhkevich, Yu. E., Perrot, L.,

- Pietralla, N., Sieja, K., Speidel, K.-H., Stefan, I., Stodel, C., Thomas, J. C., Walker, J., and Zell, K. O., 2012, First $g(2^+)$ measurement on neutron-rich ^{72}Zn , and the high-velocity transient field technique for radioactive heavy-ion beams, *Physical Review C*, 85, 034334.
- [79]. Stuchbery, A. E., 2013, Free-ion hyperfine fields and magnetic-moment measurement on radioactive beams: progress and Outlook, *Hyperfine Interactions*, 220, 29-45.
- [80]. Wapstra, A.H., Audi, G., and Thibault, C., 2003, The ame2003 atomic mass evaluation: (I). evaluation of input data, adjustment procedures, *Nuclear Physics A*, 729 (1), 129-336.
- [81]. Gaulard, C., Audi, G., Bachelet, C., Lunney, D., de Saint Simon, M., Thibault, C., and Vieira, N., 2006, Accurate mass measurements of ^{26}Ne , $^{26-30}\text{Na}$, $^{29-33}\text{Mg}$ performed with the mistral spectrometer, *Nuclear Physics A*, 766, 52-73.
- [82]. Pritychenko, B., 2011, National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>, [Ziyaret Tarihi: 1 Temmuz 2015].
- [83]. Warburton, E. K., Becker, J. A., and Brown, B. A., 1990, Mass systematics for $A=29-44$ nuclei: The deformed $A\sim 32$ region, *Physical Review C*, 41, 1147-1166.
- [84]. Thibault, C., Klapisch, R., Rigaud, C., A. M. Poskanzer, R. Prieels, L. Lessard, and W. Reisdorf., 1975, Direct measurement of the masses of ^{11}Li and $^{26-32}\text{Na}$ with an on-line mass spectrometer, *Physical Review C*, 12, 644-657.
- [85]. Guillemaud-Mueller, D., Detraz, C., Langevin, M., Naulin, F., de Saint- Simon, M., Thibault, C., Touchard, F., and Epherre, M., 1984, β -decay schemes of very neutron-rich sodium isotopes and their descendants, *Nuclear Physics A*, 426, 37-76.
- [86]. Motobayashi, T., Ikeda, Y., Ieki, K., Inoue, M., Iwasa, N., Kikuchi, T., Kurokawa, M., Moriya, S., Ogawa, S., Murakami, H., Shimoura, S., Yanagisawa, Y., Nakamura, T., Watanabe, Y., Ishihara, M., Teranishi, T., Okuno, H., and Casten, R.F., 1995, Large deformation of the very neutron-rich nucleus ^{32}Mg from intermediate-energy Coulomb excitation, *Physics Letters B*, 346, 9-14.
- [87]. Neyens, G., Kowalska, M., Yordanov, D., Blaum, K., Himpe, P., Lievens, P., Mallion, S., Neugart, R., Vermeulen, N., Utsuno, Y., and Otsuka, T., 2005, Measurement of the spin and magnetic moment of ^{31}Mg : Evidence for a strongly deformed intruder ground state, *Physical Review Letter*, 94, 022501.
- [88]. Yordanov, D. T., Kowalska, M., Blaum, K., De Rydt, M., Flanagan, K. T., Lievens, P., Neugart, R., Neyens, G., and Stroke, H. H., 2007, Spin and magnetic moment of ^{33}Mg : Evidence for a negative-parity intruder ground state, *Physical Review Letter*, 99, 212501.
- [89]. Wimmer, K., Kröll, T., Krücken, R., Bildstein, V., Gernhauser, R., Bastin, B., Bree, N., Diriken, J., Van Duppen, P., Huyse, M., Patronis, N., Vermaelen, P.,

- Voulot, D., Van de Walle, J., Wenander, F., Fraile, L. M., Chapman, R., Hadinia, B., Orlandi, R., Smith, J. F., Lutter, R., Thirolf, P. G., Labiche, M., Blazhev, A., Kalkühler, M., Reiter, P., Seidlitz, M., Warr, N., Macchiavelli, A. O., Jeppesen, H. B., Fiori, E., Georgiev, G., Schrieder, G., Das Gupta, S., Lo Bianco, G., Nardelli, S., Butterworth, J., Johansen, J., and Riisager, K., 2010, Discovery of the shape coexisting 0^+ state in ^{32}Mg by a two neutron transfer reaction, *Physical Review Letter*, 105, 252501.
- [90]. H. Mach, L.M. Fraile, O. Tengblad, R. Boutami, C. Jollet, W.A. P löciennik, D.T. Yordanov, M. Stanoiu, M.J.G. Borge, P.A. Butler, J. Cederkall, Ph. Dessagne, B. Fogelberg, H. Fynbo, P. Hoff, A. Jokinen, A. Korgul, U. Köster, W. Kurcewicz, F. Marechal, T. Motobayashi, J. Mrazek, G. Neyens, T. Nilsson, S. Pedersen, A. Poves, B. Rubio, and E. Ruchowska., 2005, New structure information on ^{30}Mg , ^{31}Mg , and ^{32}Mg . *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 25, 105-109.
- [91]. Otsuka, T., Suzuki, T., Fujimoto, R., Grawe, H., and Akaishi, Y., 2005, Evolution of nuclear shells due to the tensor force, *Physical Review Letter*, 95, 232502.
- [92]. Otsuka, T., Utsuno, Y., Mizusaki, T., and Honma, M., 2001, Shell model results for neutron-rich nuclei, *Nuclear Physics A*, 682, 155-160.
- [93]. Broda, R., Fornal, B., Krölas, W., Pawlat, T., Bazzacco, D., Lunardi, S., Rossi-Alvarez, C., Menegazzo, R., de Angelis, G., Bednarczyk, P., Rico, J., De Acuna, D., Daly, P. J., Mayer, R. H., Sferrazza, M., Grawe, H., Maier, K. H., and Schubart, R., 1995, $N = 40$ neutron subshell closure in the ^{68}Ni nucleus, *Physical Review Letter*, 74, 868-871.
- [94]. Sorlin, O., Leenhardt, S., Donzaud, C., Duprat, J., Azaiez, F., Nowacki, F., Grawe, H., Dombradi, Zs., Amorini, F., Astier, A., Baiborodin, D., Belleguic, M., Borcea, C., Bourgeois, C., Cullen, D. M., Dlouhy, Z., Dragulescu, E., Gorska, M., Grevy, S., Guillemaud-Mueller, D., Hagemann, G., Herskind, B., Kiener, J., Lemmon, R., Lewitowicz, M., Lukyanov, S. M., Mayet, P., de Oliveira Santos, F., Pantalica, D., Penionzhkevich, Yu.-E., Pougheon, F., Poves, A., Redon, N., Saint-Laurent, M. G., Scarpaci, J. A., Sletten, G., Stanoiu, M., Tarasov, O., and Theisen, Ch., 2002, $^{68}_{28}\text{Ni}_{40}$: Magicity versus superfluidity, *Physical Review Letter*, 88, 092501.
- [95]. Grawe, H., Gorska, M., Fahlander, C., Palacz, M., Nowacki, F., Caurier, E., Daugas, J.M., Lewitowicz, M., Sawicka, M., Grzywacz, R., Rykaczewski, K., Sorlin, O., Leenhardt, S., and Azaiez, F., 2002, Experimental approach towards shell structure at ^{100}Sn and ^{78}Ni , *Nuclear Physics A*, 704, 211-222.
- [96]. Guenaut, C., Audi, G., Beck, D., Blaum, K., Bollen, G., Delahaye, P., Herfurth, F., Kellerbauer, A., Kluge, H.-J., Libert, J., Lunney, D., Schwarz, S., Schweikhard, L., and Yazidjian, C., 2007, High-precision mass measurements of nickel, copper, and gallium isotopes and the purported shell closure at $N = 40$, *Physical Review C*, 75, 044303.
- [97]. Shimizu, N., Abe, T., Tsunoda, Y., Utsuno, Y., Yoshida, T., Mizusaki, T., Honma, M., and Otsuka, T., 2012, New-generation monte carlo shell model for the K

