

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

**TEK KÜTLE NUMARALI NADİR TOPRAK
DEFORME ÇEKİRDEKLERİNİN MAKAS MOD
UYARILMALARININ İNCELENMESİ**

DOKTORA TEZİ

Emre TABAR

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK
Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Hakan YAKUT

Mayıs 2015

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TEK KÜTLE NUMARALI NADİR TOPRAK
DEFORME ÇEKİRDEKLERİNİN MAKAS MOD
UYARILMALARININ İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ

Emre TABAR

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 5/5/2015 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr.
Recep AKKAYA
Jüri Başkanı

Doç. Dr.
Mahmut BÖYÜKATA
Üye

Yrd. Doç. Dr.
Hakan YAKUT
Üye

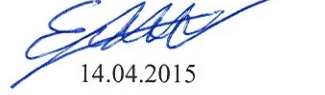
Prof. Dr.
Tahsin BABACAN
Üye

Prof. Dr.
Osman ÇEREZCİ
Üye

BEYAN

Tez içindeki tüm verilerin akademik kurallar çerçevesinde tarafımdan elde edildiğini, görsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçların akademik ve etik kurallara uygun şekilde sunulduğunu, kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapılmadığını, başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunulduğunu, tezde yer alan verilerin bu üniversite veya başka bir üniversitede herhangi bir tez çalışmasında kullanılmadığını beyan ederim.

Emre TABAR



14.04.2015

TEŞEKKÜR

Doktora konumun belirlenmesinden, tamamlanmasına kadar geçen sürede çalışmalarımı takip eden, yönlendiren, akademik çalışma hayatımın her aşamasında bilgisini ve bilimsel deneyimlerini benimle paylaşan, öğrencisi olmaktan onur duyduğum hocam, değerli bilim insanı Sayın Prof. Dr. Ali KULİEV'e teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Doktora çalışmam boyunca danışmanlığımı üstlenen, çalışmam sırasında karşılaştığım zorluklarda bilgi ve tecrübelerini benimle paylaşan, destek olarak güç veren, çalışmamın tamamlanmasında büyük emeği olan danışman hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Hakan YAKUT'a en içten teşekkürlerimi sunarım.

Katkı ve yardımlarından dolayı Prof. Dr. Recep AKKAYA'ya, Prof. Dr. Osman ÇEREZCİ'ye, Prof. Dr. Hüseyin Murat TÜTÜNCÜ'ye, Doç. Dr. Ekber GULİYEV'e, Doç. Dr. Filiz ERTUĞRAL'a, Yrd. Doç. Dr. Zemine ZENGİNERLER'e, Araş. Gör. Dr. Nilüfer DEMİRCİ'ye, lisansüstü ders dönemi süresince engin bilgi ve tecrübelerinden istifade ettiğim Fizik bölümünün bütün hocalarına ve çalışmalarım sırasında göstermiş oldukları anlayıştan dolayı mesai arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Sakarya Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Komisyon Başkanlığı'na 2012-50-02-007 nolu doktora tez projesi kapsamında verdiği destekten ötürü teşekkür ederim.

Hayatımızın diğer tüm alanlarında olduğu gibi doktora öğrenimim sırasında da desteğini hiç esirgemeyen, sıkıntılı anlarımda hep yanımda olan, en kötü anımda beni mutlu etmeyi başaran, hayatımdaki en büyük şansım, hayat arkadaşım, sevgili eşim Elif TABAR'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

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 Mürsel TABAR'a, babam Süleyman TABAR'a ve ayrıca kardeşim Burcu DOĞMUŞ'a sonsuz teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	i
İÇİNDEKİLER	ii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ	vii
TABLolar LİSTESİ	x
ÖZET.....	xiii
SUMMARY.....	xiv
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
DEFORME ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMALARI	11
2.1. Nükleer Rezonans Flüoresans (NRF) Tekniği.....	12
2.2. Manyetik Dipol Uyarılmaları	16
2.2.1. Tek kütle numaralı çekirdeklere makas mod uyarılmaları.....	20
BÖLÜM 3.	
ÇEKİRDEK MODELLERİ	29
3.1. Tek Parçacık Kabuk Modeli (Bağımsız Parçacıklar Modeli).....	29
3.2. Birleşik Nükleer Model (Kolektif Model).....	34
3.3. Bağımsız Kuaziparçacıklar Modeli (Süperakışkan Model)	38
3.3.1. Kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı (QRPA).....	43
3.3.2. Kuaziparçacık fonon nükleer model (QPNM)	45
3.3.3. QPNM'in çekirdeklere uygulanmasında işlem basamakları	50

3.3.4. Deforme çekirdeklerde artık spin etkileşmeleri ve kolektif modlar..	51
--	----

BÖLÜM 4.

SİMETRİ KIRINIMLARI, SAHTE HALLER VE ETKİN KUVVETLER.....	57
4.1. Etkin Kuvvetler ve Kırılmış Simetritelerin Restorasyonu	60
4.1.1. Pyatov metodu.....	60
4.1.2. Pyatov metodunun gerçek bir hal için genelleştirilmesi	62

BÖLÜM 5.

ÇİFT-ÇİFT KÜTLE NUMARALI DEFORME ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMALARININ ARAŞTIRILMASI.....	65
5.1. Çift-Çift Kütleli Numaralı Deforme Çekirdekler İçin NRI-QRPA Metodu	65
5.1.1. NRI-QRPA metodunda $I^{\pi}K=1^{+1}$ seviyelerinin $B(M1)$ manyetik dipol geçiş ihtimali ve enerji ağırlıklı toplam kuralı (EWSR).....	67
5.2. Çift-Çift Kütleli Deforme Çekirdekler İçin RI-QRPA Metodu.....	69
5.2.1. RI-QRPA metodunda $I^{\pi}K=1^{+1}$ seviyelerinin $B(M1)$ manyetik dipol geçiş ihtimali ve enerji ağırlıklı toplam kuralı (EWSR).....	73

BÖLÜM 6.

TEK-A'LI DEFORME ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMALARININ ARAŞTIRILMASI.....	75
6.1. Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdekler İçin NRI-QPNM Metodu.....	77
6.1.1. Tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durum özelliklerinin NRI-QRPA metodu ile incelenmesi.....	81
6.1.1.1. Tek-A'lı ($K>1/2$) çekirdeklerde spin polarizasyon ve taban durum manyetik özelliklerinin NRI-QRPA metodu ile incelenmesi	82

6.1.2. Tek-A'lı çekirdeklerde manyetik dipol uyarılma seviyelerinin NRI-QPNM bazında araştırılması	85
6.2. Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdekler İçin RI-QPNM Metodu ...	86
6.2.1. Tek kütleli çekirdeklerde manyetik dipol uyarılma seviyelerinin RI-QPNM bazında araştırılması	92
BÖLÜM 7.	
SAYISAL HESAPLAMALAR	95
7.1. ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdeklerinin Taban Durum Manyetik Özellikleri İçin Sayısal Hesaplamalar.....	96
7.2. ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdeklerinin Manyetik Dipol Uyarılmaları için Sayısal Hesaplamalar	103
7.2.1. ^{163}Dy çekirdeği için sayısal sonuçlar.....	104
7.2.2. ^{167}Er çekirdeği için sayısal sonuçlar.....	121
7.2.3. ^{175}Lu çekirdeği için sayısal sonuçlar	136
7.2.4. ^{181}Ta çekirdeği için sayısal sonuçlar.....	151
7.3. Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdeklerde Yüksek Uyarılma Enerjilerinde $M1$ Dağılımları	164
BÖLÜM 8.	
TARTIŞMA VE ÖNERİLER	171
KAYNAKLAR.....	177
ÖZGEÇMİŞ.	200

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

A	: Kütle numarası
$a^+(a)$: Parçacık üretme (yok etme) operatörü
$\alpha^+(\alpha)$: Kuaziparçacık üretme (yok etme) operatörü
β	: Çekirdeğin deformasyon parametresi
B(E1)	: İndirgenmiş elektrik dipol uyarılma ihtimali
B(M1)	: İndirgenmiş manyetik dipol uyarılma ihtimali
Γ_0	: Dipol radyasyon kalınlığı
Γ_0^{red}	: İndirgenmiş dipol radyasyon kalınlığı
Dy	: Disporsiyum
D_{MK}	: Wigner dönme fonksiyonu
Δ	: Gap parametresi
δ	: Ortalama alan potansiyelinin deformasyon parametresi
Er	: Erbiyum
g_s	: Spin jiromanyetik faktör
g_l	: Yörünge jiromanyetik faktör
$g_s^{eff.}$: Efektif spin jiromanyetik faktör
g_K	: Dönme jiromanyetik faktör
Hf	: Hafniyum
HS	: Harmonik salıncı
I	: Spin
INS	: İnelastik nötron saçılma
J	: Açısal momentum operatörü
K	: Toplam açısal momentumun simetri eksenindeki izdüşümü
Lu	: Lutesyum
λ	: Kimyasal potansiyel

M	: Manyetik dipol operatörü
N	: Nötron sayısı
NRF	: Nükleer rezonans flüoresans
NRI	: Dönme değişmez olmayan
π	: Parite
R	: Nükleer yarıçap
RI	: Dönme değişmez
RPA	: Rastgele faz yaklaşımı
$Q^+(Q)$: Fonon üretme (yoketme) operatörü
QPNM	: Kuaziparçacık fonon nükleer model
QRPA	: Kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı
QTDA	: Kuaziparçacık Tamm-Dancoff yaklaşımı
sp	: Tek parçacık
sqp	: Tek kuaziparçacık
ζ	: Tek çekirdeğin Nilsson kuantum sayıları
σ	: Spin operatörü
μ	: Manyetik moment operatörü
τ	: İzotopik spin operatörü
Ta	: Tantal
TDA	: Tamm-Dancoff yaklaşımı
WS	: Woods-Saxon potansiyeli
Yb	: Ytterbiyum
Z	: Atom numarası

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	NRF deney düzeneğinin şematik gösterimi	12
Şekil 2.2.	Dipol radyasyon kalınlığı ve spinin tanımlanması.	13
Şekil 2.3.	Çift-çift deforme çekirdeklerde manyetik dipol güç dağılımının şematik gösterimi	16
Şekil 2.4.	^{156}Gd çekirdeği için farklı deneysel teknikler ile makas modun araştırılması.....	18
Şekil 2.5.	Deforme çift-çift çekirdeklerde makas mod uyarılmaları.....	19
Şekil 2.6.	^{163}Dy çekirdeğinde deneysel olarak elde edilen dipol güç dağılımının komşu çift-çift Dy izotoplarında gözlenen dipol güç dağılımları ile karşılaştırılması.....	20
Şekil 2.7.	$^{154,155,156,157,158,160}\text{Gd}$ izotopları için foton saçılma deneylerinde gözlenen dipol radyasyon kalınlıklarının dağılımları.....	22
Şekil 2.8.	^{167}Er çekirdeğinde deneysel olarak gözlenen $B(M1)$ dağılımı.....	23
Şekil 2.9.	Tek kütle numaralı nadir toprak deforme çekirdeklerinde deneysel olarak gözlenen toplam manyetik dipol gücünün dağılımı.....	23
Şekil 2.10.	^{163}Dy çekirdeğinde Bauske vd. tarafından 1993 yılında gerçekleştirilen NRF deneyine ait sonuçların 1999 yılında Nord vd. tarafından gerçekleştirilen duyarlılığı arttırılmış NRF deney sonuçları ile kıyaslanması.	28
Şekil 3.1.	Woods-Saxon (WS) ve Harmonik Salıncı (HS) potansiyellerinin karşılaştırılması.....	31
Şekil 3.2.	Küresel olmayan (deforme) aksel simetrik çekirdeklerdeki açısal momentumların birbirleri ile ilişkileri.....	36
Şekil 3.3.	QPNM hesaplama şeması.....	49
Şekil 7.1.	^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdekleri için hesaplanan taban durum g_K değerlerinin $\kappa = \chi.A$ ve q 'ya göre değişimi.....	99

Şekil 7.2.	^{162}Dy çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan taban durumdan $I^{\pi}K=1^+1$ uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerinin deneysel veri ile karşılaştırılması.....	104
Şekil 7.3.	$^{162,163}\text{Dy}$ çekirdekleri için hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımları.....	109
Şekil 7.4.	Hamiltoniyenin kırılan dönme simetrisinin restorasyonunun ^{163}Dy çekirdeği için 2–5 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow)$ spektrumu üzerine etkisi.....	113
Şekil 7.5.	^{163}Dy çekirdeği için 2–4.5 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması.....	115
Şekil 7.6.	^{163}Dy çekirdeği için 2–4.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ değerleri ile deneyde belirlenen $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımlarının karşılaştırılması.....	117
Şekil 7.7.	^{163}Dy çekirdeği için 2–4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $M1$ geçiş matris elemanlarının orbital (M_l) ve spin (M_s) kısımlarının oranları... ..	120
Şekil 7.8.	^{166}Er çekirdeğindeki manyetik dipol uyarılmalarının $K=1$ dalı için 1.7–4 MeV enerji bölgesinde hesaplanan $B(M1)$ ve $\Gamma_0(M1)$ değerlerinin deneysel verilerle karşılaştırılması.....	122
Şekil 7.9.	$^{166,167}\text{Er}$ çekirdekleri için teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımları.....	125
Şekil 7.10.	^{167}Er çekirdeği için 1.7–4.5 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması.....	129
Şekil 7.11.	^{167}Er çekirdeğinde Hamiltoniyenin kırılan dönme simetrisinin restorasyonunda $h_0^{int.}$ ve $h_1^{int.}$ etkin kuvvetlerinin 1.5–5 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow)$ spektrumu üzerine etkisi.....	130
Şekil 7.12.	^{167}Er çekirdeğinde teorik olarak hesaplanan indirgenmiş manyetik dipol ve manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının NRF deneyinin sonuçları ile karşılaştırılması.....	133
Şekil 7.13.	^{167}Er çekirdeği için 1.7–4.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM metodu ile hesaplanan $M1$ güçleri ve $M1$ gücüne spin–orbital kısımlarının katkıları.....	135
Şekil 7.14.	^{174}Yb çekirdeğindeki manyetik dipol uyarılmalarının $K=1$ dalı için 2–4 MeV enerji bölgesinde hesaplanan $B(M1)$ ve $\Gamma_0(M1)$ değerlerinin deneysel verilerle karşılaştırılması.....	139

Şekil 7.15.	^{175}Lu ve ^{174}Yb için hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması.	143
Şekil 7.16.	^{175}Lu çekirdeği için 1.5–4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması.....	146
Şekil 7.17.	^{175}Yb çekirdeğinde RI-QPNM ile hesaplanan manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının NRF deneyinin sonuçları ile karşılaştırılması.....	148
Şekil 7.18.	^{175}Lu çekirdeği için 1.5–4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $M1$ geçiş ihtimalleri ve $M1$ gücüne spin–orbital kısımlarının katkıları.....	149
Şekil 7.19.	^{180}Hf çekirdeğindeki manyetik dipol uyarılmalarının $I^\pi K=1^+1$ dalı için 2–4 MeV enerji bölgesinde RI-QRPA ile hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	153
Şekil 7.20.	^{180}Hf ve ^{181}Ta çekirdekleri için teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımları.....	156
Şekil 7.21.	^{181}Ta çekirdeği için 2–4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması.....	159
Şekil 7.22.	^{181}Ta çekirdeğinde teorik olarak hesaplanan manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının NRF deneyinde belirlenen dipol radyasyon kalınlıkları ile karşılaştırılması.....	161
Şekil 7.23.	^{181}Ta çekirdeği için 2–4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $M1$ güçleri ve $M1$ gücüne spin–orbital kısımlarının katkıları.....	162
Şekil 7.24.	$^{162,163}\text{Dy}$ çekirdekleri için 4–13 MeV aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerleri.....	166
Şekil 7.25.	^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinde 4–13 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımları. Grafiklerde düz ve kesikli çizgiler sırası ile. $K = K_0 - 1$ ve $K = K_0 + 1$ (K_0 ilgili çekirdeğin taban durum kuantum sayısı) uyarılma seviyelerini göstermektedir	167
Şekil 7.26.	^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinde 2–13 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $M1$ güçleri ve $M1$ gücüne spin–orbital kısımlarının katkıları.....	168

TABLolar LİSTESİ

Tablo 7.1.	^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinin Δ ve λ çiftlenim parametreleri, δ_2 ortalama alan deformasyonları, taban durum Nilsson konfigürasyonları ve deneysel manyetik momentleri.	97
Tablo 7.2.	^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinin QPNM(QRPA) bazında hesaplanan taban durum yapıları.....	98
Tablo 7.3.	^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdekleri için QRPA ve QTDA bazındaki QPNM kullanılarak hesaplanan $g_s^{eff.}/g_s^\tau$ ve g_K değerlerinin KPM (Kuliev-Pyatov Metodu), SPM (Tek Parçacık Model) hesapları ve deneysel veriler ile karşılaştırılması.	100
Tablo 7.4.	^{162}Dy çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan $I^\pi K=1^+1$ dalına ait toplam manyetik dipol geçiş ihtimalinin, toplam manyetik dipol ve toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının deneysel veriler ile karşılaştırılması.	105
Tablo 7.5.	^{163}Dy çekirdeğinde 2–3.6 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K\zeta q}^j$), kuaziparçacık fonon⊗karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K\zeta v}$), kuaziparçacık⊗fonon yapıları ($[Nnz\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$) ile bu seviyelere en büyük katkıyı veren çift-çift kor fonon enerjileri (ω_i) ve bu fononların çift kuaziparçacık yapıları ($[Nnz\Lambda\Sigma], \psi_{ss'}^i$).....	107
Tablo 7.6.	^{163}Dy çekirdeği için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan E_j , $(BM1 \uparrow)$, $\sum_{I_f}(BM1 \uparrow)$, $g\Gamma_0^{red}(M1)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$, $g\Gamma_0(M1)$ ve $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ değerleri.....	110
Tablo 7.7.	^{163}Dy çekirdeği için 2–4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan, $\sum_{I_f}(BM1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ ve $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.	118

Tablo 7.8.	^{166}Er çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığındaki manyetik dipol uyarılmalarının $I^\pi K=1^+1$ dalı için RI-QRPA bazında hesaplanan ω_i , $(BM1 \uparrow)$ ve $\Gamma_0 (M1)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması.	121
Tablo 7.9.	^{167}Er çekirdeğinin 1.7–4.5 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K\zeta q}^j$), kuaziparçacık fonon \otimes karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$), kuaziparçacık \otimes fonon yapıları ($[Nnz\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$) ile bu seviyelere en büyük katkıyı veren çift-çift kor fonon enerjileri (ω_i) ve bu fononların çift kuaziparçacık yapıları ($[Nnz\Lambda\Sigma], \psi_{ss'}^i$).....	124
Tablo 7.10.	^{167}Er çekirdeğinde taban durumdan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=7/2^+$ uyarılma seviyelerine $M1$ geçişleri için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan E_j , $(BM1 \uparrow)$, $\sum_{I_f}(BM1 \uparrow)$, $g\Gamma_0^{red}(M1)$, $\sum_{I_f}g\Gamma_0^{red}(M1)$, $g\Gamma_0 (M1)$ ve $\sum_{I_f}g\Gamma_0 (M1)$ değerleri.....	127
Tablo 7.11.	^{167}Er çekirdeği için 1.9–4.3 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan, $\sum_{I_f}(BM1 \uparrow)$, $\sum_{I_f}g\Gamma_0^{red}(M1)$ ve $\sum_{I_f}g\Gamma_0 (M1)$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.	133
Tablo 7.12.	^{174}Yb çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığındaki manyetik dipol uyarılmalarının $I^\pi K=1^+1$ dalı için RI-QRPA ile hesaplanan ω_i , $(BM1 \uparrow)$ ve $\Gamma_0 (M1)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması.....	137
Tablo 7.13.	^{175}Lu çekirdeğinin 2–4 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K\zeta q}^j$), kuaziparçacık fonon \otimes karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$), kuaziparçacık \otimes fonon yapıları ($[Nnz\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$) ile bu seviyelere en büyük katkıyı veren çift-çift kor fonon enerjileri (ω_i) ve bu fononların çift kuaziparçacık yapıları ($[Nnz\Lambda\Sigma], \psi_{ss'}^i$)	140
Tablo 7.14.	^{175}Lu çekirdeğinde taban durumdan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=7/2^+$ uyarılma seviyelerine $M1$ geçişleri için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan E_j ,	

	$(BM1 \uparrow)$, $\sum_{I_f}(BM1 \uparrow)$, $g\Gamma_0^{red}(M1)$, $\sum_{I_f}g\Gamma_0^{red}(M1)$, $g\Gamma_0(M1)$ ve $\sum_{I_f}g\Gamma_0(M1)$ değerleri.....	144
Tablo 7.15.	^{180}Hf çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığındaki manyetik dipol uyarılmalarının $I^\pi K=1^+$ dalı için RI-QRPA ile hesaplanan ω_i , $(BM1 \uparrow)$ ve $\Gamma_0(M1)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması.....	152
Tablo 7.16.	^{181}Ta çekirdeğinin 2–4 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K\zeta q}^j$), kuaziparçacık fonon⊗karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K\zeta v}$), kuaziparçacık⊗fonon yapıları ($[Nnz\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$) ile bu seviyelere en büyük katkıyı veren çift-çift kor fonon enerjileri (ω_i) ve bu fononların çift kuaziparçacık yapıları ($[Nnz\Lambda\Sigma], \psi_{ss'}^i$)	155
Tablo 7.17.	^{181}Ta çekirdeğinde RI-QPNM kullanılarak hesaplanan E_j , $(BM1 \uparrow)$, $\sum_{I_f}(BM1 \uparrow)$, $g\Gamma_0^{red}(M1)$, $\sum_{I_f}g\Gamma_0^{red}(M1)$, $g\Gamma_0(M1)$ ve $\sum_{I_f}g\Gamma_0(M1)$ değerleri.....	158
Tablo 7.18.	^{167}Er ve ^{175}Lu çekirdeklerinin 4–13 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K\zeta q}^j$), kuaziparçacık fonon⊗karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K\zeta v}$), kuaziparçacık⊗fonon yapıları ($[Nnz\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$).....	165
Tablo 7.19.	^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinde RI-QPNM ile hesaplanan toplam spin $M1$, toplam orbital $M1$ ve toplam $M1$ güçleri.....	169
Tablo 7.20.	^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinde 4-13 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan toplam izovektör ($\tau = 1$) ve toplam izoskaler ($\tau = 0$) $B(M1)$ değerleri.....	170

ÖZET

Anahtar kelimeler: Tek-Kütle, Deforme Çekirdek, Makas Mod, QPNM, RI-QPNM

Bu tez çalışmasında, tek kütle numaralı deforme çekirdekler için ilk kez, deforme çekirdek hamiltoniyenin dönme simetrisinin korunması ilkesine dayanarak, QPNM (Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model) çerçevesinde, ortalama alan potansiyelinde simetri kırınımına neden olan izoskaler ve izovektör terimlerin restorasyonu için etkin kuvvetlerin ayrılabilir şekilde seçilmesini sağlayan mikroskobik bir teori (RI-QPNM) geliştirilmiştir. Restore edici kuvvetler ortalama alanla öz uyumlu olduğundan teori yeni bir serbest parametre içermemektedir.

Geliştirilen bu teori çerçevesinde tek nötronlu deforme ^{163}Dy ve ^{167}Er çekirdeklerinin yanı sıra tek protonlu ^{175}Lu ve ^{181}Ta deforme çekirdeklerinin makas mod titreşim seviyelerinin özellikleri incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar kırılan dönme simetrisi restore edilmemiş Hamiltoniyen kullanılan model (NRI-QPNM) sonuçlarıyla ve deney verileriyle karşılaştırılmıştır. Sayısal sonuçların karşılaştırılması geliştirilen dönme değişmez modelin tek kütleli çekirdeklerin makas mod uyarılmaları için daha güvenilir sonuçlar verdiğini göstermiştir.

INVESTIGATIONS OF THE SCISSORS MODE EXCITATIONS OF THE ODD-MASS DEFORMED RARE-EARTH NUCLEI

SUMMARY

Keywords: Odd-Mass, Deformed Nucleus, Scissors Mod, QPNM, RI-QPNM

In this thesis, for the restoration of isoscalar and isovector terms causing the symmetry breaking in mean field potential, a microscopic theory (RI-QPNM) that allows the selection of the effective forces separately has been developed for the first time for odd-mass deformed nuclei in the framework of QPNM (Quasiparticle Phonon Nuclear Model) based on the conservation principle of rotational symmetry of the nuclear Hamiltonian. The theory does not include a new free parameter since the effective restoration forces are self-consistent with mean field.

In the framework of the developed theory, the properties of the scissors mode vibration states were investigated in deformed odd-neutron ^{163}Dy and ^{167}Er nuclei as well as in deformed odd-proton ^{175}Lu and ^{181}Ta nuclei. The results have been compared to experimental data and also the results of the model in which broken rotational symmetry of Hamiltonian is not restored (NRI-QPNM). The comparison of the numerical results shows that developed rotational invariant model gives more reliable results for the scissors mode excitations of odd-mass nuclei.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Bu tez çalışmasının temelini oluşturan ve nükleonlar arasındaki etkin kuvvetlerin sorumlu olduğu çok kutuplu kolektif uyarılmalar nükleer yapı fiziğinin en önemli konularından biridir. Çekirdeklerdeki nükleonlar arası kuvvetli etkileşmelerin karakterinin ve güç parametrelerinin teorik olarak belirlenmesinde kullanılan modellerin test edilmesinde büyük öneme sahip olan kolektif uyarılmalara verilebilecek en iyi örnek deforme çekirdeklerde gözlenen ve makas olarak adlandırılan düşük enerjili manyetik dipol ($M1$) uyarılmalarıdır [1,2]. Geometrik pencereden bakıldığında makas mod, deforme proton sisteminin deforme nötron sistemine karşı yaptığı çapraz titreşimler olarak düşünülebilir [3-5]. Bu titreşimler bir makasın bıçaklarını andırdığı için makas mod olarak adlandırılır [5].

Makas mod uyarılmaları ilk olarak 1970'li yıllarda çift-çift deforme çekirdeklerde teorik olarak öngörülmüş [6-8] ve hemen ardından 1984 yılında deneysel olarak keşfedilmiştir [2]. Bu keşif düşük enerjili nükleer spektroskopinin yeniden canlanmasına neden olmuştur. Bu sayede nükleer spektroskopide kullanılan elektron saçılma, nükleer rezonans flüoresans (NRF) ve proton saçılma teknikleri sistematik makas mod araştırmaları için kullanılmaya uygun hale getirilmiştir [4]. Günümüze kadar yapılan çok sayıda elektron ve foton saçılma deneyi [11-39] ile bu deneylerdeki gözlemleri açıklamaya yönelik yürütülen teorik çalışmalar [40-123] periyodik tablonun nadir toprak bölgesinde, geçiş bölgesinde ve aktinit bölgesinde yer alan çift-çift deforme çekirdeklerin manyetik dipol güç dağılımları hakkında detaylı bilgi sağlamıştır. Sözü geçen çalışmaların özetleri çeşitli derlemelerde bulunabilir [124-126].

Sistematik makas mod araştırmaları yeni nükleer özelliklerin keşfedilmesine de olanak sağlamıştır [4]. NRF tekniğinin gelişmesi ve deneylerde paritenin tayin edilmesini mümkün kılan Compton polarimetrelerinin kullanılması ile beklenmedik

bir biçimde makas mod ile aynı enerji aralığında güçlü elektrik dipol ($E1$) geçişleri de saptanmıştır [19,23]. Sistematik makas mod çalışmalarının diğer bir yan ürünü ise spin uyarılmalarının keşfi olmuştur [4]. İlk olarak 1990 yılında ^{154}Sm , ^{158}Gd ve ^{168}Er çekirdekleri ile gerçekleştirilen esnek olmayan proton saçılma deneylerinde 4–12 MeV enerji aralığına yayılmış iki maksimuma sahip spin karakterli $M1$ gücü tespit edilmiştir [127]. Aslında çok daha önceki yıllarda ^{140}Ce [128-130] ve ^{208}Pb [131] sihirli çekirdeklerinde gerçekleştirilen deneyler 7–11 MeV enerji aralığında beklenmeyen bir $M1$ güç birikiminin varlığını göstermesine rağmen o günkü deneysel şartlarda yüksek enerjili bu uyarılmaların izahı mümkün olmamıştır [1]. Orbital karakterli manyetik dipol uyarılmalarının ortalama uyarılma enerjileri $E_x \approx 66 \times \delta \times A^{-1/3}$ iken spin karakterli manyetik dipol uyarılmalarının ortalama uyarılma enerjileri $E_x \approx 41 \times \delta \times A^{-1/3}$ 'dir (δ taban-durum deformasyon parametresidir) [3,126]. Benzer uyarılmalar periyodik tablonun farklı bölgelerinde yer alan ^{56}Fe , ^{150}Nd , ^{156}Gd ve ^{238}U çekirdekleri için de gözlenmiştir [3]. $M1$ uyarılmalarının spin karakterli kısmının rezidual (artık) spin-izospin etkileşmelerinin itici bileşeni tarafından yüksek uyarılma enerjilerine sürüklendiği teorik olarak gösterilmiştir [92-99]. Manyetik dipol toplam kurallarının ^{138}Ba , ^{140}Ce ve ^{154}Sm çekirdeklerinde küresel ve deforme bazda incelenmesi bu çekirdeklerde izovektör spin-spin kuvvetlerinin 7–11 MeV enerji aralığında ayrılmış ve merkezi 9 MeV enerjisi civarında yerleşen spin karakterli $M1$ uyarılmalarının meydana gelmesine neden olduğunu göstermiştir [1].

Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerde $M1$ uyarılmalarının açıklanmasında gelinen bu noktada hem teorik hem de deneysel çalışmaların ilgisi tek kütle numaralı çekirdeklerde makas modun araştırılması üzerine yoğunlaşmıştır. Tek- A 'lı çekirdeklerde makas mod uyarılmaları ilk kez 1992 yılında ^{165}Ho çekirdeğinde esnek olmayan elektron saçılma deneyi ile araştırılmış, ancak deneyde makas modun ortaya çıkmasının beklendiği enerjilerde $M1$ geçişlerine rastlanamamıştır [132]. Tek kütleli çekirdeklerde makas mod ilk olarak 1993 yılında Bauske vd. tarafından gerçekleştirilen NRF deneyinde ^{163}Dy çekirdeğinde keşfedilmiştir [133]. Takip eden yıllarda nadir toprak bölgesinde yer alan ^{139}La [134], ^{141}Pr [134], $^{153,155}\text{Eu}$ [135], ^{155}Gd [135,136], ^{157}Gd [23,135], ^{159}Tb [135,136], $^{161,163}\text{Dy}$ [23,135], ^{165}Ho [135,137], ^{167}Er [138], ^{169}Tm [137] ve ^{175}Lu [139] çekirdeklerinde, geçiş bölgesindeki ^{181}Ta

[140], alkali grubunda yer alan ^{133}Cs [141] ve aktinit bölgesindeki ^{235}U [142] çekirdeklerinde düşük enerjili manyetik dipol uyarılmaları gözlenmiştir.

Teorik olarak çift-çift çekirdeklerde makas mod uyarılmaları etkileşen bozon modeli (IBM-2) [43-47], nötron proton deformasyon modeli (NPD) [48], genelleştirilmiş Bohr-Mottelson modeli [49-51] ve genelleştirilmiş koherent seviye modeli (CGSM) [52,53] gibi fenomenolojik modeller kullanılarak analiz edilmiştir. Bunun yanı sıra toplam kuralı [40], şematik rastgele faz [41,42] ve ortalama alan yaklaşımları [54] kullanılarak yürütülen çalışmalar makas modun kabuk yapısını kavrama açısından bilgi vericidir [4]. Tek kütle numaralı çekirdeklerde makas modun teorik izahına yönelik ilk çalışmalar ise etkileşen bozon fermiyon modeli (IBFM-2) [143,144], şematik rastgele faz yaklaşımı [145], genelleştirilmiş koherent seviye modeli (GCSM) [146], toplam kuralı yaklaşımı [147], g bozonlarını içeren grup teori ($\text{SU}3 \times 1g$) [148-150] ve $\text{SU}3$ grup teori [151-153] kullanılarak yapılmıştır. Aslında buraya kadar özetlenen IBFM-2 veya diğer şematik modeller kullanılarak elde edilen sonuçlar güvenilirlikten uzaktır. Çünkü fenomenolojik ve şematik modeller spin gibi pek çok serbestlik derecesini göz ardı ettiği için makas modun yapısının detaylı analizi için uygun değildir. Ayrıca bu modellerde, deneysel olarak gözlenen ve özellikle tek kütle numaralı çekirdekler için kritik öneme sahip $M1$ spektrumundaki parçalı yapı açıklanamamıştır [4]. Diğer taraftan mikroskobik hesaplamalar çift-çift kütleli deforme [154-171] ve küresel çekirdekler [172-178] ile tek kütleli deforme [179-183] ve küresel çekirdeklerin [184-186] uyarılma durumlarının seviye yapılarını ve kolektif özelliklerini başarı ile tasvir etmektedir. Mikroskobik modellerin bu başarıları göz önüne alındığında çift-çift ve tek kütle numaralı çekirdeklerde makas modun mikroskobik model çerçevesinde incelenmesi sonucunda moda ait daha detaylı bilgiler edinilebileceği açıktır.

Hafif ve orta ağırlıktaki çift-çift çekirdeklerde makas mod için mikroskobik hesaplamalar standart kabuk modeli [55-65] ve etkileşen bozon modelinin mikroskobik versiyonu olan IBM-3 [66,67] kullanılarak yürütülmüştür. Yine bu bölge için diğer bir alternatif yaklaşım $\text{SU}(3)$ kabuk modelidir [69-75]. Ancak deforme çekirdeklere geçildiğinde model uzayı muazzam derecede genişlediğinden kabuk modeli uygulamaları mümkün değildir. Bu sorunu çözebilmek için kabuk

model yaklaşımları kullanılır [4,125]. Deformasyon bölgesinde yer alan çift-çift çekirdekler için yapılan mikroskobik çalışmaların büyük çoğunluğu Rastgele Faz Yaklaşımı (RPA) [79-103], Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) [104-116] ve Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) [117-123] kullanılarak yürütülmüştür [4]. Ancak çift-çift çekirdeklerde mikroskobik RPA, QRPA veya QPNM uygulamalarında kullanılan Hartre-Fock-Bogolyubov (HFB) yaklaşımları neticesinde tek parçacık hamiltonyeninin sahip olduğu pek çok simetrisinin kırıldığı bilinmektedir [104]. Bu simetri kırınımları ortalama alan potansiyelleriyle bağlantılı olarak kendiliğinden meydana gelmekte ve gerçek titreşim seviyeleri ile hiçbir ilgisi olmayan yeni modlar oluşturmaktadır [1]. Goldstone teoremine göre enerjisi sıfır olan bu modlar enerji spektrumundaki gerçek titreşim seviyelerine karışmaktadır [187]. Bunlar çekirdek iç hareketiyle hiçbir ilişkisi olmayan modlar olduklarından çekirdek fiziğinde sahte (spurious) haller olarak adlandırılmışlardır [104]. Korunum yasaları gereği hamiltonyeninin sahip olması gereken dönme değişmezlik simetrisinin kırılması sonucu ortaya çıkan sahte haller çekirdeğin bir bütün olarak dönmesine karşılık gelmektedir ve simetrisi nedeni ile $I^\pi=1^+$ manyetik dipol uyarılmalarına karışmaktadırlar [1]. Bu sahte hallerin gerçek enerji spektrumuna karışması teorik sonuçları kuvvetli bir şekilde etkilemektedir [188] ve bu durum çift-çift çekirdeklerde deneysel olarak gözlenen $M1$ spektrumunun teorik olarak incelenmesinde zorluklara neden olmaktadır [104]. Mikroskobik model çerçevesinde RPA yönteminde izoskaler etkin kuvvetlerin radyal kısmının ayrılabilir şekilde özel olarak seçilmesiyle, çift-çift çekirdek Hamiltonyeninin kırılmış simetrisinin restorasyonları ve sahte hallerin ayrılması için pratik bir yöntem Pyatov (1972) tarafından Marshalek ve Weneser (1969) metodundan [189] yola çıkılarak ileri sürülmüştür [190-195]. Ancak gerçek uygulamalarda ortalama alandaki izovektör ve Coulomb potansiyellerinden dolayı restore edici etkin kuvvetler Pyatov ve benzeri yöntemlerde düşünüldüğü gibi saf izoskaler değildir [104]. Pyatov tarafından öne sürülen bu metot Kuliev vd. (2000) tarafından çekirdek ortalama alan potansiyelinde izoskaler ve izovektor terimlerin olduğu gerçek bir durum için genelleştirilmiştir [104]. Söz konusu yöntem süperakışkan çekirdeklerde çift etkileşme potansiyellerinin neden olduğu Galileo değişmezliğin kırınımının restorasyonunu sağlayan etkin kuvvetlerin seçilmesinde de başarıyla uygulanmış ve bu kuvvetlerin iki-kuaziparçacık eşik enerjisinin altındaki düşük enerjilerde $I^\pi=1^-$ hallerinin yeni bir

dalını ürettiği gösterilmiştir [115]. Dönme ve öteleme değişmezliğin korunumunu sağlayan bu yöntem geçiş ve nadir toprak bölgelerinde yer alan çift-çift deforme çekirdeklerin manyetik ve elektrik dipol uyarılmalarını başarı ile açıklamıştır [1,104-116].

Sahte hallerin gerçek titreşim seviyelerinden yalıtılması sadece çift-çift deforme çekirdeklerin $M1$ hesaplamaları için değil aynı zamanda deforme tek çekirdeklerin $M1$ hesaplamaları için de çok önemlidir. Çünkü mikroskobik modellerde tek-A'lı çekirdeğin enerji seviyeleri ve dalga fonksiyonları çift-çift kor çekirdeğinin fonon yapısı temel alınarak hesaplanır [154,155,179-183]. Ayrıca kor-parçacık çiftlenimini temel alan bu modelde tek çekirdeğin düşük enerjili manyetik dipol uyarılma seviyelerinin tek kalan nükleon ile korun $M1$ seviyelerinin etkileşmesi sonucu ortaya çıktıkları bilinmektedir [196]. Bu nedenle mikroskobik modellerde tek kütleli çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmalarının doğru tasviri, çift-çift kor çekirdeğinin manyetik dipol uyarılmalarının doğru izahı ile mümkündür.

Tek-A'lı çekirdeklerde makas modun araştırılmasına yönelik ilk mikroskobik hesaplamalar Soloviev vd. (1996, 1997) tarafından QPNM kullanılarak yapılmıştır [197-199]. Bu çalışmalarda kuadropol-kuadropol çiftlenim sabitinin uygun bir değerde seçilmesi ile kor çekirdeğindeki sahte hallerin yaklaşık olarak yalıtılması yoluna gidilmiştir [79,200]. Kullanılan tek parçacık hamiltoniyeni, eksenel simetrik ortalama alan potansiyelinden dolayı dönme değişmez değildir, ayrıca rezidual kuadropol etkileşmeleri de dönme değişmez değildir. Çalışmada kuadropol etkileşme sabitinin uygun değerde seçimi $\omega = 0$ enerjisinde 1^+ sahte halini vermektedir. Ancak bu yaklaşımın geçerliliği ve bütün çözümlerdeki sahte halleri ayrıştırıp ayrıştırmadığı tartışılabilir [200]. Civitrise ve Liccorde tarafından yapılan analitik işlemler ve sayısal hesaplamalar etkileşme sabitinin ayarlanmasına dayanan bu tür uygulamaların $\omega = 0$ enerjisinde sahte halleri yalıtmasına rağmen diğer 1^+ durumlarındaki sahte hallerin tam olarak ayrışımını garanti etmediğini ortaya koymuştur [200]. Bu eksikliğin en önemli nedeni multipol-multipol etkileşmesinin ortalama alan potansiyeli ile öz uyumlu olmayışıdır. Civitrise ve Liccorde'nin bu çalışmasında Pyatov'un efektif ve ortalama alan ile öz uyumlu olarak belirlenen restorasyon etkileşmelerine dayalı metodu [190-195] da tartışılmıştır. Pyatov

tarafından öne sürülen restorasyon metodunun tüm 1^+ seviyelerine karışan sahte halleri ayrıştırdığından ötürü etkileşme sabitinin seçimine dayalı uygulamalarla karşılaştırıldığında çok daha genel bir yöntem olduğu sonucuna varılmıştır [200]. Çalışma ayrıca deforme tek parçacık ortalama alanları için kuadropol-kuadropol etkileşmelerine dayanan hesaplamaların gerçek modlara karışan dönme terimlerini doğru biçimde ayrıştıramayacağını göstermiştir [200]. Pyatov yönteminin başarısının esas nedeni kolektif uyarılmaların meydana gelmesinden sorumlu olan etkin kuvvetlerin form faktörlerinin ve etkileşme sabitlerinin ortalama alan potansiyelinin radyal kısmıyla ve parametreleri ile öz uyumlu olarak belirlenmesidir. Böylece hesaplamalara yeni bir serbest parametre eklenmemiş olur [1,104].

Bu tez çalışmasında çekirdek ortalama alan potansiyelinde izoskaler ve izovektör terimlerin olduğu gerçek bir durum için Kuliev vd. (2000) tarafından geliştirilen Pyatov yöntemi [104] ilk kez tek kütle numaralı çekirdeklere uygulanmıştır. Bu yöntem çerçevesinde geliştirilen ve tek kütleli çekirdek hamiltoniyeninin kırılan dönme simetrisinin restorasyonunu sağlayan dönme değişmez (RI-) QPNM'in analitik ifadeleri ilk kez bu çalışmada sunulmuştur. Tek-A'lı çekirdeklerde dönme simetrisini restore eden etkin efektif kuvvetler çift-çift çekirdeklerdeki bozon terimlerine ek olarak etkileşme terimlerini de içermektedir. Diğer bir ifade ile çalışmada sadece kor hamiltoniyenin restorasyonu sağlanmakla kalmamış aynı zamanda tek çekirdek hamiltoniyeni bir bütün olarak ele alınarak efektif kuvvetlerin etkileri ilk kez araştırılmıştır. Burada geliştirilen RI-QPNM kullanılarak tek kütle numaralı deforme çekirdeklerin $M1$ uyarılmaları için hesaplamalar yapılmış, elde edilen sonuçlar deneysel veri ve dönme değişmez olmayan (NRI-) QPNM sonuçları ile karşılaştırılarak tek çekirdek hamiltoniyeninin kırılan dönme simetrisinin restore edilmesinin manyetik dipol uyarılmalarına etkileri ilk kez tartışılmıştır.

Manyetik dipol uyarılmalarının teorik olarak araştırılmasında uygun etkileşmelerin seçilmesi ve bu etkileşmelere ait güç parametrelerinin belirlenmesi çok önemlidir. Bu çalışmada manyetik dipol uyarılmalarının spin-spin etkileşimleri sonucu oluştuğu kabul edilmiştir. Bugüne kadar yapılan çalışmalar spin-spin etkileşmelerinin 1^+ titreşim seviyelerini oluşturduğunu göstermiştir [1,104–116]. Spin-spin etkileşme potansiyeli toplam açısal momentum operatörü ile komütatif olduğundan etkileşme

güç parametresi, dönme ve spin-spin operatörü arasındaki ilişkiden yola çıkarak belirlenemez. Spin-spin etkileşmelerinin kullanıldığı diğer pek çok çalışmada etkileşme güç parametresi (χ) deneyle fit edilerek belirlenmektedir [168-171,197-199]. Ancak bu uygulamanın geçerliliği tartışmalıdır. Spin-spin etkileşme güç parametresinin belirlenmesine yönelik olarak Yakut vd. tarafından kuaziparçacık \otimes fonon etkileşmelerinin hesaba katıldığı QPNM'e dayanan pratik bir metot geliştirilmiş [114] olup bu metot aynı zamanda tek çekirdeklerde gözlenen spin polarizasyon olayını da başarı ile açıklamaktadır. Bu metotta spin-spin etkileşme güç parametresi tek çekirdeğin hesaplanan taban durum iç manyetik momentinin (g_K) deneysel değeri ile karşılaştırılması sonucu elde edilmektedir. Yöntem $^{157-167}\text{Er}$ [201], $^{155-165}\text{Dy}$ [202] ve $^{165-179}\text{Hf}$ [203] çekirdeklerinin taban durum manyetik özelliklerinin açıklanmasında başarı ile uygulanmıştır. Tez çalışmasında incelenen çekirdeklere ait spin-spin etkileşme güç parametreleri (χ) ve efektif spin jromanyetik faktörler (g_s^{eff}) ilgilenilen çekirdeğin taban durum manyetik özellikleri hesaplanarak belirlenmiştir.

Tezin birinci bölümünde makas mod uyarılmaları hakkında genel bilgiler verilmiştir. Tek çekirdeklerde makas modun açıklanmasına yönelik yürütülmüş olan fenomenolojik, şematik ve mikroskobik model hesaplamalarına değinilmiş, eksikleri değerlendirilmiştir. Tezde geliştirilen metot ve dayandığı temeller genel hatları ile açıklanmış, çalışmanın amacı ortaya konulmuştur.

İkinci bölümde deforme çekirdeklerdeki manyetik dipol uyarılmalarının tabiatı hakkında genel bilgiler verilmiş ve bu uyarılmaların çekirdek yapısının incelenmesindeki önemine değinilmiştir. Çift-çift ve tek kütleli çekirdeklerde düşük enerjili manyetik dipol uyarılmalarının (makas mod) deneysel olarak araştırılmasında kullanılan yaklaşımlar ve deney yöntemleri hakkında bilgiler sunulmuştur. Çift-çift çekirdekler için makas modun keşfinden günümüze kadar yapılan sistematik deneysel ve teorik çalışmalar sonucu mod için belirlenen karakteristikler özetlenmiştir. Tek kütle numaralı çekirdeklerde makas modun gözlenmesinden itibaren yapılan deneysel çalışmalar detaylı bir biçimde sunulmuş, bu çalışmalarda açık kalan yönlere vurgu yapılmıştır.

Üçüncü bölümde nükleer teorinin gelişimine katkı sağlayan bazı çekirdek modellerine tarihsel sıralamaya göre kısaca değinilmiştir. Çalışmada tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonlarının hesabında kullanılan Woods-Saxon potansiyelinin, diğer çekirdek potansiyellerine göre daha gerçekçi ve uygun olduğu karşılaştırmalar ile ortaya konmuştur. Tez çalışmasında ortaya koyulan teori süperakışkan çekirdek modelini temel aldığından bu bölümde süperakışkan modelin temel denklemleri verilmiştir.

Dördüncü bölümde süperakışkan teoride kullanılan deforme ortalama alan potansiyeli nedeni ile çekirdek Hamiltoniyeninde ortaya çıkan simetri kırınımlarından bahsedilmiştir. Kırılmış simetriterin onarılmasını sağlayan etkin kuvvetlerin ortalama alan potansiyeli ile öz uyumlu olarak seçilmesine olanak veren kuantum mekaniksel bir yöntem (Pyatov Metodu) ele alınmıştır. Bu bölümde ayrıca söz konusu yöntemin ortalama alanda simetri kırınımına neden olan izoskaler ve izovektör terimlerin olduğu gerçek bir hal için genelleştirilmesi de verilmiştir.

Beşinci bölümde periyodik tablonun deformasyon bölgesinde yer alan çift kütle numaralı çekirdeklerin kolektif makas mod uyarılmaları için geliştirilmiş NRI- ve RI-QRPA hakkında bilgiler verilmiş, RI-QRPA'nın çekirdek yapısının ve nükleer kuvvetlerin incelenmesindeki önemi vurgulanmıştır. Çift-çift deforme çekirdeklerin manyetik dipol özelliklerinin hesaplanmasında kullanılan analitik ifadeler yine bu bölüm içerisinde sunulmuştur.

Altıncı bölümde tek kütle numaralı deforme çekirdeklerin uyarılmış durumlarının manyetik dipol özellikleri için RI-QPNM çerçevesinde ilk kez bu tez çalışmasında elde edilen analitik ifadeler verilmiştir. Ayrıca bu bölümde NRI-QPNM kullanılarak, tek kütleli deforme çekirdeklerin taban durum iç manyetik momentlerinin (g_K) ve efektif spin faktörlerinin (g_s^{eff}) hesabı için elde edilen analitik ifadeler ile birlikte uyarılmış durum manyetik dipol özelliklerinin hesabı için elde edilen analitik ifadeler de verilmiştir.

Yedinci bölümde ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta tek kütleli deforme çekirdekleri için sayısal sonuçlar sunulmuştur. Öncelikle bu çekirdeklerinin taban durum manyetik

özellikleri için hesaplama sonuçları verilmiş, spin polarizasyonun incelenen çekirdeklerin iç manyetik moment, spin jromanyetik faktör ve manyetik moment gibi taban durum manyetik özellikleri üzerine etkileri irdelenmiştir. Her bir çekirdek için, hesaplanan taban durum iç manyetik moment değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılmasından, kullanılan teoride $M1$ uyarılmalarının oluşumundan sorumlu olan spin-spin kuvvetlerinin güç parametreleri (χ) belirlenmiştir. Belirlenen güç parametreleri kullanılarak ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinin uyarılmış seviyelerinin E_j enerjileri ve $B(M1)$ geçiş ihtimalleri için ilk kez bu tez çalışmasında geliştirilen RI-QPNM ile hesaplanmış, elde edilen sayısal sonuçlar mevcut deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır. Benzer hesaplamalar NRI-QPNM kullanılarak da yapılmış ve iki metoda ait sonuçlar kıyaslanarak hamiltoniyenin dönme değişmezliğinin sağlanmasının tek-A'lı çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmaları üzerine etkileri ile RI-QPNM'in deneysel olarak gözlenen verileri açıklamadaki başarısı ilk kez tartışılmıştır. Tek kütle numaralı çekirdeklerde $M1$ spektrumunun komşu çift-çift çekirdeğin $M1$ spektrumu ile karşılaştırılması tek çekirdeklerde $M1$ uyarılmalarının oluşum mekanizmalarının anlaşılabilmesi bakımından bilgi vericidir. Bu nedenle belirlenen güç parametreleri ve beşinci bölümde çift-çift çekirdekler için verilen RI-QRPA kullanılarak ^{162}Dy , ^{166}Er , ^{174}Yb ve ^{180}Hf çekirdeklerinin uyarılmış seviyelerinin enerjileri (ω_i), $B(M1)$ geçiş ihtimalleri hesaplanarak tek çekirdekler için elde edilen sonuçlar ile kıyaslanmıştır.

Sekizinci bölümde, tez çalışmasında elde edilmiş önemli sonuçlar özetlenerek tartışmalar ile bu çalışmanın önemi vurgulanmış, ilerleyen dönemlerde yapılabilecek çalışmalar hakkında öngörülerde bulunulmuştur.

Bu tez çalışmasının temelini oluşturan makaleler Nuclear Physics A (2012), International Journal of Modern Physics E (2013), Central European Journal of Physics (2014) dergilerinde yayımlanmış ve V. International Workshop on Nuclear Structure Properties, 2011; VI. International Workshop on Nuclear Structure Properties, 2013; VII. International Workshop on Nuclear Structure Properties, 2014; 2nd International Eurasian Conference on Mathematical Sciences and Applications (IECMSA), 2013; TFD 28. Uluslararası Fizik Kongresi, 2011; TFD 29. Uluslararası Fizik Kongresi, 2012; TFD 31. Uluslararası Fizik Kongresi, 2014; International spring

seminar on nuclear physics, shell model and nuclear structure: achievements of the past two decades, 2014; 1st International Eurasian Conference on Mathematical Sciences and Applications (IECMSA-2012), 2012; 2nd International Eurasian Conference on Mathematical Sciences and Applications (IECMSA-2013), 2013, 4th Congress of the Turkic World Mathematical Society (TWMS), 2011; TFD 28. Uluslararası Fizik Kongresi, 2011; V. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı, 2011 konferanslarında sunulmuştur.

BÖLÜM 2. DEFORME ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMALARI

Çekirdek yapısının incelenmesinde nükleonlar arasındaki etkin kuvvetlerin sorumlu olduğu kolektif uyarılmalar önemli bir yer tutmaktadırlar. Bu uyarılmalar içerisinde dipol titreşimlerinin özel bir yeri vardır. Dipol uyarılmalarının paritelerine göre iki farklı türü bulunmaktadır. Bunlardan spini ve paritesi $I^\pi=1^+$ olanlar manyetik dipol ($M1$) karakterli, spini ve paritesi $I^\pi=1^-$ olanlar ise elektrik dipol ($E1$) karakterlidir [1]. Etkin izovektör dipol etkileşmelerinin sorumlu olduğu elektrik dipol titreşimine karşı gelen $I^\pi=1^-$ seviyeleri orta ve ağır çekirdeklere 13–16 MeV enerji aralığında izovektör elektrik dipol dev rezonansları meydana getirirler. Çekirdek fiziğinde bu uyarılma modu, iyi bilinen ve kapsamlı incelenen ilk kolektif mod olarak foto-nükleer reaksiyonlarda Baldwin and Klaiber (1947) tarafından gözlenmiştir [204]. Bu mod Goldhaber ve Teller (1948) tarafından ise teorik olarak nötron ve proton sistemlerinin kütle merkezlerinin birbirine karşı izovektör titreşimleri olarak yorumlanmıştır [205]. Son zamanlarda deneyler nötronun bağ enerjisi (6–9 MeV) civarında küçük $E1$ geçişlerinin meydana geldiğini göstermiştir. Bu geçişlerin oluşturduğu rezonansların $\sum B(E1)$ toplam elektrik dipol geçiş güçleri dev rezonanslardan bir merteye daha küçük olduğundan bunlar cüce (Pygmy) rezonans olarak adlandırılmıştır [115,206].

