

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

**150α170 BÖLGESİNDE YER ALAN ÇİFT-ÇİFT PSÖDO AYNA
ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMA
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Ainur UTARSHAYEVA

Fizik Anabilim Dalı

HAZİRAN 2025

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**150α170 BÖLGESİNDE YER ALAN ÇİFT-ÇİFT PSÖDO AYNA
ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMA
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Ainur UTARSHAYEVA

Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Dr. Öğr. Üyesi Nilüfer DEMİRCİ SAYGI

HAZİRAN 2025

Ainur UTARSHAYEVA tarafından hazırlanan “150<A<170 BÖLGESİNDE YER ALAN ÇİFT-ÇİFT PSÖDO AYNA ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMA ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ” adlı tez çalışması 18.06.2025 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

Jüri Başkanı : **Dr. Öğr. Üy. Nilüfer DEMİRCİ SAYGI (Danışman)**
Sakarya Üniversitesi

Jüri Üyesi : **Doç. Dr. Emre TABAR**
Sakarya Üniversitesi

Jüri Üyesi : **Prof. Dr. Betül USTA**
Sakarya Uygulamalı Bilimler Üniversitesi



ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ

Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Lisansüstü Eğitim-Öğretim Yönetmeliğine ve Yükseköğretim Kurumları Bilimsel Araştırma ve Yayın Etiği Yönergesine uygun olarak hazırlamış olduğum “150<A<170 BÖLGESİNDE YER ALAN ÇİFT-ÇİFT PSÖDO AYNA ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMA ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ” başlıklı tezin bana ait, özgün bir çalışma olduğunu; çalışmamın tüm aşamalarında yukarıda belirtilen yönetmelik ve yönergeye uygun davrandığımı, tezin içerdiği yenilik ve sonuçları başka bir yerden almadığımı, tezde kullandığım eserleri usulüne göre kaynak olarak gösterdiğimi, bu tezi başka bir bilim kuruluna akademik amaç ve unvan almak amacıyla vermediğimi ve 20.04.2016 tarihli Resmi Gazete’de yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince Sakarya Üniversitesi’nin abonesi olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Enstitü tarafından belirlenmiş ölçütlere uygun rapor alındığını, çalışmamla ilgili yaptığım bu beyana aykırı bir durumun ortaya çıkması halinde doğabilecek her türlü hukuki sorumluluğu kabul ettiğimi beyan ederim.

(18/06/2025)

Ainur UTARSHAYEVA





Değerli, sayın anneme...



TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezimde konumun belirlenmesinden, tamamlanmasına kadar süreçte çalışmalarımı yönlendiren, takip eden, akademik çalışma hayatımın her aşamasında bilgisini ve bilimsel deneyimlerini benimle paylaşan, öğrencisi olmaktan onur duyduğum hocam, değerli bilim insanı Sayın Dr. Öğr. Üy. Nilüfer DEMİRCİ SAYGI'ya teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Tez çalışmam boyunca bilgi ve tecrübelerini paylaşan, destek olan Sayın Doç. Dr. Emre TABAR'a en içten teşekkürlerimi sunarım. Katkı ve yardımlarından dolayı Prof. Dr. Hakan YAKUT'a, Prof. Dr. Yusuf ATALAY'a, Prof. Dr. Ali KULİEV'e, lisansüstü ders dönemi süresinceengin bilgi ve tecrübelerinden istifade ettiğim Fizik bölümünün bütün hocalarına ve çalışmalarım sırasında göstermiş oldukları anlayıştan dolayı mesai arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Hayatım boyunca desteklerini hep arkamda hissettiğim, bu günlere gelebilmem için maddi ve manevi hiçbir fedakârlıktan kaçınmayan, her zaman evlatları olmaktan büyük onur ve mutluluk duyduğum annem Kamar ZHANTUREEV'aya, babam Kairat UTARSHAYEV'aya ve ayrıca kardeşim Saira UTARSHAYEVA'ya sonsuz teşekkür ederim.

Bu tez çalışması Sakarya Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinatörlüğü (Proje No: 2023-20-45-82) tarafından desteklenmiştir.

Ainur UTARSHAYEVA



İÇİNDEKİLER

Sayfa

ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ	v
TEŞEKKÜR	ix
İÇİNDEKİLER	xi
KISALTMALAR	xiii
SİMGELER	xv
TABLO LİSTESİ	xvii
ŞEKİL LİSTESİ	xxi
ÖZET	xxv
SUMMARY	xxix
1. GİRİŞ	1
1.1. Tezin Kapsamı	7
1.2. Tezin Amacı	8
1.3. Literatür Araştırması	9
1.4. Hipotez	16
2. PSÖDO-AYNA ÇEKİRDEKLER	19
3. MANYETİK DİPOL UYARILMALAR	27
3.1. Çift Kütle Numaralı Çekirdeklerde Makas Modu	33
3.2. Çift Kütle Numaralı Çekirdeklerde Spin-Flip Modu	37
4. DÖNME DEĞİŞMEZ QUAZİ-PARÇACIK RASTGELE FAZ YAKLAŞIMI	43
4.1. Manyetik Dipol Uyarılmalarının ($I^\pi=1^+$) Dönme Değişmez QRPA Modeli ...	45
4.2. $I^\pi K=1^+1$ Seviyelerinin Manyetik Dipol Geçiş İhtimali ($B(M1)$) ve Enerji Ağırlıklı Toplam Kuralı (EWSR)	50
4.3. Radyasyon Kalınlığı	51
4.4. Manyetik Dipol Fotoabsorbsiyon Tesir Kesiti	53
5. SONUÇLAR	55
5.1. $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$ Çekirdek Çiftine Ait Bulguların Karşılaştırılması	57
5.2. $^{160}\text{Er}-^{168}\text{Hf}$ Çekirdek Çiftinin Karşılaştırılması	70
5.3. $^{160}\text{Dy}-^{168}\text{Yb}$ Çekirdek Çiftinin Karşılaştırılması	82
5.4. $^{162}\text{Yb}-^{166}\text{Hf}$ Çekirdek Çiftinin Karşılaştırılması	93
5.5. $^{162}\text{Dy}-^{166}\text{Er}$ Çekirdek Çiftine Ait Bulguların Karşılaştırılması	104
5.6. Psödo Ayna Çekirdek Çiftlerinin Manyetik Dipol Cevabına Genel Bakış ...	115
6. TARTIŞMA VE ÖNERİLER	127
KAYNAKLAR	131
ÖZGEÇMİŞ	141



KISALTMALAR

Dy	: Disporsiyum
Er	: Erbiyum
Hf	: Hafniyum
HS	: Harmonik salımcı
INS	: İnelastik nötron saçılma
NRI	: Dönme değişmez olmayan
NRF	: Nükleer rezonans flüoresans
RI	: Dönme değişmez
RPA	: Rastgele faz yaklaşımı
QPNM	: Kuaziparçacık fonon nükleer model
QRPA	: Kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı
Yb	: Ytterbiyum



SİMGELER

A	: Kütle numarası
$\alpha^+(\alpha)$	: Kuaziparçacık üretme (yok etme) operatörü
$a^+(\mathbf{a})$	: Parçacık üretme (yok etme) operatörü
$B(M1)$	: İndirgenmiş manyetik dipol uyarılma modu
$B(E1)$	: İndirgenmiş elektrik dipol uyarılma modu
β	: Çekirdeğin deformasyon parametresi
Γ_0	: Dipol radyasyon kalınlığı
Γ_0^{red}	: İndirgenmiş dipol radyasyon kalınlığı
D_{MK}	: Wigner dönme fonksiyonu
δ	: Ortalama alan potansiyelinin deformasyon parametresi
g_s	: Spin jiromanyetik faktör
g_l	: Yörünge jiromanyetik faktör
g_K	: Dönme jiromanyetik faktör
I	: Spin
J	: Açısal momentum operatörü
K	: Toplam açısal momentumun simetri eksenindeki izdüşümü
M	: Manyetik dipol operatörü
N	: Nötron sayısı
π	: Parite
R	: Nükleer yarıçap
$Q^+(Q)$	: Fonon üretme (yoketme) operatörü
sp	: Tek parçacık
sqp	: Tek kuaziparçacık
ζ	: Tek çekirdeğin Nilsson kuantum sayıları
σ	: Spin operatörü
μ	: Manyetik moment operatörü
τ	: İzotopik spin operatörü
Z	: Atom numarası



TABLO LİSTESİ

Sayfa

Tablo 5.1. Psödo-ayna çekirdeklerin $N_p N_n$ psödospin değerleri.	56
Tablo 5.2. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çifti için çiftlenim Δ ve λ (MeV), ortalama alan deformasyon (δ_2), kuadropol deformasyon β_2 parametreleri ve spin-spin etkileşim kuvvetleri κ (MeV).	59
Tablo 5.3. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_0red ve w değerleri.....	61
Tablo 5.4. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_0red ve w değerlerinin oranları.	62
Tablo 5.5. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_0red ve w değerleri.....	64
Tablo 5.6. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_0red ve w değerlerinin oranları	65
Tablo 5.7. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında olan $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma seviyelerinin RI-QRPA ile hesaplanan enerjileri, iki kuaziparçacık yapıları ($[Nnz\Lambda\Sigma]$, $\psi i(\tau)$). Burada sadece dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinden bir kısmının yapıları verilmiştir.	66
Tablo 5.8. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çifti için çiftlenim Δ ve λ (MeV), ortalama alan deformasyon (δ_2), kuadropol deformasyon β_2 parametreleri ve spin-spin etkileşim kuvvetleri κ (MeV).	71
Tablo 5.9. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_0red ve w değerleri.....	73
Tablo 5.10. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_0red ve w değerlerinin oranları	74
Tablo 5.11. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_0red ve w değerleri.....	77
Tablo 5.12. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_0red , w değerlerinin oranları	77
Tablo 5.13. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında olan $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma seviyelerinin RI-QRPA ile hesaplanan enerjileri, iki kuaziparçacık yapıları ($[Nnz\Lambda\Sigma]$, $\psi i(\tau)$). Burada sadece	

	dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinden bir kısmının yapıları verilmiştir.	79
Tablo 5.14.	^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çifti için çiftlenim Δ ve λ (MeV), ortalama alan deformasyon (δ_2), kuadropol deformasyon β_2 parametreleri ve spin-spin etkileşim kuvvetleri κ (MeV).	83
Tablo 5.15.	^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_{0red} ve w değerleri.	85
Tablo 5.16.	^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_{0red} ve w değerlerinin oranları.	86
Tablo 5.17.	^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_{0red} ve w değerleri.	88
Tablo 5.18.	^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_{0red} , w değerlerinin oranları.	89
Tablo 5.19.	^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında olan $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma seviyelerinin RI-QRPA ile hesaplanan enerjileri, iki kuaziparçacık yapıları ($[Nnz\Lambda\Sigma]$, $\psi_i(\tau)$). Burada sadece dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinden bir kısmının yapıları verilmiştir.	90
Tablo 5.20.	^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çifti için çiftlenim Δ ve λ (MeV), ortalama alan deformasyon (δ_2), kuadropol deformasyon β_2 parametreleri ve spin-spin etkileşim kuvvetleri κ (MeV).	94
Tablo 5.21.	^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_{0red} ve w değerleri.	96
Tablo 5.22.	^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_{0red} , w değerlerinin oranları.	97
Tablo 5.23.	^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_{0red} ve w değerleri.	99
Tablo 5.24.	^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_{0red} , w değerlerinin oranları.	100
Tablo 5.25.	^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında olan $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma seviyelerinin RI-QRPA ile hesaplanan enerjileri, iki kuaziparçacık yapıları ($[Nnz\Lambda\Sigma]$, $\psi_i(\tau)$). Burada sadece dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinden bir kısmının yapıları verilmiştir.	101
Tablo 5.26.	^{162}Dy - ^{166}Er PMN çifti için çiftlenim Δ ve λ (MeV), ortalama alan deformasyon (δ_2), kuadropol deformasyon β_2 parametreleri ve spin-spin etkileşim kuvvetleri κ (MeV).	105
Tablo 5.27.	^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, Γ_0 , Γ_{0red} ve w değerleri.	107

Tablo 5.28. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, $\Gamma 0$, $\Gamma 0_{red}$, w değerlerinin oranları.	108
Tablo 5.29. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, $\Gamma 0$, $\Gamma 0_{red}$ ve w değerleri.	110
Tablo 5.30. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $B(M1 \uparrow)$, $B(M1 \uparrow)l$, $B(M1 \uparrow)\sigma$, $\Gamma 0$, $\Gamma 0_{red}$, w değerlerinin oranları.	111
Tablo 5.31. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında olan $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma seviyelerinin RI-QRPA ile hesaplanan enerjileri, iki kuaziparçacık yapıları ($[Nnz\Lambda\Sigma]$, $\psi i(\tau)$). Burada sadece dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinden bir kısmının yapıları verilmiştir.	112



ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

- Şekil 1.1.** Atomik çekirdeğin elektromanyetik dipol uyarılma cevabı [8]. 2
- Şekil 1.2.** (a) Ayna, (b) Valans (Değerlik) Ayna ve (c) Psödo Ayna Çekirdekler..... 3
- Şekil 1.3.** (a) Elektrik ve (b) manyetik dipol uyarılmalarının genel gösterimi. (c) Makas modun deforme proton yoğunluğunun nötron yoğunluğuna karşı makasın açılıp kapanmasını andıran salınımı [21, 22]. 5
- Şekil 1.4.** Proton-nötron iki akışkan modelinde makas modunun temsili gösterimi. Sol tarafta tam model gösterilirken, sağ tarafta atıl bir çekirdeğin bulunduğu bir senaryo gösterilir. Bu senaryoda, proton ve nötron sıvılarının sadece küçük bir kısmı makas hareketine katılır. Protonların ve nötronların dönme salınımı, elektrik dipol dev rezonansı için yarı klasik modelin dönme analoğu görevi gören iki rotorlu modelin temelini oluşturur [1]. 11
- Şekil 1.5.** Orta-ağır, ağır ve çok ağır çekirdeklerde nükleer yörünge ve spin manyetik dipol tepkisi hadronik ve elektromanyetik bileşen çalışmalarından elde edilmiştir [27]. 12
- Şekil 1.6.** ^{238}U , ^{208}Pb ve ^{154}Sm çekirdeklerine ait spin manyetik dipol (M1) geçiş güçlerinin dağılımları verilmiştir. Spektrumlarda gözlenen iki ana pikin uyarılma enerjilerinin ağırlık merkezleri, spin-yörünge eşleşmeli kabuklar arasındaki spin-flip uyarılmalarına özgü olan basit bir $A^{-1/3}$ yasasını takip etmektedir. ^{208}Pb çekirdeğine ait deneysel M1 geçiş gücü dağılımı ise, esnek elektron saçılması (e, e') ve gama saçılması (γ, γ') deneylerinin birleştirilmesiyle elde edilmiştir [42]. 13
- Şekil 1.7.** ^{156}Gd çekirdeği için teorik (Skyrme) ve deneysel orbital, spin ve toplam M1 gücü dağılımı karşılaştırılması [33]. 14
- Şekil 2.1.** Ayna çekirdek ($A=31$) çiftinin seviye şemalarının karşılaştırılması [64]. 20
- Şekil 2.2.** Valans ayna çekirdek çiftinin seviye şemalarının karşılaştırılması [67]. .. 21
- Şekil 2.3.** $N\pi N\nu=35$ olan PMN çekirdeklerinin seviye şemalarının karşılaştırılması [65]. 23
- Şekil 2.4.** ^{162}Er - ^{166}Yb PMN çiftinin $N_p N_n$ sayılarının $N=82$ kapalı kabuk sayısına göre gösterimi. Protonlar ve nötronlar için parçacık ve boşluk sayıları 82'deki en yakın kapalı kabuk sayısından türetilir [4]. 24
- Şekil 2.5.** ^{162}Er - ^{166}Yb PMN çiftinin yrast bant seviye şemalarının karşılaştırılması [69]. 25
- Şekil 3.1.** Atomik çekirdeğin (a) elektrik ve (b) manyetik dipol uyarılmalarının genel gösterimi [22, 27]. 28
- Şekil 3.2.** Çift-çift ağır çekirdeklerde manyetik dipol gücü dağılımı [42]. 29
- Şekil 3.3.** Elastik olmayan elektron, foton ve proton saçılmasıyla belirlenen birkaç deforme olmuş nadir toprak çekirdeğinin 10 MeV'e kadar olan manyetik dipol tepkisi [27]. 31
- Şekil 3.4.** Çift-çift deforme çekirdeklerin manyetik dipol uyarılma spektrumunda orbital ve spin uyarılmaların dağılımı [42]. 32

Şekil 3.5.	^{160}Gd için 1 MeV’lik bölgede gösterilen M1 güç dağılımının tahmini. Koyu çizgili bölge spin gücünü, açık çizgili bölge ise yörünge gücünü temsil eder. Alt kısımda, yalnızca 20 MeV’ye kadar 2qp yapılandırmaları dikkate alınır. Üst kısımda, bu 2qp yapılandırmaları için çok daha yüksek bir enerji kesintisi uygulanır [42].	33
Şekil 3.6.	Makas hareketinin üç farklı modunu açıkça göstermektedir: (a) spin-skaler izovektör (geleneksel yörünge makası), (b) spin-vektör izoskalar (spin makası) ve (c) spin-vektör izovektörü (spin makası). Oklar, protonları temsil eden “p” ve nötronları temsil eden “n” ile spin çıkıntılarının yönünü açıkça gösterir. Dağılımlar arasındaki küçük açısal varyasyon yalnızca açıklayıcı amaçlıdır; Gerçekte, bu dağılımlar mükemmel bir şekilde örtüşmektedir. Her iki hareket türü de özünde birleştikinden, izovektör ve izoskalar terimlerinin yaklaşık olduğunu anlamak önemlidir [20].	36
Şekil 3.7.	(p, n) Reaksiyon deneyleriyle elde edilen Dev Gamow-Teller Rezonansı’nın enerjiye bağlı geçiş gücü dağılımı.	41
Şekil 4.1.	Bozunum genişliği ve spinin tanımlanması.	51
Şekil 5.1.	^{158}Dy - ^{170}Hf çekirdek çiftinin taban hal dönme bandı seviye diyagramları [69].	58
Şekil 5.2.	^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.	59
Şekil 5.3.	^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çiftinin toplam M1 gücünün kuadropol taban hal deformasyonunun karesine göre değişimi.	62
Şekil 5.4.	^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.	63
Şekil 5.5.	^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdeklerinin 2–15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan toplam $b(M1\uparrow)$, yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_s(M1\uparrow)$ güç fonksiyonu dağılımlarının karşılaştırılması.	67
Şekil 5.6.	^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan manyetik dipol tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması.	68
Şekil 5.7.	^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için TALYS kod kullanılarak hesaplanan manyetik dipol foto-absorbsiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması.	69
Şekil 5.8.	^{160}Er - ^{168}Hf çekirdek çiftinin taban hal dönme bandı seviye diyagramları [69].	70
Şekil 5.9.	^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.	72
Şekil 5.10.	^{160}Er - ^{168}Hf PMN çiftinin toplam M1 gücünün kuadropol taban hal deformasyonunun karesine göre değişimi.	75
Şekil 5.11.	^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.	76
Şekil 5.12.	^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdeklerinin 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan toplam $b(M1\uparrow)$, yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_s(M1\uparrow)$ güç fonksiyonu dağılımlarının karşılaştırılması.	80
Şekil 5.13.	^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan manyetik dipol tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması.	80
Şekil 5.14.	^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için TALYS kod kullanılarak hesaplanan manyetik dipol foto-absorbsiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması.	82
Şekil 5.15.	^{160}Dy - ^{168}Yb çekirdek çiftinin taban hal dönme bandı seviye diyagramları [69].	83

Şekil 5.16.	^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.....	84
Şekil 5.17.	^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çiftinin toplam M1 gücünün kuadropol taban hal deformasyonunun karesine göre değişimi.....	86
Şekil 5.18.	^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.....	87
Şekil 5.19.	^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdeklerinin 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan toplam $b(M1\uparrow)$, yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_s(M1\uparrow)$ güç fonksiyonu dağılımlarının karşılaştırılması.	91
Şekil 5.20.	^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan manyetik dipol tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması.	91
Şekil 5.21.	^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için TALYS kod kullanılarak hesaplanan manyetik dipol foto-absorbsiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması.	93
Şekil 5.22.	^{162}Yb - ^{166}Hf çekirdek çiftinin taban hal dönme bandı seviye diyagramları [69].	94
Şekil 5.23.	^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.....	95
Şekil 5.24.	^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çiftinin toplam M1 gücünün kuadropol taban hal deformasyonunun karesine göre değişimi.....	97
Şekil 5.25.	^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.....	98
Şekil 5.26.	^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdeklerinin 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan toplam $b(M1\uparrow)$, yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_s(M1\uparrow)$ güç fonksiyonu dağılımlarının karşılaştırılması.....	102
Şekil 5.27.	^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan manyetik dipol tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması.	103
Şekil 5.28.	^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için TALYS kod kullanılarak hesaplanan manyetik dipol foto-absorbsiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması.	103
Şekil 5.29.	^{162}Dy - ^{166}Er çekirdek çiftinin taban hal dönme bandı seviye diyagramları [69].	105
Şekil 5.30.	^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.....	106
Şekil 5.31.	^{162}Dy - ^{166}Er PMN çiftinin toplam M1 gücünün deformasyon parametresinin karesine göre değişimi.....	108
Şekil 5.32.	^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.....	109
Şekil 5.33.	^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdeklerinin 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan toplam $b(M1\uparrow)$, yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_s(M1\uparrow)$ güç fonksiyonu dağılımlarının karşılaştırılması.....	113
Şekil 5.34.	^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan manyetik dipol tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması.	114
Şekil 5.35.	^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için TALYS kod kullanılarak hesaplanan manyetik dipol foto-absorbsiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması.	115
Şekil 5.36.	^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.	117

Şekil 5.37. $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$, $^{168}\text{Yb}-^{160}\text{Dy}$, $^{160}\text{Er}-^{168}\text{Hf}$, $^{166}\text{Hf}-^{162}\text{Yb}$ ve $^{166}\text{Er}-^{162}\text{Dy}$ PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.	119
Şekil 5.38. $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$, $^{168}\text{Yb}-^{160}\text{Dy}$, $^{160}\text{Er}-^{168}\text{Hf}$, $^{166}\text{Hf}-^{162}\text{Yb}$ ve $^{166}\text{Er}-^{162}\text{Dy}$ PMN çekirdeklerinin 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan toplam $b(M1\uparrow)$, yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_s(M1\uparrow)$ güç fonksiyonu dağılımlarının karşılaştırılması.....	122
Şekil 5.39. $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$, $^{168}\text{Yb}-^{160}\text{Dy}$, $^{160}\text{Er}-^{168}\text{Hf}$, $^{166}\text{Hf}-^{162}\text{Yb}$ ve $^{166}\text{Er}-^{162}\text{Dy}$ PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan manyetik dipol tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması.....	123
Şekil 5.40. Psödo ayna çekirdeklerin 2-4 MeV aralığındaki toplam $\Sigma B(M1)$ değerlerinin karşılaştırılması	124
Şekil 5.41. PMN çiftleri için TALYS kodu ile reaksiyon kesit hesaplamalarının karşılaştırılması.	125



150<A<170 BÖLGESİNDE YER ALAN ÇİFT-ÇİFT PSÖDO AYNA ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMA ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

ÖZET

Atom çekirdeğinin yapısının belirlenmesi, nükleonlar arasındaki bağlanma etkileşimleri gibi temel konuları ele alan nükleer fizikğin önemli bir odak noktasıdır. Bu alandaki en güvenilir bilgi, çekirdeğin dış etkilere verdiği tepkinin titizlikle değerlendirilmesiyle elde edilir. CERN, INFN, GSI ve HILL gibi dünyanın önde gelen nükleer araştırma merkezleri, uzun yıllar boyunca kapsamlı ve etkili çalışmalar yürütmüştür. Bu uyarılmalar, her çekirdek için seviye diyagramlarının oluşturulmasıyla sonuçlanır ve dipol uyarımı çok önemli bir özellik olarak öne çıkar. Dipol uyarılmaları nükleer yapı fizikğinde büyük ilgi görmektedir ve hem çeşitli teorik çerçeveler kullanan araştırmacılar hem de deneyselciler tarafından aktif olarak takip edilmektedir. Teknoloji ilerlemeye devam ettikçe, özellikle deneysel bağlamlarda, MeV enerji ölçeğine ulaşan uyarılmaların doğası giderek daha önemli hale gelmektedir. Dipol uyarılmaları spin ve parite değerlerine göre kesin olarak sınıflandırılır. Özellikle, manyetik dipol uyarılmaları $I^\pi=1^+$ spin (I) ve belirli bir pariteye (π) sahiptir. Bu uyarılmaların kritik bir özelliği, nötron-nötron veya proton-proton seviyelerinin spin-yörünge çiftleri arasında gözlenen geçişlerdir.

Nüklidler çizelgesinde bulunan 3.000'den fazla nüklidin analizleri, çekirdeklerin hem farklı hem de ortak özelliklere sahip olduğunu ortaya koymaktadır. Son yıllarda yapılan çalışmalar, çekirdeklerin seviye diyagramlarında parçacık-delik simetrisine sahip sözde-ayna çekirdekler (PMN) olarak eşleşmiş çekirdeklerin düşük enerji seviyelerinde, özellikle de kuadrupol geçişlerinde dejenere olduklarını ikna edici bir şekilde göstermiştir. Bu çekirdeklerin enerji sistemlerini inceleyen çalışmalarda PMN çekirdeklerinin NpNn sayısına göre $E(4^+)/E(2^+)$ enerji değerleri incelendiğinde sistemin daha kolay anlaşıldığı görülmüştür. NpNn niceliği, en yakın kapalı kabuktan sayılan Nn nötron parçacığı veya boşluğu ile Np proton parçacığı veya boşluğunun çarpılmasıyla bulunur. NpNn miktarı aynı zamanda kapalı kabuğun arkasında deformasyona neden olan etki olan nötron-proton etkileşiminin bir ölçüsüdür. Bu yöntem, aynı NpNn sayısına sahip çekirdeklerin $E(4^+)/E(2^+)$ oranlarının aynı olması durumunda nükleer yapılarının benzer olduğunu iddia eder. Bu sonuca ulaşmak için, $E(2^+)$, $E(4^+)/E(2^+)$ ve $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ nicelikleri, kapalı kabuklar dikkate alınarak nükleer çizelgedeki birçok çekirdek için analiz edilmiştir. Sistematik bir yaklaşım geliştirilmiştir. NpNn sistemi temel olarak parçacık-delik simetrisi fikrine dayanmaktadır ve NpNn hesaplanırken ya delik-delik ya da parçacık-parçacık sayıları kullanılarak tutarlı bir model yoktur. Bu ölçeklendirme özellikleri ister parçacık ister delik olarak düşünülün, proton ve nötron çiftleri arasında proton-nötron kuvvetinin ne kadar önemli olduğunu açıkça göstermektedir. PMN çiftlerinin seviye şemalarının daha düşük enerji seviyelerinde görülen bu karşılıklı benzerliğin daha yüksek enerji uyarılmaları için detaylı bir çalışması bulunmamaktadır. Bu tezin amacı, PMN çekirdek çiftlerinin düşük enerjili kuadrupol geçişlerinde gözlenen benzerliğin

manyetik dipol $e (M1;0^+ \rightarrow 1^+)$ geçişlerinde de mevcut olma olasılığını titizlikle araştırmaktır. İlk olarak $150 < A < 170$ bölgesinde yer alan çekirdeklerin NpNn sayıları ve $E(4^+)/E(2^+)$ oranları dikkate alınarak PMN çekirdek çiftleri belirlenmiştir. Buna göre belirlenen bölgede NpNn sayıları sırasıyla 160, 192, 140, 120 ve 224 olan ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy çekirdekleri PMN çifti olarak eşleştirildi. Bundan sonra, $150 < A < 170$ kütle bölgesinde çift-çift deforme olan ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy PMN çiftlerinin manyetik dipol (M1) uyarılmalarının özellikleri düşük enerjilerde tanımlanan kesişimler açısından analiz edilmiştir.

Çekirdeklerdeki manyetik dipol (1^+) uyarımları, nötron-nötron veya proton-proton seviyeleri arasında parçacık-boşluk geçişlerini gerçekleştiren spin-yörünge çiftleriyle ilgilidir ve neredeyse tüm çekirdeklerde mevcuttur. Quasi Parçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA), dipol fiziğini analiz etmek için en kapsamlı ve etkili teorik çerçevelerden biridir. QRPA yaklaşımında, deforme olmuş ortalama alan potansiyeli nedeniyle rotasyonel simetri kırılır ve rotasyonel değişmez (RI) korunmaz. Bu da çekirdeğin M1 geçişlerinde sıfır enerjili seviyelerin karışmasına yol açar. Bu çalışmada, M1 uyarımları için RI-QRPA teorisi, QRPA yaklaşımında simetri kırınımına neden olan izoskalar ve izovektör terimlerinin RI restorasyonu için etkin restorasyon kuvvetlerini ayrı ayrı seçerek kullanılmaktadır. Etkin restorasyon kuvvetleri ortalama alanla kendi içinde tutarlı olduğundan, teori yeni bir serbest parametre içermez. Bu tezde, mikroskobik dönme (RI) değişmez QRPA modeli çerçevesinde manyetik dipol olgusunun özelliklerinin araştırılması amaçlanmıştır. Bu amaçla, 1. Araştırmanın ilk adımında teorik hesaplamalar için analitik ifadeler elde edilmiştir: Mikroskobik RI-QRPA modeli kullanılarak, deforme Wood-Saxon potansiyeli, $K=0$ ve $K=\pm 1$ modları için ayrı ayrı analitik ifadeler, manyetik dipol indirgenmiş geçiş olasılıkları $B(M1)$ temel durumdan uyarılmış durumlara ($0^+ \rightarrow 1^+$ uyarımları için), manyetik dipol uyarımlarının ortalama enerjileri, ısıma genişliği ve nötron-proton seviye yapısı hesaplanmış ve Visual Fortran bilgisayar programına aktarılmıştır. 2. Manyetik dipol uyarımlarının $B(M1)$ indirgenmiş geçiş olasılıkları, tesir kesitleri, manyetik dipol kuvvet fonksiyonu, ısıma genişliği ve nötron-proton seviye yapıları, deformasyon etkisi nedeniyle $K=0$ ve $K=1$ modları için Rotasyonel Değişmez Yarı Parçacık Rastgele Faz (RI-QRPA) yaklaşımı kullanılarak ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy PMN çiftleri için 15 MeV'e kadar hesaplanmıştır. Manyetik dipol uyarım spektrumu, farklı özellikleri nedeniyle, iki farklı enerji bölgesinde iki farklı uyarım içerir. Bunlardan ilki 4 MeV'e kadar olan makas modu, diğeri ise 4 ile 15 MeV arasındaki spin-flip uyarımıdır. Ayrıca teknolojinin gelişmesine paralel olarak deneysel dipol fiziği çalışma alanını 0-4 MeV aralığındaki makas modu uyarılmalarından 4 MeV'in üzerindeki enerji aralığındaki spin-flip enerji bölgesine doğru genişletmiştir. Çalışmanın araştırma amacına bağlı olarak, parçacık-delik simetrisine sahip ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy psödo-ayna çekirdeklerinin manyetik dipol uyarılma özellikleri makaslama modu ve spin-flip uyarılma bölgeleri için ayrı ayrı karşılaştırmalı olarak hesaplanmış ve sözde-ayna çekirdeklerinin $B(M1)$ değerleri arasındaki ilişki incelenmiştir. PMN çiftlerinin manyetik dipol tesir kesitleri de TALYS nükleer reaksiyon kodundaki (γ, γ) reaksiyonu kullanılarak hesaplanmış ve karşılaştırılmıştır.

Parçacık-boşluk simetrisine sahip çekirdekler üzerine yapılan çalışmalar, deneysel veri eksikliği nedeniyle düşük enerji bölgesindeki yrast bölgesi ile sınırlı kalmıştır. Literatür incelendiğinde, parçacık-delik simetrisine sahip sözde-ayna çekirdeklerin manyetik makaslama modu ve spin-flip geçişlerinin davranışının şimdiye kadar

çalışılmadığı görülmektedir. ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy çekirdekleri nötron ve proton sayıları bakımından orta kabuk civarında ve nötron veya proton sayısına göre deformasyonun pik yaptığı bölgelerde yer almaktadır. Dolayısıyla nükleonların ve ilgili deliklerin birlikte yani toplu olarak hareket ettiği bölgelerdir. Makas modu ve spin-flip uyarılmaları nükleonların çekirdek içindeki toplu hareketinin son yıllardaki en önemli göstergeleridir. Makas modu, makroskopik bakış açısıyla nötron ve protonların makasın iki ucu gibi açılıp kapanmasını andıran salınımlar olarak açıklanırken, mikroskopik bakış açısıyla parçacık-delik uyarımlarının bir sonucu olduğu anlaşılmaktadır. Görüldüğü gibi, manyetik makas modu ve spin flip uyarımları özel çalışma alanlarıdır ve bu uyarımların indirgenmiş geçiş olasılıkları $B(M1)$, entegre tesir kesitleri, radyasyon genişliği, nötron-proton seviye yapıları ve tesir kesitlerinin incelenmesi uzun zamandır araştırmacıların ilgisini çekmektedir. PMN çekirdeklerindeki manyetik dipol geçişlerinin tepkisini anlamak için, bu çalışma $150 < A < 170$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdeklere odaklanmıştır.

Bulgular, taban durumundaki uyarımların (2-4 MeV) neredeyse tamamen saf bir yörünge karakterine sahip olduğunu ve makas modu olarak yorumlanabileceğini göstermektedir. Buna karşılık, yüksek enerjili geçişler (4-15 MeV) spin yapıları nedeniyle spin-flip modu olarak yorumlanabilir. Mevcut deneysel veriler, 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan ve neredeyse $\sum B(M1 \uparrow) = 3 \mu_N^2$ 'ye eşit olan indirgenmiş geçiş olasılığı ile tutarlıdır. Düşük enerjili M1 gücü parçalanması da doğru bir şekilde üretilmiştir. Ayrıca, bu çalışma ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy PMN çiftlerinin düşük ve yüksek M1 spektrumunu teorik olarak araştıran ilk çalışmadır. Şu anda ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy 'deki M1 kuvvetinin düşük ve yüksek kısımları için deneysel veri yoktur; sadece ^{160}Dy ve ^{162}Dy 'de düşük yatan M1 dipol kuvveti için veri vardır. Bununla birlikte, son yıllarda küresel ve deforme olmuş çekirdeklerde yüksek enerjili dipol uyarımlarına olan ilgi artmıştır. Bu nedenle, ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy 'deki M1 geçişleri için mevcut tahmin, diğer çekirdekler üzerinde daha fazla deneysel çalışma için kapı açabilir. Sayısal sonuçların karşılaştırılması sonucunda düşük ve yüksek enerji bölgesinde görülen simetrik seviye yapısının PMN çekirdeklerinin M1 uyarımları bağlamında kolektif özellik gösteren seviyelerde de görüldüğü tespit edilmiştir.



INVESTIGATION OF MAGNETIC DIPOLE EXCITATIONS IN EVEN-EVEN PSEUDO-MIRROR NUCLEI IN THE $150 < A < 170$

SUMMARY

Determination of the atomic nucleus's structure is a pivotal focus of nuclear physics, addressing essential topics such as the binding interactions among nucleons. The most reliable information in this field is obtained by rigorously evaluating the nucleus's response to external influences. Leading nuclear research centers worldwide, including CERN, INFN, GSI, and HILL, have conducted extensive and impactful studies over many years. These excitations culminate in the generation of level diagrams for each nucleus, with dipole excitation standing out as a crucial feature. Dipole excitations are of paramount interest in nuclear structure physics and are actively pursued by researchers employing a variety of theoretical frameworks and by experimentalists alike. As technology continues to advance, especially in experimental contexts, the nature of excitations reaching the MeV energy scale is becoming increasingly significant. Dipole excitations are precisely classified according to their spin and parity values. Notably, magnetic dipole excitations possess a spin (I) of $I^\pi = 1^+$ and specific parity (π). A critical characteristic of these excitations is the observed transitions between spin-orbit pairs of neutron-neutron or proton-proton levels.

Analyses of more than 3,000 nuclides found in the chart of nuclides reveal that nuclei have both different and common features. Recent studies have convincingly shown that nuclei paired as pseudo-mirror nuclei (PMN) with particle-hole symmetry in the level diagrams of nuclei are degenerate at low energy levels, especially quadrupole transitions. In studies looking at the energy systems of these nuclei, it has been observed that the system is easier to understand when examining the $E(4^+)/E(2^+)$ energy values of PMN nuclei according to the NpNn number. The NpNn quantity is found by multiplying the Nn neutron particle or vacancy counted from the nearest closed shell by the Np proton particle or vacancy. The NpNn quantity is also a measure of the neutron-proton interaction, which is the effect that causes deformation behind the closed shell. This method claims that if the $E(4^+)/E(2^+)$ ratios of nuclei with the same NpNn number are the same, their nuclear structures are similar. To reach this conclusion, the quantities $E(2^+)$, $E(4^+)/E(2^+)$, and $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ were analyzed for many nuclei in the nuclear chart, considering subclosed shells. A systematic approach was developed. The NpNn system is mainly based on the idea of particle-hole symmetry, and there is no consistent pattern when calculating NpNn using either hole-hole or particle-particle numbers. These scaling properties clearly show how important the proton-neutron force is between pairs of protons and neutrons, whether they are considered as particles or holes. There is no detailed study of this mutual similarity seen at lower energy levels of the level schemes of PMN pairs for higher energy excitations. The aim of this thesis is to rigorously investigate the possibility that the similarity observed in the low-energy quadrupole transitions of PMN pairs of nuclei is also present in the magnetic dipole $B(M1; 0^+ \rightarrow 1^+)$ transitions. Firstly, PMN nucleus pairs were determined by considering the NpNn numbers and $E(4^+)/E(2^+)$ ratios of the

nuclei located in the $150 < A < 170$ region. Accordingly, the nuclei ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb and ^{166}Er - ^{162}Dy with NpNn numbers of 160, 192, 140, 120 and 224, respectively, in the determined region were matched as PMN pairs. After this, the properties of the magnetic dipole (M1) excitations of PMN pairs of ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb and ^{166}Er - ^{162}Dy , which are even-even deformed in the $150 < A < 170$ mass region, have been analysed in terms of intersections defined at low energies.

Magnetic dipole (1^+) excitations in nuclei are related to spin-orbit pairs that realise particle-hole transitions between neutron-neutron or proton-proton levels and are present in almost all nuclei. The Quasi Particle Random Phase Approximation (QRPA) is one of the most comprehensive and effective theoretical frameworks for analyzing dipole physics. In the QRPA approach, rotational symmetry is broken due to the deformed mean field potential, and rotational invariant (RI) is not conserved. This leads to the mixing of levels with zero energy in the M1 transitions of the nucleus. In this study, the RI-QRPA theory for M1 excitations is utilized by separably selecting the effective restoration forces for RI restoration of isoscalar and isovector terms that cause symmetry diffractions in the QRPA approach. Since the effective restoration forces are self-consistent with the mean field, the theory does not incorporate a new free parameter. In this thesis, it is aimed to investigate the properties of the phenomena of the magnetic dipole within the framework of the microscopic rotation (RI) invariant QRPA model. For this purpose, 1. In the first step of the research, analytical expressions were obtained for theoretical calculations: Using the microscopic RI-QRPA model, the deformed Wood-Saxon potential, analytical expressions for the $K=0$ and $K=\pm 1$ modes separately, the magnetic dipole reduced transition probabilities $B(M1)$ from the ground state to the excited states (for $0^+ \rightarrow 1^+$ excitations), the average energies of the magnetic dipole excitations, the radiation width, and the neutron-proton level structure are calculated and transferred to the Visual Fortran computer program. 2. The $B(M1)$ reduced transition probabilities, cross sections, magnetic dipole strength function, radiation width and neutron-proton level structures of magnetic dipole excitations were calculated for ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb , and ^{166}Er - ^{162}Dy PMN pairs up to 15 MeV using Rotational Invariant Quasi Particle Random Phase (RI-QRPA) approach for $K=0$ and $K=1$ modes due to deformation effect. The magnetic dipole excitation spectrum, due to its different properties, contains two different excitations in two different energy regions. The first of these is the scissor mode up to 4 MeV, and the other is the spin-flip excitation between 4 and 15 MeV. Moreover, in parallel with the development of technology, experimental dipole physics has expanded its field of study from scissor mode excitations in the 0-4 MeV range to the spin-flip energy region in the energy range above 4 MeV. Based on the research aim of the study, the magnetic dipole excitation properties of ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb , and ^{166}Er - ^{162}Dy pseudo-mirror nuclei with particle-hole symmetry were calculated separately for the scissor mode and spin-flip excitation regions comparatively, and the relationship between the $B(M1)$ values of the pseudo-mirror nuclei was investigated. The magnetic dipole cross sections of PMN pairs are also calculated and compared using the (γ, γ) reaction in the TALYS nuclear reaction code.

Studies on nuclei with particle-hole symmetry have been limited to the yrast region in the low energy region because of the lack of experimental data. A review of the literature reveals that the behaviour of magnetic scissor mode and spin-flip transitions of pseudo-mirror nuclei with particle-hole symmetry has not been studied so far.

^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb and ^{166}Er - ^{162}Dy nuclei are located around the mid-shell in terms of neutron and proton numbers and in the regions where the deformation peaks according to the neutron or proton number. Therefore, these are the regions where nucleons and related holes move together, that is, collectively. Scissor mode and spin-flip excitations are the most important indicators of the collective motion of nucleons in the nucleus in recent years. The scissor mode, from a macroscopic point of view, it is explained as oscillations resembling the opening and closing of neutrons and protons like the two ends of scissors, while from a microscopic point of view, it is understood to be the result of particle-hole excitations. As seen, magnetic scissors mode and spin flip excitations are special fields of study, and the study of the reduced transition probabilities $B(M1)$, integrated cross sections, radiation width, neutron-proton level structures, and cross sections of these excitations has long been of interest to researchers. To understand the response of magnetic dipole transitions in PMN nuclei, this study has focused even-even deformed nuclei in $150 < A < 170$ mass region.

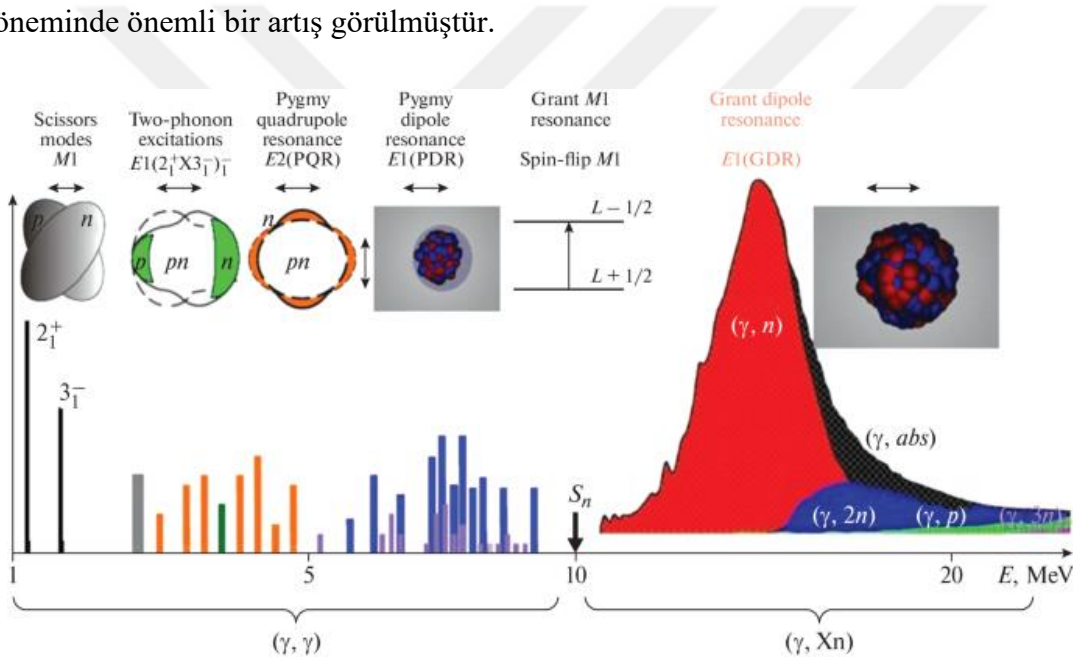
The findings indicate that the low-lying excitations (2-4 MeV) possess an almost entirely pure orbital character and can be interpreted as scissors mode. Conversely, the high-lying transitions (4-15 MeV) can be interpreted as spin-flip mode due to their spin nature. The available experimental data is consistent with the reduced transition probability tallied up in the energy range of 2–4 MeV, which is nearly equal to $\sum B(M1\uparrow) = 3 \mu_N^2$. The low energy M1 strength fragmentation is also accurately replicated. In addition, this is the first study to theoretically investigate the low-lying and high-lying M1 spectrum of the ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb , ^{166}Er - ^{162}Dy PMN pairs. There is currently no experimental data for the low and high parts of the M1 strength in ^{158}Dy , ^{170}Hf , ^{168}Yb , ^{160}Er , ^{168}Hf , ^{166}Hf , ^{162}Yb and ^{166}Er ; only ^{160}Dy and ^{162}Dy have data for low-lying M1 dipole strength. However, in recent years, renewed interest in high-lying dipole excitations in spherical and deformed nuclei has emerged. So, the current prediction for the high-lying M1 transitions in ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb , ^{166}Er - ^{162}Dy could open the door for more experimental studies on those other nuclei. As a result of the comparison of the numerical results, it has been determined that the symmetric level structure seen in the low and high energy region is also seen in the levels showing collective features in the context of M1 excitations of PMN nuclei.



1. GİRİŞ

Bir dış uyarana verilen tepki bir sistemin özelliklerini araştırmak için kullanılabilecek en önemli belirteçtir. Bu belirteç atomik çekirdeğin de incelenmesinde kullanılan en temel yoldur. Bir dış uyarana (pertürbasyon) çekirdeğin verdiği tepki sonucunda çekirdeğin yapısı, nükleonların bağlanması, nükleer uyarılmalar, uyarılmış seviyeler, nükleer kuvvetler gibi en temel nükleer konularda bilgi elde edilmektedir. Uyarılmış seviyelere ait olan niceliklerin parçacık-boşluk simetrisinin bir fonksiyonu olarak araştırılması nükleer yapı fizığının temel işlerinden birisi olarak karşımıza çıkmaktadır. Bu nicelikler nükleer yapının nötron ya da protonun parçacık ya da hol sayısına bağlı olarak nasıl değiştiğini bize göstermekte ve var olan teorilerin test edilmesi için önem arz etmektedirler. Örneğin, çekirdeğin kuadrupol geçişlerine ait $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$, $E(2^+)$ ve $E(4^+)/E(2^+)$ değerlerini parçacık-hol simetrisine sahip çekirdekler için, parçacık-hol sayısını gösteren $N_p N_n$ niceliğinin bir fonksiyonu olarak incelenmiş ve farklı kütle bölgelerinde yer alan çekirdeklerde eşit $N_p N_n$ değerlerine sahip olanların simetrik özellikler gösterdiği keşfedilmiştir [1]. Moscrop ve arkadaşları çekirdeklerin spin-kuantum seviyeleri 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ ve 10^+ için enerji sistematığını $N_p N_n$ 'nin bir fonksiyonu olarak incelediği zaman aynı $N_p N_n$ değerine sahip çekirdeklerin uyarılmış seviye şemalarının dejenere olduklarını göstermişlerdir [2]. Yapılan çalışmalarda, Moscrop ve arkadaşlarının incelediği seviyelere ait enerji değerlerinin karşılıklı bir desen izlediği gösterilmiştir. Ayrıca, farklı kütle bölgelerinde yer alan çekirdeklerin deformasyon parametrelerinin benzer büyüklükler sergilediği de ortaya konmuştur [3]. Parçacık-hol simetrisine sahip çekirdekler için var olan literatür incelendiğinde şimdiye kadar yapılan çalışmaların yukarıda bahsedilenlerle sınırlı kaldığı, deneysel çalışmalara bağlı olarak, yrast bant üzerinde yer alan kuadrupol geçişlerin özelliklerine odaklandığı ve çekirdeklerde uyarılma spektrumunda payı çok büyük olan dipol geçişlerden manyetik dipol uyarılma özelliklerinin şimdiye kadar bu pencereden hiç incelenmediği görülmektedir. Yakın zamanda PMN çekirdeklerinin elektrik dipol uyarılmalarından dev ve pigme dipol rezonans uyarılmalarının (GDR ve PDR) karşılaştırıldığı çalışmalar yapılmıştır [4, 5].

Dipol geçişler spin ve paritelerine göre elektrik ve manyetik olmak üzere ikiye ayrılmaktadır. Enerji aralığına göre; 4 MeV'e kadar elektrik dipol uyarılmalar tabanhal (Low-lying), 4 MeV'den nükleon bağlanma enerjisi civarına kadar olanlar cüce (Pygmy) dipol rezonans (PDR) ve nükleon bağlanma enerjisi yukarısında olanlar elektrik dev (Giant) dipol rezonans (GDR) olmak üzere üç bölümde, manyetik dipol uyarılmalar ise makas mod (1-4 MeV) ve dev manyetik dipol rezonans, spin-flip (4-15 MeV) uyarılmalar olarak iki bölümde incelenebilmektedirler (Şekil 1.1) [6, 7]. Özellikle teknolojinin ilerlemesine paralel olarak artık nükleer hızlandırıcıların yüksek enerjilere çıkabiliyor olmasından ötürü, son zamanlarda dipol uyarılmalar dünyadaki nükleer yapı fiziğinin gözde konusu olmaktadır. Son yıllarda, deneysel araştırmaların arkasındaki birincil itici güç olarak hizmet eden dipol fiziği üzerine teorik araştırmanın öneminde önemli bir artış görülmüştür.

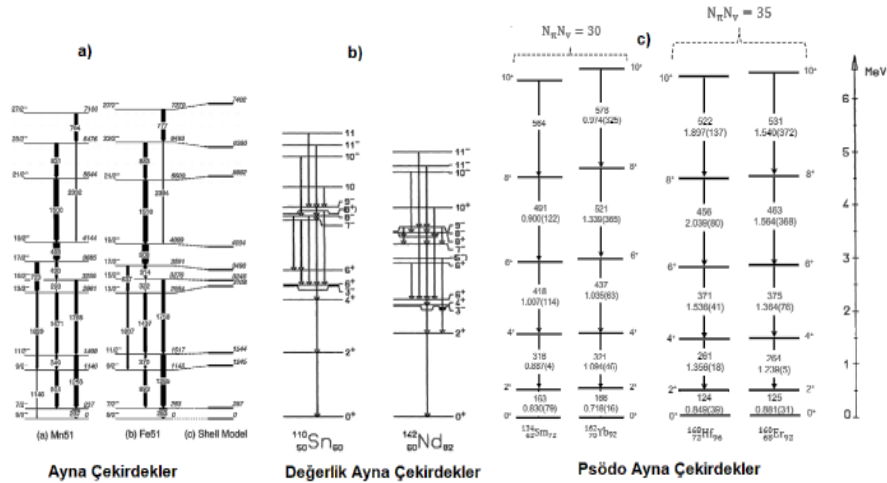


Şekil 1.1. Atomik çekirdeğin elektromanyetik dipol uyarılma cevabı [8].

Küresel çift-çift çekirdeklerde spin-orbit nötron-nötron ya da proton-proton ikili seviyeleri arasındaki parçacık-boşluk(hol) geçişleri manyetik dipol ($I^\pi=1^+$) uyarılmaları tanımlayan en temel özelliktir. Ancak parçacık boşluk simetrisine sahip çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmaları üzerine çalışmalara rastlanamamıştır. Makas mod uyarılmaları manyetik dipol spektrumunun düşük enerji seviyesindeki uyarılmalardır ve düşük enerji seviyesindeki uyarılmalar çekirdeğin temel özellikleri hakkında bilgiler sunmaktadır. Manyetik dipol spin-flip (6-13 MeV) uyarılmalar ise hem pygme (5-10 MeV) hem de dev (8-20 MeV) dipol uyarılmaların başlangıç bölümüne kadar uzanan bir enerji bölgesinde yer almaktadır [9].

Parçacık-hol simetrisine sahip çekirdekler, içerdği fermiyonların oluşturduğu karmaşık yapılar nedeniyle tek bir nükleer model çerçevesinde tam olarak tanımlanamamaktadır. Nükleer kuvvetlerin nötron ve protonlara benzer şekilde etki ettiği gözlemi, Heisenberg'in 1932 yılında ortaya koyduğu izospin kavramını beraberinde getirmiştir [10]. İzospin (izotopik spin), bu iki parçacığın nükleer kuvvetler altındaki simetrik davranışını ifade eder. Nükleonlar, izospin kuantum sayısı T olan bir sistemin bileşenleri olarak ele alınmaktadır. Bu bağlamda, protonun izospininin üçüncü bileşeni $T_z = -\frac{1}{2}$, nötronunki ise $T_z = +\frac{1}{2}$ olarak tanımlanır. Bu yaklaşım, ilk olarak Wigner tarafından 1937 yılında ortaya konulmuştur.

İzospin simetrisi, ayna çekirdek çiftlerinde benzer enerji seviyelerinin gözlemlenmesiyle deneysel olarak doğrulanmıştır. Şekil 1.2 gibi örnekler, (a)'da gösterilen ayna çekirdeği olan ^{51}Mn - ^{51}Fe çiftinin yalnızca son nükleon tipinde bir değişiklik olmasına rağmen, seviye şemalarının büyük ölçüde dejenere kaldığını göstermektedir [11]. Bu durum, güçlü nükleer kuvvetin nötron ve protonlara izospin uzayında yaklaşık olarak simetrik davrandığını göstermektedir. Şekil 1.2 (b)'de görülen değerlik (valans) ayna çekirdeklerde ise protonu fazla olan çekirdeklerdeki Coulomb itmesinden kaynaklı bir farklılık görüne de geçişlere ait benzer büyüklüklere ulaşılabilmektedir.



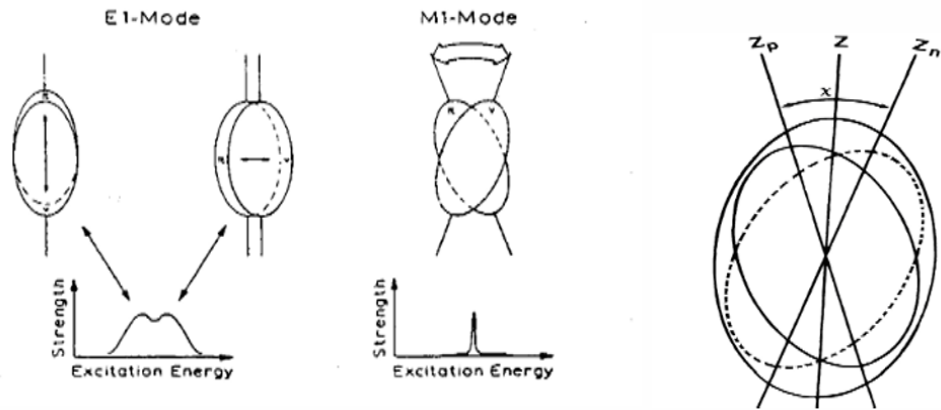
Şekil 1.2. (a) Ayna, (b) Valans (Değerlik) Ayna ve (c) Psödo Ayna Çekirdekler.

Parçacık-hol sayısı simetrisi, izospin simetrisinin görüldüğü bir diğer yapısal özellik olup, bu tür çekirdeklere psödo-ayna çekirdekler adı verilir. Ayna çekirdeklerde parçacık değişimi gözlenirken, psödo-ayna çekirdeklerde parçacık-hol değişimi söz konusudur. Şekil 1.2(c)'de örneğin, ^{134}Sm ve ^{162}Yb çekirdekleri sırasıyla 10 proton

parçacığı 10 nötron boşluğu ve 10 proton boşluğu 10 nötron parçacığı içermektedir [12]. Bu parçacık-boşluk simetrisi sonucunda, karşılık gelen seviyeler arasında belirgin bir enerji benzerliği görülmekte ve yrast bantta 10^+ spin seviyesine kadar dejenere yapılar ortaya çıkmaktadır [3].

Parçacık-boşluk simetrisine sahip çekirdeklerde kuadropol geçiş özellikleri, Casten ve çalışma arkadaşları tarafından sistematik bir yaklaşımla incelenmiştir [1, 13, 14]. Bu çalışmalarda, çift-çift çekirdeklerin $E(4^+)/E(2^+)$ enerji oranlarının, $NpNn$ niceliğinin bir fonksiyonu olarak ele alındığında belirli bir düzenlilik gösterdiği belirlenmiştir. $NpNn$ niceliği en yakın kapalı kabuklara göre sayılan proton (Np) ve nötron (Nn) parçacık ya da boşluklarının çarpımıyla tanımlanır. Örneğin, ^{102}Mo için $Np=8$ boşluk (en yakın kapalı kabuk 50'ye göre) ve $Nn=10$ parçacık (en yakın kapalı kabuk 50'ye göre) alınarak $NpNn=80$ bulunur. Aynı $NpNn$ değerine sahip çekirdeklerin benzer $E(4^+)/E(2^+)$ oranları göstermesi, nükleer yapı benzerliğine işaret etmektedir. Elde edilen sistematik sonuçlar, çekirdek deformasyonunun nötron-proton etkileşimleriyle olan bağıntısını gözler önüne sermektedir. Casten, alt kapalı kabukları dikkate alarak, nükleer periyodik tablo üzerindeki birçok çekirdek için $E(2^+)$, $E(4^+)/E(2^+)$ ve $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ niceliklerini analiz etmiş ve bir sistematik oluşturmuştur. Boşluk-boşluk ya da parçacık-parçacık sayılarıyla yapılan hesaplamalarda ise sistematik bir davranış gözlemlenmemektedir. Bu ölçekleme, proton ve nötron çiftleri arasındaki proton-nötron kuvvetinin önemini vurgulamaktadır [15, 16]. Casten ve Moscrop arasındaki temel fark, Casten'in $NpNn$ sistematikliğini yatay bir pencereden, Moscrop ve arkadaşlarının ise dikey bir pencereden ele almış olmalarıdır [2]. Moscrop ve arkadaşları, $100 \leq A \leq 130$ kütle bölgesindeki 12 çekirdek üzerinde yaptıkları araştırmada, aynı $NpNn$ değerine sahip çekirdeklerin seviye şemalarının dejenere olduğunu göstermişlerdir. Psödo ayna çekirdeklerin düşük enerji bölgesinde simetrik bir yapı göstermesi kuadropol-kuadropol etkileşim Hamiltoniyeni yazıldığı zaman anlaşılmaktadır. Farklı bölgelerde yer almalarına rağmen eşit sayıda valans parçacık-hol içeren çekirdeklerin simetrik özellikler göstermesi psödo ayna çekirdeklerde çekirdek korunum nükleer yapıya ve deformasyona müdahale etmediğini ortaya koymaktadır bu da Rowe'un süperakışkan modelini desteklemektedir [17]. Çekirdeğin yapısı valans proton ve nötronlar ile ilgili hollerin kolektif hareketinin bir sonucu olarak ortaya çıkmaktadır.