- computer era, *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2012 (1), 01A205.
- [98]. Suchyta, S., Liddick, S. N., Tsunoda, Y., Otsuka, T., Bennett, M. B., Chemey, A., Honma, M., Larson, N., Prokop, C. J., Quinn, S. J., Shimizu, N., Simon, A., Spyrou, A., Tripathi, V., Utsuno, Y., and VonMoss, J. M., 2014, Shape coexistence in ^{68}Ni , *Physical Review C*, 89, 021301.
- [99]. Hannawald, M., Kautzsch, T., Wöhr, A., Walters, W. B., Kratz, K.-L., Fedoseyev, V. N., Mishin, V. I., Böhmer, W., Pfeiffer, B., Sebastian, V., Jading, Y., Köster, U., Lettry, J., Ravn, H. L., and the ISOLDE Collaboration, 1999, Decay of neutron-rich Mn nuclides and deformation of heavy Fe isotopes. *Physical Review Letter*, 82, 1391-1394.
- [100]. Stefanescu, I., Georgiev, G., Ames, F., Aystö, J., Balabanski, D. L., Bollen, G., Butler, P. A., Cederkall, J., Champault, N., Davinson, T., Maesschalck, A. De, Delahaye, P., Eberth, J., Fedorov, D., Fedosseev, V. N., Fraile, L. M., Franchoo, S., Gladnishki, K., Habs, D., Heyde, K., Huyse, M., Ivanov, O., Iwanicki, J., Jolie, J., Jonson, B., Kröll, Th., Krücken, R., Kester, O., Köster, U., Lagoyannis, A., Liljeby, L., Bianco, G. Lo, Marsh, B. A., Niedermaier, O., Nilsson, T., Oinonen, M., Pascovici, G., Reiter, P., Saltarelli, A., Scheit, H., Schwalm, D., Sieber, T., Smirnova, N., Walle, J. Van De, Duppen, P. Van, Zemlyanoi, S., Warr, N., Weisshaar, D., and Wenander, F., 2007, Coulomb excitation of $^{68,70}\text{Cu}$: First use of postaccelerated isomeric beams, *Physical Review Letter*, 98, 122701.
- [101]. Mazzocchi, C., Grzywacz, R., Batchelder, J.C., Bingham, C.R., Fong, D., Hamilton, J.H., Hwang, J.K., Karny, M., Krolas, W., Liddick, S.N., Lisetskiy, A.F., Morton, A.C., Mantica, P.F., Mueller, W.F., Rykaczewski, K.P., Steiner, M., Stolz, A., and Winger, J.A., 2005, Low energy structure of even-even Ni isotopes close to ^{78}Ni , *Physics Letters B*, 622 (1-2), 45-54.
- [102]. Perru, O., Sorlin, O., Franchoo, S., Azaiez, F., Bouchez, E., Bourgeois, C., Chatillon, A., Daugas, J. M., Dlouhy, Z., Dombradi, Zs., Donzaud, C., Gaudefroy, L., Grawe, H., Grevy, S., Guillemaud-Mueller, D., Hammache, F., Ibrahim, F., Le Coz, Y., Lukyanov, S. M., Matea, I., Mrazek, J., Nowacki, F., Penionzhkevich, Yu.-E., de Oliveira Santos, F., Pougheon, F., Saint-Laurent, M. G., Sletten, G., Stanoiu, M., Stodel, C., Theisen, Ch., and Verney, D., 2006, Enhanced core polarization in ^{70}Ni and ^{74}Zn , *Physical Review Letter*, 96, 232501.
- [103]. Rahaman, S., Hakala, J., Elomaa, V.-V., Eronen, T., Hager, U., Jokinen, A., Kankainen, A., Moore, I.D., Penttilä, H., Rinta-Antila, S., Rissanen, J., Saastamoinen, A., Weber, C., and Aystö, J., 2007, Masses of neutron-rich Ni and Cu isotopes and the shell closure at $Z = 28$, $N = 40$, *The European Physical Journal A*, 34 (1), 5-9.
- [104]. Grzywacz, R., Beraud, R., Borcea, C., Emsallem, A., Glogowski, M., Grawe, H., Guillemaud-Mueller, D., Hjorth-Jensen, M., Houry, M., Lewitowicz, M., Mueller, A. C., Nowak, A., P lochocki, A., Pfützner, M., Rykaczewski, K., Saint- Laurent, M. G., Sauvestre, J. E., Schaefer, M., Sorlin, O., Szerypo, J., Trinder, W.,