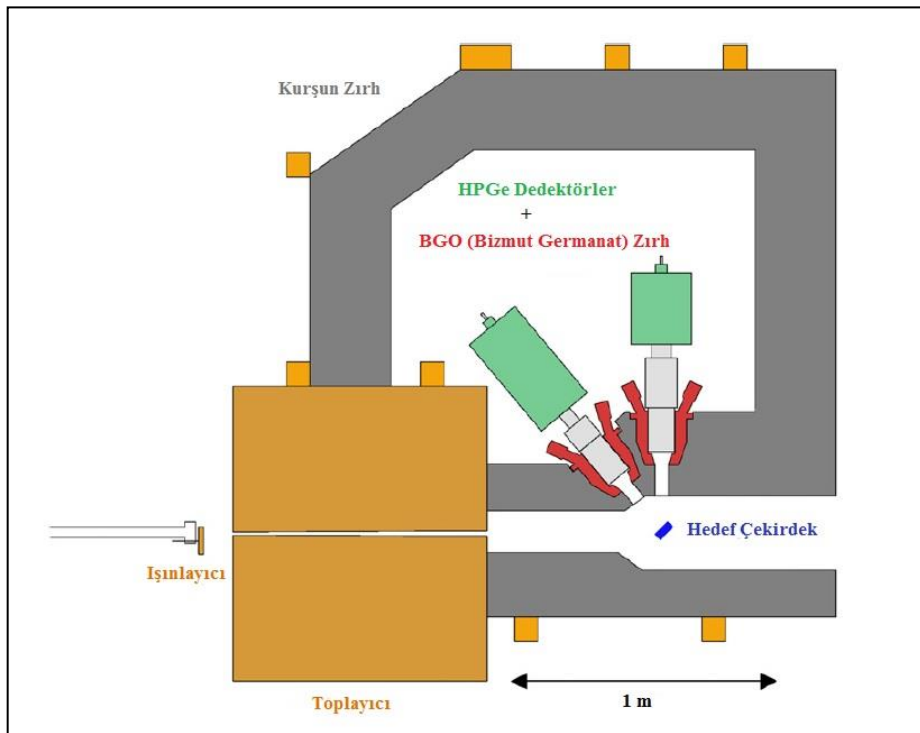
Burada $E1$ uyarılmaları hakkında genel bilgiler verilmiş olmakla birlikte tez çalışmasının temelini $M1$ uyarılmaları oluşturduğundan bu uyarılmalar daha sonraki kısımlarda ayrıntılı olarak ele alınmıştır.

Tek ve çift-çift kütleli deforme çekirdeklerin $M1$ karakteristiği üzerine yapılan deneysel ve teorik çalışmaların ayrıntılarını vermeden önce çekirdeklerin $E1$ ve $M1$ uyarılma seviyelerinin deneysel olarak belirlenmesinde en sık tercih edilen ve foton

saçılma reaksiyonuna dayanan nükleer rezonans flüoresans (NRF) metodu [207] hakkında genel bilgiler verilmesi faydalı olacaktır.

2.1. Nükleer Rezonans Flüoresans (NRF) Tekniği

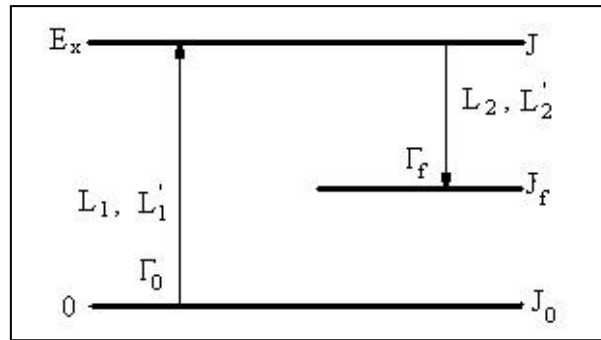
NRF deney yönteminin çekirdek fiziğinde uygulanması fikri ilk defa Metzger (1959) tarafından önerilmiş ve çekirdeğin iç yapısının incelenmesi için çok önemli bir yöntem olduğu gösterilmiştir [208]. NRF yöntemi elektron ve proton saçılma reaksiyonlarından farklı olarak çekirdek seviyelerinin enerjisinin, spininin ve paritesinin belirlenmesinde hassas sonuçlar elde etme imkânı sağlamaktadır [207]. Rezonans floresans, bir seviyenin elektromanyetik radyasyon soğurma yolu ile uyarılması ve hemen ardından bu seviyenin radyasyon salınımı yaparak bozunması anlamına gelir. Bu metodun en önemli avantajlarından bir tanesi hem uyarılma hem de bozunma süreçlerinin fiziğin en iyi bilinen ve anlaşılmiş konularından biri olan elektromanyetik etkileşmeler ile gerçekleşmesidir [207].



Şekil 2.1. NRF deney düzeneğinin şematik gösterimi [210].

Küçük çok kutuplu uyarılma seviyelerini incelemek için yaygın olarak kullanılan NRF metodu, hızlandırıcılarda elde edilmiş elektronların ışınlayıcılarda (radyatör) frenlenmesi sonucu ortaya çıkan Bremsstrahlung fotonlarının kolimatörlerde odaklanarak hedef çekirdekle çarpıştırılması ilkesine dayanmaktadır [209] (Şekil 2.1). Saçılan fotonlar farklı açılara konulan detektörlerle algılanır [207]. NRF düzeneği ve NRF deneylerinin yapıldığı laboratuvarlar hakkında geniş bilgi Metzger (1959) [208], Kneissl vd. (1996) [207] ve Mohr vd. (1999) [209] tarafından yazılmış derlemelerde bulunabilir.

NRF deneyinde hedef çekirdek L_1 veya L_1' multipol radyasyonu ile uyarılabilir. Bu uyarılma süreçleri ve süreçlere karşılık gelen foton saçılma tesir kesitlerini etkileyen büyüklükler Şekil 2.2'de gösterilmiştir. Burada J_i , J ve J_f sırasıyla ilk, orta ve son durumların spinleridir. NRF'de ilk durum taban seviyesine karşılık gelir ($J_i = J_0$). L_n , L_n' ($L_n' = L_n + 1$ $n = 1, 2$) ilgilenilen geçişlerin multipolaritelerini göstermektedir [207].



Şekil 2.2. Dipol radyasyon kalınlığı ve spinin tanımlanması.

NRF deneylerinin çoğunda sürekli foton kaynağı (Bremsstrahlung) kullanılır böylece enerjiye bağlı diferansiyel tesir kesiti (I_s) saçılan fotonların spektrumundan kesin bir şekilde belirlenir [207]:

$$I_s = g \left(\pi \frac{hc}{E_x} \right)^2 \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} \frac{W(\Theta)}{4\pi} \quad (2.1)$$

Burada J_0 ve J sırasıyla taban ve uyarılmış durumların spinleri, $W(\Theta)$ ise açılal dağılımdır. $g = \frac{2J_0 + 1}{2J + 1}$ istatistiksel oranı spin faktör olarak isimlendirilir. Γ_0 ve Γ_f sırasıyla taban durumun ve son durumun dipol radyasyon kalınlığı, Γ ise toplam dipol radyasyon kalınlığıdır. Esnek saçılmalarda ($\Gamma_0 = \Gamma_f$) saçılma tesir kesiti Γ_0^2 / Γ ile orantılıdır. Γ dipol radyasyon kalınlığı aynı zamanda uyarılmış seviyenin yarı ömrü ile de ilişkilidir [211]:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (2.2)$$

Taban durum dipol radyasyon kalınlığı (Γ_0) ise indirgenmiş geçiş olasılıkları $B(\Pi L, E_\gamma \uparrow)$ ($\Pi = E$ veya M) ile orantılıdır [211]:

$$\Gamma_0 = 8\pi \sum_{\Pi L=1}^{\infty} \frac{(L+1)(E_\gamma / \hbar c)^{2L+1}}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{2J_0 + 1}{2J + 1} B(\Pi L, E_\gamma \uparrow) \quad (2.3)$$

$g\Gamma_0$ değeri ölçülen saçılma şiddetlerinden direkt olarak elde edilebilmektedir ve bu değer indirgenmiş $B(E1)$ ve $B(M1)$ geçiş olasılıkları ile orantılıdır [211]:

$$B(E1) \uparrow = 0.955 \cdot \frac{g\Gamma_0}{E_\gamma^3} [10^{-3} \text{e}^2 \text{fm}^2] \quad (2.4)$$

$$B(M1) \uparrow = 0.0864 \cdot \frac{g\Gamma_0}{E_\gamma^3} [\mu_N^2] \quad (2.5)$$

Burada E_γ uyarılma enerjileri MeV, Γ_0 dipol radyasyon kalınlıkları ise meV birimlerinde alınır. NRF deneyinde uyarılmış durumların spinleri saçılan fotonların gelen foton demetine göre açılal dağılımları ölçülerek belirlenebilmektedir. Çift-çift kütleli çekirdeklerde $J_i - J - J_f$ esnek saçılma kanalında $0-1-0$ veya $0-2-0$ spin sırasına uygun biçimde saf dipol veya kuadrupol geçişleri ortaya çıktığından

spin kolaylıkla belirlenebilmektedir [207,211]. Çift-çift çekirdeklerde taban durumdan uyarılmış durumlara dipol geçişleri için spin faktör $g = \frac{2J_0 + 1}{2J + 1} = 3$ değerini alır. Buna göre (2.4) ve (2.5) ifadeleri çift-çift çekirdekler için

$$B(E1) \uparrow = 2.866 \cdot \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} [10^{-3} e^2 \text{fm}^2] \quad (2.6)$$

$$B(M1) \uparrow = 0.2598 \cdot \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} [\mu_N^2] \quad (2.7)$$

olarak yeniden yazılabilir [207]. Tek kütleli çekirdeklerde ise yarım spin değerlerinin karışmasından dolayı açısal dağılımlar izotropik değildir. Bunun sonucu olarak tek çekirdeklerde uyarılmış seviyelerin spinlerinin kesin olarak belirlenmesi çok zordur. Bu nedenle seviyelerin elastik saçılma tesir kesitlerinin dolayısı ile dipol radyasyon kalınlıklarının tespitinde kullanılan spin-istatistiksel faktörün ($g = \frac{2J_0 + 1}{2J + 1}$) belirlenmesi de zorlaşır. Bu nedenle tek-A'lı çekirdeklerde seviyelerin radyasyon kalınlıkları istatistiksel faktörle çarpım biçiminde verilir [23,140,211].

NRF deneylerinde gözlenen dipol uyarılmalarının yorumlanmasında kritik öneme sahip olan diğer bir fiziksel büyüklük paritedir. Foton saçılma deneylerinde modelden bağımsız parite tayinleri iki yolla yapılmaktadır [207,211]:

- a. Deneyde lineer olarak kutuplanmış fotonlar kullanılarak ($\vec{\gamma}, \gamma'$),
- b. Compton Polarimetreleri yardımıyla saçılan fotonların lineer kutuplanması ölçülerek ($\gamma, \vec{\gamma}'$).

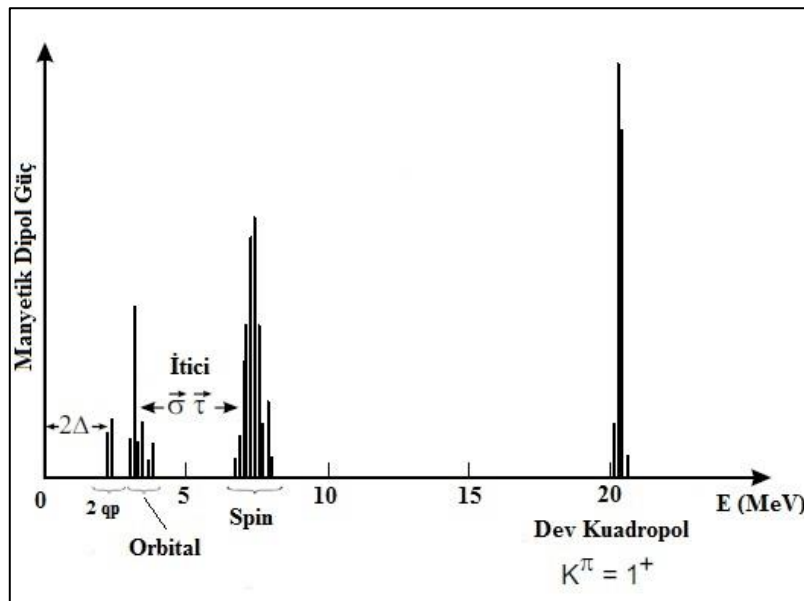
Tek kütleli çekirdeklerde deneysel olarak karşılaşılan diğer bir zorluk ise paritenin belirlenmesinde ortaya çıkar. Açısal dağılımdaki anizotropik yapı polarizasyon ölçümlerinde parite tayinini olanaksız kılmaktadır [23,140,211]. Bunun sonucu olarak tek çekirdeklerde M1 ve E1 spektrumu birbirinden ayrılamaz. Deneysel

verilerin teoriyle karşılaştırılmasında deneyde gözlenen tüm taban durum geçişlerinin $M1$ karakterli oldukları kabul edilir [23].

2.2. Manyetik Dipol Uyarılmaları

Atomik çekirdek içerisinde hareket eden nükleonlar spin ve yörünge açısal momentumlarından dolayı manyetizma üretirler. Belirli kütle bölgelerinde (özellikle kapalı kabuklar arasında) yörüngesel manyetizma nükleonlar arasında kolektif etkileşmelerin ortaya çıkmasına neden olmaktadır. Tüm nükleonların birlikteliği ile oluşan bu etkileşmeler kolektif modları meydana getirirler. Düşük enerjilerde elektromanyetik geçişler sonucu oluşan manyetik dipol uyarılmaları en iyi bilinen kolektif modlardandır [125].

İyi deforme olmuş (periyodik tablonun nadir toprak ve aktinit bölgesinde bulunan) çekirdekler büyük kuadropol momentleri, zengin dönme spektrumları ve kararlı deformasyon parametreleriyle hem deneysel hem de teorik çalışmaların merkezinde yer almaktadır [115]. Bu bölgede yer alan çift-çift deforme çekirdeklerde gözlenen manyetik dipol uyarılmalarını, enerji spektrumunu dört farklı bölgeye ayırarak incelemek mümkündür [125]:

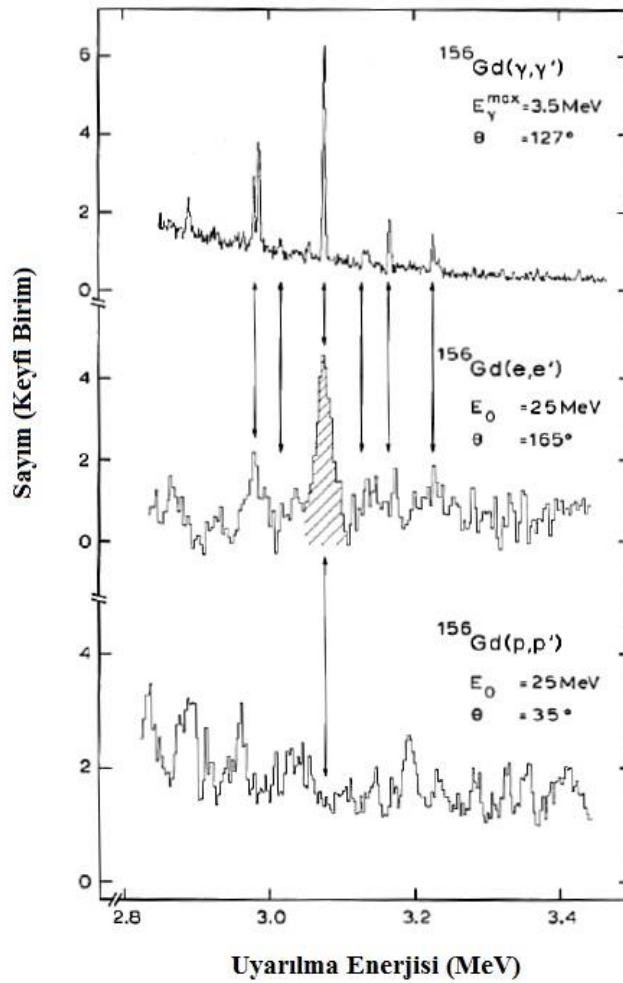


Şekil 2.3. Çift-çift deforme çekirdeklerde manyetik dipol güç dağılımının şematik gösterimi [125,212].

- a. Δ çiftlenim aralığının (gap) yaklaşık olarak iki katına tekabül eden uyarılma enerjilerinde (2–2.5 MeV civarında) spin ve paritesi $I^\pi=1^+$ olan iki-kuaziparçacık (2-qp) uyarılmaları ortaya çıkmaktadır [125],
- b. 3 MeV civarındaki uyarılma enerjilerinde farklı kuaziparçacık çiftleri tarafından oluşturulan ve makas mod olarak adlandırılan orbital karakterli manyetik dipol uyarılmaları görülür [125],
- c. 6–8 MeV enerji aralığında belirli kapalı kabuklara karşı parçacık-boşluk (p-h) titreşimlerinin sonucu olarak ortaya çıkan spin karakterli Gamow-Teller dev rezonansları görülür. Ayrıca efektif rezidual nükleon-nükleon etkileşmesinin $\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j \cdot \vec{\tau}_i$ itici kısmı 2–4 MeV aralığındaki düşük enerjili iki kuaziparçacık seviyelerine ait spin uyarılma gücünü 6–8 MeV enerji bölgesi civarında toplar. Bunun bir sonucu olarak bu enerji bölgesinde geniş yayılıma sahip, spin karakterli bir manyetik dipol gücü oluşur [125],
- d. 20 MeV civarındaki uyarılma enerjilerinde ise dev izovektör kuadrupol titreşimlerinin $K^\pi=1^+$ dalına ait uyarılmaların ortaya çıkması beklenir. $2 \hbar\omega$ konfigürasyonlarının üst üste binmesi ile mikroskobik olarak elde edilen, esasen makroskobik kolektif modeller ile çalışılan bu özel modun, dönen ve deformasyona sahip çekirdeklerde görülmesi umulur. Ancak gerek yüksek enerjilerde ortaya çıkması, gerekse de manyetik dipol operatörünün radyal bağımlılığının olmaması nedeniyle spektrumdaki böyle bir seviyenin açık olarak gözlenebilmesi çok zordur [125].

Bu kolektif modlar içerisinde düşük enerjili manyetik dipol uyarılmaları (makas mod) nükleer yapı fiziğinde önemli bir yere sahiptir. Aslında düşük enerjili kolektif modların var olabileceği deneysel keşfinden çok önceleri Bohr-Mottelson (1969) modeli çerçevesinde ortaya koyulmuştur [196]. 1972 yılında Gabrokov vd. tarafından yapılan araştırma spin-spin etkileşmelerinin deforme çekirdeklerde manyetik dipol uyarılmaları için önemini göstermiştir [6]. Birkaç yıl sonra hemen hemen aynı tarihlerde ama birbirinden bağımsız olarak Hilton (1976) [7], Suziki ve Rowe (1977) [8] ve Lo Iudice ve Palumbo (1978) [9] tarafından Bohr Mottelson'un

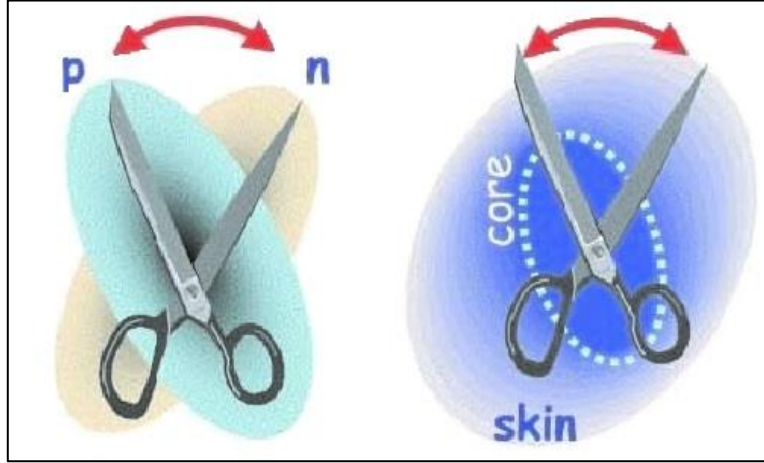
kolektif modeline yeni bir ilave önerilmiştir. Bu yeni yaklaşımda çekirdek geometrik iki rotor modeli (Two Rotor Model, TRM) çerçevesinde ele alınmıştır. Bu modelde proton sisteminin nötron sistemine karşı yaptığı dönme titreşimleri düşük enerjili kolektif bir manyetik dipol mod oluşturmaktadır [9]. Tüm bu teorik öngörüler, bu modun varlığını araştırmak üzere Darmstadt Linear Hızlandırıcısında yüksek çözünürlüklü inelastik elektron saçılma deneylerinin oluşturulmasına zemin hazırlamıştır. Pek çok deneysel girişim sonucunda 1984 yılında makas mod uyarılmaları iyi deforme ^{156}Gd çekirdeğinde ilk kez gözlenmiştir (Şekil 2.4) [2].



Şekil 2.4. ^{156}Gd çekirdeği için farklı deneysel teknikler ile makas modun araştırılması. Yüksek çözünürlüklü NRF deneyi sonuçları (üstteki grafik), inelastik elektron saçılma deneyi sonuçları (ortadaki grafik) ve inelastik proton saçılma deneyi sonuçları (alttaki grafik) [125,212].

Geometrik pencereden bakıldığında makas mod, deforme proton sisteminin deforme nötron sistemine karşı yaptığı çapraz titreşimler olarak düşünülebilir [3-5]. Bu

titreşimler bir makasın bıçaklarını andırdığı için makas mod olarak adlandırılır (Şekil 2.5) [5].



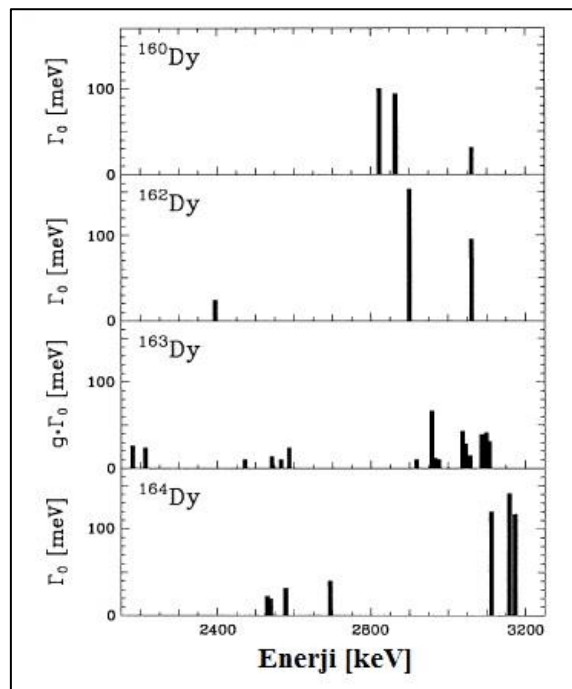
Şekil 2.5. Deforme çift-çift çekirdeklerde makas mod uyarılmaları [125].

Günümüzde makas mod hafif çekirdeklerden (örneğin ^{46}Ti) başlayarak aktinitlere kadar (geçiş ve gama-soft çekirdekler de dahil olmak üzere) periyodik tablonun geniş bir bölgesinde yer alan sürekli deformasyona sahip kararlı izotoplar için gözlenmiştir [3,22]. Nadir toprak bölgesinde bulunan çift-çift kütleli deforme çekirdekler için yapılan deneysel araştırmalar makas modun bazı sistematik özelliklerini ortaya koymuştur:

- $\sum B(M1)$, toplam $M1$ gücü taban durum deformasyon parametresinin karesi (δ^2) ile orantılıdır [15,18,26,125],
- Uyarılma güç dağılımının merkezi 3 MeV civarına yerleşmiştir [3,125],
- Taban durumdan $I^\pi=1^+$ uyarılma durumuna geçiş için toplam $M1$ gücü $\sum B(M1) \approx 3 \mu_N^2$ 'dir [3,125],
- Tek bir seviyeye geçiş için manyetik dipol güç en fazla $1.5 \mu_N^2$ olabilir [3,125],
- Geçişlerde $M1$ operatörünün orbital kısmı baskındır [3,125]

2.2.1. Tek kütle numaralı çekirdeklerde makas mod uyarılmaları

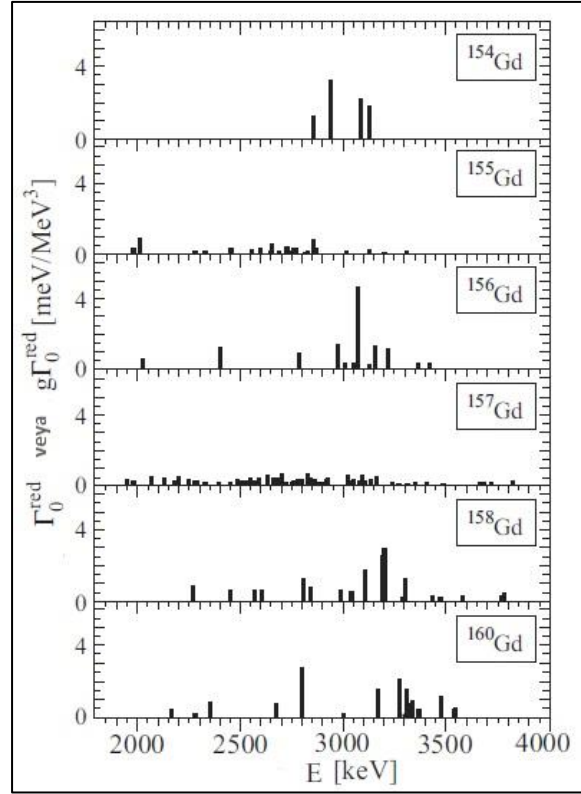
Çift kütleli çekirdeklerde makas mod olarak adlandırılan düşük enerjili ve orbital karakterli manyetik dipol uyarılmalarının açıklanmasında varılan bu noktada ortaya çıkan soru tek kütleli çekirdeklerde makas modun gözlenip gözlenemeyeceği olmuştur. Tek kütle numaralı çekirdeklerde makas modun araştırılmasına yönelik ilk deneysel çalışma ^{165}Ho çekirdeğinde, 1.3–2.5 MeV enerji aralığında yapılan foton saçılma deneyidir [132]. Kullanılan fotonların uç nokta enerjisinin kısmen düşük olmasından dolayı 2.4 MeV enerjisinin üzerinde $M1$ uyarılmalarının varlığına dair net bir kanıt bulunamamıştır [132]. Tek kütle numaralı çekirdeklerde makas modun varlığına işaret eden ilk bulgular 1993 yılında Bauske vd. tarafından tek nötronlu ^{163}Dy çekirdeği ile yapılan NRF deneyi sonucunda elde edilmiştir (Şekil 2.6) [133]. 1.9–3.2 MeV enerji aralığında gerçekleştirilen bu çalışmada 3 MeV uyarılma enerjisi civarında toplanan $M1$ uyarılmaları gözlenmiş ve bu yerleşimin çift kütle numaralı $^{162-164}\text{Dy}$ izotoplarının $M1$ güç dağılımları ile örtüştüğü belirlenmiştir [133]. Bu gelişmenin ardından 1990'lı yılların sonuna kadar nadir toprak deforme bölgesinde bulunan tek kütleli pek çok çekirdeğin düşük enerjili manyetik dipol uyarılmaları deneysel olarak incelenmiştir.



Şekil 2.6. ^{163}Dy çekirdeğinde deneysel olarak elde edilen dipol güç dağılımının komşu çift-çift Dy izotoplarında gözlenen dipol güç dağılımları ile karşılaştırılması [133].

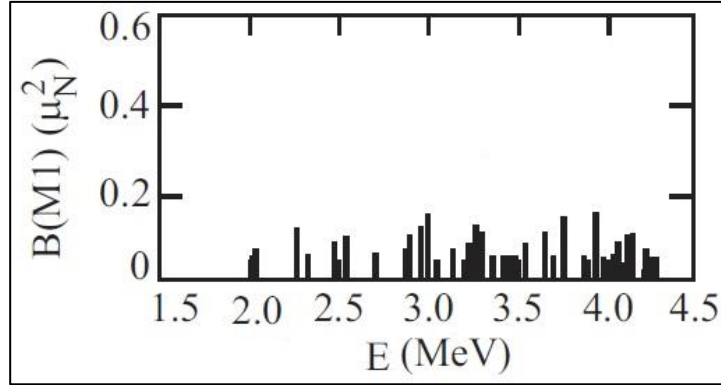
1995 yılında Margraf vd. tarafından yapılan çalışmada ^{161}Dy ve ^{157}Gd çekirdeklerinde makas mod uyarılmaları NRF metodu kullanılarak araştırılmıştır. Çalışma Stuttgart'da (Almanya) bulunan Dynamitron hızlandırıcısında gerçekleştirilmiştir [23]. Deneyden elde edilen sonuçlar ^{161}Dy çekirdeğindeki $M1$ gücünün ^{163}Dy çekirdeğindeki $M1$ gücüne kıyasla daha fazla parçalandığını göstermektedir. Ayrıca ^{161}Dy çekirdeğindeki $M1$ güç dağılımının merkezi düşük enerji bölgesine kaymıştır. Bununla birlikte 2.5 MeV ve 3 MeV civarında gruplaşmış olan uyarılmaların enerji ve güçleri bilinen makas mod sistematiği ile uyumaktadır [23]. Aynı çalışmada ^{157}Gd için elde edilen sonuçlar incelendiğinde dipol güç dağılımının ^{161}Dy ve ^{163}Dy çekirdeklerinde gözlenen dipol dağılımlarından oldukça farklı olduğu görülmektedir. ^{157}Gd çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığında gözlenen toplam dipol güç 90'nın üzerinde geçişe dağılmış durumdadır. Ayrıca ^{157}Gd çekirdeğindeki toplam manyetik dipol güç ^{161}Dy ve ^{163}Dy çekirdeklerinde gözlenenin aksine komşu çift kütleli Gd izotoplarındaki toplam manyetik dipol gücünden fazladır [23] (Şekil 2.7). ^{161}Dy ve ^{163}Dy çekirdekleri ile karşılaştırıldığında ^{157}Gd çekirdeğinde gözlenen tamamen farklı bu davranış, uyarılmış seviyelerin farklı düşük enerjili kolektif bantlara bozunma olasılıkları ile açıklanamayacak kadar karmaşıktır [23].

1996 yılında A. Nord vd. tarafından Stuttgart'da (Almanya) bulunan Dynamitron hızlandırıcısında NRF metodu kullanılarak yapılan çalışmada ^{155}Gd ve ^{159}Tb çekirdeklerinde makas mod uyarılmaları araştırılmıştır [136]. ^{155}Gd çekirdeğinin dipol uyarılmaları ^{161}Dy ve ^{163}Dy çekirdeklerine oranla oldukça fazla sayıda parçalanma göstermesine rağmen, ^{157}Gd çekirdeğinde gözlenen parçalanmadan azdır. ^{155}Gd çekirdeği için belirlenen toplam manyetik dipol gücü şimdiye kadar incelenen diğer tüm tek kütle numaralı çekirdeklerde ($^{161,163}\text{Dy}$ ve ^{157}Gd) gözlenen toplam manyetik dipol gücünden küçüktür [136]. Aynı çalışmada ^{159}Tb çekirdeği için gözlenen manyetik dipol dağılımı $^{161,163}\text{Dy}$ ve $^{155,157}\text{Gd}$ çekirdeklerindeki manyetik dipol dağılımı ile karşılaştırıldığında orta seviyeli bir parçalanmadan söz edilebilir [136].



Şekil 2.7. $^{154,155,156,157,158,160}\text{Gd}$ izotopları için foton saçılma deneylerinde gözlenen dipol radyasyon kalınlıklarının dağılımları. Çift-çift çekirdekler için sadece $\Delta K = 1$ geçişleri verilmiştir [125,133]. Grafiğin sağındaki skala çift-çift çekirdekler için Γ_0^{red} ve tek çekirdekler için $g\Gamma_0^{\text{red}}$ birimlerindedir.

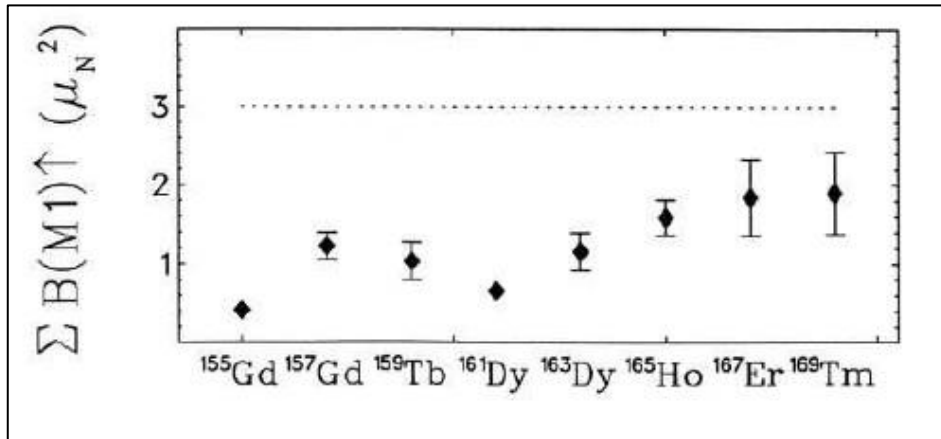
1996 yılında Schlegel vd. tarafından Darmstadt'da (Almanya) bulunan S-DALINAC lineer elektron hızlandırıcısında 1.9–4.3 MeV uyarılma enerjisi aralığında gerçekleştirilen ^{167}Er (γ, γ') reaksiyonu beklenmedik sonuçlar vermiştir (Şekil 2.8) [138]. Çalışmada 2.5 MeV enerjisi üzerinde gözlenen makas mod olarak atfettiğimiz toplam manyetik dipol güç $\sum B(M1) = 3.14 \pm 1.12 \mu_N^2$ değerine ulaşmıştır ki elde edilen bu sonuç şimdiye kadar diğer tek kütle numaralı çekirdekler için rapor edilen toplam manyetik dipol güçlerinden yaklaşık üç kat daha büyüktür [138]. Ayrıca çalışmada gözlenen toplam manyetik dipol güç nadir toprak bölgesi çift-çift kütleli çekirdeklerinin bilinen sistematiği ile uyuşmaktadır. ^{167}Er çekirdeği için elde edilen bu beklenmedik sonucun nedeni diğer tek kütle numaralı çekirdekler ile yapılan deneylerden farklı olarak bu deneyde 3.9 MeV uyarılma enerjisinin üzerine çıkılması olarak gösterilebilir [138].



Şekil 2.8. ^{167}Er çekirdeğinde deneysel olarak gözlenen $B(M1)$ dağılımı. Deneyde gözlenen tüm seviyelerin $M1$ karakterli olduğu kabul edilmiştir [139].

1997 yılında Helzberg vd. tarafından Stuttgart'da (Almanya) bulunan Dynamitron hızlandırıcısında ^{175}Lu çekirdeği ile gerçekleştirilen NRF deneyinde diğer tek kütle numaralı çekirdeklerdekine benzer biçimde 2.4–3.7 MeV enerji aralığında güçlü bir parçalanma tespit edilmiştir. 1.8 MeV uyarılma enerjisi üzerindeki toplam manyetik dipol gücü $\sum B(M1) = 2.123 \pm 0.88 \mu_N^2$ olarak belirlenmiştir [139].

Buraya kadar elde edilen deneysel veriler bir araya getirildiğinde ^{155}Gd 'dan başlayıp daha ağır çekirdeklere doğru gidildikçe 2.5–3.7 MeV enerji aralığındaki toplam $M1$ gücünün genel olarak arttığını söylemek mümkündür (Şekil 2.9) [213].



Şekil 2.9. Tek kütle numaralı nadir toprak deforme çekirdeklerinde deneysel olarak gözlenen toplam manyetik dipol gücünün dağılımı [213].

Scheck vd. 2007 yılında yaptıkları NRF deneyinde nadir toprak bölgesinin başlangıcında yer alan kararlı ^{139}La ve ^{141}Pr çekirdeklerinde düşük enerjili dipol

uyarılmalarını araştırmışlardır. Çalışmada 2–4 MeV enerji aralığında gözlenen tüm seviyelerin $M1$ geçişi oldukları kabul edilirse ^{139}La ve ^{141}Pr çekirdekleri için toplam $M1$ güçleri sırası ile $\sum B(M1) = 0.91 \pm 0.11 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1) = 1.213 \pm 0.17 \mu_N^2$ 'dir.

Deneysel çalışmalar sadece nadir toprak bölgesi elementleri ile sınırlı kalmamıştır. 1998 yılında Wolpert vd. Stuttgart'da (Almanya) bulunan Dynamitron hızlandırıcısında periyodik tablonun geçiş metalleri bölgesinde yer alan ^{181}Ta deforme çekirdeğinin düşük enerjili dipol uyarılmalarını araştırmışlardır. Çalışmada ^{181}Ta çekirdeğinin 1.8–4 MeV uyarılma enerji aralığında toplam indirgenmiş dipol radyasyon kalınlığı $\sum g\Gamma_0^{red} = 14.61 \pm 2.18 \text{ meV MeV}^{-3}$ olarak belirlenmiştir. Bu aralıktaki tüm geçişlerin $M1$ karakterli olduğu kabul edilirse bu dipol kalınlığı $\sum B(M1) = 1.29 \pm 0.19 \mu_N^2$ toplam manyetik dipol gücüne karşılık gelecektir. Bu toplam güç komşu çift kütle numaralı ^{180}Hf çekirdeğinde gözlenen değerden yaklaşık üç kat kadar daha küçüktür [140].

Diğer bir çalışmada Besserer vd. (1997) tarafından Stuttgart'da (Almanya) bulunan Dynamitron hızlandırıcısında periyodik tablonun alkali metal grubunda yer alan ^{133}Cs çekirdeğinin düşük enerjili dipol uyarılmaları araştırılmıştır. Çalışmada 2.3–3.7 MeV aralığında 22 adet dipol uyarılması gözlenmiştir. ^{133}Cs çekirdeğinde $M1$ spektrumundaki parçalanmanın komşu gama soft ^{134}Ba çift kütleli çekirdeğine göre daha fazla olduğu belirlenmiştir. Ancak ^{133}Cs çekirdeğinde 2-4 MeV aralığındaki toplam $M1$ gücü ^{134}Ba çift kütleli çekirdeğindeki toplam güçten oldukça küçüktür. ^{134}Ba çekirdeği için 2.5–3.5 MeV makas mod enerji aralığındaki $M1$ karakterli dipol geçişlerinin güçleri toplamı $\sum B(M1) \uparrow = 0.56 \pm 0.04 \mu_N^2$ 'dir ve $\sum g\Gamma_0^{red} = 6.5 \pm 0.5 \text{ meV/MeV}^3$ toplam indirgenmiş dipol radyasyon kalınlığına karşılık gelmektedir ki bu değer ^{133}Cs için 2–3.2 MeV aralığında belirlenen $\sum g\Gamma_0^{red} = 2.0 \pm 0.3 \text{ meV MeV}^{-3}$ toplam indirgenmiş dipol radyasyon kalınlığının yaklaşık üç katıdır [141].

Yevetska vd. 2010 yılında Darmstadt'ta (Almanya) bulunan S-DALINAC hızlandırıcısındaki NRF deney seti ile aktinit bölgesinde bulunan ^{235}U çekirdeğinin

düşük enerjili dipol uyarılmalarını araştırmışlardır. Deneyde 3.5 MeV ve 4.4 MeV uç nokta enerjilerine sahip Bremsstrahlung fotonları kullanılmıştır. Çalışmada gözlenen dipol seviyelerinin tümünün $M1$ geçişi olduğu kabul edilirse 1.6–2.1 MeV enerji aralığındaki toplam manyetik dipol geçiş ihtimali $\sum B(M1) \uparrow = 0.553 \pm 0.1 \mu_N^2$ 'dir [142].

Yukarıda özetlediğimiz ve periyodik tablonun farklı bölgelerinde gerçekleştirilen deneylerde gözlenen sonuçlara göre:

- a. Tek-A'lı çekirdeklerdeki $M1$ spektrumu komşu çift-çift kütleli çekirdeklerdekinden çok daha fazla parçalanmıştır [213],
- b. Gözlenen tüm seviyelerin $M1$ geçişi oldukları kabul edilse bile toplam $M1$ gücü çift-çift kütleli komşu çekirdekler için elde edilen toplam $M1$ gücünden (nadir toprak bölgesi çekirdekleri için $\approx 3 \mu_N^2$) yaklaşık 2–3 defa daha küçüktür [213]. Oysa teorik öngörüler tek çekirdekteki toplam $M1$ gücünün komşu çift-çift çekirdekteki toplam $M1$ gücü ile kıyaslanabilir büyüklükte olması gerektiğini göstermektedir [143-146,197-199]. Bu ilişki toplam kuralı yaklaşımları ile de açıkça belirtilmiştir [147].

Bu noktada iki soru ortaya çıkar: bu fark yeni bir nükleer yapı özelliği sonucu mu oluştu? Yoksa $M1$ gücünün önemli bir kısmı deney esnasında dedekte mi edilemedi [213]?

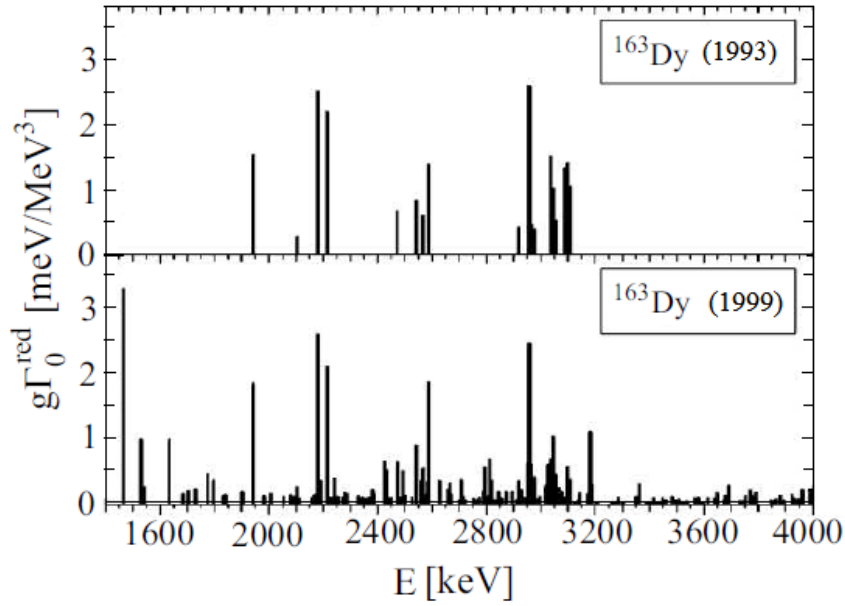
Kayıp olan dipol gücünün önemli bir kısmının seviye yoğunluğu nedeni ile arka-plan (background) sürekliliği içerisinde kaybolmuş olabileceği dalgalanma analizi (fluctuation analysis) adı verilen istatistiksel bir yöntem kullanılarak gösterilmiştir [213,214]. Bu analiz yönteminde ele alınan tek kütle numaralı çekirdeğin kayıp $M1$ gücü komşu çift-çift kütleli çekirdeğin deneysel olarak belirlenmiş $M1$ ve $E1$ güçlerinden yola çıkarak Monte Carlo modellemeleri ile tahmin edilmektedir [213]. Bu metodun temeli olasılık dağılımlarına dayanmasına rağmen deneyde elde edilen sonuçların toplam kuralları ile karşılaştırılmasının istendiği durumlarda bilgi vericidir [137]. Ancak kayıp dipol gücünü tam olarak açıklayabildiği söylenemez

[135,137,213,214]. Ayrıca istatistiksel yaklaşımın başarısı deneyde belirlenen seviye yapısının değişmesini gerekli kılmaktadır [137].

Kayıp dipol güç ile ilgili diğer bir olasılık makas mod uyarılmalarının tek kütleli çekirdeklerde yüksek enerjilere kaymış olabileceği fikridir. Schlegel vd. (1996) tarafından gerçekleştirilen NRF deneyinde ^{167}Er için 3.5–4.3 MeV aralığında önemli sayıda dipol geçişine rastlanması bu fikrin ortaya çıkmasına neden olmuştur [138]. Bu sonuç tek-A'lı çekirdeklerde makas modun yüksek enerjileri de kapsayacak biçimde geniş bir enerji aralığında araştırılması gerektiğini göstermektedir. 1999 yılında Huxel vd. tarafından Darmstadt'da (Almanya) bulunan S-DALINAC lineer elektron hızlandırıcısında tek protonlu ^{165}Ho ve ^{169}Tm çekirdekleri ile (γ, γ') reaksiyonları gerçekleştirilmiştir [137]. Çalışmada ^{165}Ho ve ^{169}Tm çekirdekleri için sırası ile 5 MeV ve 7 MeV uç nokta enerjilerine sahip foton demetleri kullanılarak yüksek uyarılma enerjilerindeki muhtemel dipol uyarılmalarının da araştırılması amaçlanmıştır [137]. Çalışma sonucunda elde edilen veriler diğer tek kütle numaralı çekirdekler için gerçekleştirilen deneylerin sonuçlarına benzer biçimde $B(M1) < 0.1 \mu_N^2$ ile karakterize edilen güçlü bir parçalanma göstermektedir. Kuvvetli geçişler makas modun beklendiği 2.5 ve 4 MeV enerji aralığına yerleşmiştir. Bu enerji aralığında ^{165}Ho için 35, ^{169}Tm için ise 53 seviye gözlenmiştir. Tüm uyarımlara ait güçler toplandığında ^{165}Ho ve ^{169}Tm çekirdekleri için toplam indirgenmiş dipol radyasyon kalınlıkları sırası ile $\sum g\Gamma_0^{red} = 17.8 (27) \text{ meV MeV}^{-3}$ ve $\sum g\Gamma_0^{red} = 24.8 (73) \text{ meV MeV}^{-3}$ olarak bulunur. Eğer tüm geçişlerin M1 karakterli oldukları kabul edilirse bu genişlikler sırası ile $\sum B(M1) = 1.54 \text{ } 0.23 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1) = 2.15 \text{ } 0.63 \mu_N^2$ toplam manyetik dipol güçlerine karşılık gelecektir [137]. Bu değerler tek kütle numaralı Gd ve Dy çekirdeklerinde gözlenen değerlerden büyük olmasına rağmen hala komşu çift-çift çekirdeklerdekinin altındadır [137]. 4 MeV'in üzerindeki enerjilerde sadece birkaç güçlü uyarılma tespit edilmiştir. Ancak ne ^{165}Ho ne de ^{169}Tm çekirdeğinde 4 MeV üzerindeki enerjilerde ^{167}Er çekirdeği için rapor edilene benzer bir dipol dağılımına rastlanmamıştır [137].

Diğer taraftan tek kütle numaralı çekirdeklerde seviye yoğunluğunun büyüklüğünden dolayı dipol güç çok sayıda küçük seviyeye dağılmış olabilir ve bu seviyeler büyük ihtimalle deney duyarlılık limitinin altında olduğundan tespit edilemiyor olabilir

[135]. Duyarlılığı artırılmış NRF deneylerinde daha önce incelenen ^{163}Dy ve ^{165}Ho çekirdekleri tekrar incelenmiş olup elde edilen sonuçlar bu düşüncüyü destekler niteliktedir [135,137]. 2003 yılında A. Nord vd. tarafından Stuttgart'da (Almanya) bulunan Dynamitron hızlandırıcısında ^{163}Dy için yinelenen deneyde 4 MeV'e kadar olan enerjilerde 161 tane seviye olduğu tespit edilmiştir. 2–4 MeV enerji bölgesindeki $\sum g\Gamma_0^{red} = 38.18 \pm 7.12 \text{ meV MeV}^{-3}$ toplam indirgenmiş radyasyon kalınlığı, bu aralıktaki tüm geçişlerin $M1$ uyarılması olduğu kabul edilirse $\sum B(M1) \uparrow \approx 3.30 \pm 0.62 \mu_N^2$ toplam manyetik dipol gücüne karşılık gelir. ^{163}Dy için bu deneyde elde edilen sonuçlar 1993 yılında Bauske vd. tarafından gerçekleştirilen deney sonuçları ile karşılaştırıldığında deneyin hassasiyetinin 1 merteye kadar artırılmasının çok sayıda zayıf geçişi görülebilir hale getirdiğini göstermektedir (Şekil 2.10). 1993 yılındaki deneyde ^{163}Dy için taban durumdan sadece 18 uyarılma tespit edilmesine rağmen, bu son deneyde gözlenen uyarılma sayısı 146'ya çıkmıştır. İlk deneyde gözlenen toplam indirgenmiş dipol radyasyon kalınlığı $\sum g\Gamma_0^{red} = 19 \pm 0.04 \text{ meV MeV}^{-3}$ bu yeni deney ile birlikte yaklaşık iki kat artarak $\sum g\Gamma_0^{red} = 38.18 \pm 7.12 \text{ meV MeV}^{-3}$ değerine ulaşmıştır. Bu çalışmada tekrar incelenen diğer bir çekirdek ^{165}Ho 'dur. Güncel $^{165}\text{Ho}(\gamma, \gamma')$ deneyinde hassasiyet daha önceki deneye göre 2–3 kat artırılmıştır. 4 MeV'in altındaki enerjilerde toplam 138 tane seviye belirlenmiştir. İlk deneyde belirlenen seviye sayısı ise yalnızca 52'dir. Bu deney ile toplam indirgenmiş dipol radyasyon kalınlığı ilk deneyde elde edilen $\sum g\Gamma_0^{red} = 27.2 \pm 3.8 \text{ meV MeV}^{-3}$ değerinden $\sum g\Gamma_0^{red} = 35.7 \pm 4.2 \text{ meV MeV}^{-3}$ değerine çıkmıştır. Toplam manyetik dipol güç ise $\sum B(M1) = 2.35 \pm 0.33 \mu_N^2$ 'den $\sum B(M1) = 3.08 \pm 0.36 \mu_N^2$ değerine yükselmiştir. Bu son çalışmalar göstermiştir ki çift çekirdekten tek çekirdeğe geçişte kaybolan toplam gücün bir kısmı deneysel koşullara bağlı olarak açıklanabilir [135].



Şekil 2.10. ^{163}Dy çekirdeğinde Bauske vd. [133] tarafından 1993 yılında gerçekleştirilen NRF deneyine ait sonuçların 1999 yılında Nord vd. [135] tarafından gerçekleştirilen duyarlılığı arttırılmış NRF deney sonuçları ile kıyaslanması.

Nord vd. tarafından 2003 yılında gerçekleştirilen deneyde ayrıca $^{151,153}\text{Eu}$ tek protonlu deforme çekirdeklerinin düşük enerjili dipol uyarılmaları da araştırılmıştır [135]. Deney sonucunda ^{151}Eu çekirdeği için 4 MeV'e kadar olan enerji bölgesinde 11 zayıf uyarılmaya rastlanmıştır. Bu çekirdek için 2–4 MeV enerji bölgesindeki toplam indirgenmiş radyasyon kalınlığı $\sum g\Gamma_0^{red} = 0.95 \pm 0.19 \text{ meV MeV}^{-3}$, tür ve tüm geçişlerim $M1$ karakterli oldukları kabul edilirse bu genişlik $\sum B(M1) = 0.082 \pm 0.017 \mu_N^2$ gibi küçük bir toplam manyetik dipol gücüne karşılık gelir. ^{153}Eu çekirdeği için 2–4 MeV enerji aralığında belirlenen toplam indirgenmiş radyasyon kalınlığı $\sum g\Gamma_0^{red} = 3.55 \pm 0.53 \text{ meV MeV}^{-3}$, ^{151}Eu çekirdeği için gözlenenenden büyüktür. Bununla birlikte 2–4 MeV aralığındaki tüm uyarılmaların $M1$ geçişi olduğu varsayıldığında elde edilen $B(M1) \uparrow = 0.307 \pm 0.046 \mu_N^2$ toplam manyetik dipol gücü hala nadir toprak bölgesi çift-çift çekirdeklerinde gözlenen değerden yaklaşık 2 defa daha küçüktür.

BÖLÜM 3. ÇEKİRDEK MODELLERİ

Teorik nükleer fizik çalışmalarının en temel amacı çekirdeğin yapısını anlamaktır. Çekirdek gibi karmaşık yapıya sahip dinamik bir sistemin tüm serbestlik derecelerinin davranışlarının incelenmesi karışık bir matematiksel işlem gerektirir. Bu nedenle nükleer bilimciler çekirdek yapısının incelenmesinde matematiksel işlemleri basitleştiren modellerden yararlanırlar. Ancak çekirdekteki nükleonlar arası kuvvetlerin yapısı tam olarak bilinmediğinden, çekirdeğin tüm özelliklerini eksiksiz açıklayan genel bir nükleer model bulunmamaktadır. Her bir model tüm nükleer problemin yalnızca belli bir yönü ile ilgilenir.