Manyetik dipol uyarılmalar çekirdeğin şekli, çekirdek yapısının sıkıştırılmaz akışkan yapısı gereği üzerindeki dinamik uyarılmalara yanıt olarak dalgalanmaktadır. Çekirdeğin bu dalgalanmalarla meydana gelen yüzey parametrelerinin incelenmesi, nükleonların toplu titreşimleri göz önünde bulundururken çekirdeğin şeklini incelemeye olanak tanımaktadır. Dipol ($L=1$) uyarımları, yüzeyin açısal momentumu (L) cinsinden tanımlanırlarsa, nükleer akışkanın merkezinin genel olarak ötelenmesidir. Bunun en bilinen örneği, nötron ve proton akışkanlarının birbirine zıt olarak titreştiğinde meydana getirdikleri kollektif izovektör moddur [18]. M1 olarak ifade edilen manyetik dipol uyarılmalar $I=1^+$, E1 olarak ifade edilen elektrik dipol uyarılmalar $I=1^-$ spin seviyesi ve parite ile belirlenirler [19, 20] göre M1 ve E1 dipol uyarımları, nükleer yapı modellerinin kapsamlı bir şekilde test edilmesini sağlamaktadırlar. Deforme çekirdeklerde manyetik dipol uyarılmaların düşük enerji bölgesindeki kolu olan makas modu uyarımlarının keşfi, son kırk yılda nükleer fizikteki en dikkate değer gelişmelerden biridir. Bu uyarımlar makas modu olarak bilinir çünkü deforme çekirdeklerdeki nötron ve proton sistemlerinin Şekil 1.3(c)'de gösterildiği gibi katı bir malzemenin ortak bir eksen etrafında ve birbirlerine karşı makasın iki ucunun birbirine karşı hareketi benzeri davrandıkları düşünülür. Nötron ve proton yoğunluklarının kütle merkezlerinin birbirlerine karşı titreşimleri ise elektrik dipol geçişleri olarak ifade edilmektedir (Şekil 1.3).



Şekil 1.3. (a) Elektrik ve (b) manyetik dipol uyarılmalarının genel gösterimi. (c) Makas modun deforme proton yoğunluğunun nötron yoğunluğuna karşı makasın açılıp kapanmasını andıran salınımı [21, 22].

Manyetik dipol geçişleri, manyetik dipol modunun uyarılmasına neden olup, izovektör spin-spin kuvvetleri tarafından gerçekleştirilir. Küresel çekirdeklerdeki potansiyellerin aksine, deforme olmuş ortalama alanda, j kabuklarının manyetik

kuantum sayısı, çekirdek simetri eksenini yönündeki toplam açısal momentumun z-bileşeni K 'ye göre ayırır. Bu, çekirdeğin katman yapısının bozulmasına ve 1^+ seviyelerinin yoğunluğunda bir artışa neden olur. 1^+ seviyeleri iki bağımsız dala sahiptir, $K=0$ ve $K=1$, çünkü deforme olmuş çekirdekler eksenel simetriye sahiptir. $K=1$, çekirdeğin simetri eksenine dik olan spin, dört kutuplu titreşimlere ve $K=0$, eksenine paralel olan titreşimlere karşılık gelir [23].

Nükleer fiziğin temel konularından biri, çeşitli deneysel teknikler kullanarak deforme olmuş çift-çift çekirdeklerin spektrumlarında görülen yörünge ve spin manyetik dipol modu uyarımlarının altında yatan mekanizmaları belirlemektir. Sonuç olarak, makas modu ve spin-flip titreşimleri gibi kolektif uyarılmalar, nükleer yapıyı anlamak ve yörüngeye dayalı nükleon-nükleon etkileşimlerinin unsurlarını belirlemek için çok önemli veriler sundukları için teorik ve deneysel çalışmalarda dikkate alınan güncel araştırma konularından biridir.

Parçacık-boşluk simetrisi sergileyen çekirdek çiftleri ve üçlülerine yönelik mevcut literatür incelendiğinde, çalışmaların büyük ölçüde yalnızca yrast bant üzerindeki kuadropol geçişlerine odaklandığı, $I^\pi=1^+$ geçiş özelliklerinin sistematik olarak incelenmediği görülmektedir.

Çekirdeklerde, düşük uyarılmış enerji seviyelerinin benzer yapısal özellikler sergilediği önceki çalışmalarla ortaya konmuştur. Bu benzerlik, parçacık-boşluk simetrisinin çekirdek seviye yapısı üzerindeki belirleyici rolüne işaret etmektedir.

Dipol manyetik uyarılmaları, çekirdeğin deformasyonu, kabuk yapısı ve temel yapısal özelliklerine dair bilgi sağlamanın yanı sıra, nükleer astrofiziksel süreçlerin anlaşılmasında da önemli bir role sahiptir.

Parçacık-boşluk simetrisi gösteren çekirdeklerdeki yapısal benzerliğin daha yüksek enerji bölgelerine, özellikle $M1$ uyarılmış durumlarına kadar uzanıp uzanmadığı araştırılmış ve bu benzerliğin hangi enerji aralıklarında geçerliliğini koruduğu belirlenmeye çalışılmıştır.

Deformasyonları, elektrik kuadropol seviye yapıları örtüşen parçacık-hol simetrisine sahip, izotop eğrisinin farklı bölgelerinde yer alan çekirdeklerde manyetik dipol uyarılmaların nasıl davranacağı nükleer çok cisim problemi açısından anahtar noktasıdır. Bu bağlamda bu tez kapsamında $150 < A < 170$ kütle bölgesinde bulunan parçacık-hol simetrisine sahip ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve

^{166}Er - ^{162}Dy çekirdek çiftleri için tüm manyetik dipol spektrumunda (15 MeV'e kadar) makas mod ve spin-flip bölgesi için ayrı ayrı toplam yörünge, spin B(M1) indirgenmiş geçiş özellikleri, güç fonksiyonu, tesir kesiti, nötron-proton seviye yapıları, enerji ağırlıklı olan ve olmayan radyasyon kalınlıkları, deformasyon etkisiyle meydana gelen K=0 ve K=1 mod ayrımı yapılarak, Dönme Değişmez Kuazi Parçacık Rastgele Faz (RI-QRPA) yaklaşımı kullanılarak ilk defa hesaplanmıştır. Ayrıca, manyetik dipol güç fonksiyonuna bağlı olarak tesir kesiti TALYS kodu bünyesinde hesaplanmış ve PMN çiftleri için karşılaştırılmıştır.

1.1. Tezin Kapsamı

Nükleer yapı özelliklerinin ve nükleonlar arasındaki etkileşimlerin, özellikle kolektif uyarımlarla ilgili olarak araştırılması, nükleer fizikte kritik bir çalışma alanını temsil eder. Bu konu, Harakeh ve Woude (2001) ve Ring ve Schuck'un (2004) çalışmalarıyla önemli ölçüde ilerlemiştir [6, 8]. Mevcut araştırmalar, çeşitli kolektif modları karakterize eden nükleer elektromanyetik uyarımlara odaklanmıştır. Spesifik olarak, dipol uyarılma spektrumunda manyetik karakterli makas modu (Scissor Mode-SM) düşük uyarma enerjilerinde gözlenirken, spin-flip uyarımlar ise elektrik dipol uyarımlardan cüce dipol rezonansına (Pygmy Dipole Resonance-PDR) bitişik enerjilerde tespit edilmektedir [21].

Bu çalışmanın temel amacı, parçacık-boşluk (particle-hole) simetrisine sahip çift-çift psödo ayna çekirdeklerde manyetik dipol (M1) uyarımların özelliklerini incelemek ve bu uyarımların simetrik yapılar sergileyip sergilemediğini ortaya koymaktır. Bu kapsamda, ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{162}Dy - ^{166}Er , ^{162}Yb - ^{166}Hf ve ^{160}Dy - ^{168}Yb çekirdek çiftlerinin manyetik dipol özellikleri ayrıntılı olarak ele alınmıştır. Yukarıda belirtilen çekirdek çiftleri, orta kabuk bölgelerinde yer almakta olup, nükleer deformasyonun ve kolektif davranışların en belirgin görüldüğü sistemlerdir. Bu yönüyle çalışma hem teorik modellemelerin sınanması hem de parçacık-hol simetrisinin manyetik dipol uyarımlar üzerindeki etkisinin değerlendirilmesi açısından önem arz etmektedir. Belirlenen amaç doğrultusunda 1^+ seviyelerinin manyetik dipol özelliklerinin teorik incelenmesi için öncelikle analitik denklemler dönme değişmez kuazi parçacık rastgele faz yaklaşımı (RI-QRPA) modeli kullanılarak üretilmiş ve parçacık boşluk simetrisine sahip çekirdekler için sayısal hesaplamalar gerçekleştirilmiştir.

Psödo ayna çekirdek çiftlerinde makas mod ve spin-flip geçişlerine ilişkin toplam, yörünge, spin manyetik indirgenmiş geçiş olasılıkları $B(M1)$, güç fonksiyonları, buna bağlı tesir kesitleri hesaplanmış, elde edilen teorik sonuçlar karşılaştırılmıştır. Ayrıca, TALYS nükleer reaksiyon kodu kullanılarak simüle edilen M1 tesir kesiti verileriyle de karşılaştırma yapılarak, söz konusu çekirdek çiftleri arasında simetrik yapılar bulunup bulunmadığı farklı bir yöntemle de analiz edilmiştir. Elde edilen sonuçların nükleer yapı modellemesine katkı sağlayacak şekilde literatürdeki mevcut boşlukları doldurabileceği düşünülmektedir.

1.2. Tezin Amacı

Çalışmanın araştırma sorularından hareketle bu tez kapsamında, parçacık-boşluk simetrisine sahip $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$, $^{168}\text{Yb}-^{160}\text{Dy}$, $^{160}\text{Er}-^{168}\text{Hf}$, $^{166}\text{Hf}-^{162}\text{Yb}$ ve $^{166}\text{Er}-^{162}\text{Dy}$ psödo ayna çekirdeklerinde manyetik dipol uyarılma özellikleri makas mod ve spin-flip uyarılma bölgeleri için karşılaştırmalı olarak ayrı ayrı hesaplanarak, psödo ayna çekirdeklere ait manyetik dipol uyarılmalar ve bu uyarılmaların fenomen niceliklerinden $B(M1)$ 'in toplam, yörünge ve spin karakterli olanlarının değerleri, radyasyon kalınlıkları, güç fonksiyonu, M1 tesir kesitleri arasındaki ilişkinin incelenmesi, PMN çiftlerinin bu değerler açısından benzerlik durumlarının araştırılması amaçlanmaktadır. Çekirdeklerdeki manyetik dipol (1^+) uyarılmaları nötron-nötron ya da proton-proton seviyeleri arasındaki parçacık-hol geçişlerini gerçekleştiren spin-orbit çiftleri ile ilgili olup neredeyse tüm çekirdeklerde bulunmaktadır. Manyetik dipole ait fenomenlerin özellikleri, değişmezlik ilkelerinin gerçekleştirildiği Hamiltoniyeinin kullanıldığı RI-QRPA modeli çerçevesinde incelenmiştir. Tezde ayrıca teorik olarak elde edilen verilerin karşılaştırılmasına paralel olarak, TALYS nükleer reaksiyon kodu ile güç fonksiyonuna bağlı M1 tesir kesitlerinin hesaplanmasıyla da karşılaştırma yapılmıştır. Yukarıda verilen amaç doğrultusunda;

1. Araştırmanın ilk basamağında teorik hesaplamalar için analitik ifadeler elde edilmiştir. Fenomenolojik RI-QRPA modeli, deforme Wood-Saxon potansiyeli kullanarak $K=0$ ve $K=1$ modları için ayrı ayrı, taban durumundan uyarılmış durumlara ($0^+ \rightarrow 1^+$ uyarılmaları için) manyetik dipol indirgenmiş geçiş olasılıkları $B(M1)$, manyetik dipol uyarılmalarının ortalama enerjileri, radyasyon kalınlıkları, nötron-

proton seviye yapısı, ile ilgili analitik ifadeler hesaplanmış ve Visual Fortran bilgisayar programında kullanılmıştır.

2. ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy PMN çekirdek çiftleri için 15 MeV'e kadar manyetik makas mod, spin-flip geçiş bölgeleri için ayrı ayrı toplam manyetik, yörünge, spin B(M1) indirgenmiş geçiş özellikleri, güç fonksiyonu, radyasyon kalınlıkları, nötron-proton seviye yapıları, deformasyon etkisiyle meydana gelen K=0 ve K=1 mod ayrımı yapılarak RI-QRPA yaklaşımı kullanılarak hesaplanmıştır. Ayrıca güç fonksiyonuna bağlı M1 tesir kesitleri hem RI-QRPA hem de TALYS kodu bünyesinde elde edilmiştir.

3. Yapılan tüm hesaplamaların karşılaştırılmasıyla belirli bir bölgede yer alan parçacık-boşluk simetrisine sahip çekirdek çiftlerinin, ilk uyarılmış seviyelerinde deneysel olarak gözlemlenen dejenerasyonun 15 MeV'e kadar tüm manyetik dipol spektrumunda yer alan seviyelerin özellikleri, makas mod ve spin flip uyarılmaların doğası bağlamında, benzer ve sistematik özellikler taşıyıp taşımadığı araştırılmıştır.

Araştırma sonuçlarının uluslararası merkezlerde çalışan deneysel nükleer yapı fiziği grupları için motivasyon kaynağı olabileceği tarafımızca düşünülmektedir.

1.3. Literatür Araştırması

Nükleer yapı fiziğinde dipol uyarılmalar, özellikle son yıllarda hem teorik hem de deneysel çalışmaların odak noktalarından biri hâline gelmiştir. Elektrik dipol (E1) ve manyetik dipol (M1) geçişler, çekirdeğin elektromanyetik cevapları üzerinden tanımlanmakta olup, M1 geçişleri özellikle spin-yörünge çiftlenmeleri sonucu ortaya çıkan nötron-nötron veya proton-proton geçişleri ile ilişkilendirilmektedir [24].

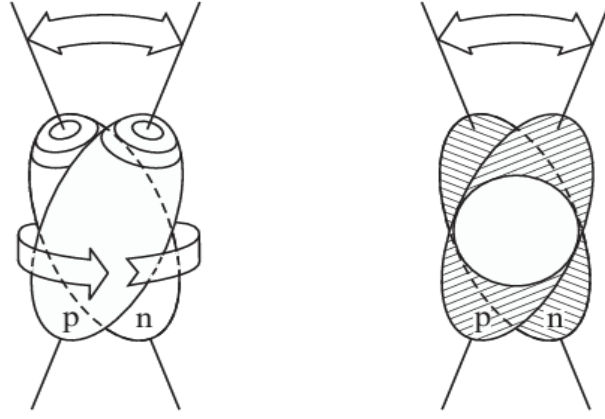
M1 uyarılmalar ilk olarak 1960'lı yıllarda ^{12}C çekirdeği üzerine gerçekleştirilen elektron saçılması deneyleri sonucunda gözlemlenmiş ve bu M1 geçişlerinin çekirdekteki spin-spin etkileşimleriyle ilişkili olduğu saptanmıştır [25]. Kuliev ve Pyatov [26] gibi araştırmacılar, bu tür manyetik dipol geçişlerinin yalnızca küresel çekirdeklerde değil, aynı zamanda deforme çekirdeklerde de mevcut olabileceğini kuramsal olarak ortaya koymuşlardır [26]. 1980'lerin başlarında özellikle nadir toprak ve aktinit çekirdekleri üzerine yapılan nükleer rezonans floresans deneyleri, makas modunun keşfi açısından önemli bir dönüm noktası olmuştur. Pietralla, von Brentano ve Richter'in öncü çalışmaları [27], bu modun deforme çekirdeklerdeki deneysel

imzasını ve sistematik doğasını ortaya koymuştur [20]. Yüksek çözünürlüklü foton saçılması ve ömür ölçüm teknikleriyle bu M1 uyarımlarının yörüngesel ve kolektif karakteri net biçimde tanımlanmıştır [20].

1984 yılında Richter ve meslektaşları, deforme olmuş çift çift çekirdeklerde manyetik dipol geçiş özelliğine sahip güçlü şekilde uyarılmış 1^+ durumları keşfetmişlerdir [27]. Bu durumların mikroskobik yapısını açıklamak amacıyla, çeşitli araştırma grupları rastgele faz yaklaşımı (RPA) çerçevesinde hesaplamalar gerçekleştirmiştir. O zamandan bu yana, elektron ve foton saçılması üzerine yapılan çok sayıda deney, yaklaşık 3 MeV civarında yoğunlaşan M1 kuvvetinin, makas modunun, ağırlıklı şekilde yörüngesel karakterde olduğunu ortaya koymuştur [28].

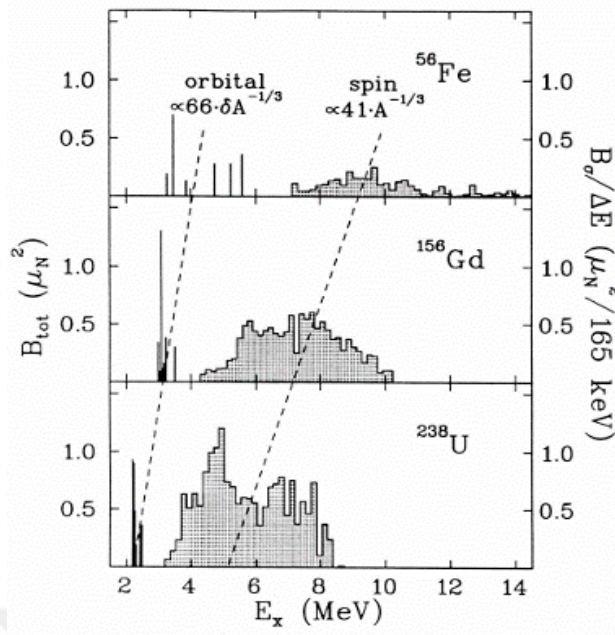
Ziegler ve arkadaşları tarafından önerilen ve literatürde “8 yasası” olarak bilinen fenomen, makas modunun uyarılma kuvveti ile deformasyon parametresi arasında ikinci dereceden bir ilişki olduğunu ortaya koymuştur [29]. Bu yasa, deformasyonun orta kabuk bölgesine yaklaşmasıyla birlikte makas modunun doyma eğilimi gösterdiğini ve bu durumun deneysel olarak da doğrulandığını göstermiştir. Teorik cephede, makas modunun ilk yorumları, deforme olmuş çekirdeklerde birbirine karşı salınan protonları ve nötronları tanımlayan iki rotorlu bir model sunan Lo Iudice ve Palumbo tarafından önerilmiştir [22] (Şekil 1.4). Bu model, makas hareketinin temelini atan ve daha sofistike mikroskobik yaklaşımlar için zemin hazırlayan önemli bir ilk adımdır. Etkileşimli Bozon Modeli'nin (IBM) özellikle IBM-2 versiyonu, M1 geçişlerini de kapsayacak şekilde genişletilmiş ve orta kabuk çekirdeklerindeki kolektif uyarımları anlamada güçlü bir kuramsal çerçeve sunmuştur.

Daha sonra QRPA gibi modellerle M1 geçişlerinin mikroskobik düzeyde hesaplanması mümkün hale gelmiştir. QRPA ile yapılan hesaplamalar, özellikle kabuk yapısına, deformasyona ve izospin etkilerine bağlı olarak M1 geçişlerinin dağılımı konusunda önemli bilgiler sunmuştur [30]. Bu bağlamda, makas modu “scissors mode” ile spin-flip geçişleri, M1 spektrumunun iki temel bileşeni olarak öne çıkmıştır. M1 spektrumunun bu iki modu arasında temel fark, taşıdıkları fiziksel karakteristiklerden kaynaklanmaktadır. Makas modu, izovektör doğada olup proton ve nötron alt sistemlerinin yörüngesel açı momentlerinin birbirine karşı küçük açısal salınımları ile tanımlanır ve tipik olarak 2-4 MeV enerji aralığında gözlemlenir [31].



Şekil 1.4. Proton-nötron iki akışkan modelinde makas modunun temsili gösterimi. Sol tarafta tam model gösterilirken, sağ tarafta atıl bir çekirdeğin bulunduğu bir senaryo gösterilir. Bu senaryoda, proton ve nötron sıvılarının sadece küçük bir kısmı makas hareketine katılır. Protonların ve nötronların dönme salınımı, elektrik dipol dev rezonansı için yarı klasik modelin dönme analoğu görevi gören iki rotorlu modelin temelini oluşturur [1].

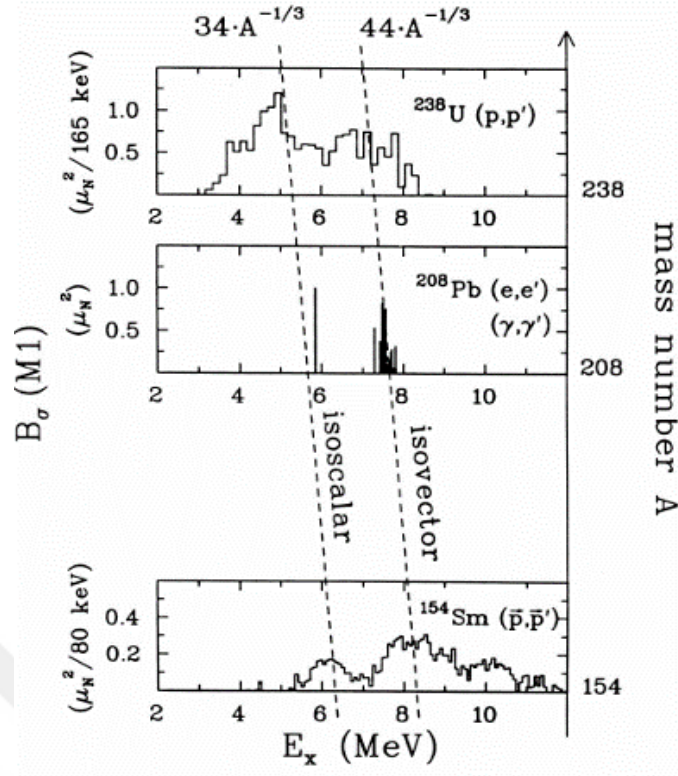
Spin-flip geçişleri ise, spin-yörünge ortakları arasında gerçekleşen ve genellikle 6-10 MeV enerji bölgesinde ortaya çıkan, yüksek enerjili manyetik dipol uyarılmalarıdır. Bu geçişler, spin-izospin korelasyonlarının belirgin olduğu durumlarda kolektif rezonans davranışı gösterebilmektedirler [27]. Makas modu ve spin-flip uyarılmaları, çekirdek içerisindeki nükleonların kolektif hareketinin son yıllarda en dikkat çekici göstergeleri arasında yer almaktadır. Makroskobik bakış açısıyla bu uyarılmalar, nötronlar ve protonların makasın iki kolu gibi açılıp kapanmalarını andıran açısal salınımlar şeklinde açıklanabilirken, mikroskobik düzeyde ise parçacık-hol uyarılmalarının bir sonucu olarak ortaya çıktığı anlaşılmaktadır [32]. Düşük enerjili bileşen, yörüngesel bir manyetik dipol makas moduna ve büyük enerjili olan esas olarak spin-yörünge ortakları arasındaki proton ve nötron tek parçacık geçişlerinden kaynaklanan spin-flip kısmıdır. Spin-flip M1 modu, küresel çekirdeklerdeki kapalı kabuk boşluklarının enerjisinde en yoğun olacak olsa da deforme olmuş durumda, farklı Nilsson enerji seviyelerinin bölünmesini öngörür ve bu da spin-flip gücünün küresel merkez etrafında dağılmasına neden olur. Buradan, tüm kütle aralığı boyunca M1 kuvvetinin görülen zirveleri için uyarma enerjisinin $A^{-1/3}$ bağımlılığı beklenecektir [33]. (Şekil 1.5, Şekil 1.6).



Şekil 1.5. Orta-ağır, ağır ve çok ağır çekirdeklerde nükleer yörünge ve spin manyetik dipol tepkisi hadronik ve elektromanyetik bileşen çalışmalarından elde edilmiştir [27].

Şekil 1.5’te, Laszewski ve arkadaşları [34] tarafından sunulan verilere göre, deforme olmuş nadir toprak ve aktinit çekirdeklerindeki çift kamburlu M1 spin kuvveti gözlemlenmiştir. Bu kuvvetin, iki kat sihirli ^{208}Pb çekirdeğinde keşfedilen spin-flip kuvvetinin genel şekliyle güçlü bir ilişki gösterdiği tespit edilmiştir [27].

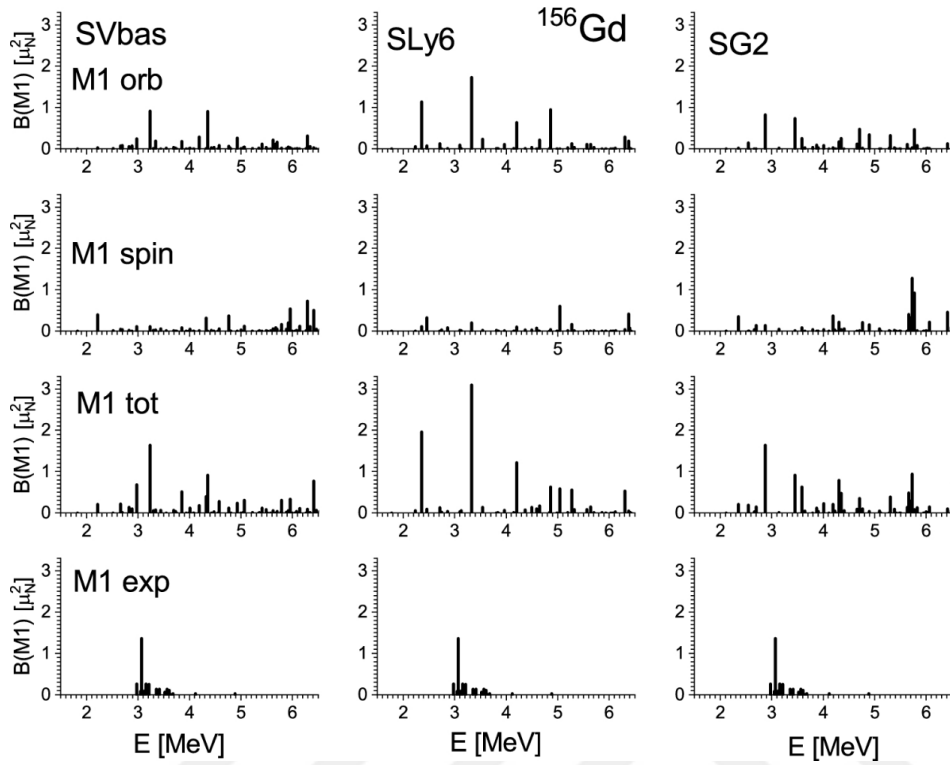
Ayrıca, tensör kuvvetleri ve spin-yörünge etkileşimlerinin incelenmesinde de önemli bir rol oynamaktadır (Şekil 1.5) [29, 33, 35]. Spin-flip uyarılmalar, esas olarak spinle ilişkili nükleer manyetik özelliklerle bağlantılı olup hem küresel hem de deforme olmuş çekirdeklerde gözlemlenmektedir [36, 37]. Spin-flip rezonansı, Skyrme, Gogny ve relativistik modeller gibi çeşitli kendi kendine tutarlı yaklaşımlarda spin kanallarının değerlendirilmesinde yaygın olarak kullanılan değerli bir araçtır [38-41].



Şekil 1.6. ^{238}U , ^{208}Pb ve ^{154}Sm çekirdeklerine ait spin manyetik dipol (M1) geçiş güçlerinin dağılımları verilmiştir. Spektrumlarda gözlenen iki ana pikin uyarılma enerjilerinin ağırlık merkezleri, spin-yörünge eşleşmeli kabuklar arasındaki spin-flip uyarılmalarına özgü olan basit bir $A^{-1/3}$ yasasını takip etmektedir. ^{208}Pb çekirdeğine ait deneysel M1 geçiş gücü dağılımı ise, esnek elektron saçılması (e,e') ve gama saçılması (γ,γ') deneylerinin birleştirilmesiyle elde edilmiştir [42].

Deneysel ilerlemeler, teorik modellerin doğruluğunun test edilmesinde kritik bir rol üstlenmiştir. HIGS, S-DALINAC ve radyoaktif iyon ışını tesisleri, egzotik çekirdeklerde kararlılık sınırlarının ötesinde yer alan M1 geçişlerinin yüksek hassasiyetle incelenmesine olanak tanımıştır [43]. ^{158}Gd , ^{154}Sm ve ^{168}Er çekirdeklerinde gerçekleştirilen esnek olmayan proton saçılma deneyleri, spin karakterli manyetik dipol (M1) uyarılmaları 4-12 MeV enerji aralığında tespit etmiştir [44, 45]. Bu enerji aralığında, M1 geçiş yoğunluğunda iki belirgin rezonans yapısının (pik) ortaya çıktığı gözlemlenmiştir. ^{208}Pb ve ^{140}Ce gibi sihirli çekirdeklerde yapılan çalışmalar da 7-11 MeV aralığında M1 kuvvet birikimini göstermiştir [46]. M1 geçişlerinin yörünge ve spin bileşenlerinin ortalama uyarılma enerjileri, deformasyon parametresi δ 'ya bağlı olarak sırasıyla $E_x \approx 41 \times \delta \times A^{-1/3}$ ve $E_x \approx 66 \times \delta \times A^{-1/3}$ şeklinde tanımlanmıştır [3, 47]. ^{156}Gd ve ^{238}U gibi periyodik tablonun farklı bölgelerinden gelen çekirdeklerde benzer spin uyarılmaları doğrulanmıştır [48, 49]. Ayrıca, teorik olarak

spin bileşeninin, artık spin-izospin etkileşimlerinin itici yapısı nedeniyle daha yüksek enerjiye itildiği gösterilmiştir [27].



Şekil 1.7. ^{156}Gd çekirdeği için teorik (Skyrme) ve deneysel orbital, spin ve toplam M1 gücü dağılımı karşılaştırılması [33].

^{138}Ba , ^{140}Ce ve ^{154}Sm gibi çekirdeklerdeki M1 geçişlerinin ayrıntılı analizi, bu geçişlerin izovektör spin karakterini ortaya koymuştur [50-52]. Çift çekirdekli makas yapılarındaki yörünge karakterin taban durum tanımı, makas modunun sistematik olarak anlaşılması için önemli bir katkı sağlamıştır [53, 54].

Spin-flip M1 rezonansı, özellikle yüksek enerjili manyetik dipol uyarılmaları kapsamında nükleer fiziğin önemli bir yönünü oluşturmaktadır. ^{156}Gd gibi ağır deforme olmuş çekirdeklerde izovektör spin-flip M1 güç fonksiyonu incelenmiş ve foton elastik saçılması ile proton elastik olmayan saçılması yoluyla gözlemlenebileceği belirlenmiştir. ^{156}Gd ve ^{238}U çekirdekleri için, 5-10 MeV uyarılma enerjisi aralığında dikkate değer ölçüde parçalanmış spin-flip karakterli M1 kuvveti öngörülmektedir [39]. Kolektif spin-flip rezonansı olarak bilinen 1^+ durumları, küresel ^{12}C çekirdeğinde yaklaşık 15,1 MeV civarında kesin olarak gözlemlenmiştir. (γ, n) reaksiyonlarında ^{208}Pb 'de çekirdeğinde 7,4-8,25 MeV enerji aralığında taban durumdan yapılan tek geçişin açık şekilde ayrıştırılması, M1 geçişlerine ait toplam kuvvetin yaklaşık %90'ını oluşturduğunu ortaya koymuştur. Benzer rezonanslar,

^{154}Sm , ^{168}Er ve ^{238}U gibi çeşitli deforme olmuş çekirdeklerde de bilinmektedir [55]. Deneysel verilerle doğrulanan bu rezonans modunun dikkat çekici özellikleri arasında, nükleer deformasyondan bağımsız olarak ortaya çıkması yer almaktadır. Ayrıca, bu çekirdeklerdeki M1 kuvvetinin olağanüstü parçalanmasını doğrulayan sağlam deneysel kanıtlar; inelastik elektron saçılması, foton deneyleri ve eşik (γ, n) reaksiyonları yoluyla elde edilmiştir. Ek olarak, M1 rezonansı olarak kesin biçimde yorumlanan, küçük açılı inelastik (p, p') saçılma verilerinde 7 ile 11 MeV aralığında belirgin bir güç dağılımı tespit edilmiştir.

Tamii ve arkadaşları (2011) RCNP, Osaka'da yüksek çözünürlüklü polarize proton saçılma deneyleri yoluyla spin-flip M1 rezonanslarının doğasına ilişkin daha fazla içgörü sağladı [56]. Çeşitli çekirdekler üzerindeki sistematik araştırmaları, spin-flip M1 rezonansının sadece kabuk yapısına değil, aynı zamanda çekirdek içindeki artık spin-izospin korelasyonlarının dinamiklerine karşı da son derece duyarlı olduğunu ortaya koymuştur [56]. Ek olarak, kısmen doldurulmuş spin-yörünge ortağı orbitallerine ($f_{7/2}$, $f_{5/2}$ veya $g_{9/2}$ ve $g_{7/2}$ gibi) sahip çekirdeklerde, spin-flip geçişlerinin kolektif karakteri oldukça belirgindir. Ancak, orbitallerin tamamen dolu veya neredeyse boş olduğu durumlarda M1 kuvveti zayıflamakta, bu da net bir kolektif karakter kaybına neden olmaktadır [39].

Tamii ve meslektaşları [56], spin-flip M1 rezonanslarının merkez enerjilerinin, nükleer kütle ve deformasyona göre sistematik olarak değiştiğini ve tutarlı bir şekilde 7-9 MeV bölgesi etrafında kümелendiğini tespit etmişler. Bu davranış, spin-yörünge ayrışması sonucu oluşan tek-parçacıklı enerji boşlukları ile artık spin-izospin etkileşimlerinin arasındaki dengenin bir yansımasıdır. Bu itici etkileşimler, kolektif M1 geçişlerinin enerjilerini basit tek-parçacık modellerinin öngördüğünden daha yüksek değerlere yönlendirmektedir. Bu bulgular, Crawley ve arkadaşlarının (1982) daha önceki çalışmalarda elde ettiği gözlemlerle sadece paralellik göstermekle kalmayıp aynı zamanda bu gözlemleri pekiştirmektedir [57]. Crawley, spin-flip M1 rezonanslarının ortaya çıkması için mevcut nükleon konfigürasyonları ile etkili artık etkileşimler arasında hassas bir dengenin sağlanması gerektiğini vurgulamıştır [57]. Bu ince ayarlı denge bozulduğunda, örneğin kabuk kapanmalarında ya da yarı-sihirli nükleon sayılarında olduğu gibi, spin-flip modunun kolektivitesi bastırılmakta ve bunun yerini daha zayıf ya da izole uyarılmalar almaktadır [58]. Bu nedenle, güncel deneysel ve teorik araştırmalar, spin-flip M1 rezonansının yalnızca bağımsız parçacık

uyarılmalarının bir sonucu olmadığını kategorik olarak doğrulamaktadır. Aksine, bu rezonans, kabuk yapısı ve artık spin-izospin korelasyonlar tarafından karmaşık biçimde şekillendirilen gerçek bir kolektif mod niteliği taşımaktadır. Bu tür sonuçlar, nükleer spin-izospin tepkisinin daha eksiksiz anlaşılmasına katkı sağlamakta ve nötrino-çekirdek etkileşimleri ile r-prosesi nükleosentez gibi astrofiziksel süreçlerin modellenmesinde önemli kısıtlar sunmaktadır.

Casten (1985) tarafından geliştirilen $N_p N_n$ sistemiği, çekirdeklerin kolektif özelliklerinin anlaşılmasında önemli bir yaklaşım sunmaktadır. Bu sistematik, parçacık (p) ve boşluk (h) sayılarının çarpımı olarak tanımlanmakta olup, nükleer deformasyonla doğrudan ilişkili olduğu ortaya konmuştur [1]. Moscrop ve ark. (1988), bu sistematik üzerinden değerlendirdikleri çekirdek çiftlerinde seviye diyagramlarının simetrik özellikler sergilediğini göstermiştir [2]. Parçacık-boşluk simetrisine sahip çekirdekler üzerine gerçekleştirilen çalışmaların büyük bir kısmı, deneysel verilerin kısıtlılığı nedeniyle düşük enerji bölgesindeki yrast bant ile sınırlı kalmıştır. Literatür tarandığında, parçacık-boşluk simetrisine sahip psödo-ayna çekirdeklere ilişkin manyetik makas modu ve spin-flip geçişlerinin davranış biçimlerinin sistematik olarak henüz incelenmediği anlaşılmaktadır. Bu bağlamda, $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$, $^{168}\text{Yb}-^{160}\text{Dy}$, $^{160}\text{Er}-^{168}\text{Hf}$, $^{166}\text{Hf}-^{162}\text{Yb}$ ve $^{166}\text{Er}-^{162}\text{Dy}$ gibi çekirdek çiftleri; nötron ve proton sayıları bakımından orta kabuk (mid-shell) bölgesinde yer almakta olup, deformasyonun nötron veya proton sayısına bağlı olarak maksimuma ulaştığı bölgelerde konumlanmaktadır. Söz konusu psödo-ayna çekirdek çiftleri üzerinde yürütülecek sistematik M1 geçiş analizlerinin, kolektif rezonansların parçacık-boşluk simetrisi bağlamında nasıl evrildiğini ortaya koyması beklenmekte ve bu yönüyle mevcut literatürdeki önemli bir boşluğu dolduracağı öngörülmektedir. Bu bağlamda, $150 < A < 170$ kütle aralığında yer alan çift-çift psödo-ayna çekirdek çiftlerinin incelenmesi, çekirdek yapısında spin ve yörüngesel bileşenlerin ayrıştırılması açısından oldukça elverişli bir araştırma alanı sunmaktadır. Bu çekirdekler, benzer deformasyon parametrelerine ve benzer parçacık-boşluk simetrilerine sahip olmaları nedeniyle, M1 rezonanslarının sistematik karşılaştırılması için uygun sistemlerdir [2].

1.4. Hipotez

Bu çalışmada, $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$, $^{168}\text{Yb}-^{160}\text{Dy}$, $^{160}\text{Er}-^{168}\text{Hf}$, $^{166}\text{Hf}-^{162}\text{Yb}$ ve $^{166}\text{Er}-^{162}\text{Dy}$ PMN çiftlerinin manyetik dipol uyarılmaların temel fenomenlerinden olan orbital, spin

ve toplam manyetik dipol indirgenmiş geçiş olasılıkları $B(M1\uparrow)$, güç fonksiyonları, tesir kesitleri, nötron-proton (np) seviye yapıları, radyasyon kalınlıklarının araştırılması ve karşılaştırılması amaçlanmıştır. PMN çekirdek çiftlerinin düşük enerjilerde seviye şemalarında dejenere yapı olduğu bilinmektedir. Bu çekirdeklerin $B(E2;2^+ \rightarrow 0^+)$, $E(2^+)$ ve $E(4^+)/E(2^+)$ değerleri benzerlik göstermektedir. Kuadrupol geçişlerin $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+)$ geçiş olasılıkları ile M1 uyarılmalarının düşük enerji bölgesinde bulunan makas modun orbital karakterli geçişlerinin $B(M1;0^+ \rightarrow 1^+)$ geçiş olasılıkları dağılımlarının benzer trendi izlediği bilinmektedir [59]. Buradan hareketle bu çalışmanın hipotezi: “*150 < A < 170 bölgesinde yer alan, çift-çift, deforme, parçacık-boşluk simetrisine sahip, ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy çekirdeklerinin özelinde, düşük enerjili elektrik kuadrupol geçişlerinde görülen dejenere yapının, daha üst enerjilerde görülen M1 geçişlerinde, yukarıda verilen fenomenler bağlamında görülebileceği*” durumunun incelenmesidir. Çalışmada, parçacık-boşluk simetrisi ve nükleer deformasyonun etkileri göz önünde bulundurularak PMN çiftlerinin M1 geçişlerinin araştırılmasıyla sistematik davranış ve dejenere yapının sınırları ortaya çıkartılmıştır.

Yukarıdaki hipotezin cevaplanması için, elde edilen sonuçlarla, manyetik dipol uyarılma spektrumunun, düşük enerji bölgesindeki (2-4 MeV) $B(M1\uparrow)$ geçiş güçlerinin yapısı ve parçalanması ile, deformasyona karşı oldukça hassas olan yörüngesel manyetik dipol uyarılmalarının (makas modu), PMN simetrisi ile ilişkisi ağırlıklı olarak yansıtılmıştır. Bununla birlikte aynı ilişki, spektrumun 4-15 MeV’lik daha yüksek uyarılma enerji aralığında, M1 kuvvetinin baskın olarak ortaya çıkan spin-flip bileşeni içinde ortaya konulmuştur. Araştırmada ayrıca, deforme çekirdekler için RI-QRPA yöntemi kullanılarak, çekirdek deformasyonuna bağlı olarak ortaya çıkan K modunun manyetik dipol spektrumları üzerindeki etkileri incelenmiş; bu kapsamda spektrumda gözlenen piklerin enerji merkezleri, toplam geçiş güçleri ve parçalanma özellikleri teorik olarak öngörülmüştür. Tahminler, çekirdeklerde deformasyon etkisi ile meydana gelen $K=0$ ve $K=\pm 1$ bantları arasındaki ayırım ile makas modunda $K=1$ ’in, spin-flip modunda hem $K=0$ hem de $K=1$ bileşenlerinin ortaya çıktığı gösterilmiştir. İlk defa, deforme olmuş, orta kabukta yer alan PMN çiftlerinde hem yörünge hem de spin-flip M1 rezonanslarının RI-QRPA yaklaşımı kullanılarak kapsamlı bir haritalaması yapılmıştır

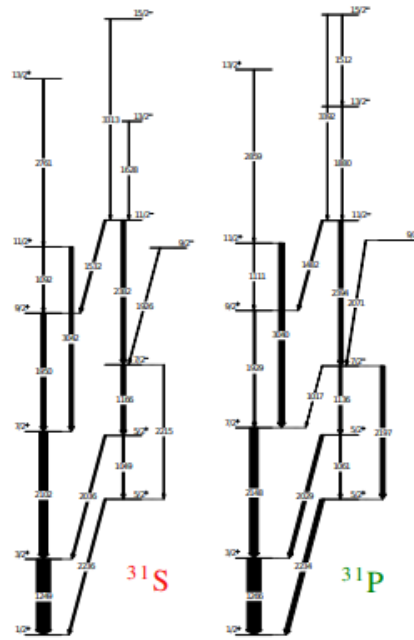


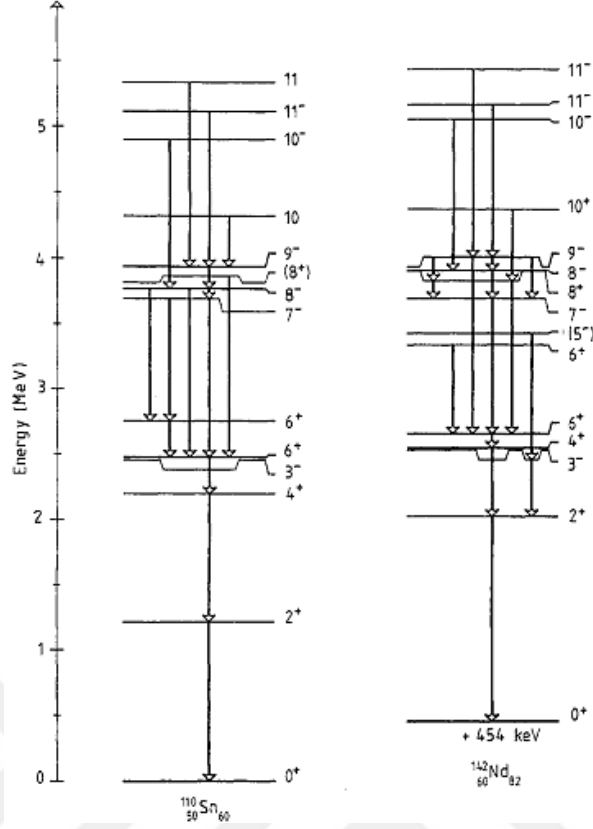
2. PSÖDO-AYNA ÇEKİRDEKLER

Atom çekirdeği, uygulamalı kuantum mekaniğinde, karmaşık birçok cisim problemi olarak kabul edilir. 1911 yılında Manchester Üniversitesi'nde Ernest Rutherford tarafından yapılan alfa parçacıklarının altın tabakalara gönderilmesi deneyleri, atom çekirdeğinin keşfedilmesine yol açmıştır [60]. Atom çekirdeği, birçok parçacığın bir araya geldiği, karmaşık birçok cisim sistemi olarak tanımlanabilir ve çekirdek fiziğinde bu sistemin davranışlarını anlamak için teorik modeller geliştirilmiştir. Atom çekirdekleri, proton ve nötronlardan oluşur ve bu parçacıklar arasındaki güçlü etkileşimler, çekirdeğin yapısal özelliklerini belirler [61]. Rutherford'un 1911'deki keşfi, atom çekirdeğinin varlığını kanıtlamış ve bu keşif, çekirdek yapısının anlaşılması için yeni yollar açmıştır. Bu deney, atom çekirdeğinin simetrilerini inceleyen araştırmaların temelini atmıştır. Heisenberg'in izospin kavramı, nötron ve protonların bir nükleonun farklı durumları olduğunu belirterek çekirdek yapısının daha basit modellerine olanak sağlamıştır [10]. Buna göre, nötron ve proton yük bakımından farklı, ancak davranışlarda esasen aynı özelliklere sahiptir. Bu fermiyonlar arasındaki etkileşim büyük ölçüde yükten bağımsızdır ve çekirdeklerde çarpıcı simetrilere neden olmaktadır. Nötron-proton arasındaki bu değişmezlik Wigner'in izotopik spin ya da izospin kavramıyla ifade edilmiştir [62]. Benzer şekilde, Federman ve Pittel tarafından yapılan çalışmada [63], çekirdek yapısının anlaşılmasında simetrilerin ve spin kuantum sayılarının rolü incelenmiş ve bu büyüklüklerin çekirdeksel özellikler üzerindeki belirleyici etkileri ortaya konmuştur. Bu simetriler, enerji seviyelerindeki farklılıkları ve protonlar ile nötronlar arasındaki etkileşimleri anlamak için gereklidir. Enerji seviyelerinde dejenerasyonlara neden olabilirler, bu da aynı enerji seviyesindeki farklı çekirdeklerin proton ve nötron sayılarına göre çeşitli özellikler sergilemelerine neden olabilmektedir.

İzospin simetrisi, nötron ve proton sayılarının eşit olduğu çekirdeklerde belirgindir ve genellikle $N=Z$ çizgisi ile ilişkilidir. Bu simetri, çekirdeklerdeki enerji seviyelerinin düzenliliği üzerinde önemli bir etkiye sahiptir. Bu bağlamda ayna çekirdekleri, güçlü nükleer etkileşim şeması altında proton ve nötron adlı farklı nükleon durumlarının davranışını araştırmak için benzersiz bir laboratuvar olmuştur. Çapraz olarak eşit

sayıda proton ve nötrona sahip olan ayna çekirdeklerin incelenmesi, çekirdeklerdeki temel simetrilerin anlaşılması açısından önemli olanaklar sunmakta; aynı zamanda Coulomb etkilerinin nükleer yapı üzerindeki rolünü test etmek için de uygun bir çerçeve sağlamaktadır. Ayna çekirdeklerin yapısal karşılaştırmaları, nükleer kuvvetlerin yük simetrisi ile izospin simetrisine ilişkin önemli bilgiler sunar. Bu duruma örnek olarak çekirdek çiftinin seviye şemalarının karşılaştırılması verilebilir (Şekil 2.1).





Şekil 2.2. Valans ayna çekirdek çiftinin seviye şemalarının karşılaştırılması [67].

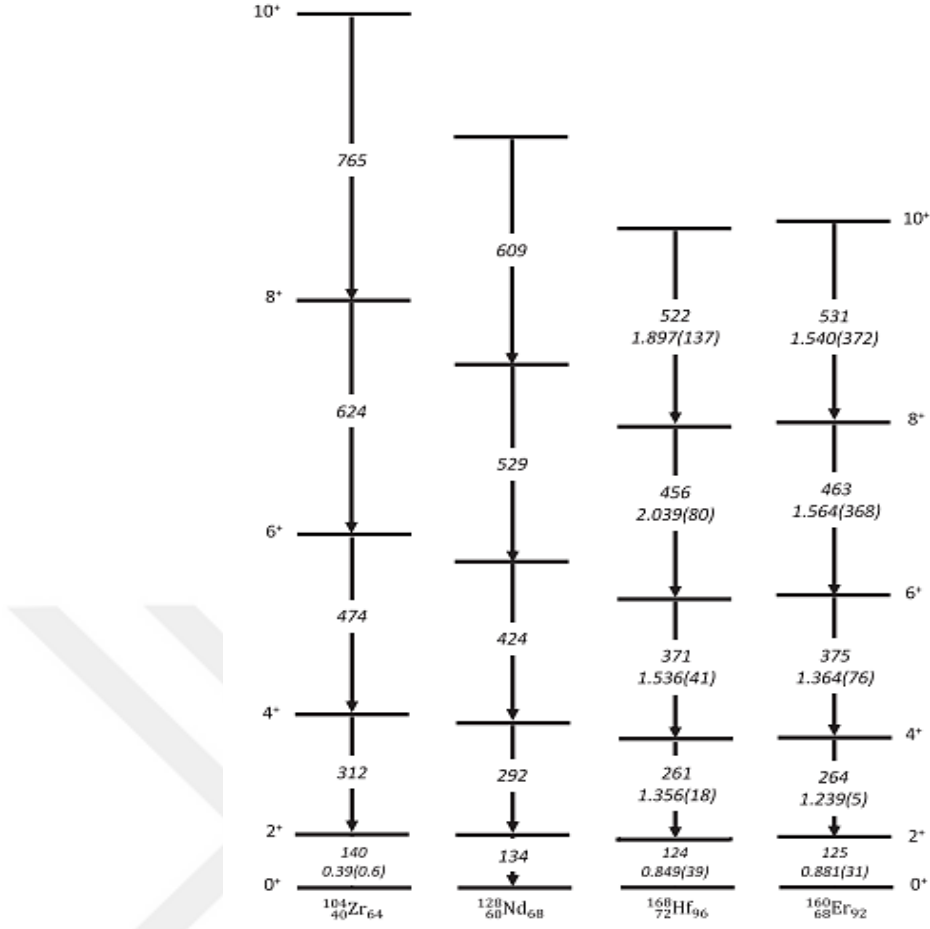
Bu tür çekirdeklerde, karşılıklı aynı spin kuantum sayısına sahip seviyeler arasındaki küçük enerji farklılıkları, çekirdeğin ekstra protonundan kaynaklanan ekstra Coulomb itme etkisinden kaynaklanmaktadır.

İzospin simetrisini açıklamada kullanılan bir diğer yapı psödo-ayna çekirdeklerdir. Son yıllarda yapılan araştırmalar, izospin etkilerinin psödo-ayna çekirdeklerinde önemli bir rol oynadığını ve bu çekirdeklerdeki uyarılmış durumların simetrik özelliklerinin analizinin büyük önem taşıdığını göstermektedir. Bu durum, izospin simetrisi çerçevesinde nükleer seviyelerdeki enerji düzeylerinin belirli bir düzene girmesine yol açmaktadır [68]. Psödo ayna çekirdekleri kavramı, başlangıçta Moscrop ve arkadaşları tarafından Mo, Zr, Ce ve Nd elementleri için önerilmiştir [2]. Bu kavram, $N\pi N\nu$ çarpımına dayanmaktadır; burada “ $N\pi$ =proton parçacık (ya da boşluk) sayısı/2” olarak ifade edilen değerlik protonlarının (veya proton boşluğunun) yarısını, $N\nu$ ise en yakın kapalı kabukta yer alan “nötron parçacık (ya da boşluk) sayısı/2” olarak gösterilen değerlik nötronlarının (veya nötron boşluk) sayısının yarısını temsil eder. Bu yaklaşım, alt kabuk kapanmalarını dikkate alarak nükleer yapının simetrilerini kanıtlamaktadır [3]. Psödo-ayna çekirdeklerinde bulunan $N\pi \times N\nu = N\pi N\nu$

arpımı, çekirdek yapısındaki simetrileri açıklamak için kullanılan temel bir modeldir. Burada, $N\pi$ protonların değerlik kabuklarındaki sayısını, $N\nu$ ise nötronların değerlik kabuklarındaki sayısını temsil eder. $N_p N_n$, entegre nötron-proton etkileşiminin bir ölüsü olarak tanımlanır. Nötron-proton veya ilgili parçacık-boşluk (hol) simetrisi, nötron ve protonlarla ilgili boşlukların bir nükleonun farklı durumlarına sahip olduğunu belirten izospin kavramından kaynaklanmaktadır. İzospin simetrisinin bu deneysel yansıması, çekirdeklerdeki yapı dzenliliklerinde kendini göstermektedir.

Parçacık-hol simetrisinden elde edilen N_p ve N_n sayıları göz önünde bulundurulduğunda, çekirdekler psödo (sanki) ayna çekirdeği olarak eşleştirilir ($N_p N_n = 4N\pi N\nu$). Bu parçacık boşluğu simetrisi, ayna çekirdeklerinde dejeneratif nükleer seviyelerin ortaya çıkmasına yol açar. $N_p N_n$ şeması, Federman ve Pittel tarafından tanıtılmış olup, sonrasında Casten tarafından yaygın olarak kullanılmaya başlanmıştır [63]. $N_p N_n$ şeması, çekirdek fiziksel araştırmalarında özellikle simetrik çekirdek yapılarını anlamada önemli bir araçtır. Bu şema, çekirdeklerdeki proton ve nötronların düzenlenmesini incelemek için kullanılır. Bu şema, çekirdeklerdeki parçacık-hol simetrisinin ve ayna çekirdeklerinin davranışlarını daha iyi anlamamıza yardımcı olur [1].

$N\pi N\nu=35$ olan PMN dörtlüsü olarak eşleşen ^{104}Zr , ^{128}Nd , ^{168}Hf ve ^{160}Er çekirdeklerinin seviye şemalarının karşılaştırılması Şekil 2.3’de verilmiştir. Şekle göre, farklı kütle bölgelerinde bulunan çift-çift dört çekirdekten, özellikle kütleleri birbirine yakın olanların yrast banttaki ilk uyarılmış seviyelerin enerjileri ve bu seviyeler arasındaki kuadropol geçişlerin temel niceliği olan $B(E2)$ indirgenmiş olasılıkları arasında anlamlı bir benzerlik bulunduğu görülmektedir.



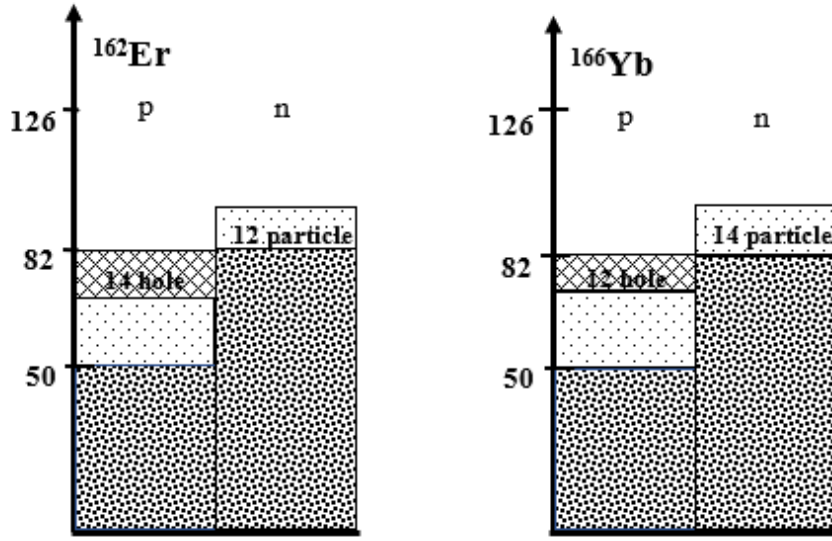
Şekil 2.3. $N\pi N\nu=35$ olan PMN çekirdeklerinin seviye şemalarının karşılaştırılması [65].

Yapılan çalışmalarda farklı kütle bölgelerinde yer alan parçacık-hol simetrisine sahip psödo-ayna çekirdekler için $B(E2)$ indirgenmiş geçiş olasılıkları arasında aşağıdaki gibi bir sistematik bulunmuştur [65]:

- $B(E2; L^+ \rightarrow (L-2)^+) / B(E2; L^+ \rightarrow (L-2)^+)$,
- $B(E2; L^+ \rightarrow (L-2)^+) / B(E2; L^+ \rightarrow (L-2)^+)$,
- $B(E2; L^+ \rightarrow (L-2)^+) / B(E2; L^+ \rightarrow (L-2)^+)$.

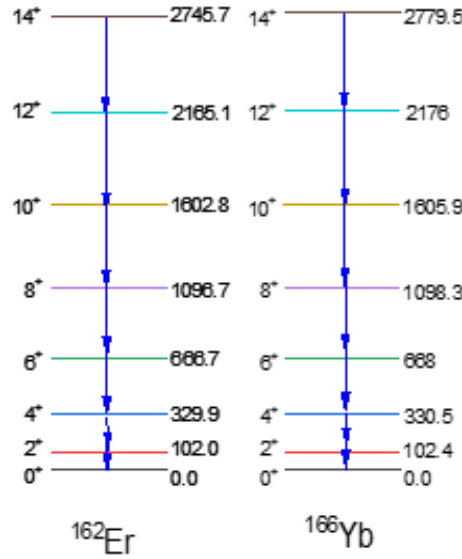
Casten, $N_p N_n$ sayısı bağlamında, çift çekirdeklerin uyarılmış seviyelerinin enerjileri üzerine çalışmalarda bulunmuştur [1, 13, 14]. Bu çalışmalarda, $E(4^+)/E(2^+)$ enerji oranları değerlerinin $N_p N_n$ niceliğinin bir fonksiyonu olarak ele alındığında, sistemin oldukça basitleştiğini göstermiştir. $N_p N_n$ miktarı, en yakın kapalı kabuktan biri olan N_n nötron parçacığı ya da boşluğu ile N_p proton parçacığı ya da boşluğunun çarpımı ile belirlenir. Kapalı kabuklarda 2,8,20,28,50,82,126 nükleon bulunur. $N_p N_n$ değerleri

bulunurken, parçacık ya da boşluk durumları bu kapalı kabuk ya da orta kabuk değerlerine göre belirlenir (Şekil 2.4).



Şekil 2.4. ^{162}Er - ^{166}Yb PMN çiftinin $N_p N_n$ sayılarının $N=82$ kapalı kabuk sayısına göre gösterimi. Protonlar ve nötronlar için parçacık ve boşluk sayıları 82'deki en yakın kapalı kabuk sayısından türetilir [4].

^{162}Er - ^{166}Yb PMN çiftinin $N_p N_n$ sayıları 82 sihirli kapalı kabuk sayısına göre sayılır. Buna göre ^{162}Er 'un 82 'ye göre 14 proton boşluğu, 12 nötron parçacık fazlası bulunmaktadır. Benzer şekilde ^{166}Yb 'un 82'ye göre, 12 proton boşluğu, 14 nötron parçacığı bulunmaktadır. Parçacık ve boşluk simetrisine sahip bu çekirdeklerin $N_p N_n$ sayıları $14 \times 12 = 168$ olarak bulunur ve bu iki çekirdek PMN olarak eşlenirler. Bu çekirdeklerin yrast bant seviye şemaları karşılaştırıldığında (Şekil 2.5) 14^+ seviyesine kadar seviye şemalarının simetrik özellikler sergilediği görülmektedir. Burada $N_p N_n$, farklı kütle bölgelerinden gelen çekirdekler arasında, deneysel olarak gözlemlenen $E(2^+)$, $E(4^+)$ seviyeleri ve $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ geçiş olasılıklarının neredeyse eşit olmasını sağlayan entegre n-p etkileşiminin sayısal ifadesi olarak değerlendirilmektedir.



Şekil 2.5. ^{162}Er - ^{166}Yb PMN çiftinin yrast bant seviye şemalarının karşılaştırılması [69].