- Viteritti, S., and Wineld, J., 1998, New island of μs isomers in neutron-rich nuclei around the $Z = 28$ and $N = 40$ shell closures, *Physical Review Letter*, 81, 766-769.
- [105]. Franchoo, S., Huyse, M., Kruglov, K., Kudryavtsev, Y., Mueller, W. F., Raabe, R., Reusen, I., Van Duppen, P., Van Roosbroeck, J., Vermeeren, L., Wöhr, A., Kratz, K.-L., Pfeiffer, B., and Walters, W. B., 1998, Beta decay of $^{68-74}\text{Ni}$ and level structure of neutron-rich Cu isotopes, *Physical Review Letter*, 81, 3100-3103.
- [106]. Franchoo, S., Huyse, M., Kruglov, K., Kudryavtsev, Y., Mueller, W. F., Raabe, R., Reusen, I., Van Duppen, P., Van Roosbroeck, J., Vermeeren, L., Wöhr, A., Grawe, H., Kratz, K.-L., Pfeiffer, B., and Walters, W. B., 2001, Monopole migration in Cu observed from β decay of laser-ionized $^{68-74}\text{Ni}$, *Physical Review C*, 64, 054308.
- [107]. Bosch, U., Schmidt-Ott, W.-D., Runte, E., Tidemand-Petersson, P., Koschel, P., Meissner, F., Kirchner, R., Klepper, O., Roeckl, E., Rykaczewski, K., and Schardt, D., 1988, Beta- and gamma-decay studies of neutron-rich chromium, manganese, cobalt and nickel isotopes including the new isotopes ^{60}Cr and ^{60}gMn , *Nuclear Physics A*, 477, 89-104.
- [108]. Ishii, T., Asai, M., Makishima, A., Hossain, I., Ogawa, M., Hasegawa, J., Matsuda, M., and Ichikawa, S., 2000, Core-excited states in the doubly magic ^{68}Ni and its neighbour ^{69}Cu , *Physical Review Letter*, 84, 39-42, 2000.
- [109]. Broda, R. et al., 1966, in *Proceedings of the International Conference on Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei*, Academic Press, New York and London.
- [110]. Zeidman, B. and Nolen, J. A., 1978, Mass and low-lying energy levels of ^{69}Cu , *Physical Review C*, 18, 2122-2126.
- [111]. Assie, M., Azaiez, F., De Sereville, N., Guillot, J., Hammache, F., Le Crom, B., Lefebvre, L., Matea, I., Mutschler, A., Stefan, I., Suzuki, D., Napoli, D., Mengoni, D., Borcea, C., Borcea, R., Petrone, C., Rotaru, F., Stanoiu, M., Grassi, L., Morfouace, P., Franchoo, S., 2014, Single-particle strength in neutron-rich ^{69}Cu , *Acta Physica Polonica B*, 45, 243-248.
- [112]. Sahin, E., Doncel, M., Sieja, K., de Angelis, G., Gadea, A., Quintana, B., Görden, A., Modamio, V., Mengoni, D., Valiente-Dobon, J. J., and John, P. R. et al., 2015, Shell evolution beyond $N = 40$: $^{69,71,73}\text{Cu}$, *Physical Review C*, 91, 034302.
- [113]. Chiara, C. J., Stefanescu, I., Walters, W. B., Zhu, S., Janssens, R. V. F., Carpenter, M. P., Broda, R., Fornal, B., Hecht, A. A., Hotelling, N., Jackson, E. G., Kay, B. P., Krolas, W., Lauritsen, T., McCutchan, E. A., Pawlat, T., Seweryniak, D., Wang, X., Wöhr, A., and Wrzesinski, J., 2012, Core-coupled protons, $f_{7/2}$ intruder states, and competing $g_{9/2}$ proton and neutron structures in $^{65,67}\text{Cu}$, *Physical Review C*, 85, 024309, 2012.

- [114]. Nita, C. R., Bucurescu, D., Marginean, N., Avrigeanu, M., Bocchi, G., Bottoni, S., Bracco, A., Bruce, A. M., Cata-Danil, G., Colo, G., Deleanu, D., Filipescu, D., Ghita, D. G., Glodariu, T., Leoni, S., Mihai, C., Mason, P. J. R., Marginean, R., Negret, A., Pantelica, D., Podolyak, Z., Regan, P. H., Sava, T., Stroe, L., Toma, S., Ur, C. A., and Wilson, E., 2014, Fast-timing lifetime measurements of excited states in ^{67}Cu , *Physical Review C*, 89, 064314.
- [115]. Vingerhoets, P., Flanagan, K. T., Avgoulea, M., Billowes, J., Bissell, M. L., Blaum, K., Brown, B. A., Cheal, B., De Rydt, M., Forest, D. H., Geppert, Ch., Honma, M., Kowalska, M., Kramer, J., Krieger, A., Mane, E., Neugart, R., Neyens, G., Nörtershauser, W., Otsuka, T., Schug, M., Stroke, H. H., Tungate, G., and Yordanov, D. T., 2010, Nuclear spins, magnetic moments, and quadrupole moments of Cu isotopes from $N = 28$ to $N = 46$: Probes for core polarization effects, *Physical Review Letter*, 82, 064311.
- [116]. Ljungvall, J., Georgiev, G., Cabaret, S., Karkour, N., Linget, D., Sedes, G., Chevrier, R., Matea, I., Niikura, M., Salsac, M.-D., and Sulignano, B., 2012, The orsay universal plunger system, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 679, 61-66.
- [117]. Alexander, T.K., and Allen, K.W., 1965, Lifetimes of the ^{16}O 6.13-MeV level and the ^{17}O 0.871-MeV level, *Canadian Journal of Physics*, 63, 1563-1573.
- [118]. Dewald, A., Möller, O., and Petkov, P., 2012, Developing the recoil distance doppler-shift technique towards a versatile tool for lifetime measurements of excited nuclear states, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 67 (3), 786-839.
- [119]. Torosov, B., and Balzin, D., 1999, *LISE++:Exotic Beam Production with Fragment Separators*, <http://lise.nscl.msu.edu/lise.html>, [Ziyaret Tarihi: 10 Kasım 2014].
- [120]. Kubo, T., 2003, In-flight RI beam separator BigRIPS at RIKEN and elsewhere in japan, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 204, 97-113.
- [121]. Dufour, J.P., Del Moral, R., Emmermann, H., Hubert, F., Jean, D., Poinot, C., Pravikoff, M.S., Fleury, A. Delagrange, H., Schmidt, K.-H., 1986, Projectile fragments isotopic separation: Application to the lise spectrometer at GANIL, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 248, 267-281.
- [122]. Schmidt, K.-H., Hanelt, E., Geissel, H., Münzenberg, G., and Dufour, J.P., 1987, The momentum-loss achromat - a new method for the isotopical separation of relativistic heavy ions, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 260, 287-303.
- [123]. Neyens, G., Nouwen, R., and Coussement, R., 1994, Extension of the level mixing resonance (lmr) method to study the alignment and the quadrupole