3.1. Tek Parçacık Kabuk Modeli (Bağımsız Parçacıklar Modeli)

Nükleon-çekirdek saçılma deneyleri çekirdeklerde de atomdakine benzer kabuk yapılarının varlığını ve dolu kabuklara karşılık gelen sihirli sayıların 2, 8, 20, 28, 50, 82,..... olduğunu ortaya koymaktadır. Tek parçacık (kabuk) modeli üzerine kurulan atom teorisinin, atom yapısının karmaşık ayrıntılarını açıklamaktaki büyük başarısı aynı teorisinin çekirdek yapısına uygulanabilirliği üzerinde durulmasına neden olmuştur. Ancak bu modeli nükleer yapıya uyguladığımızda bazı zorluklar ile karşılaşmaktayız. Atomik durumda potansiyel çekirdeğin Coulomb alanı ile sağlanır, Schrödinger denklemi bu potansiyel için çözüldüğünde elektronların yerleşebileceği kabukların enerjileri kolaylıkla hesaplanabilir. Ancak çekirdekte böyle bir dış potansiyel yoktur [215]. Kabuk modelinin çekirdeğe uygulanmasında karşılaşılan bu zorluk Hartree-Fock (HF) metodu ile aşılmıştır. Hartree-Fock metodu iki nükleon arasındaki etkileşim kuvvetinin bir potansiyele neden olabileceğini ve bu şekilde etkileşen bütün nükleonların çekirdekte ortalama bir potansiyel alanı oluşturabileceğini matematiksel olarak göstermiştir. Buna göre nükleer tek parçacık

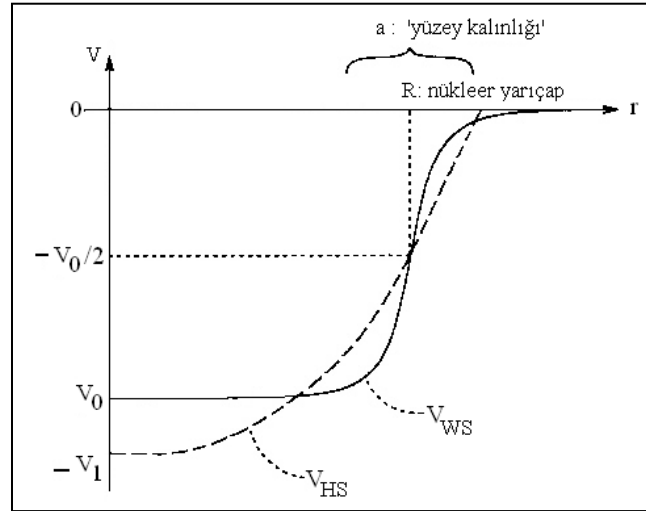
modelde çekirdek içerisindeki nükleonlar, ortalama bir potansiyel alan içinde birbirinden bağımsız olarak hareket ederler [216].

Tek parçacık modele göre nötron veya proton sayısı sihirli sayıya tekabül eden çekirdeklerin küresel bir simetriye sahip olduğu bilinmektedir. Nötron ve proton sayısı sihirli sayılardan uzaklaştıkça çekirdeğin küresel simetrisi bozular. Bu tür çekirdeklere “eksenel simetrik deforme çekirdekler” denir [154]. Küresel ve deforme çekirdeklere tek parçacık durumlarının sınıflandırılması seçilen ortalama alan potansiyelinin simetrisine bağlıdır. Bu nedenle modelin önemli aşamalarından biri doğru ve uygun potansiyelin seçimidir [216].

Küresel çekirdeklere ortalama alan potansiyeli olarak başlangıçta kare kuyu ve harmonik titreşici potansiyelleri kullanılmıştır. Çekirdekten nükleonların saçılma deneyleri hafif çekirdekler için harmonik titreşici, ağır çekirdekler için ise kare kuyu potansiyelinin daha uygun olacağına dair kanıtlar sunmaktaydı. Ancak bu iki potansiyelin kullanılması sonucu elde edilen sonuçlar ilk üçü hariç deneysel olarak gözlenen sihirli sayıları açıklamaktan uzaktır [154]. Alt kabuklara yarılmaların açıklanabilmesi için potansiyele yeni bir etkileşimin eklenmesi gerektiği 1940’lardaki pek çok başarısız denemenin ardından anlaşılmıştır. 1949’da Mayer, Haxel, Suess ve Jensen tarafından ortalama alan potansiyeline spin-yörünge etkileşmesi eklenmesinin alt kabuklardaki yarılmaları tam olarak vereceği gösterilmiştir [215].

Seçilen potansiyelin uygunluğu, çekirdek yüzey kalınlığının doğru tasvirine ve sonlu derinlikli olmasına bağlıdır. Gerçekte uygun ortalama potansiyelin çekirdek içerisinde nükleer madde dağılımına benzer olması istenir. Bu nedenle modeli geliştirmek için seçilecek gerçekçi nükleer potansiyel sonlu olmalı, sonlu yüzey kalınlığına (nükleer yoğunluğa benzer) sahip olmalı ve radyal bağımlılık kare kuyu ile harmonik titreşici arasında olmalıdır. Böyle bir potansiyelin parametreleri optiksel potansiyelin reel kısmından saçılma reaksiyonları sonucu belirlenebilir. Çekirdek içerisinde nötron ve protonların deneyde gözlenen dağılımını çekirdek yüzey davranışlarına uygun bir biçimde ifade eden en gerçekçi potansiyel Woods-Saxon

ortalama alan potansiyelidir [154,215]. Bundan dolayı çekirdek ortalama alan potansiyelinin analitik formu genellikle Woods-Saxon potansiyeli gibi seçilir. Woods-Saxon ve harmonik titreşici potansiyelleri Şekil 3.1’de karşılaştırılmıştır.



Şekil 3.1. Woods-Saxon (WS) (kalın düz çizgi) ve Harmonik Salıncı (HS) (kesikli çizgi) potansiyellerinin karşılaştırılması. Yarıçap R_0 , potansiyel ise V_0 birimlerindedir [154].

Woods-Saxon potansiyeli sonlu derinlikte ve küresel simetriktir. Şekil 3.1’de verilen a yüzey kalınlığı potansiyelin %90’dan %10’a indiği aralıktır. Nükleer yarıçap R ise potansiyelin merkezden iki defa uzaklaştığı mesafedir. Bu potansiyelin yüzey etrafındaki kısmı saçılma reaksiyonları için çok önemlidir ve çekirdek içindeki nükleonların yoğunluk dağılımını çok iyi ifade etmektedir. Woods-Saxon potansiyeli çekirdek dışında üstel (eksponansiyel) olarak sıfıra gider (Şekil 3.1). Potansiyel iki kısımdan oluşur. Birinci kısım nükleonların ürettiği izoskaler ve izovektör ortalama alan potansiyelidir:

$$V(r) = -\frac{V_0^r}{1 + \exp((r - R_0)/a)} \quad (3.1)$$

ikinci kısım ise spin-orbital potansiyelidir:

$$V_{ls}(r) = -\xi \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \quad (ls) \quad (3.2)$$

(3.1) ifadesinde

$$V_0^\tau = V_0 + V_1^\tau \quad (3.3)$$

ile verilir. Burada,

$$V_1^\tau = \tau_z \eta \frac{N-Z}{A} V_0 ; \quad \eta = \frac{V_1}{4V_0} \quad (3.4)$$

$$V_0(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp[(r - R_0)/a]} \quad (3.5)$$

şeklinindedir. Kullanılan Woods-Saxon potansiyelinin izovektör (V_I) kısmından dolayı nötron ve proton sistemlerinin derinliği birbirinden farklıdır:

$$V_0^N = V_0(r) \left[1 - 0.63 \frac{N-Z}{A} \right] \quad \text{ve} \quad V_0^Z = V_0(r) \left[1 + 0.63 \frac{N-Z}{A} \right] \quad (3.6)$$

Burada $V_0 = 53 \text{ MeV}$, $R_0 = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1.24 \times 10^{-13} \text{ cm}$, yüzey kalınlığı $a = 0.63 \times 10^{-13} \text{ cm}$, spin-yörünge etkileşme parametresi $\xi = 0.263 \times [1 + 2(N-Z/A)] (10^{-13} \text{ cm})^2$, dir [159].

Proton seviyeleri hesaplanırken (3.1) ve (3.2) potansiyel ifadelerine Coulomb potansiyelinin de eklenmesi gerekmektedir. Yüzeyin etkisi ihmal edilirse Coulomb potansiyeli aşağıdaki şekilde yazılır [154]:

$$V_c(r) = \frac{(Z-1)e^2}{r} \begin{cases} \frac{3r}{2R_0} - \frac{1}{2} (r/R_0)^3 & , \quad r \leq R_0 \\ 1 & , \quad r > R_0 \end{cases} \quad (3.7)$$

Küresel çekirdeklerin tek parçacık durumları enerji, parite, toplam açısal momentum J ve onun izdüşümü m tarafından karakterize edilir. Küresel çekirdekte m kuantum sayısına göre bir yozlaşma söz konusudur, diğer bir deyişle küresel simetriden dolayı farklı m değerlerine sahip olan haller aynı enerjiye sahiptirler [154]. Deforme çekirdekte ise eksenel simetrik ortalama potansiyelden dolayı J açısal momentum korunmamaktadır ve bunun sonucu olarak çekirdeğin tabaka yapısı bozulur ve her bir j -kabuğu seviyeleri $2j + 1$ sayıda seviyeye yarılr. Bu durumda eksenel simetriden dolayı J kuantum sayısının yalnız z bileşeni olan K kuantum sayısı korunur [115]. Bu nedenle eksenel simetrik deforme çekirdekte tek parçacık durumları enerji, parite ve toplam açısal momentumun nükleer simetri eksenindeki K izdüşümü ile karakterize edilir. Toplam açısal momentum (J) artık geçerli bir kuantum sayısı değildir [114,115]. Bu çekirdekte küresel simetri bozulduğundan, yeni bir potansiyelin tanımlanması gerekir. Deforme çekirdeklerin incelenmesinde ilk kullanılan modellerden biri anizotropik titreşim potansiyeli kullanılan Nilsson modelidir [206]. Bu modelde ortalama alan potansiyeli olarak harmonik anizotropik potansiyeli kullanılarak deforme çekirdeklerin tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları hesaplanmıştır. Bu modelin eksik yanlarından biri N ve $N \pm 2$ kuantum sayılarına sahip olan durumlar arasındaki etkileşmelerin katkılarının sayısal hesaplamalardaki zorluklardan dolayı ihmal edilmesidir. Deneyler büyük deformasyonlu çekirdekte N ve $N \pm 2$ titreşim kabukları arasındaki etkileşmelerin ihmal edilemeyeceğini göstermiştir. Bu model deforme çekirdekte elektromanyetik ve beta geçiş ihtimallerinin, kuadropol momentlerinin ve spinlerinin hesaplanmasında oldukça başarılı olmuştur. Fakat kullanılan potansiyelin sonsuz duvarlı olmasından dolayı belirli zorluklarla karşılaşılır. Bu zorlukların aşılması için son zamanlarda en yaygın kullanılan potansiyel deforme Woods-Saxon potansiyelidir [114]. Deforme Woods-Saxon potansiyeli:

$$V(r, \beta, \theta) = \frac{-V_0^{N,Z}}{1 + \exp\left\{\left(\frac{1}{a}\right)[r - R_0(1 + \beta Y_{20}(\theta))]\right\}} \quad (3.8)$$

$$V_{ls}(r, \beta, \theta) = 2\xi(\mathbf{p} \times \mathbf{s}) \text{grad}V(r, \beta, \theta) \quad (3.9)$$

olmak üzere iki terimden oluşur. Burada p çizgisel momentum, β deformasyon parametresidir. Diğer parametreler küresel Woods-Saxon potansiyelinde tanımlandığı şekildedir. $V_1(r) = \frac{(N-Z)^2}{A} T_z$ çekirdek simetri potansiyelinden, nötron ve protonlar için ortalama alan potansiyeline gelen katkı aşağıdaki gibidir:

$$V_1^n = \xi \frac{(N-Z)}{A} V_0(r) \quad \text{ve} \quad V_1^p = -\xi \frac{(N-Z)}{A} V_0(r) \quad (3.10)$$

Tek proton seviyeleri hesaplanırken (3.10) potansiyellerine,

$$V_C(r, \beta, \theta) = \frac{3(Z-1)e^2}{4\pi R_0^3} \int \frac{dr'}{|r-r'|} \left\{ 1 + \exp \left[\frac{r' - R_0(1 + \beta Y_{20}(\theta))}{a} \right] \right\}^{-1} \quad (3.11)$$

Coulomb potansiyel terimi de eklenir. Deforme çekirdekler için Woods-Saxon potansiyelini baz alan ilk sayısal hesaplamalar Soloviev (1976) tarafından yapılmıştır [154]. Deforme çekirdekleri ifade eden Woods-Saxon potansiyeli çerçevesinde elde edilen tek parçacık enerji orbitalleri ve daha geniş bilgiler Ref.[154]'te bulunabilir.

3.2. Birleşik Nükleer Model (Kolektif Model)

Aage Bohr ve Ben Mottelson tarafından ortaya atılan kolektif model, sıvı damlası modeli ve kabuk modelinin birleştirilmesi sonucu oluşmuş, başarılı sonuçlar veren bir modeldir [196]. Bu model ile kabuk modelinde görülen, çekirdeklerin manyetik ve kuadrupol momentlerini ve bazı çekirdeklerin uyarılmış enerji seviyelerini belirlemedeki eksiklikler giderilir [154,196].

Dolmamış kabuklardaki boşluk veya parçacıkların sayısı artığında küresel nükleer biçimin kararlılığı gittikçe azalır. Dış nükleonlar artık (residual) etkileşme vasıtasıyla etkileşir; nükleer etkileşme parçacıkların bağlantılı hareketi ile sonuçlanır ki bu hareket deformasyona neden olur. Kararlı deforme nükleer biçimin meydana gelme olasılığı, doldurulmamış kabuklardaki parçacıkların sayısının hızla artan bir fonksiyonudur. Sonuç olarak, doldurulmamış kabuklarda çok sayıda nötron ve

protona sahip çekirdekler küresel olmayan biçime yani elipsoit biçimine sahiptir. Böyle bir çift-çift çekirdeğin ilk 2^+ seviyeleri çok küçük enerjilidir ve 2^+ , 4^+ , 6^+ gibi seviyeler tüm çekirdeğin dönmesine uyan bir dönme bandı olarak yorumlanabilir. Bu özelliklere sahip olan çekirdeklere dönen (rotasyonel) çekirdekler denir [154,196].

Nükleonların bağlantılı hareketi sadece statik nükleer deformasyona sebep olmaz aynı zamanda diğer bazı kolektif özelliklerin de oluşmasına sebep olur. Deforme çekirdekler birçok parçacığın bu düzenli hareketinin bir sonucu olarak büyük kuadropol momentlere sahiptirler [154].

Çekirdeğin dönme ve titreşim spektrumunda gözlenen pek çok özellik genel fiziksel kabuller ve karşılık gelen simetri yasaları ile açıklanabilir. Bu özellikleri açıklayabilmek için nükleonlar arasındaki etkileşmenin detaylı bir biçimde anlaşılmasına gerek yoktur. Bu olgu birleşmiş nükleer modelde düşük enerjili uyarılmış seviyelerin fenomenolojik tasvirinde kullanılmaktadır. Birleşik nükleer model temel olarak iki varsayıma dayanır [154]:

- a. Dolmamış kabuklarında çok sayıda parçacık bulunan çekirdekler aksel simetrik elipsoit biçimine sahiptir. Uzayda elipsoidin yönelimi özel olarak tanımlanmış kolektif değişkenler yoluyla açıklanır [154].
- b. Bu varsayım kolektif hareketin adyabatikliği ile ilgilidir. Çekirdeklerin çok yavaş bir şekilde döndüğü ve böyle bir harekete her bir bağımsız nükleonun adyabatik olarak uyabildiği varsayılır. Adyabatiklik koşulu aşağıdaki şekilde ifade edilir [154]:

$$\omega_{dön.} \ll \omega_{tit.} \ll \omega_{iç} \quad (3.12)$$

Buna göre nükleer hareketler üç bağımsız moda ayrılabilir: nükleer titreşimler, iç hareket ve tüm çekirdeğin dönmesi [154].

Çekirdekdeki kolektif hareketlere verilebilecek en iyi örnek çekirdeğin dönmesi ve çekirdekdeki yüzey titreşimleridir. Birleşik nükleer modelin en önemli başarısı küresel olmayan (deforme) çekirdeklerde dönme seviyelerinin izahıdır. Ancak bu model deforme çekirdeklerin yüzey titreşimlerini tam olarak açıklamakta başarılı değildir. Bununla birlikte titreşim seviyelerinin sınıflandırılmasında, enerji ve geçiş olasılıkları ile ilgili toplam kurallarının çıkarılmasında bilgi vericidir [154].

Dönme durumlarına karşılık gelen dalga fonksiyonu, iç hareketin dalga fonksiyonu (ψ_K) ve dönme hareketinin dalga fonksiyonu $D(\theta_e)$ 'nin çarpımıdır:

$$\Psi_{MK}^I(\theta_e, K) = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left[D_{MK}^I(\theta_e) \psi_K(K+) + (-)^{I+K} D_{M-K}^I(\theta_e) \psi_K(K-) \right] \quad (3.13)$$

$D(\theta_e)$ genelleştirilmiş küresel fonksiyonları dönmeyi temsil ederken, (3.13)'te tanımlanan ψ_K dalga fonksiyonu ise titreşim seviyelerini ifade etmektedir. θ_e nükleer yönelimi açıklayan Euler açılarıdır. Deforme çekirdeklerde elektromanyetik geçiş olasılıkları hesaplanırken tam dalga fonksiyonu kullanılır. Çekirdekte dönme hareketi iç nükleon hareketine ek olarak bir elektromanyetik moment oluşturur. Bu durumda elektromanyetik multipol operatörü,

$$\Pi(\lambda\mu) = \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^{\lambda}(\theta) M(\lambda\mu) \quad (3.14)$$

ile ifade edilir. $\Pi(\lambda\mu)$, laboratuvar sistemindeki elektromanyetik geçiş operatörüdür. Laboratuvar sisteminde yapılan hesaplamaların karmaşık ve zor olmasından dolayı çekirdek ile bağlı sisteme geçiş yapılır. Bu sistemde geçiş operatörü $M(\lambda\mu)$ ile gösterilir. Deforme çekirdeklerde taban durumdan uyarılma durumlarına elektromanyetik geçişlerin indirgenmiş geçiş ihtimali aşağıdaki gibi verilir:

$$B(\lambda; I_0 K_0 \rightarrow IK) = \left| \langle \Psi_{MK}^I(\theta, K) | \Pi(\lambda\mu) | \Psi_{MK_0}^{I_0}(\theta, K_0) \rangle \right|^2 \quad (3.15)$$

(3.15) ifadesinde (3.13) dalga fonksiyonu ve (3.14) dönüşüm bağıntısını kullanarak elektromanyetik geçiş ihtimali aşağıdaki biçimde elde edilir:

$$B(\lambda; I_0 K_0 \rightarrow IK) = \left| \langle I_0 K_0 \lambda K - K_0 | IK \rangle \langle \varphi_K | M(\lambda, K - K_0) | \varphi_{K_0} \rangle + (-1)^{I_0 + K_0} \langle I_0 - K_0 \lambda K + K_0 | IK \rangle \langle \varphi_K | M(\lambda, K + K_0) | \varphi_{K_0} \rangle \right|^2 \quad (3.16)$$

Bu bağıntıdan yola çıkılarak bundan sonraki bölümlerde manyetik dipol geçişlerinin indirgenmiş geçiş ihtimalleri için temel ifadeler elde edilecektir.

3.3. Bağımsız Kuaziparçacıklar Modeli (Süperakışkan Model)

Süperakışkanlık teorisi ilk olarak 1957 yılında Barden, Cooper ve Schieffer tarafından bazı katı maddelerde görülen süperiletkenlik olayını açıklamak için geliştirilmiştir ve bu nedenle BCS teorisi olarak isimlendirilir [217]. Süperiletkenlik olayı, bazı maddelerin düşük sıcaklıklarda normal özelliklerinin aksine direncinin sıfır olmasıdır. Yani bu madde içerisinde elektronlar hiçbir engelle karşılaşmadan hareket ettikleri için kapalı bir tel boyunca enerjilerini kaybetmezler ve sonsuza dek sabit bir akım oluşturabilirler [218]. Süperiletkenlik teorisine (BCS) göre süperiletken metal içerisindeki elektronlar taban durumda Fermi yüzeyi civarında çok zayıf bir çekim kuvveti ile çiftler (Cooper çiftleri) oluştururlar. BCS teorisinde süperiletkenlik olayı, elektron çiftlerinin bozonik özellik göstermesi ve bu nedenle düşük enerjilerde Bose-Einstein yoğunluğu oluşturmaları ile açıklanır. Bu çiftlerin kırılması ile uyarılmış durumlar oluşur ve taban durum ile düşük enerjili uyarılmış durumlar arasında bir enerji aralığı (gap) vardır. Bu enerji aralığı süperiletkenlik seviyesini dengede tutmaktadır. Termal etkiler elektron çiftlerini kırabileceğinden gap parametresi sıcaklığa bağlıdır ve sıcaklık arttıkça değeri azalmaktadır. Kritik bir sıcaklık değerinde gap sıfır değerine ulaşır ve bu durumda elektron çiftleri kırılarak süperiletken fazdan normal faza geçiş olayı gerçekleşir [219].

Süperakışkanlık teorisi Barden, Cooper, Schieffer ile eş zamanlı olarak Bogolyubov tarafından da açıklanmıştır [220]. Nükleer madde özellikleri ile metallerinin

elektronik yapılarının benzerlik göstermesi gerçeğinden yola çıkarak Bogolyubov nükleer yapının süperakışkan olabileceğine dikkat çekmiştir [221]. Hemen hemen aynı tarihlerde Bohr ve Mottelson ile Pines çekirdek uyarılma spektrumuyla metallerin süperiletkenlik seviyelerine ait spektrumların benzerliklerinin farkına vararak süperiletkenlik teorisinde kullanılan matematiksel metotların çekirdeğin özelliklerini incelemeye yönelik çalışmalarda uygulanabileceğini öne sürmüşlerdir [222]. Bu matematiksel metotlar ilk olarak Belyaev tarafından atomik çekirdek teorisine, Bogolyubov'un 'tehlikeli grafiklerin düzeltilme prensiplerinden' faydalanılarak uygulanmıştır [223]. Aynı tarihlerde Soloviev, Bogolyubov tarafından öne sürülen varyasyon prensibini kullanarak süperakışkanlık teorisini çekirdeğe uyarlamıştır [224].

Atomik çekirdekler için uyarlanan süperakışkanlık teorisini açıklamadan önce bağımsız parçacıklar modelinin açıklayamadığı bazı deneysel gözlemlere değinelim [154]:

- a. Çift-çift çekirdeklerin enerji spektrumlarında gözlenen enerji aralığı (gap),
- b. Deforme çekirdeklerin teorik olarak hesaplanan eylemsizlik momentlerinin deneysel olarak gözlenen değerlerden 2-3 kat daha büyük olması,
- c. Nükleer kararlılığın açıklanamaması,
- d. Tek kütleli çekirdeklerde deneysel olarak gözlenen tek parçacık seviye yoğunluğunun Nilsson potansiyeli ile hesaplanandan 2 kat daha fazla oluşu,
- e. Bağımsız parçacıklar modelinde pek çok beta bozunumunun yasaklı olması,
- f. Alfa bozunumunu açıklamakta karşılaşılan zorluklar.

Tüm bu eksiklikler nükleer süperakışkan modelin gelişim sürecini hızlandırmıştır [154].

Çekirdek, çok parçacık problemi olarak ele alındığında varyasyon metotlarını kullanmak gerekir. Çok parçacık problemlerinde kullanılan en temel varyasyon metotlarından bir tanesi Hartree-Fock yaklaşımıdır. Esas olarak atomik ve moleküler spektrumların araştırılmasında kullanılan bu metottan tek parçacık modelde nükleer özelliklerin incelenmesinde de yararlanır. Bu yaklaşım kapalı kabuğa sahip çekirdeklerde başarılı ile uygulanmaktadır. Kapalı kabuklardan uzaklaştıkça nükleonlar arasındaki çiftlenim etkileşmeleri büyük önem kazanır. Ancak Hartree-Fock metodu parçacıklar arasındaki çiftlenim etkileşmelerini ve daha karmaşık etkileşmeleri göz ardı etmektedir. Bu zorluk Bogolyubov'un önerdiği varyasyon metodu ile aşılar. Bu metot Hartree-Fock yaklaşımının genelleştirilmiş bir hali olup Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) yaklaşımı olarak bilinir. Metot her bir parçacığın kuazi-bağımsız dalga fonksiyonlarına ilaveten parçacık çiftlerine ait dalga fonksiyonlarını da içerir. Çok parçacık probleminde çiftlenim etkileşmelerinin HFB yaklaşımı ile hesaba katılması çekirdeğin süperakışkan modelinin oluşturulmasına öncülük eder ve atomik çekirdeğin gözlenen pek çok önemli özelliğinin araştırılmasına olanak sağlar [225]. Süperakışkan modelde çekirdek Hamiltoniyeni iki kısımdan oluşur [154]:

$$H_0 = H_{ort.} + H_{pair} \quad (3.17)$$

Hamiltonyendeki birinci terim ortalama bir potansiyel alanı içindeki parçacıkların birbirinden bağımsız hareketlerini, ikinci terim ise bu parçacıklar arasındaki çiftlenim etkileşmelerini ifade eder. (3.17)'deki Hamiltoniyen nötron ve proton sistemlerini ifade eden birbirinden bağımsız iki terimin toplamı şeklinde yazılabilir [154]:

$$H_0 = H_0(n) + H_0(p) = \sum_{\tau=n,p} H_0(\tau) \quad (3.18)$$

Burada τ , toplamın nötron ve proton sistemine göre olduğunu ifade eder. Çiftlenme korelasyonlarına sebep olan kuvvetler, kısa menzilli kuvvetlerdir. Diğer bir ifade ile $\delta(r - r')$ kuvvetine benzemektedir. Bu nedenle çiftlenme etkileşimini de nötron

sistem için G_N ve proton sistemi için G_Z parametrelerini kullanarak ayrı ayrı karakterize edebiliriz [154]. Tüm bunları göz önünde bulundurarak (3.17) Hamiltonyenini ikinci kuantumlanma tasvirinde,

$$H_0(\tau) = \sum_{\tau} \left[\sum_{s\rho} \{ E_0^{\tau}(q) - \lambda_{\tau} \} a_{s\rho}^{+}(\tau) a_{s\rho}(\tau) - G_{\tau} \sum_{ss'} a_{s'+}^{+}(\tau) a_{s'-}^{+}(\tau) a_{s'-}(\tau) a_{s'+}(\tau) \right] \quad (3.19)$$

olarak yazabiliriz. Burada $E_0^{\tau}(q)$ nükleonların ortalama alan potansiyelindeki tek parçacık enerjileridir. $a_{s\rho}^{+}$ ve $a_{s\rho}$ operatörleri sırası ile q durumunda parçacık üretme (yok etme) operatörleridir ve anti komütasyon kurallarına uyarlar. $|s-\rangle$ deforme alanda hareket eden tek parçacık dalga fonksiyonunun ($|s+\rangle$) zaman tersiniridir. λ_{τ} Lagrange çarpanı veya kimyasal potansiyel olarak isimlendirilir. Çiftlenme korelasyonlarını tasvir etmede kullanılan matematiksel yaklaşımlar, parçacık sayısını korumamaktadır [154]. Bu etkiyi yok etmek için, parçacık sayısının ortalamasının korunduğunu düşünelim. Yani bu durumda,

$$A_{\tau} = \sum_{s\rho} \langle | a_{s\rho}^{+}(\tau) a_{s\rho}(\tau) | \rangle ; \quad A_{\tau=n} = N, \quad A_{\tau=p} = Z \quad (3.20)$$

şartları geçerli olacaktır. Burada $\langle | \dots | \rangle$ sembolü, ele alınan seviyeler üzerinden ortalama alındığını gösterir. Bu şartların sağlanabilmesi için (3.17) Hamiltonyenlerine Lagrange çarpanları eklenmiştir. Hamiltoniyene $-\lambda_{\tau} A_{\tau}$ teriminin eklenmesi, tek parçacık enerjilerinin sıfırdan itibaren değil, λ_{τ} enerji değerinden, yani nötron veya proton sistemlerinde Fermi düzey enerjisine yakın olan enerji değerlerinden itibaren sayıldığını göstermektedir [154].

BCS modelini formülize etmenin en kolay yolu parçacık operatörlerini Bogolyubov kuaziparçacıklarına dönüştürmektir. Bu dönüşüm yine Bogolyubov tarafından önerilen kanonik dönüşümler ile gerçekleştirilir [154]:

$$\begin{aligned}
\alpha_{s\rho} &= u_s \alpha_{s,-\rho} + \sigma v_s \alpha_{s\rho}^+ \\
\alpha_{s\rho}^+ &= u_s \alpha_{s,-\rho}^+ + \sigma v_s \alpha_{s\rho}
\end{aligned}
\tag{3.21}$$

Burada $\alpha_{s\rho}^+$ ve $\alpha_{s\rho}$ sırası ile kuaziparçacık üretme ve yok etme operatörleridir. Kuaziparçacık tasvirinde yazılan operatörler, parçacık operatörleri gibi

$$\begin{aligned}
\alpha_{s\rho}^+ \alpha_{s'\rho'} + \alpha_{s'\rho'} \alpha_{s\rho}^+ &= \delta_{ss'} \delta_{\rho\rho'} \\
\alpha_{s\rho} \alpha_{s'\rho'} + \alpha_{s'\rho'} \alpha_{s\rho} &= 0 \\
\alpha_{s\rho}^+ \alpha_{s'\rho'}^+ + \alpha_{s'\rho'}^+ \alpha_{s\rho}^+ &= 0
\end{aligned}
\tag{3.22}$$

anti-komütasyon bağıntılarını sağlayacaktır [159]. Eğer $\eta = u_s^2 + v_s^2 - 1 = 0$ bağıntısı, u_q ve v_q 'nin tüm reel fonksiyonları için geçerli ise bu operatörler fermiyonları tanımlamış olur. Çift sayıda nötron ve protondan oluşan bir sistemin taban durumu, kuaziparçacık vakumu olarak tanımlanır [154]. Bu vakuma karşılık gelen dalga fonksiyonu ψ_0 , bütün $q\sigma$ durumları için geçerli olan

$$\alpha_{s\rho}(\tau)\psi_0 = 0 \quad \text{ve} \quad \psi_0^* \alpha_{s\rho}^+(\tau) = 0
\tag{3.23}$$

denklemlerden belirlenebilir [159]. $H_0(\tau)$ Hamiltoniyenini kuaziparçacık tasvirinde yazarak ψ_0 durumundaki beklenen değerini bulursak

$$\langle \psi_0 | H_0(\tau) | \psi_0 \rangle = 2 \sum_{\tau} \left[\sum_s \{ E_0^{\tau}(s) - \lambda_{\tau} \} v_s^{\tau 2} - G_{\tau} \left(\sum_s u_s^{\tau} v_s^{\tau} \right)^2 \right]
\tag{3.24}$$

elde edilir [159]. Minimum enerji şartı (varyasyon prensibi)

$$\delta \left\{ \langle | H_0(\tau) | \rangle_0 + \sum_{s,\tau} \mu_s^{\tau} \eta_s^{\tau} \right\} = 0
\tag{3.25}$$

kullanılarak $\delta_{u_s^\tau}$ ve $\delta_{v_s^\tau}$ 'ya göre ayrı ayrı varyasyon yapılırsa süperakışkan modelin temel denklemleri elde edilmiş olur [154]:

$$u_s^2(\tau) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E_\tau(s) - \lambda_\tau}{\varepsilon_\tau(s)} \right\} \quad \text{ve} \quad v_s^2(\tau) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E_\tau(s) - \lambda_\tau}{\varepsilon_\tau(s)} \right\} \quad (3.26)$$

$$\varepsilon_\tau(s) = \sqrt{\Delta_\tau^2 + \{E_\tau(s) - \lambda_\tau\}} \quad (3.27)$$

Burada $u_s^2(\tau)$ ve $v_s^2(\tau)$ belirli bir nükleon çiftinin (s, s') durumunda bulunma olasılığını temsil eder. $\varepsilon_\tau(s)$ ise s durumundaki kuaziparçacık enerjisidir. $\Delta_\tau = G_\tau \sum_s u_s^\tau v_s^\tau$ süperakışkan modelin gap parametresi olup nükleonlar arasındaki çiftlenim gücünün bir ölçüsüdür. G_τ ise nötron ve proton çiftlenim etkileşme sabitidir. Δ ve λ parametreleri süperakışkan modelin temel denklemlerinin yardımıyla nötron ve proton sistemleri için sayısal olarak ayrı ayrı bulunur [154].

3.3.1. Kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı (QRPA)

Çekirdek fiziğindeki önemli konulardan biri nükleer titreşimlerin analizidir. Buradaki en önemli problem ise kolektif serbestlik derecesinin seçimidir. Fenemolojik olarak çekirdekteki kolektif hareketler, çekirdek yüzeyindeki titreşimler ile nötronların protonlara karşı yaptığı titreşimlerdir. Mikroskobik teoride ise bu hareketlere ek olarak yük alışverişi, spin-flip ve çiftlenim titreşimlerinin neden olduğu kolektif hareketler de analiz edilir. Nükleer titreşimlerin mikroskobik tasvirinin temeli yaklaşık ikinci kuantumlanma metoduna dayanır [155]. Yaklaşık ikinci kuantumlanma metodu ilk defa Bogolyubov (1949) [226] tarafından önerilmiş olup sonraki yıllarda geliştirilerek elektron gaz (Bohm ve Pines 1953) [227] ve çekirdek problemlerine uygulanmıştır (Lane 1964, Brown 1967, Rowe 1967) [228-230]. Bu metodun en sık kullanılan ve en etkin formülüzasyonlarından bir tanesi rastgele faz yaklaşımı (RPA) veya onun kuaziparçacık tasvirindeki hali olan kuaziparçacık

rastgele faz yaklaşımı (QRPA)'dır [155]. Bu formülüzasyonun sağladığı avantajlar arasında,

- a. Düşük enerjili titreşimler ile yüksek enerjili dev titreşimleri tam ve fiziksel olarak net açıklamadaki başarısı,
- b. Kolektif, zayıf kolektif ve iki kuaziparçacık durumlarını birlikte açıklayabilmesi,
- c. Kuaziparçacıklar arasındaki etkileşmelerin nispeten basit bir yolla hesaba katılmasına olanak sağlaması

en öne çıkanlarıdır [155].

Çift-çift kütleli bir çekirdek için QRPA Hamiltoniyeni ikinci kuantumlanma tasvirinde kuaziparçacık hareketini ifade eden H_{sqp} ve incelenen kolektif moddan sorumlu H_v Hamiltoniyenini içerecek şekilde genel olarak,

$$H = H_{sqp} + H_v \quad (3.28)$$

şeklinde yazılabilir. QRPA'da çift-çift çekirdek uyarılma durumlarını ifade eden tek fononlu dalga fonksiyonu

$$|\psi_i \rangle = Q_i^+ |\psi_0 \rangle \quad (3.29)$$

ile verilir. Burada Q_i^+ fonon üretme operatörü, $|\psi_0 \rangle$ çift-çift çekirdeğin taban durumuna karşı gelen fonon vakumudur. Başka deyişle $Q_i \psi_0 = 0$ 'dır. Q_i^+ (Q_i) fonon üretme (yok etme) operatörleri,

$$\begin{aligned}
Q_i &= \sum_i (X_{ss'}^i A_{ss'} - Y_{ss'}^i A_{ss'}^+) \\
Q_i^+ &= \sum_i (X_{ss'}^i A_{ss'}^+ - Y_{ss'}^i A_{ss'})
\end{aligned} \tag{3.30}$$

şeklinde tanımlanır. Burada $A_{ss'}^+(A_{ss'})$ kuaziparçacık çifti üretme (yok etme) operatörü olup s ve s' tek parçacık enerji seviyelerine karşılık gelmektedir. (s, s') çiftleri belirli seçim kuralları ile ilişkili iki kuaziparçacık durumunu, $i=1,2,3,\dots$ ise uyarılmış hallerin dizisini belirler. Doğal olarak (s, s') çiftlerinin sayısı i durumlarının sayısı ile belirlenir. $X_{ss'}^i$ ve $Y_{ss'}^i$ iki kuaziparçacık genlikleri olup,

$$\begin{pmatrix} F & E \\ E & F \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = \omega_i \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} \tag{3.31}$$

ifadesini sağlamaktadırlar. Burada $\omega_i = \varepsilon_\mu \begin{pmatrix} U & 0 \\ 0 & -U \end{pmatrix}$ ile verilir. F, E ve U sırasıyla

$$\begin{aligned}
F &= \langle \psi_0 | [A, [H, A^+]] | \psi_0 \rangle \\
E &= -\langle \psi_0 | [A, [H, A]] | \psi_0 \rangle \\
U &= \langle \psi_0 | [A, A^+] | \psi_0 \rangle
\end{aligned} \tag{3.32}$$

şeklinde dir. (3.31) matris denklemi çözülerek ω_i enerjileri, $X_{ss'}^i$ ve $Y_{ss'}^i$ iki kuaziparçacık genlikleri belirlenir.

3.3.2. Kuaziparçacık fonon nükleer model (QPNM)

Nilsson modelinin önerilmesini takiben nükleer yapı teorisinde meydana gelen gelişmeler arasında özellikle ikisi, tek kütleli çekirdeklerin yapısının anlaşılmasında büyük öneme sahiptir [231]. Bu gelişmelerden ilki Bohr'un önerisi ile BCS teorisinin Belyaev (1959) [223], Soloviev (1959/58) [224], Migdal (1959) [232] ve Kisslinger-Sorensen (1960) [233] tarafından çekirdeklere uygulanması olmuştur [234]. Bu teori çift kütle numaralı çekirdeklere olduğu gibi tek-A'lı çekirdeklerin yapısının

incelenmesinde de bir temel oluşturur. İkinci önemli gelişme ise tek kuaziparçacık seviyeleri ile korun titreşim seviyelerinin karışımlarının teorik olarak öngörülmesi olmuştur. Böylece tek-A'lı çekirdeklerdeki kolektif titreşim seviyelerinin yapısının anlaşılmasında çok büyük bir adım atılmıştır [179,180,231].

BCS teorisinin tek kütle numaralı çekirdeğe uygulanması ile Nilsson modelindeki tek parçacık tasviri yerini kuaziparçacık tasvirine bırakır [231]. Bağımsız kuaziparçacıklar modeli olarak bilinen bu modelde tek kütle numaralı çekirdeğin taban durumu ve düşük enerjili birkaç uyarılma seviyesi tek kuaziparçacık yapısındadır. Daha yüksek enerjili uyarılma durumları karmaşık yapıya sahiptir ve bu durumlar arasında 3, 5,.... kuaziparçacıklı seviyeler beklenmektedir [154].

Kuaziparçacık seviyelerinin spin, parite ve diğer kuantum sayıları, tek kalan nükleon tarafından işgal edilen tek parçacık seviyesinin kuantum sayıları ile belirlenir. Nükleer seviyelerin kuantum karakteristikleri ile ortalama nükleer alan içindeki tek parçacık seviyelerinin kuantum karakteristikleri arasındaki bu basit ilişki çiftlenim etkileşmelerinin varlığı ile bağlantılıdır. Süperakışkan çiftlenim etkileşmelerinin olmaması durumunda, çok zayıf artık etkileşmeler bile tek kütle numaralı çekirdeğin düşük enerjili basit tek parçacık yapısını yıkacaktır [154].

Tek kütle numaralı çekirdekler için kuaziparçacık uyarılma enerjileri hesaplandığında çift kütle numaralı çekirdek spektrumundan farklı olarak enerji aralığı (gap) bulunmadığı görülür. Bu da süperakışkan çiftlenim etkileşmelerinin çift-çift çekirdek spektrumu ve tek çekirdek spektrumu arasında niteleyici bir farklılığa neden olduğunu göstermektedir [154].

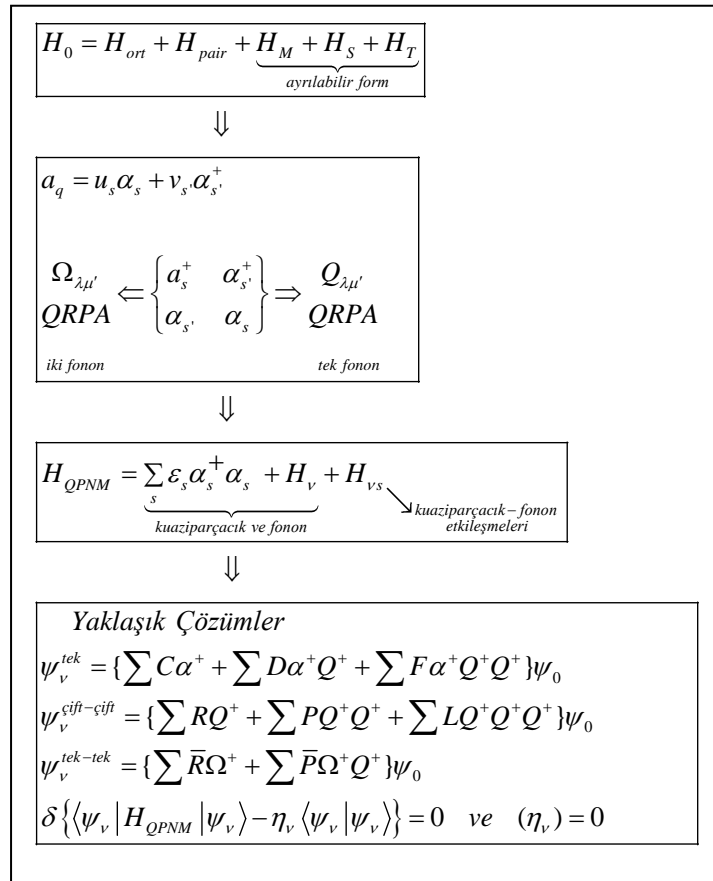
Tek kütle numaralı çekirdeklerde bağımsız kuaziparçacıklar modeli ile hesaplanan, kolektif olmayan seviyelerin enerjileri Nilsson veya Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak elde edilen tek parçacık şemalarına göre deneyle daha uyumlu sonuçlar verir. Ancak uyarılmış durum enerjilerinin hesaplanmasında bu metot başarılı sonuçlar vermemektedir [154].

Tek kütle numaralı çekirdeklerde 1 MeV üzerindeki uyarılma enerjilerinde iki kuaziparçacıktan oluşan nükleon çifti tek kalan nükleon ile birleşerek üç kuaziparçacıklı (3-qp) seviyeleri meydana getirirler. $3n$, $3p$, $2n$, p , $2p$, n olmak üzere dört tip üç kuaziparçacık seviyesi oluşabilir [235]. Üç kuaziparçacıklı seviyelerin tek kütleli çekirdeğin taban durum tek kuaziparçacık konfigürasyonu ile komşu çift kütle numaralı çekirdeklerin iki kuaziparçacık uyarılmalarının birleşimi sonucu oluştuğuna dair en net kanıt çift kütle numaralı çekirdeğin iki kuaziparçacık uyarılmalarına ait deneysel enerji sistematikleridir. Örneğin tek kütleli Hf çekirdeğinde gözlenen üç kuaziparçacık seviyelerinin enerji ve dönme bantları komşu çift-çift kütleli Hf çekirdeğindeki iki kuaziparçacık uyarılmaları için gözlenene çok yakındır [236]. Üç kuaziparçacık seviyelerinin enerjileri ilk olarak 1963 yılında Soloviev tarafından hesaplanmıştır [237]. Daha detaylı teorik çalışmalar ise Pyatov ve Chernyshev (1964) tarafından spin-spin kuvvetleri kullanılarak gerçekleştirilmiştir [238]. Aynı yöntem Kuliev ve Pyatov (1969) tarafından tek kütleli çekirdeğin taban durum manyetik özelliklerinin araştırılması için kullanılarak üç kuaziparçacık karışımlarının taban durum manyetik özelliklerini kuvvetli biçimde etkilediği gösterilmiştir [239]. Ancak uyarılma durumları için teorik sonuçlar ile deneysel veri arasındaki uyum zayıf ve yetersizdir [237,238]. Bu nedenle üç kuaziparçacık seviyeleri ve bunların titreşim seviyeleri ile karışımları hala açık bir problem olarak durmaktadır [235].

BCS teorisinin çekirdeğe uygulanmasının bir sonucu olarak ortaya çıkan Bağımsız Kuaziparçacıklar Modelinde kuaziparçacıklar arasındaki karşılıklı etkileşimler ve tek kuaziparçacık seviyeleri ile dönme ve titreşim durumları arasındaki çiftlenimler göz ardı edilmektedir [154]. Titreşim seviyelerinin çift kütle numaralı çekirdekler için önemli bir sistematik olması gerçeği benzer kolektif uyarılmaların tek kütle numaralı çekirdeklerde de bulunması gerektiği fikrinin ortaya atılmasına neden olmuştur [234]. Aslında bu tür seviyelerin varlığı ilk olarak 1953 yılında Bohr ve Mottelson tarafından teorik olarak öngörülmüştür [196,231]. Deneysel olarak da tek kütle numaralı çekirdeklerin düşük enerjili dönmesiz seviyelerinin büyük bölümünün güçlü kolektif özellikler gösterdiği bilinmektedir [240,241]. Bu durum Bağımsız Kuaziparçacıklar Modelinde ele alınan kısa menzilli çekici çiftlenim etkileşmelerinin yanı sıra artık etkileşmelerin uzun menzilli bileşeninin de tek kütle numaralı

çekirdeklerin seviye yapılarının açıklanmasında önemli rol oynadığını göstermektedir [235]. Artık etkileşmelerin bu kısmı, tek kütle numaralı çekirdeklerde, tek kuaziparçacık seviyesi ile çift korun titreşim uyarılmalarının (fononlar) çok kutup- çok kutup kuvvetleri aracılığı ile çiftlenimi olarak ortaya çıkmaktadır. Bilindiği gibi çift korun fonon uyarılmaları λ ve μ kuantum sayıları ile karakterize edilmektedir. Burada λ , titreşimin çok kutup derecesini belirlerken, μ titreşim açısal momentumunun simetri eksenini üzerindeki iz düşümünü temsil etmektedir. Bu durumda K_0 (taban durum) kuantum seviyesinde bulunan tek bir kuaziparçacığın kor fononları ile birleşimi sonucu spini $K = K_0 \pm \mu$ olan titreşim seviyeleri oluşacaktır [235]. Tek kütle numaralı çekirdeklerin düşük enerji spektrumlarında çok sayıda tek kuaziparçacık bulunduğu ve yine çift kütle numaralı çekirdeklerde de çok sayıda fonon titreşim modları olduğu göz önüne alınırsa tek kütle numaralı çekirdeklerde çok sayıda kolektif titreşim seviyesinin olması beklenmektedir [231]. Deneysel çalışmalar tek-A'lı nadir toprak ve aktinit bölgesi çekirdeklerinde bu türlü kolektif titreşimlerin varlığını ortaya koymaktadır [235]. Ancak bu seviyelerin davranışları yukarıda özetlediğimiz ve basit kolektif model olarak nitelendirebileceğimiz bu metotla tam doğrulukla açıklanamamaktadır. Bu seviyelerin yapısının ve davranışlarının tam olarak açıklanabilmesi için tek kuaziparçacık seviyeleri ile fonon titreşimleri arasındaki karışımlar da hesaba katılmalıdır [231]. Deforme çekirdeklerde kuaziparçacıklar ile fononlar arasındaki etkileşimler ilk olarak Soloviev (1965) [179] ve Bes ve Cho Yi-Chung (1966) [240] tarafından çalışılmıştır. Periyodik tablonun nadir toprak bölgesinde, $153 \leq A \leq 175$ kütle aralığında yer alan tek-A'lı deforme çekirdeklerin dönmesiz seviye yapılarının ve enerjilerinin detaylı hesaplamaları Soloviev vd. tarafından rapor edilmiştir [180,182,183]. Benzer hesaplamalar aktinit bölgesi çekirdekleri için de yapılmıştır [181]. Bu ilk çalışmaların sonuçlarına dayanılarak Soloviev ve çalışma grubu tarafından daha genel bir metot olan Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) matematiksel olarak formülize edilmiştir [154]. Model, tek kuaziparçacık seviyelerinin parçalı yapısını, bir fononlu seviyeleri ve kuaziparçacık fonon seviyelerini geniş sayıda nükleer seviye üzerinden hesaplayabilmektedir [154]. QPNM tek kütle numaralı küresel çekirdeklerin seviye yapılarının ve manyetik momentlerinin teorik olarak incelenmesinde başarı ile uygulanmıştır [242-245].

Bunun yanı sıra ilk kez Yakut vd. tarafından geliştirilen yaklaşım ile tek kütle numaralı deforme çekirdeklerin taban durum manyetik özelliklerinin ve spin polarizasyon olayının açıklanmasında da QRPA bazındaki QPNM'in iyi sonuçlar verdiği gösterilmiştir [114,201-203].



Şekil 3.3. QPNM hesaplama şeması [155].

QPNM'de sistem hamiltoniyeninde kanonik Bogoliubov dönüşümleri kullanılarak parçacık (α_s^+ ve α_s) tasvirinden kuaziparçacık (α_s^+ ve α_s) tasvirine geçilir. $\alpha_s^+ \alpha_s^+$ ve $\alpha_s \alpha_s^+$ operatör çiftleri fonon operatörleri cinsinden ifade edilir. Sonraki adımda tek fononlu durumların enerji ve dalga fonksiyonlarının QRPA denkleminin çözümünden bulunması gerekir (Şekil 3.3). Modelin tüm parametreleri bu aşamada belirlenir. QPNM'in alışılmışın dışındaki bir özelliği ve avantajı tek parçacık durumları yerine bir fonon durumlarını baz olarak kullanmasıdır. Bu durum

QRPA'nın kolektif, zayıf kolektif ve iki kuaziparçacık durumlarını aynı anda açıklayabilmesinden dolayı mümkündür. QPNM'nin ilk önemli özelliği budur [155].

Modelin ikinci önemli özelliği, kuaziparçacık \otimes fonon etkileşimlerinin kuaziparçacık ve kolektif hareketlerin parçalanmasından sorumlu olması ve bu sebeple uyarılma enerjilerinin artmasıyla nükleer durumların yapısındaki karmaşıklığın artmasıdır [155].

Modelin üçüncü özelliği uyarılma durumlarının dalga fonksiyonunun genişletilmesini gerektiren durumlarda dalga fonksiyonuna fonon operatörleri (tek çekirdeklerde fonon operatörü ile tek kuaziparçacık operatörlerinin çarpımı) eklenebilmesidir [155].

Modelin dördüncü özelliği ise güç fonksiyonu metodunun kullanılmasına olanak vermesidir. Güç fonksiyonu metodu indirgenmiş geçiş ihtimallerini, spektroskopik faktörleri, geçiş yoğunluklarını, tesir kesitlerini ve diğer nükleer karakteristikleri seküler denklemleri çözmeksizin doğrudan verir [155].

QPNM pek çok çekirdek için tek kuaziparçacık, bir fonon durumları ve kuaziparçacık \otimes fonon durumları ile bunlardaki parçalanmanın hesabını mümkün kılar [155].

3.3.3. QPNM'in çekirdeklere uygulanmasında işlem basamakları

QPNM hesaplamaları dört aşamada gerçekleştirilir. İlk aşamada Woods-Saxon potansiyelinin çözümünden tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları bulunur. Woods-Saxon potansiyel parametreleri kuaziparçacık \otimes fonon etkileşimleri hesaba katılarak tek-A'lı çekirdeklerin düşük enerjili durumlarının doğru bir izahını elde etmek için gereklidir. İkinci aşamada kanonik Bogolyubov dönüşümleri kullanılarak parçacık operatörlerinden kuaziparçacık operatörlerine dönüşüm sağlanır ve bağımsız kuaziparçacıklar modelinde hesaplamalar yapılır. Çiftlenim sabitleri G_{ν} ,

çiftlenim enerjileri ile ilgili deneysel veri kullanılarak belirlenir [155]. Üçüncü aşamada fonon temsiline geçilir. Fonon enerjileri ve dalga fonksiyonları QRPA denklemlerinin çözümünden elde edilir. Fonon bazı inşa edildikten sonra QPNM hamiltoniyeni en genel formda,

$$H_{QPNM} = H_{sqp} + H_v + H_{vqp} \quad (3.33)$$

olarak yazılabilir. (3.33) Hamiltoniyeni tek kuaziparçacık hareketini, kolektif fononları ve tek kuaziparçacıklar ile fononlar arasındaki etkileşimleri temsil eder [155]. Hesaplamaların dördüncü aşamasında uygun dalga fonksiyonu seçilerek varyasyon ilkesi

$$\delta \left\{ \langle \psi_v | H_{QPNM} | \psi_v \rangle - \eta_v \langle \psi_v | \psi_v \rangle \right\} = 0 \quad (3.34)$$

uygulanır ve seküler denklem elde edilir:

$$F(\eta_v) = 0 \quad (3.35)$$

Seküler denklemin çözümü taban durum ve uyarılmış durumların enerjilerini (η_v) verir [155]. Burada QPNM hakkında kısa bir özet verilmiş olup model ile ilgili daha ayrıntılı bilgiye ulaşmak için ref.[155]'den faydalanılabilir.

3.3.4. Deforme çekirdeklere artık spin etkileşimleri ve kolektif modlar

Çift-çift kütleli deforme çekirdeklere çok sayıda $I^\pi=1^+$ manyetik dipol uyarılma seviyesinin var olduğu bilinmektedir. Bu spin ve paritedeki kolektif halleri birkaç mekanizma üretebilir. 1960'lı yıllarda bu konuyla ilgili yapılan çalışmalar çekirdeğin hacmindeki veya yüzeyindeki titreşimler (kuadropol ve monopol titreşimleri) üzerine yoğunlaşmıştır. Bu modlar her bir parçacığı bağlayan ortalama alandaki değişimle

ilgilidir. Bohr önceden bilinen bu modlara ek olarak iki parçacık yaratıp yok eden alanlara dayanan titreşim modlarını önermiştir [246].