Sonuç olarak, $N_p N_n$ şeması, çekirdeklerin enerji seviyelerindeki sistematik davranışları açıklamada ve farklı kütle bölgelerindeki çekirdeklerin benzerliklerini ortaya koymada değerli bir araçtır. Böylece, entegre nötron-proton etkileşiminin miktarı, çekirdeklerin yapısal özellikleri ve dinamikleri üzerinde belirleyici bir etkiye sahip olmaktadır [1, 2].

PMN'lerin seviye şemalarının düşük enerji seviyelerinde görülen bu benzer yapı daha yüksek enerjili manyetik dipol $B(M1; 1^+ \rightarrow 0^+)$ geçişlerinde de bulunmakta mıdır? Bunun yanında, orbital ve spin karakterli manyetik dipol geçişlerde PMN olarak eşleşen çekirdekler için hesaplanan özellikler açısından benzerlik bulunmakta mıdır? Soruları bu çalışmanın motivasyonu olmuştur. Bu çalışmada, PMN'lerin manyetik dipol uyarılmaları makas-mod ve spin-flip uyarılmaları da içine alan geniş bir enerji aralığında (15 MeV'e kadar) araştırılmış ve karşılaştırılmıştır.

Psödo-ayna çekirdeklerdeki M1 uyarılmalarının incelenmesi, temel izospin simetrisi varsayımlarını aşan nükleer etkileşimlerin anlaşılmasına yönelik derinlemesine bilgiler sağlaması bakımından büyük öneme sahiptir. Çalışmadan elde edilen sonuçların yakın gelecekte gerçekleştirilecek, gün geçtikçe daha hassas ölçümler yapılacak deneyler için öngörü oluşturabilecektir [70]. Bu tür deneyler, teorik modellerin öngörleriyle karşılaştırılarak, özellikle izospin simetri varsayımlarının ötesinde yer alan etkileşimlerin karakterizasyonunu mümkün kılacaktır. Psödo ayna çekirdek çiftlerinin tanımlanması, farklı nükleer fenomenler açısından özelliklerinin

belirlenmesi, nükleer yapının temelinde yatan simetriler hakkında değerli bilgiler sunmakta ve farklı kütle bölgelerinde atom çekirdeğinin özelliklerini belirlemede nötron-proton etkileşimlerinin önemini vurgulamaktadır.



3. MANYETİK DİPOL UYARILMALAR

Atom çekirdeği içindeki nükleonların doğal hareketleri sonucu oluşan yörünge ve spin manyetizması, çekirdek dinamiklerinin temelini oluşturur. Nükleonlar arasındaki etkileşimler kesin olarak farklı kolektif modların ortaya çıkmasına neden olur. Çekirdek yapısının incelenmesi, elektrik ve manyetik dipol gibi kolektif uyarılmaların analizi yoluyla, çekirdeğin dinamik özelliklerinin ve yapısal düzenlenmelerinin anlaşılmasında merkezi bir rol oynamaktadır. Bu kolektif uyarılmalar arasında, düşük enerjilerdeki elektromanyetik geçişlerle uyarılabilen ve literatürde geniş ölçüde tanınan manyetik dipol (M1) uyarılmaları en dikkat çekenlerden biridir.

Dipol uyarılmaları, spin ve paritesine göre iki ana kategoriye ayrılırlar:

Elektrik dipol uyarılmalar (E1): 2-25 MeV enerji aralığında gözlemlenmekte olup, genellikle düşük enerjili çekirdek uyarılmalarıyla ilişkilendirilmektedir [71]. E1 geçişleri, çekirdeğin elektriksel dağılımının ve kütle dağılımının anlaşılmasına katkı sağlar; bu da çekirdek modellerinin geliştirilmesinde kritik öneme sahiptir.

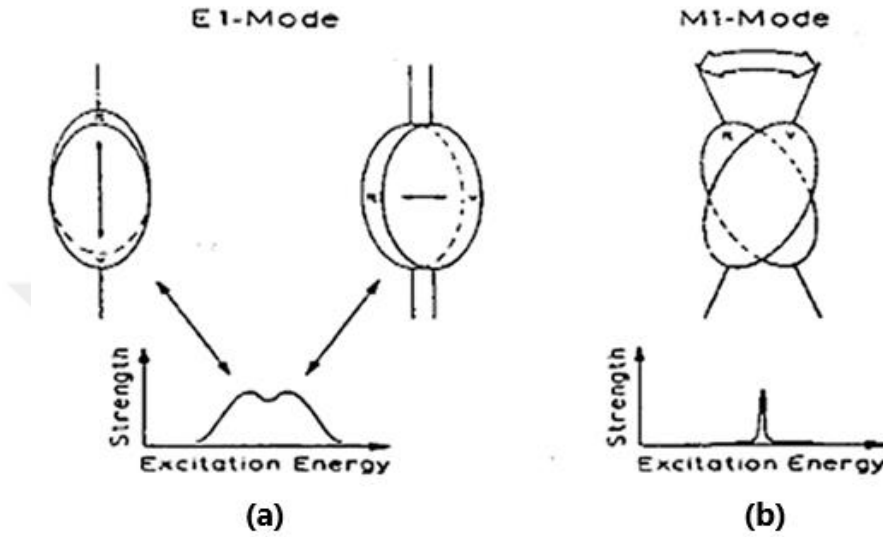
Manyetik dipol uyarılmalar (M1): M1 geçişleri ise 2-15 MeV enerji bandında ortaya çıkmaktadır, çekirdeğin manyetik momenti ile spin-izospin dinamikleri hakkında bilgi sunmaktadır.

Nükleer kolektif uyarılmalar, enerji seviyelerine göre sınıflandırıldığında çeşitli karakteristik rezonans modları ile temsil edilirler. Bu bağlamda, manyetik ve elektrik dipol modları aşağıdaki enerji bölgelerinde gözlemlenmektedir:

- (M1) Makas Modu (Scissors Mode, SM): 1-4 MeV
- (E1) Taban durumundaki elektriksel Dipol Modu (Low-Lying, LL): 1-4/5 MeV
- (M1) Spin-Flip Manyetik Dipol Modu (SF): 5-15 MeV
- (E1) Pigme Dipol Rezonansı (Pygmy Dipole Resonance, PDR): 4/5-8/9 MeV
- (E1) Dev Dipol Rezonansı (Giant Dipole Resonance, GDR): 8/9-25 MeV

Deforme çekirdeklerde manyetik dipol uyarılmaların düşük enerji bölgesindeki kolu olan makas modu uyarılmalarının keşfi, son kırk yılda nükleer fizikteki en dikkate değer gelişmelerden biridir. Bu uyarılmalar, "makas modu" olarak adlandırılmaktadır;

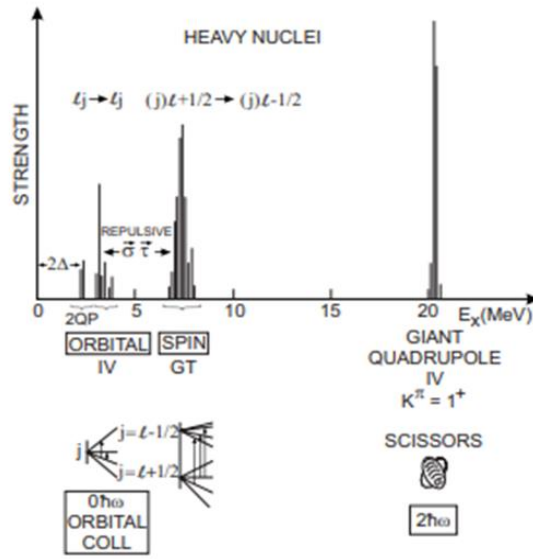
Çünkü deforme çekirdeklerdeki nötron ve proton sistemlerinin, Şekil 3.1(b)'de gösterildiği gibi, ortak bir eksen etrafında ve birbirlerine zıt yönlerde hareket eden makasın iki kolu gibi davrandıkları varsayılmaktadır. Öte yandan, nötron ve proton yoğunluklarının kütle merkezlerinin birbirine karşı gerçekleştirdiği grelil titreşim hareketleri ise, elektrik dipol geiŐileri olarak tanımlanmaktadır (Şekil 3.1(a)).



Şekil 3.1. Atomik çekirdeğin (a) elektrik ve (b) manyetik dipol uyarılmalarının genel gösterimi [22, 27].

Deforme olmuş çekirdeklerde, elektromanyetik ve hadronik problemler kullanılarak yapılan gözlemler, protonlar ve nötronlar arasında, kk açılı ve faz dışı salınımlardan oluşan makas benzeri bir hareketin varlığını ortaya koymaktadır [24]. Bu tür kolektif modların oluşumu, esasen proton ve nötron gruplarının birbirlerine karşı koherent ancak faz dışı hareketlerine dayandırılmakta olup, nükleer yapının kolektif özelliklerine dair önemli ipuçları sunmaktadır. Hem küresel hem de küresel olmayan çekirdeklerde gözlemlenen dŐuk enerĐili kolektif uyarılmalardır, ilk olarak 1952 yılında Bohr tarafından geliştirilen kolektif model çerçevesinde açıklanmıştır. Bununla birlikte, 1970'lerin ikinci yarısında, Hilton 1976 konferanslarda, deforme olmuş çekirdeklerde dönme akıŐıyla ilişkili kolektif bir modun yörünge manyetik-dipol rezonansı varlığını gösteren eleŐtirel görüŐler sundu [72]. Lo Iudice ve Palumbo'nun 1979 yılında iki rotor modelinden (TRM) türetilen yörünge M1 gücünün tahmini, Dieperink tarafından 1983'te tanıtılan etkileşimli bozon modeli (IBM-2) aracılığıyla doğrulama aldı [22, 73]. Bu, önemli bulgularla sonuçlanan bir dizi deneysel araŐtırmaya yol açtı. Özellikle, 1983'te araştırmacılar, yüksek znrlkl

elastik olmayan elektron saçılımı kullanarak ^{156}Gd 'de düşük enerjili bir manyetik dipol durumu tespit ettiler [31]. Bu önemli keşfin ardından yapılan ölçümler küresel olmayan çekirdekleri de kapsayacak şekilde genişletilmiştir [24, 74]. Ayrıca, rezonans floresans deneyleri aracılığıyla ilave deneysel veriler elde edilmiştir [75-77]. Özellikle, elastik olmayan proton saçılma çalışmaları [44, 48] bu M1 modlarının yörünge doğasını doğrulamıştır. Bu modlar aktinitlerde ve daha hafif çekirdeklerde tespit edilmiştir ve tek çekirdeklerde tanımlama potansiyeli vardır [78, 79]. Bu deneysel araştırmaların sonuçları çeşitli gözden geçirme (review) makalelerinde kapsamlı bir şekilde özetlenmiştir [27, 80].



Şekil 3.2. Çift-çift ağır çekirdeklerde manyetik dipol gücü dağılımı [42].

Nispeten düşük enerjilerde ($0\hbar\omega$) elektromanyetik problemler aracılığıyla uyarılan manyetik dipol (M1) modları, nükleer yapının kolektif özelliklerinin anlaşılmasında önemli fenomenlerden biri olarak öne çıkmaktadır. Buna karşılık, daha yüksek uyarılma enerjilerinde ortaya çıkan kolektif nükleonik etkiler, yalnızca spin-flip karakterli kolektif modların oluşumunu desteklemekle kalmaz; aynı zamanda, henüz deneysel olarak doğrudan gözlemlenememiş olan ve $2\hbar\omega$ uyarım bölgelerine karşılık gelen daha yüksek enerjili gerçek kolektif dipol modlarının varlığına da teorik olarak işaret etmektedir [42].

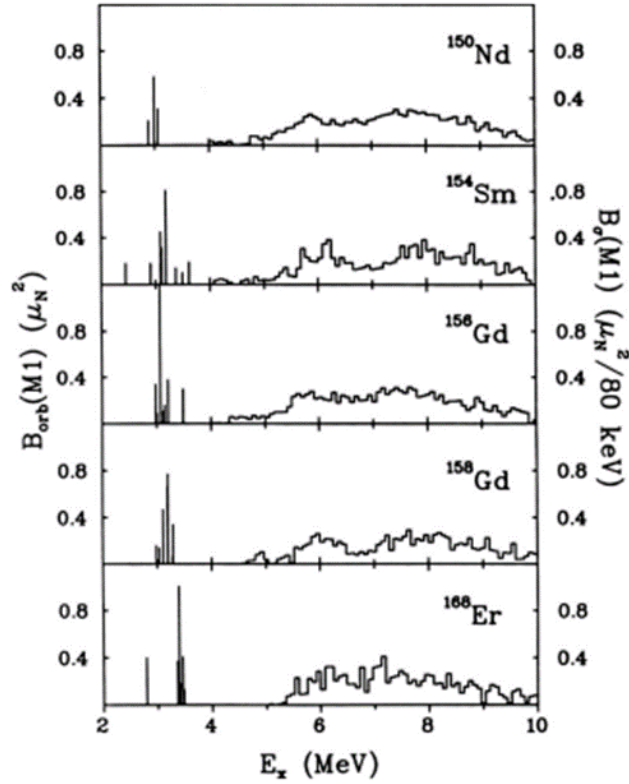
Manyetik dipol uyarılmalar deneysel olarak yoğun bir şekilde araştırılmıştır. TRM tarafından tahmin edilen 1^+ durumunun özelliklerine sahip seviyeler, Richter grubu tarafından ^{156}Gd 'de yapılan yüksek çözünürlüklü (e,e) bir deneyde keşfedilmiştir [27].

M1 uyarımı, enine manyetik geçişlerin baskın olduğu (e,e') saçılması yöntemiyle deneysel olarak tespit edilmiştir. Bu durumun deneysel form faktörü, momentum transferi q'nun yüksek değerlerine kadar TRM ile yakın bir uyum içindedir. Yüksek q'lardaki tutarsızlık, TRM'de bulunmayan spin katkılarına atfedilmiştir [27, 31]. Kısa bir süre sonra, güçlü şekilde uyarılmış durum (γ, γ') deneylerinde doğrulanmıştır [75]. Bu reaksiyonlarda, $I^\pi=1^+$ durumunun temel durum bandındaki $I^\pi=2^+$ seviyesine bozunduğu da gözlemlenmiştir. Bu bozunma, K değerinin Alaga kuralı kullanılarak belirlenmesine imkân tanımıştır [4].

$$R = \frac{B(M1, 1^+ \rightarrow 2^+)}{B(M1, 1^+ \rightarrow 0^+)} = \frac{|\langle 1K\lambda - K | 20 \rangle|^2}{|\langle 1K\lambda - K | 00 \rangle|^2} \quad (3.1)$$

Bu oranda K=1 ise R=0,5, K=0 ise R=2'dir. Deneysel olarak R, K=1 atamasıyla tutarlı bir şekilde yaklaşık 0,5'tir. Daha sonraki esnek olmayan elektron saçılması ve nükleer rezonans floresans (NRF) deneyleri ile, bu modun varlığı farklı çekirdek sistemleri için de doğrulanmıştır [81, 82]. Bu kapsamda, deforme olmuş nadir toprak çekirdekleri, fp-kabuk çekirdekleri [48] ve aktinit çekirdekleri için modun varlığı deneysel olarak tespit edilmiştir [83]. Ancak deneysel çalışmaların çoğu nadir toprak çekirdekleri üzerinde gerçekleştirildi. Aslında (p,p') reaksiyonlarında, küçük açılarda ara enerjili proton saçılması, manyetik dipol durumlarını yalnızca nükleon-nükleon etkileşiminin spin kısmı boyunca uyarır. Elektron saçılmasında gözlemlenen M1 durumlarının (p,p') reaksiyonunda belirgin şekilde uyarılmaması, modun yörüngesel doğası lehine güçlü bir kanıt sağlar. (e,e') ve (γ, γ') deneylerinin birleşik analizi [31], modun toplam gücü $B(M1) \approx 3$ olan belirgin bir tepe etrafında sıkıca paketlenmiş birkaç tepeye parçalandığını göstermiştir. Tek tepelerin doğasını açıklığa kavuşturma girişimleri (t, α) reaksiyonları yoluyla yapılmıştır [84]. Hatta, Sm izotoplarından oluşan bir zincir üzerinde gerçekleştirilen birleşik (e, e') ve (γ, γ') deneyleri, entegre M1 geçiş gücünün deformasyon parametresiyle ikinci dereceden bir bağıntı gösterdiğini ortaya koymuştur [29]. Ayrıca, bu geçiş gücünün en düşük 2^+ durumuna ait E2 geçiş olasılığı ile orantılı olduğu belirlenmiştir [59]. Aynı deformasyon yasasının, Nd izotopları için de geçerli olduğu deneysel olarak doğrulanmıştır. Bazı aktinitler üzerindeki deneyler, bu bölgede de bir yasasına dair kanıt olduğunu göstermiştir [83]. Bu yasa belki de M1 geçişlerinin makas doğasının en iyi tezahürüdür. Bu sistematik çalışma, gama spektroskopisinde kaydedilen büyük ilerleme sayesinde mümkün olmuştur. Gerçekten

de, nükleer rezonans floresans (NRF) deneylerinde saçılan fotonların doğrusal polarizasyonunun ölçülmesi, parite atamasının yapılmasına olanak sağlamıştır [78] ve dolayısıyla M1 geçişlerinin belirsiz olmayan bir şekilde tanımlanmasını sağlamıştır (Şekil 3.3) [83]. Aynı deneylerle, M1 uyarılmalarıyla karışmış E1 geçişlerinin varlığını belirlemiştir.



Şekil 3.3. Elastik olmayan elektron, foton ve proton saçılmasıyla belirlenen birkaç deforme olmuş nadir toprak çekirdeğinin 10 MeV'e kadar olan manyetik dipol tepkisi [27].

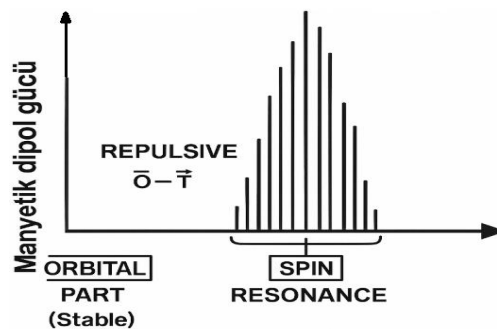
Deneysel sistemler, artık dedeksiyon hassasiyetini oldukça artırarak çok zayıf geçişlerin dahi tespit edilebileceği bir seviyeye ulaşmıştır. Deneysel sistemler, artık dedeksiyon hassasiyetini oldukça artırarak çok zayıf geçişlerin dahi tespit edilebileceği bir seviyeye ulaşmıştır. Bu yüksek hassasiyetli sistemler kullanılarak, öncelikli olarak γ -soft çekirdeklerde makas benzeri manyetik dipol uyarılmalar keşfedilmiştir [85]. Deneysel sonuçların mevcut durumu çeşitli inceleme makalelerinde bulunabilir [60, 80]. Deneysel çalışmalar sonucu ortaya çıkan 2-4 MeV enerji aralığındaki M1 uyarılmalarının belirgin özellikleri şunlardır:

- M1 gücü parçalanmıştır ve nadir toprak çekirdeklerinde $\omega \approx 3$ MeV değerini alan bir enerji merkezi etrafında dağılmıştır.

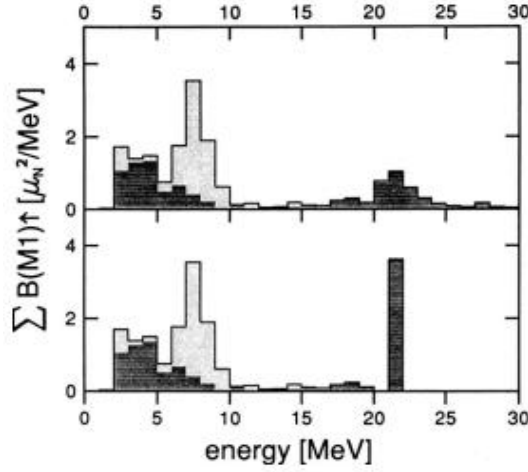
- Deforme olmuş nadir toprak çekirdeklerindeki toplam güç yaklaşık olarak $\Sigma B(M1)=3 \mu_N^2$ dir.
- Geçişlerde esas olarak orbital kısım baskındır.
- İntegre edilmiş M1 gücü, deformasyon parametresine ikinci dereceden bağlıdır ve en düşük 2^+ durumuna E2 geçişinin gücüyle ilişkilidir [42].

Bununla birlikte çalışmalar sonucunda M1 uyarılmaları ile ilgili aşağıdaki özelliklere de ulaşılmıştır:

- M1 uyarılmalarını meydana getiren iki-kuaziparçacık (2qp) uyarılmaları belirli enerjilerde görülmeye başlanmaktadır. Bu enerji, deforme çift çift çekirdekler için yaklaşık 1 MeV civarında olan Δ çiftlenim aralığı değerinin yaklaşık olarak iki katına karşılık gelen 2-2,5 MeV enerji aralığına denk gelmektedir.
- 2–4 MeV enerji aralığındaki manyetik dipol uyarılmalarının düşük enerjili iki kuaziparçacık seviyelerinin spin karakterli güçleri, efektif rezidual nükleon-nükleon etkileşmelerinin itici etkisi nedeniyle, 6-8 MeV enerji bölgesinde toplanmaktadır. Bu itici etki neticesinde bu bölgede 10 MeV'e kadar yayılmış, spin manyetik dipol gücün baskın olduğu bir dağılım gözlemlenmektedir (Şekil 3.4).
- Deforme çekirdeklerin manyetik dipol uyarılma spektrumunun yüksek enerjili yaklaşık 20 MeV civarında kolektif dev izovektör kuadropol titreşimleri elde edilmektedir. Ancak, $K^\pi=1^+$ modunda çıkması beklenen, bu uyarılmaların açık olarak gözlemlenmesi oldukça zordur
- M1 uyarılmalarının spin-flip bölgesindeki toplam geçiş gücü yaklaşık dir [27, 42, 86].



Şekil 3.4. Çift-çift deforme çekirdeklerin manyetik dipol uyarılma spektrumunda orbital ve spin uyarılmaların dağılımı [42].



Şekil 3.5. ^{160}Gd için 1 MeV’lik bölgede gösterilen M1 güç dağılımının tahmini. Koyu çizgili bölge spin gücünü, açık çizgili bölge ise yörünge gücünü temsil eder. Alt kısımda, yalnızca 20 MeV’ye kadar 2qp yapılandırmaları dikkate alınır. Üst kısımda, bu 2qp yapılandırmaları için çok daha yüksek bir enerji kesintisi uygulanır [42].

3.1. Çift Kütle Numaralı Çekirdeklerde Makas Modu.

Makas modu, nükleer fizikte, özellikle çift-çift ve iyi deforme olmuş çekirdeklerde gözlenen, manyetik dipol (M1) karakterli izovektör bir kolektif uyarımdır. Bu mod, proton ve nötron alt sistemlerinin zıt yönlü, faz dışı dönme hareketleriyle tanımlanır ve adını, iki makas bıçağının birbirine karşı simetrik salınımına benzerliğinden alır. Bu bağlamda, makas hareketi, kolektif çekirdek dinamiğinde protonların ve nötronların küçük açılı orbital salınımlarıyla tanımlanan bir rezonans modunu ifade eder. M1 geçişleri, spin ve parite kuantum sayıları $I^\pi=1^+$ olan dipol uyarılmaları kapsar ve bu geçişler çekirdek içindeki orbital ve spin bileşenli manyetik moment operatörleri ile belirlenir. Makas modu kapsamında, özellikle orbital (yörüngesel) katkılar baskın olup, bu durum modun kolektivitesiyle doğrudan ilişkilidir [24].

Bu mod ilk kez 1984 yılında Darmstadt Grubu tarafından ^{156}Gd çekirdeği üzerinde yapılan elastik olmayan elektron saçılması (e,e') deneyleriyle gözlenmiştir. Yaklaşık 3 MeV civarında yoğunlaşan M1 kuvvetinin, orbital kaynaklı kolektif bir mod olduğu öne sürülmüş ve bu bulgu, çekirdekteki orbital hareketin M1 dağılımındaki rolünü gösteren ilk doğrudan deneysel kanıt olarak değerlendirilmiştir [42]. Makas modunun varlığı, sonrasında yapılan yüksek çözünürlüklü foton saçılması $[(\gamma,\gamma')]$ ve nükleer rezonans floresan (NRF) deneyleriyle, ^{154}Sm , ^{162}Dy , ^{166}Er ve ^{238}U gibi nadir toprak ve aktinit çekirdeklerinde de teyit edilmiştir. Bu deneylerde, tipik olarak 2-4 MeV

aralığında, bir grup 1^+ seviyesine karşılık gelen $B(M1\uparrow)$ geçişlerinin toplandığı gözlenmiştir. Elde edilen geçiş gücünün çekirdek deformasyonu ile ölçeklenmesi, modun kolektif karakterinin deformasyon parametresiyle güçlü korelasyon gösterdiğini ortaya koymuştur.

Ayrıca, $B(M1\uparrow)$ kuvvetinin enerjiye göre parçalanmış yapısı, sadece kolektif makas modunu değil, aynı zamanda daha yüksek enerjilerde ($\sim 6-9$ MeV) ortaya çıkan spin-flip bileşenleri de içermektedir. Bu durum, M1 kuvvet spektrumunun hem orbital hem de spin katkılarıyla oluştuğunu göstermektedir. Bununla birlikte, ^{154}Sm , ^{162}Dy ve ^{166}Er gibi çekirdeklerde yapılan sistematik analizler, makas modunun $A \approx 150-180$ kütle aralığında kararlı bir şekilde gözlemlendiğini ve bu modun deformasyon, kabuk yapısı ve değerlik nükleon sayısı gibi çekirdek yapısı parametrelerine duyarlı olduğunu göstermektedir. Teorik olarak, makas modu; iki rotorlu model, Yarı Parçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA), Etkileşimli Bozon Modeli (IBM), ve zamana bağlı Hartree-Fock-Bogoliubov (TDHFB) gibi çeşitli modellemelerle başarılı bir şekilde açıklanmıştır. Bu modeller, hem enerjinin hem de geçiş olasılıklarının sistematikliğini doğru bir şekilde yeniden üretmekte; ayrıca orbital ve spin bileşenlerin ayrıştırılmasına da imkân vermektedir.

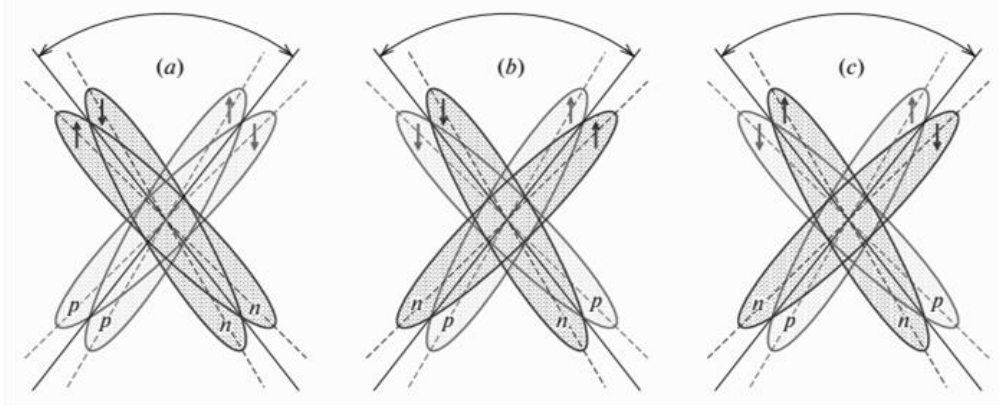
Makas modu, ^{156}Gd , ^{154}Sm , ^{168}Er gibi deforme nadir toprak çekirdeklerinde ve ^{238}U gibi aktinidlerde deneysel olarak gözlenmiştir. Bu mod, tipik olarak 2-4 MeV enerji aralığında ortaya çıkar ve geçiş gücü, çekirdek deformasyonu ile birlikte artış gösterir. Yapılan deneyler, makas modunun nükleer manyetik dipol yanıtın önemli bir bileşeni olduğunu ve spin-yörünge etkileşimleriyle ilişkili kolektif bir uyarım olduğunu doğrulamıştır. (e,e') , (γ,γ') , (p,p') gibi yüksek çözünürlüklü deneysel yöntemlerle, enerji spektrumu, açısal dağılım ve $B(M1\uparrow)$ geçiş olasılıkları ayrıntılı biçimde belirlenmiştir. Özellikle nötronca zengin ve daha yüksek deformasyonlu çekirdeklerde makas modunun belirginliği artmakta, bu da onun yaygınlığını ve evrensel doğasını göstermektedir.

Teorik tarafta, makas modu ilk olarak iki rotorlu ve kolektif model çerçevelerinde, proton ve nötron alt sistemlerinin zıt yönlü salınımı şeklinde tanımlanmıştır. Bu modellemeler, makas modunun temel parametreleri olan toplam $B(M1\uparrow)$ kuvveti ve uyarılma enerjisi sistematikliğini açıklamakta başarılı olmuştur. QRPA ve IBM-1/IBM 2 gibi daha gelişmiş yaklaşımlar, hem küresel hem de deforme çekirdeklerde gözlenen M1 kuvvet spektrumunu, parçalanma yapısını ve spin-yörünge kuplajının katkılarını

kapsayacak şekilde genişletmiştir [44]. Son yıllarda ^{232}Th ve ^{238}U gibi aktinitlerde yapılan (γ, γ') ve proton saçılması deneyleri, hem orbital hem spin-flip bileşenlerin varlığını ortaya koyarak, makas modunun karışık simetri karakteri taşıyabileceğini göstermektedir [87]. Makas modu, başta çift-çift çekirdekler olmak üzere detaylı şekilde incelenmiş, ancak bazı ağır tek çift çekirdeklerde de gözlemlenmiştir [78, 88]. Bu sınırlı dağılım, teorik modellerin deformasyonun dipol uyarılmaları etkisini izotoplar boyunca sistematik biçimde ortaya koymasını zorlaştırmıştır. Öte yandan, şekil geçiş bölgesinde yer alan özellikle ^{158}Dy , ^{160}Dy ve ^{162}Dy izotopları, artan deformasyon seviyeleri nedeniyle elektromanyetik dipol modlarının yapısını incelemek için ideal laboratuvarlar olarak kabul edilir. Bu izotoplar, makas modu gibi orbital M1 uyarılmaları ile pigme dipol rezonansı (PDR) gibi daha karmaşık modların enerji konumları ve B(M1), B(E1) geçiş güçleri açısından karşılaştırmalı analizlere olanak sağlar.

Makas modu, dev dipol rezonansı (GDR) ve cüce dipol rezonansı (PDR) gibi diğer toplu nükleer uyarılmalarla ilişkilendirilir; çünkü bu modlar, deforme çekirdeklerde nükleonların kolektif salınımını yansıtır. Ancak makas modu, çekirdeği oluşturan proton ve nötron alt sistemlerinin birbirine göreceli dönme hareketiyle karakterize olması nedeniyle benzersizdir.

Bu bağlamda, deneysel ve teorik yaklaşımları bütünleştiren yeni nesil çalışmaların, geçiş bölgesindeki dipol uyarılmaların kolektivitesine dair daha kapsamlı bir anlayış sunması beklenmektedir. Gelişmiş gama spektroskopisi, yüksek çözünürlüklü foton demetleri ve modern çok dedektörlü sistemler (ör. AGATA, GRETA) aracılığıyla yapılacak hassas ölçümler, bu modların enerji ve açısal dağılımı ile elektromanyetik karakteristiklerine ilişkin ayrıntılı veriler sağlayacaktır. Teorik açıdan ise, çekirdek deformasyonu, eşleşme korelasyonları ve parçacık-hol (p-h) etkileşimlerinin birleşik etkilerini kapsayan ileri seviye modellere olan ihtiyaç artmaktadır.



Şekil 3.6. Makas hareketinin üç farklı modunu açıkça göstermektedir: (a) spin-skaler izovektör (geleneksel yörünge makası), (b) spin-vektör izoskalar (spin makası) ve (c) spin-vektör izovektörü (spin makası). Oklar, protonları temsil eden “p” ve nötronları temsil eden “n” ile spin çıkıntılarının yönünü açıkça gösterir. Dağılımlar arasındaki küçük açısal varyasyon yalnızca açıklayıcı amaçlıdır; Gerçekte, bu dağılımlar mükemmel bir şekilde örtüşmektedir. Her iki hareket türü de özünde birleştiğinden, izovektör ve izoskalar terimlerinin yaklaşık olduğunu anlamak önemlidir [20].

Deneyisel bulgular, makas modunun karakteristik özelliklerini ortaya koymakla kalmayıp, bu modun yapısal parametrelerle güçlü korelasyonlarını da göstermiştir. Özellikle, ölçülen toplam B(M1) geçiş güçleri ile çekirdeğin taban durumundaki deformasyon parametresi (δ) arasında yaklaşık lineer bir ilişki tespit edilmiştir. Makas modunun manyetik dipol (M1) kuvveti ise çoğunlukla ~ 3 MeV civarında yoğunlaşmakta, ancak bu güç eşleşme boşluğu enerjisi sınırlarına kadar (yaklaşık 4 MeV uyarma enerjisine kadar) önemli ölçüde dağılmaktadır [42, 89].

Teorik ve deneyisel karşılaştırmalar, bu M1 geçişlerinin tamamen kolektif olmaktan sapabildiğine işaret etmekte; dolayısıyla alternatif mekanizmaların etkisi olabileceği öne sürülmektedir. Özellikle 1 MeV altındaki düşük enerjili uyarılmalardır, genellikle az kolektif, daha çok bireysel nükleon hareketleriyle açıklanmakta olup, bu durum yapı-kolektif olmayan (non-collective) modların varlığına işaret etmektedir.

Makas modunun mikroskobik yapısı, zamana bağlı Hartree-Fock-Bogoliubov (TDHFB) yöntemi kullanılarak kapsamlı biçimde incelenmiştir. TDHFB denklemleri, Wigner fonksiyon momentleri (WFM) yaklaşımıyla çözülerek, makas modunun üç iç içe geçmiş bileşene ayrıldığı öngörülmüştür. Geleneksel makas moduna ek olarak, dönme serbestlik derecelerinden kaynaklanan iki ek mod daha ortaya çıkarak, daha düşük enerji aralığında anlamlı M1 geçiş gücü üretir. WFM ve yarı parçacık-fonon

modelleri ile elde edilen nadir toprak ve aktinit çekirdeklerindeki makas rezonans hesaplamaları, deneysel verilerle yüksek uyum göstermektedir [32].

Beklenmedik fakat önemli bir bulgu olarak, üçüncü tip bir manyetik makas modu tanımlanmıştır. Üç makas durumunun varlığı, dört farklı parçacık türü (spin-up ve spin-down protonlar ve nötronlar) çiftler halinde üç farklı kombinasyon oluşturabilmesiyle açıklanabilir. Bu konfigürasyonlar şunlardır: (1) karşılık gelen nötronlara karşı salınan spin-up ve spin-down protonlar (klasik makas modu), (2) spin-up protonlar ve spin-down protonların karşısında birlikte salınan nötronlar, (3) spin-up protonların spin-down nötronlara karşı salındığı durumdur [90].

Makas modunun tam kolektif bir uyarım olarak tanımlanması zorluklarla karşılaşmıştır. İlk mikroskobik rastgele faz yaklaşımı (RPA) hesaplamaları, belirgin kolektif durumlar üretememiş, sonraki çalışmalar ise sınırlı kolektivite artışı göstermiştir [63, 87]. Bu durum, makas modunun çoğunlukla tek parçacıklı proton ve nötron yarı parçacık çiftlerinin süperpozisyonundan oluştuğunu ve B(M1) güçlerinin tek parçacıklı sınırlar içinde kaldığını göstermektedir [91, 92].

Gelecek araştırmalar, düşük enerjili uyarılmaların sadece kolektif değil, aynı zamanda lokalize ve karmaşık nükleon hareketlerini içerebileceğini dikkate almalıdır. Bu, çekirdek yapısının daha ayrıntılı modellenmesi açısından kritik öneme sahiptir. Deneysel veriler, makas modunun zayıf kolektif özelliklerini destekleyerek modelleme ve deneysel çalışmaların derinleştirilmesi gerekliliğini ortaya koymaktadır [93].

Bu çerçevede, M1 geçişleri, çekirdek içi kolektif ve tekil uyarılmaların ayrıştırılmasında temel bir araçtır. Özellikle izovektör spin-flip M1 yanıtı, spin-yörünge etkileşimleri ve tek parçacıklı kabuk yapısına dair önemli bilgiler sunar [20, 27, 39, 42, 94, 95]. Yörüngesel makas moduna karşılık gelen düşük enerjili 1^+ durumları ise, Fermi yüzeyine yakın aynı kabuklarında yer alan kuaziparçacık konfigürasyonları arasında gerçekleşen $\Delta K=1$ geçişleriyle ilişkilidir [96, 97].

3.2. Çift Kütle Numaralı Çekirdeklerde Spin-Flip Modu

Nükleer yapılarda gözlenen spin-flip geçişleri, tekil nükleonların farklı spin durumları arasındaki dönüşümleriyle kolektif davranışın belirgin bir göstergesidir. Bu modlar, spin-izospin etkileşimleri bağlamında nükleer kuvvetlerin iç dengesini yansıttıkları

için güncel yapısal çalışmaların odağında yer alır. Yüksek uyarılma enerjilerinde ise, spin-flip karakterli kolektif modların yanı sıra henüz deneysel olarak doğrulanmamış $2\hbar\omega$ düzeyindeki yüksek dereceli dipol modların varlığı da teorik olarak öngörülmektedir [42]. Öte yandan, psödo makas modu olarak adlandırılan kolektif geçişlere dair son yıllarda artan deneysel bulgular, özellikle Indiana niversitesi'nde yrtlen hassas $0^+ \rightarrow 1^+$ spin-flip geçiş ölçümleriyle desteklenmiştir. Bu veriler, spin-flip modlarının mikroskobik doğasının aydınlatılmasına ve nükleer manyetik yapının daha kapsamlı biçimde anlaşılmasına katkı sağlamaktadır.

Spin-flip ve izospin-flip geçişlerinin araştırılması, Bohle ve arkadaşlarının tamamen orbital karakterli makas modunu keşfetmesiyle yeni bir ivme kazanmıştır [19]. Bu modda spin-flip bileşeni bulunmamakla birlikte, foton ve elektron saçılma deneylerinin birlikte değerlendirilmesi, M1 modlarının araştırılmasında etkili bir yöntem sunmaktadır [19, 98].

Spin-flip modları ise, özellikle spin-yörünge partnerleri arasında gerçekleşen tek parçacıklı M1 geçişlerinin kolektif hle gelmesiyle oluşur ve çekirdek içi spin-izospin korelasyonlarının doğrudan göstergesidir. Bu rezonanslar, ^{156}Gd , ^{154}Sm , ^{162}Gd , ^{208}Pb ve ^{238}U gibi çift-çift çekirdeklerde hem deneysel hem kuramsal olarak sistematik biçimde incelenmiştir. Küresel çekirdeklerde daha dar enerji aralığına sıkışan 1^+ durumları, deforme çekirdeklerde 7-10 MeV bandında geniş enerji dağılımları göstermektedir.

Küçük açılı (p, p') saçılması, etiketli foton saçılması ve (γ, n) reaksiyonları gibi yöntemlerle yapılan deneyler, özellikle ^{154}Sm ve ^{162}Gd çekirdeklerinde spin-flip modlarının karakterizasyonunda önemli rol oynamıştır [35]. Bu çekirdeklerde gözlemlenen 1^+ geçişlerinin kolektivitesi QRPA ve relativistik ortalama alan modelleriyle tutarlı olup, izovektör spin-spin etkileşimleriyle şekillendiği grlmştir.

M1 geçişleri, izospin karışımı ve bölünmesi gibi temel nükleer süreçleri anlamada kritik bilgiler sunar [99]. Ancak deneysel olarak M1 geçişlerinin araştırılması, E1 ve E2 geçişlerinin baskınlığı nedeniyle önemli zorluklar taşır [100]. Bu zorluklara rağmen, M1 tepkisinin çekirdek yapısına dair sağladığı bilgiler, özellikle spin ve izospin dinamiklerini ortaya koyması açısından vazgeçilmezdir [101-103].

Manyetik dipol (M1) geçişleri hem izovektör hem de spin karakter taşıyarak, spin-flip modların sistematik olarak analizinde temel araçlardan biri hâline gelmiştir [99, 104]. Bu geçişler, izospin karışımı, spin-seçim kuralları ve kolektif davranışın sınırları hakkında önemli bilgiler sağlamaktadır.

QRPA modeli, hem makas modu hem de spin-flip rezonanslarının enerji konumlarını ve B(M1) dağılımını güvenilir şekilde tahmin ederek, teorik ve deneysel veriler arasında yüksek derecede uyum sağlamaktadır. Özellikle $K^\pi=1^+$ durumları altında, spin-yörünge karakterli düşük enerjili mod ve spin-titreşim doğal yüksek enerjili mod olmak üzere iki bileşenin ayrımı mümkündür. Bu ayrım, spin-kolektivitenin çekirdek deformasyonu ile nasıl evrildiğini ortaya koyar. Öte yandan, spin-flip karakterli yüksek enerjili M1 rezonansları ise 7-9 MeV enerji aralığında gözlemlenir ve bu uyarılmalar daha çok spin-yörünge geçişlerinden kaynaklanır. Son deneysel çalışmalar, 1 MeV ve 7 MeV civarında belirgin iki tepe gösteren geniş bir M1 rezonans bandının varlığını doğrulamıştır. Bu rezonansların kuvveti, maksimumda yaklaşık $44 \times A^{-1/3}$ MeV'ye kadar ulaşabilir [93].

Spin-flip rezonanslarının dikkat çeken yönlerinden biri, yüksek enerjili M1 kuvvet fonksiyonunun güçlü parçalanma yapısı sergilemesi ve deformasyondan büyük ölçüde bağımsız olarak belirgin kolektif özellik göstermesidir. Bu durum, M1 rezonanslarının nükleer yapının global özelliklerini yansıttığını ve temel nükleer kuvvetin spin-izospin kanalındaki etkilerini ortaya koymada kritik rol oynadığını göstermektedir [88].

Çeşitli öncü laboratuvarlarda yürütölen deneysel çalışmalar bu kolektif modları aydınlatmada önemli katkılar sunmuştur:

1. Bloomington'daki University Cyclotron Facility (IUCF): Özellikle spin-flip geçişleri ve Gamow-Teller rezonanslarının incelenmesinde öncü rol oynamıştır. 1980'li yıllardan itibaren IUCF'de gerçekleştirilen deneylerde, (p,n) reaksiyonları kullanılarak dev Gamow-Teller rezonansları sistematik olarak araştırılmıştı [105].
2. Orsay'daki Institut de Physique Nucléaire (IPN): Küçük açılı (p,p') saçılma ile spin-flip M1 modlarının yapısı çözülmüştür [106].
3. Darmstadt'taki Technische Hochschule: Yüksek çözünürlüklü elektron saçılma tesisi ile inelastik elektron saçılması yoluyla özellikle M1 ve E1 modlarının ayrıştırılmasında kritik veriler elde edilmiştir. Bu tür saçılmalar, yörünge ve spin

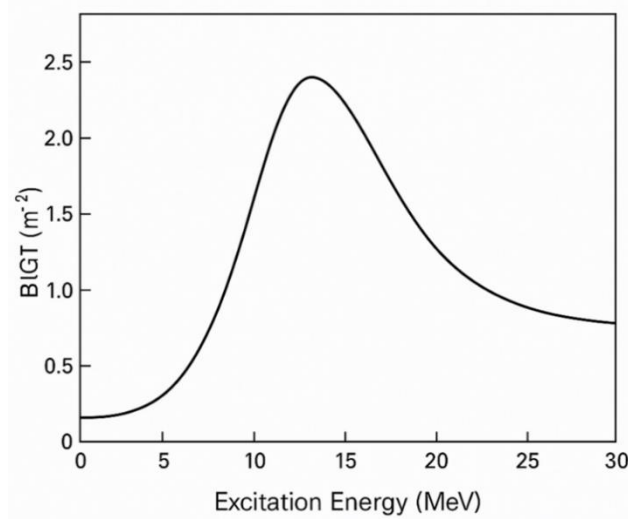
katkılarının ayrılmasını mümkün kılarak, rezonansların mikroskobik doğasını anlamaya yardımcı olmuştur [107].

4. Urbana'daki Illinois Üniversitesi: Yüksek görev döngülü elektron hızlandırıcısı ile M1 modlarının spektral çözünürlüğü artırılmıştır.
5. Giessen Üniversitesi: Polarize bremsstrahlung ışınları ile yörünge ve spin bileşenleri doğrudan ayrıştırılmıştır.

M1 geçişlerinin araştırılmasında, nükleer rezonans floresans (NRF) yöntemi, yüksek çözünürlükte gerçek fotonlar kullanarak orbital ve spin bileşenleri ayırtmak açısından benzersiz avantajlar sunar. NRF tekniğiyle elde edilen deneysel bulgular, özellikle 1^+ durumlarının enerji spektrumundaki dağılımı ve B(M1) geçiş olasılıklarının tayini açısından kritik önemdedir. Son yıllarda yapılan çalışmalarda, NRF deneyleriyle tespit edilen orbital M1 rezonanslarının kolektif karakteri ve deformasyonla olan korelasyonu açıkça gözlemlenmiştir. Ayrıca, yüksek parlaklıkta foton demetleriyle yürütülecek yeni nesil NRF deneylerinin, M1 rezonanslarının yapısal doğasına ilişkin daha hassas ayrıntılar sağlayacağı öngörülmektedir.

M1 geçişlerini yöneten Hamiltonyen operatör, hem spin ($\vec{\sigma}$) hem de yörünge ($\vec{l}$) bileşenleri içerir. Buna karşın, Gamow-Teller (GT) operatörü yalnızca spin bileşenine sahiptir; bu da GT rezonanslarını saf spin-flip karakterli kılar. Nükleer uyarılmaların çoğu, saf spin veya saf orbital karakterde olmayıp, bu iki bileşenin farklı oranlarda karışımı şeklindedir. Dolayısıyla, deneysel olarak gözlenen M1 geçişleri genellikle dominant bileşenine göre spin-flip ya da orbital olarak sınıflandırılır.

Özellikle (p,n) ve (p,p') reaksiyonlarıyla yapılan deneyler, belirli kinematik koşullarda spin-izospin geçişlerine duyarlı hale gelmekte; bu da $V_{\sigma\tau}$ etkileşim teriminin baskın olduğu koşullarda Gamow-Teller ve spin-flip M1 rezonanslarının ayrıştırılmasını mümkün kılmaktadır [108].



Şekil 3.7. (p, n) Reaksiyon deneyleriyle elde edilen Dev Gamow-Teller Rezonansı'nın enerjiye bağlı geçiş gücü dağılımı.

İlk defa 1975 yılında Michigan State University siklotron tesisinde, (p,n) reaksiyonlarıyla keşfedilen Dev Gamow-Teller (GT) rezonansı, spin ve izospin bileşenlerinin kolektif davranışına ilişkin deneysel kanıt sunmuş ve sonraki nükleer yapı çalışmalarının yönünü belirlemiştir. Bu bulgu, özellikle spin-flip ve izospin-flip geçişlerinin kolektif mekanizmalarla açıklanabileceğini ortaya koymuştur. 1980'lerin ortalarında, Petrovich tarafından gerçekleştirilen deneyler, ağır çekirdeklerde M1 rezonanslarının doğrudan gözlemlendiğini göstermiştir. Bu çalışmalarda, proton saçılması ve nükleer spin geçişleri ile rezonansların enerji dağılımı ve kuvvet fonksiyonu çıkarılmış, makas modu ve spin-flip modları arasında ayırım yapılabilmektedir [109].

Nükleonların spinleri, çekirdeğin toplam manyetik momentine doğrudan katkıda bulunarak, elektromanyetik alanlarla olan etkileşimlerde temel bir rol oynar [110]. Bu bağlamda, hem fotonlar hem de elektronlar, çekirdeğin spin yapısını incelemek için yüksek hassasiyetli problemler olarak öne çıkar. Özellikle, inelastik elektron saçılması ile gerçekleştirilen ve 180° geriye saçılma geometrisi kullanan deneyler, manyetik dipol (M1) geçişlerinin belirlenmesinde kritik bir yöntem olarak kabul edilmiştir. Bu teknik, manyetik çok kutuplu geçişlere olan duyarlılığı sayesinde M1 geçişlerinin enerji konumunu ve yapısını ortaya koymada oldukça etkilidir.

Bu araştırma hattı, ilk olarak Barber ve arkadaşları tarafından başlatılmış; ardından Fagg ve işbirlikçileri tarafından sistematik bir çerçevede genişletilmiştir [111-113]. Bu

alışmalar, elektromanyetik problemlerin, çekirdeğinin manyetik yapısını ve spin bağıntılarını anlamadaki önemini açıkça göstermiştir.

Özellikle son yıllarda, çekirdeksel spin titreşimleri, farklı reaksiyon mekanizmalarıyla (örneğin yük değışim reaksiyonları, (p,p') , (e,e') , NRF) kapsamlı biçimde incelenmiştir. Bu titreşimlerin gözlenmesi, nükleonlar arasındaki pion değışimli spin-etkileşimlerinin ve spin-izospin kuvvetlerinin anlaşılmasına önemli katkılar sunmuştur. Ayrıca, Dev Gamow-Teller rezonansının tanımlanmasından önce dahi, M1 geçişlerinin elektromanyetik sondalarla detaylı olarak incelenmiş olması, spin-flip modların araştırılmasında temel bir altyapı oluşturmuştur.

Spin-flip M1 dev rezonansı (M1GR), son birkaç onyılda yoğun teorik ve deneysel araştırmalara konu olmuştur. Bu rezonans, spin korelasyonları hakkında önemli bilgiler sağlayan başlıca kaynaklardan biri olarak kabul edilmektedir. Ayrıca, spin-yörünge ayrışmasına güçlü bir şekilde bağılı olduğundan, spin-yörünge etkileşiminin sağlam bir testi olarak da işlev görebilir. M1GR, temel özelliklerinin aydınlatılmasına olanak tanıyan çeşitli ampirik mikroskobik modeller çerçevesinde kapsamlı şekilde incelenmiştir [33]. Bu süreçte, nükleer yoğunluk fonksiyonel teorisi (DFT) de önemli ölçüde geliştirilmiş ve yüksek betimleme gücüne sahip öz-tutarlı yöntemler (Skyrme, Gogny, relativistik modeller) sunmuştur [114]. Bu nedenle, M1GR'nin bu kuramsal çerçevede ele alınması günümüzde büyük önem taşımaktadır.

4. DÖNME DEĞİŞMEZ QUAZİ-PARÇACIK RASTGELE FAZ YAKLAŞIMI

Spin manyetizması ve yörünge manyetizması, atom çekirdeğinin içinde hareket eden nükleonların doğal özellikleridir. Yörünge manyetizması, çekirdekdeki birçok nükleon arasında kolektif etkilere neden olabilir, özellikle kapalı kabuklar arasındaki çekirdekler için. Kolektif modlar, protonların ve nötronların faz dışı hareketinden kaynaklanabilmektedir. Bunlara en belirgin örnek düşük enerjilerdeki manyetik dipol modlarıdır. Bu modların yanı sıra, kolektif etkiler, daha yüksek uyarılma enerjilerinde kolektif spin-flip modlarına ve hatta daha yüksek enerjilerde gerçek kolektif dipol modlarına bile yol açabilmektedir [42].

Nükleer fizikte, çift-çift deforme çekirdeklerin spini (I) ve paritesi (π) $I^\pi=1^+$ olan uyarılmış manyetik dipol ($M1$) durumlarının yapısı hem deneysel hem de teorik olarak dikkat çeken konulardan biridir. Nükleonlar arasındaki spin kuvvetleri bu kolektif durumlara sebep olan etkinin kaynağıdır. Nükleer $M1$ uyarılmalarının incelenmesinde geliştirilen teorik modeller ve hesaplama yaklaşımları, bu alanda önemli yapısal ve dinamik bilgilerin elde edilmesini mümkün kılmıştır. Bu yaklaşımlardan bir tanesi de Rastgele Faz Yöntemi (RPA)'dır. RPA çok parçacıklı sistemlerin incelenmesinde kullanılan başarılı bir metottur. RPA'nın kuaziparçacık versiyonu olan QRPA yaklaşımı, kabukları açık olan, çiftlenim etkileşmesinin kuvvetli olduğu çekirdekler için sıklıkla kullanılmaktadır. Bu çalışmada, düşük enerjilerde makas mod, üst enerji bölgelerinde spin-flip uyarılmalarını içeren $M1$ geçişlerinin çift-çift, deforme, ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{160}Dy - ^{168}Yb , ^{162}Dy - ^{166}Er , ^{166}Hf - ^{162}Yb , ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çiftlerindeki özellikleri incelenmiş ve sistematik olarak karşılaştırılmıştır. Deforme olmuş bir çekirdekdeki nötron ve protonların, makasın iki bıçağının birbirine karşı küçük açılı hareketi gibi bir hareketle, titreşimler gerçekleştirdiği makas mod, çift çekirdeklerde taban hal yörünge makas kuvvetinin özellikleri, gözlemlenen yörünge manyetik kuvvetinin parçalanması, yüksek uyarılma enerjilerinde spin-flip kuvvetinin konsantrasyonunun teorik tanımının türetilmesi için bu çalışmada QRPA modeli seçilmiştir. QRPA manyetik dipol uyarılmalarının incelenmesinde kullanılan en önemli yaklaşımlardan biridir. Ancak QRPA'nın $J=1^+$ durumlarının incelenmesine gerçekçi bir şekilde uygulanmasında, içsel olarak deforme olmuş bir çekirdeğin genel dönme hareketinin

makas modu durumlarının kendisiyle aynı açısal momentumu taşıması nedeniyle bazı başlangıç sorunlarıyla (çekirdeğin uyarılma spektrumuna karışan sahte dönme hareketi uyarılmaları) karşılaşılmıştır. Bu durum, çeşitli QRPA hesaplamalarının 1^+ uyarım enerjisinde ve daha da önemlisi M1 tepkisinde oldukça büyük farklılıklara yol açmıştır. Bu sahte dönme hareketini ortadan kaldırmak için, Hamiltoniyene belirli bir simetri restorasyon terimi eklemek [26, 115, 116] en pratik yöntemlerden biri olarak karşımıza çıkmaktadır. Bunun yanında farklı çalışmalar da M1 kuvvetleri üzerinde bu sorunların çözülmesiyle sonuçlanmıştır [37, 43, 73, 117].

^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{160}Dy - ^{168}Yb , ^{162}Dy - ^{166}Er , ^{166}Hf - ^{162}Yb , ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çiftlerinde düşük enerjili kuadrupol geçişlerde gözlenen benzerliğin M1 geçişleri için de geçerli olup olmadığını araştırmak amacıyla, teorik yaklaşım çerçevesinde tek parçacık kabuk modeli, süperakışkan çekirdek modeli, RPA ve QRPA yöntemleri ile ikinci kuantumlama gibi temel kavramlara değinilmiştir. Deforme çekirdeklerde spin titreşimleri, $0^+ \rightarrow 1^+$ uyarılma seviyeleri, geçiş olasılıkları ve toplam kural ilişkileri incelenmiş; indirgenmiş M1 geçiş ihtimali ile bağlantılı radyasyon kalınlığı ve fotoabsorpsiyon tesir kesiti ifadeleri verilmiştir. Çift-çift deforme çekirdeklerde spin-titreşim 1^+ seviyelerinin $K=0$ ve $K=1$ dalının enerjileri ve geçiş özelliklerinin teorik olarak hesaplanması için tek parçacık Nilsson modeli kullanılmıştır. QRPA çerçevesinde deforme olmuş PMN çekirdekleri için deforme Wood-Saxon potansiyeli kullanılarak spin-titreşimleri incelenmiştir.

Ayrıca, teorik yaklaşımlar arasında yer alan Rastgele Faz Yaklaşımı (RPA), Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) ve Etkileşimli Bozon Modeli (IBM) gibi modeller, M1 geçişlerinin ayrıntılı öngörülerini sunarken, deneysel verilerle karşılaştırıldığında önemli uyum göstermektedir. Bu tür karşılaştırmalar, çekirdek içi etkileşimlerin ve spin-yörünge bağıntılarının daha iyi anlaşılmasına yardımcı olmaktadır [40, 41, 116].

Çeşitli deneysel teknikler yoluyla deforme çift-çift çekirdeklerin M1 spektrumlarında bulunan yörünge ve spin manyetik dipol modu uyarılmalarının altında yatan mekanizmaların açıklanması, son zamanlarda nükleer fizikte önemli bir konu olarak ortaya çıkmıştır. M1 uyarılmalarının düşük ve yüksek enerji bölgelerinde görülen makas modu ve spin titreşimleri de dahil olmak üzere küçük-spin kolektif uyarılmalar, nükleer yapı çalışmalarında nükleon-nükleon etkileşimlerinin yörünge ve spin momentine bağlı bileşenlerine dair önemli içgörüler sağladıkları için hem

teorik hem de deneysel araştırmalarda önemli bir odak noktasını temsil etmektedir. Bu çalışmada da Kuliev [49, 118] tarafından geliştirilen dönme-değişmez QRPA modeli kullanılarak PMN çekirdekleri için hesaplanacak manyetik dipol uyarılmalarının karakteristikleri için analitik formüller sunulmuştur.