- moment of light exotic projectile fragments, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 340 (3), 555-563.
- [124]. Stuchbery, A.E., Mantica, P.F., and Wilson, A.N., 2005, Electron-configuration-resolved time-differential recoil-in-vacuum technique for excited-state g-factor measurements on fast exotic beams, *Physical Review C*, 71, 047302.
- [125]. Jönsson, P., Gaigalas, G., Bieron, J., Froese Fischer, C., and Grant, I.P., 2013, New version: Grasp2k relativistic atomic structure package, *Computer Physics Communications*, 184, 2197-2203.
- [126]. Stuchbery A. E., 2013, *Time differential recoil in vacuum for hydrogen-like Mg ions: notes from visit to Orsay September 2013 Part A: notes on hyperfine fields and field distributions*.
- [127]. Grave, X., 2005, *NARVAL*, http://csngwinfo.in2p3.fr/mediawiki/index.php/NARVAL_overview, [Ziyaret Tarihi: 17 Ekim 2012].
- [128]. Random, Hacker, J., 1990, *ROOT Data Analysis Framework*, <https://root.cern.ch/>, [Ziyaret Tarihi: 22 Mayıs 2012].
- [129]. Alder, K. and Winther, A., 1966, *Coulomb Excitation*, Academic Press, New York and London.
- [130]. Stuchbery, A.E. (unpublished). computer code TDRIV MODEL.
- [131]. Schiwietz, G. and Grande, P.L., 2001, Improved charge-state formulas, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 175, 125-131.
- [132]. Allmond, J. M., Stuchbery, A. E., Radford, D. C., Galindo-Uribarri, A., Stone, N. J., Baktash, C., Batchelder, J. C., Bingham, C. R., Danchev, M., Gross, C. J., Hausladen, P. A., Lagergren, K., Larochelle, Y., Padilla-Rodal, E., and Yu, C.-H., 2013, Magnetic moments of 2_1^+ states in $^{124,126,128}\text{Sn}$, *Physical Review C*, 87 (5), 054325.
- [133]. Nesaraja, C.D., 2014, Nuclear data sheets for A=69, *Nuclear Data Sheets*, 115, 1-134.
- [134]. de Wijn, H. W. and de Wildt, J. L., 1966, Temperature dependence of nuclear quadrupole resonance in cuprous oxide, *Physical Review*, 150, 200-201.
- [135]. Stone, N.J., 2005, Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 90, 75-176.
- [136]. Richter, W.A., Mkhize, S., and Brown, B.A., 2008, sd-shell observables for the USDA and USDB hamiltonians, *Physical Review C*, 78, 064302.

- [137]. Towner, I.S. and Khanna, F.C., 1983, Corrections to the single-particle M1 and gamow-teller matrix elements, *Nuclear Physics A*, 399 (2), 334-364.
- [138]. Towner, I.S., 1987, Quenching of spin matrix elements in nuclei, *Physics Reports*, 155 (5), 263-377.
- [139]. Arima, A., Shimizu, K., Bentz, W., and Hyuga, H., 1987, Nuclear magnetic properties and gamow-teller transitions, *Advances in Nuclear Physics*, 18, 1-106.
- [140]. Brown, B.A. and Wildenthal, B.H., 1987, Empirically optimum M1 operator for sd-shell nuclei, *Nuclear Physics A*, 474 (2), 290-306.
- [141]. Brown, B. A. and Richter, W. A., 2006, New “usd” hamiltonians for the sd Shell, *Physical Review C*, 74, 034315.
- [142]. Ormand, W.E. and Brown, B.A., 1989, Empirical isospin-nonconserving hamiltonians for shell-model calculations, *Nuclear Physics A*, 491, 1-23.
- [143]. Brown, B.A. and Rae, W.D.M., 2014, The shell-model code nushellx@msu, *Nuclear Data Sheets*, 120, 115-118, 2014.
- [144]. Eberhardt, J.L., Horstman, R.E., Doubt, H.A., and Van Middelkoop, G., 1975, Transient field measurements of g-factors for ^{28}Si and ^{30}Si , *Nuclear Physics A*, 244 (1), 1-14.
- [145]. Zalm, P.C., Holthuizen, A., De Raedt, J.A.G., and Van Middelkoop, G., 1979, Transient field g-factor measurements on the 2_1^+ states of ^{32}S and ^{34}S , *Nuclear Physics A*, 315 (1-2), 133-142.
- [146]. Speidel, K.-H., Schielke, S., Leske, J., Gerber, J., Maier-Komor, P., Robinson, S.J.Q., Sharon, Y.Y., and Zamick, L., 2006, Experimental g factors and B(E2) values in Ar isotopes: Crossing the N = 20 semi-magic divide, *Physics Letters B*, 632 (2-3), 207-211.
- [147]. Caurier, E., 1999, Present status of shell model techniques, *Acta Physica Polonica B*, 30 (3), 705-714.
- [148]. Caurier, E., Martinez-Pinedo, G., Nowacki, F., Poves, A., and Zuker, A. P., 2005, The shell model as a unified view of nuclear structure, *Reviews of Modern Physics*, 77, 427-488.
- [149]. Honma, M., Otsuka, T., Mizusaki, T., and Hjorth-Jensen, M., 2009, New effective interaction for f_5pg_9 -shell nuclei, *Physical Review C*, 80, 064323.
- [150]. Brown, B.A. (unpublished). The jj44b hamiltonian was obtained from a fit to about 600 binding energies and excitation energies with a method similar to that used for the JUN45 hamiltonian. most of the energy data for the fit came from nuclei with Z = 28-30 and N = 48-50 with 30 linear combinations of the good J-T two-body matrix elements varied, the rms deviation between experiment and theory for the energies in the fit was about 250 keV.