Gabrakov vd. tarafından yapılan çalışmalar spin-spin kuvvetlerinin çift-çift kütle numaralı çekirdeklerde kolektif $I^\pi=1^+$ seviyelerini ürettiğini göstermiştir [6]. Aslında spin-spin etkileşmelerinin çekirdekteki önemi çok daha önceden bilinmekteydi [247,248]. Küresel çekirdeklerde spin-spin etkileşmelerinin varlığı deneysel olarak gözlenen manyetik momentlerin Schmidt çizgilerinden sapmasını açıklamaktadır [249]. Tek kütle numaralı deforme çekirdeklerde gözlenen spin polarizasyon olayı spin-spin etkileşimlerini hesaba katan teorik hesaplamalarda başarı ile tasvir edilmektedir [239,250]. Yine n-p etkileşmelerinin spine bağlı kısmının çekirdeklerin düşük enerji seviyeleri arasında Gammow-Teller β geçişlerinden sorumlu olduğu bilinmektedir [251,252]. Son yıllarda yapılan çalışmalar çift-çift çekirdeklerde düşük enerjili manyetik dipol uyarılmalarının [104-116] ve tek kütleli çekirdeklerin taban durum manyetik dipol özelliklerinin [114,201-203] spin-spin artık etkileşmeleri kullanılarak başarı ile açıklanabileceğini göstermiştir.

Nükleonların, aksel simetrik ortalama potansiyel alan içerisinde çiftlenim ve artık spin-spin kuvvetleri yolu ile etkileştiği bir çekirdek sistemi için model Hamiltoniyeni aşağıdaki gibi yazabiliriz [114]:

$$H = H_{sp} + H_{pair} + V_{\sigma\sigma} \quad (3.36)$$

Burada H_{sp} terimi çekirdekteki nükleonların tek parçacık hareketini, H_{pair} terimi nükleonlar arasındaki çiftlenim etkileşmelerini, $V_{\sigma\sigma}$ ifadesi ise spin-spin etkileşmelerini temsil etmektedir ve

$$V_{\sigma\sigma} = \frac{1}{2} \chi_{\sigma\sigma} \sum_{i \neq j} \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j \vec{\tau}_i \vec{\tau}_j \quad (3.37)$$

ile verilir. (3.37)'de $\vec{\sigma}$ ve $\vec{\tau}$ sırasıyla spin ve izospin uzaylarında Pauli matrisleri, $\chi_{\sigma\tau}$ ise spin-izospin etkileşme sabitidir. H_{sp} ve H_{pair} Hamiltoniyenlerinin ikinci kuantumlanma tasvirindeki ifadeleri (3.19) eşitliği ile verilmiştir. $V_{\sigma\tau}$ ise ikinci kuantumlanma tasvirinde,

$$V_{\sigma\tau} = \sum_{\tau, \tau'} \sum_{\mu=0, \pm 1} \chi_{\tau\tau'} T_{\mu}^+(\tau) T_{\mu}(\tau'); \quad T_{\mu} = \sum_{\substack{ss' \\ \rho\rho'}} \sigma_{s\rho, s'\rho'}^{(\mu)} a_{s\rho}^+ a_{s'\rho'} \quad (3.38)$$

ile verilir. (3.38) ifadesindeki $\sigma_{s\rho, s'\rho'}^{(\mu)}$ spin matris elemanları aşağıdaki simetri özelliklerine sahiptirler:

$$\begin{aligned} \sigma_{ss'}^{(\mu)0} \langle s+ | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | s'+ \rangle &= - \langle s- | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | s'- \rangle = \sigma_{s's}^{(\mu)} \\ \bar{\sigma}_{ss'}^{(\mu)0} \langle s+ | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | s'- \rangle &= \langle s- | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | s'+ \rangle = \bar{\sigma}_{s's}^{(\mu)} \end{aligned} \quad (3.39)$$

$$\sigma_{\mu} = (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} \quad ; \quad \sigma_{ss'}^{(\mu)} = (-1)^{\mu} \sigma_{ss'}^{(-\mu)} \quad (\mu = 0, \pm 1)$$

(3.39) ifadelerinde, $|s+\rangle$ ve $|s-\rangle$ zaman eşleniğidir. Bogolyubov'un kanonik dönüşümleri kullanılarak (3.36) Hamiltoniyeni kuaziparçacık tasvirinde yazılırsa Hamiltoniyenin üç terime ayrıldığı görülür:

$$H = H_{sqp} + H_{coll} + H_{int}. \quad (3.40)$$

(3.40) ifadesindeki terimler:

$$H_{sqp} = \sum_{s, \tau} \varepsilon_s(\tau) \left\{ \alpha_{s+}^+(\tau) \alpha_{s+}(\tau) + \alpha_{s-}^+(\tau) \alpha_{s-}(\tau) \right\} \quad (3.41)$$

$$H_{coll} = \frac{1}{4} \sum_{\tau\tau'} \chi_{\tau\tau'} \left\{ \sum_{ss'} \sigma_{ss'}^{\tau} L_{ss'}^{\tau} [C_{ss'}^+(\tau) + C_{ss'}(\tau)] \cdot \sum_{\tau'} \sigma_{\tau\tau'}^{\tau'} L_{\tau\tau'}^{\tau'} [C_{\tau\tau'}^+(\tau') + C_{\tau\tau'}(\tau')] \right\} \quad (3.42)$$

$$H_{\text{int}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\tau\tau'} \chi_{\tau\tau'} \sum_{tt'} \sum_{ss'} \left\{ \sigma_{ss'} M_{ss'} L_{ss'} \sigma_{tt'}^{(\mu)} L_{tt'} D_{ss'}(\tau) \left[C_{tt'}^+(\tau') + C_{tt'}(\tau') \right] + \right. \\ \left. + \sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} \sigma_{tt'}^{(\mu)} M_{tt'} \left[C_{ss'}^+(\tau) + C_{ss'}(\tau) \right] D_{tt'}(\tau') \right\} \quad (3.43)$$

şeklinde. Burada H_{sqp} çekirdekdeki tek kuaziparçacık hareketini, $H_{coll.}$ çekirdekdeki kolektif hareketleri, $H_{\text{int.}}$ ise tek parçacık hareketi ile kolektif hareketler arasındaki ilişkiyi ifade etmektedir. Yukarıdaki ifadelerde yer alan $\varepsilon_s(\tau)$ nükleonların tek-kuaziparçacık enerjisi olup $ss'(tt')$ toplamı nötron (proton) sisteminin tek parçacık ortalama alanı üzerinden alınmıştır. $M_{ss'}$ ve $L_{ss'}$ ifadeleri Bogolyubov kanonik dönüşüm parametreleri (u_s ve v_s) cinsinden sırası ile $M_{ss'} = u_s u_{s'} + v_s v_{s'}$ ve $L_{ss'} = u_s v_{s'} - u_{s'} v_s$ olarak ifade edilir. $\chi_{\tau\tau'}$ spin-spin etkileşme parametresidir, τ, τ' proton-proton, nötron-nötron ($\chi = \chi_{nn} = \chi_{pp}$) ve proton-nötron ($\chi_{np} = q\chi$, q spin-spin etkileşmelerinin izovektör ve izoskaler karakteristiğini ifade etmektedir) etkileşmelerini temsil etmektedir. Spin etkileşme parametreleri ($\chi_{nn}, \chi_{pp}, \chi_{np}$) spin etkileşme gücüne (κ) bağlı olarak, $\chi = \frac{\kappa}{A} \text{MeV}$ şeklinde ifade edilir [201-203]. Burada,

$$C_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{s'\rho} \alpha_{s-\rho}; \quad C_{ss'}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{s,-\rho}^+ \alpha_{s'\rho}^+; \quad D_{ss'} = \sum_{\rho} \rho \alpha_{s-\rho}^+ \alpha_{s'\rho} \quad (3.44)$$

iki kuaziparçacık operatörleri olup aşağıdaki özelliğe sahiptirler:

$$\left[C_{ss'}(\tau), C_{\lambda\lambda'}^+(\tau') \right] = \delta_{\tau\tau'} (\delta_{s\lambda} \delta_{s'\lambda'} - \delta_{s'\lambda} \delta_{s\lambda'}) + \\ + \frac{1}{2} (\delta_{s\lambda} B_{\lambda s'} + \delta_{s'\lambda} B_{\lambda' s} - \delta_{s\lambda} B_{\lambda' s'} - \delta_{s'\lambda} B_{\lambda s}) \quad (3.45)$$

Kuaziparçacık etkileşimi çift-çift çekirdeklere taban hale etki etmektedir. Taban halin dalga fonksiyonu kuaziparçacık vakumuna eşit değildir ve dalga fonksiyonu kuaziparçacıkların sayısının farklı (fakat daima çift) olduğu küçük bileşenleri de

içine alır. Fakat burada sadece taban haldeki ortalama kuaziparçacık sayısının küçük olduğu durumlar hesaba katılacaktır. Bu temel bir varsayımdır. Matematiksel olarak bu varsayım,

$$\langle 0 | \alpha_{s\rho}^+ \alpha_{s'\rho'} | 0 \rangle = 0 \quad (3.46)$$

olması anlamına gelir. Bu temel varsayım kullanılırsa (3.45) bağıntısındaki $B_{\lambda's}$ terimlerini içeren ifadeler ihmal edilebilir. Bu sonuçla $C_{ss'}$ operatörü bozon komütasyon bağıntıları ile tanımlanmış olur. Bundan dolayı bu metoda zaman zaman “kuazi-bozon” yaklaşımı da denir. Artık, (3.45) ifadesinin yerine,

$$[C_{ss'}, C_{t't'}^+] = \delta_{st} \delta_{s't'} - \delta_{st'} \delta_{s't} \quad (3.47)$$

ifadesi yazılabilir. Fonon operatörleri de,

$$Q_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i C_{ss'} - \varphi_{ss'}^i C_{ss'}^+ \} \quad (3.48)$$

$$Q_i^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i C_{ss'}^+ - \varphi_{ss'}^i C_{ss'} \} \quad (3.49)$$

şeklinde ifade edilecektir. Buradaki (s, s') indisleri belli seçim kuralları ile birbirlerine bağlı tek parçacık hallerinin çiftlerini göstermektedir. $i = 1, 2, 3, \dots$ indisleri de bir fononlu hallerin dizisini ifade eder. Doğal olarak (s, s') çiftlerinin sayısı ve i hallerinin sayısı eşittir. Bu yüzden $\psi_{ss'}^i$ ve $\varphi_{ss'}^i$ matrisleri kare matrislerdir.

(3.40) ifadesindeki $H_{int.}$ çift-çift kütleli çekirdekler incelenirken hesaba katılmaz. Çünkü bu terim çift-çift çekirdeklerin uyarılma durum enerjilerini veren seküler denklemde polar olmayan terimlerin ortaya çıkmasına neden olur [154,155]. Bu nedenle çift-çift kütleli bir çekirdeğin Hamiltoniyeni:

$$H = H_{sqp} + H_{coll}. \quad (3.50)$$

ile ifade edilir. Bu Hamiltoniyen 5. Bölümde QRPA yöntemi kullanılarak çözülecektir. Tek kütleli çekirdek Hamiltoniyeni ise,

$$H = H_{sqp} + H_{coll} + H_{int}. \quad (3.51)$$

şeklinde olup kuaziparçacık ve fonon etkileşmelerini içerdiğinden bu hamiltonyenin çözümü 6. Bölümde QPNM yöntemi kullanılarak yapılacaktır.

BÖLÜM 4. SİMETRİ KIRINIMLARI, SAHTE HALLER VE ETKİN KUVVETLER

Çekirdeğin karmaşık yapısı ve çok sayıda serbestlik derecesinin detaylı olarak tanımlanmasında karşılaşılan zorluklar nedeniyle nükleer seviyelerin simetri özelliklerine göre karakterize edilmesi ve korunum yasalarının uygulanması nükleer olayların analizinde çok önemli rol oynamaktadır [196].

Diğer çok parçacıklı sistemlerde olduğu gibi atomik çekirdeklerde de toplam lineer momentum (P), toplam açısal momentum (J), parçacık sayısı (N) gibi büyüklüklerin korunması gerekir. Bu büyüklüklerin korunması belirli simetri dönüşümleri altında nükleer Hamiltonyenin değişmez olmasından kaynaklanır [195].

Daha önce değinildiği gibi ağır çekirdeklerin kolektif uyarılmalarının teorik olarak açıklanmasında süperakışkan modeli baz alan mikroskobik QRPA ve QPNM yöntemleri yaygın olarak kullanılmaktadır. Ancak bu metotlarda kullanılan Hartree-Fock-Bogolyubov yaklaşımları tek parçacık hamiltoniyenin sahip olduğu birçok simetrinin kırılmasına neden olmaktadır. Buna örnek olarak çekirdek ortalama alan potansiyellerinin ötelemeye, eksenel simetrik deforme çekirdek hamiltoniyenin de dönme dönüşümlerine göre değişmez olmaması gösterilebilir. Çekirdek potansiyellerinin neden olduğu bu simetri kırınımları simetrisi, kırılmış simetritlerle aynı olan düşük çok kutuplu titreşimlerin incelenmesinde zorluklara sebep olmaktadır [188,195]. Bu simetri kırınımları ortalama alan potansiyelleriyle bağlantılı olarak kendiliğinden meydana geldiğinden, Goldstone teoremine (1962) göre enerjisi sıfır olan hallerin enerji spektrumundaki gerçek titreşim seviyelerine karışmasına neden olur [187]. Çift-çift deforme çekirdeklerde öteleme değişmezliğinin kırılması sonucu meydana çıkan $\omega = 0$ enerjili durumlar çekirdeğin ağırlık merkezinin uzayda ötelemesine karşı gelmektedir. Bu durumun spini ve

paritesi $I^\pi=1^-$ olduğundan elektrik dipol titreşimlerine karışmaktadır [1]. Öte yandan çift-çift deforme çekirdeklerde dönme simetrisinin kırılmasının neden olduğu $\omega = 0$ Goldstone dalı çekirdeğin bir bütün olarak dönmesini yansıtır ve sahip olduğu simetriden dolayı manyetik dipol titreşimlerine ($I^\pi=1^+$) karışmaktadır [104,125]. Görüldüğü gibi Goldstone dalları çekirdek iç hareketiyle hiçbir ilişkisi olmayan ayrı bir moddur ve bundan dolayı bu haller çekirdek fiziğinde sahte (spurious) haller olarak adlandırılmıştır [104]. Bu sahte hallerin çift-çift deforme çekirdeklerin gerçek enerji spektrumuna karışması teorik sonuçları kuvvetli bir şekilde etkilemektedir [193]. Bu nedenle çift-çift deforme çekirdeklerin 1^+ ve 1^- titreşim durumlarından $\omega = 0$ hallerinin yalıtılması mikroskobik modellerin temel prensiplerinden biridir [104].

Sahte hallerin gerçek titreşim seviyelerinden ayrıştırılması çift-çift çekirdeklerin kolektif modlarının hesabında olduğu kadar tek çekirdeklerin kolektif modlarına yönelik sayısal hesaplamalar için de önem arz etmektedir. Bunun en önemli nedenlerinden bir tanesi mikroskobik modellerde tek-A'lı çekirdeğin enerji seviyelerinin ve dalga fonksiyonlarının çift-çift kor çekirdeğinin fonon yapısı temel alınarak hesaplanmasıdır [154,155,179-183]. Ayrıca kor-parçacık çiftlenimini temel alan bu modelde tek çekirdeğin düşük enerjili manyetik dipol uyarılma seviyelerinin tek kalan nükleon ile korun $M1$ seviyelerinin etkileşmesi sonucu ortaya çıktıkları bilinmektedir [196]. Bu nedenle mikroskobik modellerde tek kütleli çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmalarının doğru tasviri kor çekirdeğinin kırılan dönme simetrisinin restorasyonu ile mümkündür.

Tek parçacık Hamiltoniyeninin kırılan dönme simetrisinin restorasyonu ve sahte hallerin gerçek titreşim seviyelerinden yalıtılmasına yönelik olarak pek çok yöntem uygulanmaktadır [50,51,60,84,91,190,104,245,253]. Bu metotlar arasında en sık kullanılanları kuadropol-kuadropol etkileşme sabitinin ayarlanmasına dayalı olarak geliştirilen uygulamalar ile Pyatov'un önerdiği ve ortalama alanla öz uyumlu olarak belirlenen efektif etkileşmelere dayalı metottur [200].

Daha önceki bölümde değinildiği gibi çift-çift deforme çekirdeklerde $I^\pi=1^+$ manyetik dipol uyarılma seviyelerini farklı mekanizmalar üretebilir. Birçok çalışmada 1^+ durumları spinden bağımsız kuadrupol-kuadrupol etkileşmeleri olarak tanımlanmıştır. Bu durumda kolektif dönme serbestlik derecesi ile ilişkili olan sahte hal, kuadrupol çiftlenim parametresinin uygun bir değerde seçilmesi sureti ile kısmen yalıtılabilir. Ancak bu metotta dalga fonksiyonundaki sahte bileşenlerin ayrışımı için ek sınırlamalar gerekmektedir. Ayrıca bu yaklaşımda tek parçacık Hamiltoniyenin yanı sıra kullanılan kuadrupol-kuadrupol artık etkileşmesi de dönme işlemi altında değişmez değildir [200]. Sonuç olarak kuadrupol etkileşmesi ve açısal momentum operatörlerinin matris elemanları arasında bir ilişki kurulması gerekir:

$$[H, J_{\pm}] = 0 \quad (4.1)$$

Bu ilişki Nilsson potansiyeli bazında tam olarak mümkün iken ekstenel simetrik tek parçacık potansiyeli için mümkün değildir [254]. Bu koşul QRPA seküler denklemi $w = 0$ durumu için çözümlenerek yaklaşık olarak sağlanır. Bu çözüm (4.1) koşulunu sağlayacak biçimde kuadrupol etkileşme parametresinin seçilmesine olanak sağlar [254]. Kuadrupol çiftlenim parametresinin bu şekilde seçilmesi $w = 0$ enerjisindeki sahte halleri vermekle birlikte $\omega \neq 0$ çözümlerindeki sahte halleri ayırıştırılmaz [200]. Bu eksikliği gidermek için sistem hamiltoniyenine dönme ve titreşim çiftlenim terimi eklenmesi yoluna gidilse [84,254] de bu yaklaşım titreşim ve dönme hareketindeki çakışmayı ancak minimize edebilmektedir [200]. Ayrıca bu ilave terim hesaplamalara ek bir etkileşme parametresi getirmektedir.

Diğer taraftan Pyatov metodunda [19-195] efektif artık etkileşmeler evrensel simetri restorasyon koşulları altında ortalama alan ile öz uyumlu seçildiğinden, sonraki kısımlarda gösterileceği gibi, sahte haller otomatik olarak gerçek titreşim seviyelerinden ayrılmaktadır [200]. Ayrıca efektif etkileşimlerin öz uyumluluğu nedeni ile etkileşme sabiti ortalama alan parametrelerine bağlıdır ve hesaplamalar ek bir parametre getirmez. Kuadrupol-kuadrupol kuvveti ve fonon operatörleri ortogonal değildir, ancak Pyatov metodunda fonon operatörleri ile sistem

Hamiltoniyenin ortogonalitesi kendiliğinden sağlanmaktadır [200]. Civitarese ve Licciardo özetlediğimiz bu karşılaştırmayı sayısal hesaplamalar ile destekleyerek Pyatov'un öz uyumlu efektif kuvvetlere dayanan restorasyon metodunun diğer restorasyon metotlarına göre çok daha genel bir metot olduğunu belirtmişlerdir [200].

4.1. Etkin Kuvvetler ve Kırılmış Simetrilerin Restorasyonu

4.1.1. Pyatov metodu

Bu yöntem hem etkin etkileşme sabitini serbest bir parametre olmaktan çıkarır hem de tek parçacık hamiltoniyenin neden olduğu simetri bozulmalarını restore eder. Basit bir örnekle bu yöntemi izah etmeye çalışalım. (3.23) tek kuaziparçacık Hamiltoniyeni kabuk model potansiyelini baz aldığından Hatree-Fock-Bogolyubov yaklaşımları nedeni ile bir çok simetri kırınımına sahiptir.

F vektörü, momentum, açısal momentum veya herhangi bir başka korunan fiziksel büyüğe karşılık gelen, toplanabilir, tek parçacıklı bir operatör olsun. Böyle bir sistemin kuaziparçacık hamiltoniyeni ortalama alan potansiyellerinin simetri kırınımından dolayı F operatörü ile komutatatif değildir:

$$[H_{sqp}, F_{\mu}] \neq 0 \quad (4.2)$$

H_{sqp} Hamiltoniyenine ayrılabilir izoskaler restore edici etkin kuvveti,

$$h = -\frac{1}{2\gamma} \sum_{\mu} [H_{sqp}, F_{\mu}]^+ [H_{sqp}, F_{\mu}] \quad (4.3)$$

$$\gamma = [F_{\mu}^+, [H_{sqp}, F_{\mu}]]_{RPA} = c \quad (4.4)$$

formunda seçerek eklersek [196,1] elde edilen $H = H_{sqp} + h$ hamiltoniyeni F operatörünün korunmasını sağlar:

$$[H_{sqp} + h, F] = 0 \quad (4.5)$$

Burada etkileşme sabiti γ^{-1} olan h etkin kuvvetleri ortalama alanla öz uyumlu olup, ortalama alan parametrelerinden başka hiç bir yeni etkileşme sabiti içermemektedir. γ fiziksel olarak simetri kırılımının bir ölçüsüdür. Uyarılmış seviyelerin mikroskobik özelliklerine bağlı olan γ büyüklüğünün, çekirdeğin makroskobik nitelikleri olan kütle, kuadrupol moment (dönme değişmezliğinin kırılması halinde), süperakışkan çekirdeklerde gap enerjisi (eşleme etkileşmelerinin ayar değişmezliğini kırması olayında), çekirdek simetri enerjisi (izotopik değişmezliğin kırılması halinde) gibi derin fiziksel anlamı vardır [1]. Restore edici etkin kuvvetler için seçilen (4.3) ifadesi ortalama alanla özuyumlu olarak hesaplandığından istenilen tek parçacık hamiltoniyenlerine uygulanabilir.

Bu yöntem daha sonra Dietrich vd. (1989) [255] tarafından iyi deforme çekirdeklerde ve Hamamoto ve Nazarewicz (1992) [103] tarafından ise aşırı deforme çekirdeklerde 1^+ titreşim seviyelerinin incelenmesinde ve $\omega = 0$ Goldstone dallarının gerçek titreşimlerden ayrılmasında başarı ile uygulanmıştır. Fakat 1^+ seviyelerinin incelenmesine yönelik yapılan sayısal hesaplamalarda kuadrupol tipli izovektör etkin etkileşmelerin öz uyumlu seçilmemesinden dolayı makas modun özelliklerinin açıklanmasında sorunlar ortaya çıkmaktadır. Örneğin çekirdek ortalama alan potansiyelinde nükleonlar arasındaki simetri enerjisinden dolayı izoskaler ve izovektör gibi aynı simetrik ve dönme değişmezliğinin kırılımına sebep olan iki terim yer almaktadır [196]. Ancak yapılan bu hesaplamalarda kuadrupol karakterli izovektör kuvvetlerinin restorasyonu göz ardı edildiğinden restore edici izoskaler ve izovektör etkin kuvvetlerinin dipol titreşim hallerini birlikte nasıl etkilediği bilinmemektedir. Bunun için de teori, deneysel verilerin açıklanmasında zorluklarla karşılaşır. Bu zorlukların aşılması için teorik hesaplamalarda genel olarak etkin etkileşmelerin izoskaler ve izovektör kısımları ortalama alan potansiyelindeki uygun izoskaler ve izovektör terimleriyle öz uyumlu olarak seçilmelidir [1,104].

4.1.2. Pyatov metodunun gerçek bir hal için geliştirilmesi

Pyatov metodunu ortalama alanda simetri kırınımına neden olan gerçek bir hale genelleştirmek için aksenal simetrik deforme alanda eşleme etkileşmesi yapan nükleonlar sistemi göz önüne alınsın. $N > Z$ olan çekirdeklerde nötron ve proton ortalama alan potansiyelleri farklı olduğundan, çekirdek potansiyeli izoskaler ve izovektör olarak iki kısma ayrılır. Simetri kırınımına neden olan bu iki terimden dolayı (3.28) Hamiltoniyeni de öteleme ve dönme (deforme çekirdeklerde) dönüşümleri altında değişmez değildir. Ortalama alan potansiyelinde simetriyi bozan bu tür iki terimin varlığından dolayı Pyatov yöntemiyle yukarıda elde ettiğimiz (4.3) h etkin kuvveti artık saf izoskaler değildir. Bu nedenle manyetik dipol titreşimlerinin enerjilerinin, $M1$ geçiş ihtimallerinin ve başka özelliklerinin doğru hesaplanmasında restore edici izoskaler ve izovektör etkin kuvvetlerin birlikte ele alınması gerekir. Bu izoskaler ve izovektör etkin kuvvetlerin ortalama alan potansiyelindeki uygun izoskaler ve izovektör terimleriyle ve sistem hamiltoniyeni ile öz uyumlu olarak seçilmesi çok önemlidir [1,104].

Tek kuaziparçacık hamiltoniyenin kırılan değişmezliğinin restorasyonunda, h_0 etkin kuvvetinin saf bir izoskaler olması için, (4.3) ifadesindeki komütatörlerde H_{sqp} terimlerinden ortalama alan potansiyelinin V_1 izovektör teriminin çıkartılması gereklidir [104]. Bu düzeltmeden sonra restore edici izoskaler h_0 ve izovektör h_1 etkin kuvvetleri,

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_{\mu} [H_{sqp} - V_1, F_{\mu}]^+ [H_{sqp} - V_1, F_{\mu}] \quad (4.6)$$

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_{\mu} [V_1, F_{\mu}]^+ [V_1, F_{\mu}] \quad (4.7)$$

formunda ortalama alan ile öz uyumlu seçilerek tek kuaziparçacık Hamiltoniyenine eklendiğinde elde edilen Hamiltoniyen F operatörü ile komütatif olacaktır:

$$[H_{sqp} + h_0 + h_1, F_\mu] = 0, \quad \mu = \pm 1 \quad (4.8)$$

Burada,

$$\gamma_0 = \gamma - \gamma_I; \quad \gamma_I = \gamma_I^n - \gamma_I^p; \quad \gamma = \gamma_n + \gamma_p \quad (4.9)$$

$$\gamma^{(\mu)} = [F_\mu^+, [H_{sqp}, F_\mu]]_{RPA}, \quad \gamma^{(-1)} = \gamma^{(+1)} \equiv \gamma \quad (4.10)$$

$$\gamma_1^\mu = [F_\mu^+, [V_1, F_\mu]]_{RPA}, \quad \gamma_1^{(-1)} = \gamma_1^{(+1)} \equiv \gamma_1 \quad (4.11)$$

şeklinde olup V_1 çekirdek ortalama alan potansiyelinin izovektör kısmıdır [154]. (4.6)-(4.11) formüllerinin yardımıyla h_0 ve h_1 etkin kuvvetlerinin Hamiltoniyenin izoskaler ve izovektör kısımlarının dönme değişmezliğini ayrı-ayrı restore ettiği gösterilebilir [1]:

$$[H_{sqp} - V_1 + h_0, F_\mu] = 0 \quad (4.12)$$

$$[V_1 + h_1, F_\mu] = 0 \quad (4.13)$$

(4.9)-(4.11) formüllerinden görüldüğü gibi γ_0 ve γ_1 etkileşme sabitleri tamamen ortalama alan parametreleriyle saptandıklarından dolayı h_0 ve h_1 etkin kuvvetleri ilave bir parametre içermezler. Deforme çekirdek hamiltoniyenin dönme ve öteleme değişmezliklerini restore eden etkin kuvvetler (4.6)-(4.13) ifadelerinde F_μ operatörünün yerine uygun olarak J_μ ve P_μ değişikliği yapılması suretiyle elde edilebilir [1].

Kuliev vd. (2000) tarafından çekirdek ortalama alan potansiyelinde izoskaler ve izovektör terimlerin olduğu gerçek bir durum için geliştirilen bu yöntem çift-çift çekirdeklerin 1^+ titreşim durumlarından $\omega = 0$ enerjili sahte hallerin yalıtılmasında

kullanılmıştır. Ayrıca söz konusu yöntem çift-çift çekirdeklerde çift etkileşme potansiyellerinin neden olduğu Galileo değişmezliğinin kırınımının restorasyonunu sağlayan etkin kuvvetlerin seçilmesinde de başarıyla uygulanmış ve bu kuvvetlerin iki kuaziparçacık eşik enerjisinin altındaki düşük enerjilerde 1^- hallerinin yeni bir dalını ürettiğini gösterilmiştir [115]. Bu yöntemin başarısının esas nedeni kolektif uyarılmaların meydana gelmesinden sorumlu olan etkin kuvvetlerin form faktörlerinin ve etkileşme sabitlerinin ortalama alan potansiyellerinin radyal kısmıyla ve parametreleri ile öz uyumlu olarak belirlenmesidir.

Bu tez çalışmasında Kuliev vd. tarafından geliştirilen, izoskaler ve izovektör terimlerinin yer aldığı bu metot ilk defa tek kütle numaralı çekirdek Hamiltoniyeninin kırılan dönme simetrisinin restorasyonunda kullanılmıştır.

BÖLÜM 5. ÇİFT-ÇİFT KÜTLE NUMARALI DEFORME ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMALARININ ARAŞTIRILMASI

Bu bölümde, spin-spin etkileşmelerinin kolektif $I^\pi=1^+$ seviyelerini ürettiği fikrinden yola çıkarak çift-çift deforme çekirdekte manyetik dipol uyarılma seviyelerinin enerjilerinin ve indirgenmiş geçiş ihtimallerinin hesabı için sırasıyla dönme değişmez olmayan (NRI-) ve dönme değişmez (RI-) QRPA yöntemleri kullanılarak elde edilen analitik ifadeler verilmiştir.

5.1. Çift-Çift Kütleli Numaralı Deforme Çekirdekler İçin NRI-QRPA Metodu

Nükleonların, aksel simetrik ortalama potansiyel alan içerisinde çiftlenim ve spin-spin kuvvetleri yolu ile etkileştiği bir çift-çift deforme çekirdek sistemi için model Hamiltoniyen (3.50)'de

$$H = H_{sqp} + H_{coll}. \quad (5.1)$$

olarak verilmişti. Tek parçacık (H_{sqp}) ve kolektif ($H_{coll.}$) Hamiltoniyenlerinin kuaziparçacık tasvirindeki ifadeleri sırası ile (3.41) ve (3.42)'de verildiği gibidir. QRPA metodunda yapacağımız hesaplamalarımızı kolaylaştırmak için (3.41) ve (3.42) ifadeleri, (3.48) ve (3.49) fonon operatör tanımları kullanılarak fonon tasvirinde yazıldığında (5.1) Hamiltoniyeni

$$H = \left\{ \sum_{ss'} \varepsilon_{ss'} (\psi_{ss'}^{i2} + \phi_{ss'}^{i2}) + \sum_{tt'} \varepsilon_{tt'} (\psi_{tt'}^{i2} + \phi_{tt'}^{i2}) + \chi R_n^{i2} + \chi R_p^{i2} - 2\chi R_n^i R_p^i \right\} Q_{i\mu}^+ Q_{i\mu} \quad (5.2)$$

şeklini alır. (5.2) ifadesinde $R_\tau^i = \sum_{ss'} \sigma_{ss'}^{(\mu)}(\tau) L_{ss'}^\tau [\psi_{ss'}^i(\tau) + \phi_{ss'}^i(\tau)]$ kısaltması

yapılmıştır. QRPA'da kolektif 1^+ seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonu:

$$|\psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss',\tau} [\psi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}^+(\tau) - \phi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (5.3)$$

ile ifade edilir [1]. Burada Q_i^+ fonon üretme operatörü, $|\Psi_0\rangle$ ise çift-çift çekirdeğin taban durumuna karşılık gelen fonon vakumudur [114]. $\psi_{ss'}^i(\tau)$ ve $\phi_{ss'}^i(\tau)$ ise iki-kuaziparçacık seviyelerinin genlikleridir. (5.3) ifadesi ile verilen dalga fonksiyonu,

$$\sum_{i,\tau} [\psi_{ss'}^{i,2}(\tau) - \phi_{ss'}^{i,2}(\tau)] = 1 \quad (5.4)$$

normlama koşuluna uymaktadır [114]. (5.2)'de verilen Hamiltoniyenin özfonksiyon ve özdeğerlerini bulmak için

$$\delta \left\{ \langle \Psi_0 | Q_i H Q_i^+ | \Psi_0 \rangle - \langle \Psi_0 | H | \Psi_0 \rangle - \omega_i \left[\sum_{ss',\tau} \{ \psi_{ss'}^{i,2}(\tau) - \phi_{ss'}^{i,2}(\tau) \} - 1 \right] \right\} = 0 \quad (5.5)$$

varyasyon ilkesi uygulanırsa,

$$D(\omega_i) = 1 + \chi [F_i^n(\omega_i) + F_i^p(\omega_i)] + (1 - q^2) \chi^2 F_i^n(\omega_i) F_i^p(\omega_i) = 0 \quad (5.6)$$

seküler denklemi elde edilir [114]. Bu denklemin ω_i kökleri spin titreşimlerinin meydana getirdiği uyarılmış 1^+ hallerinin enerjilerini verir. (5.6) ifadesinde

$$F_i^\tau(\omega_i) = 2 \sum_{ss',\tau} \frac{\varepsilon_{ss'}^\tau \sigma_{ss'}^2(\tau) L_{ss'}^{\tau,2}}{\varepsilon_{ss'}^{\tau,2} - \omega_i^2}, \quad \tau = n, p \quad (5.7)$$

kısaltmaları yapılmıştır. Seküler denklem (5.6) ve normalizasyon şartı (5.4) kullanılarak dalga fonksiyonunun $\psi_{ss'}^i(\tau)$ ve $\varphi_{ss'}^i(\tau)$ genlikleri için,

$$\psi_{u'}^i(n) = -\frac{1+qL_i}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \sum_{u'} \frac{\sigma_{u'} L_{u'}}{(\varepsilon_{u'} + \omega_i)} ; \quad \psi_{ss'}^i(p) = -\frac{q+L_i}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \sum_{\mu} \frac{\sigma_{ss'} L_{ss'}}{(\varepsilon_{ss'} + \omega_i)} \quad (5.8)$$

$$\varphi_{u'}^i(n) = -\frac{1+qL_i}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \sum_{u'} \frac{\sigma_{u'} L_{u'}}{(\varepsilon_{u'} - \omega_i)} ; \quad \varphi_{ss'}^i(p) = -\frac{q+L_i}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \sum_{ss'} \frac{\sigma_{ss'} L_{ss'}}{(\varepsilon_{ss'} - \omega_i)} \quad (5.9)$$

ifadeleri elde edilebilir. Burada,

$$Z(\omega_i) = \frac{1}{(-\chi F_i^n)^2} Y_n^i + \frac{q^2}{(1+\chi F_i^p)^2} Y_p^i \quad (5.10)$$

$$Y_\tau^i(\omega_i) = 4\omega_i \sum_{ss',\tau} \frac{\varepsilon_{ss'}^\tau \sigma_{ss'}^2(\tau) L_{ss'}^{\tau 2}}{(\varepsilon_{ss'}^\tau - \omega_i^2)^2}$$

ile verilir. (5.1) hamiltoniyeni dönme değişmez olmadığı için (5.6) denkleminin çözümleri arasına sahte haller karışır. Bu sahte haller tüm 1^+ durumları üzerinden paylaşılır. Sahte hallerin yalıtılması üzerine tartışmalar dönme değişmez modelde verilmiştir.

5.1.1. NRI-QRPA metodunda $I^\pi K=1^+1$ seviyelerinin $B(M1)$ manyetik dipol geçiş ihtimali ve enerji ağırlıklı toplam kuralı (EWSR)

Elektromanyetik geçiş olasılıkları nükleer yapı çalışmalarında kullanılan modelleri test etme aracıdır. (3.16) indirgenmiş elektromanyetik geçiş ifadesinde (5.3) iç hareket dalga fonksiyonu kullanılarak çift-çift çekirdeğin taban durumundan uyarılmış durumlarına $M1$ geçiş ihtimalleri için aşağıdaki analitik ifade

$$B(M1; 0^+ \rightarrow 1^+) = \langle I_0 K_0 1\mu | 1K \rangle^2 \langle \psi_i | M_\mu | \psi_0 \rangle^2 \mu_N^2 \quad (5.11)$$

yazılabilir. Burada $\langle I_0 K_0 1\mu | 1K \rangle$ ve $\langle \psi_i | M_\mu | \psi_0 \rangle$ sırasıyla taban durumdan uyarılmış duruma geçiş için Clebsch-Gordon katsayısı ve bu geçişler için manyetik dipol operatörünün (M_μ) beklenen değeridir. Çift-çift çekirdek için manyetik dipol operatörü kuaziparçacık-fonon tasvirinde,

$$M_\mu = \sum_{\tau} \sum_{ss'} m_{ss'}^{(\mu)}(\tau) L_{ss'}^{\tau} g_{ss'}^i(\tau) (Q_{i\mu} + Q_{i\mu}^+) \quad (5.12)$$

olarak ifade edilebilir. Burada

$$m_{ss'}^{(\mu)}(\tau) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[(g_s^{\tau} - g_l^{\tau}) \langle s | s_\mu | s' \rangle + g_l^{\tau} \langle s | J_\mu | s' \rangle \right] \quad \mu_N \quad (5.13)$$

manyetik dipol operatörünün tek parçacık matris elemanlarıdır. (5.11) ifadesindeki $\langle \psi_i | M_\mu | \psi_0 \rangle$ terimi için taban durum ve uyarılmış durum dalga fonksiyonları kullanılarak elde edilen sonuç (5.11)'de yerine yazılırsa çift-çift çekirdeğin taban durumundan uyarılmış durumlarına $M1$ geçişleri için NRI-QRPA bazında aşağıdaki analitik ifade elde edilir:

$$B(M1, 0^+ \rightarrow 1^+ K) = \langle I_0 K_0 1\mu | 1K \rangle^2 \left| \sum_{ss', \tau} m_{ss'}^{(\mu)}(\tau) L_{ss'}^{\tau} g_{ss'}^i(\tau) \right|^2 \quad \mu = 0, \pm 1 \quad (5.14)$$

Burada $g_{ss'}^i(\tau) = \psi_{ss'}^i(\tau) + \phi_{ss'}^i(\tau)$ şeklindedir. $\mu = 0$ değeri $K=0$ uyarılmalarına, $\mu = \pm 1$ ise $K=1$ uyarılmalarına karşılık gelir. (5.14) geçiş ihtimali kolektif uyarılmaların koherent karakteriyle ilişkilidir. Bu sebeple $B(M1)$ 'in aldığı değerlerin büyük olması çekirdek seviyesinin kolektif olmasının bir kriteri olarak kabul edilmektedir.

Çekirdek yapısının incelenmesinde geçiş matris elemanlarının tabi olduğu toplam kurallarının büyük önemi vardır. Toplam kurallarının yardımıyla kullanılan model ve

yaklaşımların başarısı, incelenen rezonans seviyelerinin kolektifliği ve manyetik dipol rezonansın yerini belirlemede bilgi edinilebilir. $M1$ geçişlerinin NRI-QRPA bazında enerji ağırlıklı toplam kuralı (EWSR) aşağıdaki şekilde yazılır:

$$\frac{1}{4} \langle \psi_0 | [M_\mu^+, [H, M_\mu]] | \psi_0 \rangle_{QRPA} = \frac{8\pi}{3} \sum_i \omega_i B_i(M1, 0^+ \rightarrow 1_i^+) \quad (5.15)$$

(5.15) eşitliğinin sol kısmını χ etkileşim parametresinden bağımsız olduğundan ω_i 'ye göre değişmezdir ve aşağıdaki gibi kuaziparçacık enerjileri ve matris elemanlarıyla belirlenir:

$$\frac{1}{4} \langle \psi_0 | [M_\mu^+, [H, M_\mu]] | \psi_0 \rangle_{QRPA} = \frac{1}{2} \sum_{ss', \tau} m_{ss'}^{(\mu)2}(\tau) L_{ss'}^2(\tau) \varepsilon_{ss'}(\tau) \quad (5.16)$$

Diğer yandan (5.15) toplam kuralının sağ tarafı çekirdek seviyelerinin enerjilerini ve dalga fonksiyonlarını içerdiğinden modele ve kullanılan metodun χ etkileşim parametresine bağımlıdır.

5.2. Çift-Çift Kütleli Deforme Çekirdekler İçin RI-QRPA Metodu

Bir önceki kısımda (5.1) ifadesindeki tek kuaziparçacık Hamiltoniyeninin dönme simetrisi, kullanılan ortalama alan deforme potansiyelinden dolayı kırılmıştır. Dönme değişmezliğin kırınımına ortalama alan potansiyelinde yer alan izoskaler (V_0) ve izovektör (V_1) terimler neden olduğundan, aşağıdaki formda seçilen ayrılabilir izoskaler (h_0) ve izovektör (h_1) efektif etkileşmeleri [1,104]:

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_\mu [H_{sqp} - V_1, J_\mu]^+ [H_{sqp} - V_1, J_\mu] \quad (5.17)$$

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_\mu [V_1, J_\mu]^+ [V_1, J_\mu] \quad (5.18)$$

(5.1) Hamiltoniyenine eklenmek suretiyle,

$$H = H_{sqp} + H_{coll.} + h_0 + h_1 \quad (5.19)$$

H_{sqp} tek kuaziparçacık Hamiltoniyeninin dönme değişmezliği sağlanmış olur [1,104]. J_μ açısal momentumun ($\mu = \pm 1$) küresel bileşenidir. (5.17) ve (5.18) ifadelerinde yer alan γ_0 ve γ_1 sabitleri

$$\begin{aligned} \gamma^{(\mu)} &= \langle 0 | [J_\mu^+, [H_{sqp}, J_\mu]] | 0 \rangle_{QRPA} \\ \gamma_1^{(\mu)} &= \langle 0 | [J_\mu^+, [V_1, J_\mu]] | 0 \rangle_{QRPA} \end{aligned} \quad (5.20)$$

ile belirlenir. (5.20) ifadelerinde

$$\begin{aligned} \gamma^{(-1)} = \gamma^{(+1)} = \gamma & \quad ; \quad \gamma_1^{(-1)} = \gamma_1^{(+1)} = \gamma_1 \\ \gamma_0 = \gamma - \gamma_1 & \quad ; \quad \gamma = \gamma^n + \gamma^p & \quad ; \quad \gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p \end{aligned} \quad (5.21)$$

şeklindedir. Burada izoskaler γ_0 ve izovektör γ_1 ifadeleri ortalama alan parametreleriyle özuyumlu olarak belirlenir. V_1 izovektör potansiyeli Bölüm 3'te (3.4) ifadesi ile verilmiştir.

(5.19) hamiltoniyeninin özdeğer ve özfonksiyonları aşağıdaki hareket denklemi çözülerek bulunabilir:

$$\left[H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}, Q_i^+ \right] = \omega_i Q_i^+ \quad (5.22)$$

Bunun için hareket denkleminde yola çıkılarak (5.3) dalga fonksiyonundaki $\psi_{ss'}^i$ ve $\phi_{ss'}^i$ özvektörleri için elde edilen,

$$\begin{vmatrix} A & B \\ B & A \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \psi_{ss'}^i \\ \phi_{ss'}^i \end{vmatrix} = \omega_i \begin{vmatrix} \psi_{ss'}^i \\ -\phi_{ss'}^i \end{vmatrix} \quad (5.23)$$

$$\begin{aligned} A_{ss',tt'} &= \langle \Psi_0 | [C_{ss'}, [H, C_{tt'}^+]] | \Psi_0 \rangle \\ B_{ss',tt'} &= -\langle \Psi_0 | [C_{ss'}, [H, C_{tt'}]] | \Psi_0 \rangle \end{aligned} \quad (5.24)$$

matris denklemleri çözülerek aşağıdaki seküler denklem bulunur [1,104]:

$$\omega_i^2 J_{eff}(\omega_i) = \omega_i^2 \left[J - 8\chi \frac{X^2}{D_\sigma} + \frac{\omega_i^2}{\gamma_1 - F_1} \left(J_1^2 - 8\chi \frac{JX_1^2 - 2J_1XX_1}{D_\sigma} \right) \right] = 0 \quad (5.25)$$

Seküler denklemin çözümü çift-çift çekirdeklere $I^\pi K=1^+1$ durumlarının enerjilerini (ω_i) verir. Burada,

$$\begin{aligned} D_\sigma &= 1 + \chi F_\sigma; & F_\sigma &= 8 \sum_{ss'} \frac{\varepsilon_{ss'} L_{ss'}^2 S_{ss'}^2}{\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2}; & F_1 &= 2 \sum_{ss'} \frac{\varepsilon_{ss'} (V_1)_{ss'}^2 L_{ss'}^2 j_{ss'}^2}{\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} \\ X &= X_n - X_p; & X_1 &= X_{1n} - X_{1p}; & J_1 &= J_1^n - J_1^p \end{aligned} \quad (5.26)$$

$$X_\tau = 2 \sum_{ss',\tau} \frac{\varepsilon_{ss'}^\tau L_{ss'}^{\tau 2} j_{ss'}^\tau S_{ss'}^\tau}{\varepsilon_{ss'}^{\tau 2} - \omega_i^2}; \quad X_{1\tau} = 2 \sum_{ss',\tau} \frac{(V_1)_{ss'}^\tau L_{ss'}^{\tau 2} j_{ss'}^\tau S_{ss'}^\tau}{\varepsilon_{ss'}^{\tau 2} - \omega_i^2}$$

$$J_1^\tau = 2 \sum_{ss',\tau} \frac{(V_1)_{ss'}^\tau L_{ss'}^{\tau 2} j_{ss'}^{\tau 2}}{\varepsilon_{ss'}^{\tau 2} - \omega_i^2}; \quad J = 2 \sum_{ss'} \frac{\varepsilon_{ss'} L_{ss'}^2 j_{ss'}^2}{\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2};$$

kısaltmaları yapılmıştır. Son olarak, dalga fonksiyonundaki iki-kuaziparçacık genlikleri ($\psi_{ss'}$ ve $\phi_{ss'}$) normalizasyon koşulu (5.4) kullanarak hareket denklemlerinden (5.22):

$$\psi_{ss'}^i(n) = \frac{1}{\sqrt{4\omega Z}} \frac{j_{ss'} e_{ss'} - 8\omega\chi\phi_\sigma S_{ss'}}{\varepsilon_{ss'} - \omega_i}; \quad \psi_{tt'}^i(p) = \frac{1}{\sqrt{4\omega Z}} \frac{j_{tt'} e_{tt'} + 8\omega\chi\phi_\sigma S_{tt'}}{\varepsilon_{tt'} - \omega_i} \quad (5.27)$$

$$\varphi_{ss'}^i(n) = -\frac{1}{\sqrt{4\omega Z}} \frac{j_{ss'} e_{ss'} + 8\omega \chi \phi_\sigma s_{ss'}}{\varepsilon_{ss'} + \omega_i}; \quad \varphi_{tt'}^i(p) = -\frac{1}{\sqrt{4\omega Z}} \frac{j_{tt'} e_{tt'} - 8\omega \chi \phi_\sigma s_{tt'}}{\varepsilon_{tt'} + \omega_i} \quad (5.28)$$

olarak bulunur. Burada

$$e_{ss'(tt')}^{n(p)} = \varepsilon_{ss'(tt')} \mp L_i V_{ss'(tt')}^{n(p)}; \quad \phi_\sigma = \frac{\omega^2 J_1 X_1 - (F_1 - \gamma_1) X}{8\omega^2 \chi X_1^2 - (F_1 - \gamma_1) D_\sigma}; \quad L_i = \frac{X - \phi_\sigma D_\sigma}{X_1} \quad (5.29)$$

olup, $Z(\omega)$ fonksiyonu ise (5.4) normalizasyon şartından elde edilebilir [1,104].

$\varepsilon_{ss'} = \varepsilon_s + \varepsilon_{s'}$ iki-kuaziparçacık enerjileri, ortalama alandaki izovektör terimin $|s\rangle$ tek

parçacık halindeki özdeğeri $(V_1)_s \equiv \langle s|V_1|s\rangle(u_s^2 - v_s^2)$ olmak üzere

$(V_1)_{ss'} = (V_1)_s + (V_1)_{s'}$ 'dir. Spin (s_{+1}) ve toplam açısal momentum (J_{+1})

operatörlerinin tek parçacık matris elemanları $s_{ss'}$ ve $j_{ss'}$ kısaltmalarıyla

gösterilmektedir. Süperakışkan modelde u_s ve v_s tek parçacık enerji seviyelerinin

dolu ve boş olma ihtimalini karakterize eden Bogolyubov katsayıları olup

$L_{ss'} = u_s v_{s'} - u_{s'} v_s$ ile verilir [154]. Bu ifadelerdeki τ indisi nötron veya proton

indislerine göre toplamı ifade eder. (5.25) denkleminin çözümlerinden birisi olan

$\omega_0 = 0$ Goldstone dalı çekirdeğin dönmesine karşı gelmektedir. Kuliev ve Pyatov

(1974) tarafından gösterildiği gibi bu çözümü karakterize eden statik elektrik ve

manyetik momentler, kolektif çekirdek modelinde 2^+ dönme hali için elde edilen

formüllerin aynısıdır. $J_{eff}(\omega_i)$ fonksiyonunun statik limiti $J_{at}(\omega_i = 0)$ Inglis'in

meşhur atalet momenti formülünün spin kuvvetlerinin de etkisini göz önüne alan

genelleştirilmiş ifadesidir. (5.25) denkleminin sıfırdan farklı diğer $(\omega_i > 0)$

çözümleri, enerjisi sistemin ilk iki kuaziparçacık enerjisinden büyük olan harmonik

titreşimlerini ifade eder (bu çözümler klasik olarak spin etkileşmeleri olmaksızın

sistemin Q_{21} kuadrupol momentinin titreşimlerine karşılık gelir). Ortalama alandaki

spin-yörünge potansiyelinden dolayı spin etkileşmelerinin ürettiği spin titreşimleri

izoskaler h_0 ve izovektör h_1 restore edici kuvvetlerinin ürettiği bu farklı tabiatlı 1^+

seviyeleri ile etkileşerek karıştıklarından birbirlerinden ayrılamazlar. Bu nedenle de

(Kuliev ve Pyatov, 1974; Faessler vd., 1986; Hamamoto, 1971) çalışmalarında h_I teriminin göz önüne alınmaması sonuçları etkileyecektir [1,104].

5.2.1. RI-QRPA metodunda $I^{\pi}K=1^{+}1$ seviyelerinin $B(M1)$ manyetik dipol geçiş ihtimali ve enerji ağırlıklı toplam kuralı (EWSR)

Tam dalga fonksiyonu (3.13) kullanılarak elde edilen (3.16) indirgenmiş elektromanyetik geçiş ifadesinde (5.3) iç hareket dalga fonksiyonu ve (5.12) manyetik dipol operatörü kullanılarak çift-çift çekirdeğin taban durumundan uyarılmış durumlarına $M1$ geçiş ihtimalleri için RI-QRPA bazında aşağıdaki analitik ifade elde edilir [1,104]:

$$B(M1, 0^{+} \rightarrow 1^{+}_i) = \frac{3}{4\pi} \left| R_p^i(\omega_i) + \sum_{\tau} (g_s^{\tau} - g_l^{\tau}) R_{\tau}^i(\omega_i) \right|^2 \mu_N^2 \quad (5.30)$$

Burada,

$$\begin{aligned} R_p^i(\omega_i) &= \sum_{u'} \varepsilon_{u'} j_{u'} L_{u'} g_{u'}^i \\ R_{\tau}^i(\omega_i) &= \sum_{ss', \tau} \varepsilon_{ss'}^{\tau} s_{ss'}^{\tau} L_{ss'}^{\tau} g_{ss'}^i(\tau) \end{aligned} \quad (5.31)$$

şeklinindedir. (5.31)'de $g_{ss'}^i(\tau) = \psi_{ss'}^i(\tau) + \phi_{ss'}^i(\tau)$ olmakla beraber, $\psi_{ss'}^i(\tau)$ ve $\phi_{ss'}^i(\tau)$ için analitik ifadeler RI-QRPA bazındaki (5.27) ve (5.28) eşitlikleridir. Çekirdek yapısının incelenmesinde geçiş matris elemanlarının tabi olduğu toplam kurallarının büyük önemi vardır. Toplam kurallarının yardımıyla kullanılan model ve yaklaşımların başarısı ve incelenen rezonans seviyelerinin kolektif olup olmamaları gibi konularda bilgi elde edilebilir $M1$ geçişleri için enerji ağırlıklı toplam kuralı (EWSR),

$$2 \sum_i \omega_i B(M1, 0^{+} \rightarrow 1^{+}_i) = \langle \psi_0 | [M_{\mu}^{+}, [H, M_{\mu}]] | \psi_0 \rangle_{QRPA} \quad (5.32)$$

şeklindedir [1,104]. Bu toplam kuralının sağ tarafı için analitik ifade RI-QRPA bazında

$$\langle \psi_0 | [M_\mu^+, [H, M_\mu]] | \psi_0 \rangle_{QRPA} = \frac{3}{4\pi} \left[\gamma_p + \sum_\tau (g_s^\tau - g_l^\tau) \delta^\tau - \frac{(\gamma_p - \gamma_1^p)^2}{\gamma - \gamma_1} - \frac{\gamma_1^{p^2}}{\gamma_1} \right] \mu_N^2 \quad (5.33)$$

olarak bulunur. Burada $\delta^\tau = 2 \sum_{ss', \tau} \epsilon_{ss'}^\tau L_{ss'}^{\tau 2} j_{ss'}^\tau s_{ss'}^\tau$ kısaltması yapılmıştır. h_0 ve h_1 etkin kuvvetleri de $J_{\pm 1}$ operatörleriyle komut olmadıklarından, (5.33) toplam kuralına katkı sağladıkları görülmektedir. İzoskaler ve izovektör kuvvetlerin toplam kuralına katkıları makas modun toplam $B(M1)$ değerinin deformasyon parametresinin karesiyle orantılı olmasını sağladıklarından hesaplamalarda büyük öneme sahiptir [1,104].