4.1. Manyetik Dipol Uyarılmalarının ($I^\pi=1^+$) Dönme Değişmez QRPA Modeli

Çift-çift deforme çekirdekler için spin kuvvetleri 1^+ seviyelerini üretmektedir. PMN'lerde bu seviyelerin analizi için, seçilen ortalama alandan kaynaklı simetri kırınlımlarını restore etmek için izoskaler ve izovektör terimler de eklenerek, RI-QRPA model bazında Hamiltoniyen aşağıdaki gibidir:

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau} \quad (4.1)$$

Burada H_{sqp} , (çalışmada incelenen çekirdeklerin süperakışkan özellikler sergilemesi göz önüne alındığından) süperakışkan modeldeki kuazi-parçacık hamiltoniyenini göstermektedir. Bu modele göre nükleonlar ortalama alan potansiyelinde çiftlenim etkileşmesi yapmaktadırlar. Buna göre süperakışkan model kuazi parçacık hamiltoniyenin açık ifadesi Eşitlik 4.2'de verilmiştir.

$$H_{sqp} = \sum_{s,\tau} \varepsilon_s(\tau) (\alpha_s^+(\tau) \alpha_s(\tau) + \alpha_s^-(\tau) \alpha_s^-(\tau)) \quad (4.2)$$

H_{sqp} ifadesindeki terimler sırasıyla; nükleonların kuaziparçacık enerjisini (ε_s) ve $\alpha^+(\alpha)$ kuazi-parçacık üretme (yok etme) operatörlerini göstermektedir. Eşitlikteki izospin indeksi olan τ , parçacığın nötron (proton) olmasına göre n (p) değer almaktadır. Nükleonların kuazi-parçacık enerjisi, kuaziparçacıkların ortalama alandaki enerjisi (E_q) ile süperakışkan modelin sırasıyla gap ve kimyasal potansiyel parametreleri (Δ ve λ) içermektedir. Bu terimler nötron ve proton sistemleri için model çerçevesinde ayrı-ayrı bulunmaktadırlar [119]. Nötron ve proton çiftlenim etkileşme sabitini G_τ , nükleon çiftinin bulunma olasılığını $u_s^2(\tau)$ ve $v_s^2(\tau)$ temsil etmek üzere;

$$\Delta_\tau = G_\tau \sum_\tau u_q v_q \quad ; \quad \frac{2}{G_\tau} = \sum_q \frac{1}{\varepsilon_q} \quad (4.3)$$

ve

$$u_s^2(\tau) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E_\tau(s) - \lambda_\tau}{\varepsilon_\tau(s)} \right\} ; \quad v_s^2(\tau) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E_\tau(s) - \lambda_\tau}{\varepsilon_\tau(s)} \right\} ; \quad u_q^2 + v_q^2 = 1 \quad (4.4)$$

olur. Eşitlik 4.2'deki kuazi parçacık yaratma-yoketme operatörleri ($\alpha_s^+(\alpha_s)$) Bogolyubov dönüşümleri ile Eşitlik 4.5'deki gibi ifade edilebilirler [119].

$$\begin{aligned} a_q^+ &= u_q \alpha_{\tilde{q}}^+ + v_q \alpha_q \\ a_q &= u_q \alpha_{\tilde{q}} + v_q \alpha_q^+ \\ a_{\tilde{q}}^+ &= u_q \alpha_q^+ - v_q \alpha_{\tilde{q}} \\ a_{\tilde{q}} &= u_q \alpha_q - v_q \alpha_{\tilde{q}}^+ \end{aligned} \quad (4.5)$$

4.5 eşitliklerinde yer alan $|\tilde{q}\rangle$ deforme alanda hareket eden tek parçacık $|q\rangle$ dalga fonksiyonunun zaman eşleniğidir. Eşitlik (4.1)'de verilen $V_{\sigma\tau}$ spin-spin etkileşmesini karşı gelmektedir. Spin-spin etkileşme terimi aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \kappa_\sigma \sum_{i \neq j} \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j + \frac{1}{2} \kappa_{\sigma\tau} \sum_{i \neq j} \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j \vec{\tau}_i \vec{\tau}_j \quad (4.6)$$

Bu durumda $\vec{\sigma}$ ve $\vec{\tau}$ sırasıyla spin ve izospin uzaylarında Pauli matrisleri, $\kappa_{\sigma\tau}$ ise spin-izospin etkileşme sabitidir. İkinci kuantumlama kuaziparçacık çerçevesinde bu eşitlik (4.6)'da verilen spin-spin etkileşmesi aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$V_{\sigma\tau} = \sum_{\mu=0,\pm 1} \kappa_{\tau\tau'} T_\mu(\tau)^+ T_\mu(\tau) \quad (4.7)$$

Bu denklemde $\kappa_{\tau\tau} = \kappa = \kappa_\sigma + \kappa_{\sigma\tau}$ ve $\kappa_{np} = \kappa_{pn} = q\kappa$ [29]. $T_\mu(\tau)$ operatörü tek parçacık tasvirinde

$$T_\mu(\tau) = \sum_{\substack{ss' \\ \rho\rho'}} \sigma_{s\rho,s'\rho'}^{(\mu)} a_{s\rho}^+ a_{s'\rho'} \quad (4.8)$$

ile verilir ve (4.8) ifadesindeki $\sigma_{s\rho,s'\rho'}^{(\mu)}$ spin matris elemanları aşağıdaki simetri özelliklerine sahiptirler:

$$\begin{aligned} \sigma_{ss'}^{(\mu)} &= \langle s+ | \sigma_\mu + (-1)^\mu \sigma_{-\mu} | s'+ \rangle = -\langle s- | \sigma_\mu + (-1)^\mu \sigma_{-\mu} | s'- \rangle = \sigma_{s's}^{(\mu)} \\ \bar{\sigma}_{ss'}^{(\mu)} &= \langle s+ | \sigma_\mu + (-1)^\mu \sigma_{-\mu} | s'- \rangle = \langle s- | \sigma_\mu + (-1)^\mu \sigma_{-\mu} | s'+ \rangle = \bar{\sigma}_{s's}^{(\mu)} \\ \sigma_\mu &= (-1)^\mu \sigma_{-\mu} \quad \sigma_{ss'}^{(\mu)} = (-1)^\mu \sigma_{ss'}^{(-\mu)} \end{aligned} \quad (4.9)$$

(4.9)'da zaman eşleniği, $|s+\rangle$ ve $|s-\rangle$ ile gösterilmiştir. Bogolyubov dönüşümleri kullanılarak kuaziparçacık tasvirinde $T_\mu(\tau)$ operatörü ifadesi şu şekilde yazılabilir;

$$T_\mu(\tau) = \sum_{ss'} \left[\sigma_{ss'}^{(\mu)} D_{ss'}(\tau) + \bar{\sigma}_{ss'}^{(\mu)} \bar{D}_{ss'}(\tau) \right] M_{ss'} + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \left\{ \sigma_{ss'}^{(\mu)} \left[C_{ss'}^+(\tau) + C_{ss'}(\tau) \right] + \bar{\sigma}_{ss'}^{(\mu)} \left[\bar{C}_{ss'}^+(\tau) + \bar{C}_{ss'}(\tau) \right] \right\} L_{ss'} \quad (4.10)$$

Bu denklemde $M_{ss'} = u_s u_{s'} + v_s v_{s'}$ ve $L_{ss'} = u_s v_{s'} - u_{s'} v_s$ olup $u(v)$ iyi bilinen Bogolyubov kuaziparçacık dönüşüm parametreleridir ve

$$D_{ss'} = \sum_{\rho=\pm 1} \rho \alpha_{s,-\rho}^+ \alpha_{s',-\rho} = D_{s's}^+ ; \quad \bar{D}_{ss'} = \sum_{\rho=\pm 1} \alpha_{s,-\rho}^+ \alpha_{s',-\rho} \quad (4.11)$$

$$C_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho=\pm 1} \alpha_{s,\rho} \alpha_{s',-\rho} ; \quad C_{ss'}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho=\pm 1} \alpha_{s,-\rho}^+ \alpha_{s',\rho}^+ ; \quad \bar{C}_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho=\pm 1} \rho \alpha_{s,\rho} \alpha_{s,\rho} \quad (4.12)$$

operatörleri ise iki kuaziparçacık operatörleridir. Burada $C_{ss'}^+(C_{ss'})$ operatörlerinde iki kuaziparçacık spin ve parite $I^\pi=1^+$ olacak şekilde birleşirler. $C_{ss'}(\bar{C}_{ss'})$ operatörleri aşağıdaki özellikler bulunur:

$$\begin{aligned} [C_{ss'}(\tau), C_{\lambda\lambda'}^+(\tau')] &= \left\{ \begin{aligned} &\delta_{\tau\tau'} (\delta_{s\lambda} \delta_{s'\lambda'} - \delta_{s'\lambda} \delta_{s\lambda'}) + \\ &\frac{1}{2} (\delta_{s\lambda'} B_{\lambda s'} + \delta_{s'\lambda} B_{\lambda' s} - \delta_{s\lambda} B_{\lambda' s'} - \delta_{s'\lambda'} B_{\lambda s}) \end{aligned} \right\} \\ [\bar{C}_{ss'}, \bar{C}_{\lambda\lambda'}^+] &= \delta_{s\lambda} \delta_{s'\lambda'} - \delta_{s\lambda'} \delta_{s'\lambda} + \frac{1}{2} (\delta_{s\lambda'} B_{\lambda s'} + \delta_{s'\lambda} B_{\lambda' s} - \delta_{s\lambda} B_{\lambda' s'} - \delta_{s'\lambda'} B_{\lambda s}) \quad (4.13) \\ C_{ss'} &= -C_{s's} ; \quad \bar{C}_{ss'} = -\bar{C}_{s's} ; \quad C_{ss} = \bar{C}_{ss} = 0 \end{aligned}$$

Burada $B_{ss'} = \sum_{\rho} \alpha_{s,\rho}^+ \alpha_{s',\rho}$ 'dur. Bu bölümde kullanılan model çerçevesinde yapılan analitik hesaplarda (4.8) ifadesindeki $T_\mu(\tau)$ operatörünün bazı terimleri katkı vermeyeceğinden $T_\mu(\tau)$ 'nun aşağıdaki ifadesi kullanılacaktır:

$$T_\mu(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} {}^{(\tau)}\sigma_{ss'} L_{ss'} (C_{ss'}^+ + C_{ss'}) + \frac{1}{2} \sum_{ss'} {}^{(\tau)}\sigma_{ss'} M_{ss'} (D_{ss'}^+ + D_{ss'}) \quad (4.14)$$

Çift-çift çekirdeklerde kolektif 1^+ seviyelerinin oluşumu denklemdeki (4.14) birinci terimden kaynaklanırken ikinci terim ise tek çekirdeklerde polarizasyon olaylarından sorumludur.

Deforme çekirdekler için alınan ortalama alan potansiyelinde dönme değişmezliğinin kırınımına sebep olan izoskaler (V_0) ve izovektör (V_1) terimleri bulunmaktadır. Bu durum, H_{sqp} tek kuaziparçacık hamiltoniyeninin dönme değişmez olmamasına ve sahte durumların karışmasına neden olmaktadır. Bu durumda, 1^+ uyarılmalara karışan sahte durumların yalıtılması için Kuliev vd. çalışmasında Pyatov yöntemi çerçevesinde H_{sqp} tek-kuaziparçacık hamiltoniyeninin dönme değişmezliği, izoskaler (h_0) ve izovektör (h_1) efektif etkileşmeleri kullanılarak restore edilebilmektedir [118]:

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_v [H_{sqp} - V_1, J_v]^+ [H_{sqp} - V_1, J_v] \quad (4.15)$$

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_v [V_1(r), J_v]^+ [V_1(r), J_v] \quad (4.16)$$

Burada

$$\gamma^{(\nu)} = \langle 0 | [J_v^+, [H_{sqp}, J_v]] | 0 \rangle_{QRPA}, \quad \gamma_1^{(\nu)} = \langle 0 | [J_v^+, [V_1(r), J_v]] | 0 \rangle_{QRPA} \quad (4.17)$$

ve

$$\begin{aligned} \gamma^{(-1)} &= \gamma^{(+1)} = \gamma, & \gamma_1^{(-1)} &= \gamma_1^{(+1)} = \gamma_1 \\ \gamma_0 &= \gamma - \gamma_1, & \gamma &= \gamma_n + \gamma_p, & \gamma_1 &= \gamma_1^n - \gamma_1^p \\ \gamma_\tau &= 2 \sum_{ss'}^{(\tau)} \mathcal{E}_{ss'} L_{ss'}^2 j_{ss'}^2, & \gamma_{1\tau} &= 2 \sum_{ss'}^{(\tau)} (V_1)_{ss'} L_{ss'}^2 j_{ss'}^2 \end{aligned} \quad (4.18)$$

şeklinde olarak izoskaler γ_0 ve izovektör γ_1 parametreleri ortalama alan parametreleriyle özuyumlu olarak belirlenir. J_v açısal momentumun ($v=\pm 1$) küresel bileşenidir. Woods-Saxon potansiyelinin nükleonların ürettiği izoskaler ve izovektör ortalama alan potansiyeli olan ilk kısmındaki; izovektör V_1 terimi:

$$V_1(r) = \eta \frac{N-Z}{A} \tau_z V_0(r) \quad (4.19)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $\eta = \frac{V_1}{4V_0}$ 'dır.

QRPA'da kolektif 1^+ seviyelerinin dalga fonksiyonlarına bir fononlu dalga fonksiyonu olarak bakılmaktadır [118]:

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss', \tau} [\psi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}^+(\tau) - \phi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (4.20)$$

Bu Q_i^+ fonon üreten operatördür ve Ψ_0 çift çift çekirdeğin taban durumuna uygun gelen fonon vakumudur. $\psi_{ss'}$ ve $\phi_{ss'}$ iki kuaziparçacıklı seviyelerin genlikleridir ve

$$\sum_{ss'\tau} [\psi_{ss'}^i(\tau) - \phi_{ss'}^i(\tau)] = 1 \quad (4.21)$$

şeklinde normlama şartına tabidirler. Denklem (4.20) ile verilen dalga fonksiyonunda bulunan terimlerden $\varphi=0$ olduğunda manyetik dipol uyarılmaların teorik çerçeveden ilk kez incelendiği Tamm-Dancoff Yaklaşımına geçilmektedir. Bu çalışmada deforme çift-çift çekirdekler için, daha uygun bir tasvir olan, kuaziparçacık vakumunun taban durum olarak ele alındığı Rastgele Faz Yaklaşımı (RPA) yaklaşımı baz alınarak matematiksel ifadeler elde edilmiştir. RPA yaklaşımı ile (4.1) ifadesinde M1 uyarılmalarının analizi için verilen hamiltoniyenin özdeğer ve özfonksiyonlarını bulmak için (4.22) ile verilen hareket denkleminin çözümü yolu kullanılmıştır:

$$\left[H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}, Q_i^+ \right] = \omega_i Q_i^+ \quad (4.21)$$

(4.20)'de verilen bir fononlu dalga fonksiyonunun $\psi_{ss'}$ ve $\phi_{ss'}$ özvektörlerini elde etmek için (4.21) hareket denklemi kullanılarak (4.22) matris denklemi yazılmıştır:

$$\begin{vmatrix} A & B \\ B & A \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \psi_{ss'}^i \\ \phi_{ss'}^i \end{vmatrix} = \omega_i \begin{vmatrix} \psi_{ss'}^i \\ -\phi_{ss'}^i \end{vmatrix} \quad (4.22)$$

Bu denklemin çözülmesiyle manyetik dipol uyarılmalarının enerjileri için aşağıdaki seküler denklem elde edilir [4, 49, 118]:

$$\omega_i^2 J_{eff}(\omega_i) = \omega_i^2 \left[J - 8\kappa_{\sigma\tau} \frac{X^2}{D_\sigma} + \frac{\omega_i^2}{F_1 - \gamma_1} \left(J_1^2 - 8\kappa_{\sigma\tau} \frac{JX_1^2 - 2J_1XX_1}{D_\sigma} \right) \right] = 0 \quad (4.23)$$

Seküler denklemde bazı kısaltmalar yapılmıştır. Bu denklemdeki bazı terimlerin karşılığı (4.24) denklemlerinde verilmiştir:

$$\begin{aligned} D_\sigma &= 1 + \kappa_{\sigma\tau} F_\sigma \quad ; \quad X = X_n - X_p \quad ; \quad J_1 = J_1^n - J_1^p \quad ; \quad X_1 = X_{1n} - X_{1p} \\ J &= 2 \sum_{ss'} \frac{\epsilon_{ss'} L_{ss'}^2 j_{ss'}^2}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} \quad ; \quad J_1^\tau = 2 \sum_{ss'}^{(\tau)} \frac{(V_1)_{ss'} L_{ss'}^2 j_{ss'}^2}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} \\ F_\sigma &= 8 \sum_{ss'} \frac{\epsilon_{ss'} L_{ss'}^2 s_{ss'}^2}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} \quad ; \quad F_1 = 2 \sum_{ss'} \frac{\epsilon_{ss'} (V_1)_{ss'}^2 L_{ss'}^2 j_{ss'}^2}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} \\ X_\tau &= 2 \sum_{ss'}^{(\tau)} \frac{\epsilon_{ss'} L_{ss'}^2 j_{ss'} s_{ss'}}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} \quad ; \quad X_{1\tau} = 2 \sum_{ss'}^{(\tau)} \frac{(V_1)_{ss'} L_{ss'}^2 j_{ss'} s_{ss'}}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} \end{aligned} \quad (4.24)$$

Son olarak, bu modelde nötron-nötron ve proton-proton iki-kuaziparçacık genlikleri aşağıdaki gibi verilir: $\varepsilon_{\rho}^{n(p)} = \varepsilon_{\rho} \pm L_i V_1^{n(p)}$ ve $\sigma_{\rho} = 2s_{\rho}$ ise

$$\begin{aligned}
\psi_{ss'}^i &= \frac{1}{\sqrt{4Z\omega_i}} \left\{ \frac{j_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'}^n \varepsilon_{ss'}^n - 8\omega_i \chi s_{ss'}^n L_{ss'}^n}{\varepsilon_{ss'}^n - \omega_i} \Phi_{\sigma} \right\} \\
\psi_{tt'}^i &= \frac{1}{\sqrt{4Z\omega_i}} \left\{ \frac{j_{tt'}^{(\mu)} L_{tt'}^p \varepsilon_{tt'}^p - 8\omega_i \chi s_{tt'}^p L_{tt'}^p}{\varepsilon_{tt'}^p - \omega_i} \Phi_{\sigma} \right\} \\
\phi_{ss'}^i &= -\frac{1}{\sqrt{4Z\omega_i}} \left\{ \frac{j_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'}^n \varepsilon_{ss'}^n + 8\omega_i \chi s_{ss'}^n L_{ss'}^n}{\varepsilon_{ss'}^n + \omega_i} \Phi_{\sigma} \right\} \\
\psi_{tt'}^i &= -\frac{1}{\sqrt{4Z\omega_i}} \left\{ \frac{j_{tt'}^{(\mu)} L_{tt'}^p \varepsilon_{tt'}^p + 8\omega_i \chi s_{tt'}^p L_{tt'}^p}{\varepsilon_{tt'}^p + \omega_i} \Phi_{\sigma} \right\}
\end{aligned} \tag{4.25}$$

elde edilmiş olur.

4.2. $I^{\pi}K=1^{+}1$ Seviyelerinin Manyetik Dipol Geçiş İhtimali (B(M1)) ve Enerji Ağırlıklı Toplam Kuralı (EWSR)

Bu modeldeki 1^{+} seviyelerinin en belirgin büyüklüğü, spin-spin simetrisi, restorasyon etkileşimi ve manyetik dipol operatörü nedeniyle temel durumdan uyarılmaların M1 geçiş olasılığıdır. Bu durum şu şekilde ifade edilebilir [4, 118]:

$$B(M1, 0^{+} \rightarrow 1_i^{+}) = \frac{3}{4\pi} \left| R_p^j(\omega_i) + \sum_{\tau} (g_s^{\tau} - g_l^{\tau}) R_{\tau}(\omega_i) \right|^2 \mu_N^2 \tag{4.26}$$

Burada

$$R_p^j(\omega_i) = \sum_{\mu} {}^{(p)}\varepsilon_{\mu} j_{\mu} L_{\mu} (\psi_{\mu}^i + \phi_{\mu}^i) ; R_{\tau}(\omega_i) = \sum_{\mu} {}^{(\tau)}\varepsilon_{\mu} s_{\mu} L_{\mu} (\psi_{\mu}^i + \phi_{\mu}^i) \tag{4.27}$$

Spinin (s_{+1}) ve açısal momentum operatörünün (j_{+1}) tek parçacık matris elemanlarını s_{μ} ve s_{μ} temsil eder.

M1 geçişleri için enerji ağırlıklı toplam kuralı [EWSR]

$$2 \sum_i \omega_i B(M1, 0^{+} \rightarrow 1_i^{+}) = [\vec{\mu}^{+}, [H, \vec{\mu}]]_{QRP A} \tag{4.28}$$

şeklinde [4, 118]. Toplam kuralının sağ tarafı RI-QRPA yaklaşımıyla analitik olarak hesaplandığında

$$\langle \psi_0 | [M_\mu^+, [H, M_\mu]] | \psi_0 \rangle_{QRPA} = \left\{ \frac{3}{4\pi} [\gamma_p + \sum_\tau (g_s^\tau - g_l^\tau) \delta^\tau - \frac{(\gamma_p - \gamma_1^p)^2}{\gamma - \gamma_1} - \frac{\gamma_1^{p^2}}{\gamma_1}] \mu_N^2 \right\} \quad (4.29)$$

elde edilir. Burada $\gamma = \gamma_n + \gamma_p$, $\gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p$, $\gamma_\tau = 2 \sum_\mu^{(\tau)} \varepsilon_\mu L_\mu^2 j_\mu^2$ ve

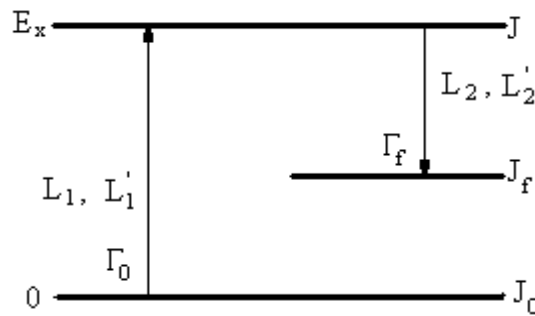
$\gamma_1^\tau = 2 \sum_\mu^{(\tau)} (V_1)_\mu L_\mu^2 j_\mu^2$ şeklindedir. Denklem (4.29) dönme değişmez olmayan,

izoskaler, izovektör restorasyonundan gelen katkıları, nötron ve protonun toplam spin-orbital etkileşmesinden gelen ve spin-deformasyondan gelen girişim terimlerini içermektedir. Buna göre (4.29) toplam kuralı çekirdek yapısının incelenmesinde çok önemli bir yere sahiptir.

4.3. Radyasyon Kalınlığı

Manyetik dipol uyarım seviyelerini belirlemek için nötron-elektron (e,e), proton-proton (p,p) ve nükleer rezonans floresan deneyleri kullanılır. Elektron ve proton saçılma reaksiyonlarının aksine, NRF yöntemi, ağır çekirdeklerin düşük enerjili dipol uyarılmalarının diğer özelliklerinin yanı sıra çekirdek seviyelerinin enerjisini, dönüşünü ve paritesini belirlerken doğru sonuçlar elde etme şansı sunar [43, 80].

Bir fotonun yeniden emisyonla bozunması ve nükleer düzeyde uyarılan gerçek bir fotonun emilmesi NRF deneyleriyle gösterilmiştir. Çekirdek L_1 veya L_1' multipol yayılımı ile uyarılabilir. Şekil 4.1'de gösterilen nicelikler ve bu yöntem foton saçılma tesir kesiti ile etkilenir. Burada J_i , J ve J_f sırasıyla ilk, orta ve son durumların spinleridir. NRF'de ilk durum taban durumuna uygun gelerek, böylece $J_i = J_0$ yazılabilir. L_n , L_n' ($L_n' = L_n + 1$ ve $n=1,2$) geçişlerin multipolaritelerini içermektedir.



Şekil 4.1. Bozunum genişliği ve spinin tanımlanması.

Foton kaynağı NRF deneylerinin birçoğunda sürekli kullanılır ve toplam saçılma yoğunluğu I_s saçılan fotonların spektrumundan kesin bir şekilde belirlenir.

$$I_s = \frac{2J+1}{2J_0+1} \left(\pi \frac{\hbar c}{E_x} \right)^2 \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} \frac{W(\Theta)}{4\pi} \quad (4.30)$$

Bu formülde J_0 ve J sırasıyla taban ve uyarılmış durumların spinleridir. W açısal dağılımdır. Γ_0, Γ_f sırasıyla taban durumun ve son durumun dipol kalınlığı Γ ise toplam dipol kalınlığıdır. Elastik saçılmalarda ($\Gamma_0 = \Gamma_f$) saçılma tesir kesiti Γ_0^2 / Γ ile orantılıdır. Yarı ömürle, deneysel olarak dipol kalınlığını belirlemek için kullanılabilir. İncelenen çekirdeğin yarı ömrü biliniyorsa,

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (4.31)$$

formülüyle bozunum kalınlığı ile hesaplanabilir. Ayrıca, incelenen seviyelerin paritelerinin belirlenmesi çoğu durumda güçlük arz ettiğinden, seviyelerin yarı ömürlerinin ölçülmesiyle kalınlıklar hesaplanabilmektedir. Bu sayede, teorik olarak elde edilen kalınlıklar deneysel sonuçların yorumlanmasına olanak sunmaktadır.

$B(M1, E_\gamma) \uparrow$ ile taban durum radyasyon kalınlığı Γ_0 geçiş ihtimali orantılıdır.

$$\Gamma_0 = 8\pi \sum_{\Pi L=1}^{\infty} \frac{(L+1)(E_\gamma / \hbar c)^{2L+1}}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{2J_0+1}{2J+1} B(\Pi L, E_\gamma) \uparrow \quad (4.32)$$

Manyetik dipol kalınlıklarının güç fonksiyonlarının teorik olarak hesaplanarak karşılaştırılması deneyde gözlenen dipol seviyelerinin pariteleri hakkında yorum yapmaya imkân sağlamaktadır. Böyle bir karşılaştırma incelenen seviyelerin paritelerini büyük ihtimalle belirlenmesine imkân sağlar. Çift-çift çekirdeklerin dipol geçişleri için deneysel olarak ölçülen geçiş kalınlığı ve geçiş olasılığı arasındaki ilişki:

$$B(M1) \uparrow = 0,259 \cdot \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} \quad ; \quad \left[\mu_N^2 = \left(\frac{e\hbar}{2mc} \right)^2 \right] \quad (4.33)$$

şeklinde verilir. Burada E_γ foton enerjisi (MeV) birimlerinde ve taban durum geçiş kalınlığı Γ_0 (meV) birimlerindedir [75, 76].

Teorik RI-QRPA modeli, M1 gücünün radyasyon kalınlığına katkılarını hesaplayabildiğinden deney bakımından çok cazip olsaktansa model parametrelerini

deney verileriyle test etme imkanını sağlamaktadır. M1 geçişleri için manyetik dipol ve indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları sırasıyla;

$$\begin{aligned}\Gamma(M1) &= 3,86 \cdot \omega_i^3 \cdot B(M1) \quad [meV] \\ \Gamma^{red}(M1) &= 3,86 \cdot B(M1) \quad [meV \cdot MeV^{-1/3}]\end{aligned}\quad (4.34)$$

formülleriyle temsil edilmektedir.

4.4. Manyetik Dipol Fotoabsorbsiyon Tesir Kesiti

Fotonlarla gerçekleştirilen nükleer (fotonükleer etkileşmeler) etkileşim deneyleri, atom çekirdeğinin yapısına dair bilgimizi önemli ölçüde derinleştirmiştir. Bu katkı, fotonların çekirdekle olan elektromanyetik etkileşimlerinin kuantum elektrodinamiği kapsamında iyi tanımlanabilmesi ve bu tür deneylerin çekirdek yapısına özgü reaksiyon özelliklerini açıkça ortaya koyabilmesinden kaynaklanmaktadır [120].

Bu çalışmada, $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$, $^{160}\text{Dy}-^{168}\text{Yb}$, $^{162}\text{Dy}-^{166}\text{Er}$, $^{166}\text{Hf}-^{162}\text{Yb}$ ve $^{160}\text{Er}-^{168}\text{Hf}$ PMN çiftlerinin yapısal özelliklerini karşılaştırmak amacıyla M1 geçişlerine ilişkin fotoabsorpsiyon tesir kesitleri hesaplanmıştır. Model Hamiltoniyeni; Woods-Saxon potansiyeline dayalı ortalama alanı, çiftlenim etkileşimini ve faktörize edilmiş çok kutuplu ile spin-çok kutuplu kuvvetleri içermektedir. Bu kuvvetler, belirli spin ve pariteye sahip fonon durumlarını oluşturmaktadır. Dalga fonksiyonu (4.20) ile tanımlanan taban durumdan uyarılmış durumlara gerçekleşen M1 geçişleri ve ortalama toplam kesitler, güç fonksiyonu yöntemiyle elde edilmiştir. Dipol geçişlerine ait güç fonksiyonları ise şu şekilde tanımlanmaktadır:

$$b(M1 \uparrow, \omega) = \sum_n \delta_i(\omega_i - \omega) B(M1; 0^+ \rightarrow 1^+) \quad (4.35)$$

Burada $\delta_i(\omega_i - \omega)$ ağırlık fonksiyonudur. Bu fonksiyon Lorentz fonksiyonu olarak isimlendirilebilir [28, 103, 121]. Hesaplama sonuçlarının sunumu, bu ifadedeki ortalama enerji aralığı olan Δ , değeri ile bağlıdır [121]. Uyarılmış çekirdeğin spektrumunu düzgün bir şekilde elde etmek nedeniyle, enerji değişkeninin, sonlu hayali bir parçası olarak Δ parametresi kolaylık sağlamaktadır. Bu parametre, her uyarılma için ek bir yapay genişlik anlamına gelmektedir fakat uyarılmış ve taban seviyeleri arasındaki enerji farkıdır. O halde fotoabsorbsiyon tesir kesitinin güç fonksiyonuna bağlı olarak aşağıdaki gibi olur [122-124]

$$\sigma(M1 \uparrow, \omega) = 0,44 \cdot \omega \cdot b(M1 \uparrow, \omega) \quad [mb] \quad (4.36)$$

Bu ifadede manyetik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesiti, ω enerji (MeV), $b(M1 \uparrow, \omega)$ güç fonksiyonunu göstermektedir.



5. SONUÇLAR

Atom çekirdeğinin içinde doğal olarak hareket eden nükleonlar yörünge ve spin manyetizması üretmektedirler. Özellikle deforme çekirdeklerde, düşük enerjilerdeki yörünge manyetizması ve yüksek enerjilerde spin-flip moodları nükleonlar arasında işbirlikli etkilere yol açabilmektedir. Manyetik dipol uyarılmalarda bu etkiler düşük enerjilerde (4 MeV'e kadar) "makas mod" yüksek enerjilerde (4-15 MeV aralığında) "spin-flip" uyarılmalar olarak bilinmektedir. Bu çalışmada $150 < A < 170$ kütle bölgesinde yer alan psödo-ayna çekirdeklerin manyetik dipol özellikleri dönme değişmez kuazi-parçacık rastgele faz yaklaşımı (RI-QRPA) ile araştırılmıştır. Önce her bir çekirdeğin 0-15 MeV enerji aralığındaki manyetik dipol cevabı makas mod ve spin-flip enerji bölgeleri için ayrı ayrı araştırılmış ardından, psödo-ayna çekirdek çiftlerinin düşük enerji bölgelerindeki uyarılmalarda görülen dejenere yapının manyetik dipol uyarılmalarda bulunup bulunmadığı incelenmiştir. Belirtilen kütle bölgesindeki aşağıdaki PMN çekirdek çiftleri seçilmiştir:

1. ^{162}Yb (p=70, n=92) - ^{166}Hf (p=72, n=94)
2. ^{160}Er (p=68, n=92) - ^{168}Hf (p=72, n=96)
3. ^{160}Dy (p=66, n=94) - ^{168}Yb (p=70, n=98)
4. ^{158}Dy (p= 66, n=92) - ^{170}Hf (p=72, n=98)
5. ^{162}Dy (p=66, n=96) - ^{166}Er (p=68, n=98)

Çalışmada araştırılan ^{158}Dy , ^{160}Dy , ^{162}Dy , ^{160}Er , ^{166}Er , ^{162}Yb , ^{168}Yb , ^{166}Hf , ^{168}Hf , ^{170}Hf , çekirdeklerinin $NpNn$ değerleri, en yakın kapalı kabuktan sayılan Nn nötron parçacığı ya da boşluğu ile Np proton parçacığı ya da boşluğu sayılarının çarpımı ile bulunmuştur. Yapılan hesaplamalar ve elde edilen sonuçlar Tablo 5.1'de verilmiştir. Hesaplanan $NpNn$ sayıları eşit olan çekirdekler parçacık-boşluk simetrisine sahip psödo-ayna çekirdek olarak çiftler halinde eşleştirilmiştir. Manyetik dipol uyarılmaların 4 MeV'e kadar olan orbital karakterli makas modun bazı sistematik özellikleri olan; yaklaşık olarak Δ (gap) çiftlenim aralığının iki katına eşit enerjilerde 1^+ iki kuaziparçacık uyarılmalarının ortaya çıktığı, rezonans enerjisinin 3 MeV civarında olduğu, bu enerji bölgesinde toplam gücün yaklaşık $3 \mu_N^2$ ve herhangi bir

seviyenin geçiş gücünün en fazla $1,5 \mu_N^2$ olduğu, orbital ve spin katkıları arasında $B_l(M1 \uparrow)/B_\sigma(M1 \uparrow) \cong \frac{10}{1}$ oranı olduğu ve toplam geçiş gücünün kuadropol taban hal deformasyonunun karesi ile orantılı olduğu bilinmektedir [27]. Orbital karakterli manyetik dipol uyarılmalarının ortalama uyarılma enerjileri $E_l \approx 66\delta A^{-1/3}$ iken spin karakterli manyetik dipol uyarılmalarının ortalama uyarılma enerjileri $E_\sigma \approx 41\delta A^{-1/3}$ ile verilmektedir [52].

Tablo 5.1. Psödo-ayna çekirdeklerin $N_p N_n$ psdospin değerleri.

ekir- dek	p	n	N_p	N_n	$N_p N_n$
^{158}Dy	66	92	50, (66), 82 66 orta kabukta, her iki kabuktan da sayılabilir $N_p=16(p)$	82, (104), 126 En yakın kapalı kabuk 82. 82'ye göre sayılır $N_n=10$ (p)	160
^{170}Hf	72	98	50, (66), 82 En yakın kapalı kabuk 82. 82'ye göre sayılır $N_p=10(b)$	82, (104), 126 En yakın kapalı kabuk 82. 82'ye göre sayılır $N_n=16$ (p)	
^{160}Dy	66	94	50, (66), 82 En yakın kapalı kabuk 82. 82'ye göre sayılır $N_p=16(b)$	82, (104), 126 En yakın kapalı kabuki 82. 82'ye göre sayılır $N_n=12$ (p)	192
^{168}Yb	70	98	50, (66), 82 En yakın kapalı kabuk 82. 82'ye göre sayılır $N_p=12(b)$	82, (104), 126 En yakın kapalı kabuki 82. 82'ye göre sayılır $N_n=16$ (p)	
^{162}Dy	66	96	50, (66), 82 66 orta kabukta, her iki kabuktan da sayılabilir $N_p=16(b)$	82, (104), 126 En yakın kapalı kabuki 82. 82'ye göre sayılır $N_n=14$ (p)	224
^{166}Er	68	98	50, (66), 82 En yakın kapalı kabuk 82. 82'ye göre sayılır $N_p=14(b)$	82, (104), 126 En yakın kapalı kabuki 82. 82'ye göre sayılır $N_n=16$ (p)	
^{160}Er	68	92	50, (66), 82 En yakın kapalı kabuk 82. 82'ye göre sayılır $N_p=14(b)$	82, (104), 126 En yakın kapalı kabuki 82. 82'ye göre sayılır $N_n=10$ (p)	140
^{168}Hf	72	96	50, (66), 82 En yakın kapalı kabuk 82. 82'ye göre sayılır $N_p=10(b)$	82, (104), 126 En yakın kapalı kabuki 82. 82'ye göre sayılır $N_n=14$ (p)	
^{166}Hf	72	94	50, (66), 82 En yakın kapalı kabuk 82. 82'ye göre sayılır $N_p=10(b)$	82, (104), 126 En yakın kapalı kabuki 82. 82'ye göre sayılır $N_n=12$ (p)	120
^{162}Yb	70	92	50, (66), 82 En yakın kapalı kabuk 82. 82'ye göre sayılır $N_p=12(b)$	82, (104), 126 En yakın kapalı kabuki 82. 82'ye göre sayılır $N_n=10$ (p)	

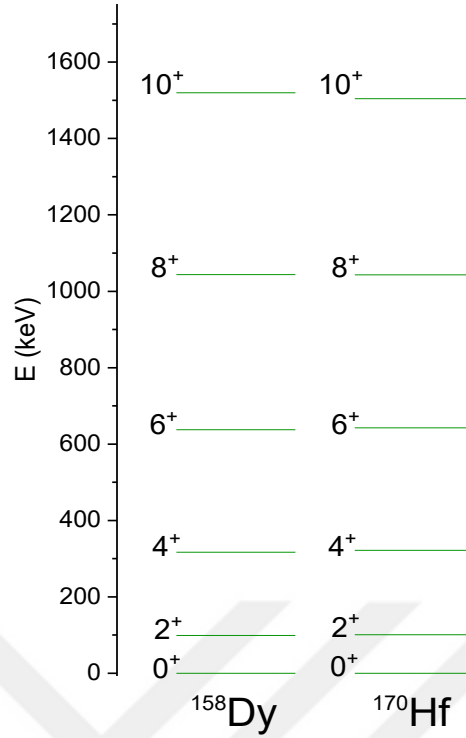
Manyetik dipol uyarılmaların deneysel araştırmalar sonucunda 4-12 MeV enerji aralığı için sistematik özellikler olan; bu bölgede yayılmış spin karakterli M1 gücünün baskın olduğu, merkezinin yaklaşık olarak 9 MeV civarına yerleştiği, toplam geçiş gücünün yaklaşık $\sum B(M1) \cong 11 \mu_N^2$ olduğu, genellikle iki maksimumlu yapının gözlemlendiği M1 spin-flip rezonans uyarılmalar olduğu bilinmektedir [44, 49, 118].

Çekirdek ortalama alan deformasyon parametresi (δ_2), deneysel kuadrupol moment değerlerinden bulunan β_2 deformasyon parametresi [125] kullanılarak $\delta_2 = 0.945\beta_2 \left[1 - 2.56A^{-\frac{2}{3}}\right] + 0.34\beta_2^2$ denklemi [19] yardımıyla hesaplanmıştır.

5.1. $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$ Çekirdek Çiftine Ait Bulguların Karşılaştırılması

$^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$ çekirdeklerinin $I^\pi=1^+$ manyetik dipol spektrumunun 2-4 MeV, 4-15 MeV enerji aralıklarındaki özellikleri K=0 ve K=1 modları için ayrı ayrı karşılaştırılmıştır. Parçacık boşluk simetrisine sahip, $N_p N_n$ sayıları 160 olan $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$ çekirdeklerinin, manyetik dipol uyarılmaları Bölüm 4'te ayrıntılı olarak verilen dönme değişmez (RI)QRPA modeli formülleri kullanılarak hesaplanmıştır. RI-QRPA yaklaşımı kullanılarak manyetik dipol uyarılmaların makas mod ve spin-flip mod enerji bölgeleri için $B(M1\uparrow)$ indirgenmiş geçiş olasılıkları, yörünge ve spin karakterli indirgenmiş geçiş olasılıkları, radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları iki çekirdek için karşılaştırılmıştır. Ayrıca PMN $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$ çiftinin manyetik dipol foto-absorbsiyon tesir kesiti ve güç fonksiyonu dağılımları toplam, yörünge, spin katkıları ayrı ayrı hesaplanarak gösterilmiştir. Çekirdeklerin RI-QRPA çerçevesinde manyetik dipol uyarılmalarının temel niceliklerinin toplam değerlerinin oranları hesaplanmıştır. Çekirdeklerin karşılaştırılması seviye diyagramlarının ve seviye yapılarının incelenmesini, ulaşılabilen deneysel gözlemler ile teorik hesaplamalar arasındaki karşılaştırmalı değerlendirmeyi de içermektedir. Bununla birlikte, TALYS nükleer reaksiyon kodu kullanılarak çekirdeklerin foto-absorbsiyon tesir kesitleri (γ, γ) reaksiyonu için araştırılmış ve belirtilen parçacık-boşluk simetrik çekirdek çiftlerinin nükleer özelliklerinin RI-QRPA ile modellemedeki doğruluk ve güvenilirliği değerlendirilmiştir.

$^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$ PMN çiftinin taban durum dönme bandı seviye diyagramlarının karşılaştırılması aşağıdaki şekilde verilmiştir.



Şekil 5.1. ^{158}Dy - ^{170}Hf çekirdek çiftinin taban hal dönme bandı seviye diyagramları [69].

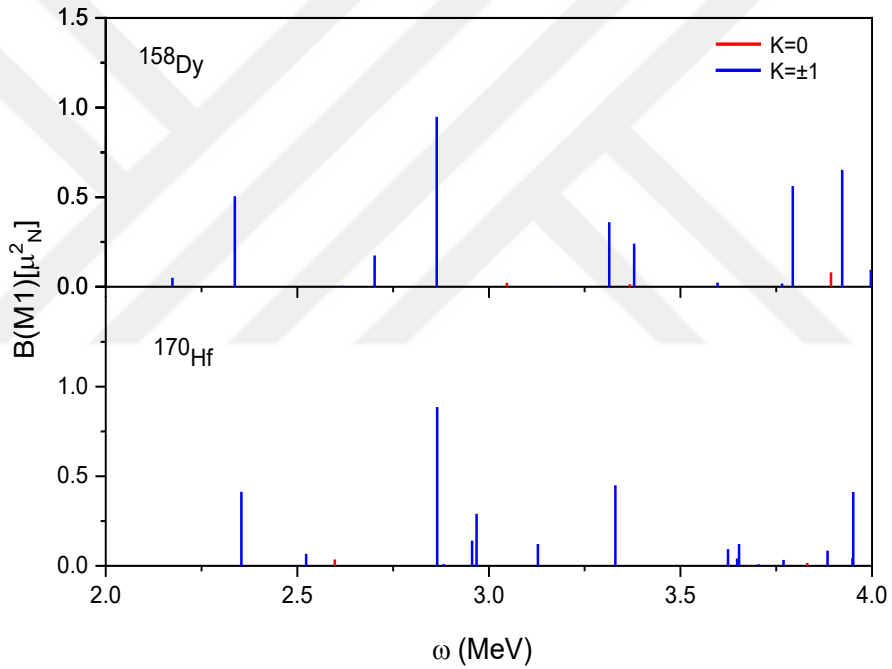
Şekil 5.1'den ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çiftinin taban hal bandındaki seviyelerin oldukça benzer yapısı görülmektedir. Bu benzerliğin manyetik dipol uyarılma seviyelerinde de bulunup bulunmadığını belirlemek için öncelikle RI-QRPA model çerçevesinde kullanılacak parametreler belirlenmiştir. ^{158}Dy - ^{170}Hf çekirdeklerine ait manyetik dipol özelliklerinin incelenmesinde kullanılan parametreler Tablo 5.2'de verilmiştir. Bu tabloda verilen süperakışkan model çiftlenim korelasyon parametresi değerleri Ref. [69]'de bulunan değerlerden alınmıştır. ^{158}Dy - ^{170}Hf çekirdeklerinin kuadrupol deformasyon parametreleri için sırasıyla [125] ile [69] kaynaklarındaki değerler kullanılmıştır. M1 geçişleri için izovektör spin-spin etkileşme gücü $(\chi_{\sigma\tau} = \kappa/A \text{ MeV})$ ^{158}Dy - ^{170}Hf çekirdekleri için sırasıyla 20 ve 30 olarak seçilmiştir [115].

Bu değer deforme çekirdeklerin manyetik momentumlarının ve β geçiş hızlarının teorik değerlerinin deneyle karşılaştırılması sonucu elde edilmiştir ve iyi deforme nadir toprak çekirdeklerinin makas mod özelliklerinin açıklanmasında iyi sonuçlar vermektedir. Manyetik dipol M1 gücünün 1^+ seviyelerinin ω_i enerjilerine göre dağılımı efektif etkileşmelerin makas ve spin-flip modlarının toplam $B(M1\uparrow)$ değerlerine etkisindeki rolü hakkında önemli bilgiler vermektedir.

Tablo 5.2. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çifti için çiftlenim Δ ve λ (MeV), ortalama alan deformasyon (δ_2), kuadropol deformasyon β_2 parametreleri ve spin-spin etkileşim kuvvetleri κ (MeV).

Çekirdek	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p	δ_2	β_2	κ
^{158}Dy	0.981	-8.074	1.031	-6.218	0.283	0.3255	20
^{170}Hf	0.921	-8.562	1.002	-4.352	0.260	0.2975	30

^{158}Dy - ^{170}Hf PMN deforme çift kütle numaralı çekirdekleri için 4 MeV'e kadar olan manyetik dipol uyarılmalarının teorik hesaplaması sonucu elde edilen 1^+ seviyelerinin ω_i enerjilerine göre dağılımı Şekil 5.2'de verilmiştir. Yapılan hesaplamalar ile ^{158}Dy - ^{170}Hf çekirdeklerinin ayrı ayrı manyetik dipol özellikleri incelenmiş ve karşılaştırma yapılarak benzerlik durumları araştırılmıştır.



Şekil 5.2. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.

RI-QRPA ile incelenen PMN çekirdeklerinin makas mod hesaplamaları sonucunda M1 geçişlerinin dağılımının 2 MeV'den sonra başladığı Şekil 5.2'den görülmektedir. ^{158}Dy çekirdeğinin 2-4 MeV enerji aralığındaki $1^\pi K=1^+0$ ve $1^\pi K=1^+1$ uyarılma modlarındaki seviye sayıları sırasıyla 3 ve 18 olarak bulunmuştur. ^{170}Hf çekirdeğinin seviye sayıları ise sırasıyla 4 ve 17 dir. Her iki çekirdek içinde 2-4 MeV enerji aralığında toplam 21 tane seviye gözlenmiştir.

Şekil 5.2'den bu enerji aralığında her iki çekirdeğin M1 seviyelerinden enerji ve güç olarak örtüşen seviyelerin olduğu açıkça görülmektedir. 2-4 MeV enerji aralığındaki M1 dağılımındaki maksimumlar karşılaştırıldığında ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için enerji ve güçleri sırasıyla 2.864 MeV, $B(M1 \uparrow) = 0.949 \mu_N^2$ ve 2.868 MeV, $B(M1 \uparrow) = 0.837 \mu_N^2$ olan bu seviyelerde hem enerji hem güç bağlamında örtüşme olduğu görülmektedir. Şekilden görüldüğü gibi teorik hesaplamalarımız ile makas modun bilinen özelliklerinden olan; yaklaşık olarak Δ çiftlenim aralığının iki katına eşit enerjilerde $I^\pi=1^+$ iki kuaziparçacık uyarılmalarının ortaya çıktığı ve herhangi bir seviyenin geçiş gücünün en fazla $1,5 \mu_N^2$ olduğu sonuçlarına her iki çekirdek için de ulaşılmıştır.

Bununla birlikte, ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdeklerinin 2-4 MeV aralığındaki gücüne manyetik dipol operatörünün izoskaler ve izovektör kısımlardan gelen katkılar incelenmiştir. Buna göre ^{158}Dy çekirdeği için, 2-4 MeV enerji aralığında toplam izoskaler ve izovektör M1 güçleri sırasıyla $\sum B(M1)_{IS} = 2.66 \times 10^{-3} \mu_N^2$ ve $\sum B(M1)_{IV} = 4 \mu_N^2$ iken ^{170}Hf çekirdeği için sırasıyla $\sum B(M1)_{IS} = 1.6 \times 10^{-3} \mu_N^2$ ve $\sum B(M1)_{IV} = 3.4 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar hem ^{158}Dy hem de ^{170}Hf çekirdeğinde 2-4 MeV aralığındaki seviyelerin baskın biçimde izovektör karakterli olduğunu göstermektedir.

2-4 MeV enerji aralığında gözlenen birçok seviyenin spin ve pariteleri manyetik dipol uyarılmalarının araştırıldığı NRF deneylerinde tam olarak belirlenememektedir. Buna karşın deneylerde gözlenen dipol seviyelerinin radyasyon kalınlıkları güvenilir bir biçimde ölçülebilmektedir [83]. Bu yüzden teorik sonuçları deneyle karşılaştırmak bakımından en uygun büyüklüğün seviyelerin M1 dipol radyasyon kalınlıkları olduğu söylenebilir. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdeklerinin taban durumdan $I^\pi=1^+$ uyarılmış durumlarına geçişler için $\Gamma_0(M1)$ manyetik dipol radyasyon kalınlıkları ve $\Gamma_0^{red}(M1)$ indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanmıştır.

Makas mod ile ilgili iki çekirdeğin karşılaştırılmasında M1 geçişlerinin toplam değerleri önemli bilgiler vermektedir. Bu bağlamda ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki M1 geçişlerinin toplam ($\sum B(M1 \uparrow)$), orbital ($\sum B(M1 \uparrow)_l$) ve spin $\sum B(M1 \uparrow)_s$ karakterli manyetik dipol güçleri, $\sum \Gamma_0(M1)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları, $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol

radasyon kalınlıkları ve kalınlıkları ve $\bar{w}$ ortalama enerji değerleri $K=0$, $K=1$ ve $K=0+1$ (toplam) modları için Tablo 5.3'te karşılaştırılmıştır.

Tablo 5.3. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$ ve $\bar{w}$ değerleri

Çekirdek	K	$\sum B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_l$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ (μ_N^2)	$\sum \Gamma_0$ (meV)	$\sum \Gamma_0^{red}$ (meVMeV ⁻³)	$\bar{w}$ (MeV)
^{158}Dy	0	0,117	0,002	0,088	22,9	0,451	3,670
	1	3,641	2,575	0,395	515	14,1	3,224
	0+1	3,758	2,577	0,483	537,9	14,5	3,12
^{170}Hf	0	0,056	0,002	0,052	6,76	0,218	3,030
	1	3,219	2,572	0,129	412	12,4	3,134
	0+1	3,27	2,577	0,181	418,7	12,6	3,13

Makas mod için bilinen sistematik özelliklerden biri de bu enerji bölgesinde toplam M1 gücünün yaklaşık $3 \mu_N^2$ olduğudur. RI-QRPA ile ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için yapılan hesaplamalarla yaklaşık olarak bu sonuç elde edilmiştir. Buna göre, 2-4 MeV enerji aralığında ^{158}Dy için toplam M1 gücü $\sum B(M1 \uparrow) = 3.758 \mu_N^2$ ^{170}Hf ekideği için ise $\sum B(M1 \uparrow) = 3.27 \mu_N^2$ hesaplanmıştır. Makas mod enerji bölgesinde, orbital manyetik dipol gücünün baskın olduğu bilinen bir diğer özellik olarak karşımıza çıkmaktadır. RI-QRPA ile yapılan hesaplamalarla ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için toplam orbital dipol gcleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_l = 2.577 \mu_N^2$ ile $\sum B(M1 \uparrow)_l = 2.577 \mu_N^2$, toplam spin manyetik dipol gcleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 0.48 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 0.18 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Çalışmada elde edilen bu sonuçlar makas mod bölgesinin orbital karakterinin baskınlığını her iki çekirdek için de doğrulamaktadır. Teorik bulgular çift-çift deforme PMN çekirdeklerdeki makas mod sistematığını (izovektör, kolektif ve orbital karakterli) teyit etmektedir.

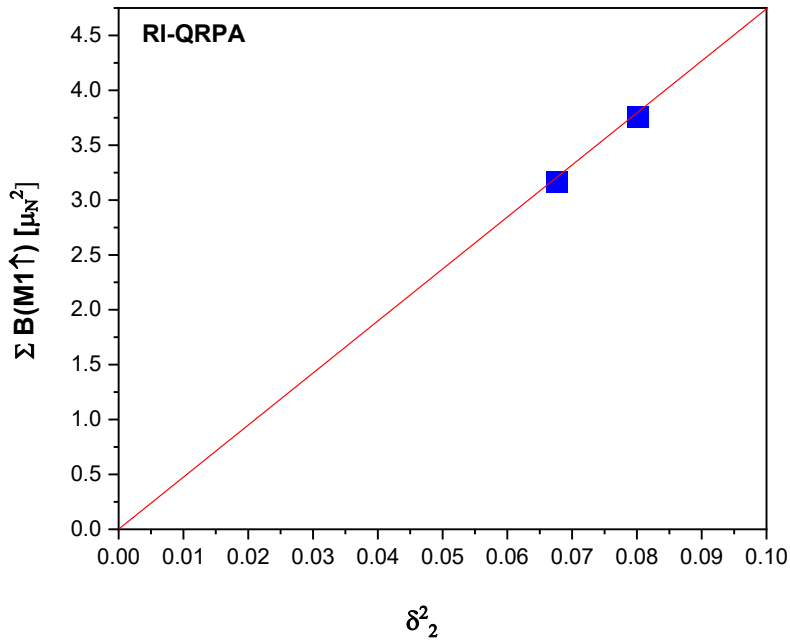
PMN çiftlerinin, makas modun temel fenomenlerinin toplam değerlerinin karşılaştırılması, iki çekirdeğin verilen özellik açısından benzerliği hakkında fikir vermiştir. Ancak iki çekirdeğin aynı özelliğinin değerlerinin oranının bire yakın çıkması iki çekirdeğin verilen özellik bakımından benzerliğini ortaya koyan nicel bir gösterimdir. Bu yüzden Tablo 5.4'te yukarıdaki tabloda verilen $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$, $\bar{w}$ niceliklerinin her iki çekirdek için oranları verilmiştir.

Tablo 5.4. $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$ PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $\Sigma B(M1 \uparrow)$, $\Sigma B(M1 \uparrow)_l$, $\Sigma B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\Sigma \Gamma_0$, $\Sigma \Gamma_0^{red}$ ve $\bar{\omega}$ değerlerinin oranları.

K	$\frac{\Sigma B(M1 \uparrow)_{158\text{Dy}}}{\Sigma B(M1 \uparrow)_{170\text{Hf}}}$	$\frac{\Sigma B(M1 \uparrow)_{l158\text{Dy}}}{\Sigma B(M1 \uparrow)_{l170\text{Hf}}}$	$\frac{\Sigma B(M1 \uparrow)_{\sigma 158\text{Dy}}}{\Sigma B(M1 \uparrow)_{\sigma 170\text{Hf}}}$	$\frac{\Sigma \Gamma_{0158\text{Dy}}}{\Sigma \Gamma_{0170\text{Hf}}}$	$\frac{\Sigma \Gamma_{0158\text{Dy}}^{red}}{\Sigma \Gamma_{0170\text{Hf}}^{red}}$	$\frac{\bar{\omega}_{158\text{Dy}}}{\bar{\omega}_{170\text{Hf}}}$
K=0	2,089	1	1,69	3,3	2	1,21
K=±1	1,13	1	3	1,2	1,1	1,02
Toplam	1,14	1	2	1,2	1,1	0,99

Tablo 5.4'ten iki çekirdeğin 2-4 MeV enerji aralığında toplam M1 ile yörünge indirgenmiş geçiş olasılıklarının, radyasyon kalınlıklarının K=1 ve K=0⁺1'i içeren toplam modları için oranlarının 1 çevresinde olduğu görülmektedir. Bu sonuç bize verilen nicelikler bağlamında $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$ PMN çekirdekleri için benzer özelliklere sahip olabileceklerini göstermektedir. Ancak 2-4 MeV enerji aralığındaki spin karakterli manyetik dipol geçişler ve K=0 modları için verilen büyüklüklerin oranlarının 1'den farklı çıkması bu geçişler için benzerliğin olmayabileceğini göstermektedir.

2-4 MeV enerji aralığında manyetik dipol uyarılmaların toplam geçiş gücü kuadropol taban hal deformasyonunun karesi ile orantılıdır [27]. RI-QRPA ile yapılan hesaplamalar ile bu orantının $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$ PMN çekirdeklerindeki durumu araştırılmıştır (Şekil 5.3).

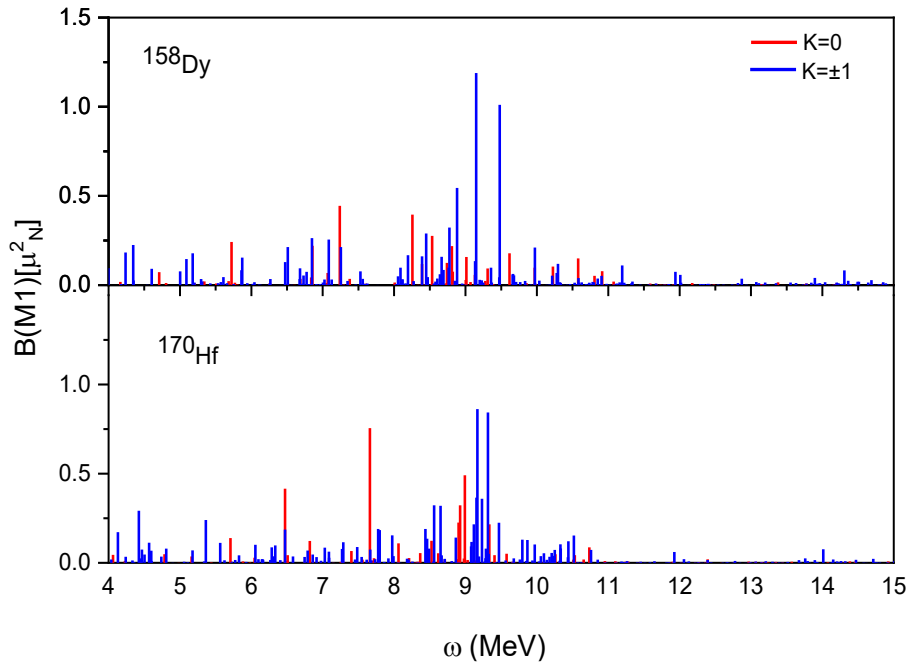


Şekil 5.3. $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$ PMN çiftinin toplam M1 gücünün kuadropol taban hal deformasyonunun karesine göre değişimi.

RI-QRPA ile hesaplanan toplam değerlerine karşılık, hesaplanan kuadropol taban hal deformasyonunun karesinin çizildiği Şekil 5.3'den ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için bu orantılılığın bulunduğu belirlenmiştir.

2-4 MeV enerji aralığındaki ayrıntılı incelemenin ardından, manyetik dipol değişlerin 4-15 MeV enerji aralığında yer alan spin-flip uyarılma özellikleri ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için RI-QRPA ile hesaplanmış ve karşılaştırılmıştır (Şekil 5.4). RI-QRPA ile hesaplanan ^{158}Dy çekirdeği için 4-15 MeV enerji aralığındaki $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma modlarındaki seviye sayıları sırasıyla 106 ve 342 olarak bulunmuştur. ^{170}Hf çekirdeği için seviye sayıları ise sırasıyla 117 ve 337 dir. Her iki çekirdek içinde 4-15 MeV enerji aralığında sırasıyla 448 ve 454 tane seviye gözlenmiştir.

Şekil 5.4'den bu enerji aralığında her iki çekirdeğin M1 seviyelerinden enerji ve güç olarak örtüşen seviyelerin olduğu açıkça görülmektedir. ^{170}Hf çekirdeğinin dağılımında 7-8 MeV arasında bir maksimum, her iki çekirdekte 9-9,5 MeV arasında bir maksimum gözlenmektedir. Bu dağılım ^{170}Hf için 4-15 MeV enerji aralığındaki iki maksimumlu yapının M1 spin-flip rezonans uyarılmalar olduğunu göstermektedir [49]. M1 spin-flip uyarılmaların yoğunlaştığı 9 MeV civarında, bu iki çekirdek için de çok sayıda seviye bulunmaktadır.



Şekil 5.4. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.

Ayrıca iki çekirdeğin spektrumunda da yer alan maksimum piklerde yine 9 MeV çevresinde yer almaktadır [44]. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdeklerinin 4-15 MeV enerji aralığında M1 dağılımındaki maksimumların (piklerin) enerji ve güçleri ^{158}Dy , ^{170}Hf PMN çekirdekleri için sırasıyla 9,15 MeV'de $B(M1 \uparrow) = 1.189 \mu_N^2$ ve 9,166 MeV'de $B(M1 \uparrow) = 0.862 \mu_N^2$ 'dir. Bu değerler iki çekirdeğin M1 dağılımındaki maksimumlarda hem enerji hem güç bağlamında örtüşme olduğunu göstermektedir. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdeklerinin 4-15 MeV aralığındaki gücüne manyetik dipol operatörünün izoskaler ve izovektör kısımlardan gelen katkılarda ayrıca araştırılmıştır. Buna göre ^{158}Dy çekirdeği için, 4-15 MeV enerji aralığında toplam izoskaler ve izovektör M1 güçleri sırasıyla $\sum B(M1)_{IS} = 2.5 \times 10^{-2} \mu_N^2$ ve $\sum B(M1)_{IV} = 14.24 \mu_N^2$ iken ^{170}Hf çekirdeği için sırasıyla $\sum B(M1)_{IS} = 2.7 \times 10^{-2} \mu_N^2$ ve $\sum B(M1)_{IV} = 15.2 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar 2-4 MeV enerji aralığında olduğu gibi hem ^{158}Dy hem de ^{170}Hf çekirdeğinin 4-15 MeV aralığındaki seviyelerin baskın biçimde izovektör karakterli olduğunu göstermektedir.

İki çekirdeğin spin-flip uyarılmalarının incelenmesinde toplam değerleri önemli bilgiler vermektedir. Bu bağlamda ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdeklerinin 4-15 MeV enerji aralığındaki M1 geçişlerinin toplam ($\sum B(M1 \uparrow)$), orbital ($\sum B(M1 \uparrow)_l$) ve spin $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ karakterli manyetik dipol güçleri, $\sum \Gamma_0(M1)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları, $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları ve $\bar{w}$ ortalama enerji değerleri $K=0$, $K=1$ ve $K=0+1$ (toplam) modları için Tablo 5.5'te karşılaştırılmıştır.