ÖZGEÇMİŞ



Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı	Aslı KUŞOĞLU
Uyruğu	T.C.
Doğum tarihi, Yeri	13.01.1984, Fatih
Telefon	+90 455 57 00 /15294
E-mail	kusoglu@istanbul.edu.tr , kusoglu.asli@gmail.com
Web adres	http://aves.istanbul.edu.tr/kusoglu/

Eğitim

Derece	Kurum/Anabilim Dalı/Programı	Yılı
Doktora	İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü/ Fizik/Nükleer Fizik	2016
Yüksek Lisans	İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü/ Fizik/Nükleer Fizik	2010
Lisans	İ.Ü. Mühendislik Fakültesi/Elektrik-Elektronik Mühendisliği	2007
Lisans	İ.Ü. Fen Fakültesi/Fizik	2006
Lise	Bahçelievler Lisesi (Yabancı Dil Ağırlıklı)	2002

Makaleler / Bildiriler

Makaleler:

- [1]. **Kusoglu, A.**, Stuchbery, A. E., Georgiev, G., Brown, B. A., Goasduff, A., Atanasova, L., Balabanski, D. L., Bostan, M., Danchev, M., Detistov, P., Gladnishki, K. A., Ljungvall, J., Matea, I., Radeck, D., Sotty, C., Stefan, I., Verney, D., Yordanov, and D. T., 2015, Magnetism of an Excited Self-Conjugate Nucleus: Precise Measurement of the g Factor of the 2_1^+ State in ^{24}Mg , *Physical Review Letters*, 114 (062501), 1-5.
- [2]. **Kusoglu, A.**, Stuchbery, A. E., Georgiev, G., Goasduff, A., Atanasova, L., Balabanski, D. L., Bostan, M., Danchev, M., Detistov, P., Gladnishki, K. A., Ljungvall, J., Matea, I., Radeck, D., Sotty, C., Stefan, I., Verney, D., and Yordanov, D. T., 2015, Nuclear g -factor measurement with time dependent recoil in vacuum in radioactive-beam geometry, *Journal of Physics: Conference Series*, 590 (012041), 1-4.
- [3]. Sahin, E., Doncel, M., Sieja, K., de Angelis, G., Gadea, A., Quintana, B., G3rgen, A., Modamio, V., Mengoni, D. Valiente-Dobon, J. J., John, P. R., Albers, M., Bazzacco, D., Benzoni, G., Birkenbach, B., Cederwall, B., Clement, E., Curien, D., Corradi, L., Desesquelles, P., Dewald, A., Didierjean, F., Duchene, G., Eberth, J., Erduran, M. N., Farnea, E., Fioretto, E., de France, G., Fransen, C., Gernhauser, R., Gottardo, A., Hackstein, M., Hagen, T., Hernandez-Prieto, A., Hess, H., H3y3k, T., Jungclaus, A., Klupp, S., Korten, W., **Kusoglu, A.**, Lenzi, S. M., Ljungvall, J., Louchart, C., Lunardi, S., Menegazzo, R., Michelagnoli, C., Mijatovic, T., Million, B., Molini, P., Montagnoli, G., Montanari, D., d M3ller, O., Napoli, D. R., Obertelli, A., Orlandi, R., Pollarolo, G., Pullia, A., Recchia, F., Reiter, P., Rosso, D., Rother, W., Salsac, M.-D., Scarlassara, F., Schlarb, M., Siem, S., Singh Pushpendra, P., S3derstr3m, P.-A., Stefanini, A. M., Stezowski, O., Sulignano, B., Szilner, S., Theisen, Ch., Ur, C. A., and Yalcinkaya, M., 2015, Shell evolution beyond $N=40$: $^{69,71,73}\text{Cu}$, *Physical Review C*, 91 (3), 034302.
- [4]. John, P. R., Modamio, V., Valiente-Dobon, J. J., Mengoni, D., Lunardi, S., Rodriguez, T. R., Bazzacco, D., Gadea, A., Wheldon, C., Alexander, T., de Angelis, G., Ashwood, N., Barr, M., Benzoni, G., Birkenbach, B., Bizzeti, P. G., Bizzeti-Sona, A. M., Bottoni, S., Bowry, M., Bracco, A., Browne, F., Bunce, M., Camera, F., Cederwall, B., Corradi, L., Crespi, F. C. L., Desesquelles, P., Eberth, J., Farnea, E., Fioretto, E., G3rgen, A., Gottardo, A., Grebosz, J., Grente, L., Hess, H., Jungclaus, A., Kokalova, Tz., Korichi, A., Korten, W., **Ku3oėlu, A.**, Lenzi, S., Leoni, S., Ljungvall, J., Maron, G., Meczynski, W., Melon, B., Menegazzo, R., Michelagnoli, C., Mijatovic, T., Million, B., Molini, P., Montagnoli, G., Montanari, D., Napoli, D. R., Nolan, P., Oziol, Ch., Podolyak, Zs., Pollarolo, G., Pullia, A., Quintana, B., Recchia, F., Reiter, P., Roberts, O. J., Rosso, D., 3ahin, E., Salsac, M.-D., Scarlassara, F., Sferrazza, M., Simpson, J., S3derstr3m, P.-A., Stefanini, A. M., Stezowski, O., Szilner, S., Theisen, Ch., Ur, C. A., and Walshe, J., 2015, Shape evolution in the neutron-rich osmium isotopes: Prompt γ -ray spectroscopy of ^{196}Os , *Physical Review C*, 90 (2), 021301.
- [5]. John, P.R., Modamio, V., Valiente-Dob3n, J.J., Mengoni, D., Gottardo, A., Bazzacco, D., Lunardi, S., Alexander, T., de Angelis, G., Ashwood, N., Barr, M., Bizzeti, P.G., Bizzeti-Sona, A.M., Bottoni, S., Bowry, M., Bracco, A., Browne, F. Bunce, M., Gadea, A., Camera, F., Corradi, L., Crespi, F.C.L., Farnea, E., Fioretto, E., Kokalova, Tz., Korten, W., **Ku3oėlu, A.**, Lenzi, S., Leoni, S., Michelagnoli, C., Mijatović, T., Montagnoli, G., Montanari, D., Napoli, D.R., Podolyák, Zs., Pollarolo, G., Recchia, F.,