BÖLÜM 6. TEK-A'LI DEFORME ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMALARININ ARAŞTIRILMASI

Daha önce 3. Bölümde tartışıldığı üzere tek kütle numaralı çekirdeklerde kolektif seviyelerin yapısının tam olarak açıklanabilmesi için kor dışında kalan tek kuaziparçacık seviyeleri ile korun kolektif fonon titreşimleri arasındaki etkileşmeler de göz önünde tutulmalıdır. Bu etkileşmeler QPNM ile hesaba katılır.

QPNM tek kütle numaralı deforme ve küresel çekirdeklerin dönmesiz kolektif seviyelerinin araştırılmasında, tek-A'lı küresel çekirdeklerin manyetik momentlerinin teorik olarak incelenmesinde [242-245] ve son olarak tek-A'lı deforme çekirdeklerin taban durum manyetik özellikleri ile spin polarizasyon olayının açıklanmasında [114,201-203] başarı ile uygulanmıştır. QPNM Soloviev vd. (1996,1997) tarafından tek kütle numaralı çekirdeklerin düşük enerjili $E1$ ve $M1$ rezonanslarının hesaplanmasında da kullanılmıştır [197-199]. Yapılan bu çalışmalarda tek fononlu ve iki fononlu kor konfigürasyonları, kuadropol-kuadropol ve spin-spin artık etkileşimleri kullanılmıştır [197-199]. Bu üç çalışmada da Hartree-Fock-Bogoluibov yaklaşımları nedeniyle sistem hamiltoniyeninde meydana gelen dönme değişmezlik simetrisinin kırınımı sonucu ortaya çıkan sahte haller tam olarak elimine edilememiştir. Sahte hallerin gerçek titreşim seviyelerinden ayrıştırılması hem çift-çift çekirdeklerin hem de tek çekirdeklerin $M1$ hesaplamaları için çok önemlidir. Çünkü mikroskobik teoride tek kütle numaralı çekirdeğin enerji seviyeleri ve dalga fonksiyonları çift-çift kor çekirdeğinin fonon yapısı temel alınarak hesaplanır [154,155,179-183]. Ayrıca tek-A'lı çekirdeklerde düşük enerjili manyetik dipol uyarılma seviyelerinin tek kalan nükleon ile korun $M1$ seviyelerinin etkileşmesi sonucu ortaya çıktıkları bilinmektedir [196]. Bu nedenle mikroskobik modellerde tek kütleli çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmalarının doğru tasviri çift-çift kor çekirdeğinin manyetik dipol

uyarımlarının doğru izahı ile mümkündür. Soloviev v.d tarafından yapılan sözü geçen çalışmalarda kuadropol-kuadropol çiftlenim sabitinin uygun bir değerde seçilmesi ile kor çekirdeğindeki sahte hallerin yaklaşık olarak yalıtılması yoluna gidilmiştir [79,200]. Bölüm 4'te tartışıldığı üzere etkileşme sabitinin ayarlanmasına dayanan bu tür uygulamaların $\omega = 0$ enerjisinde sahte halleri yalıtmasına rağmen diğer 1^+ durumlarındaki sahte halleri tam olarak ayrışımını sağlayamadığı iyi bilinmektedir [200]. Ayrıca kullanılan kuadropol-kuadropol etkileşmeleri de dönme işlemi altında değişmez değildir. Bu etkileşmelerin ortalama alan potansiyeli ile öz uyumlu olmaması hesaplamalara yeni bir sabitin serbest parametre olarak eklenmesi anlamına gelir.

Öte yandan Kuliev vd. (2000) [104] tarafından Pyatov Metodu [190-195] baz alınarak geliştirilen yöntemde, efektif ve ortalama alan ile öz uyumlu olarak belirlenen izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetlerinin Hamiltonyenin dönme değişmezliğini restore edecek şekilde seçilmesi, Hamiltonyene herhangi bir ekstra kuadropol-kuadropol etkileşme parametresi eklenmeksizin kolektif 1^+ seviyelerinin özelliklerinin deneyle uyumlu olarak hesaplanmasını mümkün kılmaktadır [104]. Bu yöntemin en önemli avantajı etkin restorasyon kuvvetlerinin ortalama alan potansiyelleri ile öz uyumlu olmaları nedeniyle restorasyon etkileşme sabitinin hesaplamalara yeni bir serbest parametre olarak girmemesidir [1,104].

Bu bölümde Kuliev metodu (2000) ilk defa tek kütleli çekirdeklere QPNM hamiltoniyenin kırılan dönme simetrisinin restorasyonunda kullanılarak geliştirilen RI-QPNM yönteminin analitik ifadeleri verilmiştir. Ayrıca bu bölümde Tek-A'lı çekirdekler için NRI-QPNM yöntemi verilerek, bu yöntem ile taban durum manyetik özelliklerinin ve kolektif uyarılma seviyelerinin manyetik dipol geçiş özelliklerinin hesabında kullanılacak analitik ifadeler de sunulmuştur.

6.1. Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdekler İçin NRI-QPNM Metodu

Bu çalışmada incelenen dipol uyarılmalarının simetrisinden dolayı tek kütleli deforme çekirdek sistemi için sistemdeki çiftlenimler ve spin-spin kuvvetlerinin sorumlu olduğu manyetik dipol etkileşmeler hesaba katılacaktır. Böyle bir sistem için QPNM Hamiltoniyeni [201-203],

$$H = H_{sqp} + H_{coll.} + H_{int.} \quad (6.1)$$

şeklinde verilir. Bu ifadedeki ilk terim (H_{sqp}) çekirdekdeki kuaziparçacık hareketini ifade eden, aksenal simetrik deforme Woods-Saxon potansiyelini içeren tek kuaziparçacık Hamiltoniyenidir ve analitik ifadesi (3.41)'de verildiği gibidir. İkinci terim ($H_{coll.}$) çift kordaki 1^+ fonon uyarılmalarının oluşumundan sorumlu kolektif hareketi temsil etmektedir ve analitik ifadesi (3.42)'de kuaziparçacık tasvirinde verilmiştir. (3.42)'de (3.48) ve (3.49) dönüşümleri uygulanırsa $H_{coll.}$ hamiltoniyeni fonon tasvirinde,

$$H_{coll.} = \frac{1}{2} \sum_{\tau, \tau'} \chi_{\tau\tau'} \sum_{ss'} \sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'}^{\tau} g_{ss'}^{i, \tau}(\tau) [Q_{i\mu}^+(\tau) + Q_{i\mu}(\tau)] \sum_{ii'} \sigma_{ii'}^{(\mu)}(\tau') L_{ii'}^{\tau'} g_{ii'}^{i, \tau'} [Q_{i\mu}^+(\tau') + Q_{i\mu}(\tau')] \quad (6.2)$$

olarak yazılabilir. [201-203]. (6.1)'deki $H_{int.}$ terimi ise tek parçacık hareketi ile kolektif hareket arasındaki ilişkiyi ifade etmektedir ve analitik ifadesi kuaziparçacık tasvirinde (3.43)'te verilmiştir. (3.43)'te (3.48) ve (3.49) dönüşümleri uygulanırsa $H_{int.}$ hamiltoniyeni fonon tasvirinde,

$$H_{int.} = \frac{1}{2} \sum_{\tau, \tau'} \chi_{\tau\tau'} \sum_{ii'} \sum_{ss'} \left\{ \sigma_{ss'}^{(\mu)}(\tau) M_{ss'}^{\tau} \sigma_{ii'}^{(\mu)}(\tau') L_{ii'}^{\tau'} g_{ii'}^{i, \tau'} D_{ss'}(\tau) [Q_{i\mu}^+(\tau') + Q_{i\mu}(\tau')] + \right. \quad (6.3) \\ \left. + \sigma_{ss'}^{(\mu)}(\tau) L_{ss'}^{\tau} \sigma_{ii'}^{(\mu)}(\tau') M_{ii'}^{\tau'} g_{ss'}^{i, \tau'} [Q_{i\mu}^+(\tau) + Q_{i\mu}(\tau)] D_{ii'}(\tau') \right\}$$

olarak yazılabilir [201-203].

Açısal momentumun simetri eksenini üzerindeki izdüşümü K olan seviyede tek-A'lı bir çekirdek için dalga fonksiyonu aşağıdaki gibi yazılacaktır [201-203]:

$$\psi_K^j(\tau) = \left\{ \sum_q N_{K\zeta_q}^j(\tau) \alpha_{K\zeta_q}^+(\tau) + \sum_{i\mu} \sum_v G_{j,i\mu}^{K\zeta_q} \alpha_v^+(\tau) Q_{i\mu}^+ \right\} |\psi_0\rangle, \quad \mu = 0, \pm 1 \quad (6.4)$$

Burada ψ_0 çift korun taban durum dalga fonksiyonu, $N_{K\zeta_q}^j$ ve $G_{j,i\mu}^{K\zeta_q}$ sırasıyla tek kuaziparçacık ve kuaziparçacık \otimes fonon seviyelerinin karışım genlikleridir. (6.4) dalga fonksiyonu

$$\langle \psi_K^j(\tau) | H | \psi_K^j(\tau) \rangle = \sum_q N_{K\zeta_q}^j{}^2(\tau) + \sum_{i\mu} \sum_v (G_{j,i\mu}^{K\zeta_q})^2 = 1 \quad (6.5)$$

normalizasyon (birimleme) koşuluna uymaktadır. $\psi_K^j(\tau)$ dalga fonksiyonu üzerinden (6.1) Hamiltoniyenin beklenen değeri alınır,

$$\begin{aligned} \langle \psi_K^j(\tau) | H | \psi_K^j(\tau) \rangle = & \sum_q \left[N_{K\zeta_q}^j(\tau) \right]^2 \varepsilon_{K\zeta_q}^\tau - 2\chi \sum_q N_{K\zeta_q}^j(\tau) \sum_{i\mu} \sum_{j,v} G_{j,i\mu}^{Kv} \sigma_{K\zeta_q}^{(\mu)}(\tau) M_{K\zeta_q v}^\tau R_q^i(\tau, \tau) + \\ & + \sum_{i\mu} \sum_{j,v} (G_{j,i\mu}^{Kv})^2 (\omega_i + \varepsilon_v^\tau) \end{aligned} \quad (6.6)$$

elde edilir. Burada ω_i çift-çift kordaki fonon uyarılma seviyelerinin enerjisi olup ara işlemlerde,

$$\left[H_{sqp} + H_{col}, Q_{i\mu}^+ \right] = \omega_i Q_{i\mu}^+ \quad (6.7)$$

hareket denkleminin (NR-QRPA bazında) çözümünden gelmektedir. Bu kısımda tek kütle numaralı çekirdek dönme değişmez olmayan model bazında incelediğimizden çift korun fonon enerjileri de (6.7) hareket denkleminde açıkça görüldüğü gibi NRI-QRPA bazında hesaplanacaktır. $\varepsilon_{K\zeta_q}^\tau$ ve ε_v^τ tek kuaziparçacık enerjileri olup ζ_q kuantum sayısı ilgilenilen K^π seviyesinin tek parçacık Nilsson durumlarını, v

kuantum sayısı ise diğer tek parçacık durumlarını temsil etmektedir. (6.6) ifadesindeki $R_q^i(\tau, \tau')$ terimi tek nötronlu ve tek protonlu çekirdekler için sırasıyla,

$$R_q^i(\tau, \tau') = R_\tau^i + qR_{\tau'}^i = \begin{cases} R_n^i + qR_p^i, & \text{Tek} - N \\ R_p^i + qR_n^i, & \text{Tek} - P \end{cases} \quad (6.8)$$

değerlerini almaktadır. Hamiltoniyenin beklenen değeri (6.6) ve dalga fonksiyonunun normalizasyon koşulu (6.5) kullanılarak

$$\delta \left\{ \langle \psi_K^j(\tau) | H | \psi_K^j(\tau) \rangle - \langle \psi_{K_0}(\tau) | H | \psi_{K_0}(\tau) \rangle - \eta_K^j \left[\sum_q (N_{K\zeta_q}^j)^2 + \sum_{i\mu} \sum_{j,v} (G_{j,i\mu}^{Kv})^2 - 1 \right] \right\} = 0 \quad (6.9)$$

varyasyon prensibi (Lagrange Çarpanlar Metodu) uygulanırsa tek kütle numaralı çekirdeğin taban ve uyarılmış durum enerjilerini veren seküler denklem

$$\det \begin{pmatrix} (\varepsilon_{K\zeta_1}^\tau - \eta_K^j) - F_i(\zeta_1, \zeta_1) & -F_i(\zeta_1, \zeta_2) & \dots & -F_i(\zeta_1, \zeta_n) \\ -F_i(\zeta_2, \zeta_1) & (\varepsilon_{K\zeta_2}^\tau - \eta_K^j) - F_i(\zeta_2, \zeta_2) & \dots & -F_i(\zeta_2, \zeta_n) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ -F_i(\zeta_n, \zeta_1) & -F_i(\zeta_n, \zeta_2) & \dots & (\varepsilon_{K\zeta_n}^\tau - \eta_K^j) - F_i(\zeta_n, \zeta_n) \end{pmatrix} = 0 \quad (6.10)$$

elde edilir. (6.10) determinantının rankı aynı K^π kuantum durumundaki tek kuaziparçacık seviyelerinin sayısına eşittir. (6.10) ifadesinde

$$F_i(\zeta_q, \zeta_n) = \sum_{i\mu} \sum_{j,v} \frac{\chi^2 \sigma_{K\zeta_q v}^{(\mu)}(\tau) M_{K\zeta_q v}^\tau \sigma_{K\zeta_n v}^{(\mu)}(\tau) M_{K\zeta_n v} R_q^{i2}(\tau, \tau')}{(w_i + \varepsilon_v^\tau - \eta_K^j)} \quad (6.11)$$

kısaltması yapılmıştır. Seküler denklemin kökleri ($\eta_K^j, j=1,2,3,\dots$) tek kütle numaralı çekirdeğin taban ve uyarılmış durum enerjilerini verir. Seküler denklem (6.10) ve dalga denkleminin normalizasyon şartı (6.5) kullanılarak $N_{K\zeta_q}^j$ ve $G_{j,i\mu}^{K\varepsilon v}$ genlikleri bulunabilir:

$$\left(N_{K\zeta_n}^j(\tau)\right)^{-2} = 1 + \sum_{q \neq n} \left(\frac{N_{K\zeta_q}^j(\tau)}{N_{K\zeta_n}^j(\tau)}\right)^2 + \sum_{i\mu} \sum_{j,\nu} \left(\frac{G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}}{N_{K\zeta_n}^j(\tau)}\right)^2 \quad (6.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}}{N_{K\zeta_n}^j(\tau)} &= \frac{\chi\sigma_{K\zeta_n\nu}^{(\mu)}(\tau)M_{K\zeta_n\nu}^\tau R_q^i(\tau,\tau')}{(\omega_i + \varepsilon_\nu^\tau - \eta_K^j)} + \\ &+ \sum_{q \neq n} \frac{N_{K\zeta_q}^j(\tau)}{N_{K\zeta_n}^j(\tau)} \frac{\chi\sigma_{K\zeta_q\nu}^{(\mu)}(\tau)M_{K\zeta_q\nu}^\tau R_q^i(\tau,\tau')}{(\omega_i + \varepsilon_\nu^\tau - \eta_K^j)} \end{aligned} \quad (6.13)$$

(6.12) ifadesinde,

$$\frac{N_{K\zeta_q}^j(\tau)}{N_{K\zeta_n}^j(\tau)} = \frac{P(\zeta_q; \eta_K^j)}{\zeta_n \notin P(\eta_K^j)} \quad (6.14)$$

olarak verilir. Burada $P(\zeta_n \notin \eta_K^j)$ determinanti seküler denklem determinantında (6.10) ζ_n içeren satır ve sütunların elenmesi ile elde edilir. $P(\zeta_q; \eta_K^j)$ determinanti ise $P(\zeta_n \notin \eta_K^j)$ elde edildikten sonra ζ_q içeren sütunlarda ζ_q 'lu ifadelerin yerine $F_i(\zeta_q, \zeta_n)$ ($q \neq n$) yazılarak elde edilir. $N_{K\zeta_q}^j$, tek-kuaziparçacık durumlarının incelenen seviyeye katkısını belirlemektedir. Eğer $N_{K\zeta_q}^j \approx 1$ ise incelenen seviye saf tek-kuaziparçacık yapısına, eğer $N_{K\zeta_q}^j \ll 1$ ise incelenen seviye karmaşık yapıya sahiptir. $G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$ ise kuaziparçacık \otimes fonon karışımlarının incelenen seviyeye katkısını ifade etmektedir.

6.1.1. Tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durum özelliklerinin NRI-QRPA metodu ile incelenmesi

Tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durumları K_0^π seviyesinde belirli bir Nilsson konfigürasyonuna (ζ_0) sahip tek-kuaziparçacık ile karakterize edildiğinden taban durum dalga fonksiyonu

$$\psi_{K_0\sigma_0}(\tau) = \left\{ N_{K_0}(\tau)\alpha_{K_0}^+(\tau) + \sum_{i,v} G_i^{K_0v}\alpha_{K_0v}^+(\tau)Q_{i\mu}^+ \right\} |\psi_0\rangle \quad (\mu=0) \quad (6.15)$$

olarak alınabilir [201-203]. Bu durumda (6.10) seküler denklemi taban durum için,

$$-P(\eta_{K_0}) \equiv \varepsilon_{K_0}^\tau - \eta_{K_0} - \sum_{i,v} \frac{[\chi\sigma_{K_0v}^{(\mu)}(\tau)M_{K_0v}^\tau R_q^i(\tau, \tau')]^2}{(\omega_i + \varepsilon_v^\tau - \eta_{K_0})} = 0; \quad (\mu=0) \quad (6.16)$$

formuna indirgenecektir [201-203]. Benzer biçimde tek-kuaziparçacık ve kuaziparçacık-fonon karışım genliklerini veren (6.12) ve (6.13) ifadeleri de taban durum için sırası ile

$$[N_{K_0}(\tau)]^{-2} = 1 + \sum_{i,v} \left[\frac{\chi\sigma_{K_0v}^{(\mu)}(\tau)M_{K_0v}^\tau R_q^i(\tau, \tau')}{\omega_i + \varepsilon_v^\tau - \eta_{K_0}} \right]^2; \quad (\mu=0) \quad (6.17)$$

$$G_i^{K_0v} = \frac{\chi\sigma_{K_0v}^{(\mu)}(\tau)M_{K_0v}^\tau R_q^i(\tau, \tau')}{\omega_i + \varepsilon_v^\tau - \eta_{K_0}} N_{K_0}(\tau); \quad (\mu=0) \quad (6.18)$$

haline dönüşecektir. Tek-A'lı çekirdeklere taban durum ve düşük enerjili uyarılma seviyeleri tek-kuaziparçacığın çift korun $K^\pi=0^+$ fononları ile etkileşmesi olarak tanımlandığından çift korun fonon enerjilerinin ve bu enerjilere bağlı terimlerin buna göre hesaplanması gerekir [201-203].

6.1.1.1. Tek-A'lı ($K>1/2$) çekirdeklerde spin polarizasyon ve taban durum manyetik özelliklerinin NRI-QRPA metodu ile incelenmesi

Tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durum manyetik özelliklerinin teorik olarak izahı deforme çekirdeklerin karmaşık yapısını anlamada çok bilgi vericidir. Ayrıca nükleer modellerin test edilmesinde de önemli rol oynadığından uzun yıllardan beri nükleer fizikçilerin ilgisini çekmektedir [201-203]. Günümüze kadar çok sayıda başarılı nükleer model geliştirilmesine rağmen, bunların çekirdeğin manyetik özelliklerine uygulanışı tam anlamı ile tatmin edici değildir [256,257]. Bu nedenle tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durumlarına ait iç manyetik moment (g_K), manyetik moment (μ) ve efektif spin jromanyetik faktör (g_s^{eff}) gibi manyetik özelliklerinin teorik olarak incelenmesinde karşılaşılan sorunlar nükleer yapı fiziğinde hala çözülmesi gereken bir problem olarak durmaktadır.

Deneysel olarak gözlenen manyetik momentlerin kabuk modeli hesaplamalarından (Schmidt eğrilerinden) sistematik olarak büyük sapmalar göstermesi pek çok teorik çalışmayı tetiklemiştir. İlk olarak tek kütleli çekirdeklerde tek kalan nükleonun korun manyetik dipol uyarılmaları ile etkileşimi göz önüne alınmıştır [247]. Bu yaklaşım literatürde kor polarizasyon olayı veya Arima-Horie etkisi olarak bilinmektedir [258]. Bunun dışında mezonik etkilerin manyetik momentler üzerindeki tesiri de pek çok araştırmacı tarafından tartışılmış olup bu etkinin orbital jromanyetik faktörün renormalizasyonunda önemli olduğu bulunmuştur [259,260]. Bu nedenle mezonik etkiler, özellikle manyetik momente esas katkının orbital jromanyetik kısımdan geldiği büyük spinli seviyeler incelenirken önem arz etmektedir [261].

Kor polarizasyonuna göre tek kalan nükleon ile kordaki nükleonlar arasındaki etkileşmenin spine bağlı kısmı aynı nükleonların spinlerini tek kalan nükleonun spini ile anti-paralel, farklı nükleonların spinlerini de tek kalan nükleonun spini ile paralel yapma eğilimi göstermektedir [250]. Bugüne kadar yapılan çalışmalar tek nükleonun spini ve kordaki nükleonların spinleri arasındaki bu etkileşmenin tek kütleli çekirdeklerin manyetik özelliklerini etkilediğini göstermiştir [239,250,262-266]. Kor

polarizasyonu nedeniyle spin kısmının (g_s) çekirdeğin manyetik momentine katkısı azalmakta, bu da gözlenen manyetik moment (μ) ve iç manyetik moment (g_K) değerlerinin teorik öngörülerden sapmasına neden olmaktadır [239,250,262-266]. Çekirdekdeki izinli $M1$ geçişleri için yapılan hesaplamalarda serbest nükleon spin jromanyetik faktörü (g_s) yerine efektif spin jromanyetik faktör ($g_s^{eff} = 0.6 - 0.7g_s$) kullanılması ile deneyle uyumlu sonuçlar elde edilmesi, kor polarizasyonu nedeniyle spin katkısında meydana gelen azalmayı gösteren en açık kanıtlardan biridir [262]. Bu problemin çözümüne yönelik ilk teorik çalışmalar Bochnacki ve Ogaza tarafından tek parçacık spin matris elemanlarının renormalizasyonundan spin-spin etkileşmelerinin sorumlu olduğu kabulü altında pertürbasyon metodu kullanılarak yürütülmüştür [250,263]. Ancak kuaziparçacıklar arasındaki spin-spin etkileşmeleri zayıf olmadığından pertürbasyon metodu kuaziparçacık etkileşimini ve manyetik momentleri uygun şekilde açıklayamaz [114]. Daha sonraki yıllarda spin polarizasyon olayı Kuliev ve Pyatov tarafından çekirdekdeki manyetik dipol momentin titreşimleri varsayımından yola çıkılarak Tamm-Dancoff yaklaşımı (TDA) çerçevesinde Nilsson potansiyeli kullanılarak incelenmiştir [114,239,264-266]. Bu titreşimler çift-çift çekirdeklerde enerji aralığının (gap) üzerindeki 1^+ uyarılmalarını üretir. Bu varsayım üzerine tek-A çekirdeklerindeki spin polarizasyon etkiler, çift korun 1^+ uyarılmaları üzerinden korun dışındaki tek nükleonun saçılmasının bir sonucu olarak yorumlanmıştır [114,239,264-266]. Son olarak Yakut vd. tarafından QPNM'e dayanan bir metot geliştirilmiş [114,201-203] ve bu metot $^{157-167}\text{Er}$, $^{155-165}\text{Dy}$ ve $^{155-165}\text{Dy}$ çekirdeklerinin taban durum manyetik özelliklerinin açıklanmasında başarı ile uygulanmıştır [201-203]. Şimdi bu teorinin detaylarını kısaca inceleyelim:

Bilindiği gibi tek kütle numaralı çekirdeğin iç manyetik momenti manyetik dipol operatörünün z bileşeninin beklenen değeridir [201-203]. (6.15) dalga fonksiyonu kullanılarak (tek kütleli çekirdeğin taban durumunda $K_0 = \nu$ olduğu göz önünde tutularak) QPNM bazında bu değer uzun ve yorucu işlemler sonucu

$$\begin{aligned} \mu_{K_0} = g_{K_0} K_0 = \langle \psi_{K_0}(\tau) | \mu_z | \psi_{K_0}(\tau) \rangle = & \left\{ g_s^\tau \left(1 - 2N_{K_0}^2(\tau) \sum_{i,v} \frac{\chi M_{K_0 K_0}^\tau R_q^i(\tau, \tau') R_\tau^i}{(\omega_i + \varepsilon_{K_0}^\tau - \eta_{K_0})} \right) - \right. \\ & \left. - 2(g_s^{\tau'} - g_\ell^{\tau'}) N_{K_0}^2(\tau) \sum_{i,v} \frac{\chi M_{K_0 K_0}^\tau R_q^i(\tau, \tau') R_\tau^i}{(\omega_i + \varepsilon_{K_0}^\tau - \eta_{K_0})} \right\} \frac{\sigma_{K_0 K_0}^{(\mu=0)}}{2} + g_\ell^{\tau'} K_0 \end{aligned} \quad (6.19)$$

elde edilir [201-203]. (6.19) ifadesi geleneksel Nilsson formülü [201-203]:

$$\mu_{K_0} = g_{K_0} K_0 = \frac{1}{2} (g_s^\tau - g_\ell^\tau) \sigma_{K_0 K_0}^{(0)}(\tau) + g_\ell^\tau K_0 \quad (6.20)$$

ile karşılaştırılırsa efektif spin jromanyetik faktör için aşağıdaki analitik ifade elde edilir [201-203]:

$$\begin{aligned} g_s^{eff} - g_\ell^\tau = (g_s^\tau - g_\ell^\tau) \left\{ 1 - 2N_{K_0}^2(\tau) \sum_{i,v} \frac{\chi M_{K_0 K_0}^\tau R_q^i(\tau, \tau') R_\tau^i}{(\omega_i + \varepsilon_{K_0}^\tau - \eta_{K_0})} \right\} - \\ - 2(g_s^{\tau'} - g_\ell^{\tau'}) N_{K_0}^2(\tau) \sum_{i,v} \frac{\chi M_{K_0 K_0}^\tau R_q^i(\tau, \tau') R_\tau^i}{(\omega_i + \varepsilon_{K_0}^\tau - \eta_{K_0})} \end{aligned} \quad (6.21)$$

Burada tek kütleli çekirdeğin dıştaki tek nükleonu çift korun tek-fononlu 1^+ durumlarından saçılarak korun polarizasyonuna sebep olur. (6.21)'in sağ tarafındaki ikinci ve üçüncü terimler polarize olmuş korda kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinden gelen koherent katkıyı ifade eder. Bu spin polarizasyondan gelen katkıdan dolayı g_s spin faktöründe kayda değer bir azalma olur. (6.21) eşitliğinin sağ tarafındaki ikinci terim ve üçüncü terimler tek-N'lu çekirdekler için tek nükleonun sırasıyla çift korun nötron ve proton sistemleriyle etkileşmesinden geliyorken, tek-Z'lu çekirdekler için ise bu terimler sırasıyla tek nükleonun çift korun proton ve nötron sistemleriyle etkileşmesinden ileri gelir [201-203].

6.1.2. Tek-A'lı çekirdeklerde manyetik dipol uyarılma seviyelerinin NRI-QPNM bazında araştırılması

Bu bölümde (6.1) kısmında verilen genel ifadelerden yola çıkılarak tek kütle numaralı çekirdeklerde taban durumdan uyarılmış durumlara $M1$ geçiş özelliklerini veren ifadeler elde edilmiştir. Tam dalga fonksiyonu (3.13) kullanılarak elde edilen (3.16) indirgenmiş elektromanyetik geçiş ifadesi

$$B(M1; I_0 K_0 \rightarrow IK) = \langle I_0 K_0 1 \mu | IK \rangle^2 \langle \psi_K^j(\tau) | M_\mu | \psi_{K_0}(\tau) \rangle^2 \mu_N^2; \quad \mu = \pm 1 \quad (6.22)$$

olarak yazılabilir. Burada $\langle I_0 K_0 1 \mu | IK \rangle$ ve $\langle \psi_K^j | M_\mu | \psi_{K_0} \rangle$ sırasıyla taban durumdan uyarılmış duruma geçiş için Clebsch-Gordon katsayısı ve bu geçişler için manyetik dipol operatörünün (M_μ) beklenen değeridir. $I_0 K_0$ ve IK ise sırası ile taban durum ve uyarılmış durumlarının kuantum sayılarıdır. Tek kütle numaralı çekirdek için manyetik dipol operatörü kuaziparçacık-fonon tasvirinde,

$$M_\mu = \sum_{ss'} m_{ss'}^{(\mu)}(\tau) M_{ss'}^\tau D_{ss'}(\tau) + \sum_{\tau} \sum_{ss'} m_{ss'}^{(\mu)}(\tau) L_{ss'}^\tau g_{ss'}^i(\tau) (Q_{i\mu} + Q_{i\mu}^+) \quad (6.23)$$

olarak ifade edilebilir. Burada

$$m_{ss'}^{(\mu)}(\tau) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[(g_s^\tau - g_l^\tau) \langle s | s_\mu | s' \rangle + g_l^\tau \langle s | J_\mu | s' \rangle \right] \mu_N \quad (6.24)$$

manyetik dipol operatörünün tek parçacık matris elemanlarıdır. (6.22) ifadesindeki $\langle \psi_K^j | M_\mu | \psi_{K_0} \rangle$ terimi taban durum ve uyarılmış durum dalga fonksiyonları kullanılarak,

$$\begin{aligned}
\langle \psi_K^j(\tau) | M_\mu | \psi_{K_0}(\tau) \rangle = & -N_{K_0}(\tau) \sum_q N_{K\zeta_q}^j(\tau) m_{K_0 K\zeta_q}^{(\mu)}(\tau) M_{K_0 K\zeta_q}^\tau + \\
& + N_{K_0}(\tau) \sum_q N_{K\zeta_q}^j(\tau) \sum_\tau \sum_{i\mu} \sum_{ss'} m_{ss'}^{(\mu)}(\tau) L_{ss'}^\tau g_{ss'}^i(\tau) \frac{\chi \sigma_{K_0 K\zeta_q}^{(\mu)}(\tau) M_{K_0 K\zeta_q}^\tau R_q^i(\tau, \tau')}{(\omega_i + \varepsilon_{K_0}^\tau - \eta_K^j)} \quad (6.25)
\end{aligned}$$

şeklinde bulunur. (6.25) ifadesi, (6.22) ifadesinde yerine yazılırsa tek kütle numaralı çekirdeğin taban durumundan uyarılmış durumlarına $M1$ geçişleri için NRI-QPNM bazında aşağıdaki analitik ifade elde edilir:

$$\begin{aligned}
B(M1 \uparrow; I_0 K_0 \rightarrow IK) = & \langle I_0 K_0 1\mu | IK \rangle^2 \left| -N_{K_0}(\tau) \sum_q N_{K\zeta_q}^j(\tau) m_{K_0 K\zeta_q}^{(\mu)}(\tau) M_{K_0 K\zeta_q}^\tau + \right. \\
& \left. + N_{K_0}(\tau) \sum_q N_{K\zeta_q}^j(\tau) \sum_\tau \sum_{i\mu} \sum_{ss'} m_{ss'}^{(\mu)}(\tau) L_{ss'}^\tau g_{ss'}^i(\tau) \frac{\chi \sigma_{K_0 K\zeta_q}^{(\mu)}(\tau) M_{K_0 K\zeta_q}^\tau R_q^i(\tau, \tau')}{(\omega_i + \varepsilon_{K_0}^\tau - \eta_K^j)} \right|^2 \quad (6.26)
\end{aligned}$$

Bu işlemlerde taban durum dalga fonksiyonu tek kuaziparçacık olarak alınmıştır. Bölüm 7'de sayısal hesaplamalar ile gösterileceği üzere kuaziparçacık fonon etkileşmelerinin taban durum dalga fonksiyonunun normuna katkısı 0.001'den daha küçüktür. Bu küçük katkılar taban durum manyetik özelliklerine etki eden spin polarizasyon olayını açıklamada önemli olmasına rağmen taban durumdan uyarılmış durumlara $M1$ geçişlerinde önem arz etmemektedir.

6.2. Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdekler İçin RI-QPNM Metodu

Deforme çekirdeklerde kullanılan ortalama alan potansiyelinin Hartree-Fock-Bogolyubov yaklaşımları nedeni ile tek parçacık Hamiltoniyeninin sahip olduğu pek çok simetriyi kırdığı daha önceki bölümlerde belirtilmişti. Bölüm 4'te Kuliev vd. tarafından geliştirilen ve çekirdek ortalama alan potansiyelinde izoskaler ve izovektor terimlerin olduğu gerçek bir durum için kırılan simetrilerin restorasyonunu sağlayan metodun analitik ifadeleri genel olarak verilmişti. Yine Bölüm 5'te bu yöntemin çift-çift çekirdeklerde dönme değişmezliğin restorasyonuna uygulanması ve 1^+ manyetik dipol uyarılmalarına karışan sahte hallerin eleminize edilmesi analitik olarak gösterilmişti. Burada ise Kuliev vd. tarafından geliştirilen, izoskaler ve

izovektör etkin kuvvetlerin yer aldığı bu metot ilk kez tek kütle numaralı çekirdeklerde dönme değişmezliğin restorasyonu için kullanılacaktır. Bölüm 4'te belirtildiği gibi dönme değişmezliğin kırılması nedeni ile

$$[H_{sqp}, J_\mu] \neq 0 \quad (6.27)$$

olur. (6.27)'de J_μ toplam açısız momentum operatörü ikinci kuantumlanma tasvirinde (saçılma terimleri dikkate alınmamıştır),

$$J_\mu = \left\{ \sum_{ss'} j_{ss'}^{(\mu)} M_{ss'} D_{ss'} + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} j_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} (C_{ss'}^+ + C_{ss'}) \right\} \quad (6.28)$$

ile verilir. Burada $j_{ss'}^{(\mu)} = \langle s | j_\mu | s' \rangle$, J_μ toplam açısız momentum operatörünün tek parçacık matris elemanlarıdır. (6.28) ifadesinden de görüldüğü gibi J_μ operatörünü kuaziparçacık ve bozon terimlerine ayırmak mümkündür:

$$\begin{aligned} J_\mu^{qp} &= \sum_{ss'} j_{ss'}^{(\mu)} M_{ss'} D_{ss'} \\ J_\mu^{boz.} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} j_{ss'}^{(\mu)} (\tau) L_{ss'} (C_{ss'}^+ + C_{ss'}) \end{aligned} \quad (6.29)$$

(6.29) ifadeleri Bölüm 4'de (4.6) ile verilen h_0 ifadesinde yerine yazılırsa, h_0 ifadesinin

$$h_0^{qp} = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_{\mu} [H_{sqp} - V_1, J_\mu^{qp.}]^+ [H_{sqp} - V_1, J_\mu^{qp.}] \quad (6.30)$$

$$h_0^{boz.} = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_{\mu} [H_{sqp} - V_1, J_\mu^{boz.}]^+ [H_{sqp} - V_1, J_\mu^{boz.}] \quad (6.31)$$

$$h_0^{\text{int.}} = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_{\mu} \{ [H_{sqp} - V_1, J_{\mu}^{qp}]^+ [H_{sqp} - V_1, J_{\mu}^{boz.}] + h.e. \} \quad (6.32)$$

şeklinde üç terime ayrıldığı görülür. Benzer biçimde (6.29) ifadeleri Bölüm 4'de (4.7) ile verilen h_1 ifadesinde yerine yazılırsa, h_1 ifadesinin

$$h_1^{qp} = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_{\mu} [V_1, J_{\mu}^{boz.}]^+ [V_1, J_{\mu}^{boz.}] \quad (6.33)$$

$$h_1^{boz.} = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_{\mu} [V_1, J_{\mu}^{boz.}]^+ [V_1, J_{\mu}^{boz.}] \quad (6.34)$$

$$h_1^{\text{int.}} = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_{\mu} \{ [V_1, J_{\mu}^{qp}]^+ [V_1, J_{\mu}^{boz.}] + h.e. \} \quad (6.35)$$

şeklinde üç terime ayrıldığı görülür. Burada

$$\begin{aligned} \gamma^{(\mu)} &= \langle \psi(\tau) | [J_{\mu}^+, [H_{sqp}, J_{\mu}]] | \psi(\tau) \rangle \\ \gamma_1^{(\mu)} &= \langle \psi(\tau) | [J_{\mu}^+, [V_1, J_{\mu}]] | \psi(\tau) \rangle \end{aligned} \quad (6.36)$$

ve

$$\begin{aligned} \gamma^{(-1)} = \gamma^{(+1)} = \gamma & \quad ; \quad \gamma_1^{(-1)} = \gamma_1^{(+1)} = \gamma_1 \\ \gamma_0 = \gamma - \gamma_1 & \quad ; \quad \gamma = \gamma^n + \gamma^p \quad ; \quad \gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p \end{aligned} \quad (6.37)$$

olarak verilir. (6.36) ifadesinde $|\psi(\tau)\rangle = \alpha_{K_0}^+(\tau) |\psi_0\rangle$ tek kütleli çekirdeğin taban durum dalga fonksiyonudur.

$h_0^{boz.}$ (izoskaler) ve $h_1^{boz.}$ (izovektör) etkin kuvvetleri çift-çift çekirdeklerde (tek çekirdeklerde korun) dönme değişmezliğin restorasyonundan sorumludur. $h_0^{boz.}$ ve

$h_1^{boz.}$ Bölüm 5’de çift-çift çekirdeklerin dönme değişmezliğinin restorasyonunda kullanılmıştır. $h_0^{int.}$ ve h_0^{qp} (izoskaler) ile $h_1^{int.}$ ve h_1^{qp} (izovektör) etkin kuvvetleri ise sadece tek kütle numaralı çekirdeklere katkı vermektedir. h_0^{qp} ve h_1^{qp} etkin kuvvetleri tek kuaziparçacık seviyelerinin enerjileri üzerine etki göstermekle birlikte kolektif uyarılmalar üzerine etkileri yoktur. Bu nedenle hesaplamalarda bu terimler dikkate alınmamıştır. Bu durumda tek kütle numaralı çekirdeklere dönme değişmezliğin restorasyonu (6.1) ile verilen sistem hamiltoniyenine (6.31) ve (6.32) izoskaler ile (6.34) ve (6.35) izovektör terimleri eklenerek sağlanabilir:

$$H \approx H_{sqp} + H_{coll.} + H_{int.} + h_0^{boz.} + h_0^{int.} + h_1^{boz.} + h_1^{int.} \quad (6.38)$$

H_{sqp} , $H_{coll.}$ ve $H_{int.}$ hamiltoniyenlerinin analitik ifadeleri sırasıyla (3.41), (6.2) ve (6.3) ifadeleriyle verildiği için bu kısımda tekrar yazılmayacaktır. Açısal momentumun simetri eksenini üzerindeki izdüşümü K olan tek çekirdek için (6.4)’de verilen $\psi_K^j(\tau)$ dalga fonksiyonu üzerinden (6.38) hamiltoniyeninin beklenen değeri alınırsa,

$$\begin{aligned} \langle \psi_K^j(\tau) | H | \psi_K^j(\tau) \rangle = & \sum_q \left[N_{K\zeta_q}^j(\tau) \right]^2 \varepsilon_{K\zeta_q}^n + \sum_{i\mu} \sum_{j,v} \left(R_{j,i\mu}^{Kv} \right)^2 \left(\omega_i + \varepsilon_v^\tau \right) + \\ & + 2 \sum_q N_{K\zeta_q}^j(\tau) \sum_{i\mu} \sum_{j,v} R_{j,i\mu}^{Kv} \Lambda_{i\mu,\tau}^{Kv}(\zeta_q) \end{aligned} \quad (6.39)$$

bulunur. Burada

$$\Lambda_{i\mu,\tau}^{Kv}(\zeta_q) = \chi R_q^{i,\tau} M_{K\zeta_q^v}^\tau \sigma_{K\zeta_q^v}^{(J)}(\tau) \quad (6.40)$$

ve

$$\sigma_{K\zeta_q^v}^{(J)}(\tau) = \left\{ \sigma_{K\zeta_q^v}^{(\mu)}(\tau) - j_{K\zeta_q^v}^{(\mu)}(\tau) \left[\frac{\gamma_1 R_0^{i,\tau} \varepsilon_{K\zeta_q^v}^{0(-)}(\tau) - (\gamma - \gamma_1) R_1^{i,\tau} V_{1K\zeta_q^v}^{(-)}(\tau)}{\chi R_q^i(\tau, \tau) (\gamma - \gamma_1) \gamma_1} \right] \right\} \quad (6.41)$$

şeklinde. (6.41) ifadesi $\sigma_{K\sigma_q}^{(\mu)}$ spin matris elemanlarının, dönme durumlarından gelen sahte hallerden izoskaler ve izovektör kuvvetlerce yalıtılmasını göstermektedir. (6.41) ifadesinde

$$V_{1K\nu}^{(-)}(\tau) = V_{1K\sigma_q}^{\tau} - V_{1\nu}^{\tau}; \quad \mathcal{E}_{K\nu}^{(-)}(\tau) = \mathcal{E}_{K\sigma_q}^{\tau} - \mathcal{E}_{\nu}^{\tau} \quad (6.42)$$

$$\mathcal{E}_{K\nu}^{0(-)}(\tau) = \mathcal{E}_{K\nu}^{(-)}(\tau) - \tau_z V_{1K\nu}^{(-)}(\tau); \quad \tau_z = \begin{cases} 1, & \text{nötron için} \\ -1, & \text{proton için} \end{cases}$$

kısaltmaları yapılmıştır. (6.41) ifadesinde ω_i çift-çift kordaki fonon uyarılma seviyelerinin enerjisi olup (6.7) ifadesinden farklı olarak ara işlemlerde

$$\left[H_{sqp} + H_{col.} + h_0^{boz.} + h_1^{boz.}, Q_i^+ \right] = \omega_i Q_i^+ \quad (6.43)$$

hareket denkleminin çözümünden (RI-QRPA) gelmektedir. $R_q^i(\tau, \tau')$ terimi tek nötronlu ve tek protonlu çekirdekler için sırasıyla,

$$R_q^i(\tau, \tau') = R_{\tau}^i + qR_{\tau'}^i = \begin{cases} R_n^i + qR_p^i, & \text{Tek} - N \\ R_p^i + qR_n^i, & \text{Tek} - P \end{cases} \quad (6.44)$$

şeklini almakla beraber $R_{\tau}^i = \sum_{ss'} \sigma_{ss'}^{\tau}(\tau) L_{ss'}^{\tau} \left[\psi_{ss'}^i(\tau) + \varphi_{ss'}^i(\tau) \right]$ değerleri korun RI-QRPA çözümünden gelmektedir. Benzer biçimde (6.41) ifadesinde

$$\begin{aligned} R_0^{\tau} &= \sum_{ss'} \mathcal{E}_{ss'}^{\tau}(\tau) j_{ss'}^{(\mu)}(\tau) L_{ss'}^{\tau} W_{ss'}^i(\tau) \\ R_1^{\tau} &= \sum_{ss'} V_{1ss'}^{\tau} j_{ss'}^{(\mu)}(\tau) L_{ss'}^{\tau} W_{ss'}^i(\tau) \end{aligned} \quad (6.45)$$

olarak verilen terimler korun RI-QRPA çözümünden gelmektedir. (6.45) ifadelerinde

$$\varepsilon_{ss'}^\tau(\tau) = (\varepsilon_{ss'}^\tau - \tau_z V_{1ss'}^\tau) ; \quad \tau_z = \begin{cases} 1, & \text{nötron için} \\ -1, & \text{proton için} \end{cases} \quad (6.46)$$

$$W_{ss'}^i(\tau) = \psi_{ss'}^i(\tau) - \phi_{ss'}^i(\tau)$$

kısaltmaları yapılmıştır.

Hamiltoniyenin beklenen değeri (6.39) ve dalga fonksiyonunun normalizasyon koşulu (6.5) kullanılarak,

$$\delta \left\{ \langle \psi_K^j(\tau) | H | \psi_K^j(\tau) \rangle - \langle \psi_0(\tau) | H | \psi_0(\tau) \rangle - \eta_K^j \left[\sum_q [N_{K\zeta_q}^j(\tau)]^2 + \sum_{i\mu} \sum_{j,v} (G_{j,i\mu}^{Kv})^2 - 1 \right] \right\} = 0 \quad (6.47)$$

varyasyon prensibi (minimum enerji şartı) uygulanırsa tek kütle numaralı çekirdeğin uyarılmış durum enerjilerini veren seküler denklem determinanı,

$$\det \begin{pmatrix} (\varepsilon_{K\zeta_1}^\tau - \eta_K) - F_i(\zeta_1, \zeta_1) & -F_i(\zeta_1, \zeta_2) & -F_i(\zeta_1, \zeta_3) \\ -F_i(\zeta_2, \zeta_1) & (\varepsilon_{K\zeta_2}^\tau - \eta_K) - F_i(\zeta_2, \zeta_2) & -F_i(\zeta_2, \zeta_3) \\ -F_i(\zeta_n, \zeta_1) & -F_i(\zeta_n, \zeta_2) & (\varepsilon_{K\zeta_n}^\tau - \eta_K) - F_i(\zeta_n, \zeta_n) \end{pmatrix} = 0 \quad (6.48)$$

elde edilir. (6.48) determinantının rankı aynı K^π kuantum durumundaki tek kuaziparçacık seviyelerinin sayısına eşittir. (6.48) ifadesinde,

$$F_i(\zeta_q, \zeta_n) = \sum_{i\mu} \sum_{j,v} \frac{\Lambda_{i\mu,\tau}^{Kv}(\zeta_q) \Lambda_{i\mu,\tau}^{Kv}(\zeta_n)}{(\omega_i + \varepsilon_v^\tau - \eta_K^j)} \quad (6.49)$$

kısaltması yapılmıştır. Seküler denklemin kökleri ($\eta_K^j, j=1,2,3,\dots$) tek kütle numaralı çekirdeğin taban ve uyarılmış durum enerjilerini verir. Seküler denklem ve dalga denkleminin normalizasyon şartı kullanılarak $N_{K\zeta_q}^j$ ve $G_{j,i\mu}^{Kv}$ genlikleri bulunabilir:

$$\left(N_{K\zeta_n}^j\right)^{-2} = 1 + \sum_{q \neq n} \frac{N_{K\zeta_q}^j}{N_{K\zeta_n}^j} + \sum_{i\mu} \sum_{j,\nu} \left(\frac{G_{j,i\mu}^{K\nu}}{N_{K\zeta_n}^j} \right)^2 \quad (6.50)$$

$$\frac{G_{j,i\mu}^{K\nu}}{N_{K\zeta_n}^j} = \frac{\Lambda_{i\mu,\tau}^{K\nu}(\zeta_n)}{(\omega_i + \varepsilon_v^\tau - \eta_K^j)} + \sum_{q \neq n} \frac{N_{K\zeta_q}^j}{N_{K\zeta_n}^j} \frac{\Lambda_{i\mu,\tau}^{K\nu}(\zeta_q)}{(\omega_i + \varepsilon_v^\tau - \eta_K^j)} \quad (6.51)$$

(6.51) ifadesinde

$$\frac{N_{K\zeta_q}^j}{N_{K\zeta_n}^j} = \frac{P(\zeta_q; \eta_K^j)}{\zeta_n \notin P(\eta_K^j)} \quad (6.52)$$

olarak verilir. Burada $P(\zeta_n \notin; \eta_K^j)$ deteminantı seküler denklem determinantında (6.48) ζ_n içeren satır ve sütunların elenmesi ile elde edilir. $P(\zeta_q; \eta_K^j)$ determinantı ise $P(\zeta_n \notin; \eta_K^j)$ elde edildikten sonra ζ_q içeren sütunlarda ζ_q 'lu ifadelerin yerine $F_i(\zeta_q, \zeta_n) (q \neq n)$ yazılarak elde edilir. $N_{K\zeta_q}^j$ tek kuaziparçacık durumlarının incelenen seviyeye katkısını belirlemektedir. Eğer $N_{K\zeta_q}^j \approx 1$ ise incelenen seviye saf tek kuaziparçacık yapısına, eğer $N_{K\zeta_q}^j \ll 1$ ise incelenen seviye karmaşık yapıya sahiptir. $G_{j,i\mu}^{K\nu}$ ise kuaziparçacık \otimes fonon karışımlarının incelenen seviyeye katkısını ifade etmektedir [155].

6.2.1. Tek kütleli çekirdekte manyetik dipol uyarılma seviyelerinin RI-QPNM bazında araştırılması

Tam dalga fonksiyonu (3.13) kullanılarak elde edilen (3.16) indirgenmiş elektromanyetik geçiş ifadesi tek kütleli bir çekirdeğin taban durumundan uyarılmış durumlarına $M1$ geçiş ihtimalleri için

$$B(M1; I_0 K_0 \rightarrow IK) = \langle I_0 K_0 1\mu | IK \rangle^2 \langle \psi_K^j(\tau) | M_\mu | \psi_{K_0}(\tau) \rangle^2 \mu_N^2; \quad \mu = \pm 1 \quad (6.53)$$

olarak yazılabilir. Burada $\langle I_0 K_0 1\mu | IK \rangle$ ve $\langle \psi_K^j | M_\mu | \psi_{K_0} \rangle$ sırasıyla taban durumdan uyarılmış duruma geçiş için Clebsch-Gordon katsayısı ve bu geçişler için manyetik dipol operatörünün (M_μ) beklenen değeridir. $I_0 K_0$ ve IK ise sırası ile taban durum ve uyarılmış durumlarının kuantum sayılarını ifade etmektedir. Tek kütle numaralı çekirdek için manyetik dipol operatörü kuaziparçacık-fonon tasvirinde,

$$M_\mu = \sum_{ss'} m_{ss'}^{(\mu)}(\tau) M_{ss'}^\tau D_{ss'}(\tau) + \sum_{\tau} \sum_{ss'} m_{ss'}^{(\mu)}(\tau) L_{ss'}^\tau g_{ss'}^i(\tau) (Q_{i\mu} + Q_{i\mu}^+) \quad (6.54)$$

olarak ifade edilebilir. Burada

$$m_{ss'}^{(\mu)}(\tau) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[(g_s^\tau - g_l^\tau) \langle s | s_\mu | s' \rangle + g_l^\tau \langle s | J_\mu | s' \rangle \right] \quad \mu_N \quad (6.55)$$

manyetik dipol operatörünün tek parçacık matris elemanlarıdır. (6.53) ifadesindeki $\langle \psi_K^j | M_\mu | \psi_{K_0} \rangle$ terimi taban durum ve uyarılmış durum dalga fonksiyonları kullanılarak,

$$\begin{aligned} \langle \psi_K^j(\tau) | M_\mu | \psi_{K_0}(\tau) \rangle = & -N_{K_0}(\tau) \sum_q N_{K_0}^j(\tau) \mu_{K_0}^n M_{K_0} + \\ & + N_{K_0}(\tau) \sum_{\tau} \sum_{j,i\mu} \sum_{ss'} m_{ss'}^{(\mu)}(\tau) L_{ss'}^\tau g_{ss'}^i(\tau) G_{j,i\mu}^{KK_0} \end{aligned} \quad (6.56)$$

şeklinde bulunur. (6.56) ifadesi, (6.53) ifadesinde yerine yazılırsa tek kütle numaralı çekirdeğin taban durumdan uyarılmış duruma $M1$ geçişleri için RI-QPNM bazında aşağıdaki analitik ifade elde edilir:

$$\begin{aligned}
B(M1 \uparrow; I_0 K_0 \rightarrow IK) = \langle I_0 K_0 1 \mu | IK \rangle^2 & \left| -N_{K_0} \sum_q N_{K_{\zeta_q}}^j \mu_{K_{\zeta_q} K_0}^n M_{K_{\zeta_q} K_0} + \right. \\
& \left. + N_{K_0} (\tau) \sum_{\tau} \sum_{j, i, \mu} \sum_{ss'} m_{ss'}^{(\mu)}(\tau) L_{ss'}^{\tau} g_{ss'}^i(\tau) G_{j, i, \mu}^{KK_0} \right|^2
\end{aligned} \tag{6.57}$$

Bölüm 7’de, yukarıda tek kütleli deforme çekirdekler için analitik ifadeleri verilen NRI-QPNM ve RI-QPNM kullanılarak tek-N’lu ve tek-Z’lu deforme çekirdeklerin $M1$ özellikleri sayısal olarak analiz edilecek ve mevcut deneysel verilerle mukayeseler yapılacaktır.