Tablo 5.5. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$ ve $\bar{w}$ değerleri.

Çekirdek	K	$\sum B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_l$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ (μ_N^2)	$\sum \Gamma_0$ (meV)	$\sum \Gamma_0^{red}$ (meVMeV ⁻³)	$\bar{w}$ (MeV)
^{158}Dy	0	3,859	0,269	5,62	1×10^4	14,9	8,278
	1	9,972	3,306	10,9	$2,9 \times 10^4$	38,4	7,172
	0+1	13,831	3,57	16,5	$3,9 \times 10^4$	53,3	7,480
^{170}Hf	0	4,11	0,265	5,78	$0,9 \times 10^4$	15,8	8,121
	1	10,25	3,13	11,27	$2,8 \times 10^4$	39,6	7,482
	0+1	14,36	3,39	17,05	$3,7 \times 10^4$	55,4	7,547

Tablo 5.5'ten RI-QRPA ile yapılan hesaplamalar sonucunda 4-12 MeV enerji aralığındaki toplam geçiş gücünün yaklaşık $\sum B(M1) \cong 11 \mu_N^2$ olduğu bilgisine yakın

olarak, 4-15 MeV enerji aralığında toplam manyetik dipol geçiş güçleri ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow) = 13.831 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow) = 14.36 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bununla birlikte RI-QRPA ile yapılan hesaplamalarla ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için toplam orbital dipol güçleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_l = 3.57 \mu_N^2$ ile $\sum B(M1 \uparrow)_l = 3.39 \mu_N^2$, toplam spin manyetik dipol güçleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 16.5 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 17.05 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar, 4-15 MeV enerji aralığında manyetik dipol uyarılmaların spin karakterli M1 gücünün baskın olduğunu göstermiştir [24]. Teorik bulgular çift-çift PMN deforme çekirdeklerdeki spin-flip uyarılmaların yer aldığı 4-15 MeV enerji bölgesinin; izovektör, kolektif ve spin karakterli olduğunu göstermektedir.

PMN çiftlerinin spin-flip uyarılma bölgesindeki temel özellikler açısından benzerliği hakkında nicel bir fikir vermesi için $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$, $\bar{w}$ niceliklerinin her iki çekirdek için oranları Tablo 5.6'da verilmiştir.

Tablo 5.6'dan iki çekirdeğin 4-15 MeV enerji aralığında oranları araştırılan tüm niceliklerin $K=0$, $K=1$ ve $K=0^+1$ 'i içeren toplam modları için oranlarının 1 çevresinde olduğu görülmektedir. Bu sonuç bize bu nicelikler bağlamında ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdeklerinin kolektif yapının görüldüğü bu enerji bölgesinde benzer özelliklere sahip olabileceklerini göstermektedir.

Tablo 5.6. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$ ve $\bar{w}$ değerlerinin oranları

K	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_{^{158}\text{Dy}}}{\sum B(M1 \uparrow)_{^{170}\text{Hf}}}$	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_l^{^{158}\text{Dy}}}{\sum B(M1 \uparrow)_l^{^{170}\text{Hf}}}$	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_\sigma^{^{158}\text{Dy}}}{\sum B(M1 \uparrow)_\sigma^{^{170}\text{Hf}}}$	$\frac{\sum \Gamma_0^{^{158}\text{Dy}}}{\sum \Gamma_0^{^{170}\text{Hf}}}$	$\frac{\sum \Gamma_0^{red}^{^{158}\text{Dy}}}{\sum \Gamma_0^{red}^{^{170}\text{Hf}}}$	$\frac{\bar{w}^{^{158}\text{Dy}}}{\bar{w}^{^{170}\text{Hf}}}$
K=0	0,93	1,01	0,97	1,11	0,94	0,90
K=±1	0,97	1,05	0,96	1,03	0,96	0,80
Toplam	0,96	1,05	0,96	1,05	0,96	0,84

^{158}Dy - ^{170}Hf çekirdeklerinin manyetik dipol uyarılmaları için RI-QRPA ile yapılan hesaplamalarla 2-15 MeV enerji aralığındaki toplam geçiş güçlerine de bakılmıştır. ^{158}Dy çekirdeği için M1 geçiş güçleri $K=0$ ve $K=1$ modları için sırasıyla $\sum B(M1)_{K=0} \cong 3.859 \mu_N^2$, $\sum B(M1)_{K=1} \cong 9.972 \mu_N^2$ ve toplam ($K=0^+1$) için $\sum B(M1)_{K=0+1} \cong 13.831 \mu_N^2$ bulunmuştur. ^{170}Hf çekirdeği için ise aynı büyüklükler sırasıyla $\sum B(M1)_{K=0} \cong 4.118 \mu_N^2$, $\sum B(M1)_{K=1} \cong 10.252 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1)_{K=0+1} \cong 14.37 \mu_N^2$ değerleri elde edilmiştir. Buna göre her iki çekirdeğinde 2-15 MeV enerji

aralığındaki manyetik dipol geçişlerinde en büyük katkı, yaklaşık %77 oranı ile, K=1 modundan gelmektedir.

^{158}Dy - ^{170}Hf çekirdekleri için makas mod ve spin-flip uyarılma bölgelerindeki seviyelere ait M1 geçiş özelliklerinin teorik hesaplarından sonra seviye yapılarının ele alınması yararlı olacaktır. Tablo 5.7’de bu PMN çiftinin çekirdeğinin 2-15 MeV enerji aralığındaki $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma seviyelerinin uyarılma durumları için RI-QRPA ile hesaplanan ve $B(M1 \uparrow) \geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyelerden birkaçının yapıları gösterilmiştir. Tabloda dalga fonksiyonuna katkısı %1’den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinden bir 2-4 MeV ve 4-15 MeV enerji aralıklarındaki gücü yüksek seviyelerden bazılarının yapıları verilmiştir.

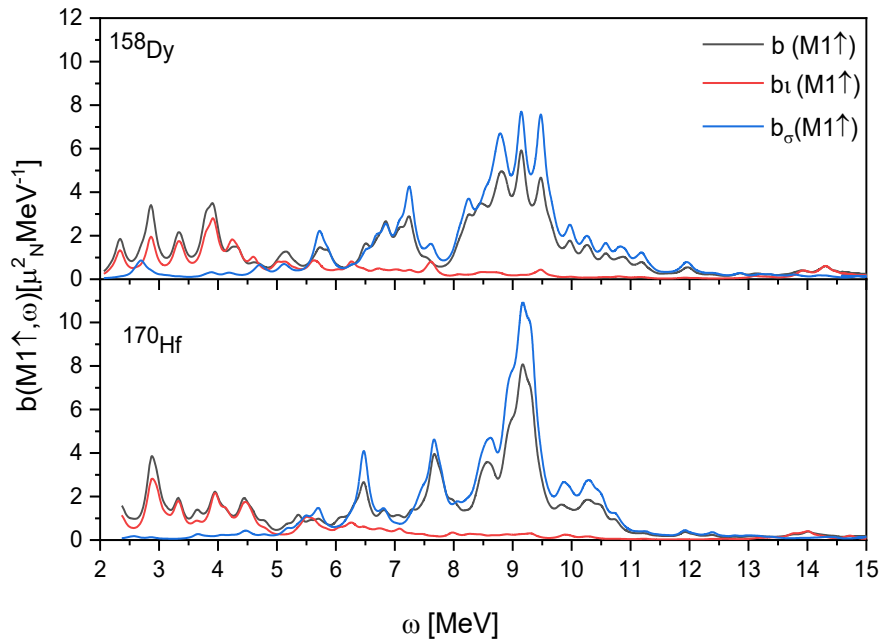
Tablo 5.7. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında olan $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma seviyelerinin RI-QRPA ile hesaplanan enerjileri, iki kuaziparçacık yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma]$, $\psi_i(\tau)$). Burada sadece dalga fonksiyonuna katkısı %1’den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinden bir kısmının yapıları verilmiştir.

^{158}Dy					^{170}Hf				
$I^\pi K$	ω_i [MeV]	$B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	Fonon yapısı		$I^\pi K$	ω_i [MeV]	$B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	Fonon yapısı	
			$\psi_i(\tau)$	$[Nn_z\Lambda\Sigma]$				$\psi_i(\tau)$	$[Nn_z\Lambda\Sigma]$
1-1	2,337	0,505	-0,636 -0,228	nn[651],[642] pp[532],[523]	1-1	2,354	0,413	-0,622 -0,202	nn[642], [642] pp[523], [514]
1-0	5,722	0,242	0,277 0,126	nn[521],[512] nn[550],[550]	1-0	5,707	0,139	0,225 -0,105	nn[651], [651] pp[530], [550]
1-1	3,793	0,562	0,175 -0,148 0,116	nn[521],[532] nn[521],[532] nn[523],[532]	1-1	3,330	0,450	0,128 -0,138 0,164	nn[521], [510] nn[521], [512] nn[523], [542]
1-0	6,855	0,220	0,445 0,108 0,307	nn[651],[651] pp[550],[530] pp[541],[532]	1-0	6,471	0,416	-0,392 0,112 0,425	pp[651], [651] pp[530], [550] pp[541], [532]
1-1	6,850	0,263	0,204 0,231 0,150	nn[640],[651] pp[651],[642] pp[404],[404]	1-1	6,472	0,186	0,168 0,114 0,138	nn[640], [651] nn[642], [642] pp[404], [404]
1-0	8,256	0,395	-0,363 0,259 0,205	nn[651],[642] nn[532],[521] nn[523],[512]	1-0	8,991	0,491	-0,213 0,152 0,283	nn[642], [642] nn[523], [542] nn[523], [542]
1-0	10,578	0,150	0,698	pp[523],[514]	1-0	9,334	0,216	0,105	nn[541], [522]

Tablo 5.7’deki sonuçlardan $B(M1 \uparrow) \geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyelerin yapısına en büyük katkının, K kuantum sayısı ve paritesi $K^\pi=1^+$ den geldiği görülmektedir. 2-4 MeV enerji aralığında ^{158}Dy çekirdeğinin $K^\pi=1^+$ uyarılma seviyelerine en büyük katkısı

veren seviyelerin çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahip olmaları güçlü kolektif yapıda olduklarını göstermektedir. 4-15 MeV enerji aralığında ise iki kuaziparçacık konfigürasyonu 5,091-7,277 MeV ve 8,195-10,317 MeV enerji aralıklarında çoklu yapı göstermektedir. ^{158}Dy çekirdeği için bu enerji aralıklarındaki seviyeler kolektif yapıdadır. Benzer şekilde ^{170}Hf çekirdeğinin de 2-4 MeV enerji aralığında seviyelerin büyük kısmı çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahip olduğu için, bu bölgedeki seviyeler güçlü kolektif yapıdadır. ^{170}Hf çekirdeğinin 4-15 MeV enerji aralığında ise iki kuaziparçacık konfigürasyonu 5,363-7,974 MeV arasındaki gücü yüksek seviyelerde ve 8,572-10,770 MeV enerji aralıklarında çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonu bulunmaktadır. ^{158}Dy çekirdeği için 11,213 MeV, ^{170}Hf çekirdeği için 10,777 MeV den sonraki enerjilerdeki seviyelerde çoklu yapı keskin bir biçimde azalmakta ve tekli iki kuaziparçacık konfigürasyonu bulunmaktadır. ^{158}Dy - ^{170}Hf çekirdekleri için seviye yapılarının karşılaştırılması, kolektif yapının görüldüğü enerji aralıkları açısından da iki çekirdeğin benzer özellikler sergilediği sonucunu ortaya çıkarmaktadır.

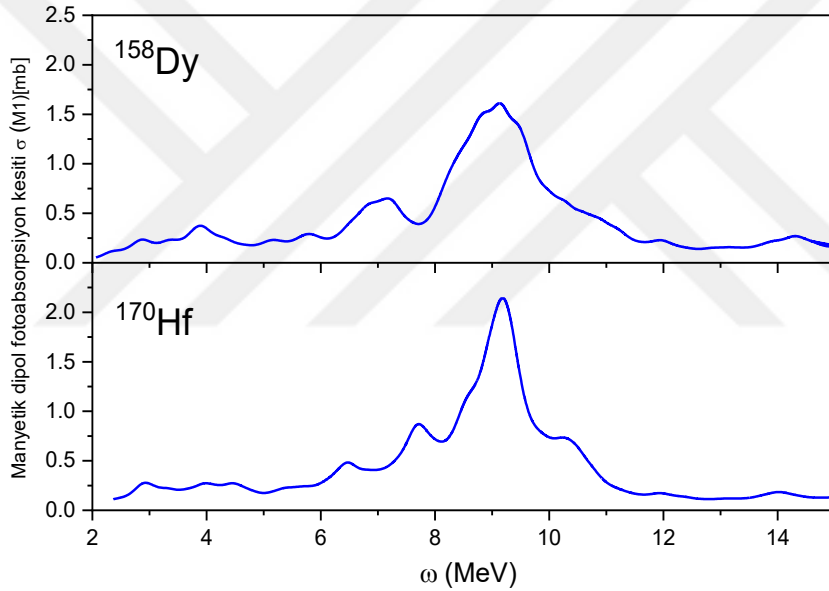
RI-QRPA yaklaşımı ile ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çiftinin manyetik dipol güç fonksiyonları $b(M1\uparrow)$ hesaplanmıştır. Güç fonksiyonu yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_s(M1\uparrow)$ katkılı manyetik dipol uyarılmaları içinde hesaplanmış Şekil 5.5’de verilmiştir.



Şekil 5.5. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdeklerinin 2–15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan toplam $b(M1\uparrow)$, yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_s(M1\uparrow)$ güç fonksiyonu dağılımlarının karşılaştırılması.

Şekilden, manyetik dipol uyarılmaları 2-5 MeV enerji aralığında orbital karakterden, 5,5-13 MeV aralığında ise spin karakterden gelen katkının daha fazla olduğu görülmektedir. Şekil 5.5'ten her iki çekirdek dağılımındaki bu benzerlik görülmektedir. Toplam manyetik dipol gücüne spin ve orbital katkıların yıkıcı ya da yapıcı girişimleri nedeniyle M1 dağılımının şekillenmesinde bu katkılar önemli rol oynamaktadırlar.

Manyetik dipol güç fonksiyonu ile deney ya da nükleer reaksiyon kodları sonuçlarıyla karşılaştırma yapabilmek için fotoabsorbsiyon tesir kesitleri teorik olarak hesaplanabilmektedir. Bu çalışmada RI-QRPA modeli ile hesaplanan toplam manyetik dipol güç fonksiyonu kullanılarak, ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çifti için manyetik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesitleri hesaplanmıştır. Fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin enerjiye göre dağılımı Şekil 5.6'da verilmiştir.

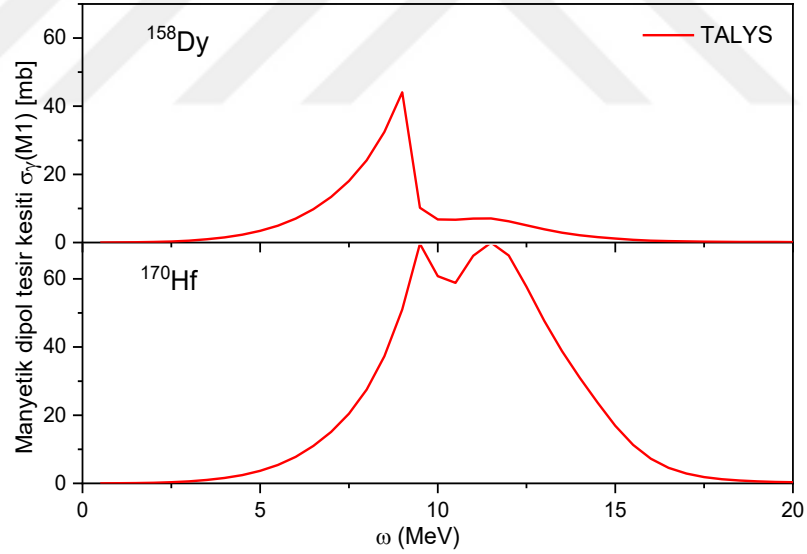


Şekil 5.6. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan manyetik dipol tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması.

^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında güç fonksiyonu kullanılarak hesaplanan manyetik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesiti dağılımı, manyetik dipol uyarılmaların 9 MeV civarında elde edilen tek maksimumlu, asimetrik, yapıyı belirgin bir şekilde göstermektedir. Verilen dağılımın Lorentz fonksiyonu ile fit edilmesi sonucunda dağılımlardaki maksimumlarının enerji (ω), güç (σ) ve pikin yarı yüksekliğinin genişliği (full width half maksimum-FWHM) (Γ) değerleri elde edilmiş ve karşılaştırılmıştır. Buna göre ^{158}Dy çekirdeğinin maksimumun enerjisi $\omega_{^{158}\text{Dy}}=9,038$ MeV, gücü $\sigma_{^{158}\text{Dy}}=1,57$ mb ve FWHM $\Gamma_{^{158}\text{Dy}}=1,65$ MeV değerindedir.

Aynı değerler ^{170}Hf çekirdeği için $\omega_{^{170}\text{Hf}}=9,11$ MeV, $\sigma_{^{170}\text{Hf}}=1,94$ mb ve $\Gamma_{^{170}\text{Hf}}=1,32$ MeV dir. Her iki çekirdeğin 9 MeV civarında görülen maksimumları dev manyetik dipol rezonans ya da spin-flip rezonans olarak ifade edilmektedir. Elde edilen bu sonuç RI-QRPA yaklaşımının spin-flip uyarılmalar ile ilgili bilinen bir özelliği açıklamadaki başarısını göstermektedir. İki çekirdeğin manyetik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesiti açısından benzerlikleri nicel olarak karşılaştırmak için verilerin oranlarını almak uygun yaklaşım olabilir. Buna göre maksimumların enerji güç ve FWHM oranları sırasıyla $\frac{\omega_{^{158}\text{Dy}}}{\omega_{^{170}\text{Hf}}}=0,99$, $\frac{\sigma_{^{158}\text{Dy}}}{\sigma_{^{170}\text{Hf}}}=0,8$, $\frac{\Gamma_{^{158}\text{Dy}}}{\Gamma_{^{170}\text{Hf}}}=1,25$ dır. Oranların 1 sayısına yakınlığı RI-QRPA ile elde edilen sonuçların iki çekirdek için yakın sonuçlar verdiğini göstermektedir.

^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdeklerinin deneysel verilerine ulaşamamıştır. Yapılan hesaplamaları karşılaştırmak için TALYS reaksiyon kodu ile manyetik dipol tesir kesiti hesaplanmıştır. TALYS’de $^{158}\text{Dy}(\gamma,\gamma)$ ve $^{170}\text{Hf}(\gamma,\gamma)$ reaksiyonları kullanılarak veriler elde edilmiştir.



Şekil 5.7. ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çekirdekleri için TALYS kod kullanılarak hesaplanan manyetik dipol foto-absorbsiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması.

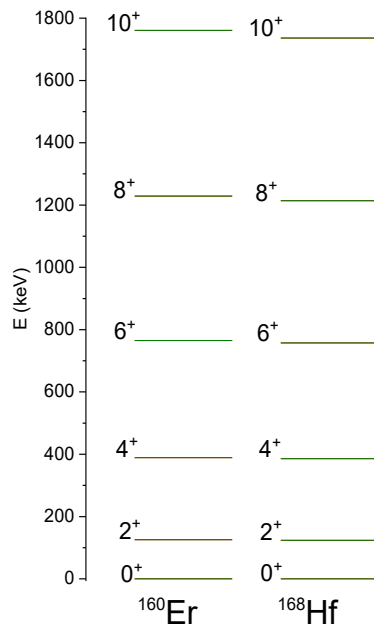
Şekil 5.7’den TALYS kod kullanılarak elde edilen dağılımın iki çekirdek için benzerlik göstermediğini ortaya koymaktadır. TALYS kod ve RI-QRPA sonuçları karşılaştırıldığında ise ^{158}Dy çekirdeğinin dağılımında görülen pikin enerjisinin yaklaşık benzer olduğu belirlenmiştir. İki yaklaşımdaki önemli farklılık foto-absorbsiyon tesir kesitin gücüdür. RI-QRPA pik maksimum $\sigma_\gamma = 2$ mb civarında iken

TALYS sonuçları $\sigma_\gamma = 50 - 70 \text{ mb}$ aralığında değişmektedir. RI-QRPA sonuçları, Khuong (vd., 1979)'nin çalışmasında kuazi parçacık fonon modeli kullanarak elde edilen sonuçlara yakındır [123].

5.2. ^{160}Er - ^{168}Hf Çekirdek Çiftinin Karşılaştırılması

Çift-çift PMN ^{160}Er - ^{168}Hf çekirdeklerinin 15 MeV'e kadar olan manyetik dipol uyarılma spektrumunun özellikleri, $K=0$ ve $K=1$ modları için ayrı ayrı hesaplanıp karşılaştırılmıştır. Parçacık boşluğu simetrisine sahip, $N_p N_n$ sayıları 140 olan ^{160}Er - ^{168}Hf çiftinin M1 özelliklerini incelemek için RI-QRPA yaklaşımı kullanılmıştır. RI-QRPA yaklaşımı kullanılarak manyetik dipol uyarılmaların makas mod ve spin-flip mod enerji bölgeleri için $B(M1\uparrow)$ indirgenmiş geçiş olasılıkları, yörünge ve spin karakterli indirgenmiş geçiş olasılıkları, radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları iki çekirdek için karşılaştırılmıştır. Ek olarak, manyetik dipol fotoabsorpsiyon tesir kesitleri ve güç fonksiyonu dağılımları hesaplanmış, toplam güç fonksiyonuna yörünge ve spin katkıları belirlenmiştir. Ayrıca, TALYS nükleer reaksiyon kodu kullanılarak çekirdeklerin foto-absorbsiyon tesir kesitleri (γ, γ) reaksiyonu için araştırılmış ve RI-QRPA sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

^{160}Er - ^{168}Hf PMN çiftinin taban durum dönme bandı seviye diyagramları aşağıdaki şekilde (Şekil 5.8) verilmiştir.



Şekil 5.8. ^{160}Er - ^{168}Hf çekirdek çiftinin taban hal dönme bandı seviye diyagramları [69].

^{160}Er - ^{168}Hf PMN çiftinin taban hal dönme bandında bulunan seviyelerin enerjilerindeki benzerlik Şekil 5.8'den açıkça görülmektedir. Bu benzerliğin manyetik dipol uyarma seviyelerinde de belirgin olup olmadığını değerlendirmek için öncelikle RI-QRPA model çerçevesi için gerekli parametreler belirlenmiştir. ^{160}Er - ^{168}Hf çekirdeklerinin manyetik dipol özelliklerinin araştırılmasında kullanılan parametreler Tablo 5.8'de verilmiştir. Bu tabloda yer alan süperakışkan model çiftlenim korelasyon parametreleri [69]'den elde edilmiştir. ^{160}Er - ^{168}Hf çekirdekleri için dört kutuplu deformasyon parametreleri Raman ve ark. (2001) ve NuDat kaynaklarından alınmıştır [69, 125]. M1 geçişleri için izovektör spin-spin etkileşme gücü (κ) ^{160}Er - ^{168}Hf çekirdekleri için sırasıyla 23 ve 30 olarak seçilmiştir [115]. PMN çekirdeklerinin RI-QRPA ile yapılan makas mod hesaplamaları sonucunda M1 geçişlerinin dağılımının 2 MeV'den sonra başladığı Şekil 5.9'dan görülmektedir. ^{160}Er çekirdeğinin 2-4 MeV enerji aralığındaki $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma modlarındaki seviye sayıları sırasıyla 4 ve 18 olarak bulunmuştur. ^{168}Hf çekirdeğinin seviye sayıları ise sırasıyla 2 ve 15 dir. Çekirdekler için 2-4 MeV enerji aralığında toplam 22 ve 17 tane seviye gözlenmiştir. Şekil 5.8'den bu enerji aralığında her iki çekirdeğin M1 dağılımında enerji ve güç olarak örtüşen seviyelerin olduğu açıkça görülmektedir.

Tablo 5.8. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çifti için çiftlenim Δ ve λ (MeV), ortalama alan deformasyon (δ_2), kuadropol deformasyon β_2 parametreleri ve spin-spin etkileşim kuvvetleri κ (MeV).

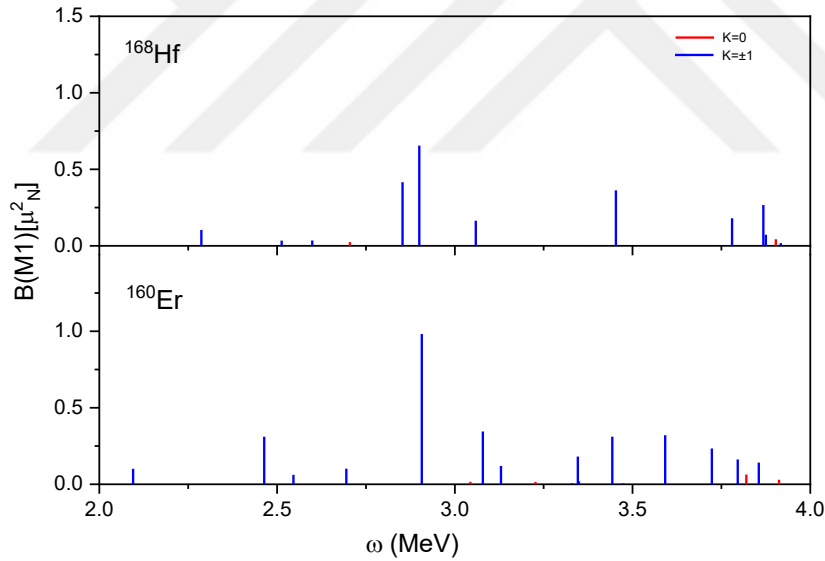
Çekirdek	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p	δ_2	β_2	κ
^{160}Er	1.001	-8.607	0.971	-4.972	0.264	0.3035	23
^{168}Hf	1.047	-8.894	1.148	-3.927	0.239	0.2736	30

^{160}Er - ^{168}Hf PMN deforme çift kütle numaralı çekirdekleri için 4 MeV'e kadar olan manyetik dipol uyarılmalarının teorik hesaplaması sonucu elde edilen 1^+ seviyelerinin ω_i enerjilerine göre dağılımı Şekil 5.9'da verilmiştir. Yapılan hesaplamalar ile ^{160}Er - ^{168}Hf çekirdeklerinin ayrı ayrı manyetik dipol özellikleri incelenmiş ve karşılaştırma yapılarak benzerlik durumları araştırılmıştır.

^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında M1 dağılımındaki maksimumlar karşılaştırıldığında enerjilerinin sırasıyla 2,907 MeV ve 2,9 MeV olduğu, böylelikle seviyelerde enerji bağlamında örtüşme olduğu belirlenmiştir. Şekilden görüldüğü gibi teorik hesaplamalarımız ile makas modun bilinen özelliklerinden olan; yaklaşık olarak Δ çiftlenim aralığının iki katına eşit enerjilerde

$I^\pi=1^+$ iki kuaziparçacık uyarılmalarının ortaya çıktığı ve herhangi bir seviyenin geçiş gücünün en fazla $1,5 \mu_N^2$ olduğu sonuçlarına her iki çekirdek için de ulaşılmıştır.

2-4 MeV enerji aralığında manyetik dipol uyarılmalarının araştırıldığı deneylerde M1 radyasyon kalınlıkları güvenilir bir biçimde ölçülebilmektedir [83]. Bu çalışmada, ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdeklerinin taban durumdan $I^\pi=1^+$ uyarılmış durumlarına geçişler için manyetik dipol radyasyon kalınlıkları (Γ_0) ve indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları (Γ_0^{red}) RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanmıştır. Makas mod ile ilgili iki çekirdeğin karşılaştırılmasında M1 geçişlerinin toplam değerleri önemli bilgiler vermektedir. Bu bağlamda ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki M1 geçişlerinin toplam ($\sum B(M1 \uparrow)$), orbital ($\sum B(M1)_l$) ve spin $\sum B(M1 \uparrow)_s$ karakterli manyetik dipol güçleri, $\sum \Gamma_0(M1)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları, $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları ve ortalama enerji değerleri $K=0$, $K=1$ ve $K=0+1$ (toplam) modları için Şekil 5.9’da karşılaştırılmıştır.



Şekil 5.9. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.

2-4 MeV enerji aralığındaki M1 dağılımındaki maksimumlar karşılaştırıldığında ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için enerji ve güçleri sırasıyla 2.907 MeV, ve 2.9 MeV olan bu seviyelerde hem enerji hem güç bağlamında örtüşme olduğu kanıtlanmaktadır. Şekilden görüldüğü gibi teorik hesaplamalarımız ile makas modun bilinen özelliklerinden olan; yaklaşık olarak Δ çiftlenim aralığının iki katına eşit enerjilerde $I^\pi=1^+$ iki kuaziparçacık uyarılmalarının ortaya çıktığı ve herhangi bir seviyenin geçiş

gücünün en fazla $1,5 \mu_N^2$ olduğu sonuçlarına her iki çekirdek için de ulaşılmıştır. Diğer taraftan, ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdeklerinin 2-4 MeV aralığındaki gücüne manyetik dipol operatörünün izoskaler ve izovektör kısımlardan gelen katkılar incelenmiştir. Buna göre ^{160}Er çekirdeği için, 2-4 MeV enerji aralığında toplam izoskaler ve izovektör M1 güçleri sırasıyla ve iken ^{168}Hf çekirdeği için sırasıyla ve olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar hem ^{160}Er hem de ^{168}Hf çekirdeğinde 2-4 MeV aralığındaki seviyelerin baskın biçimde izovektör karakterli olduğunu göstermektedir.

2-4 MeV enerji aralığında gözlenen birçok seviyenin spin ve pariteleri manyetik dipol uyarılmalarının araştırıldığı NRF deneylerinde tam olarak belirlenememektedir. Buna karşın deneylerde gözlenen dipol seviyelerinin radyasyon kalınlıkları güvenilir bir biçimde ölçülebilmektedir [83]. Bu yüzden teorik sonuçları deneyle karşılaştırmak bakımından en uygun büyüklüğün seviyelerin dipol radyasyon kalınlıkları olduğu söylenebilir. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdeklerinin taban durumdan $I^\pi=1^+$ uyarılmış durumlarına geçişler için $\Gamma_0(M1)$ manyetik dipol radyasyon kalınlıkları ve $\Gamma_0^{red}(M1)$ indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları RI-QRPA ile teorik olarak ölçülmüştür.

Makas mod ile ilgili iki çekirdeğin karşılaştırılmasında M1 geçişlerinin toplam değerleri önemli bilgiler vermektedir. Bu bağlamda ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki M1 geçişlerinin toplam ($\sum B(M1 \uparrow)$), orbital ($\sum B(M1 \uparrow)_l$) ve spin $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ karakterli manyetik dipol güçleri, $\sum \Gamma_0(M1)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları, $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları ve ortalama enerji değerleri $K=0$, $K=1$ ve $K=0+1$ (toplam) modları için Tablo 5.9’da karşılaştırılmıştır.

Tablo 5.9. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$ ve $\bar{w}$ değerleri.

Çekirdek	K	$\sum B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_l$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ (μ_N^2)	$\sum \Gamma_0$ (meV)	$\sum \Gamma_0^{red}$ (meVMeV ⁻³)	$\bar{w}$ (MeV)
^{168}Hf	0	0,067	0,002	$0,468 \times 10^{-1}$	11,7	0,259	3,471
	1	2,312	1,812	$0,879 \times 10^{-1}$	302	8,92	3,171
	0+1	2,379	1,814	0,1347	313,7	9,21	3,17
^{160}Er	0	0,122	0,005	0,108	23,3	0,472	3,646
	1	3,313	2,653	0,319	398	12,8	3,089
	0+1	3,435	2,658	0,427	421,3	13,272	3,10

Makas modunun bilinen sistematik özelliklerinden biri, bu enerji bölgesindeki toplam M1 gücünün yaklaşık $3 \mu_N^2$ olmasıdır. RI-QRPA ile ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için yapılan hesaplamalarla bu sonuca yaklaşılmıştır. 2-4 MeV enerji aralığında ^{160}Er için toplam M1 gücü $\sum B(M1 \uparrow) = 3.435 \mu_N^2$, ^{168}Hf çekirdeği için ise $\sum B(M1 \uparrow) = 2.379 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Makas mod enerji bölgesinde, orbital manyetik dipol gücünün baskın olduğu bilinen bir diğer özellik olarak karşımıza çıkmaktadır. RI-QRPA ile yapılan hesaplamalarla ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için toplam orbital dipol güçleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_l = 2.658 \mu_N^2$ ile $\sum B(M1 \uparrow)_l = 1.814 \mu_N^2$, toplam spin manyetik dipol güçleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 0.427 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 0.1347 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu çekirdekler için 2-4 MeV aralığı için elde edilen sonuçlar PMN çekirdeklerinin izovektör, kolektif ve orbital karakterli davranışını desteklemektedir.

PMN çiftlerinin, M1 özelliklerini gösteren değerlerinin oranının bire yakın çıkması iki çekirdeğin verilen özellik bakımından benzerliğini ortaya koyan nicel bir gösterebilir. Bu yüzden Tablo 5.10'da yukarıdaki tabloda verilen $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$, $\bar{w}$ niceliklerinin her iki çekirdek için oranları verilmiştir.

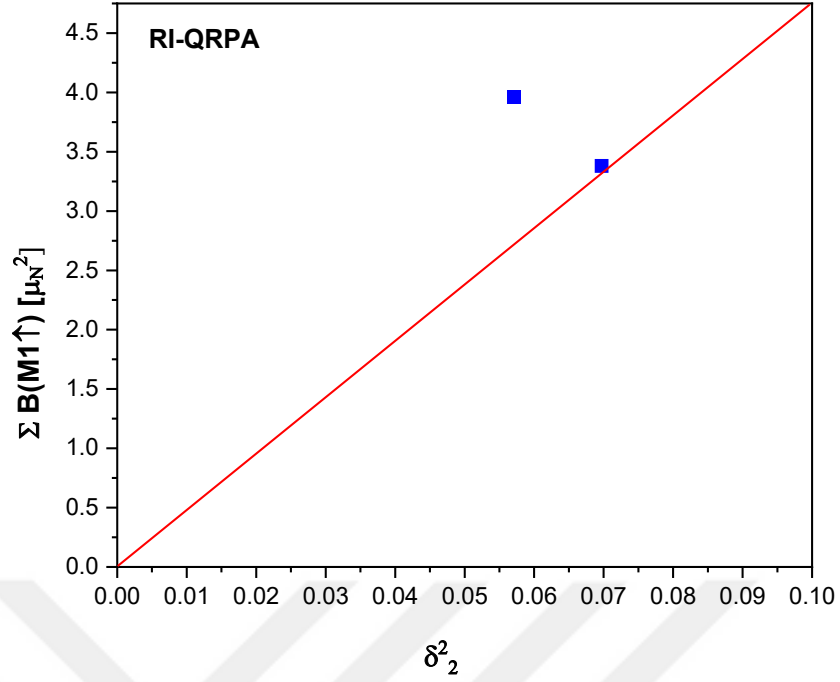
Tablo 5.10. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$ ve $\bar{w}$ değerlerinin oranları

K	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_{160\text{Er}}}{\sum B(M1 \uparrow)_{168\text{Hf}}}$	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_l_{160\text{Er}}}{\sum B(M1 \uparrow)_l_{168\text{Hf}}}$	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_\sigma_{160\text{Er}}}{\sum B(M1 \uparrow)_\sigma_{168\text{Hf}}}$	$\frac{\sum \Gamma_{0\ 160\text{Er}}}{\sum \Gamma_{0\ 168\text{Hf}}}$	$\frac{\sum \Gamma_0^{red\ 160\text{Er}}}{\sum \Gamma_0^{red\ 168\text{Hf}}}$	$\frac{\bar{w}_{160\text{Er}}}{\bar{w}_{168\text{Hf}}}$
K=0	1,8	2,5	2,3	1,9	1,8	1,05
K=±1	1,4	1,4	3,6	1,3	1,4	0,97
Toplam	1,4	1,4	3,1	1,3	1,4	0,97

Tablo 5.10, iki çekirdeğin 2-4 MeV enerji aralığında yalnızca ortalama enerji bağlamında benzer olabileceklerini göstermiştir. Bu durum, 2-4 MeV enerji aralığında ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdeklerinin manyetik dipol geçişler için benzerliğinin az olduğunu göstermektedir.

^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığında toplam manyetik dipol uyarılmaların kuadropol taban hal deformasyonunun karesi ile ilişkisi araştırılmıştır (Şekil 5.11).

Şekil 5.10'dan ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için bu orantılılığın yalnızca ^{160}Er çekirdeği için bulunduğu belirlenmiştir.

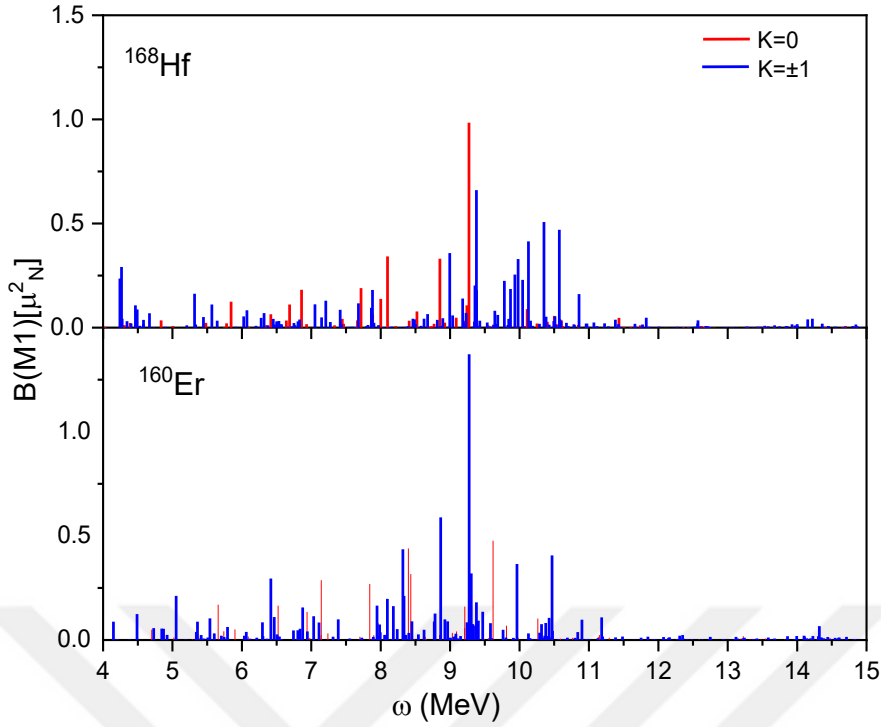


Şekil 5.10. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çiftinin toplam M1 gücünün kuadropol taban hal deformasyonunun karesine göre değişimi.

PMN çekirdekleri üzerinde gerçekleştirilen değerlendirme, ^{160}Er - ^{168}Hf izotop aralığında bu orantılı davranışın yalnızca ^{160}Er çekirdeği için geçerli olduğunu ortaya koymuştur.

^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için manyetik dipol geçişlerin 4-15 MeV enerji aralığındaki özellikleri hesaplanmış ve Şekil 5.11’de karşılaştırılmıştır.

RI-QRPA ile hesaplanan ^{160}Er çekirdeği için 4-15 MeV enerji aralığındaki $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma modlarındaki seviye sayıları sırasıyla 120 ve 350 olarak meydana gelmiştir. ^{168}Hf çekirdeği için seviye sayıları ise sırasıyla 122 ve 345 dir. Her iki çekirdek içinde 4-15 MeV enerji aralığında sırasıyla 470 ve 467 tane seviye gözlenmiştir. Şekil 5.11’den bu enerji aralığında her iki çekirdeğin M1 seviyelerinden enerji ve güç olarak örtüşen seviyelerin olduğu açıkça bulunmaktadır. Her iki çekirdek dağılımında da 9.5 MeV civarında bir maksimum gözlenmektedir. M1 spin-flip uyarılmaların yoğunlaştığı 9 MeV civarında, bu iki çekirdek için de çok sayıda seviye bulunmaktadır [44].



Şekil 5.11. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.

^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdeklerinin 4-15 MeV enerji aralığında M1 dağılımındaki maksimumların (piklerin) enerji ve güçleri ^{160}Er , ^{168}Hf PMN çekirdekleri için sırasıyla 9,274 MeV’de $B(M1\uparrow) = 1,37 \mu_N^2$ ve 9,271 MeV’de $B(M1\uparrow) = 0,98 \mu_N^2$ dir. Bu değerler iki çekirdeğin M1 dağılımındaki maksimumlarda hem enerji hem güç bağlamında yakın değerlere sahip olduklarını göstermektedir.

İki çekirdeğin 4-15 MeV enerji aralığındaki M1 uyarılmalarının temel büyüklüklerinin toplam değerleri hesaplanmıştır. Ayrıca, her iki çekirdeğe ait 4-15 MeV enerji aralığındaki tüm M1 uyarılmalarına karşılık gelen temel büyüklüklerin (örneğin toplam $B(M1\uparrow)$ değerlerinin) hesaplamaları gerçekleştirilmiş ve bu bağlamda orantılılık gösterip göstermedikleri değerlendirilmiştir. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdeklerinin 4-15 MeV enerji aralığındaki M1 geçişlerinin toplam ($\sum B(M1\uparrow)$), orbital ($\sum B(M1\uparrow)_l$) ve spin $\sum B(M1\uparrow)_s$ karakterli manyetik dipol güçleri, $\sum \Gamma_0(M1)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları, $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları ve $(\bar{\omega})$ ortalama enerji değerleri $K=0$, $K=1$ ve $K=0+1$ (toplam) modları için Tablo 5.11’de karşılaştırılmıştır.

Tablo 5.11. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$ ve $\bar{w}$ değerleri.

Çekirdek	K	$\sum B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_l$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ (μ_N^2)	$\sum \Gamma_0$ (meV)	$\sum \Gamma_0^{red}$ (meVMeV ⁻³)	$\bar{w}$ (MeV)
^{168}Hf	0	3,708	0,261	4,497	9778,3	14,341	8,448
	1	9,066	2,919	99,91	28698	34,98	7,670
	0+1	12,774	3,18	104,4	38476,3	49,321	7,896
^{160}Er	0	3,519	0,247	5,122	7916,7	13,628	8,253
	1	9,225	2,578	10,281	25402	35,6	7,297
	0+1	12,744	2,825	15,403	33318,7	49,228	7,56

Tablo 5.12'den RI-QRPA ile yapılan hesaplamalarla 4-15 MeV enerji aralığında toplam manyetik dipol geçiş güçleri ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow) = 12.744 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow) = 12.774 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır.

Tablo 5.12. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$, $\bar{w}$ değerlerinin oranları

K	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_{^{160}\text{Er}}}{\sum B(M1 \uparrow)_{^{168}\text{Hf}}}$	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_l^{^{160}\text{Er}}}{\sum B(M1 \uparrow)_l^{^{168}\text{Hf}}}$	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_\sigma^{^{160}\text{Er}}}{\sum B(M1 \uparrow)_\sigma^{^{168}\text{Hf}}}$	$\frac{\sum \Gamma_0^{^{160}\text{Er}}}{\sum \Gamma_0^{^{168}\text{Hf}}}$	$\frac{\sum \Gamma_0^{red^{^{160}\text{Er}}}}{\sum \Gamma_0^{red^{^{168}\text{Hf}}}}$	$\frac{\bar{w}^{^{160}\text{Er}}}{\bar{w}^{^{168}\text{Hf}}}$
K=0	1,05	1,05	0,88	1,2	1,05	1,1
K=±1	0,98	1,1	9,7	1,1	0,98	1,13
Toplam	1	1,1	6,7	1,1	1	1,15

Bununla birlikte RI-QRPA ile yapılan hesaplamalarla ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için toplam orbital dipol güçleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_l = 2.825 \mu_N^2$ ile $\sum B(M1 \uparrow)_l = 3.18 \mu_N^2$, toplam spin manyetik dipol güçleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 15.403 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 14.4 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar, 4-15 MeV enerji aralığında manyetik dipol uyarılmaların spin karakterli M1 gücünün baskın olduğunu göstermiştir [27]. Teorik bulgular çift-çift PMN deforme çekirdeklerdeki spin-flip uyarılmaların yer aldığı 4-15 MeV enerji bölgesinin; izovektör, kolektif ve spin karakterli olduğunu göstermektedir.

PMN çiftlerinin spin-flip uyarılma bölgesindeki temel özellikler açısından benzerliği hakkında nicel bir fikir vermesi için $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$, $\bar{w}$ niceliklerinin her iki çekirdek için oranları Tablo 5.12'de verilmiştir.

Tablo 5.12'den iki çekirdeğin 4-15 MeV enerji aralığında oranları araştırılan tüm niceliklerin K=0, K=1 ve K=0⁺1'i içeren toplam modları için oranlarının 1 çevresinde olduğu görülmektedir. Bu sonuç bize bu nicelikler bağlamında ^{160}Er - ^{168}Hf PMN

çekirdeklerinin kolektif yapının görüldüğü bu enerji bölgesinde benzer özelliklere sahip olabileceklerini göstermektedir.

^{160}Er - ^{168}Hf çekirdekleri için makas mod ve spin-flip uyarılma bölgelerindeki seviyelere ait $M1$ geçiş özelliklerinin teorik hesaplarından sonra seviye yapıları ele alınmıştır. Tablo 5.13’de bu PMN çiftinin 2-15 MeV enerji aralığındaki $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma seviyelerinin RI-QRPA ile hesaplanan seviye yapıları gösterilmiştir. Tabloda dalga fonksiyonuna katkısı %1’den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinden 2-4 MeV ve 4-15 MeV enerji aralıklarındaki gücü yüksek seviyelerden bazılarının yapıları verilmiştir.

Tablo 5.10’daki sonuçlardan 2-4 MeV enerji aralığında ^{160}Er çekirdeğinin $K^\pi=1^+$ uyarılma seviyelerine en büyük katkısı veren seviyelerin çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahip olmaları, bu seviyelerin, güçlü kolektif yapıda olduklarını göstermektedir. Aynı çekirdek için 4-15 MeV enerji aralığında ise iki kuaziparçacık konfigürasyonu 5,657-6,939 MeV ve 8,399-9,619 MeV enerji aralıklarında çoklu yapı göstermektedir. ^{160}Er çekirdeği için bu enerji aralıklarındaki seviyeler kolektif yapıdadır. Benzer şekilde ^{168}Hf çekirdeğinin de 2-4 MeV enerji aralığında seviyelerin büyük kısmı çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahip olduğu için, bu bölgedeki seviyeler güçlü kolektif yapıdadır. Her iki çekirdekte düşük-orta enerji aralığında gözlemlenen bu kolektif özellikler, manyetik dipol geçişlerin yapısal kökenine dair önemli ipuçları sunmaktadır. ^{168}Hf çekirdeğinin 4-15 MeV enerji aralığında ise iki kuaziparçacık konfigürasyonu 5,844-6,859 MeV arasındaki gücü yüksek seviyelerde ve 8,098-9,271 MeV enerji aralıklarında çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonu bulunmaktadır. Her iki çekirdek için yaklaşık olarak enerjisi 10,5 MeV’den büyük olan seviyelerde çoklu yapı keskin bir biçimde azalmakta ve tekli iki kuaziparçacık konfigürasyonu görülmektedir.

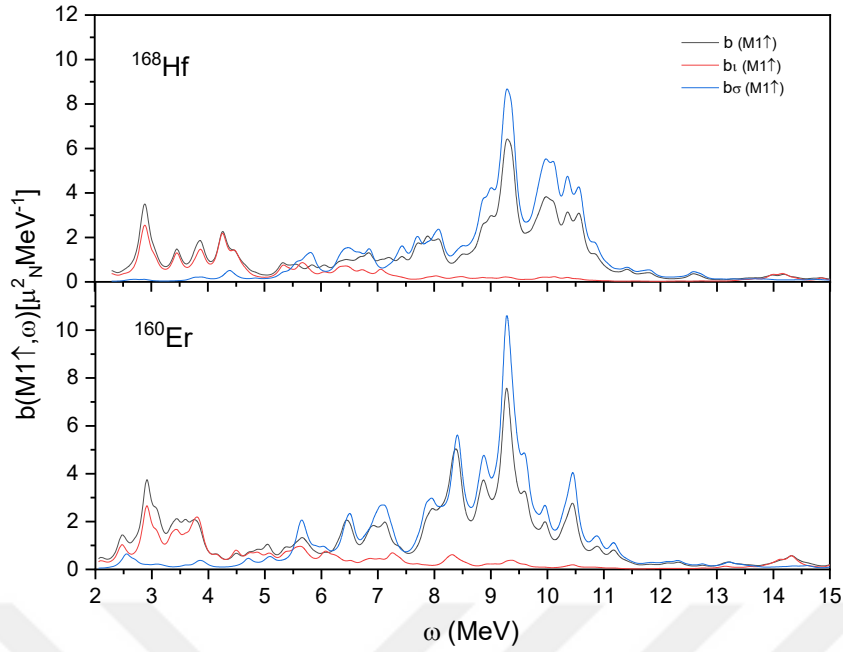
Tablo 5.13. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında olan $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma seviyelerinin RI-QRPA ile hesaplanan enerjileri, iki kuaziparçacık yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma]$, $\psi_i(\tau)$). Burada sadece dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinden bir kısmının yapıları verilmiştir.

^{160}Er					^{168}Hf				
$I^\pi K$	ω_i [MeV]	$B(M1\uparrow)$ [μ_N^2]	Fonon yapısı		$I^\pi K$	ω_i [MeV]	$B(M1\uparrow)$ [μ_N^2]	Fonon yapısı	
			$\psi_i(\tau)$	$[Nn_z\Lambda\Sigma]$				$\psi_i(\tau)$	$[Nn_z\Lambda\Sigma]$
1-1	2,464	0,311	-0,649 0,122	nn[651],[642] pp[532],[523]	1-1	2,853	0,416	-0,564 0,382	nn[642],[523] pp[523],[514]
1-1	3,592	0,321	-0,113 -0,468	nn[521],[532] pp[413],[404]	1-1	3,868	0,267	-0,184 -0,505	nn[530],[521] pp[402],[402]
1-1	6,416	0,295	0,114 0,143	nn[512],[523] pp[530],[541]	1-1	7,053	0,112	0,132 0,125	nn[512],[523] pp[530],[530]
1-0	5,657	0,170	0,102	nn[521],[510]	1-0	5,844	0,125	0,140	nn[530],[510]
1-0	6,939	0,135	-0,111 0,136 0,155	nn[640],[523] pp[530],[530] pp[541],[532]	1-0	6,859	0,182	-0,106 0,149 0,156	pp[530],[550] pp[530],[623] pp[541],[532]
1-0	8,399	0,440	0,140 0,119	nn[651],[642] nn[523],[512]	1-0	8,098	0,342	0,100 0,127	nn[651],[523] nn[523],[523]
1-0	9,619	0,477	0,245 -0,517	nn[550],[530] pp[523],[514]	1-0	9,271	0,984	0,249 -0,324	nn[530],[530] pp[523],[514]

^{160}Er - ^{168}Hf çekirdekleri için seviye yapılarının karşılaştırılması, kolektif yapının görüldüğü enerji aralıkları açısından da iki çekirdeğin benzer özellikler sergilediği sonucunu ortaya çıkarmaktadır.

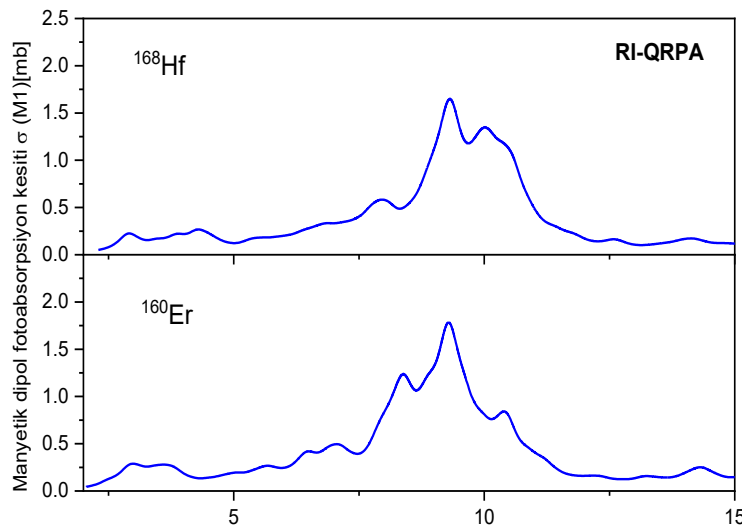
RI-QRPA yaklaşımı ile ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çiftinin manyetik dipol güç fonksiyonları $b(M1\uparrow)$ hesaplanmıştır. Güç fonksiyonu yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_s(M1\uparrow)$ katkılı manyetik dipol uyarılmaları içinde hesaplanmış Şekil 5.12'de verilmiştir.

Şekilden, manyetik dipol uyarılmalara 2-5 MeV enerji aralığında orbital karakterden, 5.5-13 MeV aralığında ise spin karakterden gelen katkının daha fazla olduğu görülmektedir. Şekil 5.12'den her iki çekirdek dağılımındaki bu benzerlik görülmektedir. Toplam manyetik dipol gücüne spin ve orbital katkıların yıkıcı ya da yapıcı girişimlerinin M1 dağılımının şekillenmesinde önemli katkı sağlamaktadır.



Şekil 5.12. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdeklerinin 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan toplam $b(M1\uparrow)$, yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_s(M1\uparrow)$ güç fonksiyonu dağılımlarının karşılaştırılması.

Manyetik dipol güç fonksiyonu niceliği kullanılarak, deney ya da nükleer reaksiyon kodları sonuçlarıyla karşılaştırma yapabilmek için, fotoabsorbsiyon tesir kesitleri teorik olarak hesaplanabilmektedir. Bu çalışmada RI-QRPA modeli ile hesaplanan toplam manyetik dipol güç fonksiyonu kullanılarak, ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çifti için manyetik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesitleri hesaplanmıştır. Fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin enerjiye göre dağılımı Şekil 5.13'te verilmiştir.

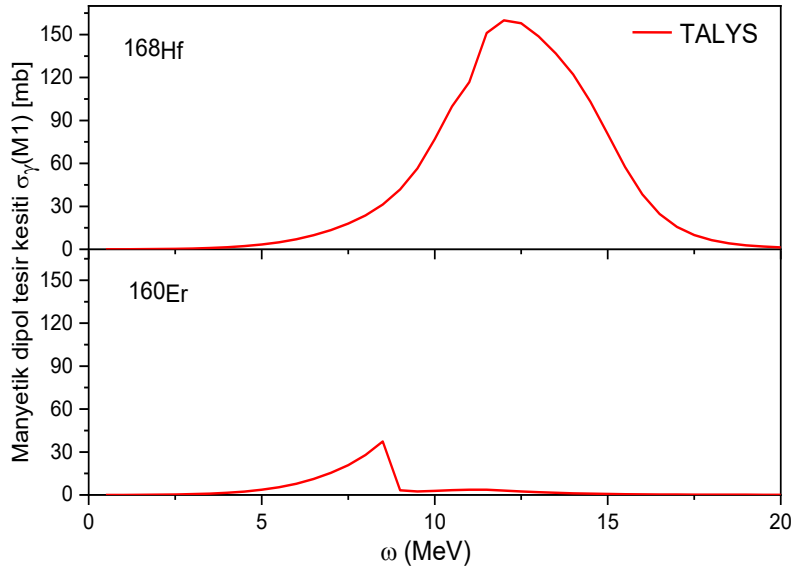


Şekil 5.13. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan manyetik dipol tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması.

^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında güç fonksiyonu kullanılarak hesaplanan manyetik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesiti dağılımı, manyetik dipol uyarılmaların 9 MeV civarında elde edilen tek maksimumlu, asimetrik yapıyı belirgin bir şekilde göstermektedir. Verilen dağılımın Lorentz fonksiyonu ile fit edilmesi sonucunda dağılımlardaki maksimumlarının enerji(ω), güç(σ) ve pikin yarı yüksekliğinin genişliği (full width half maksimum-FWHM) (Γ) değerleri elde edilmiş ve karşılaştırılmıştır. Buna göre ^{160}Er çekirdeğinin maksimumun enerjisi $\omega=9,1$ MeV, gücü $\sigma=1,7$ mb ve FWHM $\Gamma=2,4$ MeV değerindedir. Aynı değerler ^{168}Hf çekirdeği için $\omega=9,2$ MeV, $\sigma=1,6$ mb ve $\Gamma=2,5$ MeV dir. Her iki çekirdeğin 9 MeV civarında görülen maksimumları dev manyetik dipol rezonans ya da spin-flip rezonans olarak ifade edilmektedir. Elde edilen bu sonuç RI-QRPA yaklaşımının spin-flip uyarılmalar ile ilgili bilinen bir özelliği açıklamadaki başarısını göstermektedir. İki çekirdeğin manyetik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesiti açısından benzerlikleri nicel olarak karşılaştırmak için verilerin oranlarını almak uygun yaklaşım olabilir. Buna göre maksimumların enerji, güç ve genişlik oranları sırasıyla $\frac{\omega_{168\text{Hf}}}{\omega_{160\text{Er}}} = 1.01$, $\frac{\sigma_{168\text{Hf}}}{\sigma_{160\text{Er}}} = 0.94$, $\frac{\Gamma_{168\text{Hf}}}{\Gamma_{160\text{Er}}} = 1.04$ 'tir. Oranların 1 sayısına yakınlığı RI-QRPA ile elde edilen sonuçların iki çekirdek için yakın sonuçlar verdiğini göstermektedir.

^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdeklerinin deneysel verilerine ulaşamamıştır. Yapılan hesaplamaları karşılaştırmak için TALYS reaksiyon kodu ile manyetik dipol tesir kesiti hesaplanmıştır. TALYS'de $^{160}\text{Er}(\gamma,\gamma)$ ve $^{168}\text{Hf}(\gamma,\gamma)$ reaksiyonları kullanılarak veriler elde edilmiştir.

Şekil 5.14, TALYS kod kullanılarak elde edilen dağılımın iki çekirdek için benzerlik göstermediğini ortaya koymaktadır. RI-QRPA sonuçları, kuazi parçacık fonon modeli kullanarak yapılmış olan bir çalışmada elde edilen sonuçlarla oldukça yakındır [123].

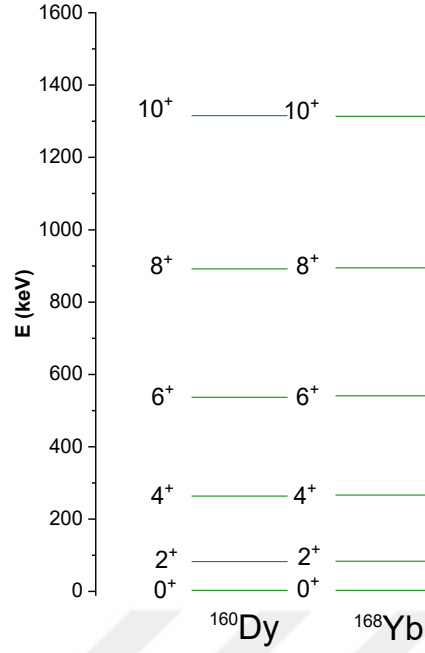


Şekil 5.14. ^{160}Er - ^{168}Hf PMN çekirdekleri için TALYS kod kullanılarak hesaplanan manyetik dipol foto-absorbsiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması.