- Roberts, O.J., Şahin, E., Salsac, M.-D., Scarlassara, F., Stefanini, A.M., Szilner, S., Ur, C.A., Walshe, J., and Wheldon, C., 2014, Study of shape transition in the neutron-rich Os isotopes, *EPJ Web of Conferences*, 66, 02057.
- [6]. John, P.R., Modamio, V., Valiente-Dobón, J.J., Mengoni, D., Lunardi, S., Alexander, T., de Angelis, G., Ashwood, N., Barr, M., Bazzacco, D., Bizzeti, P.G., Bizzeti-Sona, A.M., Bottoni, S., Bowry, M., Bracco, A., Browne, F., Bunce, M., Gadea, A., Camera, F., Corradi, L., Crespi, F.C.L., Farnea, E., Fioretto, E., Gottardo, A., Grete, L., Kokalova, Tz., Korten, W., **Kusoglu, A.**, Lenzi, S., Leoni, S., Michelagnoli, C., Mijatovic, T., Montagnoli, G., Montanari, D., Napoli, D.R., Podolyák, Zs., Pollarolo, G., Recchia, F., Roberts, O.J., Sahin, E., Salsac, M.-D., Scarlassara, F., Sferrazza, M., Stefanini, A.M., Szilner, S., Ur, C.A., Walshe, J., and Wheldon, C., 2013, Search for Isomers in the neutron-rich Pt-Os-W Region, LNL Annual Report 2012, 239, 20.
- [7]. Törnqvist, H., Sotty, C., Balabanski, D., Dhal, A., Georgiev, G., Hass, M., Heinz, A., Hirayama, Y., Imai, N., Johansson, H., Kowalska, M., **Kusoglu, A.**, Nilsson, T., Stuchbery, A., Wenander, F., and Yordanov, D.T., 2013, Tilted foils polarization at REX-ISOLDE, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 317, 685-688.
- [8]. Louchart, C., Obertelli, A., Görgen, A., Korten, W., Bazzacco, D., Birkenbach, B., Bruyneel, B., Clement, E., Coleman-Smith, P. J., Corradi, L., Curien, D., de Angelis, G., de France, G., Delaroche, J.-P., Dewald, A., Didierjean, F., Doncel, M., Duchene, G., Eberth, J., Erduran, M. N., Farnea, E., Finck, C., Fioretto, E., Fransen, C., Gadea, A., Girod, M., Gottardo, A., Grebosz, J., Habermann, T., Hackstein, M., Huyuk, T., Jolie, J., Judson, D., Jungclaus, A., Karkour, N., Klupp, S., Krücken, R., **Kusoglu, A.**, Lenzi, S. M., Libert, J., Ljungvall, J., Lunardi, S., Maron, G., Menegazzo, R., Mengoni, D., Michelagnoli, C., Million, B., Molini, P., Möller, O., Montagnoli, G., Montanari, D., Napoli, D. R., Orlandi, R., Pollarolo, G., Prieto, A., Pullia, A., Quintana, B., Recchia, F., Reiter, P., Rosso, D., Rother, W., Sahin, E., Salsac, M.-D., Scarlassara, F., Schlarb, M., Siem, S., Singh, P. P., Söderström, P.-A., Stefanini, A. M., Stezowski, O., Sulignano, B., Szilner, S., Theisen, Ch., Ur, C. A., Valiente-Dobon, J. J., and Zielinska, M., 2013, Collective nature of low-lying excitations in $^{70,72,74}\text{Zn}$ from lifetime measurements using the AGATA spectrometer demonstrator, *Physical Review C*, 87 (5), 054302.
- [9]. Doncel, M., Sahin, E., Gadea, A., De Angelis, G., Quintana, B., Valiente-Dobón, J.J., Modamio, V., Albers, M., Bazzacco, D., Clément, E., Corradi, L., Dewald, A., Duchene, G., Erduran, M.N., Farnea, E., Fioretto, E., Fransen, C., Gernhäuser, R., Görgen, A., Gottardo, A., Hackstein, M., Hernández-Prieto, A., Hüyük, T., Klupp, S., Korten, W., **Kusoglu, A.**, Lenzi, S., Louchart, C., Lunardi, S., Menegazzo, R., Mengoni, D., Michelagnoli, C., Mijatovic, T., Montagnoli, G., Montanari, D., Möller, O., Napoli, D.R., Obertelli, A., Orlandi, R., Pollarolo, G., Recchia, F., Rother, W., Salsac, M.-D., Scarlassara, F., Schlarb, M., Stefanini, A., Sulignano, B., Szilner, S., and Ur, C.A., 2012, Lifetime measurements in neutron-rich Cu isotopes, *Acta Physica Polonica B*, 44 (3), 505-510.
- [10]. Mason, P. J. R., Alharbi, T., Regan, P. H., Marginean, N., Podolyak, Zs., Alkhomashi, N., Bender, P. C., Bowry, M., Bostan, M., Bucurescu, D., Bruce, A. M., Cata, G., Cata, I., Chakrabarti, R., Deleanu, D., Detistov, P., Erduran, M. N., Filipescu, D., Garg, U., Glodariu, T., Ghita, D., Ghugre, S. S., **Kusoglu, A.**, Marginean, R., Mihai, C., Nakhostin, M., Negret, A., Pascu, S., Rodriguez Triguero, C., Sava, T., Simpson, E. C., Sinha, A. K., Stroe, L., Suliman, G., and Zamfir, N. V., 2012, Half-life of the $I^\pi = 4^-$

Intruder State in ^{34}P Using $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ Fast Timing, *Journal of Physics: Conference Series*, 381 (1), 012063.