BÖLÜM 7. SAYISAL HESAPLAMALAR

Tek kütle numaralı deforme çekirdeklerde çeşitli deneysel metotlar kullanılarak gözlenen düşük enerjili manyetik dipol uyarılmalarının teorik olarak araştırılması son yıllarda nükleer yapı fiziğinin önemli problemlerinden biri haline gelmiştir. Tek kütleli deforme çekirdeklerin $M1$ geçiş spektrumlarının doğru analizi başlangıç koşullarının doğru tayin edilmesi ile mümkündür. Bunlar arasında efektif spin jromanyetik faktörün (g_s^{eff}) ve $M1$ uyarılmalarının meydana gelmesinden sorumlu olan etkileşmelerin güç parametrelerinin (χ) uygun biçimde belirlenmesi, çift-çift çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmalarının hesabında olduğu kadar tek çekirdeklerdeki benzer hesaplamalar için de önemlidir. Hem çift-çift hem de tek kütleli çekirdeklerde $M1$ geçiş ihtimallerinin teorik olarak araştırılmasında kritik öneme sahip bir diğer husus mikroskobik hesaplamalarda kullanılan çekirdek hamiltoniyeninin HFB yaklaşımları nedeniyle kırılmış olan dönme simetrisinin restorasyonudur.

Yukarıda özetlediğimiz noktaları göz önüne alarak bu bölümün ilk kısmında Yakut v.d tarafından geliştirilen, mikroskobik teoride kullanılan spin-spin etkileşmelerinin güç parametresinin (χ) ve efektif spin jromanyetik faktörün (g_s^{eff}) belirlenmesine olanak sağlayan, analitik ifadeleri bir önceki bölümde verilen metot [114] kullanılarak, $M1$ uyarılmaları araştırılacak ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta tek kütleli deforme çekirdeklerin taban durum manyetik özellikleri için sayısal sonuçlar verilmiştir. Bu hesaplamalardan elde edilen güç parametreleri ve efektif spin jromanyetik faktörler sonraki kısımda tek kütleli çekirdeklerin ve kor çekirdeklerinin $M1$ hesaplamalarında kullanılmıştır. Bu bölümün ikinci kısmında ise ilk kez bu tez çalışmasında geliştirilen, tek çekirdek hamiltoniyeninin kırılan dönme simetrisinin restorasyonunu sağlayan ve analitik ifadeleri bir önceki bölümde verilen RI-QPNM kullanılarak tek kütleli ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta deforme

çekirdeklerinin taban durumlarından uyarılma durumlarına geçişler için $B(M1)$ güçleri, $\Gamma_0(M1)$ manyetik dipol radyasyon kalınlıkları ve $\Gamma_0^{red}(M1)$ indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları hesaplanmış ve sayısal sonuçlar verilmiştir. Tek-A'lı çekirdeklerde kırılan dönme simetrisinin restorasyonunun önemini göstermek için benzer hesaplamalar NRI-QPNM ile de yapılmıştır. İki metot kullanılarak elde edilen sonuçlar hem birbirleriyle hem de deneysel veriyle karşılaştırılarak teorik hesaplamalarda kullanılan hamiltoniyenin dönme değişmezliğinin sağlanmasının tek çekirdeklerde $M1$ uyarılmaları üzerine etkisi ilk kez tartışılmıştır.

7.1. ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdeklerinin Taban Durum Manyetik Özellikleri İçin Sayısal Hesaplamalar

Tek kütleli çekirdeklerde çift-çift korun dışında kalan tek nükleonun, korun 1^+ fononları ile etkileşmesi spin polarizasyona neden olmaktadır. Spin polarizasyon nedeni ile spin matris elemanının manyetik moment operatörüne katkısı azalmaktadır. Bu durum teorik olarak hesaplanan manyetik moment (μ) ve iç manyetik moment (g_K) değerlerinin deneysel verilerden sapmasına neden olur [264-266]. Bu etki teorik hesaplamalarda serbest nükleonun spin jromanyetik faktörü (g_s) yerine efektif spin jromanyetik faktörü (g_s^{eff}) kullanılarak giderilebilir. Teori ve deneysel verilerin uyumu için genellikle $g_s^{eff} = (0.5-0.7)g_s$ alınır [262]. Ancak bu kabul teorik bir temele dayanmadığı için tek kütle numaralı çekirdeklerde spin polarizasyonun teorik olarak açıklanması büyük önem taşımaktadır. Yakın zamanda QPNM çerçevesinde geliştirilen ve ayrıntılarını bir önceki bölümde verdiğimiz metot (kısım 6.1.1) tek kütle numaralı çekirdeklerde gözlenen spin polarizasyon olayını açıklamada oldukça başarılı olmuştur [201-203]. Bu kısımda sözü geçen teori kullanılarak ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinin taban durum manyetik özellikleri incelenmiştir.

Mikroskobik modelde tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durum ve bazı düşük enerjili uyarılma seviyeleri tek kalan nükleonunun korun $K=0$ fononları ile etkileşmesiyle oluşmaktadır [133]. Bu nedenle taban durum hesaplamalarında çift-

çift korun $I^{\pi}K=1^{+}0$ fononları kullanılmıştır. Hesaplamalar iki alternatif yaklaşım QRPA ve QTDA kullanılarak yapılmıştır. Kısım 6.1.1.'de QRPA bazında verilen QPNM analitik ifadeleri kordaki taban durum korelasyonlarının göz ardı edilmesi ile (diğer bir ifade ile $\varphi_{ss'} = 0$) kolaylıkla QTDA formuna dönüşür. Bu dönüşüm g_K ve g_s^{eff} analitik ifadelerinin genel formunda değişikliğe neden olmaz. Her iki yaklaşımda da tek parçacık enerjileri deforme Woods-Saxon potansiyelinin çözümünden elde edilmiştir. Çekirdek ortalama alan deformasyon parametresi (δ_2), deneysel kuadrupol moment değerlerinden bulunan β_2 deformasyon parametresi [267] kullanılarak $\delta_2 = 0,945\beta_2 [1 - 2,56A^{-2/3}] + 0,34\beta_2^2$ denklemi [196] yardımıyla hesaplanmıştır [201]. Çiftlenim etkileşme sabitleri Ref. [154]'e göre hesaplanmıştır. ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinin çiftlenim parametreleri (Δ ve λ), ortalama alan deformasyonları (δ_2), taban durum Nilsson konfigürasyonları ve deneysel taban durum manyetik momentleri (μ) [268] Tablo 7.1'de verilmiştir.

Tablo 7.1. ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinin Δ ve λ çiftlenim parametreleri, δ_2 ortalama alan deformasyonları, taban durum Nilsson konfigürasyonları ve deneysel manyetik momentleri.

Çekirdek	$[Nn_z\Lambda]\Sigma$	Δ_n	Δ_p	λ_n	λ_p	δ_2	$\mu_{den.}$ [268]
^{163}Dy	[523]↓	0.930	1.035	-7.383	-7.397	0.299	+0.6726 (35)
^{167}Er	[633]↑	0.950	1.090	-7.522	-6.712	0.299	-0.5638 (12)
^{175}Lu	[404]↓	0.863	0.998	-6.638	-7.098	0.285	+2.2327 (11)
^{181}Ta	[404]↓	0.836	0.963	-6.375	-7.189	0.240	+2.3705 (7)

Spin polarizasyon olayının ele alınan çekirdeklerin taban durum manyetik özellikleri üzerine etkisini incelemeye önce her bir çekirdeğin QPNM(QRPA) bazında hesaplanan taban durum özelliklerine bakalım. Tablo 7.2'de ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdekleri için hesaplanan tek kuaziparçacık (N_{K_0}) ve kuaziparçacık⊗fonon ($G_i^{K_0\nu}$) genlikleri ile bu çekirdeklerin taban durumlarına en büyük katkıyı veren çift kor fonon enerjileri ve bu fononların çift kuaziparçacık yapıları verilmiştir.

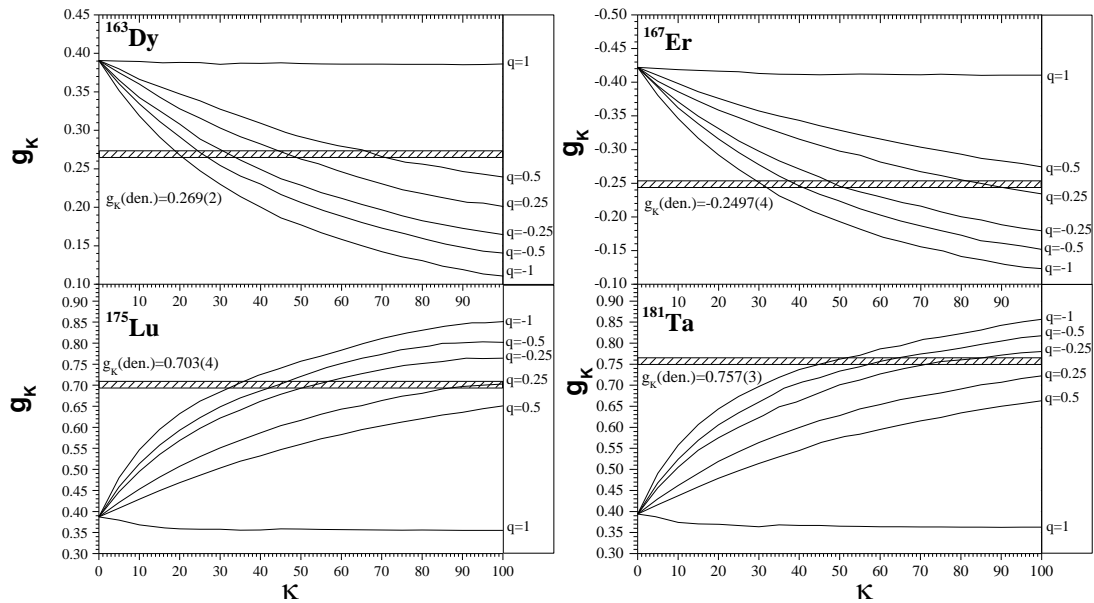
Tablo 7.2. ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinin QPNM(QRPA) bazında hesaplanan taban durum yapıları. Burada kuaziparçacık⊗fonon genlikleri $|G_i^{K_0\nu}| > 0.01$ ve iki kuaziparçacık genliklerinin ($\psi_{ss'}^i$) fonon dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan seviyeler verilmiştir.

Çekirdek	$[Nn_z\Lambda]\Sigma$	N_{K_0}	$G_i^{K_0\nu}$	Çift-çift korun Fonon Yapısı		
				ω_i [MeV]	$[Nn_z\Lambda]\Sigma$	$\psi_{ss'}^i$
^{163}Dy	523↓	0.999	-0.007	2.735 ₁	nn523↓ – 512↑	0.707
^{167}Er	633↑	0.999	0.015	6.798 ₂₅	nn532↑ – 512↑ pp541↑ – 532↓	0.310 -0.432
			0.012	8.204 ₄₁	nn402↑ – 642↑ pp532↑ – 523↓	-0.296 0.346
			0.018	8.974 ₅₇	nn640↑ – 631↓ pp413↑ – 404↓	-0.341 0.465
			0.012	10.156 ₇₅	nn550↑ – 750↑ pp532↑ – 512↑	-0.052 -0.407
^{175}Lu	404↓	0.995	-0.030	10.346 ₆₇	nn411↑ – 651↑ pp422↑ – 402↑	0.279 -0.531
			-0.046	10.468 ₇₀	nn532↑ – 523↓ pp422↑ – 402↑	-0.162 0.366
			-0.033	10.985 ₇₈	nn532↑ – 523↓ pp422↑ – 413↓	0.138 0.462
			-0.021	11.486 ₈₈	nn541↑ – 512↓ pp440↑ – 411↓	0.344 -0.437
^{181}Ta	404↓	0.996	-0.028	9.596 ₆₆	nn550↑ – 501↓ pp532↑ – 512↑	-0.580 0.166
			-0.038	9.616 ₆₇	nn550↑ – 501↓ pp523↑ – 514↓	0.391 -0.221

Tek kütle numaralı çekirdekte kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinin bir sonucu olarak tek kuaziparçacık ve fonon bileşenlerinin, taban ve uyarılmış durumdaki pek çok seviyeye karıştığı bilinmektedir [154]. Bununla beraber, Tablo7.2'deki sonuçlar tek çekirdeklerin taban durumlarının kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinden zayıf biçimde etkilendiğini ve tek kuaziparçacık karakterini hemen hemen koruduğunu göstermektedir. Kuaziparçacık⊗fonon karışımlarının ($G_{i\mu}^{K_0\nu}$ değerleri) ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinin taban durum dalga fonksiyonlarına katkısı % 0.01'den küçüktür. Öte yandan elde edilen bu sonuç QPNM'in genel özellikleri ile uyumaktadır. Ref.[154]'te vurgulandığı gibi tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durumları ve düşük enerjili uyarılma durumları kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinden zayıf biçimde etkilenir. Bu nedenle bu seviyelerin baskın olarak tek kuaziparçacık yapısına sahip olması beklenir. Bunun yanı sıra uyarılma enerjisi artıkça kuaziparçacık⊗fonon karışımlarının katkısı da artmaktadır [154]. Genel olarak $G_i^{K_0\nu}$ genliğine esas katkılar 6–11 MeV enerji aralığında $I^\pi K = 1^+ 0 M1$ dipol rezonansını oluşturan kor fononlarından gelmektedir. Sadece ^{163}Dy çekirdeğinde

$G_i^{K_0}$ genliğine en büyük katkının düşük enerjili fononlardan geldiği gözlenmiştir. Hesaplamalar N_{K_0} genliğinin χ etkileşim parametresine bağlılığının çok zayıf olduğunu göstermektedir.

^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinin taban durum g_K ve g_s^{eff} hesaplamaları Kısım 6.1.1.1'de verilen (6.19) ve (6.21) analitik ifadeleri kullanılarak yapılmıştır. Söz konusu çekirdeklerin taban durum manyetik özelliklerinin teorik analizi manyetik momentin izoskaler kısmında nötron ve proton g_s faktörlerinin güçlü bir şekilde birbirini yok etmesinden dolayı izovektör kısmının daha baskın olduğunu göstermiştir (Şekil 7.1). Bunun sonucu olarak nötron-proton etkileşiminin en kuvvetli etkisi $q = -1$ 'de ortaya çıkmaktadır. Bu durum manyetik momentin izovektör karakteri ile uyumaktadır [196]. Şekil 7.1'de incelenen çekirdeklerin QRPA bazında QPNM kullanılarak hesaplanan taban durum g_K değerlerinin $\kappa = \chi \cdot A$ ve q 'ya göre değişimi verilmiştir. Grafikten de görüldüğü gibi ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdekleri için teorik ve deneysel g_K değerleri arasında en iyi uyum $q = -1$ 'de sırası ile ve $\chi=20$ MeV/A, $\chi=30$ MeV/A, $\chi=35$ MeV/A ve $\chi=50$ MeV/A olduğunda sağlanmıştır.



Şekil 7.1. ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdekleri için hesaplanan taban durum g_K değerlerinin $\kappa = \chi \cdot A$ ve q 'ya göre değişimi. Taralı bölge deneysel g_K değerini temsil etmektedir.

Tablo 7.3'te QRPA ve TDA bazında QPNM kullanılarak yapılan $g_s^{eff.}/g_s^r$ ve g_K hesaplamaları diğer teorik model sonuçları ve deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır. Sonuçlar QRPA bazındaki QPNM hesaplamalarının üstünlüğünü ortaya koymaktadır.

Tablo 7.3. ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdekleri için QRPA ve QTDA bazındaki QPNM kullanılarak hesaplanan $g_s^{eff.}/g_s^r$ ve g_K değerlerinin KPM (Kuliev-Pyatov Metodu), SPM (Tek Parçacık Model) hesapları ve deneysel veriler ile karşılaştırılması.

Çekirdek	$g_s^{eff.}/g_s^r$				g_K				
	KPM	QTDA	QRPA	Deney*	SPM	KPM	QTDA	QRPA	Deney*
^{163}Dy	0.631	0.633	0.685	0.688(5)	0.390	0.247	0.247	0.268	0.269(2)
^{167}Er	0.503	0.503	0.596	0.592(1)	-0.422	-0.212	-0.212	-0.251	-0.2497(4)
^{175}Lu	0.615	0.616	0.573	0.577(5)	0.387	0.675	0.676	0.706	0.703(4)
^{181}Ta	0.491	0.493	0.510	0.509(3)	0.394	0.770	0.771	0.756	0.757(3)

*Deneysel g_K değerleri Y.F. Bow tarafından önerildiği gibi (6.20) denkleminde deneysel manyetik moment değerleri kullanılarak elde edilmiştir [269].

Tablo 7.3'ten görüldüğü gibi KPM (Kuliev-Pyatov Metodu), QRPA ve TDA metotları kullanılarak yapılan hesaplamalar (tek parçacık model, SPM, ile karşılaştırıldığında) g_K faktörlerinin mutlak değerini artırmaktadır ve deneysel veriler ile en iyi uyuma QRPA bazındaki QPNM hesaplamalarında ulaşılmıştır. Tek parçacık model sonuçları ile diğer teorik modellerin sonuçları arasındaki bu farkın nedeni tek parçacık modelde kordan gelen katkıların göz ardı edilmesidir [201-203].

QRPA ve QTDA bazındaki QPNM hesaplamalarını KPM hesaplamaları ile ayrıntılı olarak karşılaştırabilmek için KPM metodunun temel noktalarını kısaca hatırlatalım. KPM metodu bağımsız kuaziparçacıklar modeline dayanır ve çekirdekteki manyetik dipol momentin titreşimleri varsayımından yola çıkarak Tamm-Dancoff yaklaşımı (TDA) çerçevesinde tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durum manyetik özelliklerini açıklar [239,264-266]. Bu titreşimler çift-çift çekirdeklere enerji aralığının (gap) üzerindeki 1^+ uyarılmalarını üretir. Bu metotta tek kütleli çekirdeklere spin polarizasyon olayı, korun dışındaki tek nükleonun çift korun 1^+ uyarılmaları üzerinden saçılmasının bir sonucu olarak yorumlanmıştır [239,264-266]. KPM'de tek çekirdeğin dalga fonksiyonu sırası ile tek ve üç kuaziparçacık

bileşenlerinden oluşur. KPM’de sadece kuaziparçacık etkileşmelerinin göz önüne alınması bu metot ile hesaplanan $g_s^{eff.}/g_s^\tau$ ve g_K değerlerinin QPNM (QRPA) sonuçlarından farklılaşmasının nedenlerinden biridir. Çalışmalar kuaziparçacık ve fononlar arasındaki etkileşmelerinin hesaba katılmasının tek kütle numaralı çekirdeklerin seviye yapısının uygun biçimde tasvirine büyük katkı verdiğini göstermektedir [154,155]. QRPA bazındaki QPNM sonuçları ile QTDA bazındaki QPNM ve KPM sonuçları arasındaki farkın diğer bir nedeni ise QTDA ve QRPA taban durumları arasındaki temel farklılıklardır. Bilindiği gibi QTDA taban durumu bağımsız kuaziparçacık vakumu iken QRPA taban durumu saf kuaziparçacık değildir, kuaziparçacıklar arası etkileşmeler de hesaba katılır. Bu durum QTDA ve QTDA’ya dayanan KPM hesaplamalarında taban durum ve uyarılmış durumların asimetric davranışlarına neden olur. Hesaplamalarda taban durum etkileşmelerinin dikkate alınması 1^+ titreşim seviyelerin doğru olarak tasvirinde büyük öneme sahiptir. Öte yandan beklendiği gibi TDA bazındaki QPNM sonuçları ile KPM sonuçları birbirine oldukça yakındır. Bunun nedeni yukarıda değinildiği gibi her iki yaklaşımda da BCS vakumunun tek çekirdeğin çift-çift koruna eşdeğer olmasıdır [201-203].

$g_s^{eff.}/g_s^\tau$ için QRPA bazında elde edilen sonuçlar $g_s^{eff.} = (0.5-0.7)g_s^\tau$ fenomenolojik değeri ile de uyumludur. Spin jromanyetik faktörün renormalizasyonunun açıklanması nükleer fiziğin en önemli problemlerinden biridir. Spin jromanyetik faktörün sadece tek kütle numaralı çekirdeklerin manyetik momentleri üzerine etkisi yoktur, aynı zamanda tek ve çift-çift kütle numaralı çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmalarının hesaplanmasında da büyük öneme sahiptir. Burada ortaya koyulan mikroskobik yaklaşımda problemin çözümü tek kalan nükleon ile kor arasındaki etkileşimin doğru olarak tasvirinde yatmaktadır. Bu amaçla, tek nükleonun çift kor üzerindeki polarizasyon etkisi valans nükleonunun çift-çift korun tek fonon titreşimleri üzerinden saçılması olarak ele alınmıştır. Daha önce değindiğimiz gibi ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinin taban durumlarında kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinin katkısı çok küçüktür, ancak elde edilen sonuçlar kuaziparçacık⊗fonon karışımlarından gelen bu küçük katkıların tek kütle numaralı çekirdeklerde gözlenen spin polarizasyon etkilerini açıklamakta yeterli olduğunu ve

g_s spin jromanyetik faktörü uygun biçimde renormalize ettiğini göstermektedir. Bu sonuçlar Arima ve Horie tarafından ortaya atılan tek kütle numaralı çekirdeklerde tek kalan nükleonun, yine bu nükleonun korun $M1$ dış alanı ile etkileşiminden güçlü biçimde etkilenebileceği fikri ile uyuşmaktadır [258-270].

Diğer taraftan manyetik moment hesaplarında uygun nükleer etkileşmelerin seçilmesinin önemine de dikkat çekmek gerekir. g_s faktörlerin renormalizasyonunda spin-spin artık (residual) etkileşmeleri etkin rol oynadığından hesaplamamızda spine bağlı etkileşmeler dikkate alınmıştır. Elde edilen veriler ele alınan bu etkileşmelerin incelenen tek kütle numaralı çekirdeklerde gözlenen spin polarizasyon olayını ve bu olayın taban durum manyetik özellikleri üzerine etkilerini uygun biçimde açıklamaya olanak sağladığını ortaya koymuştur [201-203]. Spin-spin kuvvetlerinin önemi sadece tek kütle numaralı çekirdeklerdeki spin polarizasyon olayının ve taban durum manyetik özelliklerinin tasviri ile sınırlı değildir, aynı zamanda nötron-proton etkileşmelerinin spine bağlı kısmının çekirdeklerin düşük enerji seviyeleri arasında Gammow-Teller β geçişlerinden sorumlu olduğu bilinmektedir [251,252]. Daha da önemlisi bu güne kadar yapılan çalışmalar spin-spin kuvvetlerinin çift kütle numaralı çekirdeklerde 1^+ seviyelerini ürettiğini ve makas modu başarı ile açıkladığını göstermiştir [104-116]. Bu nedenle spin-spin etkileşmelerinin güç parametrelerinin belirlenmesi oldukça önemlidir. Şekil 7.1'de QPNM(QRPA) ile hesaplanan g_K sonuçlarının deneysel g_K değerleri ile karşılaştırılmasından ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdekleri için sırası ile $\chi=20$ MeV/A, $\chi=30$ MeV/A, $\chi=35$ MeV/A, $\chi=50$ MeV/A olarak belirlenen spin-spin etkileşme güç parametreleri bundan sonraki kısımlarda bu çekirdeklerin uyarılma durumlarına ait $M1$ özelliklerinin hesaplamalarında direkt olarak kullanılacağından büyük öneme sahiptir. Ayrıca burada belirlenen efektif spin jromanyetik faktörler hesaplanacak $M1$ uyarılmalarının deneyle uyumu için önem arz etmektedir.

7.2. ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdeklerinin Manyetik Dipol Uyarılmaları için Sayısal Hesaplamalar

Bu kısımda tek kütle numaralı ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta deforme çekirdeklerinin $M1$ geçiş özellikleri, analitik ifadeleri sırası ile Kısım 6.1 ve Kısım 6.2'de verilen NRI- ve RI-QPNM metotları çerçevesinde incelenmiştir. İki metodun sonuçları karşılaştırılarak Hamiltoniyenin kırılan dönme simetrisinin onarılmasının tek-A'lı çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmalarının araştırılmasındaki önemi tartışılmıştır.

Mikroskopik modelde tek kütle numaralı çekirdeklerin uyarılmış seviyeleri, kor dışında kalan tek nükleonunun korun 1^+ fononları ile etkileşmesi ile oluşmaktadır [133]. Bu nedenle uyarılmış durum hesaplamalarında çift-çift korun $I^{\pi}K=1^+1$ fononları kullanılmıştır. Fonon yapısı kullanılan metoda bağlı olarak çift-çift korda NRI-QRPA veya RI-QRPA çözümleri ile oluşturulmuştur. Hesaplamalarda tek parçacık enerjileri deforme Woods-Saxon potansiyelinin çözümünden elde edilmiştir. ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinin çiftlenim parametreleri (Δ ve λ) ve ortalama alan deformasyonları (δ_2) için Tablo 7.1'de verilen değerler kullanılmıştır. ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinin $M1$ geçiş olasılık hesaplamalarında spin-spin etkileşme güç parametresi (χ) ve efektif spin jromanyetik faktörleri (g_s^{eff}) için Kısım 7.1'de teorik olarak elde edilen değerler kullanılmıştır. Geçiş olasılıklarının yanı sıra düşük enerjili manyetik dipol uyarılmalarına ait diğer önemli fiziksel büyüklükler olan manyetik dipol ve indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları teorik olarak sırasıyla

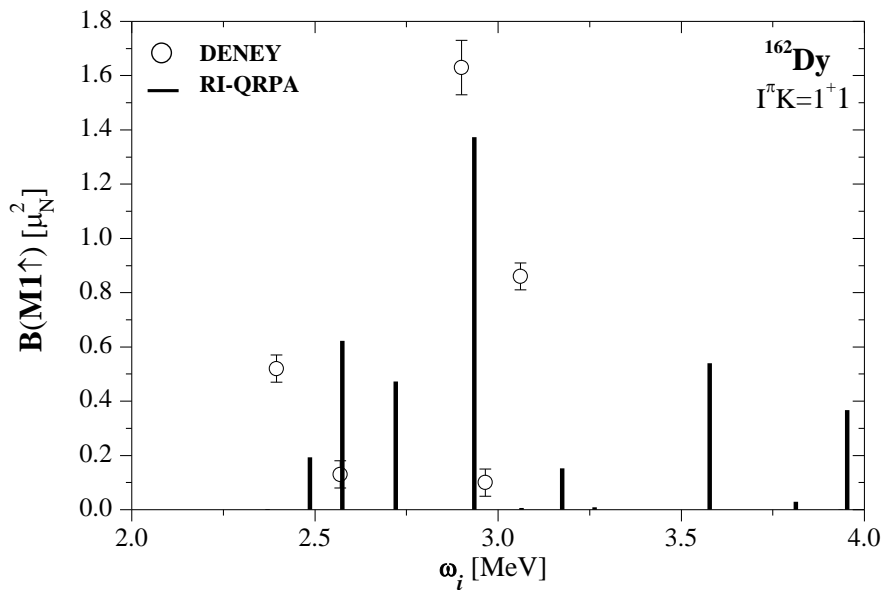
$$g\Gamma_0(M1) = 11.547 \times E_\gamma^3 \times B(M1 \uparrow) \quad [meV] \quad (7.1)$$

$$g\Gamma_0^{red}(M1) = 11.547 \times B(M1 \uparrow) \quad [meV (MeV)^{-3}] \quad (7.2)$$

formülleri kullanılarak hesaplanmıştır.

7.2.1. ^{163}Dy çekirdeği için sayısal sonuçlar

Tek kütle numaralı deforme çekirdeklerin $M1$ spektrumlarının teorik olarak başarılı biçimde tasviri, sözü geçen tek-A'lı çekirdeğin koruna karşılık gelen çift-çift çekirdeğin $M1$ uyarılmalarının doğru olarak izahını gerektirmektedir. Bu nedenle ^{163}Dy çekirdeğinin $M1$ uyarılmalarının teorik hesaplarına başlamadan önce çift-çift ^{162}Dy çekirdeği için RI-QRPA kullanılarak elde edilen sonuçların mevcut deneysel verileri açıklamadaki başarısını tartışmakta yarar vardır. Hesaplamanın detaylarına Ref.[114]'ten ulaşılabilir. Şekil 7.2'de ^{162}Dy çekirdeği için RI-QRPA metodu kullanılarak manyetik dipol uyarılmalarının $K=1$ dalı için hesaplanan $B(M1)$ değerleri Margraf vd. (1995) tarafından gerçekleştirilen NRF [23] deneyinin sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Burada teorik olarak hesaplanan $I^\pi K=1^+1$ seviyeleri düz çizgiyle, deneysel sonuçlar ise (o) sembolü ile gösterilmiştir.



Şekil 7.2. ^{162}Dy çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan taban durumdan $I^\pi K=1^+1$ uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerinin deneysel veri [23] ile karşılaştırılması.

NRF deneyinde ^{162}Dy çekirdeği için 2–4 MeV enerji aralığında spini $I=1$ olan 10 tane seviye gözlenmiştir [23]. Sadece pozitif pariteli durumlar hesaba katıldığı zaman deneysel olarak toplam gücü $\sum_{K=1} B(M1 \uparrow) = 3.24 \pm 0.23 \mu_N^2$ olan 5 tane $I^\pi K=1^+1$ seviyesi vardır. RI-QRPA sonuçlarına göre ^{162}Dy çekirdeğinde $I^\pi K=1^+1$ uyarılma dalı için bu enerji aralığında toplam gücü $\sum_{K=1} B(M1 \uparrow) = 3.77 \mu_N^2$ olan 8 tane seviye

bulunmaktadır. Makas mod enerji bölgesinde yer alan bu uyarılmaların orbital ve spin oranları araştırıldığında orbital karakterli oldukları görülmektedir. ^{162}Dy çekirdeğinde 2-4 MeV aralığındaki $B(M1)$ gücüne manyetik dipol operatörünün izoskaler kısmından gelen katkı $\sum_{K=1} B(M1 \uparrow)(\tau = 0) = 2.47 \times 10^{-2} \mu_N^2$ iken izovektör kısmından gelen katkı $\sum_{K=1} B(M1 \uparrow)(\tau = 1) = 3.99 \times 10^2 \mu_N^2$ 'dir. Bu sonuç 4 MeV enerjisine kadar gözlenen orbital karakterli makas mod 1^+ seviyelerinin izovektör tabiatlı olduğunu gösterir. NRF deneyinde pozitif pariteye sahip olduğu kesin olarak belirlenmiş uyarılma seviyeleri arasında $B(M1 \uparrow) = 1.63 \pm 0.1 \mu_N^2$ ile deneyde gözlenen en büyük manyetik dipol gücüne sahip olan seviye 2.90 MeV enerjisine yerleşmiştir. Şekil 7.2'den de görüldüğü gibi teorik hesaplamalarımız bu seviyeyi neredeyse tam olarak tahmin etmiştir. Deneysel verilerden manyetik dipol gücünün esas olarak 2.5 MeV ve 3 MeV civarında kümелendiği görülmektedir. Benzer biçimde teori de $I^\pi K=1^+1$ uyarılmaları için hesaplanan $M1$ dipol gücünün ana parçasının 2.5 MeV ve 3 MeV civarında toplandığını öngörmektedir. Hesaplama sonuçları kümelenmenin yeri açısından deneysel veriyle oldukça uyumludur.

NRF deneyinde ^{162}Dy çekirdeği için 2–4 MeV enerji aralığında gözlenen birçok seviyenin spin ve pariteleri tam olarak belirlenememiştir [23]. Buna karşın deneyde gözlenen dipol seviyelerinin radyasyon kalınlıkları güvenilir bir biçimde ölçülmüştür [23]. Bu nedenle teorik sonuçları deneyle karşılaştırmak bakımından en uygun büyüklüğün seviyelerin dipol radyasyon kalınlıkları olduğu söylenebilir. Tablo 7.4'te taban durumdan $I^\pi K=1^+1$ uyarılmış durumlarına geçişler için teorik olarak hesaplanan $\sum B(M1)$ toplam manyetik dipol gücü, $\sum \Gamma_0(M1)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları ve $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 7.4. ^{162}Dy çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan $I^\pi K=1^+1$ dalına ait toplam manyetik dipol geçiş ihtimalinin, toplam manyetik dipol ve toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının deneysel veriler [23] ile karşılaştırılması.

$\sum B(M1 \uparrow) [\mu_N^2]$		$\sum \Gamma_0(M1) [meV]$		$\sum \Gamma_0^{red}(M1) [meV MeV^{-3}]$	
$I^\pi K=1^+1$		$I^\pi K=1^+1$		$I^\pi K=1^+1$	
RI-QRPA	DENEY [23]	RI-QRPA	DENEY [23]	RI-QRPA	DENEY [23]
3.77	3.24±0.23	433.53	293.6±20.9	14.55	12.50±0.89

Hesaplanan $\sum B(M1 \uparrow)$ gücü beklendiği gibi NRF deneyinde gözlenen değerden büyüktür. Ancak deneysel hatalar çerçevesinde teori ve deney arasında iyi bir uyum olduğu görülmektedir. Teorik olarak hesaplanan toplam $M1$ dipol kalınlığı ($\sum \Gamma_0(M1) = 433.53 \text{ meV}$) deneysel olarak gözlenen değerden ($\sum \Gamma_0(M1) = 293.6 \pm 20.9 \text{ meV}$) yaklaşık olarak 1.5 kat daha büyüktür. Bu fark, deneyde uyarılmış seviyelerin dipol radyasyon kalınlıkları için ölçüm duyarlılığı sınırının $\Gamma_0 > 0.1 \text{ meV}$ olmasından dolayı pek çok seviyenin gözlenememesinden kaynaklanmaktadır [23]. Öte yandan deneysel ve teorik toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları birbirleri ile oldukça uyumludur.

RI-QRPA metodunun ^{163}Dy çekirdeğinin koru olan ^{162}Dy için deneysel olarak gözlenen $M1$ uyarılma özelliklerini açıklamada oldukça başarılı sonuçlar verdiğini ortaya koyduktan sonra esas problemimizi oluşturan ^{163}Dy tek çekirdeğine geçebiliriz. ^{163}Dy çekirdeğinin deneyle belirlenen taban durum spin ve paritesi $K^\pi=5/2^-$ olduğundan taban durumdan $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma durumlarına $M1$ geçişleri mümkündür. Bu uyarılma seviyelerine ait $M1$ geçiş özelliklerinin teorik hesaplarına geçmeden önce seviye yapılarının ele alınması yararlı olacaktır. Tablo 7.5'te örnek olarak ^{163}Dy çekirdeğinin 2–3.6 MeV enerji aralığındaki $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma durumları için RI-QPNM ile hesaplanan ve $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan seviyelerin yapıları gösterilmiştir. Tabloda dalga fonksiyonuna %5'ten daha büyük katkı sağlayan kuaziparçacık \otimes fonon bileşenleri ile fonon dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinin yapıları verilmiştir.

Tablo 7.5. ^{163}Dy çekirdeğinde 2–3.6 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K\zeta q}^j$), kuaziparçacık fonon-karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K\zeta v}$), kuaziparçacık-fonon yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$) ile bu seviyelere en büyük katkıyı veren çift-çift kor fonon enerjileri (ω_i) ve bu fononların çift kuaziparçacık yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma]$, $\psi_{ss'}^i$). Burada sadece dalga fonksiyonuna %5'ten daha büyük katkı sağlayan kuaziparçacık-fonon bileşenleri ile fonon dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinin yapıları verilmiştir.

E_j [MeV]	K^π	$N_{K\zeta q}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta v}$	Seviye Yapısı $[Nn_z\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$	Çift-Çift Korun Fonon Yapısı		
					ω_i [MeV]	$[Nn_z\Lambda\Sigma]$	$\psi_{ss'}^i$
2.455	$3/2^-$	0.006	0.999	%99.9 [523] $\downarrow \otimes Q_3$	2.451	nn521 \uparrow – 521 \downarrow	-0.159
2.518	$7/2^-$	0.158	0.987	%70.2 [523] $\downarrow \otimes Q_3$		nn651 \uparrow – 642 \uparrow	0.636
						nn642 \uparrow – 633 \uparrow	-0.176
						pp523 \uparrow – 514 \uparrow	0.098
2.573	$3/2^-$	0.006	0.999	%99.9 [523] $\downarrow \otimes Q_4$	2.568	nn521 \uparrow – 512 \uparrow	0.182
2.621	$7/2^-$	0.228	0.974	%71.4 [523] $\downarrow \otimes Q_4$		nn642 \uparrow – 633 \uparrow	0.581
						pp411 \downarrow – 411 \uparrow	-0.121
						pp532 \uparrow – 523 \uparrow	-0.280
2.725	$3/2^-$	0.006	0.999	%99.9 [523] $\downarrow \otimes Q_5$	2.720	nn521 \uparrow – 521 \downarrow	-0.104
2.726	$7/2^-$	0.006	0.999	%99.9 [523] $\downarrow \otimes Q_5$		nn642 \uparrow – 633 \uparrow	0.106
						pp411 \downarrow – 411 \uparrow	0.681
2.926	$3/2^-$	0.007	0.999	%99.9 [523] $\downarrow \otimes Q_6$	2.921	nn521 \uparrow – 512 \uparrow	0.454
2.944	$7/2^-$	0.113	0.994	%96.9 [523] $\downarrow \otimes Q_6$		pp411 \downarrow – 411 \uparrow	-0.089
						pp532 \uparrow – 523 \uparrow	0.511
3.175	$3/2^-$	0.001	0.999	%100 [523] $\downarrow \otimes Q_8$	3.170	nn640 \uparrow – 651 \uparrow	-0.694
3.182	$7/2^-$	0.061	0.998	%97.5 [523] $\downarrow \otimes Q_8$		pp532 \uparrow – 523 \uparrow	-0.059
						pp523 \uparrow – 514 \uparrow	0.083
3.238	$3/2^-$	0.001	0.999	%100 [523] $\downarrow \otimes Q_9$	3.233	nn521 \uparrow – 532 \uparrow	-0.115
						nn521 \uparrow – 512 \uparrow	-0.432
						nn523 \downarrow – 514 \downarrow	0.291
						nn642 \uparrow – 633 \uparrow	0.172
						pp420 \uparrow – 411 \downarrow	-0.077
						pp420 \uparrow – 411 \downarrow	-0.093
						pp422 \uparrow – 413 \uparrow	-0.066
						pp411 \uparrow – 402 \uparrow	-0.066
						pp532 \uparrow – 523 \uparrow	0.299
						pp413 \uparrow – 404 \uparrow	-0.080
					pp523 \uparrow – 514 \uparrow	0.128	
3.577	$3/2^-$	0.003	0.999	%99.9 [523] $\downarrow \otimes Q_{10}$	3.572	nn532 \uparrow – 523 \uparrow	-0.358
3.599	$7/2^-$	0.097	0.995	%97.7 [523] $\downarrow \otimes Q_{10}$		pp411 \uparrow – 402 \uparrow	-0.051
						pp523 \uparrow – 514 \uparrow	-0.588

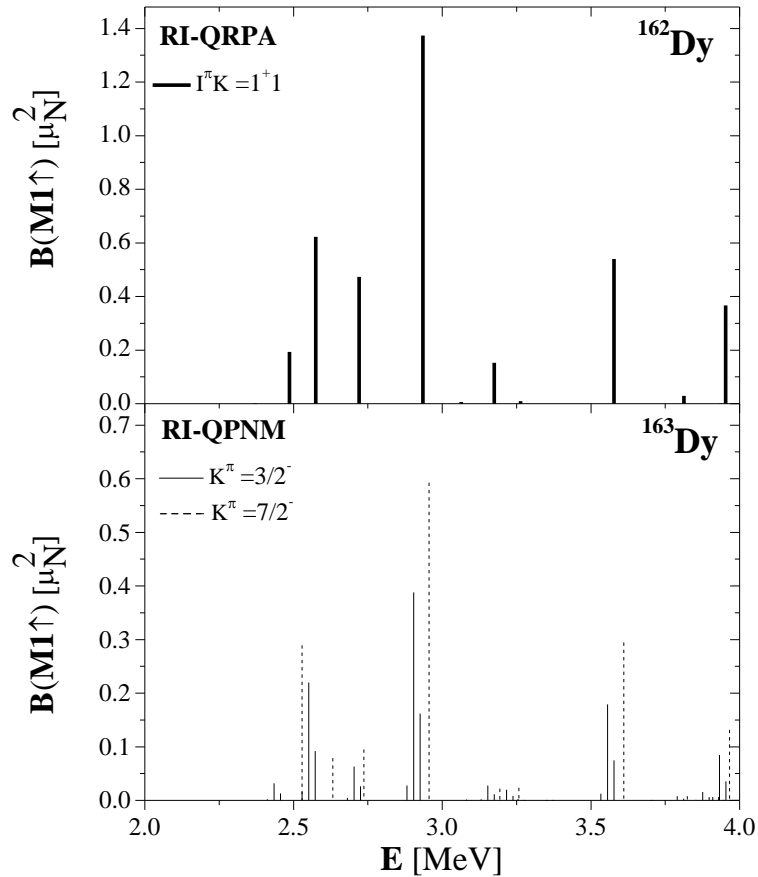
Kesim 7.1'deki hesaplamalar ^{163}Dy çekirdeğinde taban durumun baskın biçimde tek kuaziparçacık karakterinde olduğunu, kuaziparçacık-fonon etkileşmelerinden gelen

katkılarından zayıf biçimde etkilendiğini ortaya koymaktaydı. Tablo 7.5'teki sonuçlar ise ^{163}Dy çekirdeğinin $K^\pi=7/2^-$ ve $K^\pi=3/2^-$ uyarılma seviyelerinin yapısının kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinden kuvvetli biçimde etkilendiğini göstermektedir. Tablo 7.5'ten de görüldüğü gibi $B(M1 \uparrow) \geq 0.01\mu_N^2$ olan seviyelerin yapısına en büyük katkı, K kuantum sayısı ve paritesi $K^\pi=5/2^-$ olan ve [523] Nilsson konfigürasyonuna sahip tek kuaziparçacık ile çift-çift korun Q_i fononlarının karışımından ($5/2^- [523] \downarrow \otimes Q_i$) gelmektedir. $B(M1 \uparrow) < 0.01\mu_N^2$ olan seviyeler arasında [512] $\uparrow \otimes Q_i$ biçiminde farklı tek kuaziparçacık⊗fonon yapısına sahip durumlar da mevcuttur. 2–4 MeV enerji aralığında $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma seviyelerine en büyük katkıyı veren kor fononlarının enerjileri 2.451–3.572 MeV arasında değişmektedir. Bu fononların çok sayıda iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahip olmaları güçlü kolektif yapıda olduklarını göstermektedir. 1.5 MeV'in altındaki enerjilerde tek kuaziparçacık seviyeleri yer almaktadır. Örneğin 1.408 MeV uyarılma enerjisinde bulunan $K^\pi=7/2^-$ seviyesi baskın biçimde tek kuaziparçacık yapısındadır (% 82.5 [514] \downarrow). Bu seviyenin yapısına dalga fonksiyonunun %8 [523] $\downarrow \otimes Q_3$ ve %2 [523] $\downarrow \otimes Q_4$ bileşenlerinden de katkılar gelmektedir. Ancak daha yüksek uyarılma enerjilerine çıkıldığında kuaziparçacık katkısı keskin biçimde azalmakta ve kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinden gelen katkılar artmaktadır.

Tablo 7.5'te ^{163}Dy çekirdeğinin uyarılmış seviyelerinin yapıları verilirken örnek olarak sadece dalga fonksiyonuna %5'ten daha büyük katkı sağlayan kuaziparçacık⊗fonon bileşenleri gösterilmiş olsa da verilen seviyelerin yapılarına farklı kuaziparçacık⊗fonon karışımlarından da katkılar gelmektedir. Örneğin, 3.182 MeV'de yer alan $7/2^-$ seviyesine en büyük katkıyı veren [523] $\downarrow \otimes Q_8$ kuaziparçacık⊗fonon karışımı seviye yapısının % 97.5'ini oluşturmasına rağmen [523] $\downarrow \otimes Q_3$, [523] $\downarrow \otimes Q_6$, [523] $\downarrow \otimes Q_9$ ve [523] $\downarrow \otimes Q_{10}$ konfigürasyonları seviye yapısına sırası ile %0.10, %0.15, %1.58 ve %0.12 katkı vermektedir. Bir başka örnek olarak 2.621 MeV enerjisindeki $7/2^-$ seviyesi verilebilir. Bu seviyenin yapısının %71.4'ünü [523] $\downarrow \otimes Q_4$ kuaziparçacık⊗fonon karışımı oluşturmaktadır. Ancak bu seviyenin dalga fonksiyonunun kuaziparçacık⊗fonon genliğine bakıldığında $G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu} = 0.974$ olduğu görülmektedir. Bu da seviye yapısına farklı kuaziparçacık⊗fonon karışımlarından da katkılar geldiğini ortaya koymaktadır.

Nitekim sayısal hesaplamalar sözü geçen seviyenin yapısına %0.01'den daha büyük katkıda bulunan 24 farklı $[523] \downarrow \otimes Q_i$ karışımı olduğunu göstermektedir.

Tek çekirdek ile komşu çift-çift çekirdeğin $M1$ spektrumlarının karşılaştırılması tek- A 'lı çekirdeğin $M1$ uyarılmalarına ait karakteristiklerin araştırılmasında bilgi verici olabilir. Şekil 7.3'te ^{163}Dy ve ^{162}Dy çekirdekleri için teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımları karşılaştırılmıştır. Şekil 7.3'ün üst kısmında ^{162}Dy çekirdeği için RI-QRPA metodu kullanılarak 2–4 MeV enerji aralığında hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimallerinin $K^\pi=1^+$ dalları verilmiştir. Şekil 7.3'ün alt kısmında ise ^{163}Dy çekirdeğinin $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ seviyeleri için 2–4 MeV enerji aralığında RI-QPNM metodu kullanılarak hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimalleri sırası ile düz ve kesikli çizgiler ile gösterilmiştir.



Şekil 7.3. $^{162,163}\text{Dy}$ çekirdekleri için hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımları. Üst kısımdaki grafikte ^{162}Dy çekirdeği için RI-QRPA metodu kullanılarak 2–4 MeV enerji aralığında hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimallerinin $K^\pi=1^+$ dalları kalın düz çizgi ile gösterilmiştir. Altındaki grafikte ise ^{163}Dy çekirdeğinde RI-QPNM metodu kullanılarak 2–4 MeV enerji aralığında hesaplanan taban durumdan $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ seviyelerine $B(M1 \uparrow)$ geçiş ihtimalleri sırası ile düz ve kesikli çizgiler ile verilmiştir.

Şekil 7.3'ten de görüldüğü gibi çift-çift çekirdekten tek-A'lı çekirdeğe geçildiğinde $M1$ spektrumunda gözlenen parçalanma artmaktadır. Tek kütle numaralı çekirdekte $M1$ gücündeki parçalanma, tek kalan nükleonun korun her bir $M1$ uyarılma seviyesi ile ayrı ayrı etkileşmesi ve tek parçacık seviyeleri ile karışımı sonucu ortaya çıkmaktadır [23]. Kuvvetli parçalanmanın asıl nedeni ise çift-çift korda tek bir seviyede toplanan $M1$ gücünün komşu tek kütleli çekirdekte dört farklı $M1$ seviyesi tarafından paylaşılmasıdır. Bu son durumda $M1$ operatörü $\{K_0, I_0 = K_0\}$ taban durumdan kuantum sayıları sırasıyla $\{(K_0 - 1, I_0 - 1), (K_0 - 1, I_0), (K_0 - 1, I_0 + 1), (K_0 + 1, I_0 + 1)\}$ olan uyarılma seviyeleri ile birleşebilir. Bu durumu sayısal örnekler ile açıklamak için Tablo 7.6'da ^{163}Dy için 2–3.6 MeV enerji aralığında hesaplanan E_j , $B(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $g\Gamma_0^{red}(M1)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$, $g\Gamma_0(M1)$ ve $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ büyüklükleri verilmiştir.

Tablo 7.6. ^{163}Dy çekirdeği için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan E_j , $B(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $g\Gamma_0^{red}(M1)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$, $g\Gamma_0(M1)$ ve $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ değerleri. Burada sadece $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan durumlar gösterilmiştir.

E_j [MeV]	$I_f^{\pi} K_f$	$B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$g\Gamma_0^{red}(M1)$ [meV MeV $^{-3}$]	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ [meV MeV $^{-3}$]	$g\Gamma_0(M1)$ [meV MeV $^{-3}$]	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ [meV MeV $^{-3}$]
2.455	3/2 $^-$ 3/2	0.031	0.464	0.358	0.537	5.298	10.580
	5/2 $^-$ 3/2	0.013		0.153		2.271	
	7/2 $^-$ 3/2	0.002		0.026		3.011	
2.518	7/2 $^-$ 7/2	0.282	0.282	3.260	3.260	52.013	52.013
2.573	3/2 $^-$ 3/2	0.214	0.321	2.476	3.714	42.152	63.228
	5/2 $^-$ 3/2	0.092		1.061		18.065	
	7/2 $^-$ 3/2	0.015		0.177		3.011	
2.621	7/2 $^-$ 7/2	0.077	0.077	0.889	0.889	16.010	16.010
2.725	3/2 $^-$ 3/2	0.061	0.092	0.711	1.067	14.377	21.565
	5/2 $^-$ 3/2	0.026		0.305		6.161	
	7/2 $^-$ 3/2	0.004		0.051		1.027	
2.726	7/2 $^-$ 7/2	0.092	0.092	1.069	1.069	21.612	21.612
2.926	3/2 $^-$ 3/2	0.377	0.566	4.367	6.551	109.341	164.011
	5/2 $^-$ 3/2	0.162		1.872		46.860	
	7/2 $^-$ 3/2	0.027		0.312		7.810	
2.944	7/2 $^-$ 7/2	0.577	0.577	6.673	6.673	170.202	170.202
3.175	3/2 $^-$ 3/2	0.027	0.041	0.312	0.468	9.986	14.979
	5/2 $^-$ 3/2	0.012		0.134		4.280	
	7/2 $^-$ 3/2	0.002		0.022		0.713	
3.182	7/2 $^-$ 7/2	0.022	0.022	0.249	0.249	8.006	8.006
3.238	3/2 $^-$ 3/2	0.019	0.029	0.225	0.337	7.624	11.436
	5/2 $^-$ 3/2	0.008		0.096		3.267	
	7/2 $^-$ 3/2	0.001		0.016		0.545	
3.247	7/2 $^-$ 7/2	0.023	0.023	0.267	0.267	9.121	9.121
3.577	3/2 $^-$ 3/2	0.174	0.261	2.015	3.022	92.167	138.250
	5/2 $^-$ 3/2	0.075		0.863		39.500	
	7/2 $^-$ 3/2	0.012		0.144		6.583	
3.599	7/2 $^-$ 7/2	0.287	0.287	3.320	3.320	154.649	154.649

Tablo 7.6'dan görüldüğü gibi $K^\pi=3/2^-$ seviyelerine ait $M1$ gücü toplam açısız momentum operatörünün özelliklerinden dolayı esasen $I^\pi=3/2^-$, $I^\pi=5/2^-$, $I^\pi=7/2^-$ durumlarına dağılmıştır. $K^\pi=3/2^-$ seviyelerindeki toplam $M1$ güç yoğunluğuna en büyük katkı % 66.67 ile $I^\pi K=3/2^- 3/2$ durumlarından gelmektedir. Şimdi ^{163}Dy ve komşu çift kütleli ^{162}Dy çekirdeği için elde edilen sayısal sonuçları karşılaştıralım:

^{162}Dy çekirdeğinde en büyük $B(M1 \uparrow)$ geçiş ihtimalleri sırası ile 2.575 MeV uyarılma enerjisinde $B(M1 \uparrow) = 0.623 \mu_N^2$, 2.935 MeV uyarılma enerjisinde $B(M1 \uparrow) = 1.373 \mu_N^2$ ve 3.578 MeV uyarılma enerjisinde $B(M1 \uparrow) = 0.540 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu seviyelerin tek kütle numaralı ^{163}Dy çekirdeğindeki dağılımlarına baktığımızda:

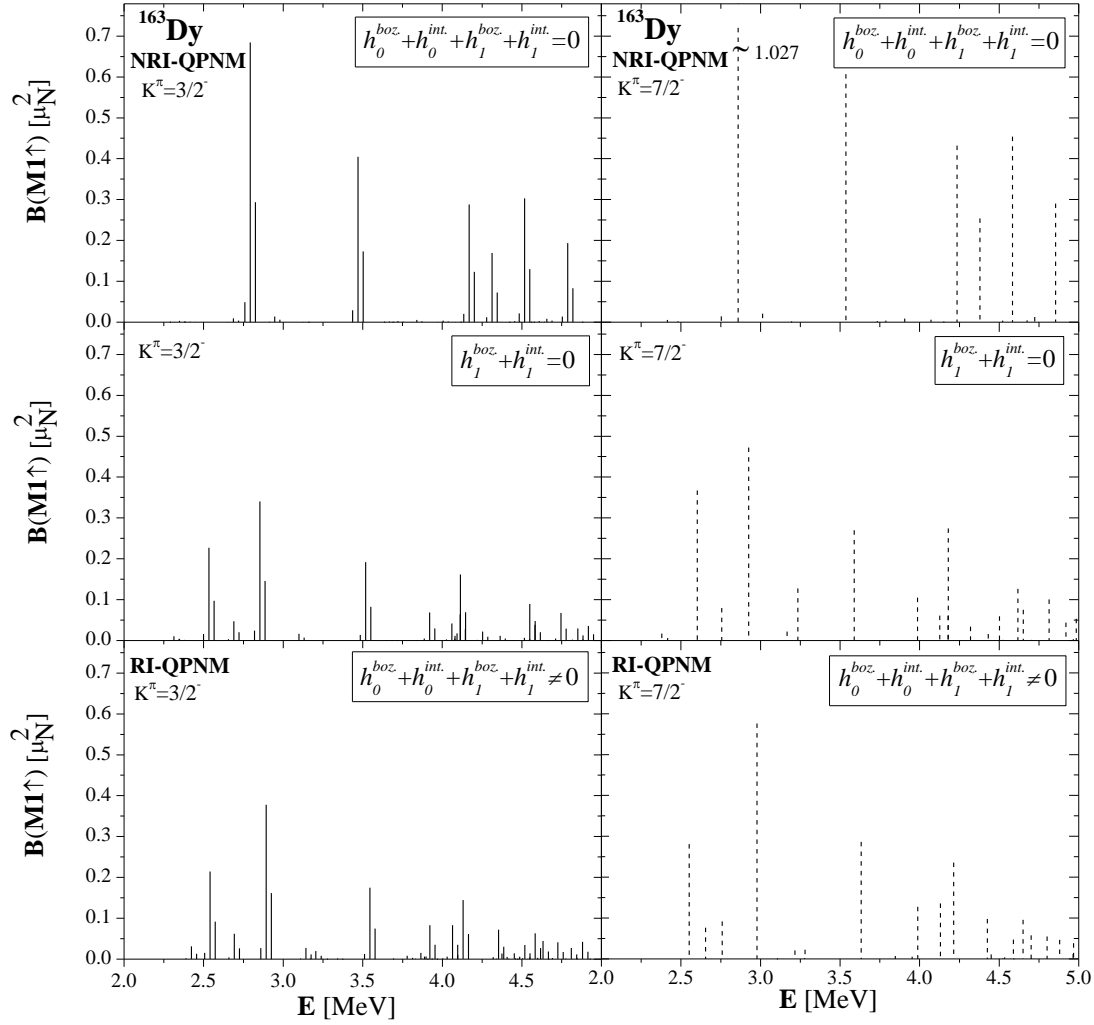
^{162}Dy çekirdeğinde 2.575 MeV uyarılma enerjisinde $B(M1 \uparrow) = 0.623 \mu_N^2$ olarak hesaplanan manyetik dipol gücü ^{163}Dy çekirdeğinde 2.518 MeV enerjili $K^\pi=7/2^-$ ve 2.573 MeV enerjili $K^\pi=3/2^-$ seviyelerine, sırası ile $B(M1 \uparrow) = 0.282 \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 0.308 \mu_N^2$ olacak şekilde dağılmıştır. Bu iki seviyeye dağılan $M1$ güçlerinin toplamları çift kütleli komşu ^{162}Dy çekirdeğinde hesaplanan değer ile uyumludur.