5.3. ^{160}Dy - ^{168}Yb Çekirdek Çiftinin Karşılaştırılması

Çift kütleli PMN ^{160}Dy - ^{168}Yb çekirdeklerinin $I^\pi=1^+$ manyetik dipol spektrumunun 2-4 MeV ve 4-15 MeV enerji aralıklarındaki özellikleri $K=0$ ve $K=1$ modları için ayrı ayrı karşılaştırılmıştır. $N_p N_n$ sayıları 192 olan parçacık boşluk simetrisine sahip, ^{160}Dy - ^{168}Yb çekirdek çiftinin, manyetik dipol özellikleri için RI-QRPA modeli kullanılmıştır. RI-QRPA yaklaşımı kullanılarak manyetik dipol uyarılmaların makas mod ve spin-flip mod enerji bölgeleri için $B(M1\uparrow)$ indirgenmiş geçiş olasılıkları, yörünge ve spin karakterli indirgenmiş geçiş olasılıkları, radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları iki çekirdek için karşılaştırılmıştır. Ayrıca PMN ^{160}Dy - ^{168}Yb çiftinin manyetik dipol foto-absorbsiyon tesir kesiti ve güç fonksiyonu dağılımları toplam, yörünge, spin katkıları ayrı ayrı hesaplanarak gösterilmiştir. Buna ek olarak, TALYS nükleer reaksiyon kodu kullanılarak çekirdeklerin foto-absorbsiyon tesir kesitleri (γ, γ) reaksiyonu için araştırılmış ve belirtilen parçacık-boşluk simetrik çekirdek çiftinin M1 özellikleri RI-QRPA sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

PMN ^{160}Dy - ^{168}Yb çiftinin taban durum dönme bandı seviye diyagramları aşağıdaki şekilde verilmiştir.



Şekil 5.15. ^{160}Dy - ^{168}Yb çekirdek çiftinin taban hal dönme bandı seviye diyagramları [69].

^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çiftinin Şekil 5.15’den taban hal bandındaki seviyelerin oldukça benzer yapısı görülmektedir. Bu benzerliğin manyetik dipol uyarılma seviyelerinde de bulunup bulunmadığını belirlemek için öncelikle RI-QRPA model çerçevesinde kullanılacak parametreler belirlenmiştir. ^{160}Dy - ^{168}Yb çekirdeklerine ait manyetik dipol özelliklerinin incelenmesinde kullanılan parametreler Tablo 5.14’te verilmiştir. [69, 119, 125].

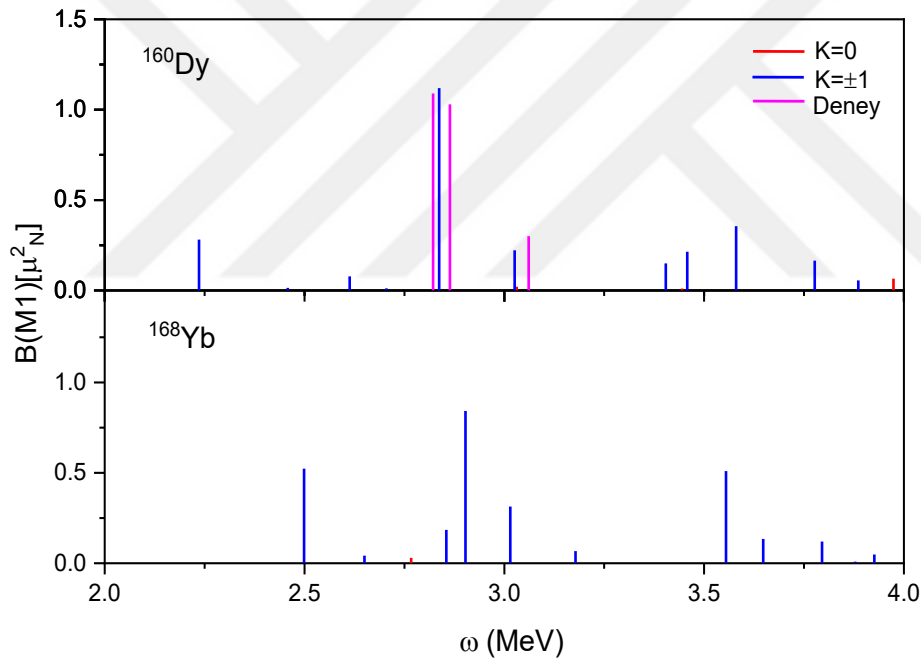
Tablo 5.14. ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çifti için çiftlenim Δ ve λ (MeV), ortalama alan deformasyon (δ_2), kuadropol deformasyon β_2 parametreleri ve spin-spin etkileşim kuvvetleri κ (MeV).

Çekirdek	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p	δ_2	β_2	κ
^{160}Dy	0,954	-7,751	1,036	-6,810	0,295	0,3387	23
^{168}Yb	1,015	-8,051	1,029	-5,447	0,282	0,3233	30

^{160}Dy - ^{168}Yb PMN deforme çift kütle numaralı çekirdekleri için 4 MeV’e kadar olan manyetik dipol uyarılmalarının teorik hesaplaması sonucu elde edilen 1^+ seviyelerinin ω_i enerjilerine göre dağılımı Şekil 5.16’da verilmiştir. Yapılan hesaplamalar ile ^{160}Dy - ^{168}Yb çekirdeklerinin ayrı ayrı manyetik dipol özellikleri incelenmiş ve hem birbirleri hem de ulaşılabilen deneysel verilerle karşılaştırma yapılmıştır.

RI-QRPA ile incelenen PMN çekirdeklerinin makas mod hesaplamaları sonucunda M1 geçişlerinin dağılımının 2 MeV’den sonra başladığı Şekil 5.16’dan görülmektedir.

^{160}Dy çekirdeğinin 2-4 MeV enerji aralığındaki $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma modlarındaki seviye sayıları sırasıyla 3 ve 18 olarak bulunmuştur. ^{168}Yb çekirdeğinin seviye sayıları ise sırasıyla 2 ve 14 dir. ^{160}Dy çekirdek için 2-4 MeV enerji aralığında toplam 21 tane seviye ve ^{168}Yb için 16 tane gözlenmiştir. Şekil 5.16'dan bu enerji aralığında her iki çekirdeğin M1 seviyelerinden enerji ve güç olarak örtüşen seviyelerin olduğu açıkça görülmektedir. 2-4 MeV enerji aralığındaki M1 dağılımındaki maksimumlar karşılaştırıldığında ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için enerjiler sırasıyla 2.837 MeV ve 2.903 MeV olarak belirlenmiştir. Şekilden görüldüğü gibi teorik hesaplamalarımız ile makas modun bilinen özelliklerinden olan; yaklaşık olarak Δ çiftlenim aralığının iki katına eşit enerjilerde $I^\pi=1^+$ iki kuaziparçacık uyarılmalarının ortaya çıktığı ve herhangi bir seviyenin geçiş gücünün en fazla $1,5 \mu_N^2$ olduğu sonuçlarına her iki çekirdek için de ulaşılmıştır.



Şekil 5.16. ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.

Makas mod ile ilgili iki çekirdeğin karşılaştırılmasında M1 geçişlerinin toplam değerleri önemli bilgiler vermektedir. Bu bağlamda ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki M1 geçişlerinin toplam ($\sum B(M1 \uparrow)$), orbital ($\sum B(M1)_l$) ve spin $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ karakterli manyetik dipol güçleri, $\sum \Gamma_0(M1)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları, $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol

radyasyon kalınlıkları ve ortalama enerji değerleri $K=0$, $K=1$ ve $K=0+1$ (toplam) modları için Tablo 5.15'te karşılaştırılmıştır.

2-4 MeV enerji aralığındaki M1 geçişlerinin toplam ($\sum B(M1 \uparrow)$), orbital ($\sum B(M1 \uparrow)_l$) ve spin $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ karakterli manyetik dipol gleri, $\sum \Gamma_0(M1)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları, $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları ve ortalama enerji değerleri $K=0$, $K=1$ ve $K=0+1$ (toplam) modları için Tablo 5.15'te karşılaştırılmıştır.

Tablo 5.15. ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$ ve w değerleri.

Çekirdek	K	$\sum B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_l$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ (μ_N^2)	$\sum \Gamma_0$ (meV)	$\sum \Gamma_0^{red}$ (meVMeV-3)	w (MeV)
^{160}Dy	0	0,098	0,002	0,0720	19,9	0,378	3,707
	1	2,830	1,898	0,336	325	10,9	3,032
	0+1	2,928	1,9	0,408	344,9	11,278	3,05
Deney		2,12 $\pm$ 0,25			188 $\pm$ 22	12,50 $\pm$ 0,89	
^{168}Yb	0	0,030	0,001	0,0241	2,56	0,117	2,786
	1	2,795	2,194	0,151	324	10,8	3,053
	0+1	2,825	2,195	0,1751	326,56	10,9	3,05

Makas mod için bilinen sistematik özelliklerden biri de bu enerji bölgesinde, bu bölgede bulunan çekirdeklerin, toplam M1 gcnn yaklaşık $3\mu_N^2$ olduğudur. RI-QRPA ile ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için yapılan hesaplamalarla yaklaşık olarak bu sonuç elde edilmiştir. Buna göre, 2-4 MeV enerji aralığında ^{160}Dy için toplam M1 gc $\sum B(M1 \uparrow) = 2.928 \mu_N^2$ ve ^{168}Yb ekideği için ise $\sum B(M1 \uparrow) = 2.825 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Makas mod enerji bölgesinde, orbital manyetik dipol gcnn baskın olduğu bilinen bir diğer özellik olarak karşımıza çıkmaktadır. RI-QRPA ile yapılan hesaplamalarla ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için toplam orbital dipol gleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_l = 1.9 \mu_N^2$ ile $\sum B(M1 \uparrow)_l = 2.195 \mu_N^2$, toplam spin manyetik dipol gleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 0.408 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 0.1751 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Çalışmada elde edilen bu sonuçlar makas mod bölgesinin orbital karakterinin baskınlığını her iki çekirdek için de doğrulamaktadır. Teorik bulgular çift-çift deforme ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdeklerdeki makas modunun izovektör, kolektif ve orbital karakterini teyit etmektedir.

PMN iftinin, M1 temel fenomenlerinin toplamlarının oranlarının bire yakın çıkması iki çekirdeğin verilen özellik bakımından benzerliğini ortaya koyan nicel bir gösterimdir. Bu yüzden Tablo 5.13'te yukarıdaki tabloda verilen $\sum B(M1 \uparrow)$,

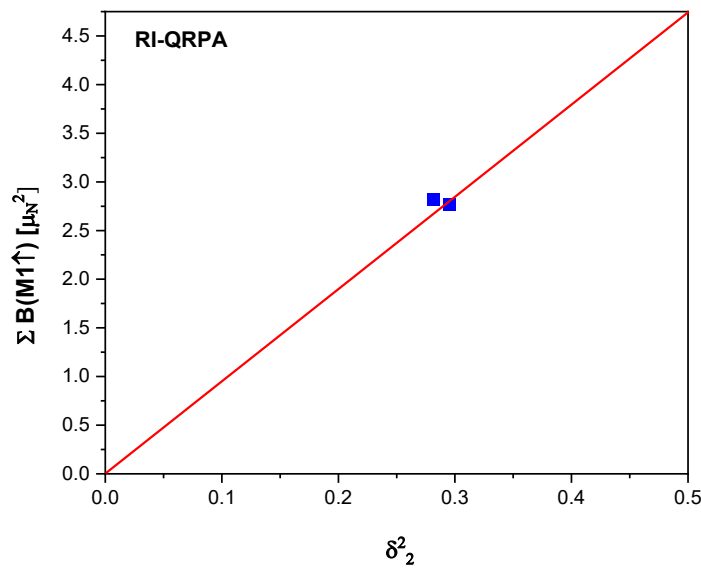
$\Sigma B(M1 \uparrow)_l$, $\Sigma B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\Sigma \Gamma_0$, $\Sigma \Gamma_0^{red}$ ve $\bar{\omega}$ niceliklerinin her iki çekirdek için oranları verilmiştir.

Tablo 5.13'dan iki çekirdeğin 2-4 MeV enerji aralığında, tıpkı ^{158}Dy - ^{170}Hf PMN çiftinde olduğu gibi, toplam ile yörünge M1 indirgenmiş geçiş olasılıkları, radyasyon ile indirgenmiş radyasyon kalınlıkları ve ortalama enerji oranları $K=1$ ve $K=0+1$ 'i içeren toplam modları için 1 civarında çıkmıştır. Bu sonuç bize bu nicelikler bağlamında ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için benzer özelliklere sahip olabileceğini göstermektedir. Ancak 2-4 MeV enerji aralığındaki spin karakterli manyetik dipol geçişler ve $K=0$ modları için verilen büyüklüklerin oranlarının 1 den farklı çıkması bu geçişler için benzerliğin olmayabileceğini göstermektedir.

Tablo 5.16. ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $\Sigma B(M1 \uparrow)$, $\Sigma B(M1 \uparrow)_l$, $\Sigma B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\Sigma \Gamma_0$, $\Sigma \Gamma_0^{red}$ ve $\bar{\omega}$ değerlerinin oranları.

K	$\frac{\Sigma B(M1 \uparrow)_{160\text{Dy}}}{\Sigma B(M1 \uparrow)_{168\text{Yb}}}$	$\frac{\Sigma B(M1 \uparrow)_l_{160\text{Dy}}}{\Sigma B(M1 \uparrow)_l_{168\text{Yb}}}$	$\frac{\Sigma B(M1 \uparrow)_\sigma_{160\text{Dy}}}{\Sigma B(M1 \uparrow)_\sigma_{168\text{Yb}}}$	$\frac{\Sigma \Gamma_{0\ 160\text{Dy}}}{\Sigma \Gamma_{0\ 168\text{Yb}}}$	$\frac{\Sigma \Gamma_0^{red\ 160\text{Dy}}}{\Sigma \Gamma_0^{red\ 168\text{Yb}}}$	$\frac{\bar{\omega}_{160\text{Dy}}}{\bar{\omega}_{168\text{Yb}}}$
K=0	3,2	2	2,9	7,7	3,2	1,3
K=±1	1,01	0,86	2,2	1	1	0,99
Toplam	1,03	0,86	2,3	1,05	1,03	1

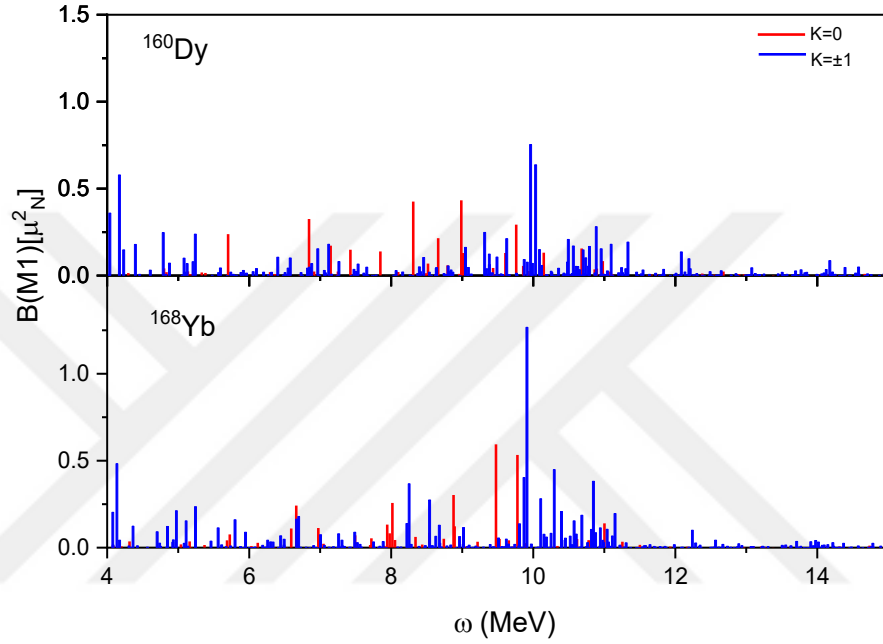
2-4 MeV enerji aralığında manyetik dipol uyarılmaların toplam geçiş gücü kuadropol taban hal deformasyonunun karesi ile orantılılığı, RI-QRPA ile yapılan hesaplamalar ile araştırılmıştır. ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için durum Şekil 5.17'de verilmiştir.



Şekil 5.17. ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çiftinin toplam M1 gücünün kuadropol taban hal deformasyonunun karesine göre değişimi.

RI-QRPA ile hesaplanan toplam değerlerine karşılık, hesaplanan kuadropol taban hal deformasyonunun karesinin çizildiği Şekil 5.17'den ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için bu orantılılığın bulunduğu belirlenmiştir.

Manyetik dipol değişlerin 4-15 MeV enerji aralığında yer alan spin-flip uyarılma özellikleri ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için RI-QRPA ile hesaplanmış ve karşılaştırılmıştır (Şekil 5.18).



Şekil 5.18. ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.

RI-QRPA ile hesaplanan ^{160}Dy çekirdeği için 4-15 MeV enerji aralığındaki $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma modlarındaki seviye sayıları sırasıyla 129 ve 353 olarak bulunmuştur. ^{168}Yb çekirdeği için seviye sayıları ise sırasıyla 132 ve 360 dır. Her iki çekirdek içinde 4-15 MeV enerji aralığında sırasıyla 482 ve 492 tane seviye gözlenmiştir. Şekil 5.18'den bu enerji aralığında her iki çekirdeğin M1 seviyelerinden enerji ve güç olarak örtüşen seviyelerin olduğu açıkça görülmektedir. Her iki çekirdek dağılımında da 9.8 MeV civarında bir maksimum gözlenmektedir. M1 spin-flip uyarılmaların yoğunlaştığı 9-10 MeV civarında, bu iki çekirdek için de çok sayıda seviye bulunmaktadır. Ayrıca iki çekirdeğin spektrumunda da yer alan maksimum piklerde yine 9.9 MeV çevresinde yer almaktadır [27, 44]. ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdeklerinin 4-15 MeV enerji aralığında M1 dağılımındaki maksimumların (piklerin) enerji ve güçleri ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için sırasıyla 9.96 MeV'de $B(M1 \uparrow) =$

0.75 μ_N^2 ve 9.91 MeV’de $B(M1 \uparrow) = 1.25 \mu_N^2$ ’dir. Bu değerler iki çekirdeğin M1 dağılımındaki maksimumlarda özellikle enerji açısından yakın değerde pik verdiğini göstermektedir.

İki çekirdeğin spin-flip uyarılmalarının incelenmesinde toplam değerleri önemli bilgiler vermektedir. Bu bağlamda ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdeklerinin 4-15 MeV enerji aralığındaki M1 geçişlerinin toplam ($\sum B(M1 \uparrow)$), orbital ($\sum B(M1 \uparrow)_l$) ve spin $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ karakterli manyetik dipol güçleri, $\sum \Gamma_0(M1)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları, $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları ve ortalama enerji değerleri K=0, K=1 ve K=0+1 (toplam) modları için Tablo 5.17’de karşılaştırılmıştır.

Tablo 5. 17. ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$ ve $\bar{w}$ değerleri.

Çekirdek	K	$\sum B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_l$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ (μ_N^2)	$\sum \Gamma_0$ (meV)	$\sum \Gamma_0^{red}$ (meVMeV ⁻³)	w (MeV)
^{160}Dy	0	3,969	0,267	5,678	112x10 ²	15,32	8,51
	1	11,151	4,381	10,864	33175	43,1	7,363
	0+1	15,12	4,648	16,542	44375	58,42	7,66
^{168}Yb	0	3,956	0,261	5,5659	11397,4	15,28	8,602
	1	10,786	4,166	10,64	35800	41,6	7,55
	0+1	14,742	4,427	16,206	47197,4	56,88	7,83

Tablo 5.17’den RI-QRPA ile yapılan hesaplamalar sonucunda 4-15 MeV enerji aralığında toplam manyetik dipol geçiş güçleri ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow) = 15.12 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow) = 14.742 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bununla birlikte RI-QRPA ile yapılan hesaplamalarla ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için toplam orbital dipol güçleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_l = 4.648 \mu_N^2$ ile $\sum B(M1 \uparrow)_l = 4.427 \mu_N^2$, toplam spin manyetik dipol güçleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 16.542 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 16.206 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar, 4-15 MeV enerji aralığında manyetik dipol uyarılmaların spin karakterli M1 gücünün baskın olduğunu göstermiştir [27]. Teorik bulgular çift-çift PMN deforme çekirdeklerdeki spin-flip uyarılmaların yer aldığı 4-15 MeV enerji bölgesinin kolektif ve spin karakterli olduğunu göstermektedir.

PMN çiftlerinin spin-flip uyarılma bölgesindeki temel özellikler açısından benzerliği hakkında nicel bir fikir vermesi için $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$, $\bar{w}$ niceliklerinin her iki çekirdek için oranları Tablo 5.18’de verilmiştir.

Tablo 5.18. ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$, $\bar{w}$ değerlerinin oranları.

K	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_{^{160}\text{Dy}}}{\sum B(M1 \uparrow)_{^{168}\text{Yb}}}$	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_l^{^{160}\text{Dy}}}{\sum B(M1 \uparrow)_l^{^{168}\text{Yb}}}$	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_\sigma^{^{160}\text{Dy}}}{\sum B(M1 \uparrow)_\sigma^{^{168}\text{Yb}}}$	$\frac{\sum \Gamma_{0^{160}\text{Dy}}}{\sum \Gamma_{0^{168}\text{Yb}}}$	$\frac{\sum \Gamma_0^{red^{160}\text{Dy}}}{\sum \Gamma_0^{red^{168}\text{Yb}}}$	$\frac{\bar{w}^{160}\text{Dy}}{\bar{w}^{168}\text{Yb}}$
K=0	1	1,02	1,02	0,98	1	1,3
K=±1	1,03	1,05	1,02	0,93	1,03	0,94
Toplam	1,02	1,04	1,02	0,94	1,02	0,88

Tablo 5.18’den iki çekirdeğin 4-15 MeV enerji aralığında oranları araştırılan tüm niceliklerin K=0, K=1 ve K=0⁺1’i içeren toplam modları için oranlarının 1 çevresinde olduğu görülmektedir. Bu sonuç bize bu nicelikler bağlamında ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdeklerinin kolektif yapının görüldüğü bu enerji bölgesinde benzer özelliklere sahip olabileceklerini göstermektedir.

^{160}Dy - ^{168}Yb çekirdekleri için makas mod ve spin-flip uyarılma bölgelerindeki seviyelere ait M1 geçiş özelliklerinin teorik hesaplarından sonra seviye yapıları ele alınmıştır. Tablo 5.19’da bu PMN çiftinin 2-15 MeV enerji aralığındaki I^πK=1⁺0 ve I^πK=1⁺1 uyarılma seviyelerinin RI-QRPA ile hesaplanan yapıları gösterilmiştir. Tabloda dalga fonksiyonuna katkısı %1’den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinden bir 2-4 MeV ve 4-15 MeV enerji aralıklarındaki gücü yüksek seviyelerden bazılarının yapıları verilmiştir.

Tablo 5.19’da 2-4 MeV enerji aralığında ^{160}Dy çekirdeğinin K^π=1⁺ uyarılma seviyelerine en büyük katkısı veren seviyelerin çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahip olmaları güçlü kolektif yapıda olduklarını göstermektedir. 4-15 MeV enerji aralığında ise iki kuaziparçacık konfigürasyonu 5,704-8,311 MeV ve 6,843-10,681 MeV enerji aralıklarında çoklu yapı göstermektedir. ^{160}Dy çekirdeği için bu enerji aralıklarındaki seviyeler kolektif yapıdadır. Benzer şekilde ^{168}Yb çekirdeğinin de 2-4 MeV enerji aralığında seviyelerin büyük kısmı çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahip olduğu için, bu bölgedeki seviyeler güçlü kolektif yapıdadır. ^{168}Yb çekirdeğinin 4-15 MeV enerji aralığında ise iki kuaziparçacık konfigürasyonu 6,592-7,943 MeV arasındaki gücü yüksek seviyelerde 8,877-9,978 MeV enerji aralıklarında çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonu bulunmaktadır.

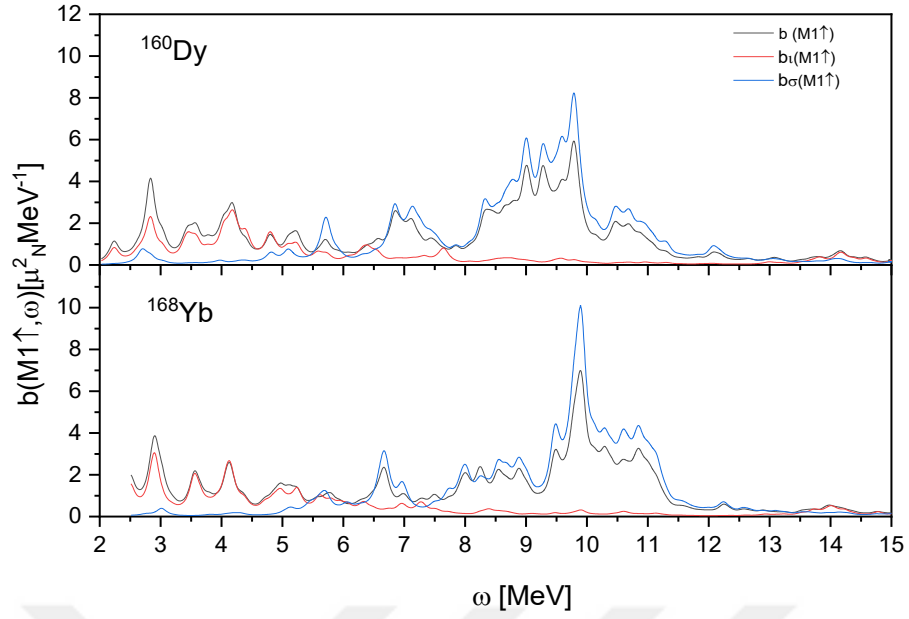
Tablo 5.19. ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında olan $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma seviyelerinin RI-QRPA ile hesaplanan enerjileri, iki kuaziparçacık yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma]$, $\psi_i(\tau)$). Burada sadece dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinden bir kısmının yapıları verilmiştir.

^{160}Dy					^{168}Yb				
$I^\pi K$	ω_i [MeV]	$B(M1\uparrow)$ [μ_N^2]	Fonon yapısı		$I^\pi K$	ω_i [MeV]	$B(M1\uparrow)$ [μ_N^2]	Fonon yapısı	
			$\psi_i(\tau)$	$[Nn_z\Lambda\Sigma]$				$\psi_i(\tau)$	$[Nn_z\Lambda\Sigma]$
1-1	5,704	0,238	0,674	pp[550],[550]	1-1	6,592	0,110	0,551	pp[530],[530]
1-1	6,843	0,325	0,118	nn[532],[512]	1-1	7,943	0,100	0,100	nn[523],[503]
			0,217	pp[550],[530]			0,109	0,165	nn[523],[514]
			0,152	pp[541],[532]			0,193	0,193	pp[532],[523]
1-1	8,311	0,426	0,121	nn[541],[521]	1-1	8,877	0,303	0,159	nn[512],[523]
			-0,151	nn[523],[514]				-0,116	pp[523],[523]
1-1	10,681	0,156	0,690	pp[523],[514]	1-1	9,778	0,533	0,488	nn[523],[523]
1-0	2,833	1,182	0,171	nn[642],[633]	1-0	2,499	0,523	0,132	nn[642],[611]
			0,537	pp[532],[523]				0,628	pp[523],[514]
1-0	3,458	0,223	0,147	nn[523],[514]	1-0	3,555	0,510	0,149	nn[523],[514]
			0,339	nn[642],[633]				0,369	nn[633],[523]
			0,189	pp[420],[411]				0,121	pp[411],[402]
1-0	6,577	0,114	0,104	nn[550],[530]	1-0	6,697	0,179	0,220	nn[530],[512]
			-0,112	pp[404],[404]				-0,114	pp[404],[404]

^{160}Dy çekirdeği için 11,213 MeV, ^{168}Yb çekirdeği için 9,978 MeV'den sonraki enerjilerdeki seviyelerde çoklu yapı keskin bir biçimde azalmakta ve tekli iki kuaziparçacık konfigürasyonu bulunmaktadır. ^{160}Dy - ^{168}Yb çekirdekleri için seviye yapılarının karşılaştırılması, kolektif yapının görüldüğü enerji aralıkları açısından da iki çekirdeğin benzer özellikler sergilediği sonucunu ortaya çıkarmaktadır.

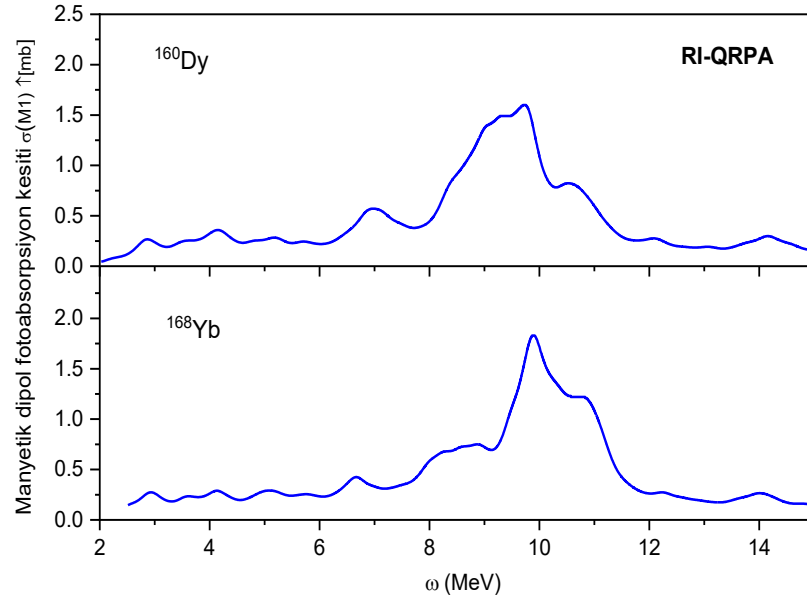
RI-QRPA yaklaşımı ile ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çiftinin manyetik dipol güç fonksiyonları $b(M1\uparrow)$ hesaplanmıştır. Güç fonksiyonu yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_s(M1\uparrow)$ katkılı manyetik dipol uyarımları içinde hesaplanmış Şekil 5.19'da verilmiştir.

Şekilden, manyetik dipol uyarımlara 2-5 MeV enerji aralığında orbital karakterden, 5,5-13 MeV aralığında ise spin karakterden gelen katkının daha fazla olduğu görülmektedir. Şekil 5.19'dan her iki çekirdek dağılımındaki bu benzerlik ve toplam manyetik dipol gücüne spin ve orbital katkıların yıkıcı ve yapıcı girişimlerinin etkisi görülmektedir.



Şekil 5.19. ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdeklerinin 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan toplam $b(M1\uparrow)$, yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_s(M1\uparrow)$ güç fonksiyonu dağılımlarının karşılaştırılması.

Bu çalışmada RI-QRPA modeli ile hesaplanan toplam manyetik dipol güç fonksiyonu kullanılarak, ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çifti için manyetik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesitleri hesaplanmıştır. Fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin enerjiye göre dağılımı Şekil 5.21’de verilmiştir.

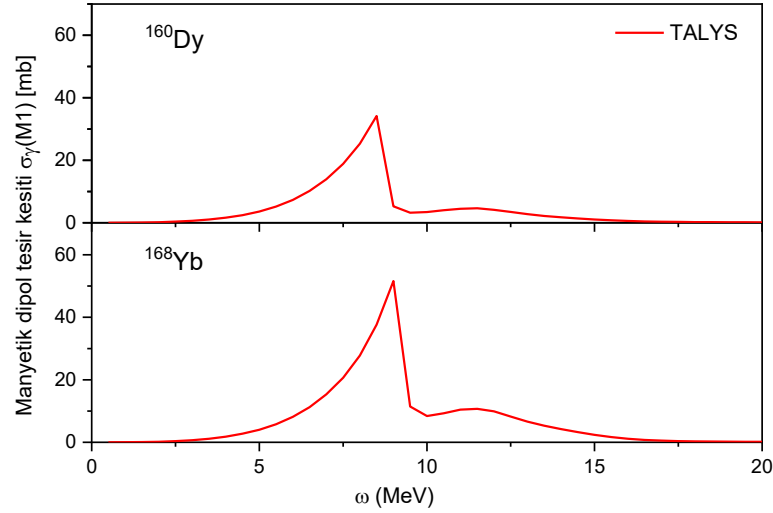


Şekil 5.20. ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan manyetik dipol tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması.

^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında güç fonksiyonu kullanılarak hesaplanan manyetik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesiti dağılımı, manyetik dipol uyarılmaların 9-10 MeV civarında elde edilen tek maksimumlu, asimetrik yapıyı belirgin bir şekilde göstermektedir. Verilen dağılımın Lorentz fonksiyonu ile fit edilmesi sonucunda dağılımlardaki maksimumlarının enerji, güç ve genişlik değerleri elde edilmiş ve karşılaştırılmıştır. Buna göre ^{160}Dy çekirdeğinin maksimumun enerjisi 9,1 MeV, gücü 1,57 mb ve genişlik 2,4 MeV değerindedir. Aynı değerler ^{168}Yb çekirdeği için 9 MeV, 1,25 mb ve 2 MeV dir. Her iki çekirdeğin 9-10 MeV civarında görülen maksimumları dev manyetik dipol rezonans ya da spin-flip rezonans olarak ifade edilmektedir. Elde edilen bu sonuç RI-QRPA yaklaşımının spin-flip uyarılmalar ile ilgili bilinen bir özelliği açıklamadaki başarısını göstermektedir. İki çekirdeğin manyetik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesiti açısından benzerlikleri nicel olarak karşılaştırmak için verilerin oranlarını almak uygun yaklaşım olabilir. Buna göre maksimumların enerji güç ve FWHM oranları sırasıyla $\frac{\omega_{160\text{Dy}}}{\omega_{168\text{Yb}}} = 1,01$, $\frac{\sigma_{160\text{Dy}}}{\sigma_{168\text{Yb}}} = 1,26$, $\frac{\Gamma_{160\text{Dy}}}{\Gamma_{168\text{Yb}}} = 1,2$ 'dir. Oranların 1 sayısına yakınlığı RI-QRPA ile elde edilen sonuçların iki çekirdek için yakın sonuçlar verdiğini göstermektedir. Her iki çekirdeğin Şekil 5.21 de verilen RI-QRPA ile elde edilen sonuçları farklı teorik bir model kullanılarak gerçekleştirilen M1 dipol tesir kesiti dağılımına benzer şiddette bir dağılıma sahiptir [123].

^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdeklerinin M1 özelliklerini farklı bir yolla karşılaştırmak için TALYS reaksiyon kodu ile manyetik dipol tesir kesiti hesaplanmıştır. TALYS'de $^{160}\text{Dy}(\gamma,\gamma)$ ve $^{168}\text{Yb}(\gamma,\gamma)$ reaksiyonları kullanılarak veriler elde edilmiştir.

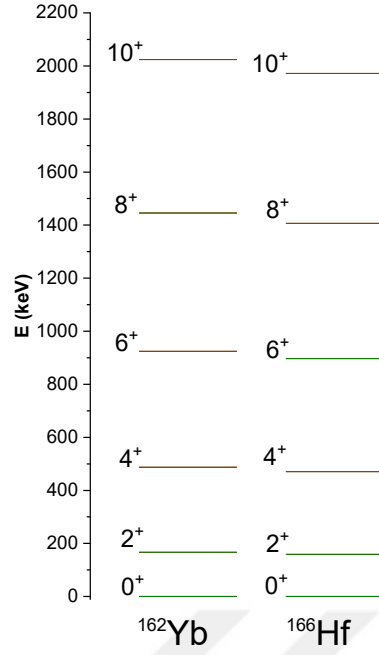
Şekil 5.21, TALYS kod kullanılarak elde edilen dağılımın iki çekirdek için yakın sonuçlar verdiğini ortaya koymaktadır. Buna göre, ^{160}Dy çekirdeğinin dağılımında görülen pikin enerjisinin ve şiddetinin ^{168}Yb çekirdeğinkine göre küçük bir farkla geride kaldığı belirlenmiştir.



Şekil 5.21. ^{160}Dy - ^{168}Yb PMN çekirdekleri için TALYS kod kullanılarak hesaplanan manyetik dipol foto-absorbsiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması.

5.4. ^{162}Yb - ^{166}Hf Çekirdek Çiftinin Karşılaştırılması

^{162}Yb - ^{166}Hf çekirdeklerinin $I^\pi=1^+$ manyetik dipol spektrumunun, 2-4 MeV, 4-15 MeV enerji aralıklarındaki özellikleri $K=0$ ve $K=1$ modları için ayrı ayrı karşılaştırılmıştır. Parçacık boşluk simetrisine sahip, $N_p N_n$ sayıları 120 olan ^{162}Yb - ^{166}Hf çekirdeklerinin, manyetik dipol uyarılmaları için RI-QRPA kullanılmıştır. RI-QRPA yaklaşımı ile manyetik dipol uyarılmaların makas mod ve spin-flip mod enerji bölgeleri için $B(M1\uparrow)$ indirgenmiş geçiş olasılıkları, yörünge ve spin karakterli indirgenmiş geçiş olasılıkları, radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları iki çekirdek için karşılaştırılmıştır. Ayrıca PMN ^{162}Yb - ^{166}Hf çiftinin manyetik dipol foto-absorbsiyon tesir kesiti ve güç fonksiyonu dağılımları toplam, yörünge, spin katkıları ayrı ayrı hesaplanarak gösterilmiştir. ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çiftinin taban durum dönme bandı seviye diyagramları aşağıdaki şekilde verilmiştir.



Şekil 5.22. ^{162}Yb - ^{166}Hf çekirdek çiftinin taban hal dönme bandı seviye diyagramları [69].

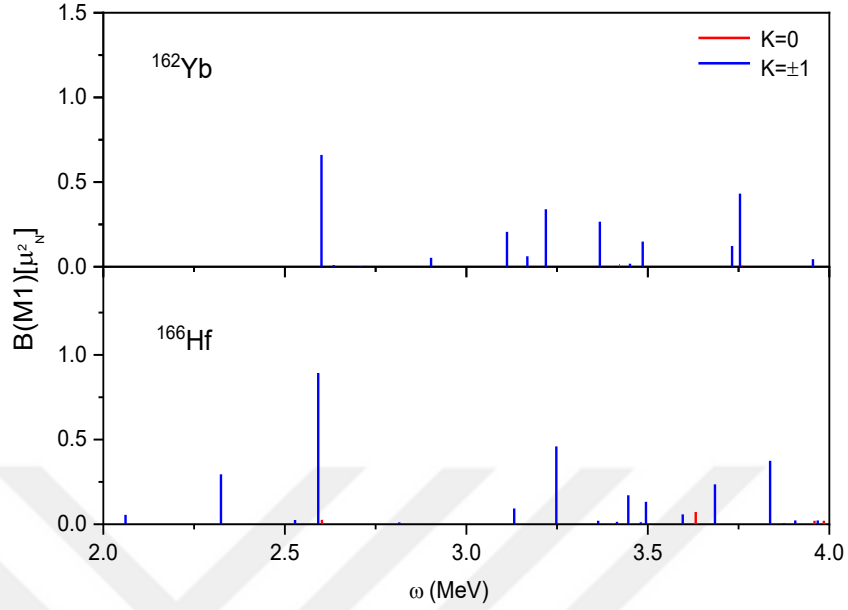
Çekirdeklerin karşılaştırılması seviye diyagramlarının ve seviye yapılarının incelenmesini ve hesaplamalar arasındaki karşılaştırmalı değerlendirmeyi de içermektedir. Bununla birlikte, TALYS nükleer reaksiyon kodu kullanılarak çekirdeklerin foto-absorbsiyon tesir kesitleri (γ, γ) reaksiyonu için araştırılmıştır. Şekil 5.23'ten ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çiftinin taban hal bandındaki seviyelerin oldukça benzer yapısı görülmektedir. Bu benzerliğin manyetik dipol uyarılma seviyelerinde de bulunup bulunmadığını belirlemek için öncelikle RI-QRPA model çerçevesinde kullanılacak parametreler belirlenmiştir. ^{162}Yb - ^{166}Hf çekirdeklerine ait manyetik dipol özelliklerinin incelenmesinde kullanılan parametreler Tablo 5.20'de verilmiştir [9, 119, 125].

Tablo 5.20. ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çifti için çiftlenim Δ ve λ (MeV), ortalama alan deformasyon (δ_2), kuadropol deformasyon β_2 parametreleri ve spin-spin etkileşim kuvvetleri κ (MeV).

Çekirdek	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p	δ_2	β_2	κ
^{162}Yb	1.308	-9.056	0.937	-3.877	0.229	0.2633	30
^{166}Hf	1.002	-9.169	0.964	-3.474	0.217	0.2496	23

^{162}Yb - ^{166}Hf PMN deforme çift kütle numaralı çekirdekleri için 4 MeV'e kadar olan manyetik dipol uyarılmalarının teorik hesaplama sonucu elde edilen 1^+ seviyelerinin ω_i enerjilerine göre dağılımı Şekil 5.23'te verilmiştir. Yapılan hesaplamalar ile ^{162}Yb -

^{166}Hf çekirdeklerinin ayrı ayrı manyetik dipol özellikleri ve karşılaştırma yapılarak bu özelliklerin benzerlik durumları incelenmiştir.



Şekil 5.23. ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.

RI-QRPA ile incelenen PMN çekirdeklerinin M1 geçişlerinin dağılımının 2 MeV'den sonra başladığı Şekil 5.23'ten görülmektedir. ^{162}Yb çekirdeğinin 2-4 MeV enerji aralığındaki $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma modlarındaki seviye sayıları sırasıyla 3 ve 14 olarak bulunmuştur. ^{166}Hf çekirdeğinin seviye sayıları ise sırasıyla 5 ve 21 dir. ^{162}Yb çekirdeği içinde 2-4 MeV enerji aralığında toplam 17 tane seviye ^{166}Hf için 26 gözlenmiştir. Şekil 5.23'den bu enerji aralığında her iki çekirdeğin M1 seviyelerinden enerji ve güç olarak örtüşen seviyelerin olduğu açıkça görülmektedir. 2-4 MeV enerji aralığındaki M1 dağılımındaki maksimumlar karşılaştırıldığında ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için enerji ve güçleri sırasıyla 2,588 MeV, $B(M1 \uparrow) = 0,666 \mu_N^2$ ve 2,594 MeV, $B(M1 \uparrow) = 0,862 \mu_N^2$ olan bu seviyelerde hem enerji hem güç bağlamında örtüşme olduğu görülmektedir. Şekilden görüldüğü gibi teorik hesaplamalarımız ile makas modun bilinen özelliklerinden olan; yaklaşık olarak Δ çiftlenim aralığının iki katına eşit enerjilerde $I^\pi=1^+$ iki kuaziparçacık uyarılmalarının ortaya çıktığı ve herhangi bir seviyenin geçiş gücünün en fazla $1,5 \mu_N^2$ olduğu sonuçlarına her iki çekirdek için de ulaşılmıştır.

Makas mod ile ilgili iki çekirdeğin karşılaştırılmasında M1 geçişlerinin toplam değerleri önemli bilgiler vermektedir. Bu bağlamda ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdeklerinin

2-4 MeV enerji aralığındaki M1 geçişlerinin toplam ($\sum B(M1 \uparrow)$), orbital ($\sum B(M1 \uparrow)_l$) ve spin $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ karakterli manyetik dipol güçleri, $\sum \Gamma_0 (M1)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları, $\sum \Gamma_0^{red} (M1)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları ve ortalama enerji değerleri K=0, K=1 ve K=0+1 (toplam) modları için Tablo 5.21’de karşılaştırılmıştır.

Tablo 5.21. ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$ ve $\bar{w}$ değerleri.

Çekirdek	K	$\sum B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_l$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ (μ_N^2)	$\sum \Gamma_0$ (meV)	$\sum \Gamma_0^{red}$ (meVMeV ⁻³)	$\bar{w}$ (MeV)
^{162}Yb	0	0,026	0,008	0,0368	4,25	$0,998 \times 10^{-1}$	3,49
	1	2,464	1,993	0,142	337	9,51	3,221
	0+1	2,49	2,001	0,1788	341,25	9,6098	3,35
^{166}Hf	0	0,154	0,008	0,16	30,4	0,594	3,668
	1	2,996	2,328	0,334	404	11,6	3,183
	0+1	3,15	2,336	0,494	434,4	12,19	3,20

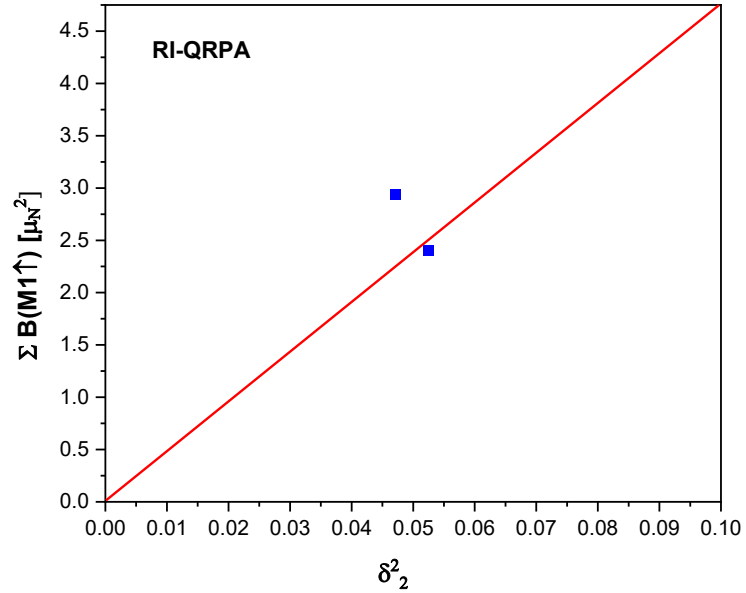
Makas mod için bilinen sistematik özelliklerden biri de bu enerji bölgesinde toplam M1 gücünün yaklaşık $3\mu_N^2$ olduğudur. RI-QRPA ile ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için yapılan hesaplamalarla bu sonuca yaklaşılmıştır. Buna göre, 2-4 MeV enerji aralığında ^{162}Yb için toplam M1 gücü $\sum B(M1 \uparrow) = 2,49 \mu_N^2$ ^{166}Hf çekideği için ise $\sum B(M1 \uparrow) = 3,15 \mu_N^2$ hesaplanmıştır. Makas mod enerji bölgesinde, orbital manyetik dipol gücünün baskın olduğu bilinen bir diğer özellik olarak karşımıza çıkmaktadır. RI-QRPA ile yapılan hesaplamalarla ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için toplam orbital dipol güçleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_l = 2,001 \mu_N^2$ ile $\sum B(M1 \uparrow)_l = 2,336 \mu_N^2$, toplam spin manyetik dipol güçleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 0,1788 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 0,494 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Çalışmada elde edilen bu sonuçlar makas mod bölgesinin orbital karakterinin baskınlığını her iki çekirdek için de doğrulamaktadır. PMN çiftlerinin, makas modun M1 toplam değerlerinin karşılaştırılması, iki çekirdeğin verilen özellik açısından benzerliği hakkında fikir vermiştir. Ancak iki çekirdeğin aynı özelliğinin değerlerinin oranının bire yakın çıkması iki çekirdeğin verilen özellik bakımından benzerliğini ortaya koyan nicel bir gösterebilir. Bu yüzden Tablo 5.22’de yukarıdaki tabloda verilen $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$, $\bar{w}$ niceliklerinin her iki çekirdek için oranları verilmiştir.

Tablo 5.22. ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$, $\bar{\omega}$ değerlerinin oranları.

K	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_{162\text{Yb}}}{\sum B(M1 \uparrow)_{166\text{Hf}}}$	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_{l162\text{Yb}}}{\sum B(M1 \uparrow)_{l166\text{Hf}}}$	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_{\sigma162\text{Yb}}}{\sum B(M1 \uparrow)_{\sigma166\text{Hf}}}$	$\frac{\sum \Gamma_{0162\text{Yb}}}{\sum \Gamma_{0166\text{Hf}}}$	$\frac{\sum \Gamma_0^{red162\text{Yb}}}{\sum \Gamma_0^{red166\text{Hf}}}$	$\frac{\bar{\omega}_{162\text{Yb}}}{\bar{\omega}_{166\text{Hf}}}$
K=0	0,16	1	0,23	0,16	0,13	0,95
K=±1	0,82	0,85	0,42	0,83	0,83	1,01
Toplam	0,78	0,82	0,36	0,78	0,78	1,04

Tablo 5.22'den iki çekirdeğin 2-4 MeV enerji aralığında toplam M1 ile yörünge indirgenmiş geçiş olasılıklarının, radyasyon ile indirgenmiş radyasyon kalınlıklarının $K=\pm 1$ ve toplam modları için oranlarının 0,8 çevresinde olduğu görülmektedir. Bu sonuç bize bu nicelikler bağlamında ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için benzerliğin az, ortalama enerji oranlarının tüm modlarda bire yakın olması enerji bağlamında benzerliğin fazla olabileceğini göstermektedir. Spin karakterli manyetik dipol geçişler ve $K=0$ modları için verilen büyüklüklerin oranlarının 1'den farklı çıkması bu geçişler için benzerliğin az olabileceğini göstermektedir.

2-4 MeV enerji aralığında manyetik dipol uyarılmaların toplam geçiş gücünün deformasyonunun karesi ile orantılılık durumu araştırılmıştır (Şekil 5.25).

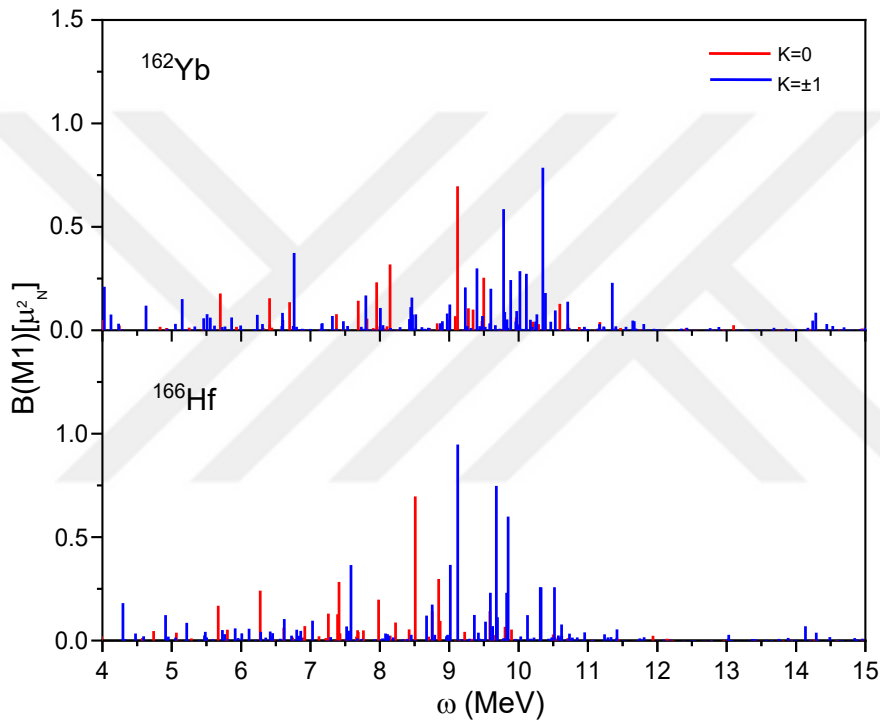


Şekil 5.24. ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çiftinin toplam M1 gücünün kuadropol taban hal deformasyonunun karesine göre değişimi.

RI-QRPA ile hesaplanan toplam değerlerine karşılık, hesaplanan kuadropol taban hal deformasyonunun karesinin çizildiği Şekil 5.25'ten ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için bu orantılılığın az bulunduğu belirlenmiştir.

Manyetik dipol değişlerin 4-15 MeV enerji aralığında yer alan spin-flip uyarılma özellikleri ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için RI-QRPA ile hesaplanmış ve karşılaştırılmıştır (Şekil 5.25).

RI-QRPA ile hesaplanan ^{162}Yb çekirdeği için 4-15 MeV enerji aralığındaki $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma modlarındaki seviye sayıları sırasıyla 123 ve 334 olarak bulunmuştur. ^{166}Hf çekirdeği için seviye sayıları ise sırasıyla 104 ve 309 dır. Her iki çekirdek içinde 4-15 MeV enerji aralığında sırasıyla 457 ve 413 tane seviye gözlenmiştir.



Şekil 5. 25. ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.

Şekil 5.26'dan bu enerji aralığında her iki çekirdeğin M1 seviyelerinden enerji ve güç olarak örtüşen seviyelerin olduğu açıkça görölmektedir. Her iki çekirdek dağılımında da 9.8 MeV civarında bir maksimum gözlenmektedir. M1 spin-flip uyarılmaların yoğunlaştığı 9-10 MeV civarında, bu iki çekirdek için de çok sayıda seviye bulunmaktadır. Ayrıca iki çekirdeğin spektrumunda da yer alan maksimum piklerde yine 9.9 MeV çevresinde yer almaktadır [27, 44]. ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdeklerinin 4-15 MeV enerji aralığında M1 dağılımındaki maksimumların (piklerin) enerji ve güçleri ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için sırasıyla 9,96 MeV'de $B(M1 \uparrow) = 0,75 \mu_N^2$ ve 9,91

MeV’de $B(M1 \uparrow) = 1,25 \mu_N^2$ ’dir. Bu değerler iki çekirdeğin M1 dağılımındaki maksimumlarda özellikle enerji açısından yakın değerde pik verdiğini göstermektedir.

İki çekirdeğin spin-flip uyarılmalarının incelenmesinde toplam değerleri önemli bilgiler vermektedir. Bu bağlamda ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdeklerinin 4-15 MeV enerji aralığındaki M1 geçişlerinin toplam ($\sum B(M1 \uparrow)$), orbital ($\sum B(M1 \uparrow)_l$) ve spin $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ karakterli manyetik dipol güçleri, $\sum \Gamma_0$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları, $\sum \Gamma_0^{red}$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları ve $\bar{w}$ ortalama enerji değerleri K=0, K=1 ve K=0+1 (toplam) modları için Tablo 5.23’te karşılaştırılmıştır.

Tablo 5.23. ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$ ve $\bar{w}$ değerleri.

Çekirdek	K	$\sum B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_l$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ (μ_N^2)	$\sum \Gamma_0$ (meV)	$\sum \Gamma_0^{red}$ (meVMeV ⁻³)	$\bar{w}$ (MeV)
^{162}Yb	0	3,299	0,24	4,85	7835,7	12,7	8,513
	1	7,963	2,117	9,21	25163	30,69	7,781
	0+1	11,262	2,357	14,06	32998,7	43,39	8,067
^{166}Hf	0	3,796	0,277	5,59	8989,6	14,60	7,880
	1	8,347	1,867	10,366	23996	32,2	7,105
	0+1	12,143	2,144	15,956	32985,6	46,8	7,347

Tablo 5.23’ten RI-QRPA ile yapılan hesaplamalar sonucunda 4-15 MeV enerji aralığında toplam manyetik dipol geçiş güçleri ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow) = 11,62 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow) = 12,143 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bununla birlikte RI-QRPA ile yapılan hesaplamalarla ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için toplam orbital dipol güçleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_l = 2,357 \mu_N^2$ ile $\sum B(M1 \uparrow)_l = 2,144 \mu_N^2$, toplam spin manyetik dipol güçleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 14,06 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 15,956 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar, 4-15 MeV enerji aralığında manyetik dipol uyarılmaların spin karakterli M1 gücünün baskın olduğunu göstermiştir [27]. Teorik bulgular çift-çift PMN deforme çekirdeklerdeki spin-flip uyarılmaların yer aldığı 4-15 MeV enerji bölgesinin kolektif ve spin karakterli olduğunu göstermektedir.

PMN çiftlerinin spin-flip uyarılma bölgesindeki temel özellikler açısından benzerliği hakkında nicel bir fikir vermesi için $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$, $\bar{w}$ niceliklerinin her iki çekirdek için oranları Tablo 5.24’te verilmiştir.

Tablo 5.24'ten iki çekirdeğin 4-15 MeV enerji aralığında oranları araştırılan tüm niceliklerin $K=0$, $K=1$ ve $K=0+1$ 'i içeren toplam modları için oranlarının 1 çevresinde olduğu görülmektedir. Bu sonuç bize bu nicelikler bağlamında ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdeklerinin kolektif yapının görüldüğü bu enerji bölgesinde benzer özelliklere sahip olabileceklerini göstermektedir.

Tablo 5.24. ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$, $\bar{\omega}$ değerlerinin oranları.

K	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_{^{162}\text{Yb}}}{\sum B(M1 \uparrow)_{^{166}\text{Hf}}}$	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_{l\ ^{162}\text{Yb}}}{\sum B(M1 \uparrow)_{l\ ^{166}\text{Hf}}}$	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_{\sigma\ ^{162}\text{Yb}}}{\sum B(M1 \uparrow)_{\sigma\ ^{166}\text{Hf}}}$	$\frac{\sum \Gamma_{0\ ^{162}\text{Yb}}}{\sum \Gamma_{0\ ^{166}\text{Hf}}}$	$\frac{\sum \Gamma_0^{red\ ^{162}\text{Yb}}}{\sum \Gamma_0^{red\ ^{166}\text{Hf}}}$	$\frac{\bar{\omega}_{^{162}\text{Yb}}}{\bar{\omega}_{^{166}\text{Hf}}}$
K=0	0,86	0,88	0,86	0,87	0,86	1,05
K=±1	0,95	1,13	0,88	1,04	0,95	1,06
Toplam	0,92	1,09	0,88	1	0,92	1,05

^{162}Yb - ^{166}Hf çekirdekleri için makas mod ve spin-flip uyarılma bölgelerindeki seviyelere ait M1 geçiş özelliklerinin teorik hesaplarından sonra seviye yapıları ele alınmıştır. Tablo 5.25'te bu PMN çiftinin 2-15 MeV enerji aralığındaki $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma seviyelerinin RI-QRPA ile hesaplanan yapıları gösterilmiştir. Tabloda dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinden bir 2-4 MeV ve 4-15 MeV enerji aralıklarındaki gücü yüksek seviyelerden bazılarının yapıları verilmiştir.

Tablo 5.25'te 2-4 MeV enerji aralığında ^{162}Yb çekirdeğinin $K^\pi=1^+$ uyarılma seviyelerine en büyük katkıyı veren seviyelerin çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahip olmaları güçlü kolektif yapıda olduklarını göstermektedir. 4-15 MeV enerji aralığında ise iki kuaziparçacık konfigürasyonu 5,705-8,154 MeV ve 6,415-10,602 MeV enerji aralıklarında çoklu yapı göstermektedir. ^{162}Yb çekirdeği için bu enerji aralıklarındaki seviyeler kolektif yapıdadır. Benzer şekilde ^{168}Yb çekirdeğinin de 2-4 MeV enerji aralığında seviyelerin büyük kısmı çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahip olduğu için, bu bölgedeki seviyeler güçlü kolektif yapıdadır. ^{166}Hf çekirdeğinin 4-15 MeV enerji aralığında ise iki kuaziparçacık konfigürasyonu 6,592-7,943 MeV arasındaki gücü yüksek seviyelerde 8,877-9,978 MeV enerji aralıklarında çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonu bulunmaktadır.

^{162}Yb çekirdeği için bu enerji aralıklarındaki seviyeler kolektif yapıdadır. Benzer şekilde ^{166}Hf çekirdeğinin de 2-4 MeV enerji aralığında seviyelerin büyük kısmı çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahip olduğu için, bu bölgedeki seviyeler güçlü

kolektif yapıdadır. ^{166}Hf çekirdeğinin 4-15 MeV enerji aralığında ise iki kuaziparçacık konfigürasyonu 5,669-8,510 MeV arasındaki gücü yüksek seviyelerde 6,275-10,602 MeV enerji aralıklarında çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonu bulunmaktadır.