- [11]. John, P.R., Modamio, V., Valiente-Dobón, J.J., Mengoni, D., Lunardi, S., Alexander, T., de Angelis, G., Ashwood, N., Barr, M., Bazzacco, D., Bizzeti, P.G., Bizzeti-Sona, A.M., Bottoni, S., Bowry, M., Bracco, A., Browne, F., Bunce, M., Gadea, A., Camera, F., Corradi, L., Crespi, F.C.L., Farnea, E., Fioretto, E., Gottardo, A., Kokalova, Tz., Korten, W., **Kusoglu, A.**, Lenzi, S., Leoni, S., Michelagnoli, C., Mijatovic, T., Montagnoli, G., Montanari, D., Napoli, D.R., Podolyák, Zs., Pollarolo, G., Recchia, F., Roberts, O.J., Sahin, E., Salsac, M.D., Scarlassara, F., Sferrazza, M., Stefanini, A.M., Szilner, S., Ur, C.A., Walshe, J., and Wheldon, C., 2012, Gamma Spectroscopy on the Neutron-Rich Osmium Isotopes, *LNL Annual Report 2011*, 238, 15.
- [12]. Sahin, E., de Angelis, G., Duchene, G., Faul, T., Gadea, A., Lisetskiy, A.F., Ackermann, D., Algora, A., Aydin, S., Azaiez, F., Bazzacco, D., Benzoni, G., Bostan, M., Byrski, T., Celikovic, I., Chapman, R., Corradi, L., Courtin, S., Curien, D., Datta Pramanik, U., Didierjean, F., Dorvaux, O., Erduran, M.N., Erturk, S., Farnea, E., Fioretto, E., de France, G., Franchoo, S., Gall, B., Gottardo, A., Guiot, B., Haas, F., Ibrahim, F., Ince, E., Khouaja, A., **Kusoglu, A.**, La Rana, G., Labiche, M., Lebhertz, D., Lenzi, S., Leoni, S., Lunardi, S., Mason, P., Mengoni, D., Michelagnoli, C., Modamio, V., Montagnoli, G., Montanari, D., Moro, R., Mouginot, B., Napoli, D.R., O'Donnell, D., Oliveira, J.R.B., Ollier, J., Orlandi, R., Pollarolo, G., Recchia, F., Robin, J., Salsac, M.-D., Scarlassara, F., Singh, R.P., Silvestri, R., Smith, J.F., Stefan, I., Stefanini, A.M., Subotic, K., Szilner, S., Tonev, D., Torres, D.A., Trotta, M., Ujic, P., Ur, C., Valiente-Dobón, J.J., Verney, D., Yalcinkaya, M., Wady, P.T., Wiedemann, K.T., and Zuber, K., 2012, Structure of the As, Ge, Ga nuclei, *Nuclear Physics A*, 893, 1-12.
- [13]. Mason, P. J. R., Alharbi, T., Regan, P. H., Marginean, N., Podolyak, Zs., Simpson, E. C., Alkhomashi, N., Bender, P. C., Bowry, M., Bostan, M., Bucurescu, D., Bruce, A. M., Cata-Danil, G., Cata-Danil, I., Chakrabarti, R., Deleanu, D., Detistov, P., Erduran, M. N., Filipescu, D., Garg, U., Glodariu, T., Ghita, D., Ghugre, S. S., **Kusoglu, A.**, Marginean, R., Mihai, C., Nakhostin, M., Negret, A., Pascu, S., Rodriguez Triguero, C., Sava, T., Sinha, A. K., Stroe, L., Suliman, G., and Zamfir, N. V., 2012, Half-life of the $I^\pi = 4^-$ intruder state in ^{34}P : M2 transition strengths approaching the island of inversion, *Physical Review C*, 85 (6), 064303.
- [14]. Dijon, A., Clement, E., de France, G., de Angelis, G., Duchene, G., Dudouet, J., Franchoo, S., Gadea, A., Gottardo, A., Hüyük, T., Jacquot, B., **Kusoglu, A.**, Lebhertz, D., Lehaut, G., Martini, M., Napoli, D. R., Nowacki, F., Peru, S., Poves, A., Recchia, F., Redon, N., Sahin, E., Schmitt, C., Sferrazza, M., Sieja, K., Stezowski, O., Valiente-Dobon, J. J., Vancraeynest, A., and Zheng, Y., 2012, Discovery of a new isomeric state in ^{68}Ni : Evidence for a highly deformed proton intruder state, *Physical Review C*, 85 (3), 031301.
- [15]. Alharbi, T., Mason, P.J.R., Regan, P.H., Podolyák, Zs., Mărginean, N., Nakhostin, M., Bowry, M., Bucurescu, D., Căta-Danil, G., Căta-Danil, I., Deleanu, D., Filipescu, D., Glodariu, T., Ghiță, D., Mărginean, R., Mihai, C., Negret, A., Pascu, S., Sava, T., Stroe, L., Suliman, G., Zamfir, N.V., Bruce, A.M., Rodriguez Triguero, C., Bender, P.C., Garg, U., Erduran, M.N., **Kusoglu, A.**, Bostan, M., Detistov, P., Alkhomashi, N., Sinha, A.K., Chakrabarti, R., and Ghugre, S.S., 2012, Gamma-ray fast-timing coincidence measurements from the $^{18}\text{O}+^{18}\text{O}$ fusion–evaporation reaction using a mixed $\text{LaBr}_3\text{-HPGe}$ array, *Applied Radiation and Isotopes*, 70 (7), 1337-1339.