^{162}Dy çekirdeğinde $B(M1 \uparrow) = 1.373 \mu_N^2$ ile 2.935 MeV uyarılma enerjisinde ortaya çıkan $M1$ gücü ^{163}Dy çekirdeğinde 2.944 MeV enerjili $K^\pi=7/2^-$ ve 2.926 MeV enerjili $K^\pi=3/2^-$ seviyelerine dağılmıştır. Bu iki seviye için manyetik dipol gücü sırası ile $B(M1 \uparrow) = 0.577 \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 0.566 \mu_N^2$ olarak hesaplanmış olup toplamları çift kütleli komşu ^{162}Dy çekirdeğinde hesaplanan değer ile uyumludur.

^{162}Dy çekirdeğinde 3.578 MeV uyarılma enerjisinde $B(M1 \uparrow) = 0.540 \mu_N^2$ olarak hesaplanan manyetik dipol güç ^{163}Dy çekirdeğinde 3.599 MeV enerjili $K^\pi=7/2^-$ ve 3.577 MeV enerjili $K^\pi=3/2^-$ seviyelerine sırası ile $B(M1 \uparrow) = 0.287 \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 0.261 \mu_N^2$ olacak şekilde dağılmıştır. Bu iki seviyeye dağılmış $M1$ güçlerinin toplamı ^{162}Dy için hesaplanan $M1$ gücü ile uyumludur.

^{162}Dy ve ^{163}Dy çekirdeklerinin $M1$ spektrumları için yapılan karşılaştırmadan tek kütleli çekirdeklerde $M1$ uyarılmalarının tek nükleon ile kordaki $M1$ uyarılmalarının etkileşimi sonucu ortaya çıktığı açıkça görülmektedir. Tek kalan nükleonun esas etkisi bu etkileşimler ile oluşan $M1$ gücünün dağıtılması üzerinedir. $M1$ uyarılmaları için yaptığımız bu yorumları $E1$ uyarılmaları için de yapabiliriz. Bu nedenle kor çekirdeğine ait dipol spektrumuna bakılarak tek çekirdeğin dipol uyarılmalarının enerji spektrumundaki dağılımı hakkında tahminde bulunmak mümkündür.

Şekil 7.4'te tek kütle numaralı çekirdeklerde tek parçacık Hamiltoniyenin kırılan dönme simetrisinin izoskaler ve izovektör efektif kuvvetler ile restorasyonunun $B(M1 \uparrow)$ spektrumu üzerine etkisi tartışılmıştır. Örnek olarak ^{163}Dy çekirdeği için 2–5 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow)$ değerleri ele alınmıştır. Şekil 7.4'ün üst kısmındaki grafiklerde sırası ile $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma seviyeleri için NRI-QPNM ile hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı verilmiştir. Şekil 7.4'ün orta kısmındaki grafikler sırası ile $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma seviyeleri için Hamiltoniyenin sadece izoskaler kısmının restorasyonu ile elde edilmiş $B(M1 \uparrow)$ değerlerini göstermektedir. Şekil 7.4'ün alt kısmındaki grafiklerde ise sırası ile $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma seviyeleri için izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetlerinin her ikisini de içeren RI-QPNM kullanılarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ spektrumu verilmiştir. Grafiklerde $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ seviyeleri sırası ile düz ve kesikli çizgiler ile belirtilmiştir.

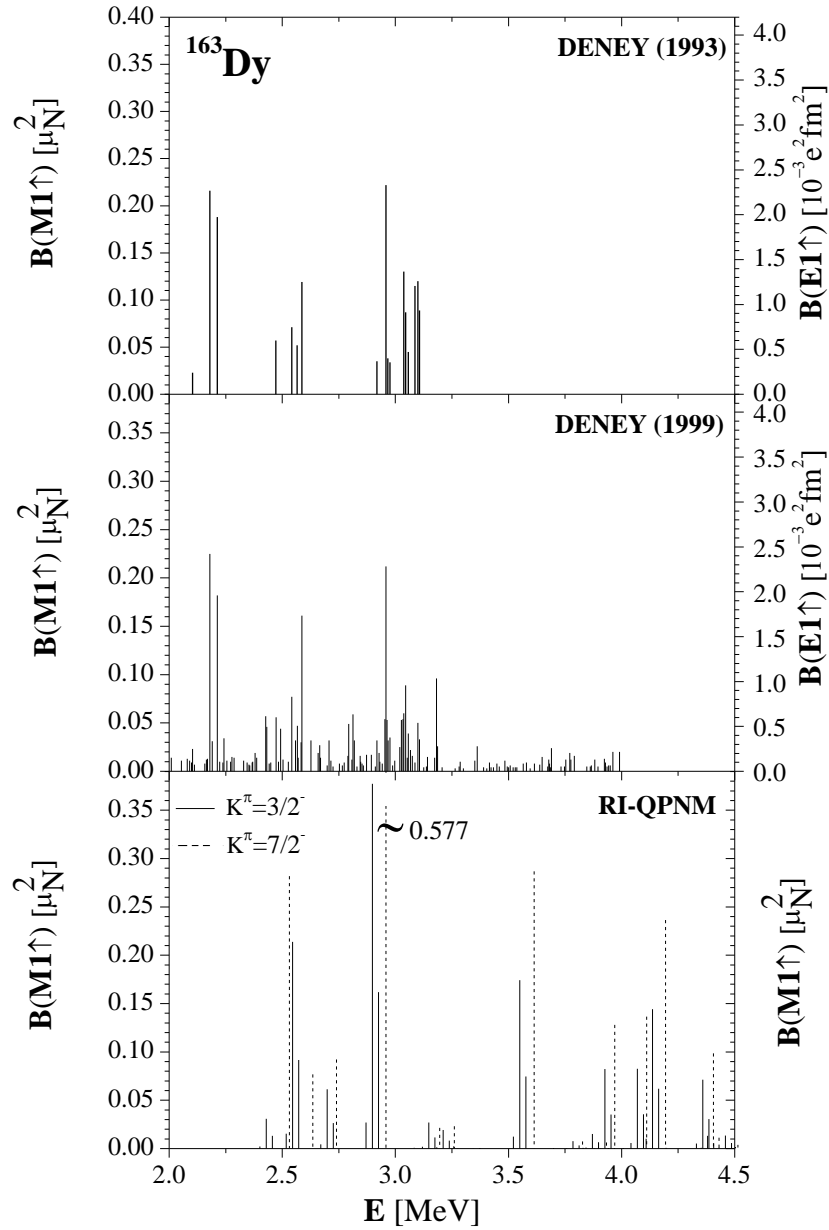


Şekil 7.4. Hamiltoniyenin kırılan dönme simetrisinin restorasyonunun ^{163}Dy çekirdeği için 2–5 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow)$ spektrumu üzerine etkisi. $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ seviyeleri sırası ile düz ve kesikli çizgiler ile belirtilmiştir. Üst kısımdaki grafiklerde NRI-QPNM ile hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı, orta kısımdaki grafiklerde Hamiltoniyenin sadece izoskaler kısmının restorasyonu ile elde edilmiş $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı, alttaki grafiklerde ise RI-QPNM kullanılarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı verilmiştir.

Şekil 7.4'teki sonuçlar NRI-QPNM'in düşük enerjilerde $M1$ gücünü restorasyon kuvvetleri içeren hesaplamalara göre çok daha yüksek tahmin ettiğini göstermektedir. Hamiltoniyene sadece kırılan izoskaler kısmı onaracak şekilde izoskaler restorasyon kuvvetlerinin eklenmesi NRI-QPNM ile bulunan $M1$ güçlerini yaklaşık olarak yarı yarıya indirmekte ve spektrumda parçalanmaya neden olmaktadır. Şeklin alt kısmındaki grafiklerden görüldüğü gibi RI-QPNM'de izoskaler restorasyon kuvvetlerine ilaveten izovektör restorasyon kuvvetlerinin de devreye girmesi makas modun alt seviyelere ayrışmasını artırır ve böylece $B(M1 \uparrow)$ ihtimali büyük olan seviyeler yarılr. Örneğin NRI-QPNM sonuçlarına göre 2.826 MeV enerjili $K^\pi=7/2^-$ seviyesi için geçiş ihtimali $B(M1 \uparrow) = 1.027 \mu_N^2$ olarak

hesaplanmıştır. Sadece izoskaler restorasyon kuvvetleri hesaba katıldığında bu seviyenin 2.569 MeV, 2.723 MeV ve 2.892 MeV enerjilerinde, geçiş ihtimalleri sırası ile $B(M1 \uparrow) = 0.367 \mu_N^2$, $B(M1 \uparrow) = 0.08 \mu_N^2$ ve $B(M1 \uparrow) = 0.477 \mu_N^2$ olacak şekilde üç seviyeye ayrıldığı görülür. İzoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetlerini birlikte içeren RI-QPNM kullanıldığında ise 2.569 MeV enerjisindeki $B(M1 \uparrow) = 0.367 \mu_N^2$ olan seviyenin 2.518 MeV’de $B(M1 \uparrow) = 0.283 \mu_N^2$ ve 2.621 MeV’de $B(M1 \uparrow) = 0.077 \mu_N^2$ olacak şekilde iki seviyeye yarıldığı görülür. Böylece teorik hesaplamalarda izovektör restorasyon kuvvetlerinin göz önüne alınması $B(M1)$ güç dağılımının yeniden şekillenmesine sebep olur. NRI-QPNM hesaplamalarına göre 2–5 MeV enerji aralığında toplam $M1$ gücü $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 6.323 \mu_N^2$ iken RI-QPNM ile aynı enerji aralığındaki toplam $M1$ gücü $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 4.786 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar tek-A’lı çekirdeklerde de çift-çift çekirdeklerdeki gibi manyetik dipol hesaplamalarında hamiltoniyenin kırılan dönme simetrisinin restorasyonunun önemini ortaya koymaktadır.

Şekil 7.5’te ^{163}Dy çekirdeği için 2–4.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM kullanılarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerleri deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır. Şekil 7.5’in üst kısmındaki grafikte 1993 yılında Bauske vd. [133] tarafından gerçekleştirilen NRF deneyinin sonuçları verilmiştir. Şekil 7.5’in orta kısmındaki grafikte ise 1999 yılında Nord vd. [135] tarafından yapılan NRF deneyinin sonuçları verilmiştir. Tek kütle numaralı çekirdeklerde manyetik dipol uyarılmalarının araştırılmasına yönelik yapılan deneylerde parite belirlenemediğinden bu grafiklerin sağ ve sol tarafındaki skalalar taban durumdan uyarılmış durumlara $E1$ ve $M1$ geçiş olasılıklarını göstermektedir. Şekil 7.5.’in alt kısmındaki grafikte ise ^{163}Dy çekirdeği için RI-QPNM ile hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı gösterilmiştir. Düz ve kesikli çizgiler ^{163}Dy çekirdeğinde taban durumdan sırası ile $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma seviyelerine manyetik dipol geçiş ihtimallerini belirtmektedir.

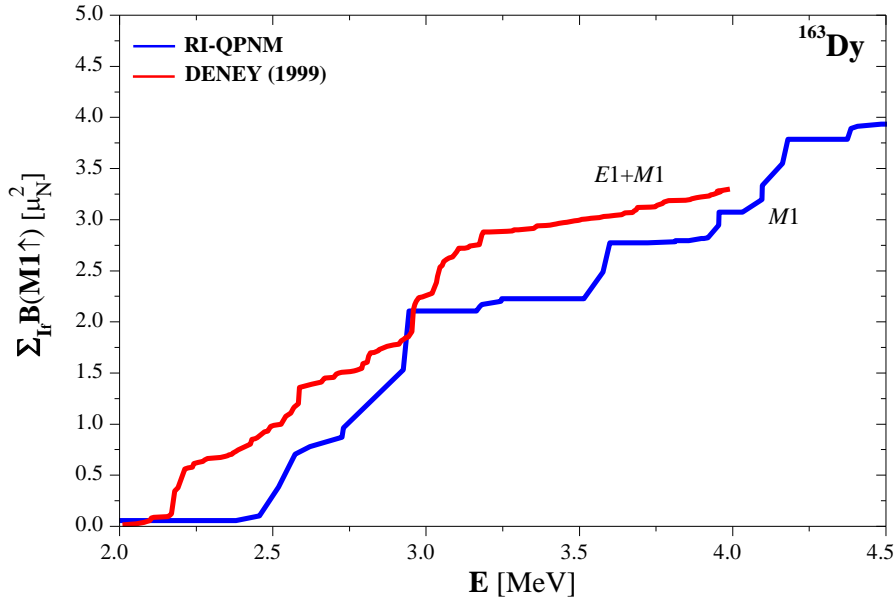


Şekil 7.5. ^{163}Dy çekirdeği için 2–4.5 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması. Üstteki ve ortadaki grafikler deneysel sonuçları göstermektedir. Deyde parite tayini mümkün olmadığından bu grafiklerin sağ ve sol tarafındaki skalalar taban durumdan $E1$ ve $M1$ geçiş olasılıklarını göstermektedir. Altta ki grafikte ise ^{163}Dy için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımları verilmiştir. Teorik sonuçları gösteren grafikte düz ve kesikli çizgiler taban durumdan sırası ile $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma seviyelerine manyetik dipol geçiş ihtimalleridir.

1999 yılında yapılan çalışmada, NRF deneyinin duyarlılığı 1993 yılında yapılan deneye göre 20 kat daha artırılmıştır. Böylece makas mod enerji aralığındaki manyetik dipol dedeksiyon limiti $3 \times 10^{-3} \mu_N^2$ 'ye inmiştir. Bu alt sınır bugüne kadar ağır çekirdeklere Bremsstrahlung demetlerinin kullanıldığı düşük enerjili foton saçılma deneylerinde ulaşılan en düşük değerdir [135]. 1993 ve 1999 yılında yapılan deneyler karşılaştırıldığında NRF deneyinin duyarlılığının artması ile daha önce arka-

plan radyasyonuna gömülmüş ve tespit edilemeyen pek çok seviyenin gözlemlendiği görülmektedir. 1993 yılında yapılan deneyde 2–3.2 MeV enerji aralığında sadece 17 dipol geçişi belirlenirken 1999 yılındaki deneyde 2–4 MeV enerji aralığında toplam 146 tane dipol geçişi gözlenmiştir. Her iki deneyde de dipol gücünün $E \approx 2.2$ MeV, $E \approx 2.5$ MeV ve $E \approx 3$ MeV enerjileri civarında öbekleştiği görülmektedir. Şekil 7.5.’ten görüldüğü gibi RI-QPNM ile hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ gücü deneyle uyumlu olarak $E \approx 2.5$ ve $E \approx 3$ MeV enerjileri civarında kümelenmiştir. Ancak her iki deneyde de $E \approx 2.2$ MeV civarında gözlenen seviyeler teorik olarak öngörülemezdir. Öte yandan Soloviev vd. (1997) tarafından yapılan hesaplamalar 2.1–2.2 MeV civarına toplanmış bu seviyelerin $E1$ karakterli olduğunu ortaya koymaktadır [198]. Yakut v.d [114] tarafından ^{162}Dy çekirdeğinde düşük enerji bölgesindeki $E1$ uyarılmaları için öteleme değişmez (TI-) QRPA ile yapılan hesaplamalarda $E=2.25$ MeV civarında geçiş ihtimali $B(E1 \uparrow) = 6.4 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ olan elektrik dipol seviyesi öngörülmüştür. Şekil 7.3’te $M1$ spektrumu için elde ettiğimiz tecrübeden ^{162}Dy çekirdeğinde öngörülen bu seviyenin ^{163}Dy ’te de aynı enerji civarında ortaya çıkacağını söyleyebiliriz. Toplam açısal momentum operatörünün toplam özelliklerinden dolayı $M1$ geçişlerinde olduğu gibi ^{162}Dy çekirdeğindeki bu $E1$ seviyesinin ^{163}Dy ’de 4 ayrı seviyeye dağılması beklenir. İki deneyde de en büyük manyetik dipol gücü $B(M1 \uparrow) = 0.222 \mu_N^2$ ile 2.958 MeV enerjisinde gözlenmiştir. RI-QPNM hesaplarına göre ise en büyük $M1$ seviyesi $B(M1 \uparrow) = 0.577 \mu_N^2$ ile 2.944 MeV enerjisinde ortaya çıkmıştır. Teoride en büyük $M1$ gücüne sahip bu seviye taban durumdan $K^\pi=7/2^-$ uyarılma durumuna geçmiştir. 1999 yılında gerçekleştirilen deneyde gözlenen seviye yoğunluğu RI-QPNM hesaplamaları tarafından öngörülemezdir. Bunun en önemli nedenlerinden bir tanesi deneyde parite tayini yapılamadığından gözlenen $M1$ ve $E1$ dipol geçişlerinin birbirinden ayıramamasıdır. Hemen hemen tüm $M1$ veya $E1$ gücü dalga fonksiyonunun tek fononlu bileşenleri tarafından taşınmakla birlikte iki fononlu ve üç fononlu bileşenlerin dalga fonksiyonuna katılması spektrumdaki parçalanmayı ve dolayısıyla deney ile teori arasındaki uyumu artırabilir. Ancak bizim esas problemimiz tek kütleli çekirdekte $M1$ uyarılmalarının integral özelliklerini ve QPNM’in tek parçacık hamiltoniyeninin kırılan dönme simetrisinin restorasyonunun $M1$ geçişleri üzerine etkisini araştırmak olduğundan dalga fonksiyonunun daha kompleks bileşenleri hesaba katılmamıştır.

Deforme çekirdekler için önemli integral özelliklerden bir tanesi $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ toplam manyetik dipol geçişi ihtimalidir. Şekil 7.6'da ^{163}Dy çekirdeği için teorik olarak hesaplanan ve deneysel olarak belirlenen toplam manyetik dipol geçiş ihtimallerinin enerjiye göre dağılımları karşılaştırılmıştır.



Şekil 7.6. ^{163}Dy çekirdeği için 2-4.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ değerleri ile deneyde belirlenen $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımlarının karşılaştırılması.

Deneyde parite tayini mümkün olmadığından Şekil 7.6'da verilen deneysel sonuçların içerisinde E1 seviyeleri de bulunmaktadır. Ancak karşılaştırma yapabilmek için deneydeki tüm seviyeleri M1 seviyesi olduğu varsayılmıştır. Teorik $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ sonuçları taban durumdan $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ seviyelerine geçişler için verilmiştir. Ancak deneyde gözlenen seviyelerin spinleri bilinmemektedir. Tüm bu deneysel zorlukları göz önüne aldığımızda teorik ve deneysel $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ değerlerin aynı trendi izlediklerini ve birbirleriyle uyumlu olduklarını söylemek mümkündür.

Tablo 7.7'de ^{163}Dy çekirdeğindeki $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma seviyeleri için RI-QPNM ile hesaplanan toplam manyetik dipol geçiş ihtimali, toplam manyetik dipol radyasyon kalınlığı ve toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlığının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 7.7. ^{163}Dy çekirdeği için 2–4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan, $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ ve $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.

K^π	RI-QPNM			*DENEY [135]		
	$\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ [$meV MeV^{-3}$]	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ [meV]	$\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\sum g\Gamma_0^{red}$ [$meV MeV^{-3}$]	$\sum g\Gamma_0$ [meV]
3/2 ⁻	1.515	17.535	534.4	3.299±0.62	38.18±7.12	907.37±178
7/2 ⁻	1.503	17.390	533.2			

*Deneyde gözlenen tüm geçişlerin $M1$ karakterli olduğu varsayılmıştır.

Nord vd. (1999) tarafından yapılan NRF deneyinde 2–4 MeV enerji aralığında gözlenen seviyelerin tümünün $M1$ uyarılması olduğu kabul edilirse toplam manyetik dipol geçiş ihtimali $\sum B(M1 \uparrow) = 3.299 \pm 0.62 \mu_N^2$ olarak bulunur [135]. RI-QPNM ile aynı enerji aralığında toplam manyetik dipol geçiş ihtimali $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 3.018 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Sözü geçen enerji aralığında $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılmaları için toplam manyetik dipol geçiş olasılıkları sırası ile $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) (3/2) = 1.515 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow) (7/2) = 1.503 \mu_N^2$ 'dir. $K^\pi=3/2^-$ seviyelerinin toplam manyetik dipol gücü $K^\pi=7/2^-$ seviyeleri için hesaplanan toplam manyetik dipol güçten biraz daha büyüktür. Ayrıca ^{163}Dy çekirdeği için 2–4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam manyetik dipol gücü $\sum B(M1 \uparrow) = 3.018 \mu_N^2$ iken komşu ^{162}Dy çekirdeği için aynı enerji aralığında manyetik dipol gücü $\sum B(M1 \uparrow) = 3.77 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Aradaki fark tek kütleli çekirdeklerdeki spin polarizasyon etkilerinden ileri gelmektedir. Eğer tek çekirdekteki polarizasyon olayı dikkate alınmazsa bu durumda ^{163}Dy çekirdeği için 2–4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam manyetik dipol gücü $\sum B(M1 \uparrow) = 3.726 \mu_N^2$ olacaktır ki bu sonuç kor için hesaplanan değerle uyumludur.

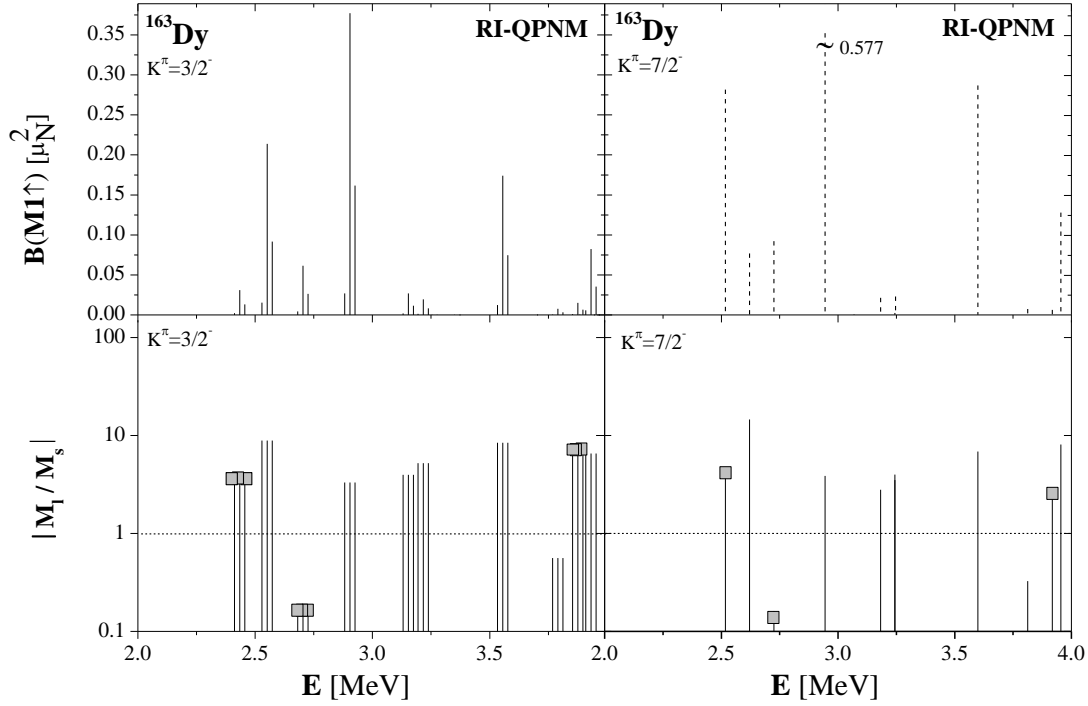
Tablo 7.7'den görüldüğü gibi ^{163}Dy çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığında taban durumdan $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma seviyelerine geçişler için hesaplanan toplam $M1$ radyasyon kalınlıkları sırasıyla $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1) = 534.4 meV$ ve $\sum g\Gamma_0(M1) = 533.2 meV$ 'dir. İki seviye için teorik olarak hesaplanan bu sonuçların toplamı $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1) = 1067.6 meV$ iken deneyde toplam dipol radyasyon kalınlığı $\sum g\Gamma_0 = 907.37 \pm 178 meV$ olarak verilmiştir. RI-QPNM metodu ile 2–4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam indirgenmiş $M1$ radyasyon kalınlıkları $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma seviyeleri için sırası ile $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1) = 17.535 meV MeV^{-3}$ ve

$\sum g\Gamma_0^{red}(M1) = 17.390 \text{ meV MeV}^{-3}$ 'dir. Bu durumda bu enerji aralığında toplam indirgenmiş $M1$ radyasyon kalınlığının $\sum_{l,f} g\Gamma_0^{red}(M1) = 34.93 \text{ meV MeV}^{-3}$ olacağı görülmektedir. Aynı enerji aralığında NRF deneyinde belirlenen toplam indirgenmiş dipol radyasyon kalınlığı ise $\sum g\Gamma_0^{red} = 38.18 \pm 7.12 \text{ meV MeV}^{-3}$ 'dir.

Çift-çift kütleli deforme çekirdeklerin $M1$ spektrumlarında gözlenen önemli sistematiklerden bir tanesi düşük enerji bölgesine yerleşen $M1$ gücünün baskın biçimde orbital karakterli olmasıdır. Benzer bir durumun tek-A'lı çekirdeklere var olup olmadığının araştırılması oldukça önemlidir. Pratik bir yöntem olarak $M1$ geçiş matris elemanlarının orbital (M_l) ve spin (M_s) kısımlarının oranlarına bakılarak seviyelerin karakterleri hakkında fikir sahibi olunabilir. $M_l/M_s > 1$ ise seviyeler orbital karakterli, $M_l/M_s < 1$ ise seviyeler spin karakterli olacaktır.

Şekil 7.7'de ^{163}Dy için 2–4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan M_l/M_s oranları verilmiştir. Şekil 7.7'nin üst kısmındaki grafikler teorik olarak hesaplanan $M1$ geçiş ihtimallerini, alt kısmındaki grafikler ise $M1$ geçiş matris elemanlarının orbital ve spin kısımlarının oranlarını göstermektedir. Şekil 7.7'nin sol kısmında $K^\pi=3/2^-$ seviyelerine, sağ kısmında ise $K^\pi=7/2^-$ seviyelerine ait sonuçlar verilmiştir. $M_l/M_s = 1$ sınır değeri kesikli çizgi ile belirtilmiştir.

Şekil 7.7'den görüldüğü gibi 2–4 MeV enerji bölgesindeki manyetik dipol seviyelerinin çoğu $M_l/M_s > 1$ koşuluna uymaktadır. Bu durum tek kütleli ^{163}Dy çekirdeğinde düşük enerji bölgesine yerleşmiş $M1$ uyarılmalarının ^{162}Dy çekirdeğindeki benzer biçimde baskın olarak orbital karakterli olduğunu göstermektedir.



Şekil 7.7. ^{163}Dy çekirdeği için 2–4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $M1$ geçiş matris elemanlarının orbital (M_l) ve spin (M_s) kısımlarının oranları (M_l/M_s). Üstteki grafiklerde ^{163}Dy çekirdeği için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan taban durumdan sırasıyla $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimalleri verilmiştir. Altta ki grafikler ise taban durumdan sırası ile $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ seviyelerine $M1$ geçiş matris elemanlarının orbital ve spin kısımlarının oranlarını göstermektedir. $M_l/M_s = 1$ sınır değeri kesikli çizgi ile belirtilmiştir. (■) sembolleri negatif işaretli M_l/M_s oranlarını belirtmek için kullanılmıştır.

Çift-çift çekirdeklere makas mod uyarılmalarına ait diğer önemli bir karakteristik ise izovektör karakterli olmalarıdır. RI-QPNM sonuçlarına göre ^{163}Dy çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığında toplam $M1$ gücüne manyetik dipol operatörünün izoskaler ($\tau = 0$) kısmından gelen katkı $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma seviyeleri için sırasıyla $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 3/2^-; \tau = 1) = 1.10 \times 10^{-3} \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow)(K^\pi = 7/2^-; \tau = 1) = 5 \times 10^{-2} \mu_N^2$ 'dir. Öte yandan aynı enerji aralığında taban durumdan $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma seviyelerine geçişler için toplam $M1$ gücüne manyetik dipol operatörünün izovektör ($\tau = 1$) kısmından gelen katkılar sırasıyla $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 3/2^-; \tau = 1) = 1.514 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow)(K^\pi = 7/2^-; \tau = 1) = 1.560 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar ^{163}Dy çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığında gözlenen $M1$ seviyelerinin izovektör ($\tau = 1$) karakterli olduklarını göstermektedir.

7.2.2. ^{167}Er çekirdeği için sayısal sonuçlar

Erbiyum (Er) izotopları periyodik tablonun nadir toprak elementleri bölgesinin en kararlı deformasyonuna sahip çekirdekleri olduklarından bu çekirdeklerde makas modun özellikleri daha bariz bir şekilde kendisini göstermelidir. Teori açısından bu çekirdeklerin deformasyon parametreleri büyük olduğundan $M1$ güçlerinin de diğer çekirdeklerde gözlenenden büyük olması beklenir. Bu nedenle sayısal hesaplamalarda kullanılan modellerin güvenilirliğinin test edilmesi bakımından Er izotoplarının incelenmesi çok bilgi vericidir. Bu kısımda ^{167}Er çekirdeği için RI-QPNM ve NRI-QPNM kullanılarak düşük enerjili $M1$ uyarılmaları incelenmiş ve elde edilen sonuçlar mevcut deneysel veri ile karşılaştırılmıştır. ^{167}Er için yapılan hesaplamaların detaylarına geçmeden önce bu çekirdeğin koruna karşılık gelen çift-çift ^{166}Er çekirdeğinin $M1$ uyarılmalarını RI-QRPA model bazında inceleyelim. Tablo 7.8'de ^{166}Er çekirdeğinin düşük enerjili 1^+ uyarılmalarına ait ve RI-QRPA ile hesaplanan enerji, manyetik dipol ve manyetik dipol radyasyon kalınlığı değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması verilmiştir. Tabloda ayrıca bu seviyelere ait M_I/M_S oranları da verilmiştir.

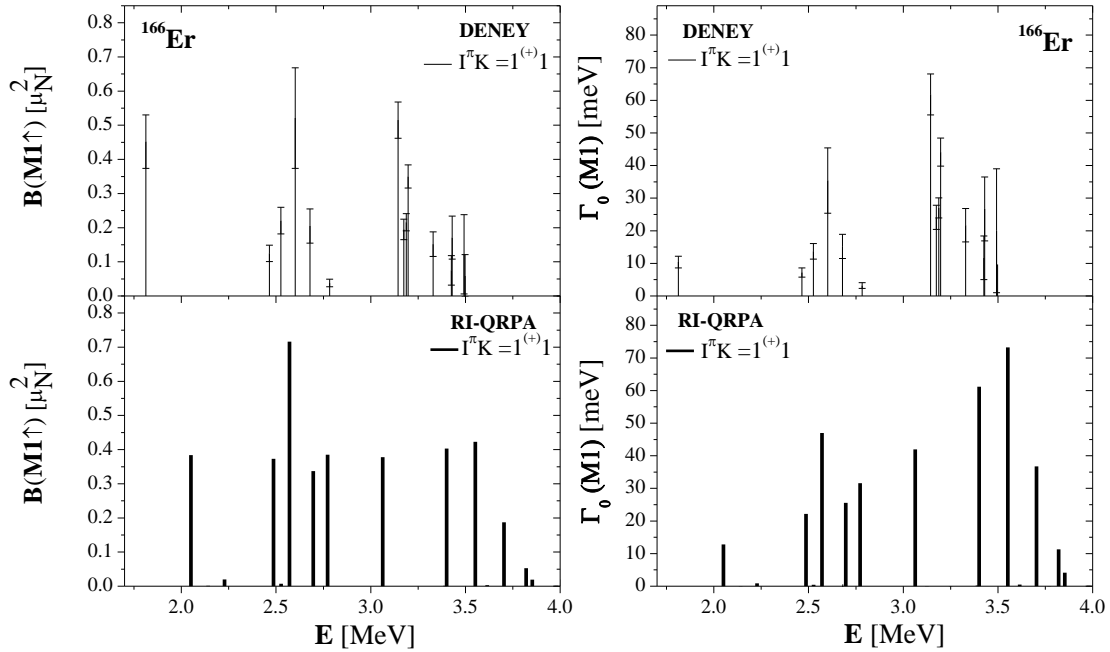
Tablo 7.8. ^{166}Er çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığındaki manyetik dipol uyarılmalarının $I^\pi K=1^+1$ dalı için RI-QRPA bazında hesaplanan ω_i , $B(M1 \uparrow)$ ve $\Gamma_0(M1)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması. Burada ayrıca seviyelerin hesaplanan M_I/M_S oranları da verilmiştir. Tabloda sadece $B(M1) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan durumlar gösterilmiştir.

RI-QRPA				DENEY [25]			
ω_i [MeV]	$B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\frac{M_I}{M_S}$	$\Gamma_0(M1)$ [meV]	ω_i [MeV]	$I^\pi K$	$B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\Gamma_0(M1)$ [meV]
2.050	0.384	10.40	12.79	1.813	1+1	0.452±0.078	10.4±1.8
2.228	0.020	3.73	0.87	2.465	1 ^(?) 1	0.125±0.024	7.2±1.4
2.486	0.373	-5.92	22.16	2.525	1 ^(?) 1	0.221±0.039	13.7±2.4
2.571	0.716	1.19	46.98	2.601	1 ^(?) 1	0.521±0.147	35.4±10
2.696	0.337	7.30	25.53	2.679	1 ^(?) 1	0.205±0.05	15.2±3.7
2.772	0.385	57.28	31.62	2.783	1 ^(?) 1	0.038±0.011	3.2±0.9
3.063	0.378	15.57	41.98	3.144	1 ^(?) 1	0.515±0.053	61.8±6.3
3.401	0.403	3.27	61.15	3.175	1 ^(?) (1)	0.195±0.03	24.1±3.7
3.552	0.423	-11.37	73.21	3.187	1 ^(?) 1	0.216±0.025	27±3.1
3.704	0.187	-7.25	36.74	3.197	1 ^(?) 1	0.350±0.034	44.1±4.3
3.820	0.053	-11.51	11.33	3.329	1 ^(?) ?	0.152±0.036	21.7±5.1
3.853	0.019	8.32	4.14	3.425	1 ^(?) 1	0.075±0.043	11.7±6.7
				3.430	1 ^(?) 1	0.171±0.063	26.7±9.8
				3.493	1 ^(?) ?	0.122±0.116	20±19
				3.498	1 ^(?) ?	0.059±0.062	9.7±10.3

RI-QRPA hesaplarına göre 2–4 MeV enerji aralığında 12 tane $I^\pi K=1^+1$ seviyesi vardır. Bu seviyelerin orbital-spin oranlarına bakıldığında tümünün orbital

karakterli olduğu görülmektedir ($M_l/M_s > 1$). Ayrıca sayısal sonuçlar 2–4 MeV arasındaki bu seviyelerin en az dört kuaziparçacık çiftinden oluştuğunu gösterdiğinden seviyelerin güçlü biçimde kolektif yapıya sahip oldukları söylenebilir.

Şekil 7.8’de ^{166}Er çekirdeğinde 1.7–4 MeV enerji aralığında yer alan $I^\pi K=1^+$ seviyeleri için RI-QRPA metodu ile hesaplanan $B(M1)$ gücü ve $\Gamma_0(M1)$ radyasyon kalınlıkları Maser vd. (1996) tarafından gerçekleştirilen NRF deneyinin [25] sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Şekil 7.8’in üst kısmındaki grafiklerde sırası ile deneysel olarak belirlenmiş $B(M1)$ ve $\Gamma_0(M1)$ fiziksel büyüklüklerinin enerjiye göre değişimleri deneysel hataları ile birlikte verilmiştir. Şekil 7.8’in alt kısmındaki grafikler ise 1.7–4 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(M1)$ ve $\Gamma_0(M1)$ değerlerini göstermektedir.



Şekil 7.8. ^{166}Er çekirdeğindeki manyetik dipol uyarılmalarının $K=1$ dalı için 1.7–4 MeV enerji bölgesinde hesaplanan $B(M1)$ ve $\Gamma_0(M1)$ değerlerinin deneysel verilerle [25] karşılaştırılması. Üstteki grafiklerde NRF deneyinin sonuçları hataları ile birlikte verilmiştir. Alttaiki grafikler de ise teorik olarak hesaplanan $I^\pi K=1^+$ seviyeleri (kalın düz çizgi ile) gösterilmiştir.

^{166}Er çekirdeği için deneysel olarak 1.813 MeV enerjide gözlenen ve gücü $B(M1) = 0.452 \pm 0.078 \mu_N^2$ olan $I^\pi K=1^+$ seviyesi teoride 2.050 MeV enerjide gücü $B(M1) = 0.384 \mu_N^2$ olan seviyeye karşılık gelmektedir. Deneyde 2.465, 2.571 ve 2.601 MeV

uyarılma enerjilerinde gözlenen ve manyetik dipol güçleri sırasıyla $B(M1) = 0.125 \pm 0.024 \mu_N^2$, $B(M1) = 0.221 \pm 0.039 \mu_N^2$, $B(M1) = 0.521 \pm 0.147 \mu_N^2$ olan seviyelerin spini ve kuantum sayısı 1 olarak tespit edilmiş ancak pariteleri belirlenememiştir. Bu seviyeler teorik hesaplamalara göre 2.486, 2.571 ve 2.696 MeV enerjilerde güçleri sırasıyla $B(M1) = 0.373 \mu_N^2$, $B(M1) = 0.716 \mu_N^2$ ve $B(M1) = 0.337 \mu_N^2$ olan orbital karakterli seviyelere karşılık gelmektedir. RI-QRPA sonuçlarına göre deneyde paritesi belirlenemeyen bu seviyeler büyük olasılıkla pozitif paritelidir.

^{166}Er için 4 MeV enerjisine kadar olan seviyelerin toplam manyetik dipol gücü $\sum_{K=1} B(M1) = 3.69 \mu_N^2$ olarak hesaplanmış olup bu değer deneyde belirlenen $\sum_{K=1} B(M1) = 3.42 \pm 0.81 \mu_N^2$ değeri ile oldukça uyumludur. Ayrıca aynı enerji aralığında hesaplanan $\sum_{K=1} \Gamma_0(M1) = 369.99 \text{ meV}$ manyetik dipol radyasyon kalınlık değeri de deneysel olarak belirlenen $\sum_{K=1} \Gamma_0(M1) = 331.68 \pm 89 \text{ meV}$ değeri ile uyum içerisindedir. 2–4 MeV enerji aralığında toplam izoskaler ve izovektör $M1$ gücü sırasıyla $\sum B(M1)(\tau = 0) = 11 \times 10^{-4} \mu_N^2$ ve $\sum B(M1)(\tau = 1) = 3.71 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar ^{166}Er çekirdeğinde 2–4 MeV aralığındaki seviyelerin baskın biçimde izovektör karakterli olduğunu göstermektedir. Teorik bulgular çift-çift deforme çekirdeklerdeki makas mod sistematiğini (izovektör, kolektif ve orbital karakterli) teyit etmektedir.

RI-QRPA metodunun ^{166}Er çekirdeğinde deneysel olarak gözlenen ve $K=1$ dalına ait $M1$ uyarılmalarını açıklamadaki başarısını ortaya koyduktan sonra ^{167}Er için elde edilen sayısal sonuçları tartışabiliriz. ^{167}Er çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi deneysel olarak $K^\pi=7/2^+$ şeklinde belirlenmiştir. Bu durumda incelenecek $M1$ uyarılmalarının $K^\pi=7/2^+$ taban durumundan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine olması beklenir. Tablo 7.9'da örnek olarak 1.7–4.5 MeV enerji aralığında yer alan ve $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma durumlarının RI-QPNM ile hesaplanan seviye yapıları verilmiştir. Tablo 7.9'da verilen sayısal sonuçlara göre 1.7–4.5 MeV enerji aralığında $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan seviyelerin yapısı baskın biçimde kuaziparçacık \otimes fonon karışımlarından

oluşmaktadır. 1.5 MeV'in altındaki enerjilerde ise tek kuaziparçacık seviyeleri yer almaktadır.

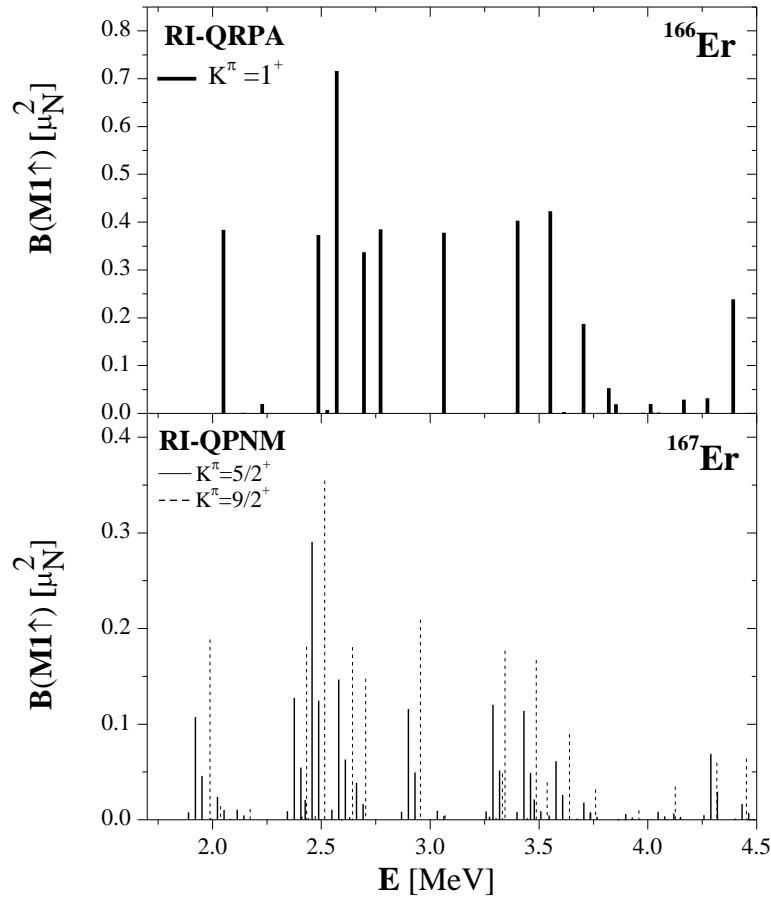
Tablo 7.9. ^{167}Er çekirdeğinin 1.7–4.5 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K\zeta_q}^j$), kuaziparçacık fonon karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$) ve kuaziparçacık fonon yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$). Burada sadece dalga fonksiyonuna %5'ten daha büyük katkı sağlayan kuaziparçacık fonon bileşenleri verilmiştir.

E_j [MeV]	K^π	$N_{K\zeta_q}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$	Seviye Yapısı [$Nn_z\Lambda\Sigma$] \otimes Q_i	E_j [MeV]	K^π	$N_{K\zeta_q}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$	Seviye Yapısı [$Nn_z\Lambda\Sigma$] \otimes Q_i
1.951	5/2 ⁺	0.021	0.999	%94.7 [633] $\uparrow \otimes Q_1$ %5.2 [633] $\uparrow \otimes Q_2$	2.930	5/2 ⁺	0.042	0.999	%97.4 [633] $\uparrow \otimes Q_{10}$ %1.9 [633] $\uparrow \otimes Q_{10}$
1.957	9/2 ⁺	0.086	0.996	%93.9 [633] $\uparrow \otimes Q_1$ %5.4 [633] $\uparrow \otimes Q_2$	3.300	9/2 ⁺	0.007	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_{13}$
2.005	9/2 ⁺	0.117	0.993	%4.8 [633] $\uparrow \otimes Q_1$ %93.7 [633] $\uparrow \otimes Q_2$	3.312	9/2 ⁺	0.004	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_{14}$
2.053	5/2 ⁺	0.126	0.992	%4.7 [633] $\uparrow \otimes Q_1$ %90.8 [633] $\uparrow \otimes Q_2$ %1.3 [633] $\uparrow \otimes Q_3$	3.318	5/2 ⁺	0.039	0.999	%8.3 [633] $\uparrow \otimes Q_{13}$ %90.6 [633] $\uparrow \otimes Q_{14}$
2.141	9/2 ⁺	0.012	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_3$	3.455	9/2 ⁺	0.017	0.999	%99.7 [633] $\uparrow \otimes Q_{15}$
2.144	5/2 ⁺	0.034	0.999	%1.0 [633] $\uparrow \otimes Q_2$ %98.6 [633] $\uparrow \otimes Q_3$	3.461	5/2 ⁺	0.036	0.999	%98.0 [633] $\uparrow \otimes Q_{15}$ %1.1 [633] $\uparrow \otimes Q_{16}$
2.401	9/2 ⁺	0.030	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_4$	3.505	9/2 ⁺	0.005	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_{16}$
2.406	5/2 ⁺	0.039	0.999	%98.8 [633] $\uparrow \otimes Q_4$	3.508	5/2 ⁺	0.029	0.999	%98.5 [633] $\uparrow \otimes Q_{16}$
2.484	9/2 ⁺	0.009	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_6$	3.609	9/2 ⁺	0.019	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_{17}$
2.488	5/2 ⁺	0.033	0.999	%98.9 [633] $\uparrow \otimes Q_6$	3.728	9/2 ⁺	0.007	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_{19}$
2.610	5/2 ⁺	0.012	0.999	%99.6 [633] $\uparrow \otimes Q_8$	3.736	5/2 ⁺	0.037	0.999	%98.5 [633] $\uparrow \otimes Q_{19}$
2.611	9/2 ⁺	0.031	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_8$	4.095	9/2 ⁺	0.046	0.999	%3.7 [633] $\uparrow \otimes Q_{25}$ %95.9 [633] $\uparrow \otimes Q_{26}$
2.671	9/2 ⁺	0.019	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_9$	4.285	9/2 ⁺	0.034	0.999	%99.7 [633] $\uparrow \otimes Q_{27}$
2.692	5/2 ⁺	0.070	0.997	%97.3 [633] $\uparrow \otimes Q_9$	4.320	5/2 ⁺	0.085	0.996	%3.8 [633] $\uparrow \otimes Q_{25}$ %1.9 [633] $\uparrow \otimes Q_{26}$ %80.9 [633] $\uparrow \otimes Q_{27}$ %11.4 [633] $\uparrow \otimes Q_{28}$
2.924	9/2 ⁺	0.040	0.999	%99.8 [633] $\uparrow \otimes Q_{10}$	4.421	9/2 ⁺	0.039	0.999	%99.7 [633] $\uparrow \otimes Q_{28}$

Tablo 7.9'da sadece $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan seviyeler verilmiş olsa da hesaplamalar 1.7–4.5 MeV enerji aralığındaki tüm $K^\pi=5/2^-$ ve $K^\pi=9/2^-$ seviyelerinin yapısına en büyük katkının $7/2^+[633] \uparrow \otimes Q_i$ konfigurasyonuna sahip kuaziparçacık fonon bileşenlerinden geldiğini göstermektedir. $7/2^+[633] \uparrow \otimes Q_i$ karışımlarının incelenen

uyarılma seviyelerinin dalga fonksiyonlarına katkısı %99 civarındadır. Ancak 5 MeV'in üzerindeki uyarılma enerjilerinde seviye yapılarına en büyük katkının $7/2^+[404] \downarrow \otimes Q_i$ ve $7/2^+[413] \uparrow \otimes Q_i$ karışımlarından geldiği durumlar da mevcuttur.

Şekil 7.9'da $^{166,167}\text{Er}$ izotopları için 1.7–4.5 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerleri karşılaştırılmıştır. Şekil 7.9'un üst kısmındaki grafikte ^{166}Er çift-çift çekirdeğinde RI-QRPA ile hesaplanan $I^\pi K=1^+$ seviyelerine ait manyetik dipol geçiş ihtimallerinin enerjiye göre dağılımı gösterilmiştir. Şekil 7.9'un alt kısmındaki grafikte ise ^{167}Er çekirdeğinin sözü geçen enerji aralığında yer alan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyeleri için RI-QPNM ile hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimalleri sırası ile düz ve kesikli çizgiler ile verilmiştir.



Şekil 7.9. $^{166,167}\text{Er}$ çekirdekleri için teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımları. Üstteki grafikte ^{166}Er çekirdeği için RI-QRPA ile hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimallerinin $K^\pi=1^+$ dalları kalın düz çizgi ile gösterilmiştir. Altteki grafikte ise ^{167}Er çekirdeğinin $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ seviyeleri için RI-QPNM ile hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimalleri sırası ile düz ve kesikli çizgiler ile verilmiştir.

Şekil 7.9'dan da görüldüğü gibi çift-çift ^{166}Er çekirdeğinden tek kütleli ^{167}Er çekirdeğine geçildiğinde $M1$ spektrumundaki parçalanma artmaktadır. Daha önce değinildiği gibi kuvvetli parçalanmanın nedeni çift-çift ^{166}Er çekirdeğinde tek bir seviyede toplanan $M1$ gücünün komşu tek kütleli ^{167}Er çekirdeğinde dört farklı $M1$ seviyesi tarafından paylaşılmasıdır. Bu durumu örnekler ile açıklayalım. Tablo 7.10'da ^{167}Er çekirdeğinde 1.7–4.5 MeV enerji aralığında yer alan ve $B(M1 \uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=7/2^+$ uyarılma seviyeleri için RI-QPNM ile hesaplanan E_j , $B(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $g\Gamma_0^{red}(M1)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$, $g\Gamma_0(M1)$ ve $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ büyüklükleri verilmiştir.

Tablo 7.10'dan görüldüğü gibi ^{167}Er çekirdeğinde toplam açısal momentum operatörünün özelliklerinden dolayı $K^\pi=5/2^+$ seviyelerine ait $M1$ gücü kuantum sayıları sırasıyla $I^\pi K=5/2^+5/2$, $I^\pi K=7/2^+5/2$ ve $I^\pi K=9/2^+5/2$ olan seviyeler arasında paylaşılırken, $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine ait $M1$ gücü kuantum sayıları $I^\pi=9/2^+5/2$ olan durumlarda toplanmıştır. $K^\pi=5/2^+$ seviyelerine ait toplam $M1$ gücünün $2/3$ 'lük kısmı kuantum sayıları $I^\pi K=5/2^+5/2$ olan durumlar tarafından paylaşılır.