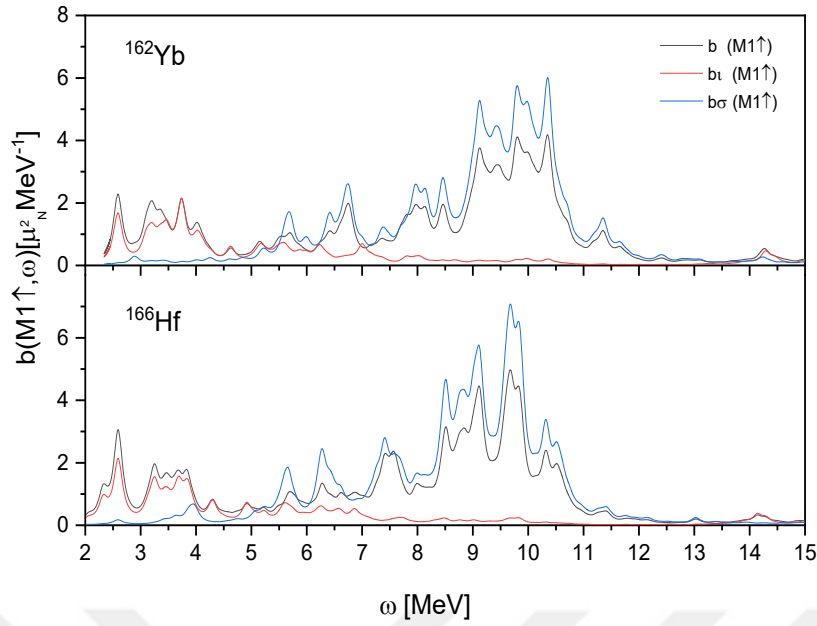
Tablo 5.25. ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında olan $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma seviyelerinin RI-QRPA ile hesaplanan enerjileri, iki kuaziparçacık yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma]$, $\psi_i(\tau)$). Burada sadece dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinden bir kısmının yapıları verilmiştir.

^{162}Yb					^{166}Hf				
$I^\pi K$	ω_i [MeV]	$\Sigma B(M1\uparrow)$ [μ_N^2]	Fonon yapısı		$I^\pi K^\pi$	ω_i [MeV]	$\Sigma B(M1\uparrow)$ [μ_N^2]	Fonon yapısı	
			$\psi_i(\tau)$	$[Nn_z\Lambda\Sigma]$				$\psi_i(\tau)$	$[Nn_z\Lambda\Sigma]$
1-1	2,601	0,660	0,270 -0,131	pp[532],[523] pp[523],[514]	1-1	2,592	0,893	0,103 -0,137	nn[521],[512] pp[523],[514]
1-1	3,219	0,340	0,125 0,600	nn[532],[523] pp[532],[523]	1-1	3,837	0,375	0,111 0,344	nn[530],[521] pp[532],[550]
1-1	6,771	0,377	-0,395 -0,114	nn[521],[532] pp[404],[404]	1-1	6,622	0,113	-0,448 -0,106	nn[512],[523] pp[402],[633]
1-0	5,705	0,179	-0,120 0,113	nn[530],[510] pp[541],[532]	1-0	5,669	0,168	-0,113 0,114	nn[530],[510] pp[541],[532]
1-0	6,415	0,164	-0,200 -0,155	pp[530],[530] pp[541],[532]	1-0	6,275	0,241	-0,105 -0,117	pp[530],[550] pp[530],[550]
1-0	8,154	0,313	0,119 0,131 0,114	nn[651],[642] nn[523],[512] nn[532],[523]	1-0	8,510	0,697	0,175 0,183 0,100	nn[651],[532] nn[523],[523] pp[532],[413]
1-0	10,602	0,127	-0,693	nn[642],[633]	1-0	9,586	0,142	0,685	nn[642],[530]

^{162}Yb çekirdeği için 10,602 MeV, ^{166}Hf çekirdeği için 9,586 MeV den sonraki enerjilerdeki seviyelerde çoklu yapı keskin bir biçimde azalmakta ve tekli iki kuaziparçacık konfigürasyonu bulunmaktadır. ^{162}Yb - ^{166}Hf çekirdekleri için seviye yapılarının karşılaştırılması, kolektif yapının görüldüğü enerji aralıkları açısından da iki çekirdeğin benzer özellikler sergilediği sonucunu ortaya çıkarmaktadır.

RI-QRPA yaklaşımı ile ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çiftinin manyetik dipol güç fonksiyonları $b(M1\uparrow)$ hesaplanmıştır. Güç fonksiyonu yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_o(M1\uparrow)$ katkılı manyetik dipol uyarılmaları içinde hesaplanmış Şekil 5.27'de verilmiştir.

Şekilden, manyetik dipol uyarılmalara 2-5 MeV enerji aralığında orbital karakterden, 5-13 MeV aralığında ise spin karakterden gelen katkının daha fazla olduğu görülmektedir. Şekil 5.27'den her iki çekirdek dağılımındaki bu benzerlik görülmektedir. Toplam manyetik dipol gücüne spin ve orbital katkıların yıkıcı ya da yapıcı girişimleri nedeniyle M1 dağılımının şekillenmesinde bu katkılar önemli rol oynamaktadırlar.

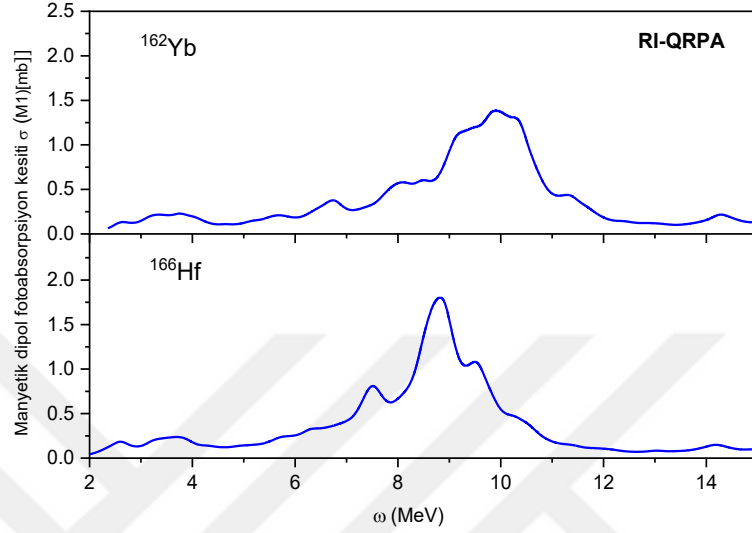


Şekil 5.26. ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdeklerinin 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan toplam $b(M1\uparrow)$, yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_s(M1\uparrow)$ güç fonksiyonu dağılımlarının karşılaştırılması.

Manyetik dipol güç fonksiyonu ile deney ya da nükleer reaksiyon kodları sonuçlarıyla karşılaştırma yapabilmek için fotoabsorbsiyon tesir kesitleri teorik olarak hesaplanabilmektedir. Bu çalışmada RI-QRPA modeli ile hesaplanan toplam manyetik dipol güç fonksiyonu kullanılarak, ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çifti için manyetik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesitleri hesaplanmıştır. Fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin enerjiye göre dağılımı Şekil 5.28’de verilmiştir.

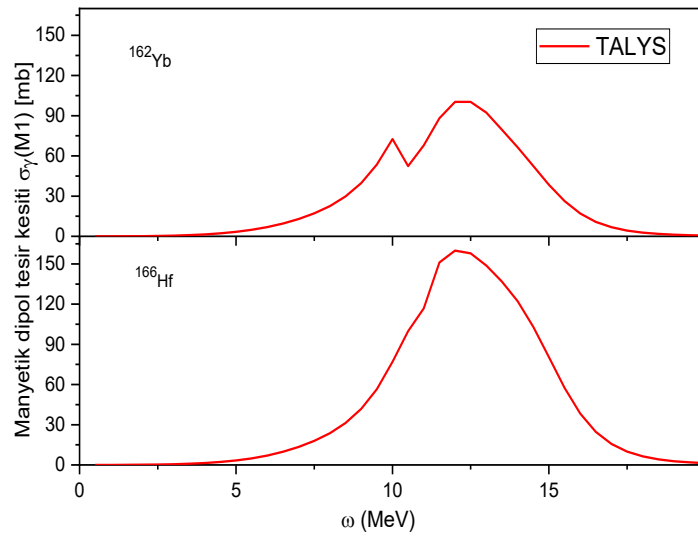
^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında güç fonksiyonu kullanılarak hesaplanan manyetik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesiti dağılımı, manyetik dipol uyarılmaların 9-10MeV civarında elde edilen maksimumlu yapıyı belirgin bir şekilde göstermektedir. Verilen dağılımın Lorentz fonksiyonu ile fit edilmesi sonucunda dağılımlardaki maksimumlarının enerji, şiddet ve FWHM değerleri elde edilmiş ve karşılaştırılmıştır. Buna göre ^{162}Yb çekirdeğinin maksimumun enerjisi 9,763 MeV, gücü 1,3 mb ve FWHM =1,967 MeV değerindedir. Aynı değerler ^{166}Hf çekirdeği için 8,825 MeV, 1,55 mb ve 1,74 MeV dir. Her iki çekirdeğin 9 MeV civarında görülen maksimumları dev manyetik dipol rezonans ya da spin-flip rezonans olarak ifade edilmektedir. Elde edilen bu sonuç RI-QRPA yaklaşımının spin-flip uyarılmalar ile ilgili bilinen bir özelliği açıklamadaki başarısını göstermektedir. İki çekirdeğin manyetik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesiti açısından benzerlikleri nicel olarak karşılaştırmak için verilerin oranlarını almak uygun yaklaşım olabilir. Buna

göre maksimumların enerji güç ve FWHM oranları sırasıyla $\frac{\omega_{162Yb}}{\omega_{166Hf}} = 1,01$, $\frac{\sigma_{162Yb}}{\sigma_{166Hf}} = 1,03$, $\frac{\Gamma_{162Yb}}{\Gamma_{166Hf}} = 1,1$ 'dir. Oranların 1 sayısına yakınlığı RI-QRPA ile elde edilen sonuçların iki çekirdek için yakın sonuçlar verdiğini göstermektedir.



Şekil 5.27. ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan manyetik dipol tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması.

^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdeklerinin deneysel verilerine ulaşamamıştır. Yapılan hesaplamaları karşılaştırmak için TALYS reaksiyon kodu ile manyetik dipol tesir kesiti hesaplanmıştır. TALYS'de $^{162}\text{Yb}(\gamma, \gamma)$ ve $^{166}\text{Hf}(\gamma, \gamma)$ reaksiyonları kullanılarak veriler elde edilmiştir.



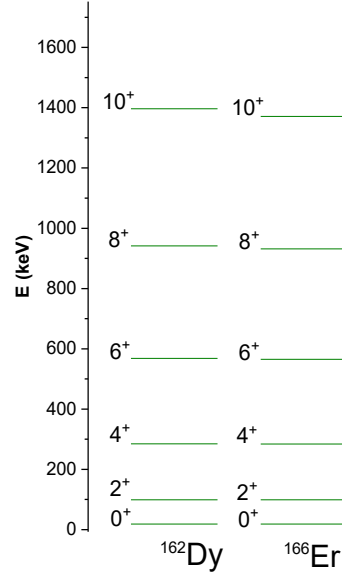
Şekil 5.28. ^{162}Yb - ^{166}Hf PMN çekirdekleri için TALYS kod kullanılarak hesaplanan manyetik dipol foto-absorbsiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması.

Şekil 5.29'dan TALYS kod kullanılarak elde edilen dağılımın iki çekirdek için benzerlik göstermediğini ortaya koymaktadır. TALYS kod ve RI-QRPA sonuçları karşılaştırıldığında ise ^{162}Yb çekirdeğinin dağılımında görülen pikin enerjisinin yaklaşık benzer olduğu belirlenmiştir. İki yaklaşımdaki önemli farklılık foto-absorbsiyon tesir kesitin gücüdür. RI-QRPA pik maksimum $\sigma_\gamma = 2 \text{ mb}$ civarında iken TALYS sonuçları $\sigma_\gamma = 50 - 70 \text{ mb}$ aralığında değişmektedir. RI-QRPA sonuçları, Khuong vd., (1979)'nin çalışmasında kuazi parçacık fonon modeli kullanarak elde edilen sonuçlara yakındır [123].

5.5. ^{162}Dy - ^{166}Er Çekirdek Çiftine Ait Bulguların Karşılaştırılması

Çift kütleli PMN ^{162}Dy - ^{166}Er çekirdeklerinin $I^\pi=1^+$ manyetik dipol spektrumunun 2-4 MeV ve 4-15 MeV enerji aralıklarındaki özellikleri $K=0$ ve $K=1$ modları için ayrı ayrı karşılaştırılmıştır. $N_p N_n$ sayıları 120 olan parçacık boşluk simetrisine sahip, ^{162}Dy - ^{166}Er çekirdek çiftinin, manyetik dipol özellikleri için RI-QRPA modeli kullanılmıştır. RI-QRPA yaklaşımı kullanılarak manyetik dipol uyarılmaların makas mod ve spin-flip mod enerji bölgeleri için $B(M1\uparrow)$ indirgenmiş geçiş olasılıkları, yörünge ve spin karakterli indirgenmiş geçiş olasılıkları, radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları iki çekirdek için karşılaştırılmıştır. Ayrıca PMN ^{162}Dy - ^{166}Er çiftinin manyetik dipol foto-absorbsiyon tesir kesiti ve güç fonksiyonu dağılımları toplam, yörünge, spin katkıları ayrı ayrı hesaplanarak gösterilmiştir. Buna ek olarak, TALYS nükleer reaksiyon kodu kullanılarak çekirdeklerin foto-absorbsiyon tesir kesitleri (γ, γ) reaksiyonu için araştırılmış ve belirtilen parçacık-boşluk simetrik çekirdek çiftinin $M1$ özellikleri RI-QRPA sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

^{162}Dy - ^{166}Er PMN çiftinin taban durum dönme bandı seviye diyagramları aşağıdaki şekilde verilmiştir.



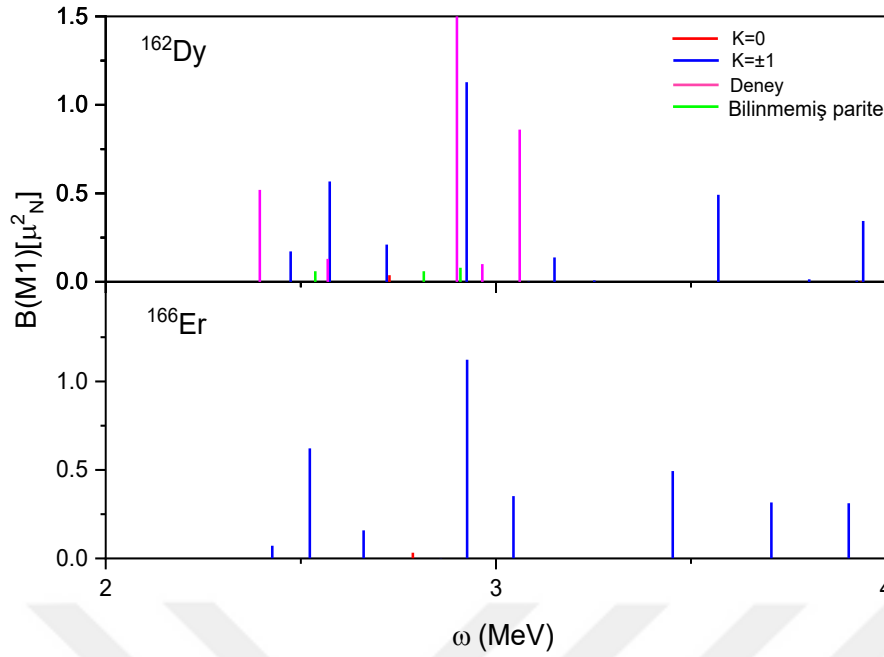
Şekil 5.29. ^{162}Dy - ^{166}Er çekirdek çiftinin taban hal dönme bandı seviye diyagramları [69].

^{162}Dy - ^{166}Er PMN çiftinin Şekil 5.29'dan taban hal bandındaki seviyelerin oldukça benzer yapısı görülmektedir. Bu benzerliğin manyetik dipol uyarılma seviyelerinde de bulunup bulunmadığını belirlemek için öncelikle RI-QRPA model çerçevesinde kullanılacak parametreler belirlenmiştir. ^{162}Dy - ^{166}Er çekirdeklerine ait manyetik dipol özelliklerinin incelenmesinde kullanılan parametreler Tablo 5.26'da verilmiştir [69, 119, 125].

Tablo 5.26. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çifti için çiftlenim Δ ve λ (MeV), ortalama alan deformasyon (δ_2), kuadropol deformasyon β_2 parametreleri ve spin-spin etkileşim kuvvetleri κ (MeV).

Çekirdek	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p	δ_2	β_2	κ
^{162}Dy	0.930	-7.380	1.035	-7.399	0.297	0.3413	22
^{166}Er	1.017	-7.515	0.909	-6.697	0.301	0.3443	30

^{162}Dy - ^{166}Er PMN deforme çift kütle numaralı çekirdekleri için 4 MeV'e kadar olan manyetik dipol uyarılmalarının teorik hesaplaması sonucu elde edilen 1^+ seviyelerinin ω_i enerjilerine göre dağılımı Şekil 5.30'da verilmiştir. Yapılan hesaplamalar ile ^{162}Dy - ^{166}Er çekirdeklerinin ayrı ayrı manyetik dipol özellikleri incelenmiş ve hem birbirleri hem de ulaşılabilen deneysel verilerle karşılaştırma yapılmıştır.



Şekil 5.30. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.

RI-QRPA ile incelenen PMN çekirdeklerinin makas mod hesaplamaları sonucunda M1 geçişlerinin dağılımının 2 MeV'den sonra başladığı Şekil 5.30'dan görülmektedir. ^{162}Dy çekirdeğinin 2-4 MeV enerji aralığındaki $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma modlarındaki seviye sayıları sırasıyla 2 ve 15 olarak bulunmuştur. ^{166}Er çekirdeğinin seviye sayıları ise sırasıyla 5 ve 21 dir. ^{162}Dy çekirdek için 2-4 MeV enerji aralığında toplam 17 tane seviye ve ^{166}Er için 26 tane gözlenmiştir. Şekil 5.31'den bu enerji aralığında her iki çekirdeğin M1 seviyelerinden enerji ve güç olarak örtüşen seviyelerin olduğu açıkça görülmektedir. 2-4 MeV enerji aralığındaki M1 dağılımındaki maksimumlar karşılaştırıldığında ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için enerjiler sırasıyla 2,925 MeV ve 2,926 MeV olarak belirlenmiştir. Şekilden görüldüğü gibi teorik hesaplamalarımız ile makas modun bilinen özelliklerinden olan; yaklaşık olarak Δ çiftlenim aralığının iki katına eşit enerjilerde $I^\pi=1^+$ iki kuaziparçacık uyarılmalarının ortaya çıktığı ve herhangi bir seviyenin geçiş gücünün en fazla $1,5 \mu_N^2$ olduğu sonuçlarına her iki çekirdek için de ulaşılmıştır.

Makas mod ile ilgili iki çekirdeğin karşılaştırılmasında M1 geçişlerinin toplam değerleri önemli bilgiler vermektedir. Bu bağlamda ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki M1 geçişlerinin toplam ($\sum B(M1\uparrow)$), orbital ($\sum B(M1\uparrow)_l$) ve spin $\sum B(M1\uparrow)_s$ karakterli manyetik dipol güçleri, $\sum \Gamma_0(M1)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları, $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol

radyasyon kalınlıkları ve ortalama enerji değerleri $K=0$, $K=1$ ve $K=0+1$ (toplam) modları için Tablo 5.27’de karşılaştırılmıştır.

Tablo 5.27. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$ ve $\bar{w}$ değerleri.

ekir-dek	K	$\sum B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_l$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ (μ_N^2)	$\sum \Gamma_0$ (meV)	$\sum \Gamma_0^{red}$ (meVMeV ⁻³)	$\bar{w}$ (MeV)
^{162}Dy	0	0,041	0,000	0,0331	3,61	0,157	2,80
	1	3,018	2,053	0,346	357	11,6	3,06
	0+1	3,059	2,053	0,34391	360,61	11,757	3,05
Deney		3,24 $\pm$ 0,23			293,6 $\pm$ 2 0,9	12,50 $\pm$ 0,89	
^{166}Er	0	0,032	0,001	0,0236	2,64	0,122	2,78
	1	3,203	2,392	0,286	392	12,4	3,10
	0+1	3,235	2,393	0,3096	394,64	12,522	3,09

Makas mod için bilinen sistematik özelliklerden biri de bu enerji bölgesinde, bu bölgede bulunan çekirdeklerin, toplam M1 gücünün yaklaşık 3 μ_N^2 olduğudur. RI-QRPA ile ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için yapılan hesaplamalarla yaklaşık olarak bu sonuç elde edilmiştir. Buna göre, 2-4 MeV enerji aralığında ^{162}Dy için toplam M1 gücü $\sum B(M1 \uparrow) = 3,059 \mu_N^2$ ve ^{166}Er ekideği için ise $\sum B(M1 \uparrow) = 3,235 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Makas mod enerji bölgesinde, orbital manyetik dipol gücünün baskın olduğu bilinen bir diğer özellik olarak karşımıza çıkmaktadır. RI-QRPA ile yapılan hesaplamalarla ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için toplam orbital dipol güçleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_l = 2,053 \mu_N^2$ ile $\sum B(M1 \uparrow)_l = 2,393 \mu_N^2$, toplam spin manyetik dipol güçleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 0,343 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 0,309 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Çalışmada elde edilen bu sonuçlar makas mod bölgesinin orbital karakterinin baskınlığını her iki çekirdek için de doğrulamaktadır. Teorik bulgular çift-çift deforme ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdeklerdeki makas modunun izovektör, kolektif ve orbital karakterini teyit etmektedir.

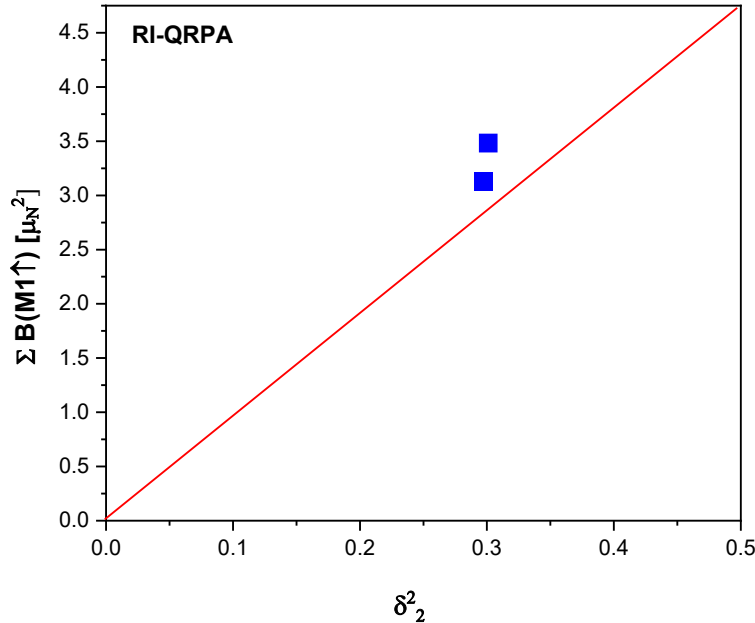
PMN iftinin, M1 temel fenomenlerinin toplamlarının oranlarının bire yakın çıkması iki çekirdeğin verilen özellik bakımından benzerliğini ortaya koyan nicel bir gösterimdir. Bu yüzden Tablo 5.28’de yukarıdaki tabloda verilen $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$ ve $\bar{w}$ niceliklerinin her iki çekirdek için oranları verilmiştir.

Tablo 5.28. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $\Sigma B(M1 \uparrow)$, $\Sigma B(M1 \uparrow)_l$, $\Sigma B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\Sigma \Gamma_0$, $\Sigma \Gamma_0^{red}$, $\bar{w}$ değerlerinin oranları.

K	$\frac{\Sigma B(M1 \uparrow)_{^{162}\text{Dy}}}{\Sigma B(M1 \uparrow)_{^{166}\text{Er}}}$	$\frac{\Sigma B(M1 \uparrow)_l^{^{162}\text{Dy}}}{\Sigma B(M1 \uparrow)_l^{^{166}\text{Er}}}$	$\frac{\Sigma B(M1 \uparrow)_\sigma^{^{162}\text{Dy}}}{\Sigma B(M1 \uparrow)_\sigma^{^{166}\text{Er}}}$	$\frac{\Sigma \Gamma_{0^{^{162}\text{Dy}}}}{\Sigma \Gamma_{0^{^{166}\text{Er}}}}$	$\frac{\Sigma \Gamma_{0^{^{162}\text{Dy}}}^{red}}{\Sigma \Gamma_{0^{^{166}\text{Er}}}^{red}}$	$\frac{\bar{w}^{^{162}\text{Dy}}}{\bar{w}^{^{166}\text{Er}}}$
K=0	1,2	0	1,4	1,3	1,2	1
K=±1	0,94	0,85	1,2	0,91	0,93	0,98
Toplam	0,94	0,85	1,1	0,91	0,93	0,98

Tablo 5.28'den iki çekirdeğin 2-4 MeV enerji aralığında, tıpkı ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çiftinde olduğu gibi, toplam ile yörünge M1 indirgenmiş geçiş olasılıkları, radyasyon ile indirgenmiş radyasyon kalınlıkları ve ortalama enerji oranları K=1 ve K=0+1'i içeren toplam modları için 1 civarında çıkmıştır. Bu sonuç bize bu nicelikler bağlamında ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için benzer özelliklere sahip olabileceğini göstermektedir. Ancak 2-4 MeV enerji aralığındaki spin karakterli manyetik dipol geçişler ve K=0 modları için verilen büyüklüklerin oranlarının 1 den farklı çıkması bu geçişler için benzerliğin olmayabileceğini göstermektedir.

2-4 MeV enerji aralığında manyetik dipol uyarılmaların toplam geçiş gücü kuadropol taban hal deformasyonunun karesi ile orantılılığı, RI-QRPA ile yapılan hesaplamalar ile araştırılmıştır. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için durum Şekil 5.32'de verilmiştir.

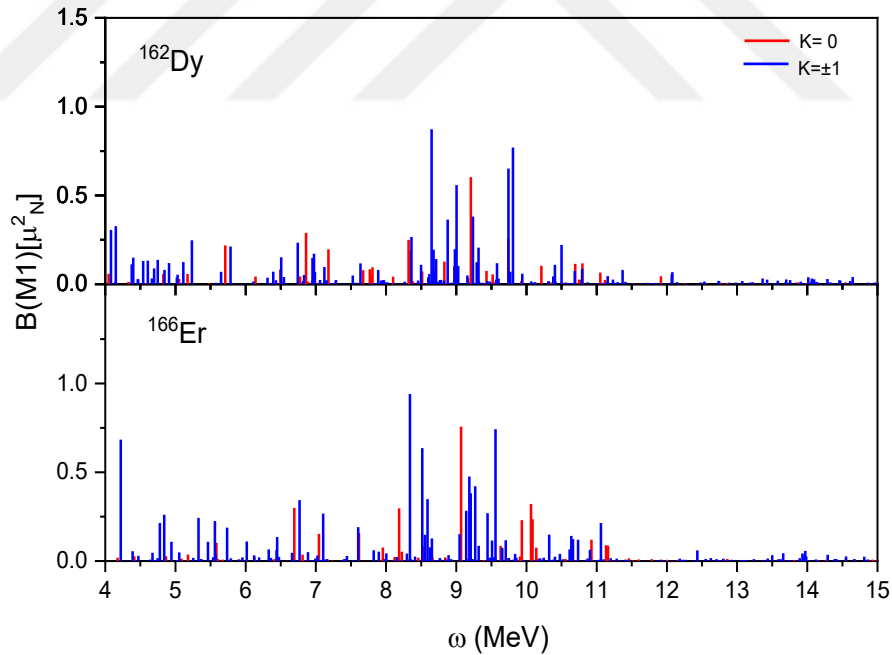


Şekil 5.31. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çiftinin toplam M1 gücünün deformasyon parametresinin karesine göre değişimi.

RI-QRPA ile hesaplanan toplam $B(M1)$ değerlerine karşılık, kuadropol taban hal deformasyonunun karesinin çizildiği Şekil 5.32’den ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için bu orantılılığın bulunduğu belirlenmiştir.

Manyetik dipol değişlerin 4-15 MeV enerji aralığında yer alan spin-flip uyarılma özellikleri ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için RI-QRPA ile hesaplanmış ve karşılaştırılmıştır (Şekil 5.32).

RI-QRPA ile hesaplanan ^{162}Dy çekirdeği için 4-15 MeV enerji aralığındaki $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma modlarındaki seviye sayıları sırasıyla 129 ve 357 olarak bulunmuştur. ^{166}Er çekirdeği için seviye sayıları ise sırasıyla 141 ve 375 dir. Her iki çekirdek içinde 4-15 MeV enerji aralığında sırasıyla 486 ve 516 tane seviye gözlenmiştir. Şekil 5.4’den bu enerji aralığında her iki çekirdeğin M1 seviyelerinden enerji ve güç olarak örtüşen seviyelerin olduğu açıkça görülmektedir. Her iki çekirdek dağılımında da 8,5 MeV civarında bir maksimum, 9-10 MeV arasında bir diğer maksimum gözlenmektedir. Bu dağılım 4-15 MeV enerji aralığındaki iki maksimumlu yapının M1 spin-flip rezonans uyarılmalar olduğunu göstermektedir [49].



Şekil 5.32. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.

M1 spin-flip uyarılmaların yoğunlaştığı 9 MeV civarında, bu iki çekirdek için de çok sayıda seviye bulunmaktadır. Ayrıca iki çekirdeğin spektrumunda da yer alan maksimum piklerde yine 9 MeV çevresinde yer almaktadır [27, 44]. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdeklerinin 4-15 MeV enerji aralığında M1 dağılımındaki maksimumların (piklerin)

enerji ve güçleri ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için sırasıyla 9,005 MeV'de $B(M1 \uparrow) = 0,558 \mu_N^2$ ve 9,068 MeV'de $B(M1 \uparrow) = 0,757 \mu_N^2$ 'dir. Bu değerler iki çekirdeğin M1 dağılımındaki maksimumlarda özellikle enerji açısından yakın değerde pik verdiğini göstermektedir.

İki çekirdeğin spin-flip uyarılmalarının incelenmesinde toplam değerleri önemli bilgiler vermektedir. Bu bağlamda ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdeklerinin 4-15 MeV enerji aralığındaki M1 geçişlerinin toplam ($\sum B(M1 \uparrow)$), orbital ($\sum B(M1 \uparrow)_l$) ve spin $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ karakterli manyetik dipol güçleri, $\sum \Gamma_0(M1)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları, $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları ve ortalama enerji değerleri $K=0$, $K=1$ ve $K=0+1$ (toplam) modları için Tablo 5.29'da karşılaştırılmıştır.

Tablo 5.29. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişleri için $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$ ve $\bar{w}$ değerleri.

Çekirdek	K	$\sum B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_l$ (μ_N^2)	$\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$ (μ_N^2)	$\sum \Gamma_0$ (meV)	$\sum \Gamma_0^{red}$ (meVMeV ⁻³)	$\bar{w}$ (MeV)
^{162}Dy	0	4,183	0,270	5,87	11496,3	16,143	8,464
	1	11,531	4,403	11,25	23203,6	44,6	7,365
	0+1	15,714	4,673	17,12	34699,9	60,743	7,657
^{166}Er	0	4,045	0,270	5,70	12397	15,57	8,845
	1	11,087	4,48	10,714	26702,6	42,8	7,652
	0+1	15,132	4,75	16,414	39100	58,37	7,97

Tablo 5.29'dan RI-QRPA ile yapılan hesaplamalar sonucunda 4-15 MeV enerji aralığında toplam manyetik dipol geçiş güçleri ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow) = 15,71 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow) = 15,132 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bununla birlikte RI-QRPA ile yapılan hesaplamalarla ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için toplam orbital dipol güçleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_l = 4,673 \mu_N^2$ ile $\sum B(M1 \uparrow)_l = 4,75 \mu_N^2$, toplam spin manyetik dipol güçleri sırasıyla $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 17,12 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma = 16,414 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar, 4-15 MeV enerji aralığında manyetik dipol uyarılmaların spin karakterli M1 gücünün baskın olduğunu göstermiştir [27]. Teorik bulgular çift-çift PMN deforme çekirdeklerdeki spin-flip uyarılmaların yer aldığı 4-15 MeV enerji bölgesinin kolektif ve spin karakterli olduğunu göstermektedir.

PMN çiftlerinin spin-flip uyarılma bölgesindeki temel özellikler açısından benzerliği hakkında nicel bir fikir vermesi için $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$, $\bar{\omega}$ niceliklerinin her iki çekirdek için oranları Tablo 5.30'da verilmiştir.

^{162}Dy - ^{166}Er çekirdekleri için makas mod ve spin-flip uyarılma bölgelerindeki seviyelere ait M1 geçiş özelliklerinin teorik hesaplarından sonra seviye yapıları ele alınmıştır.

Tablo 5.30. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan M1 geçişlerinin $\sum B(M1 \uparrow)$, $\sum B(M1 \uparrow)_l$, $\sum B(M1 \uparrow)_\sigma$, $\sum \Gamma_0$, $\sum \Gamma_0^{red}$, $\bar{\omega}$ değerlerinin oranları.

K	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_{^{162}\text{Dy}}}{\sum B(M1 \uparrow)_{^{166}\text{Er}}}$	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_l^{^{162}\text{Dy}}}{\sum B(M1 \uparrow)_l^{^{166}\text{Er}}}$	$\frac{\sum B(M1 \uparrow)_\sigma^{^{162}\text{Dy}}}{\sum B(M1 \uparrow)_\sigma^{^{166}\text{Er}}}$	$\frac{\sum \Gamma_0^{^{162}\text{Dy}}}{\sum \Gamma_0^{^{166}\text{Er}}}$	$\frac{\sum \Gamma_0^{red}^{^{162}\text{Dy}}}{\sum \Gamma_0^{red}^{^{166}\text{Er}}}$	$\frac{\bar{\omega}^{^{162}\text{Dy}}}{\bar{\omega}^{^{166}\text{Er}}}$
K=0	1,03	1	1,02	0,92	1,03	0,93
K=±1	1,04	0,98	1,05	0,88	1,04	0,94
Toplam	1,03	0,98	1,04	0,88	1,04	0,94

Tablo 5.30'dan iki çekirdeğin 4-15 MeV enerji aralığında oranları araştırılan tüm niceliklerin K=0, K=1 ve K=0+1'ı içeren toplam modları için oranlarının 1 çevresinde olduğu görülmektedir. Bu sonuç bize bu nicelikler bağlamında ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdeklerinin kolektif yapının görüldüğü bu enerji bölgesinde benzer özelliklere sahip olabileceklerini göstermektedir.

^{162}Dy - ^{166}Er çekirdekleri için makas mod ve spin-flip uyarılma bölgelerindeki seviyelere ait M1 geçiş özelliklerinin teorik hesaplarından sonra seviye yapıları ele alınmıştır. Tablo 5.31'de bu PMN çiftinin 2-15 MeV enerji aralığındaki $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma seviyelerinin RI-QRPA ile hesaplanan yapıları gösterilmiştir. Tabloda dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinden bir 2-4 MeV ve 4-15 MeV enerji aralıklarındaki gücü yüksek seviyelerden bazılarının yapıları verilmiştir.

Tablo 5.31'de 2-4 MeV enerji aralığında ^{162}Dy çekirdeğinin $K^\pi=1^+$ uyarılma seviyelerine en büyük katkısı veren seviyelerin çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahip olmaları güçlü kolektif yapıda olduklarını göstermektedir. 4-15 MeV enerji aralığında ise iki kuaziparçacık konfigürasyonu 5,710-6,746 MeV ve 8,320-10,798 MeV enerji aralıklarında çoklu yapı göstermektedir. ^{162}Dy çekirdeği için bu enerji aralıklarındaki seviyeler kolektif yapıdadır. Benzer şekilde ^{166}Er çekirdeğinin

de 2-4 MeV enerji aralığında seviyelerin büyük kısmı çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahip olduğu için, bu bölgedeki seviyeler güçlü kolektif yapıdadır.

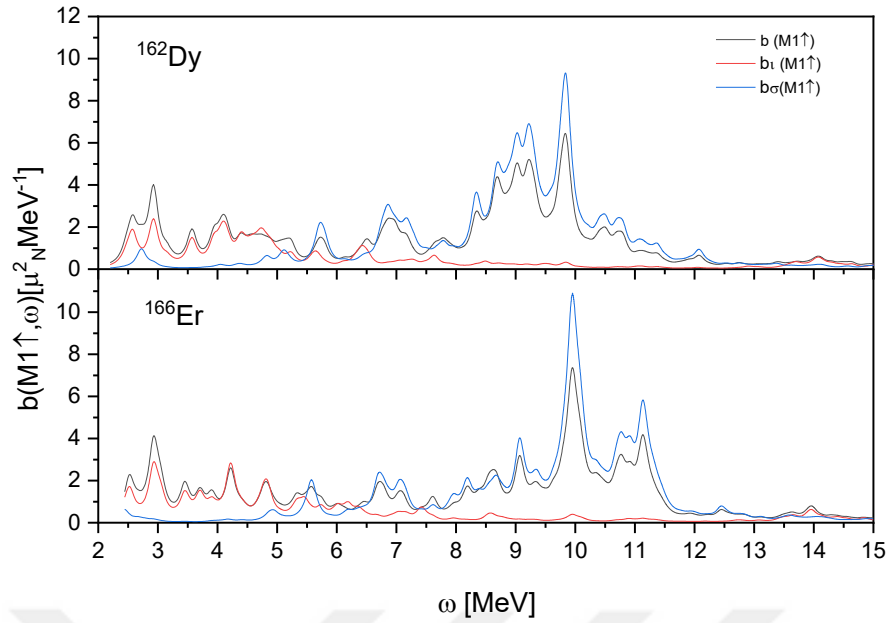
^{166}Er çekirdeğinin 4-15 MeV enerji aralığında ise iki kuaziparçacık konfigürasyonu 5,582-6,692 MeV arasındaki gücü yüksek seviyelerde 8,185-10,065 MeV enerji aralıklarında çoklu iki kuaziparçacık konfigürasyonu bulunmaktadır. ^{162}Dy çekirdeği için 10,798 MeV, ^{166}Er çekirdeği için 10,065 MeV den sonraki enerjilerdeki seviyelerde çoklu yapı keskin bir biçimde azalmakta ve tekli iki kuaziparçacık konfigürasyonu bulunmaktadır.

Tablo 5.31. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında olan $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^+1$ uyarılma seviyelerinin RI-QRPA ile hesaplanan enerjileri, iki kuaziparçacık yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma]$, $\psi_i(\tau)$). Burada sadece dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinden bir kısmının yapıları verilmiştir.

^{162}Dy					^{166}Er				
$I^\pi K$	ω_i [MeV]	$B(M1\uparrow)$ [μ_N^2]	Fonon yapısı		$I^\pi K$	ω_i [MeV]	$B(M1\uparrow)$ [μ_N^2]	Fonon yapısı	
			$\psi_i(\tau)$	$[Nn_z\Lambda\Sigma]$				$\psi_i(\tau)$	$[Nn_z\Lambda\Sigma]$
1^+1	2.474	0.161	0.634	pp[523],[514]	1^+1	2.928	1.053	0.414	pp[523],[514]
1^+1	3.941	0.338	-0.340 0.115	nn[521],[532] nn[523],[550]	1^+1	2.865	0.886	-0.553 0.152	nn[521],[512] nn[523],[514]
1^+1	6.746	0.192	0.147 0.235	nn[642],[550] pp[402],[413]	1^+1	6.775	0.229	0.147 0.331	nn[642],[642] pp[402],[413]
1^+0	5.710	0.218	-0.674	pp[550],[550]	1^+0	5.582	0.103	-0.409	pp[550],[550]
1^+0	6.860	0.288	0.137 0.109 0.124	nn[640],[550] pp[541],[532] nn[532],[512]	1^+0	6.692	0.298	0.218 0.114 0.131	nn[640],[651] pp[541],[532] nn[532],[550]
1^+0	8.320	0.249	0.177 0.450	nn[523],[514] nn[532],[523]	1^+0	8.185	0.296	0.123 0.421	nn[523],[514] pp[532],[523]
1^+0	10.798	0.117	0.174 0.157	nn[514],[743] pp[523],[514]	1^+0	10.065	0.321	0.422 0.110	pp[532],[550] pp[523],[514]

^{162}Dy - ^{166}Er çekirdekleri için seviye yapılarının karşılaştırılması, kolektif yapının görüldüğü enerji aralıkları açısından da iki çekirdeğin benzer özellikler sergilediği sonucunu ortaya çıkarmaktadır.

RI-QRPA yaklaşımı ile ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çiftinin manyetik dipol güç fonksiyonları $b(M1\uparrow)$ hesaplanmıştır. Güç fonksiyonu yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_s(M1\uparrow)$ katkılı manyetik dipol uyarılmaları içinde hesaplanmış Şekil 5.32'de verilmiştir.

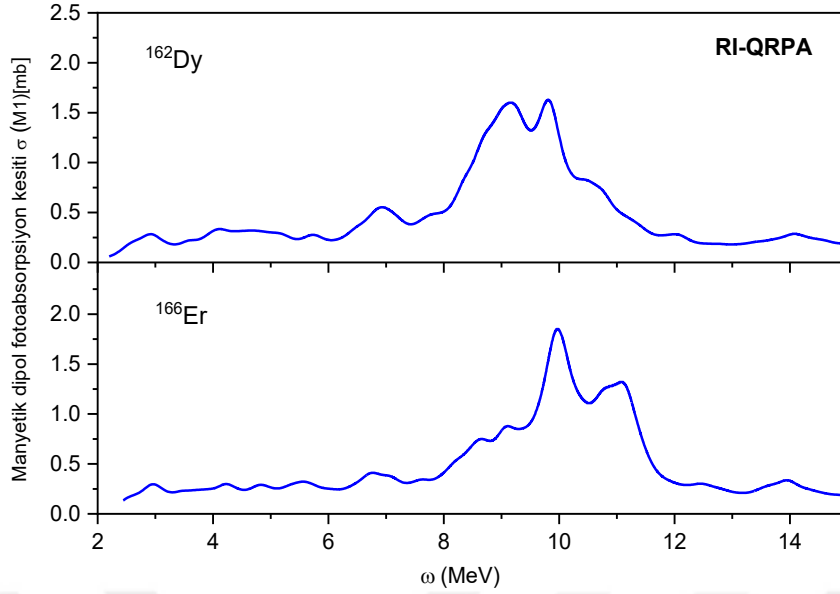


Şekil 5.33. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdeklerinin 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan toplam $b(M1\uparrow)$, yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_s(M1\uparrow)$ güç fonksiyonu dağılımlarının karşılaştırılması.

Şekilden, manyetik dipol uyarımlara 2-5 MeV enerji aralığında orbital karakterden, 5,5-13 MeV aralığında ise spin karakterden gelen katkının daha fazla olduğu görülmektedir. Şekil 5.19'dan her iki çekirdek dağılımındaki bu benzerlik ve toplam manyetik dipol gücüne spin ve orbital katkıların yıkıcı ve yapıcı girişimlerinin etkisi görülmektedir.

Bu çalışmada RI-QRPA modeli ile hesaplanan toplam manyetik dipol güç fonksiyonu kullanılarak, ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çifti için manyetik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesitleri hesaplanmıştır. Fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin enerjiye göre dağılımı Şekil 5.35'te verilmiştir.

^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında güç fonksiyonu kullanılarak hesaplanan manyetik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesiti dağılımı, manyetik dipol uyarımların 9-10 MeV civarında elde edilen tek maksimumlu, asimetric yapıyı belirgin bir şekilde göstermektedir. Verilen dağılımın Lorentz fonksiyonu ile fit edilmesi sonucunda dağılımlardaki maksimumlarının enerji, güç ve genişlik değerleri elde edilmiş ve karşılaştırılmıştır.

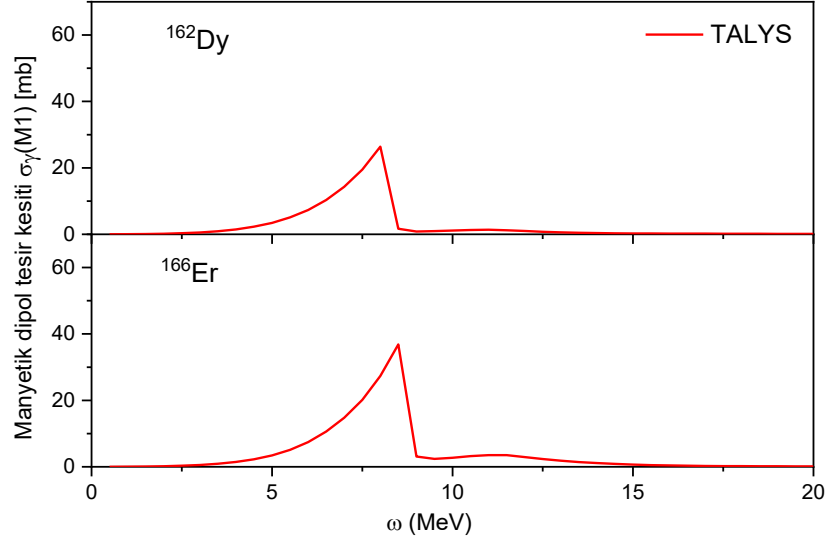


Şekil 5.34. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan manyetik dipol tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması.

Buna göre ^{162}Dy çekirdeğinin maksimumun enerjisi 9,328 MeV, gücü 1,51 mb ve genişlik 2,025 MeV değerindedir. Aynı değerler ^{166}Er çekirdeği için 10,16 MeV, 1,46 mb ve 2,21 MeV dir. Her iki çekirdeğin 9-10 MeV civarında görülen maksimumları dev manyetik dipol rezonans ya da spin-flip rezonans olarak ifade edilmektedir. Elde edilen bu sonuç RI-QRPA yaklaşımının spin-flip uyarılmalar ile ilgili bilinen bir özelliği açıklamadaki başarısını göstermektedir. İki çekirdeğin manyetik dipol fotoabsorpsiyon tesir kesiti açısından benzerlikleri nicel olarak karşılaştırmak için verilerin oranlarını almak uygun yaklaşım olabilir. Buna göre maksimumların enerji güç ve FWHM oranları sırasıyla $\frac{\omega_{162Dy}}{\omega_{166Er}} = 0,91$, $\frac{\sigma_{162Dy}}{\sigma_{166Er}} = 1,03$, $\frac{\Gamma_{162Dy}}{\Gamma_{166Er}} = 0,91$ 'dir.

Oranların 1 sayısına yakınlığı RI-QRPA ile elde edilen sonuçların iki çekirdek için yakın sonuçlar verdiğini göstermektedir. Her iki çekirdeğin Şekil 5.34 te verilen RI-QRPA ile elde edilen sonuçları farklı teorik bir model kullanılarak gerçekleştirilen M1 dipol tesir kesiti dağılımına benzer şiddette bir dağılıma sahiptir [123].

^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdeklerinin M1 özelliklerini farklı bir yolla karşılaştırmak için TALYS reaksiyon kodu ile manyetik dipol tesir kesiti hesaplanmıştır. TALYS'de $^{162}\text{Dy}(\gamma,\gamma)$ ve $^{166}\text{Er}(\gamma,\gamma)$ reaksiyonları kullanılarak veriler elde edilmiştir.



Şekil 5.35. ^{162}Dy - ^{166}Er PMN çekirdekleri için TALYS kod kullanılarak hesaplanan manyetik dipol foto-absorbsiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması.

Şekil 5.36'dan TALYS kod kullanılarak elde edilen dağılımın iki çekirdek için benzerlik gösterdiğini ortaya koymaktadır. TALYS kod ve RI-QRPA sonuçları karşılaştırıldığında ise ^{162}Dy çekirdeğinin dağılımında görülen pikin enerjisinin yaklaşık benzer olduğu belirlenmiştir. İki yaklaşımdaki önemli farklılık foto-absorbsiyon tesir kesitin gücüdür. RI-QRPA pik maksimum civarında iken TALYS sonuçları aralığında değişmektedir. RI-QRPA sonuçları, Khuong vd. 1979'un çalışmasında kuazi parçacık fonon modeli kullanarak elde edilen sonuçlara yakındır [123].

5.6. Psödo Ayna Çekirdek Çiftlerinin Manyetik Dipol Cevabına Genel Bakış

Bu çalışmada, çift-çift, deforme ve parçacık-boşluk simetrisine sahip ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{170}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy çekirdek çiftleri için manyetik dipol (M1) geçişlerinin 2-15 MeV enerji aralığındaki davranışları, dönme değişmez kuazi parçacık rastgele faz yaklaşımı (RI-QRPA) ile sistematik olarak incelenmiştir. Elde edilen teorik bulgular, M1 geçişlerinin hem makas mod 2-4 MeV hem de spin-flip rezonans (4-15 MeV) bölgelerinde karakteristik özellikler taşıdığını ortaya koymuştur.

Hesaplamalarımız, 4 MeV'lik bir enerjiye kadar uzanan, güçlü bir şekilde parçalanmış makas modu 1^+ durumlarının varlığını tahmin ediyor. Bu tahminler kabul edilebilir toplam B (M1) değerleriyle uyumludur ve deneysel bulgularla tutarlıdır [82, 83]. İncelenen tüm çekirdekler için, tabanda yatan M1 geçişleri, iyi deforme olmuş

çekirdeklerde gözlemlenen davranışa benzer şekilde, ağırlıklı olarak 3,5 MeV'nin altındaki enerjilerde $\Delta K=1$ özellikleri gösterir. Tüm çekirdek çiftlerinde toplam $B(M1\uparrow)$ gücü yaklaşık $3 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu değer makas mod için bilinen sistematiklerle uyumludur. Gücün büyük kısmı orbital karakterli geçişlerden gelmektedir.

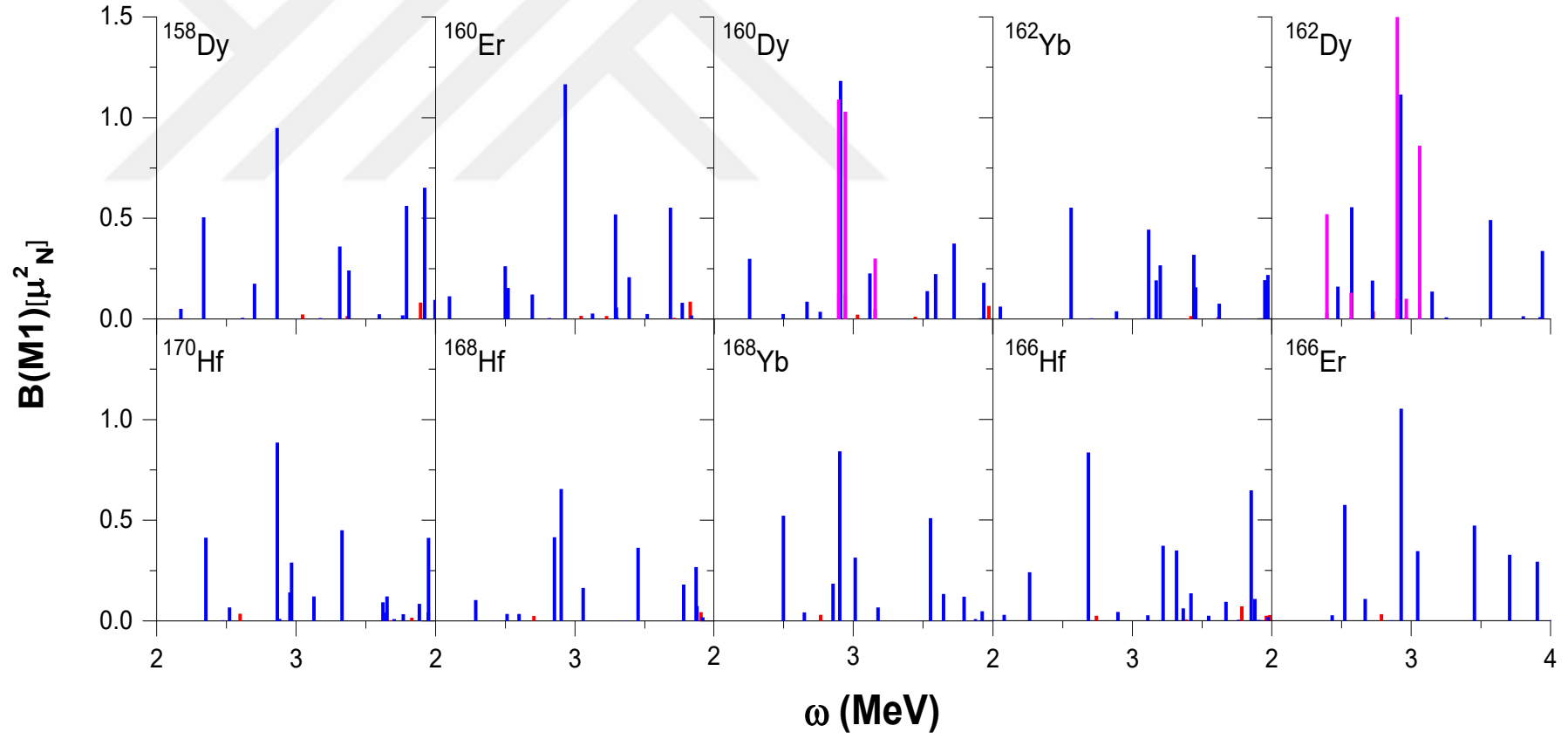
Ayrıca, bu bölgede teorik olarak hesaplanan seviye sayısı, geçiş enerjileri ve geçiş olasılıklarının dağılımı, çekirdek çiftleri arasında yüksek benzerlik göstermiştir. Maksimumların enerji konumları genellikle 2,8-2,9 MeV civarındadır. Bu çalışmada elde edilen sonuçlar, mevcut deneysel verilerle kısmen karşılaştırılmıştır. Ancak özellikle nadir toprak çekirdekleri için 2-15 MeV aralığında daha yüksek çözünürlüklü (γ, γ') , (e, e') gibi deneysel verilere ihtiyaç duyulmaktadır. Böylece modelin hassasiyeti ve öngörü kapasitesi daha güçlü şekilde sınanabilir.

Makas modunun karakteristik özelliği, orbital manyetik dipol geçişlerin baskın olmasıdır. 2-4 MeV aralığında yapılan ayrıştırılmalarda spin katkıları oldukça zayıf bulunmuştur. ^{158}Dy 'de toplam orbital $B(M1\uparrow) \approx 2,577 \mu_N^2$ iken spin katkısı sadece $\approx 0,483 \mu_N^2$ 'dir. ^{166}Er çekirdeği için bu oran orbital $\approx 2,658 \mu_N^2$, spin $\approx 0,427 \mu_N^2$ şeklindedir.

Psödo ayna çekirdeği olarak adlandırılmalarını destekleyen yapısal bir simetri, benzer $B(M1)$ değerleri ve uyarma spektrumları ile vurgulanır.

2-4 MeV enerji aralığında ortaya çıkan makas mod uyarılmalarıdır: sistematik, izovektör, orbital karakterlidir. Güçlü kolektif davranış gösterir. Farklı çekirdek çiftlerinde benzer enerji ve geçiş gücü yapıları sergileyerek deformasyonla ilişkili evrensel bir özellik olduğunu ortaya koyar.

RI-QRPA modelinin bu enerji bölgesindeki öngörülleri, literatürde bilinen makas mod sistematiklerini doğrulamakta ve modelin güvenilirliğini desteklemektedir.

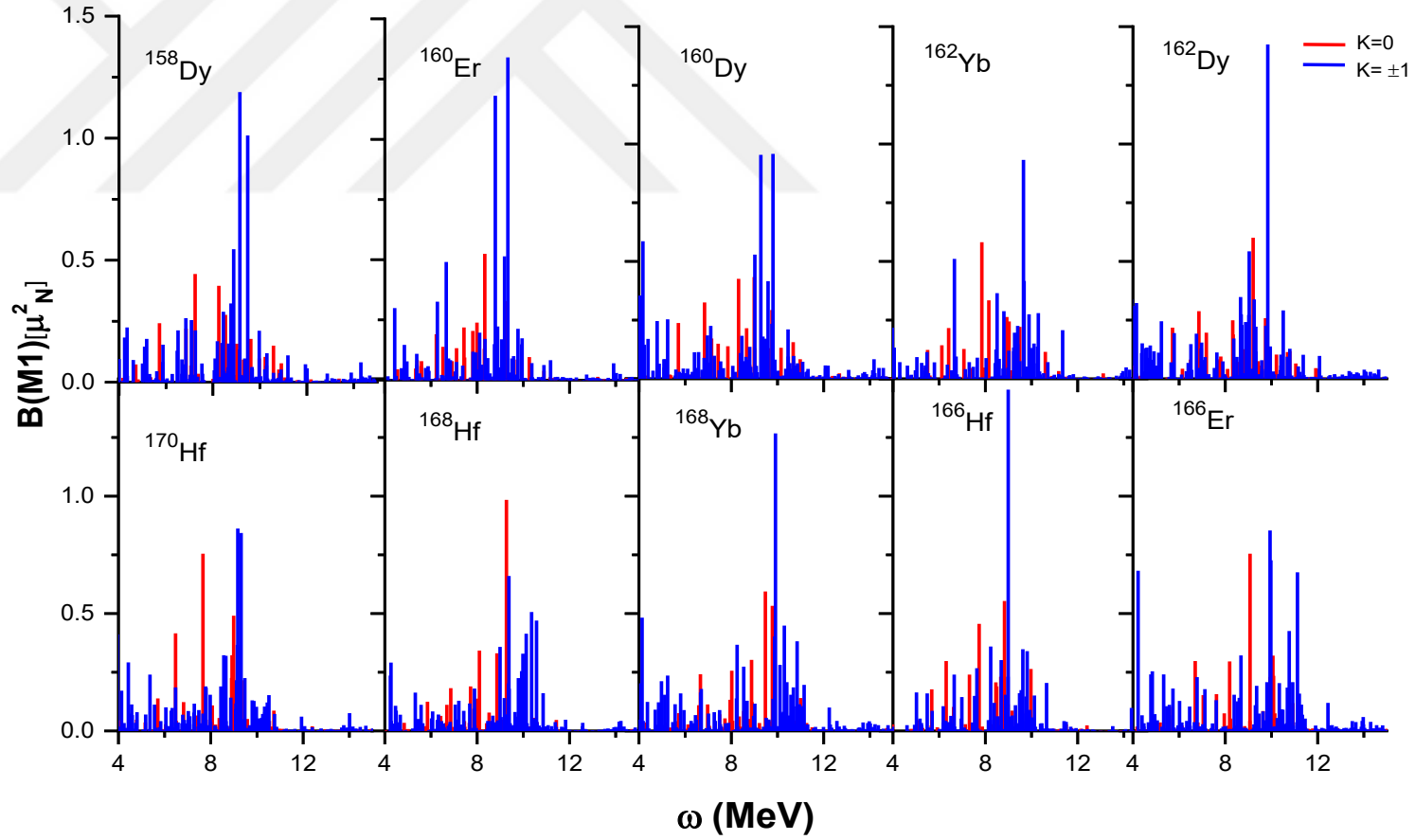


Şekil 5.36. ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy PMN çekirdekleri için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.

Grafiklerde gösterilen çekirdek çiftleri ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{170}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy , psödo ayna simetrisine sahip oldukları için benzer enerji aralıklarında benzer geçiş olasılıkları göstermektedir. Bu durum, yapısal simetrilerin B(M1) spektrumuna da yansıdığını doğrulamaktadır. Kırmızı ($K=0$) ve mavi ($K=\pm 1$) çizgilerle ayrılan geçişler, farklı manyetik dipol modlarını temsil eder. Mavi çizgiler ($K=\pm 1$) daha baskın ve yoğun geçiş bölgelerini temsil ederken, kırmızı çizgiler daha sınırlı ve belirli enerji bölgelerinde yoğunlaşmıştır.