- [16]. Doncel, M., Sahin, E., Grge, A., Gadea, A., de Angelis, G., Quintana, B., Valiente-Dobn, J. J., Louchart, C., Korten, W., Albers, M., Aydin, S., Bazzacco, D., Bostan, M., Clément, E., Corradi, L., Dewald, A., Duchene, G., Erduran, M. N., Farnea, E., Fioretto, E., de France, G., Fransen, C., Gernhuser, R., Gottardo, A., Hackstein, M., Huyuk, T., Klupp, S., **Kusoglu, A.**, Lenzi, S., Ljungvall, J., Lunardi, S., Menegazzo, R., Mengoni, D., Michelagnoli, C., Mijatovic, T., Montagnoli, G., Montanari, D., Mller, O., Napoli, D. R., Obertelli, A., Orlandi, R., Prieto, A., Pollarolo, G., Recchia, F., Rother, W., Salsac, M.-D., Scarlassara, F., Schlarb, M., Sferrazza, M., Singh, P. P., Stefanini, A., Sulignano, B., Szilner, S., and Ur, C., 2011, Lifetime Measurement in Neutron-rich Cu Isotopes, *LNL Annual Report 2010*, 234, 5.
- [17]. Louchart, C., Grge, A., Obertelli, A., Korten, W., Sahin, E., Doncel, M., Bazzacco, D., Clement, E., Corradi, L., de Angelis, G., De France, G., Dewald, A., Duchene, G., Erduran, M.N., Farnea, E., Fioretto, E., Gadea, A., Gottardo, A., Hackstein, M., Huyuk, T., **Kusoglu, A.**, Ljungvall, J., Lunardi, S., Mengoni, D., Menegazzo, R., Michelagnoli, C., Montagnoli, G., Montanari, D., Napoli, D.R., Orlandi, R., Prieto, A., Quintana, B., Recchia, F., Rother, W., Salsac, M.-D., Scarlassara, F., Singh, P.P., Stefanini, A.M., Sulignano, B., Szilner, S., Ur, C., and Valiente-Dobn, J.J., the AGATA collaboration, 2011, First Campaign with the AGATA Demonstrator at LNL: Lifetime of Excited States in ^{72}Zn and ^{74}Zn , *LNL Annual Report 2010*, 234, 3.
- [18] **Kusoglu, A.**, Bostan, and M., Erduran, M. N., 2011, The effect of valence neutrons on spin-orbit splitting, *Acta Physica Polonica B*, 42 (3), 497-503.
- [19]. Sahin, E., de Angelis, G., Gadea, A., Ur, C., Valiente-Dobn, J.J., Aydin, S., Bazzacco, D., Bostan, M., Didierjean, F., Erduran, M.N., Farnea, E., Gottardo, A., **Kusoglu, A.**, Lenzi, S., Lunardi, S., Menegazzo, R., Mengoni, D., Michelagnoli, C., Napoli, D.R., Orlandi, R., Recchia, F., and Torres, D.A., 2010, Study of neutron-rich nuclei around $N=50$ toward ^{78}Ni : γ - γ thick target experiment with the $^{82}\text{Se} + ^{238}\text{U}$ reaction, *LNL Annual Report 2009*, 230, 10.

Bildiriler:

- [1]. **Kusoglu, A.**, Stuchbery, A. E., Georgiev, G., Goasduff, A., Atanasova, L., Balabanski, D. L., Bostan, M., Danchev, M., Detistov, P., Gladnishki, K. A., Ljungvall, J., Matea, I., Radeck, D., Sotty, C., Stefan, I., Verney, D., Yordanov, D. T., 2014, Nuclear g -factor measurement with time dependent recoil in vacuum in radioactive-beam geometry, *NUBA Conference Series: Nuclear Physics and Astrophysics*, Antalya/Türkiye.
- [2]. **Kusoglu, A.**, Stuchbery, A. E., Georgiev, G., Goasduff, A., Atanasova, L., Balabanski, D. L., Bostan, M., Danchev, M., Detistov, P., Gladnishki, K. A., Ljungvall, J., Matea, I., Radeck, D., Sotty, C., Stefan, I., Verney, D., Yordanov, D. T., 2014, Time Dependent Recoil In Vacuum: High-precision g -factor measurements of ^{24}Mg , *Euroschool on Exotic Beams*, Padova/Italya.
- [3]. **Kusoglu, A.**, Stuchbery, A. E., Georgiev, G., Goasduff, A., Atanasova, L., Balabanski, D. L., Bostan, M., Danchev, M., Detistov, P., Gladnishki, K. A., Ljungvall, J., Matea, I., Radeck, D., Sotty, C., Stefan, I., Verney, D., Yordanov, D. T., 2013, TDRIV on H-like ions in radioactive beam geometry, *EWIRA/ENSAR meeting on static nuclear moment measurements with radioactive ion beams*, Orsay/Fransa.
- [4]. **Kusoglu, A.**, Stuchbery, A. E., Georgiev, G., Goasduff, A., Atanasova, L., Balabanski,

- D. L., Bostan, M., Danchev, M., Detistov, P., Gladnishki, K. A., Ljungvall, J., Matea, I., Radeck, D., Sotty, C., Stefan, I., Verney, D., Yordanov, D. T., 2013, Development of the Time Dependent Recoil In Vacuum technique for radioactive-beam geometry, *Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse (CSNSM) group seminar*, Orsay/Fransa.
- [5]. **Kusoglu, A.**, Bostan M., 2010, Spin-Orbit Splitting Calculations for Some Closed-Shell Nuclei, *17th Euroschool on Exotic Beams*, Santiago de Compostela /İspanya.
- [6]. **Kusoglu, A.**, Bostan M., Erduran M.N., 2010, The effect of valence neutrons on spin-orbit splitting, *Zakopane Conference on Nuclear Physics Extremes of the Nuclear Landscape*, Krakow/Polonya.
- [7]. **Kusoglu, A.**, 2010, Evolution of Spin-Orbit Splitting with Valence Nucleon Number, *Legnaro National Laboratories (LNL, Legnaro, Padova, Italy) of the National Institute of Nuclear Physics (I.N.F.N.)*, Padova/İtalya.
- [8]. **Kusoglu, A.**, 2009, Shell Evolution in Exotic Nuclei, *NUFRA 2009 Second International Conference on Nuclear Fragmentation From Basic Research to Applications*, Antalya/Türkiye.
- [9]. **Kusoglu, A.**, 2008, Isospin dependence of spin-orbit potential, *The 6th Balkan School on Nuclear Physics*, Troyan/Bulgaristan.