Elde edilen bulgular doğrultusunda, kütle numaraları birbirine yakın psödo-ayna çekirdeklerde, düşük enerji bölgesinde gözlemlenen manyetik dipol etkileşmelerin neden olduğu dejenere yapıların, daha yüksek enerji seviyelerine karşılık gelen dipol uyarılmalar kapsamında da devamlılık gösterdiği tespit edilmiştir.

Ayrıca, psödo-ayna çekirdeklerin 2-15 MeV enerji aralığındaki karşılıklı toplam B(M1) geçiş olasılıklarının oranlarının, tıpkı düşük enerjili B(M1) geçiş oranlarında olduğu gibi 1 civarında kümелendiği belirlenmiştir. Bu ayrım, spin-flip geçişlerinin (özellikle yüksek enerjilerde) $K=\pm 1$ modlarında daha güçlü olduğunu ortaya koymaktadır. Birçok çekirdek için B(M1 $\uparrow$) değerlerinde maksimumların genellikle 6-10 MeV aralığında yoğunlaştığı gözlemleniyor. Bu durum, spin-flip rezonansının tipik enerji bölgesiyle örtüşmektedir. Bu enerji aralığı aynı zamanda QRPA teorisinin öngördüğü kolektif M1 geçişlerinin beklendiği aralıktır. Tüm çekirdeklerde geçişler çok sayıda zirveye bölünmüş şekilde dağılmıştır. Spin-flip rezonansının, kolektif yapısını çok sayıda ve karmaşık geçiş üzerinden taşıdığı, yüksek düzeyde parçalanmış spektral yapıdan anlaşılmaktadır.



Şekil 5.37. ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy PMN çekirdekleri için 4-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.

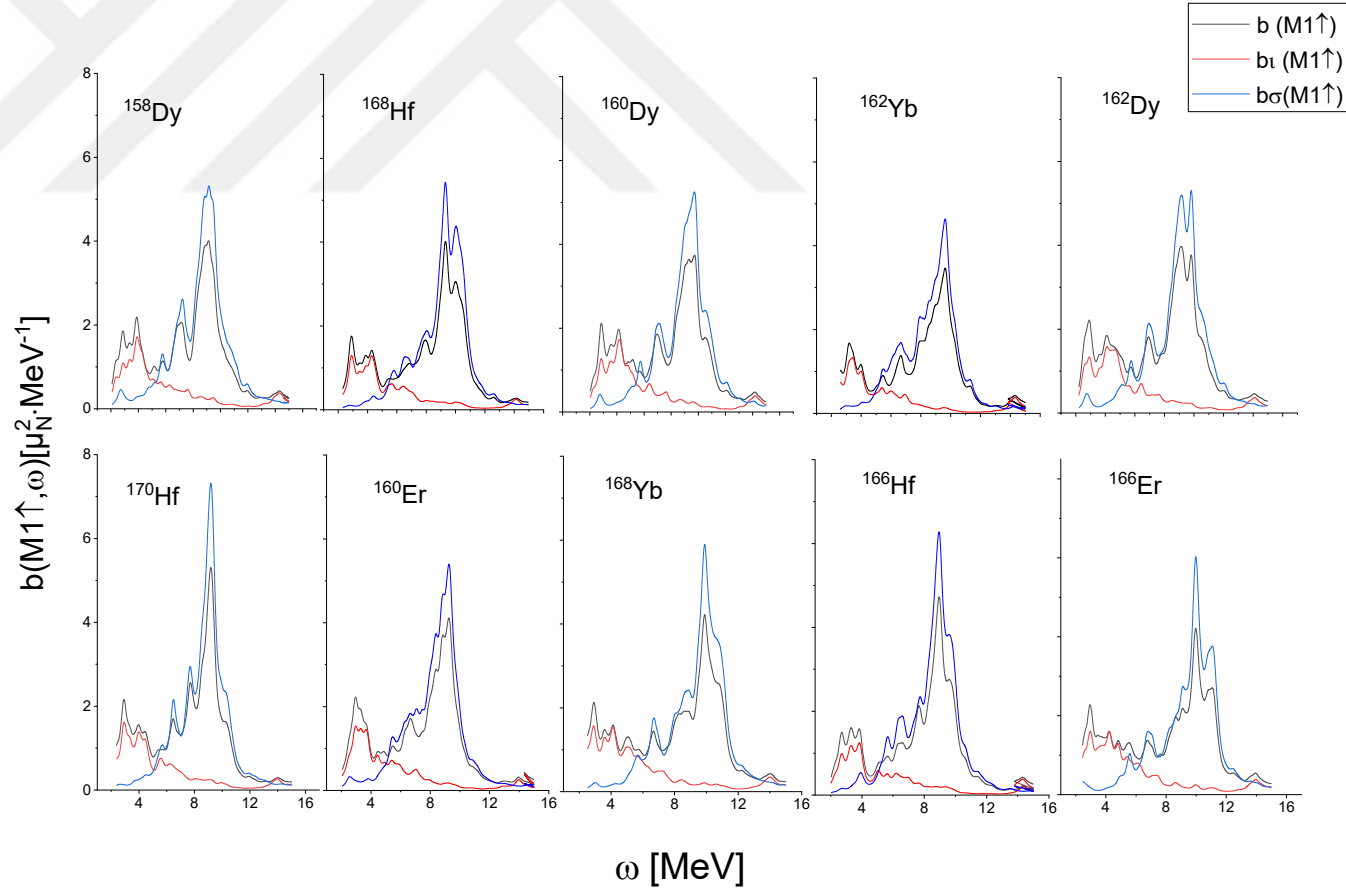
Bu grafikler, RI-QRPA modeli kullanılarak yapılan teorik hesaplamaların, farklı psödo ayna çekirdek çiftleri arasında yapısal simetri, deformasyon ve spin geçiş kuvvetlerinin sistematik karşılaştırması için kullanılabilirliğini göstermektedir. Özellikle $K=\pm 1$ bileşenlerinin baskınlığı, spin-izospin korelasyonlarının önemini ortaya koymakta ve bu çekirdeklerde manyetik dipol geçişlerinin kolektif doğasını desteklemektedir. Bu ayrım Şekil 5.38'deki her çekirdek için manyetik dipol geçişinin hem yörünge hem de spin katkılarının nasıl dağıldığını açıkça göstermektedir. Grafiklerin büyük çoğunluğunda mavi eğri (spin bileşeni), kırmızı eğriye (orbital bileşen) kıyasla çok daha yüksektir.

Bu durum, M1 geçişlerinde spin-flip doğasının baskın olduğunu göstermektedir. Özellikle 7-10 MeV enerji aralığında bu baskınlık belirginleşmektedir. Tüm çekirdeklerde $B(M1\uparrow)$ geçiş yoğunluğu, genellikle 6-10 MeV aralığında zirve yapmaktadır. Bu bölge, teorik olarak öngörülen spin-flip rezonans bölgesi ile uyumludur. Orbital geçişlerin (b_1) düşük enerjilerde ($\sim 3-5$ MeV) küçük katkılar sunduğu görülmektedir. Bu aralıkta hesaplanan toplam M1 geçiş gücü her çekirdek için $12-14 \mu_N^2$ seviyesindedir. Güç spektrumlarında 9-9,5 MeV aralığında net maksimumlar gözlenmiş, bu maksimumlar spin-flip rezonansların karakteristik izovektör yapısını göstermiştir. Bu bölgede geçişlerin baskın kısmı spin karakterli olup, RI-QRPA modelinin bu uyarım türünü başarıyla temsil ettiği anlaşılmıştır. PMN (psödo ayna) çekirdek çiftlerinde $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$, $^{170}\text{Yb}-^{160}\text{Dy}$, $^{160}\text{Er}-^{168}\text{Hf}$, $^{166}\text{Hf}-^{162}\text{Yb}$ ve $^{166}\text{Er}-^{162}\text{Dy}$ spin ve toplam geçiş fonksiyonlarının şekil ve enerji yoğunluğu açısından benzerlik göstermesi, yapısal simetrilerin M1 geçişlerine olan etkisini desteklemektedir. Bu tüm çekirdeklerin grafikleri, manyetik dipol geçişlerinin spin ve orbital bileşenlerinin ayrıştırılmasının çekirdek yapısının kolektif özelliklerinin anlaşılmasında ne kadar önemli olduğunu ortaya koymaktadır. Özellikle spin bileşenlerinin baskınlığı ve rezonansların belirli enerji aralıklarında kümelenmesi, RI-QRPA modelinin bu geçişleri açıklamadaki başarısını ve M1 rezonanslarının temel yapısal belirleyici olduğunu göstermektedir.

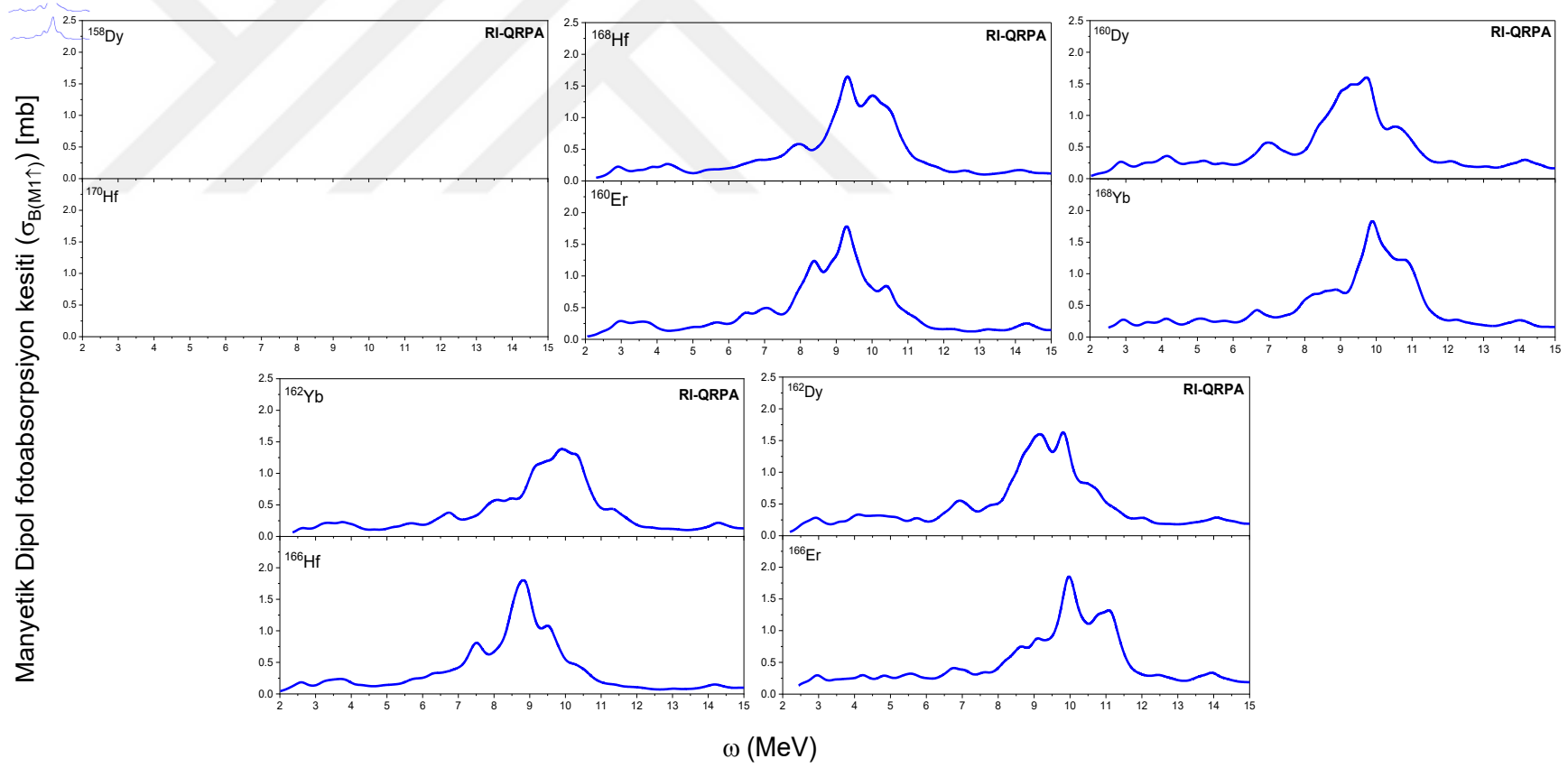
Bu hesaplamalar, RI-QRPA yaklaşımı kullanılarak PMN çiftleri üzerinde yapılan sistematik bir analiz ile, deforme çekirdeklerde gözlenen M1 geçişlerinin hem enerji konumu hem de K -bileşen dağılımları açısından izotopik varyasyonlara duyarlı olduğunu ortaya koymuştur. Elde edilen sonuçlar, M1 rezonanslarının temel olarak tek-fonon kolektif modlarla açıklanabileceğini ve bu geçişlerin belirli çekirdeklerde

spin-orbit kabuk yapısıyla yakından ilişkili olduğunu göstermektedir. Ayrıca, bazı çekirdeklerde belirgin şekilde izlenen yüksek $B(M1)$ değerleri, bu çekirdeklerin manyetik çekirdek titreşimlerine (örneğin scissors mode) daha yatkın olduğunu göstermektedir. Sonuç olarak, RI-QRPA yöntemi, $M1$ geçişlerinin mikroskobik doğasına dair detaylı bilgi sunmakta ve deneysel verilerle karşılaştırılabilir nitelikte teorik öngörüler sağlamaktadır.

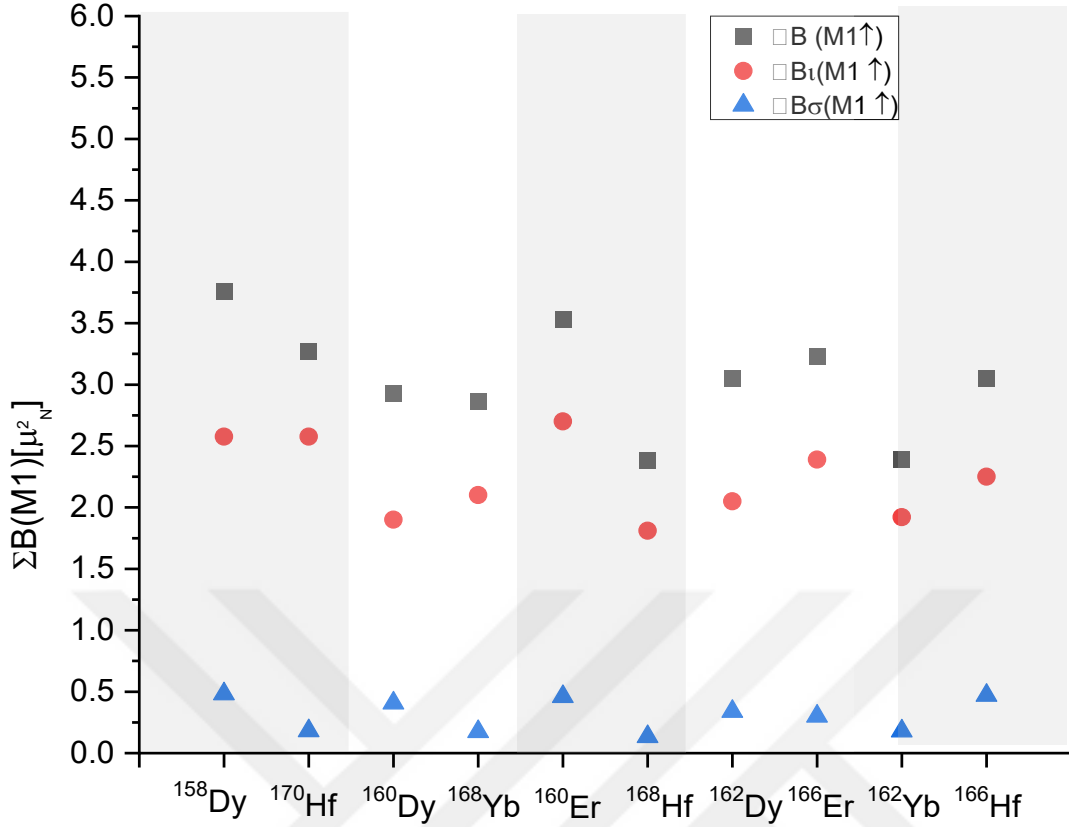




Şekil 5.38. ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy PMN çekirdeklerinin 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan toplam $b(M1\uparrow)$, yörünge $b_l(M1\uparrow)$ ve spin $b_\sigma(M1\uparrow)$ güç fonksiyonu dağılımlarının karşılaştırılması.



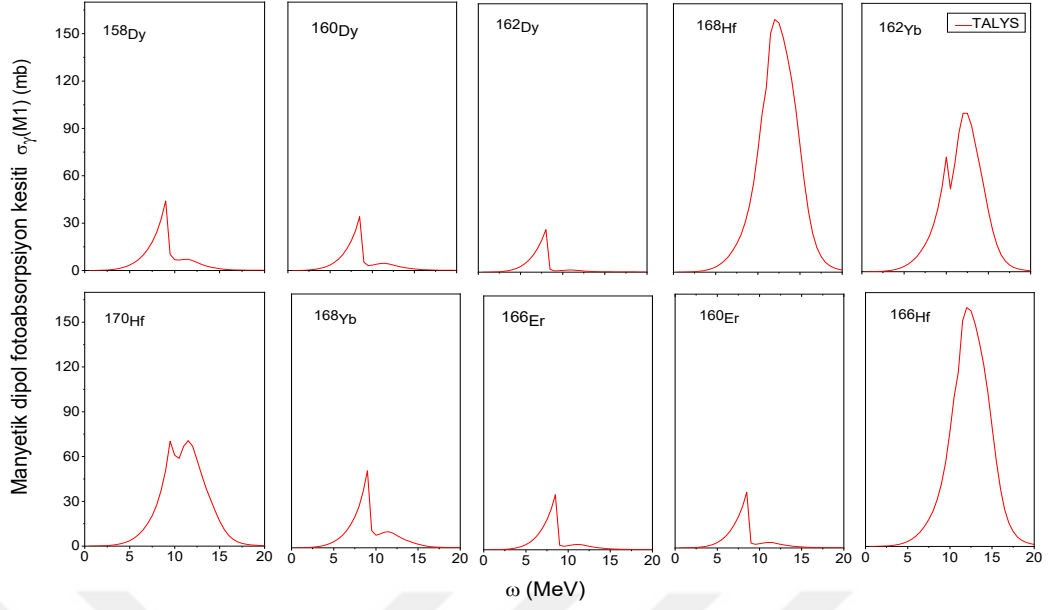
Şekil 5.39. ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{168}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy PMN çekirdekleri için 2-15 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan manyetik dipol tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması.



Şekil 5.40. Psödo ayna çekirdeklerin 2-4 MeV aralığındaki toplam $\Sigma B(M1)$ değerlerinin karşılaştırılması

Tüm çekirdeklerde spin katkısını temsil eden mavi üçgenlerin değerleri oldukça düşüktür (yaklaşık 0,2-0,5 μ_N^2). Bu durum, kolektif orbital M1 geçişlerinin baskın olduğunu ve spin-flip modunun daha çok katkıda bulunduğunu göstermektedir. Kırmızı daireler, toplam geçişlerin büyük kısmını oluşturmakta, yani orbital katkılar baskındır. Özellikle ^{158}Dy , ^{170}Hf ve ^{166}Er gibi çekirdeklerde $\Sigma B_l(M1\uparrow)$ katkısı oldukça yüksek düzeydedir.

PMN çekirdek çiftleri arasında ^{158}Dy - ^{170}Hf , ^{170}Yb - ^{160}Dy , ^{160}Er - ^{168}Hf , ^{166}Hf - ^{162}Yb ve ^{166}Er - ^{162}Dy , toplam M1 gücü ve bileşenleri arasında görece simetri gözlenmektedir. Bu durum, $N_p N_n$ simetrisinin manyetik geçişler üzerindeki etkisinin bir göstergesi olabilir. Tüm çekirdeklerde toplam M1 gücü yaklaşık 2,5-3,5 μ_N^2 arasında değişmekte ve belirgin bir kolektif davranışı işaret etmektedir. Bu sistematik sonuçlar, PMN çekirdeklerinde M1 geçişlerinin yapısal olarak benzer özellikler gösterdiğini ve bu tür çekirdeklerin kolektif manyetik özelliklerinin modellerle iyi şekilde yakalanabildiğini ortaya koymaktadır.



Şekil 5.41. PMN çiftleri için TALYS kodu ile reaksiyon kesit hesaplamalarının karşılaştırılması.

Şekil 5.41’de, psödo-ayna çekirdek (PMN) çiftleri için TALYS nükleer reaksiyon kodu aracılığıyla hesaplanan manyetik dipol (M1) tesir kesitlerinin enerjiye (ω) bağlı olarak gösterimi sunulmuştur. Hesaplamalar, gama (γ, γ') reaksiyon mekanizması esas alınarak gerçekleştirilmiş olup, bu yöntem elektromanyetik geçişlerin seçiciliğini daha hassas biçimde modellemek açısından tercih edilmiştir. Şekilden gözlemlendiği üzere, deformasyon parametreleri ve çekirdek farklı olan izotoplar arasında belirgin spektral farklılıklar bulunmaktadır.

Özellikle ^{168}Hf ve ^{166}Hf izotoplarında M1 tesir kesitinin yüksek enerjilerde iki belirgin tepe yaptığı, bu yapıların muhtemelen spin-flip geçişlerinin baskın olduğu enerji aralıklarını yansıttığı değerlendirilmektedir. Benzer şekilde, ^{160}Dy ve ^{168}Yb çekirdeklerinde de yüksek enerjili rezonans benzeri yapılar dikkat çekmektedir. Buna karşılık ^{158}Dy , ^{166}Er ve ^{162}Dy gibi çekirdeklerde düşük enerjide zayıf bir rezonans görünümü gözlenmektedir; bu durum söz konusu çekirdeklerde manyetik dipol geçişlerinin daha zayıf ve daha dar bantlarda toplandığını işaret etmektedir.

TALYS kodu ile gerçekleştirilen bu hesaplamalar, deneysel verilerle doğrudan karşılaştırılamasa da, geçişlerin genel davranışlarını nitel olarak başarılı biçimde ortaya koymaktadır. Özellikle spin fenomene duyarlı çekirdeklerde, çift tepe yapılarının ve rezonans genişliklerinin enerjiye bağlı değişimleri, çekirdek deformasyonu ve kabuk etkileri bağlamında değerlendirilerek açıklanabilir. Elde edilen bulgular, M1 geçişlerinin nükleer yapı hakkında önemli bilgiler sunduğunu ve

TALYS kodunun (γ, γ') tipi reaksiyonlar üzerine kurulu modellemelerde nitel analizler için uygun bir araç olduğunu ortaya koymaktadır. Öte yandan, kütle numaraları arasındaki farkın arttığı psödo-ayna sistemlerde, QRPA ve TALYS hesaplamaları ile elde edilen foto-absorpsiyon tesir kesitleri arasında farklılıklar gözlenmiş; buna paralel olarak karşılıklı toplam $B(M1)$ geçiş olasılıklarının oranlarında da sapmalar tespit edilmiştir. Bu sapmaların nedenlerine yönelik olarak mikroskobik modeller aracılığıyla gerçekleştirilecek ileri düzey analizler, araştırmamızın gelecekteki çalışmalarına yön verecek niteliktedir.



6. TARTIŞMA VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında, deforme, çift-çift, parçacık boşluk simetrisine göre eşleştirilen $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$, $^{160}\text{Er}-^{168}\text{Hf}$, $^{162}\text{Dy}-^{166}\text{Er}$, $^{162}\text{Yb}-^{166}\text{Hf}$ ve $^{160}\text{Dy}-^{168}\text{Yb}$ psödo-ayna çekirdek çiftlerinin, düşük enerjili kuadropol geçiş seviyelerinde bilinen “benzer seviye yapısının” manyetik dipol uyarılmalar bağlamında sınırları araştırılmıştır. Bunun için, deforme çekirdek hamiltoniyeninin dönme simetrisinin korunması ilkesine dayanarak QRPA çerçevesinde, ortalama alan potansiyelinde simetri kırınımlarına neden olan izoskaler ve izovektör terimlerin restorasyonu için etkin kuvvetlerin ayrılabilir şekilde seçilmesini sağlayan mikroskobik bir yöntem kullanılarak geliştirilen, RI-QRPA kullanılmıştır [118]. Çift-çift çekirdeklerin mikroskobik modellerle kolektif manyetik dipol seviyelerinin araştırılmasında karşılaşılan en önemli sorunlardan biri kullanılan Hartre-Fock-Bogolyubov yaklaşımları nedeniyle çekirdek Hamiltoniyeninin dönme simetrisinin kırılmasıdır. Bu kırılma sonucunda sahte haller ortaya çıkmakta ve M1 titreşimlerine karışmaktadır. Sahte hallerin yalıtılması için pek çok yöntem bulunmakla birlikte kuadropol-kuadropol etkileşme sabitinin uygun bir değerde seçilmesi suretiyle çift-çift çekirdekler için sahte haller etkin kuvvetler ile RI-QRPA ile yaklaşık olarak yalıtılmaktadır. Burada restore edici kuvvetler ortalama alanla öz uyumlu olduğundan, model için oldukça önemli bir özellik olarak, RI-QRPA serbest parametre içermemektedir.

Yürütülen araştırmada, $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$, $^{160}\text{Er}-^{168}\text{Hf}$, $^{162}\text{Dy}-^{166}\text{Er}$, $^{162}\text{Yb}-^{166}\text{Hf}$ ve $^{160}\text{Dy}-^{168}\text{Yb}$ PMN çekirdek çiftlerinin manyetik dipol uyarılmalarının 2-15 MeV enerji bölgesindeki özellikleri araştırılıp karşılaştırılmıştır. Manyetik dipol uyarılma spektrumunda orbital ve spin katkılılarının ağırlıkları nedeniyle doğal olarak birbirinden ayrılan iki ayrı bölge bulunmaktadır. Bunlar yaklaşık 2-4 MeV enerji aralığındaki orbital karakterin ve deformasyondan dolayı oluşan iki moddan $K=\pm 1$ in baskın olduğu Makas mod bölgesidir. 4-15 MeV aralığında ise spin karakterin baskın olduğu spin-flip bölgesi yer almaktadır. Bu yüzden çalışmada tüm PMN çiftleri için manyetik dipol uyarılmalarının araştırılıp karşılaştırılmasında bu iki bölge ayırımı yapılmıştır. Deformasyon etkisini belirlemek amacıyla her iki enerji bölgesinde $K=0$ ve $K=1$ dalları için enerji ağırlıklı toplam kuralına katkılar araştırılmıştır. PMN

çiftlerinin iki enerji bölgesindeki toplam, orbital ve spin manyetik dipol geçişlerinin karakteristik büyüklükleri olan $B(M1\uparrow)$ geçiş ihtimalleri hesaplanmıştır. Bu geçiş ihtimallerinin teorik olarak elde edilmesinin ardından deneysel çalışmalar için karşılaştırılabilir olması açısından, bu büyüklüğün kullanıldığı, enerji ağırlıklı olan ve olmayan radyasyon kalınlıkları ve ortalama enerji değerleri hesaplanmıştır. RI-QRPA ile teorik M1 tesir kesiti, güç fonksiyonlarına bağlı olarak hesaplanmıştır. Aynı nicelik TALYS reaksiyon kodu kullanılarak, farklı bir yaklaşım bağlamında hesaplanmıştır. Tüm sonuçlar PMN çiftleri için ayrı ayrı karşılaştırılmıştır.

QRPA ve TALYS hesaplamaları ile elde edilen foto-absorpsiyon tesir kesitleri karşılaştırıldığında, bu çekirdek çiftlerinde önemli düzeyde bir örtüşme gözlemlenmiştir.

Hesaplamalarımız, tüm çekirdekler için 2-4 MeV enerji bölgesinde manyetik dipol uyarılmaların orbital ve izovektör karakterli olduğunu ve $K=1$ modunun baskın olduğunu göstermiştir. Bu sonuçlar deforme çekirdekler için bu enerji bölgesinde görülen makas modun özellikleri ile uyushmaktadır. Bu bölgede seviyelerin yapısı incelendiğinde, birden çok nötron-nötron, proton-proton iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahip çok sayıda seviyenin olması bu bölgedeki kolektif yapının bir göstergesidir. Çekirdeklerin PMN çifti olarak 2-4 MeV enerji aralığındaki özellikleri karşılaştırıldığında, 3 MeV civarında görülen en güçlü geçişin genellikle tüm çiftler için hem enerji hem güç bakımından oldukça örtüştüğü belirlenmiştir. Bununla birlikte seviye sayılarının yanında, karşılıklı örtüşen çok sayıda M1 seviyesinin bulunduğu da belirlenmiştir. $150 < A < 170$ kütle bölgesinde yer alan çift-çift, deforme çekirdeklerin makas mod M1 uyarılma özelliklerinin RI-QRPA ile teorik araştırılmasında, bu çekirdekler için literatürde bilinen sistematik özelliklerin elde edilmesi ve deneysel verileri tahmin etmesi; modelin konuyu açıklamakla başarısını gösterirken, teorik tahminlerin güvenilirliğini de desteklemektedir.

Teorik hesaplamalarla elde edilen, $^{158}\text{Dy}-^{170}\text{Hf}$, $^{160}\text{Er}-^{168}\text{Hf}$, $^{162}\text{Dy}-^{166}\text{Er}$, $^{162}\text{Yb}-^{166}\text{Hf}$ ve $^{160}\text{Dy}-^{168}\text{Yb}$ PMN çekirdek çiftlerinin güç fonksiyonları karşılaştırıldığında her birinin 6 MeV civarında orbital ve spin katkılı manyetik dipol geçişlerinin eşit olduğu görülmüştür. Bu enerjiden 15 MeV'e kadar olan enerji aralığında ise Spin manyetik dipol uyarılmaların baskın olduğu belirlenmiştir. 4-15 MeV enerji aralığında tüm PMN çiftlerinin manyetik dipol uyarılma spektrumlarının 8-10 MeV enerji aralığında en az bir maksimum bulunmaktadır. $^{162}\text{Yb}-^{166}\text{Hf}$ PMN çifti hariç tüm çiftlerde bu maksimum

enerji ve güç bağlamında örtüşmektedir. 2-4 MeV arasında oldukça düşük bir katkısı bulunan $K=0$ modunun, bu enerji aralığında kendini belirgin bir şekilde gösterdiği görülmektedir. 4-15 MeV enerji aralığında da PMN çiftlerinde örtüşen çok sayıda seviye belirlenmiştir. Özellikle kolektif seviyelerde bu örtüşme kendisini daha fazla göstermektedir.

Manyetik dipol tesir kesitinin 15 MeV'e kadar RI-QRPA ile hesaplanan dağılımları PMN çiftleri için karşılaştırıldığında genel bir benzerlik dikkati çekmektedir. Söz konusu dağılım farklı bir yaklaşım altında TALYS kod kullanılarak (γ, γ') reaksiyonu ile hesaplandığında ^{166}Hf , ^{168}Hf ve ^{170}Hf 'un PMN çiftlerinden farklı bir dağılıma sahip oldukları belirlenmiştir. Enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam radyasyon kalınlıkları değerleri 2-15 MeV aralığındaki yaklaşık değerleri verilerek gelecekte yapılacak deneysel ve teorik çalışmalar için öngörü oluşturulmuştur. Enerji seviyelerinin asimptotik kuantum sayıları ve genliklerinin hesaplanması ile elde edilen sonuçlar ile PMN çekirdek çiftleri için M1 uyarılmalarındaki 2-15 MeV enerji aralığındaki uyarılmaların güçlü kolektifliği bu çalışmada gösterilmiştir. RI-QRPA modeliyle elde edilen teorik $B(M1)$ dağılımları, çekirdek yapısının dinamik yönlerini anlamada önemli ipuçları sunmaktadır. Ancak bu modelden elde edilen sonuçların hem deneysel doğrulama hem de model çeşitliliği ile desteklenmesi, teorik güvenilirliği ve nükleer yapıya dair çıkarımların doğruluğunu artıracaktır. Ayrıca spin-flip geçişlerinin ve kolektif modların (özellikle scissors mode) doğasının daha iyi anlaşılması için gelecekteki çalışmaların mikroskobik geçiş operatörlerinin ayrıştırılmasına odaklanması önerilmektedir.

Bu önerilen deneysel yöntemlerin uygulanmasıyla, teorik olarak hesaplanan tek-fononlu M1 rezonanslarının gerçekliği teyit edilebilir, geçişlerin kolektif mi yoksa parçacık karakterli mi olduğu ayırt edilebilir ve RI-QRPA modelinin fiziksel doğruluğu ileri düzeyde sınanabilir. Aynı zamanda bu veriler, nükleer modelleme çalışmalarında parametre ayarları ve rezonans yapılarının anlaşılması açısından referans teşkil edecektir. Böylece bu tez kapsamında yapılan teorik katkı, deneysel olarak da somutlanabilir ve literatüre önemli bir ek sunulabilir.



KAYNAKLAR

- [1] Casten, R. (1985). NpNn systematics in heavy nuclei. *Nuclear Physics A*, 443(1), 1-28.
- [2] Moscrop, R., Chishti, A., Gelletly, W., Lister, C. ve Varley, B. (1988). Pseudo-mirror nuclei with $A=100$ and $A=130$. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 14(9), L189.
- [3] Saygı, B. (2018). Symmetrical level schemes of the even-even $\text{Sm}_{A\approx 130}$ and $\text{Yb}_{A\approx 160}$ nuclei up to 10^+ in the yrast bands. *Nuclear Physics A*, 980 15-20.
- [4] Saygi, N.D. (2025). Dipole excitations properties in pseudo-mirror ^{162}Er - ^{166}Yb nuclei. *Physica Scripta*, 100(4), 045301.
- [5] Khalifehei, M., Yalcinkaya, Y., Padilla-Montero, I., Gungor, A.G. ve Rodríguez, D. (2025). Investigation of the coupling between the dynamics of vortical structures and flame stability in bluff-body premixed combustion using extended spectral proper orthogonal decomposition. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 147(3), 031001.
- [6] Ring, P. ve Schuck, P. (2004) *The nuclear many-body problem* Springer Science & Business Media.
- [7] Schwengner, R., Massarczyk, R., Scheck, M., Tornow, W., Battaglia, G., *et al.* (2021). Electric and magnetic dipole strength in ^{66}Zn . *Physical Review C*, 103(2), 024312.
- [8] Harakeh, M.N. ve Woude, A. (2001) *Giant Resonances: fundamental high-frequency modes of nuclear excitation* (24). Oxford Studies in Nuclear Phys.
- [9] Oezel-Tashenov, B., Enders, J., Lenske, H., Krumbholz, A., Litvinova, E., *et al.* (2014). Low-energy dipole strength in ^{112}Sn , ^{120}Sn . *Physical Review C*, 90(2),
- [10] Heisenberg, W., *Über den Bau der Atomkerne. II*, in *Original Scientific Papers/Wissenschaftliche Originalarbeiten*. 1989, Springer. p. 208-216.
- [11] Bentley, M. ve Lenzi, S.M. (2007). Coulomb energy differences between high-spin states in isobaric multiplets. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 59(2), 497-561.
- [12] Valiente-Dobón, J., Jaworski, G., Goasduff, A., Egea, F., Modamio, V., *et al.* (2019). NEDA-Neutron detector array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 927 81-86.
- [13] Casten, R. ve Zamfir, N. (1996). The evolution of nuclear structure: the scheme and related correlations. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 22(11), 1521.

- [14] Sharon, Y., Benczer-Koller, N., Kumbartzki, G., Zamick, L. ve Casten, R. (2018). Systematics of the ratio of electric quadrupole moments $Q(2_1^+)$ to the square root of the reduced transition probabilities $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ in even-even nuclei. *Nuclear Physics A*, 980 131-142.
- [15] Heyde, K., De Coster, C., Richter, A. ve Wörtche, H.-J. (1992). Manifestation of quadrupole collectivity in the magnetic dipole strength. *Nuclear Physics A*, 549(1), 103-124.
- [16] Huxel, N., Ahner, W., Diesener, H., von Neumann-Cosel, P., Rangacharyulu, C., *et al.* (1992). Search for low-lying magnetic dipole strength in the heavy odd-mass nucleus ^{165}Ho . *Nuclear Physics A*, 539(3), 478-486.
- [17] Rowe, D.J. (1970). How do deformed nuclei rotate? *Nuclear Physics A*, 152(2), 273-294. 10.1016/0375-9474(70)90830-4.
- [18] Walet, N. (2003) *Nuclear and particle physics*
- [19] Bohr, A. veMottelson, B.R. (1998) *Nuclear Structure* World Scientific.
- [20] Pietralla, N., Bauske, I.I., Beck, O., von Brentano, P., Geiger, W., *et al.* (1995). Absolute level widths in ^{27}Al below 4 MeV. *Phys Rev C Nucl Phys*, 51(2), 1021-1024. 10.1103/physrevc.51.1021.
- [21] ten Brinke, N., Schützhold, R. ve Habs, D. (2013). Feasibility study of a nuclear exciton laser. *Physical Review A-Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 87(5), 053814.
- [22] Iudice, N.L. vePalumbo, F. (1979). Positive parity isovector collective states in deformed nuclei. *Nuclear Physics A*, 326(1), 193-208.
- [23] Sotty, C. (2013) Study of the nuclear structure far from stability: Coulomb excitation of neutron-rich Rb isotopes around $N=60$; Production of nuclear spin polarized beams using the Tilted Foils technique Université Paris Sud-Paris XI.
- [24] Bohr, A.N. veMottelson, B.R. (1953). Collective and individual-particle aspects of nuclear structure. *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 27(CERN-57-38), 1-174.
- [25] Tabar, E., Yakut, H. ve Kuliev, A. (2019). Magnetic dipole response of the ^{169}Tm nucleus. *Nuclear Physics A*, 981 130-146.
- [26] Kuliev, A. vePyatov, N. (1974). States with $K^\pi=1^+$ and their contribution to the isoscalar E2 resonance. *Sov. J. Phys.*, 20 297-309.
- [27] Richter, A. (1995). Probing the nuclear magnetic dipole response with electrons, photons and hadrons. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 34 261-284.
- [28] Hinohara, N., Kortelainen, M. ve Nazarewicz, W. (2013). Low-energy collective modes of deformed superfluid nuclei within the finite-amplitude method. *Physical Review C—Nuclear Physics*, 87(6), 064309.
- [29] Ziegler, W., Rangacharyulu, C., Richter, A. ve Spieler, C. (1990). Orbital magnetic dipole strength in $^{148,150,152,154}\text{Sm}$ and nuclear deformation. *Phys Rev Lett*, 65(20), 2515-2518. 10.1103/PhysRevLett.65.2515.

- [30] Zamick, L. veZheng, D. (1992). Relation between E2 and orbital M1 transition strengths using a $Q \cdot Q$ interaction: Further developments. *Physical Review C*, 46(5), 2106.
- [31] Bohle, D., Richter, A., Berg, U., Drexler, J., Heil, R., *et al.* (1986). Distribution of orbital magnetic dipole strength in ^{156}Gd . *Nuclear Physics A*, 458(2), 205-216.
- [32] Molodtsova, I., Balbutsev, E., Schuck, P., Sushkov, A. ve Shirikova, N.Y. (2019). Triplet of Nuclear Scissors Modes.
- [33] Nesterenko, V., Vishnevskiy, P., Reinhard, P.-G., Repko, A. ve Kvasil, J. (2024). Microscopic analysis of dipole electric and magnetic strengths in ^{156}Gd . *The European Physical Journal A*, 60(2), 28.
- [34] Laszewski, R., Holt, R. ve Jackson, H. (1977). Evidence for Collective M1 Strength in ^{208}Pb between 8 and 10 MeV. *Physical Review Letters*, 38(15), 813.
- [35] Oishi, T. vePaar, N. (2019). Magnetic dipole excitation and its sum rule in nuclei with two valence nucleons. *Physical Review C*, 100(2), 024308.
- [36] Lanza, E., Andrés, M., Catara, F., Chomaz, P., Fallot, M. ve Scarpaci, J. (2007). Triple giant resonance excitations: A microscopic approach. *Nuclear Physics A*, 788(1-4), 112-117.
- [37] Nojarov, R., Faessler, A. ve Dingfelder, M. (1995). Competing electric and magnetic excitations in backward electron scattering from heavy deformed nuclei. *Phys Rev C Nucl Phys*, 52(6), 3259-3276. 10.1103/physrevc.52.3259.
- [38] Lan, H., Xu, Y., Luo, W., Balabanski, D., Goriely, S., *et al.* (2018). Determination of the photodisintegration reaction rates involving charged particles: Systematic calculations and proposed measurements based on the facility for Extreme Light Infrastructure–Nuclear Physics. *Physical Review C*, 98(5), 054601.
- [39] Nesterenko, V., Kvasil, J., Vesely, P., Kleinig, W., Reinhard, P. ve Ponomarev, V.Y. (2010). Spin-flip M1 giant resonance as a challenge for Skyrme forces. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 37(6), 064034.
- [40] Tselyaev, V., Lyutorovich, N., Speth, J., Reinhard, P.-G. ve Smirnov, D. (2019). Low-energy M1 excitations in ^{208}Pb and the spin channel of the Skyrme energy-density functional. *Physical Review C*, 99(6), 064329.
- [41] Vesely, P., Kvasil, J., Nesterenko, V., Kleinig, W., Reinhard, P.-G. ve Ponomarev, V.Y. (2009). Skyrme random-phase-approximation description of spin-flip M1 giant resonance. *Physical Review C*, 80(3), 031302.
- [42] Heyde, K., von Neumann-Cosel, P. ve Richter, A. (2010). Magnetic dipole excitations in nuclei: Elementary modes of nucleonic motion. *Reviews of Modern Physics*, 82(3), 2365-2419.
- [43] Soloviev, V., Sushkov, A., Shirikova, N.Y. ve Iudice, N.L. (1997). Low-lying magnetic and electric dipole transitions in odd-mass deformed nuclei: A microscopic approach. *Nuclear Physics A*, 613(1-2), 45-68.
- [44] Frekers, D., Wörtche, H., Richter, A., Abegg, R., Azuma, R., *et al.* (1990). Spin excitations in the deformed nuclei ^{154}Sm , ^{158}Gd and ^{168}Er . *Physics Letters B*, 244(2), 178-182.

- [45] Dale, D.S., Laszewski, R.M. ve Alarcon, R. (1992). Isovector E2 resonance in ^{208}Pb . *Phys Rev Lett*, 68(24), 3507-3510. 10.1103/PhysRevLett.68.3507.
- [46] Pitthan, R., Buskirk, F., Houk, W. ve Moore, R. (1980). Giant multipole resonances in the deformed fissionable nucleus ^{238}U . *Physical Review C*, 21(1), 28.
- [47] Mueller, S., Kuechler, G., Richter, A., Blok, H., Blok, H., *et al.* (1985). High-resolution inelastic electron scattering and the isoscalar nature of the M1 transition to the $J^\pi=1^+$ state at $E_x=5.846$ MeV in ^{208}Pb . *Phys. Rev. Lett.*, 54(4),
- [48] Djalali, C., Marty, N., Morlet, M., Willis, A., Jourdain, J., *et al.* (1985). Nature of low-lying collective 1^+ states in the heavy deformed nuclei ^{154}Sm , ^{156}Gd and ^{164}Dy and in the $f_{7/2}$ shell nucleus ^{46}Ti . *Phys. Lett. B*, 164
- [49] Kuliev, A., Guliyev, E. ve Gerceklioglu, M. (2002). The dependence of the scissors mode on the deformation in the $^{140-150}\text{Ce}$ isotopes. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 28(3), 407.
- [50] Heyde, K. (2020) *Basic ideas and concepts in nuclear physics: an introductory approach* CRC Press.
- [51] Zawischa, D. ve Speth, J. (1994). Orbital and spin-flip magnetic dipole resonances in heavy nonspherical nuclei. *Nuclear Physics A*, 569(1-2), 343-352.
- [52] Heil, R., Kasten, B., Scharfe, W., Butler, P., Friedrichs, H., *et al.* (1990). Parity assignments in nuclear resonance fluorescence experiments using Compton polarimeters. *Nuclear Physics A*, 506(2), 223-244.
- [53] Faessler, A., Nojarov, R. ve Scholtz, F. (1990). Magnetic dipole electroexcitations in rare-earth nuclei. *Nuclear Physics A*, 515(2), 237-272.
- [54] Raduta, A., Iudice, N.L. ve Ursu, I. (1995). Description of orbital and spin excitations within a projected spherical single-particle basis. *Nuclear Physics A*, 584(1), 84-102.
- [55] Airapetian, A., Akopov, N., Akopov, Z., Aschenauer, E., Augustyniak, W., *et al.* (2007). Hadronization in semi-inclusive deep-inelastic scattering on nuclei. *Nuclear Physics B*, 780(1-2), 1-27. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2007.06.004>.
- [56] Tamii, A., Poltoratska, I., von Neumann-Cosel, P., Fujita, Y., Adachi, T., *et al.* (2011). Complete electric dipole response and the neutron skin in ^{208}Pb . *Phys Rev Lett*, 107(6), 062502. 10.1103/PhysRevLett.107.062502.
- [57] Crawley, G., Rao, B.N. ve Powell, D. (1968). Spectroscopic factors from ^{208}Pb (d, p) ^{209}Pb at 8.00 MeV. *Nuclear Physics A*, 112(1), 223-230.
- [58] Petrovich, F., Howell, R., Poppe, C., Austin, S. ve Crawley, G. (1982). Nucleon scattering from light nuclei:(I). The targets ^6Li and ^7Li . *Nuclear Physics A*, 383(3), 355-391.
- [59] Rangacharyulu, C., Richter, A., Wortche, H.J., Ziegler, W. ve Casten, R.F. (1991). Strong correlation and saturation of E2 and M1 transition strengths in even-even rare-earth nuclei. *Phys Rev C Nucl Phys*, 43(3), R949-R951. 10.1103/physrevc.43.r949.
- [60] Richter, A. (1993). Trends in nuclear physics. *Nuclear Physics A*, 553 417-461.

- [61] Anderson, R., Wilson, M. ve Goldhammer, P. (1972). Coulomb Forces in the Nuclear 1p Shell. *Physical Review C*, 6(1), 136. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.6.136>.
- [62] Wigner, E. (1937). On the consequences of the symmetry of the nuclear Hamiltonian on the spectroscopy of nuclei. *Physical Review*, 51(2), 106.
- [63] Heyde, K. ve Wood, J.L. (2011). Shape coexistence in atomic nuclei. *Reviews of Modern Physics*, 83(4), 1467-1521.
- [64] Tonev, D., De Angelis, G., Deloncle, I., Goutev, N., De Gregorio, G., *et al.* Nuclear structure studies in mirror nuclei. in *Journal of Physics: Conference Series*. 2023. IOP Publishing.
- [65] Saygı, B. (2018). Investigation of the B(E2) systematics in pseudo-mirror nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 45(9), 095104.
- [66] Prade, H., Enghardt, W., Fromm, W., Jäger, H., Käubler, L., *et al.* (1984). New positive-parity states and the shell-model description of ^{111}Sn . *Nuclear Physics A*, 425(2), 317-344.
- [67] Wirowski, R., Yan, J., von Brentano, P., Dewald, A. ve Gelberg, A. (1988). Valence mirror nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 14(9), L195.
- [68] Muli, S.S.L., Djärv, T.R., Forssén, C. ve Phillips, D.R. (2025). The role of spin-isospin symmetries in nuclear β -decays. *arXiv preprint arXiv:2503.16372*,
- [69] Center, N.N.D. (25.07.2025). NuDat 3.0, <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/> adresinden 25.07.2025 tarihinde alınmıştır.
- [70] Zietek, G. (2023) Towards a generalized effective nuclear Gogny interaction extended to finite-range spin-orbit and tensor forces Université Paris-Saclay.
- [71] Bracco, A., Crespi, F. ve Lanza, E. (2015). Gamma decay of pygmy states from inelastic scattering of ions. *The European Physical Journal A*, 51(8), 99.
- [72] Hilton, R. (1973). IAEA-SMR 14/23. *Proc. Extended Nuclear Physics Seminar on heavy-ion, high-spin states and nuclear structure*, 2
- [73] Faessler, A., Hilton, R.R. ve Devi, K.S. (1976). Microscopic determination of nuclear deformation energy surfaces at very high spins. *Physics Letters B*, 61(2), 133-138.
- [74] Hartmann, S. ve Herfel, W.E. (1995). Models as a tool for theory construction: Some strategies of preliminary physics. *Theories and models in scientific processes*, 44 49-67.
- [75] Berg, U., Bläsing, C., Drexler, J., Heil, R., Kneissel, U., *et al.* (1984). Photoexcitation of low-lying collective states in $^{156,158,160}\text{Gd}$. *Physics Letters B*, 149(1-3), 59-63.
- [76] Pitz, H., Berg, U., Heil, R., Kneissl, U., Stock, R., Wesselborg, C. ve Von Brentano, P. (1989). Systematic study of low-lying dipole excitations in $^{156,158,160}\text{Gd}$ by photon scattering. *Nuclear Physics A*, 492(3), 411-425.
- [77] Heil, R., Pitz, H., Berg, U., Kneissl, U., Hummel, K., *et al.* (1988). Observation of orbital magnetic dipole strength in the actinide nuclei ^{232}Th and ^{238}U . *Nuclear Physics A*, 476(1), 39-47.

- [78] Friedrichs, H., Lindenstruth, S., Schlitt, B., Wesselborg, C., Bauske, I., *et al.* (1993). Identification of strong E1 and M1 groundstate transitions in deformed rare earth nuclei. *Nuclear Physics A*, 553 553-556.
- [79] Enders, J., von Neumann-Cosel, P., Ponomarev, V.Y. ve Richter, A. (1997). New experimental access to the two-phonon octupole vibration in ^{208}Pb . *Nuclear Physics A*, 612(2), 239-248.
- [80] Kneissl, U., Pitz, H. ve Zilges, A. (1996). Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 37 349-433.
- [81] Alaga, G., Kottelson, B.R., Bohr, A. ve Alder, K., *Intensity rules for nuclear beta and gamma transition to rotational states*. 1954, CERN-TAABM-1.
- [82] Wesselborg, C., Von Brentano, P., Zell, K., Heil, R., Pitz, H., *et al.* (1988). Photoexcitation of dipole modes in $^{160,162,164}\text{Dy}$. *Physics Letters B*, 207(1), 22-26.
- [83] Margraf, J., Eckert, T., Rittner, M., Bauske, I.I., Beck, O., *et al.* (1995). Systematics of low-lying dipole strengths in odd and even Dy and Gd isotopes. *Phys Rev C Nucl Phys*, 52(5), 2429-2443. 10.1103/physrevc.52.2429.
- [84] Zilges, A., Von Brentano, P., Wesselborg, C., Heil, R., Kneissl, U., *et al.* (1990). Observation of low-lying collective dipole transitions in the rare-earth nuclei $^{172,174,176}\text{Yb}$. *Nuclear Physics A*, 507(2), 399-412.
- [85] Von Brentano, P., Eberth, J., Enders, J., Esser, L., Herzberg, R.-D., *et al.* (1996). First observation of the scissors mode in a γ -soft nucleus: The case of ^{196}Pt . *Physical review letters*, 76(12), 2029.
- [86] Freeman, S., Chapman, R., Durell, J., Hotchkis, M., Khazaie, F., *et al.* (1993). Two-quasiproton configurations in dysprosium-164. *Nuclear Physics A*, 554(3), 333-361.
- [87] De Coster, C. veHeyde, K. (1989). Systematic study of M1 strength in the rare-earth region. *Physical Review Letters*, 63(26), 2797.
- [88] Huxel, N., Von Brentano, P., Eberth, J., Enders, J., Herzberg, R.-D., *et al.* (1999). Complete scissors mode strength in heavy deformed odd-mass nuclei: a case study of ^{165}Ho and ^{169}Tm . *Nuclear Physics A*, 645(2), 239-261.
- [89] Ziegler, K. (1990). Quenched thermodynamics of the random bond Ising model on the square lattice. *Nuclear Physics B*, 344(3), 499-530.
- [90] Harper, M. veZamick, L. (2015). Scissors mode from a different perspective. *Physical Review C*, 91(5), 054310.
- [91] Zawischa, D. veSpeth, J. (1991). Low energy orbital magnetic dipole excitations of heavy nonspherical nuclei. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 339(1), 97-109.
- [92] Macfarlane, M., Speth, J. ve Zawischa, D. (1996). The orbital magnetic dipole response of nonspherical nuclei. *Nuclear Physics A*, 606(1-2), 41-62.
- [93] Howell, C.R., Ahmed, M.W., Afanasev, A., Alesini, D., Annand, J., *et al.* (2021). International workshop on next generation gamma-ray source. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 49(1), 010502.

- [94] Arteaga, D.P., Khan, E. ve Ring, P. (2009). Isovector dipole strength in nuclei with extreme neutron excess. *Physical Review C—Nuclear Physics*, 79(3), 034311. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.79.034311>.
- [95] Martini, P., Boschi, A., Cicoria, G., Zagni, F., Corazza, A., *et al.* (2018). In-house cyclotron production of high-purity Tc-99m and Tc-99m radiopharmaceuticals. *Appl Radiat Isot*, 139 325-331. [10.1016/j.apradiso.2018.05.033](https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2018.05.033).
- [96] Dietrich, K.-G., Humbert, F., Richter, A., Brown, B., Kuliev, A. ve Scholten, O. (1989). Magnetic dipole strength distribution at high excitation energies in deformed nuclei. *Physics Letters B*, 220(3), 351-355.
- [97] Bracco, A., Lanza, E. ve Tamii, A. (2019). Isoscalar and isovector dipole excitations: Nuclear properties from low-lying states and from the isovector giant dipole resonance. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 106 360-433.
- [98] Fayache, M., Zamick, L., Sharon, Y. ve Devi, Y.D. (2000). Interference term between the spin and orbital contributions to M1 transitions. *Physical Review C*, 61(2), 024308.
- [99] Malov, L., Nesterenko, V. ve Soloviev, V. (1977). Low-energy octupole resonances in deformed nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 3(9), L219.
- [100] Adachi, T., Fujita, Y., Von Brentano, P., Berg, G., Fransen, C., *et al.* (2007). Gamow-Teller transitions in pf-shell nuclei studied in ($^3\text{He},t$) reactions. *Nuclear Physics A*, 788(1-4), 70-75. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2007.01.050>.
- [101] Fujita, T. ve Oshima, S. (2012). Electric dipole moments of neutron-odd nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 39(9), 095106.
- [102] Birkhan, J., Neumann-Cosel, P.v., Pietralla, N., Poltoratska, I., Richter, A., Matsubara, H. ve Tamii, A. (2013). Dipole strength distribution and quenching in ^{48}Ca from proton scattering under extreme forward angles. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*,
- [103] Laszewski, R., Holt, R. ve Jackson, H. (1976). M1 and E1 transition strength near threshold in ^{140}Ce . *Physical Review C*, 13(6), 2257.
- [104] Yoshida, S. ve Zamick, L. (1972). Electromagnetic transitions and moments in nuclei. *Annual Review of Nuclear Science*, 22(1), 121-164.
- [105] Gaarde, C., Rapaport, J., Taddeucci, T., Goodman, C., Foster, C., *et al.* (1981). Excitation of giant spin-isospin multipole vibrations. *Nuclear Physics A*, 369(2), 258-280.
- [106] Rapaport, J., Taddeucci, T., Welch, T., Gaarde, C., Larsen, J., *et al.* (1983). Excitation of giant spin-isospin multipole vibrations in $^{54}, ^{56}\text{Fe}$ and $^{58,60}\text{Ni}$. *Nuclear Physics A*, 410(3), 371-398.
- [107] Mueller, S., Kuechler, G., Richter, A., Blok, H., Blok, H., *et al.* (1985). High-resolution inelastic electron scattering and the isoscalar nature of the M1 transition to the $J^{\pi} = 1^{+}$ state at $E_{\text{sub}} \approx 5.846$ MeV in ^{208}Pb . *Phys. Rev. Lett. (United States)*, 54(4),

- [108] Saxena, A., Srivastava, P.C. ve Suzuki, T. (2018). Ab initio calculations of Gamow-Teller strengths in the sd shell. *Physical Review C*, 97(2), 024310.
- [109] Carr, J., Petrovich, F. ve Kelly, J.J. *Determination of nuclear transition densities with various probes.* in *AIP Conference Proceedings*. 1985. American Institute of Physics.
- [110] Willis, A., Morlet, M., Marty, N., Djalali, C., Crawley, G., *et al.* (1987). Excitation of 1^+ and 2^- states in the neon isotopes. *Nuclear Physics A*, 464(2), 315-325.
- [111] Harkness-Brennan, L. (2023) *An introduction to the physics of nuclear medicine* (1). IOP Publishing.
- [112] Fagg, L.W. (1975). Electroexcitation of nuclear magnetic dipole transitions. *Reviews of Modern Physics*, 47(3), 683.
- [113] Orihara, H., Kiang, G., Nishihara, S., Murakami, T., Nakagawa, T., *et al.* (1982). Excitation of giant Gamow-Teller resonances in the reaction $^{140}\text{Ce} (p, n) ^{140}\text{Pr}$. *Physics Letters B*, 118(4-6), 283-286.
- [114] Kopecky, J. veChrien, R. (1987). Observation of the M1 giant resonance by resonance averaging in ^{106}Pd . *Nuclear Physics A*, 468(2), 285-300.
- [115] Gabrakov, S., Kuliev, A., Pyatov, N., Salamov, D. ve Schulz, H. (1972). Collective 1^+ States in Doubly even deformed nuclei. *Nuclear Physics A*, 182(3), 625-633.
- [116] Honma, M., Otsuka, T., Mizusaki, T. ve Hjorth-Jensen, M. (2009). New effective interaction for $f_{7/2}$ -shell nuclei. *Physical Review C—Nuclear Physics*, 80(6), 064323.
- [117] Baznat, M., Pyatov, N. ve Shilov, V., *Transition densities and electroexcitation of nuclear dipole states*. 1979.
- [118] Kuliev, A., Akkaya, R., Ilhan, M., Guliyev, E., Salamov, C. ve Selvi, S. (2000). Rotational-invariant model of the states with $K^\pi=1^+$ and their contribution to the scissors mode. *International Journal of Modern Physics E*, 9(03), 249-261.
- [119] Malov, L. veSoloviev, V. (1976). Fragmentation of single-particle states and neutron strength functions in deformed nuclei. *Nuclear Physics A*, 270(1), 87-107.
- [120] Aliyeva, S. (2018) $^{168-178}\text{Yb}$ İzotop Zinciri Çekirdeğinin Dev Dipol Rezonanslarının Araştırılması [Yüksek Lisans Tezi]. Sakarya Üniversitesi.
- [121] Myo, T. ve Katō, K. (2023). Soft dipole resonance in ^8C and its isospin symmetry with ^8He . *Physical Review C*, 107(3), 034305.
- [122] Anne, R., Arnell, S.-E., Bimbot, R., Emling, H., Guillemaud-Mueller, D., *et al.* (1990). Observation of forward neutrons from the break-up of the ^{11}Li neutron halo. *Physics Letters B*, 250(1-2), 19-23. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(90\)91147-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(90)91147-4).
- [123] Khuong, C.Z., Soloviev, V. ve Voronov, V. (1979). Description of the substructure in the radiative strength function of ^{117}Sn and ^{119}Sn . *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 5(4), L79.

- [124] Ponomarev, V.Y., Pignanelli, M., Blasi, N., Bontempi, A., Bordewijk, J., *et al.* (1996). Particle-hole and particle-particle correlations in neodymium isotopes. *Nuclear Physics A*, 601(1), 1-40.
- [125] Raman, S., Nestor Jr, C. ve Tikkanen, 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.