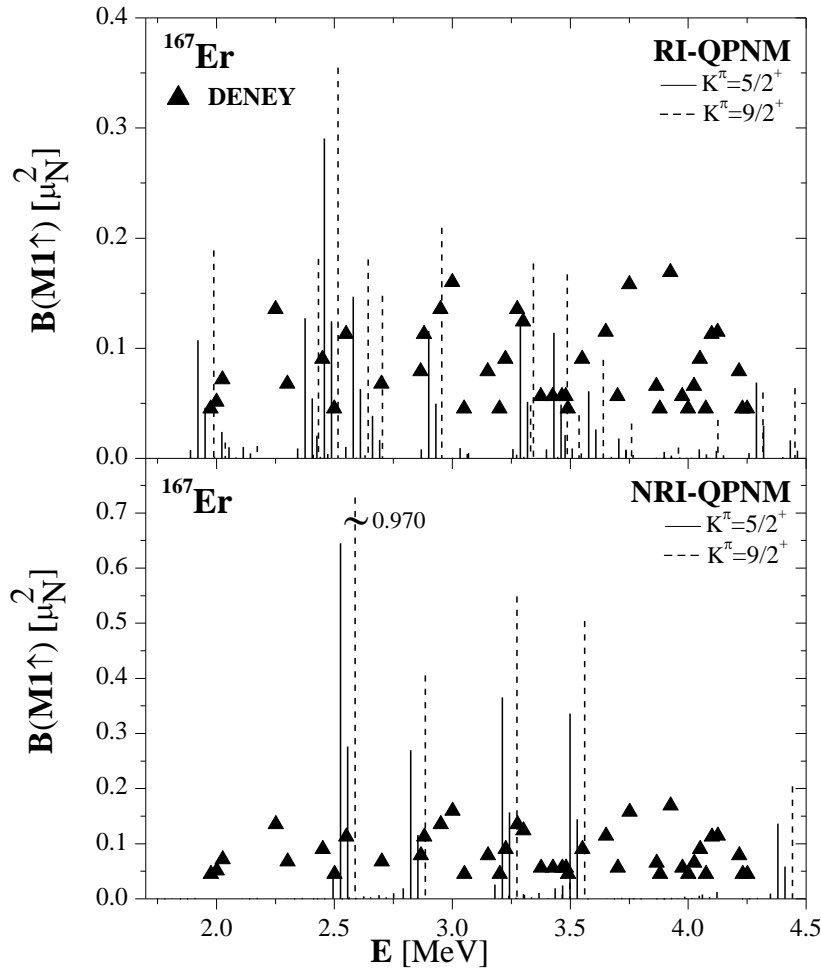
Tablo 7.10. ^{167}Er çekirdeğinde taban durumdan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=7/2^+$ uyarılma seviyelerine $M1$ geçişleri için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan E_j , $B(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $g\Gamma_0^{red}(M1)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$, $g\Gamma_0(M1)$ ve $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ değerleri. Burada sadece $B(M1 \uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan durumlar verilmiştir.

E_j [MeV]	$I_f^\pi K_f$	$B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$g\Gamma_0^{red}(M1)$ [meV MeV ⁻³]	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ [meV MeV ⁻³]	$g\Gamma_0(M1)$ [meV]	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ [meV]
1.951	5/2 ⁺ 5/2	0.107	0.161	1.242	1.863	9.23	13.84
	7/2 ⁺ 5/2	0.046		0.532		3.95	
	9/2 ⁺ 5/2	0.008		0.089		0.66	
1.957	9/2 ⁺ 9/2	0.189	0.189	2.185	2.185	16.37	16.37
2.401	9/2 ⁺ 9/2	0.181	0.181	2.097	2.097	29.01	29.01
2.406	5/2 ⁺ 5/2	0.127	0.191	1.474	2.211	20.52	30.78
	7/2 ⁺ 5/2	0.055		0.632		8.79	
	9/2 ⁺ 5/2	0.009		0.105		1.47	
2.484	9/2 ⁺ 9/2	0.355	0.355	4.105	4.105	62.90	62.90
2.488	5/2 ⁺ 5/2	0.291	0.437	3.362	5.043	51.76	77.64
	7/2 ⁺ 5/2	0.125		1.441		22.18	
	9/2 ⁺ 5/2	0.021		0.240		3.70	
2.610	5/2 ⁺ 5/2	0.147	0.221	1.697	2.545	30.16	45.24
	7/2 ⁺ 5/2	0.063		0.727		12.93	
	9/2 ⁺ 5/2	0.011		0.121		2.15	
2.611	9/2 ⁺ 9/2	0.181	0.181	2.091	2.091	37.18	37.18
2.671	9/2 ⁺ 9/2	0.148	0.148	1.710	1.710	32.58	32.58
2.924	9/2 ⁺ 9/2	0.209	0.209	2.424	2.424	60.57	60.57
2.930	5/2 ⁺ 5/2	0.116	0.174	1.340	2.010	33.69	50.54
	7/2 ⁺ 5/2	0.050		0.574		14.44	
	9/2 ⁺ 5/2	0.008		0.096		2.41	
3.312	9/2 ⁺ 9/2	0.177	0.177	2.047	2.047	74.34	74.34
3.318	5/2 ⁺ 5/2	0.120	0.181	1.392	2.088	50.83	76.24
	7/2 ⁺ 5/2	0.052		0.597		21.78	
	9/2 ⁺ 5/2	0.009		0.099		3.63	
3.455	9/2 ⁺ 9/2	0.167	0.167	1.934	1.934	79.75	79.75
3.461	5/2 ⁺ 5/2	0.114	0.174	1.319	2.010	54.69	82.04
	7/2 ⁺ 5/2	0.052		0.597		23.44	
	9/2 ⁺ 5/2	0.008		0.094		3.91	

Şekil 7.10'da ^{167}Er çekirdeği için 1.7–4.5 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerleri deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır. Şekil 7.10'un üst kısmında RI-QPNM kullanılarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin deney ile karşılaştırılması, alt kısmında ise NRI-QPNM kullanılarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$

değerlerinin deney ile karşılaştırılması verilmiştir. Grafiklerdeki düz ve kesikli çizgiler ^{167}Er çekirdeğinde taban durumdan sırası ile $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine manyetik dipol geçiş ihtimallerini göstermektedir. Deneysel veriler Schlegel vd. (1996) tarafından gerçekleştirilen NRF deneyinden alınmıştır [138]. Diğer tek-A'lı çekirdeklerde olduğu gibi ^{167}Er çekirdeğinde de parite tayini yapılamadığı için deneyde tespit edilen dipol seviyelerinden $E1$ karakterli olanları ayrıştırılmamıştır [138]. Bu nedenle deneysel sonuçlar verilirken deneyde gözlenen tüm seviyelerin $M1$ karakterli oldukları kabul edilmiştir.

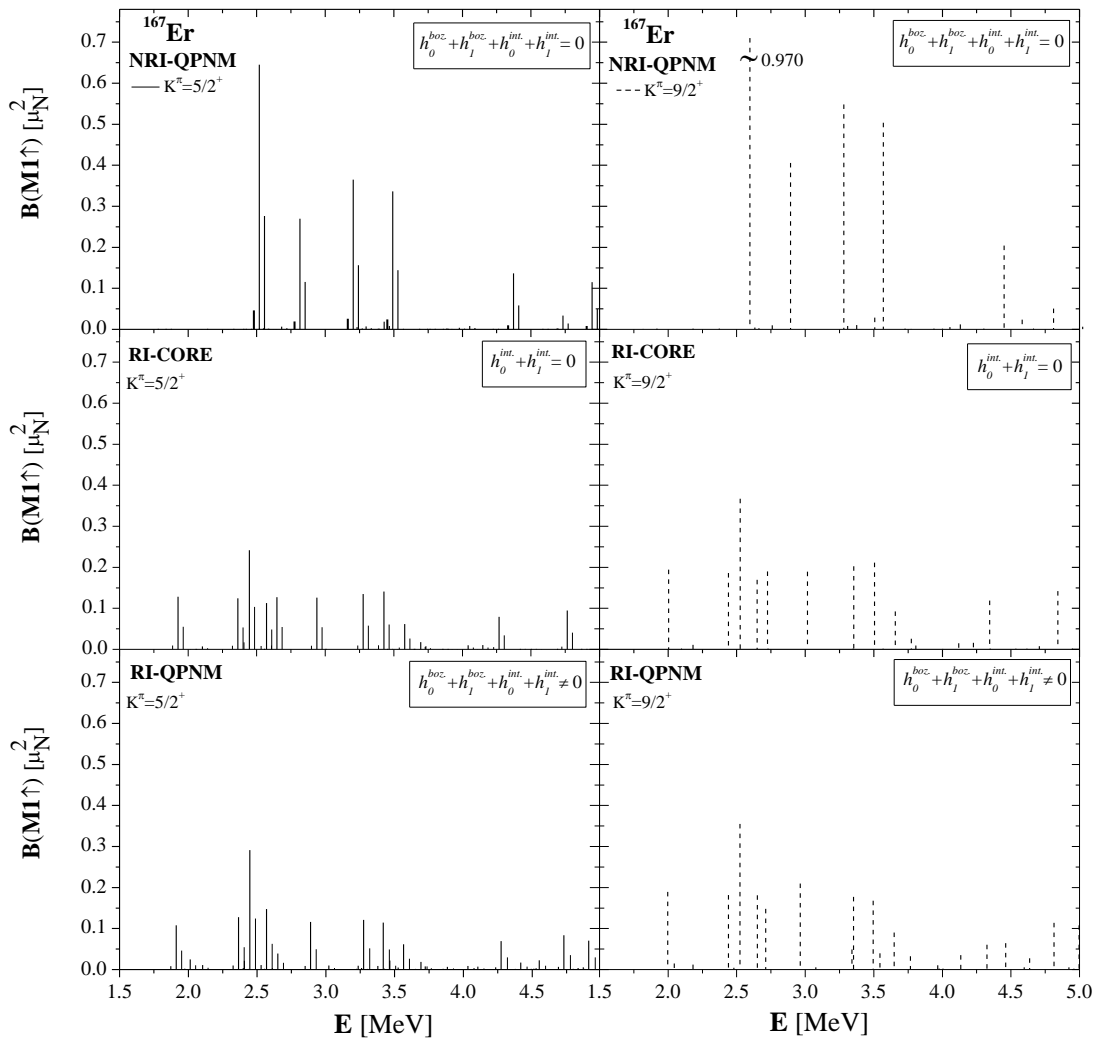
Şekil 7.10'da verilen RI-QPNM sonuçlarına göre 1.7–4.5 MeV enerji aralığında $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan toplam 48 seviye varken aynı enerji aralığında NRI-QPNM hesaplarına göre $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan 24 seviye bulunmaktadır. RI-QPNM'in ön gördüğü 48 seviyeden 28 tanesi $K^\pi=5/2^+$ durumlarına ait olup verilen enerji aralığında taban durumdan $K^\pi=5/2^+$ durumlarına geçişler için toplam $M1$ gücü $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 5/2^+) = 2.141 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Geriye kalan 20 seviye ise $K^\pi=9/2^+$ spin-paritesine sahiptir ve 1.7–4.5 MeV enerji aralığında taban durumdan $K^\pi=9/2^+$ durumlarına geçişler için toplam $M1$ gücü $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 9/2^+) = 2.019 \mu_N^2$ olarak belirlenmiştir. Sözü geçen enerji aralığında RI-QPNM ve NRI-QPNM, toplam manyetik dipol gücünü sırasıyla $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 4.160 \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 5.546 \mu_N^2$ olarak ön görmektedir. NRI-QPNM ile bulunan toplam manyetik dipol gücü RI-QPNM metodunun verdiği değer yaklaşık olarak 1.33 katıdır. Bu sonuçlar tek parçacık hamiltoniyenin kırılan dönme simetrisinin restorasyonunun ^{167}Er çekirdeğinde 1.7–4.5 MeV enerji aralığındaki toplam $B(M1)$ gücünü azalttığını ve parçalanmayı artırdığını göstermektedir.



Şekil 7.10. ^{167}Er çekirdeği için 1.7–4.5 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması. Üstteki grafikte RI-QPNM kullanılarak hesaplanan $M1$ geçiş ihtimalleri verilmiştir. Altteki grafik ise NRI-QPNM ile hesaplanan $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir. Düz ve kesikli çizgiler taban durumdan sırası ile $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimalleri göstermektedir. (\blacktriangle) sembolü deneysel veriyi göstermektedir.

Daha önce tartışıldığı üzere $h_0^{boz.}$ ve $h_1^{boz.}$ etkin kuvvetlerince kor çekirdeğinin 1^+ manyetik dipol uyarılma seviyelerine karışan sahte haller yalıtılmakta, böylece incelenen enerji bölgesindeki toplam $M1$ gücü azalmaktadır. $h_0^{boz.}$ ve $h_1^{boz.}$ etkin kuvvetlerinin bir diğer önemi ise spektrumdaki parçalanmayı arttırmalarıdır. Tek kütle numaralı çekirdeklerde $h_0^{boz.}$ ve $h_1^{boz.}$ terimlerine ilaveten $h_0^{int.}$ ve $h_1^{int.}$ terimleri de Hamiltoniyenin restorasyonuna katkı vermektedir. Bu terimlerin tek çekirdek Hamiltoniyenin restorasyonundaki rolünü anlayabilmek için Şekil 7.11’de, örnek olarak 1.5–5 MeV enerji aralığında, Hamiltoniyene sadece $h_0^{boz.}$ ve $h_1^{boz.}$ terimleri eklenerek korun dönme değişmezlik restorasyonunu sağlamak suretiyle elde edilen $B(M1 \uparrow)$ değerleri (Şekil 7.11’in orta kısmındaki grafikler) ile Hamiltoniyene $h_0^{boz.}$, $h_1^{boz.}$, $h_0^{int.}$ ve $h_1^{int.}$ terimleri eklenerek (RI-QPNM) elde edilen $B(M1 \uparrow)$ değerleri

(Şekil 7.11'in alt kısmındaki grafikler) karşılaştırılmıştır. Şekil 7.11'in üst kısmındaki grafiklerde NRI-QPNM ile hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı, orta kısmındaki grafiklerde sadece kor Hamiltoniyenin restorasyonu ($h_0^{int.} + h_1^{int.} = 0$) ile elde edilmiş $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı, alt kısmındaki grafiklerde ise tek çekirdek Hamiltoniyenin tümünün dönme değişmezliğini sağlayan restorasyon kuvvetlerini içeren RI-QPNM kullanılarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ spektrumu verilmiştir. Grafiklerde $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ seviyeleri sırası ile düz ve kesikli çizgiler ile belirtilmiştir.



Şekil 7.11. ^{167}Er çekirdeğinde Hamiltoniyenin kırılan dönme simetrisinin restorasyonunda $h_0^{int.}$ ve $h_1^{int.}$ etkin kuvvetlerinin 1.5–5 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow)$ spektrumu üzerine etkisi. $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ seviyeleri sırası ile düz ve kesikli çizgiler ile belirtilmiştir. Üst kısımdaki grafiklerde NRI-QPNM ile hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı, orta kısmındaki grafiklerde sadece kor Hamiltoniyenin restorasyonu ($h_0^{int.} + h_1^{int.} = 0$) ile elde edilmiş $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı, alttaki grafiklerde ise RI-QPNM kullanılarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı verilmiştir.

Şekil 7.11'deki sayısal sonuçların analizine göre tek kütleli çekirdekte Hamiltoniyenin kırılan dönme simetrisinin onarılmasına esas katkı korun restorasyonundan sorumlu olan $h_0^{boz.}$ (izoskaler) ve $h_1^{boz.}$ (izovektör) terimlerinden gelmektedir. Tek-A'lı çekirdekte manyetik dipol uyarılmaları tek kalan nükleon ile korun $M1$ uyarılmalarının etkileşmesi sonucu ortaya çıktığından kor çekirdeğinde $h_0^{boz.}$ ve $h_1^{boz.}$ etkin restorasyon kuvvetlerince sahte hallerin yalıtılması tek kütleli çekirdekte toplam $M1$ gücünü NRI-QPNM sonuçlarına kıyasla azaltmakta ve spektrumdaki parçalanmayı artırmaktadır. $h_0^{int.}$ ve $h_1^{int.}$ etkin restorasyon kuvvetlerinin devreye girmesi $M1$ seviyelerinin restorasyonuna katkı sağlamakla birlikte bu kuvvetlerin esas etkisi seviyelerin enerji spektrumundaki dağılımları üzerine olmaktadır. Tek-A'lı çekirdekte $h_0^{boz.}$, $h_1^{boz.}$, $h_0^{int.}$ ve $h_1^{int.}$ efektif kuvvetlerince sahte hallerin yalıtıldığı manyetik dipol gücü yine sözü geçen efektif kuvvetler tarafından daha çok sayıda uyarılma seviyesine dağıtılır ki bu durum spektrumdaki parçalanmayı artırır. Bunu birkaç örnek ile açıklayalım:

NRI-QPNM hesaplamalarında 2.601 MeV enerjide geçiş ihtimali $B(M1 \uparrow) = 0.970 \mu_N^2$ olan $K^\pi=9/2^+$ seviyesi Hamiltoniyene sadece $h_0^{boz.}$ ve $h_1^{boz.}$ terimleri eklenerek korun dönme değişmezlik restorasyonu (Şekil 7.11'in orta kısmındaki grafikler) sağlandığında, 2.403 MeV, 2.489 MeV, 2.614 MeV ve 2.690 MeV enerjilerinde geçiş ihtimalleri sırasıyla $B(M1 \uparrow) = 0.186 \mu_N^2$, $B(M1 \uparrow) = 0.367 \mu_N^2$, $B(M1 \uparrow) = 0.169 \mu_N^2$ ve $B(M1 \uparrow) = 0.190 \mu_N^2$ olan dört adet $K^\pi=9/2^+$ seviyesine parçalanır. Son durumda dört seviyeye ait toplam geçiş ihtimali $\sum B(M1 \uparrow) = 0.912 \mu_N^2$ 'dir. $h_0^{boz.}$ ve $h_1^{boz.}$ terimlerine ilave olarak Hamiltoniyene $h_0^{int.}$ ve $h_1^{int.}$ etkin restorasyon kuvvetlerinin eklenmesiyle (Şekil 7.11'un alt kısmındaki grafikler) bu seviyeler 2.401 MeV, 2.484 MeV, 2.611 MeV ve 2.671 MeV enerjilerine geçiş ihtimalleri sırasıyla $B(M1 \uparrow) = 0.181 \mu_N^2$, $B(M1 \uparrow) = 0.355 \mu_N^2$, $B(M1 \uparrow) = 0.181 \mu_N^2$ ve $B(M1 \uparrow) = 0.148 \mu_N^2$ olacak şekilde dağılır. Bu durumda dört seviyeye ait toplam geçiş ihtimali $\sum B(M1 \uparrow) = 0.865 \mu_N^2$ olmuştur.

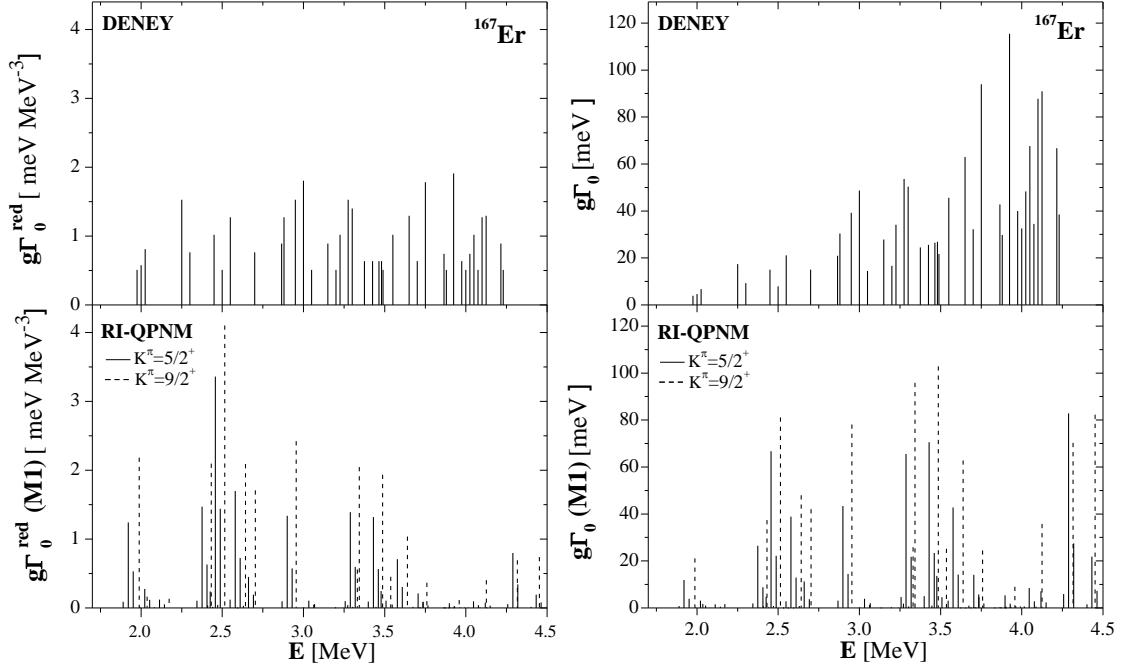
NRI-QPNM modelde 2.557 MeV enerjide ortaya çıkan $B(M1 \uparrow) = 0.645 \mu_N^2$ geçiş ihtimaline sahip $K^\pi=5/2^+$ seviyesinin Hamiltoniyene sadece $h_0^{boz.}$ ve $h_1^{boz.}$ terimleri eklendiğinde, 2.399 MeV, 2.485 MeV, 2.610 MeV ve 2.686 MeV enerjilerinde geçiş

ihtimalleri sırasıyla $B(M1 \uparrow) = 0.124 \mu_N^2$, $B(M1 \uparrow) = 0.242 \mu_N^2$, $B(M1 \uparrow) = 0.113 \mu_N^2$ ve $B(M1 \uparrow) = 0.127 \mu_N^2$ olan dört adet $K^\pi=5/2^+$ seviyesine parçalandığı görülür. Son durumda dört seviyeye ait toplam geçiş ihtimali $\sum B(M1 \uparrow) = 0.606 \mu_N^2$ 'dir. $h_0^{boz.}$, $h_1^{boz.}$, $h_0^{int.}$ ve $h_1^{int.}$ terimlerinin tümünün Hamiltoniyene eklenmesiyle bu seviyeler 2.406 MeV, 2.488 MeV, 2.610 MeV ve 2.692 MeV enerjilerine geçiş ihtimalleri sırasıyla $B(M1 \uparrow) = 0.127 \mu_N^2$, $B(M1 \uparrow) = 0.290 \mu_N^2$, $B(M1 \uparrow) = 0.147 \mu_N^2$ ve $B(M1 \uparrow) = 0.04 \mu_N^2$ olacak şekilde dağılır. Bu durumda dört seviyeye ait toplam geçiş ihtimali $\sum B(M1 \uparrow) = 0.604 \mu_N^2$ olmuştur.

Bu nedenle Şekil 7.11'deki sonuçlar tek çekirdek Hamiltoniyenin kırılan dönme simetrisinin restorasyonunda $h_0^{int.}$ ve $h_1^{int.}$ terimlerinin hesaba katılmasının önemini ortaya koymaktadır.

Düşük enerjili uyarılmalara ait taban durum dipol radyasyon kalınlıklarının teorik olarak incelenmesi özellikle paritenin belirlenmesinin zor olduğu durumlarda oldukça bilgi vericidir. Çalışma tek kütle numaralı çekirdeklerin $M1$ uyarılma seviyelerinin özelliklerinin analizi üzerine olduğundan $E1$ seviyelerinin özellikleri çalışmanın kapsamı dışındadır. Bu nedenle RI-QPNM çerçevesinde sadece manyetik dipol ve indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları hesaplanmıştır. Diğer taraftan deney sonuçlarında verilen dipol radyasyon ve indirgenmiş dipol radyasyon kalınlıkları içerisinde $M1$ ve $E1$ seviyelerinden gelen katkıların toplamı vardır. Bununla birlikte RI-QPNM ile hesaplanan manyetik dipol ve indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının enerjiye göre dağılımının deneysel olarak belirlenen dipol radyasyon ve indirgenmiş dipol radyasyon kalınlıklarının enerjiye göre dağılımları ile karşılaştırılması deneyde gözlenen spektrumdan $M1$ karakterli seviyelerin ayrışımında bilgi verici olabilir. Şekil 7.12'de ^{167}Er için (7.1) ve (7.2) analitik ifadeleri kullanılarak RI-QPNM ile hesaplanan manyetik dipol ve indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları karşılık gelen deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır. Şekil 7.12'nin üst kısmındaki grafiklerde Schlegel vd. (1996) tarafından yapılmış olan NRF deneyinin sonuçları (düz çizgi) verilmiştir [138]. Şekil 7.12.'nin alt kısmındaki grafiklerde ise ^{167}Er çekirdeği için teorik olarak hesaplanan manyetik dipol ve indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının enerjiye

göre dağılımları verilmiştir. Alttağı grafiklerde yer alan düz ve kesikli çizgiler sırası ile $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerini göstermektedir.



Şekil 7.12. ^{167}Er çekirdeğinde teorik olarak hesaplanan indirgenmiş manyetik dipol ve manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının NRF deneyinin [138] sonuçları ile karşılaştırılması. Üstteki grafikler sırası ile deneyde belirlenen indirgenmiş dipol ve dipol radyasyon kalınlıklarını göstermektedir (düz çizgi) [138]. Alttağı grafiklerde ise sırası ile RI-QPNM metodu ile hesaplanan indirgenmiş manyetik dipol ve manyetik dipol radyasyon kalınlıkları verilmiştir. Düz ve kesikli çizgiler sırasıyla $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerini belirtmektedir.

Tablo 7.11'de ^{167}Er çekirdeğindeki $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyeleri için RI-QPNM ile hesaplanan toplam manyetik dipol geçiş ihtimali, toplam manyetik dipol radyasyon kalınlığı ve toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlığının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 7.11. ^{167}Er çekirdeği için 1.9–4.3 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan, $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{\text{red}}(M1)$ ve $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.

K^π	RI-QPNM			*DENEY [138]		
	$\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{\text{red}}(M1)$ [meV MeV^{-3}]	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ [meV]	$\sum B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\sum g\Gamma_0^{\text{red}}$ [meV MeV^{-3}]	$\sum g\Gamma_0$ [meV]
$5/2^+$	1.862	21.534	515.6	3.235	37.44	1492.39
$9/2^+$	1.955	22.630	595.1			

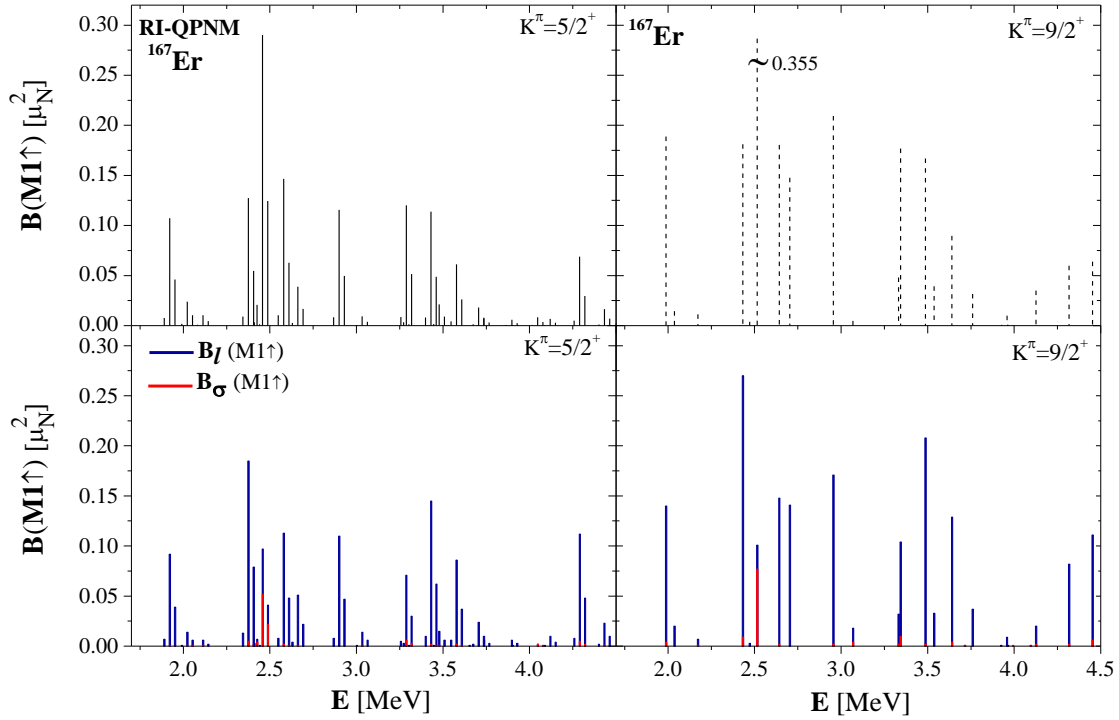
*Deneyde gözlenen tüm geçişlerin M1 karakterli olduğu varsayılmıştır.

1.9–4.3 MeV enerji aralığında gerçekleştirilen NRF deneyindeki tüm geçişlerin $M1$ karakterli olduğu kabul edilirse bu enerji aralığında toplam gücü $\sum B(M1 \uparrow) = 3.235 \mu_N^2$ olan 41 seviye vardır [138]. Teorik olarak ise aynı enerji aralığında toplam manyetik dipol güç RI-QPNM ile $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 3.817 \mu_N^2$ olarak tahmin edilmiştir. Tek kütleli çekirdeklerde $E1$ seviyelerinin belirlenememesi ve düşük $M1$ gücüne sahip seviyelerin arka plandan ayrıştırılamaması gibi zorluklar deneysel verilerin teorik sonuçlar ile sağlıklı olarak karşılaştırılmasını zorlaştırmaktadır. Tüm bu olumsuzluklar göz önüne alındığında RI-QPNM modelin ^{167}Er çekirdeğinde deneysel olarak gözlenen toplam $M1$ gücünü açıklamada başarılı olduğunu söylemek mümkündür. Deneysel olarak spin tayini mümkün olmamasına rağmen teorik olarak toplam $M1$ gücüne farklı spine sahip uyarılma durumlarının katkılarını belirlemek mümkündür. Sözü geçen enerji aralığında $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılmaları için toplam manyetik dipol geçiş olasılıkları sırası ile $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) (5/2) = 1.862 \mu_N^2$ ve $\sum B(M1 \uparrow) (9/2) = 1.955 \mu_N^2$ 'dir. $K^\pi=9/2^+$ seviyelerine ait toplam manyetik dipol gücü $K^\pi=5/2^+$ seviyelerine ait toplam manyetik dipol güçten biraz daha büyüktür.

NRF deneyinde ^{167}Er çekirdeği için 1.9–4.3 MeV enerji aralığındaki toplam radyasyon kalınlığı $\sum g\Gamma_0 = 1492.39 \text{ meV}$ olarak belirlenmiştir. RI-QPNM sonuçlarına göre aynı enerji aralığındaki toplam $M1$ radyasyon kalınlığı $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1) = 1110.7 \text{ meV}$ 'dir. Bu toplam kalınlığın $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1) = 595.1 \text{ meV}$ 'lik kısmı $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1) = 515.6 \text{ meV}$ 'lik kısmı ise $K^\pi=5/2^+$ uyarılma seviyelerine aittir. Bu enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlığı $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1) = 44.16 \text{ meV MeV}^{-3}$ iken deneyde toplam indirgenmiş dipol radyasyon kalınlığı $\sum g\Gamma_0^{red} = 37.44 \text{ meV MeV}^{-3}$ olarak belirlenmiştir.

^{167}Er çekirdeğinin koru olan ^{166}Er çekirdeğinde düşük enerjili $M1$ uyarılmalarına ait önemli karakteristiklerden biri uyarılmaların baskın biçimde orbital karakterli olmasıdır. Benzer bir durumun ^{167}Er çekirdeğindeki düşük enerjili $M1$ uyarılmaları için araştırılması oldukça önemlidir. Şekil 7.13'te ^{167}Er çekirdeğinde taban durumdan $5/2^+$ ve $9/2^+$ uyarılma durumlarına $M1$ geçişleri için hesaplanan $B(M1)$ gücüne manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar

gösterilmiştir. Şekil 7.13'ün üst kısmındaki grafiklerde sırasıyla $5/2^+$ ve $9/2^+$ seviyeleri için $M1$ geçiş güçleri, Şekil 7.13'ün alt kısmındaki grafiklerde ise bu seviyelere ait $M1$ güçlerine, spin ve orbital bileşenlerinden gelen katkılar verilmiştir. Spin kısmından gelen katkılar kırmızı, orbital kısmından gelen katkılar ise mavi renk ile gösterilmiştir.



Şekil 7.13. ^{167}Er çekirdeği için 1.7–4.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM metodu ile hesaplanan $M1$ güçleri ve $M1$ gücüne spin-orbital kısımlarının katkıları. Üstteki grafiklerde ^{167}Er çekirdeği için taban durumdan sırasıyla $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimalleri verilmiştir. Alttaiki grafikler ise sırası ile $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ seviyelerine ait $M1$ güçlerine dipol operatörünün orbital ve spin kısımlarından gelen katkılar verilmiştir. Grafiklerde spin kısmından gelen katkılar kırmızı, orbital kısmından gelen katkılar ise mavi renk ile gösterilmiştir.

Şekil 7.13'ten görüldüğü gibi ^{167}Er çekirdeğinin düşük enerjili $M1$ uyarılmaları baskın biçimde orbital karakterlidir ve bu uyarılmalara manyetik dipol operatörünün spin kısmından gelen katkılar çok küçüktür. Ancak bu küçük spin karışımlarının $M1$ gücünü önemli ölçüde etkilediği not edilmelidir. Örneğin 2.488 MeV'de taban durumdan $5/2^+$ seviyesine geçiş için hesaplanan $M1$ gücüne orbital kısmından gelen katkı $B_l(M1 \uparrow) = 0.097 \mu_N^2$ iken spin kısmından gelen katkı $B_s(M1 \uparrow) = 0.052 \mu_N^2$ 'dir. Bu durumda orbital spin oranı $M_l/M_s = 1.37$ olacaktır ki oranın önündeki pozitif işaret spin-orbital kısımlarının $M1$ gücünü yapıcı katkıda bulunacağını gösterir. Nitekim hem orbital hem de spin kısımlarını içeren toplam güç

$B(M1 \uparrow) = 0.290 \mu_N^2$ bulunmuştur. Bu sonuç sözü geçen $M1$ gücüne manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarının yapıcı katkıda bulunduğunu göstermektedir. Bir başka örnek olarak 2.401 MeV enerjili $9/2^+$ seviyesini inceleyelim. Bu seviyedeki $M1$ gücüne orbital ve spin kısımlarından gelen katkılar sırasıyla $B_l(M1 \uparrow) = 0.270 \mu_N^2$ ve $B_s(M1 \uparrow) = 0.009 \mu_N^2$ olarak bulunmuştur. Bu seviye için orbital-spin oranı $M_l/M_s = -5.52$ 'dir. M_l/M_s oranının negatif işaretinden dolayı spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar yıkıcıdır, bu nedenle orbital ve spin kısımlarının ikisini de içeren toplam güç $B(M1 \uparrow) = 0.181 \mu_N^2$ bulunmuştur.

^{166}Er çift-çift çekirdeğinde düşük enerjili manyetik dipol uyarılmalarına ait diğer önemli bir karakteristik uyarılmaların izovektör karakterli olmalarıdır. ^{167}Er çekirdeğinde 1.7–4.5 MeV enerji aralığında taban durumdan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine $M1$ geçişleri için izoskaler ($\tau = 0$) manyetik dipol gücü sırasıyla $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 5/2^+; \tau = 0) = 11 \times 10^{-2} \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 9/2^+; \tau = 0) = 0.1 \times 10^{-2} \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Öte yandan aynı enerji aralığında taban durumdan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine geçişler için toplam $M1$ gücüne manyetik dipol operatörünün izovektör ($\tau = 1$) kısmından gelen katkılar sırasıyla $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 5/2^+; \tau = 1) = 2.055 \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 9/2^+; \tau = 1) = 2.181 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar ^{167}Er çekirdeğinde düşük enerjili $M1$ seviyelerinin baskın olarak izovektör ($\tau = 1$) karakterli olduklarını göstermektedir.

7.2.3. ^{175}Lu çekirdeği için sayısal sonuçlar

Bu kısımda periyodik tablonun nadir toprak elementleri bölgesinde yer alan iyi deforme ^{175}Lu çekirdeğinin düşük enerjili manyetik dipol uyarılmaları ilk kez RI-QPNM ve NRI-QPNM metotları kullanılarak incelenmiş, elde edilen teorik sonuçlar birbirleriyle ve mevcut deneysel veriyle karşılaştırılmıştır. ^{175}Lu çekirdeği için teorik hesaplamalara başlamadan önce bu çekirdeğin koruna karşılık gelen çift-çift ^{174}Yb çekirdeğinin $M1$ uyarılmalarını RI-QRPA model bazında incelemek, korun düşük enerjili manyetik dipol karakteristiklerinin belirlenmesi bakımından önemlidir.

Tablo 7.12’de ^{174}Yb çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığında yer alan kolektif $I^\pi K=1^+1$ uyarılmaları için RI-QRPA ile teorik olarak hesaplanan enerji (ω_i), manyetik dipol ($M1$) ve $\Gamma_0(M1)$ manyetik dipol radyasyon kalınlığı değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması verilmiştir. Deneysel veriler Zilges vd. (1990) tarafından gerçekleştirilen NRF deneyinin sonuçlarıdır [16]. Tablo’da ayrıca $M1$ seviyelerinin orbital spin oranları da verilerek seviyelerin spin ve orbital karakterleri incelenmiştir.

Tablo 7.12. ^{174}Yb çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığındaki manyetik dipol uyarılmalarının $I^\pi K=1^+1$ dalı için RI-QRPA ile hesaplanan ω_i , $B(M1 \uparrow)$, $\Gamma_0(M1)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması. Burada ayrıca seviyelerin hesaplanan M_l/M_s oranları da verilmiştir. Tabloda sadece $B(M1) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan durumlar gösterilmiştir.

RI-QRPA				DENEY [16]			
ω_i [MeV]	$B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\frac{M_l}{M_s}$	$\Gamma_0(M1)$ [meV]	ω_i [MeV]	$I^\pi K$	$B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\Gamma_0(M1)$ [meV]
1.982	0.028	1.84	0.85	2.037	$1^{(+)1}$	0.15±0.11	4.7± 3.4
2.172	0.769	18.34	30.39	2.068	$1^{(+)1}$	0.20±0.12	6.9± 4.1
2.580	0.002	-0.17	0.13	2.338	$1^{(+)1}$	0.28±0.10	13.7 4,7
2.726	0.740	-30.82	57.89	2.500	$1^{(+)1}$	0.35±0.11	21.8±6.8
2.842	0.789	0.71	69.95	2.581	$1^{(+)1}$	0.21±0.08	13.8±5.1
3.051	0.163	2.73	17.85	2.815	$1^{(+)1}$	0.16±0.009	13.8±7.4
3.127	0.102	-21.94	12.01	2.920	$1^{(+)1}$	0.44±0.11	42.3±10.6
3.150	0.122	-12.02	14.47	3.122	$1^{(+)1}$	0.10± 0.06	11.9± 7.4
3.523	0.082	4.99	13.81	3.145	$1^{(+)1}$	0.13±0.06	15.6±7.3
3.555	0.010	4.34	0.82	3.349	$1^{(+)1}$	0.33± 0.14	47.8±20.4
3.604	0.010	54.41	1.34	3.485	$1^{(+)1}$	0.24±0.08	38.3±12.6
3.648	0.494	3.04	92.53	3.562	$1^{(+)1}$	0.41± 0.10	70.5±17.6
3.757	0.096	-9.47	19.65	3.695	$1^{(+)1}$	0.33±0.13	64.4±25.1
3.837	0.013	10.38	2.91				
3.849	0.017	0.63	3.744				
3.898	0.010	-4.37	1.12				
3.924	0.425	-5.25	99.13				

Tablo 7.12’de ^{174}Yb için verilen RI-QRPA sonuçlarına göre 2–4 MeV enerji aralığında 17 tane $I^\pi K=1^+1$ seviyesi vardır. Bu seviyelerin orbital-spin oranlarına bakıldığında 17 tanesinin orbital ($M_l/M_s > 1$), geriye kalan üç tanesinin ise spin titreşim karakterli ($M_l/M_s < 1$) oldukları görülmektedir. Ayrıca sayısal hesaplar 2–4 MeV arasındaki bu seviyelerin en az dört kuaziparçacık çiftinden oluştuğunu gösterdiğinden seviyelerin güçlü biçimde kolektif yapıya sahip oldukları söylenebilir.

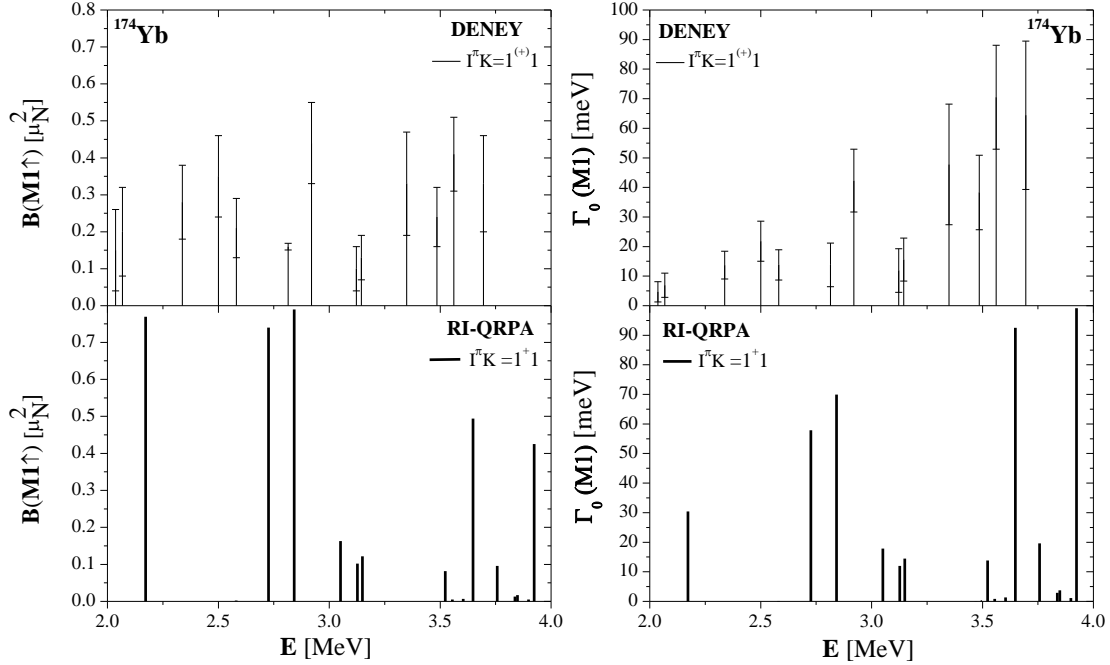
^{174}Yb için deneyde 3.122 MeV enerjide ve manyetik dipol gücü $B(M1) = 0.100 \pm 0.06 \mu_N^2$ olarak gözlenen $I^\pi K=1^+1$ seviyesi teoride 3.127 MeV enerjide

manyetik dipol gücü $B(M1) = 0.102 \mu_N^2$ olan seviyeye karşılık gelmektedir. Yine deneysel olarak 3.145 ve 3.695 MeV uyarılma enerjilerinde gözlenen ve manyetik dipol güçleri sırasıyla $B(M1) = 0.130 \pm 0.06 \mu_N^2$ ve $B(M1) = 0.330 \pm 0.10 \mu_N^2$ olan seviyelerin spini (I) ve K kuantum sayıları 1 olarak tespit edilmiş ancak pariteleri belirlenememiştir. Bu seviyeler teorik hesaplamalarımıza göre 3.150 ve 3.648 MeV uyarılma enerjilerinde manyetik dipol güçleri sırasıyla $B(M1) = 0.122 \mu_N^2$ ve $B(M1) = 0.494 \mu_N^2$ olan orbital karakterli seviyelere karşılık gelmektedir. Tabloda verilen RI-QRPA sonuçlarına göre deneyde paritesi belirlenemeyen bu seviyeler büyük olasılıkla pozitif paritelidir. Bu örneklerden de görüldüğü gibi ^{174}Yb çekirdeği için deney ile teori arasında iyi bir uyum vardır. Buradan yola çıkarak deneysel olarak gözlenen ve büyük ihtimalle $I^\pi K=1^{(+)1}$ olarak tahmin edilen seviyelerin teoride de büyük ihtimalle $I^\pi K=1^{+1}$ seviyeleri olarak öngörüldüğü söylenebilir.

Şekil 7.14'te ^{174}Yb çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığında yer alan $I^\pi K=1^{+1}$ seviyeleri için RI-QRPA ile hesaplanan $B(M1)$ gücü ve $\Gamma_0(M1)$ radyasyon kalınlıkları Zilges vd. (1990) tarafından gerçekleştirilen NRF [16] deneyinin sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Şekil 7.14'ün üst kısmındaki grafiklerde soldan sağa sırasıyla deneysel olarak belirlenmiş $B(M1)$ ve $\Gamma_0(M1)$ fiziksel büyüklüklerinin enerjiye göre değişimleri deneysel hataları ile birlikte verilmiştir. Şekil 7.14'ün alt kısmındaki grafikler ise soldan sağa sırasıyla 2–4 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(M1)$ ve $\Gamma_0(M1)$ değerlerini göstermektedir.

RI-QRPA hesaplamalarına göre ^{174}Yb çekirdeğinde 2 MeV'den 4 MeV enerjisine kadar olan seviyelerin toplam manyetik dipol gücü $\sum_{K=1} B(M1) = 3.86 \mu_N^2$ olup bu değer deneyde belirlenen $\sum_{K=1} B(M1) = 3.33 \pm 2.21 \mu_N^2$ değeri ile uyumludur. Bunun yanı sıra aynı enerji aralığında hesaplanan $\sum_{K=1} \Gamma_0(M1) = 438.63 \text{ meV}$ manyetik dipol radyasyon kalınlık değeri de deneyde verilen $\sum_{K=1} \Gamma_0(M1) = 366.65 \pm 126.22 \text{ meV}$ değeri ile uyum içerisindedir. ^{174}Yb çekirdeği için 2–4 MeV enerji aralığında toplam izoskaler ve izovektör M1 gücü sırasıyla $\sum_{K=1} B(M1)(\tau = 0) = 35 \times 10^{-2} \mu_N^2$ ve $\sum_{K=1} B(M1)(\tau = 1) = 3.92 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar ^{174}Yb

çekirdeğinde düşük enerjili manyetik dipol seviyelerinin baskın biçimde izovektör karakterli olduğunu göstermektedir.



Şekil 7.14. ^{174}Yb çekirdeğindeki manyetik dipol uyarılmalarının $K=1$ dalı için 2–4 MeV enerji bölgesinde hesaplanan $B(M1)$ ve $\Gamma_0(M1)$ değerlerinin deneysel verilerle [16] karşılaştırılması. Üstteki grafiklerde NRF deneyinin sonuçları hataları ile birlikte verilmiştir. Alttaiki grafiklerde ise $I^\pi K=1^+1$ seviyeleri için RI-QRPA sonuçları (kalın düz çizgi ile) verilmiştir.

^{174}Yb çekirdeği için teorik sonuçlar ve deneysel veriler arasındaki uyum RI-QRPA metodunun ^{175}Lu çekirdeğinin koruna ait $I^\pi K=1^+1$ seviyelerinin manyetik dipol özelliklerini başarılı bir biçimde açıkladığını göstermektedir. Bundan sonra ^{175}Lu için elde edilen sayısal sonuçları tartışabiliriz.

^{175}Lu çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi deneysel olarak $K^\pi=7/2^+$ şeklinde belirlenmiştir. Bu durumda incelenecek $M1$ uyarılmalarının $K^\pi=7/2^+$ taban durumundan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma durumlarına olması beklenir. Tablo 7.13'te 2–4 MeV enerji aralığında yer alan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma durumlarının RI-QPNM metodu ile hesaplanan seviye yapıları verilmiştir. Tabloda örnek olarak sadece $B(M1 \uparrow) \geq 0.01\mu_N^2$ olan seviyeler gösterilmiştir.

Tablo 7.13. ^{175}Lu çekirdeğinin 2–4 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K\zeta_q}^j$), kuaziparçacık fonon-karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$), kuaziparçacık-fonon yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$) ile bu seviyelere en büyük katkıyı veren çift-çift kor fonon enerjileri (ω_i) ve bu fononların çift kuaziparçacık yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma]$, $\psi_{ss'}^i$). Burada sadece dalga fonksiyonuna %5'ten daha büyük katkı sağlayan kuaziparçacık-fonon bileşenleri ile fonon dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinin yapıları verilmiştir.

E_j [MeV]	K^π	$N_{K\zeta_q}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$	Seviye Yapısı [$Nn_z\Lambda\Sigma$] \otimes Q_i	Çift-Çift Korun Fonon Yapısı		
					ω_i [MeV]	[$Nn_z\Lambda\Sigma$]	$\psi_{ss'}^i$
2.366	9/2 ⁺	0.670	0.743	%32.9 [404] \downarrow $\otimes Q_3$	2.738	nn521 \uparrow – 510 \uparrow	-0.145
2.385	5/2 ⁺	0.018	0.999	%98.9 [404] \downarrow $\otimes Q_3$		nn512 \uparrow – 503 \uparrow	0.220
2.390	9/2 ⁺	0.383	0.924	%65.1 [404] \downarrow $\otimes Q_3$		pp411 \downarrow – 411 \uparrow	0.401
						pp523 \uparrow – 514 \uparrow	0.492
2.423	5/2 ⁺	0.038	0.999	%98.3 [404] \downarrow $\otimes Q_4$	2.771	nn521 \uparrow – 510 \uparrow	-0.112
2.432	9/2 ⁺	0.461	0.887	%68.9 [404] \downarrow $\otimes Q_4$		nn512 \downarrow – 512 \uparrow	-0.337
						nn512 \uparrow – 503 \uparrow	0.213
						pp411 \downarrow – 411 \uparrow	-0.482
						pp523 \uparrow – 514 \uparrow	0.286
2.539	5/2 ⁺	0.022	0.999	%99.5 [404] \downarrow $\otimes Q_5$	2.892	nn521 \uparrow – 510 \uparrow	0.203
2.554	9/2 ⁺	0.306	0.952	%87.6 [404] \downarrow $\otimes Q_5$		nn512 \downarrow – 512 \uparrow	0.557
						nn523 \downarrow – 514 \downarrow	0.144
						pp411 \downarrow – 411 \uparrow	-0.290
						pp523 \uparrow – 514 \uparrow	0.139
2.579	9/2 ⁺	0.058	0.998	%99.1 [404] \downarrow $\otimes Q_6$	2.934	nn521 \uparrow – 510 \uparrow	-0.451
						nn512 \uparrow – 503 \uparrow	-0.469
						nn642 \uparrow – 633 \uparrow	-0.210
2.702	5/2 ⁺	0.011	0.999	%99.6 [404] \downarrow $\otimes Q_7$	3.057	nn521 \uparrow – 510 \uparrow	0.275
2.703	9/2 ⁺	0.0479	0.999	%99.5 [404] \downarrow $\otimes Q_7$		nn521 \uparrow – 512 \uparrow	-0.110
						nn512 \downarrow – 512 \uparrow	-0.184
						nn523 \downarrow – 514 \downarrow	0.388
						nn642 \uparrow – 633 \uparrow	-0.450
						pp411 \downarrow – 411 \uparrow	0.109
2.812	9/2 ⁺	0.207	0.978	%94.9 [404] \downarrow $\otimes Q_8$	3.149	nn521 \uparrow – 510 \uparrow	0.258
2.831	5/2 ⁺	0.078	0.997	%94.2 [404] \downarrow $\otimes Q_8$		nn521 \uparrow – 512 \uparrow	0.195
						nn521 \uparrow – 512 \uparrow	0.187
						nn512 \downarrow – 512 \uparrow	-0.121
						nn523 \downarrow – 514 \downarrow	0.192
						nn512 \uparrow – 503 \uparrow	-0.317
						nn642 \uparrow – 633 \uparrow	0.345
						nn624 \uparrow – 615 \uparrow	0.163
						pp523 \uparrow – 514 \uparrow	0.127
2.893	9/2 ⁺	0.018	0.999	%99.9 [404] \downarrow $\otimes Q_9$	3.248	nn521 \uparrow – 510 \uparrow	0.141
2.895	5/2 ⁺	0.021	0.999	%98.6 [404] \downarrow $\otimes Q_9$		nn521 \uparrow – 512 \uparrow	0.437
						nn521 \uparrow – 512 \uparrow	-0.278
						nn523 \downarrow – 514 \downarrow	-0.383
						nn642 \uparrow – 633 \uparrow	-0.152
						pp550 \uparrow – 532 \downarrow	-0.056
						pp411 \uparrow – 402 \uparrow	-0.104
						pp413 \uparrow – 404 \uparrow	-0.067
						pp523 \uparrow – 514 \uparrow	0.053
3.100	9/2 ⁺	0.049	0.999	%99.2 [404] \downarrow $\otimes Q_{10}$	3.453	nn521 \uparrow – 512 \uparrow	-0.425
3.108	5/2 ⁺	0.022	0.999	%59.2 [404] \downarrow $\otimes Q_{10}$		nn521 \uparrow – 512 \uparrow	-0.301
						nn624 \uparrow – 615 \uparrow	0.170
						pp411 \uparrow – 640 \uparrow	0.094
						pp411 \uparrow – 402 \uparrow	-0.365
						pp532 \uparrow – 523 \downarrow	-0.053
						pp413 \uparrow – 404 \uparrow	-0.104
						pp523 \uparrow – 514 \uparrow	0.076
3.122	5/2 ⁺	0.041	0.999	%59.4 [404] \downarrow $\otimes Q_{11}$	3.468	nn521 \uparrow – 512 \uparrow	-0.112
						pp411 \uparrow – 640 \uparrow	-0.696

Tablo 7.13. ^{175}Lu çekirdeğinin 2–4 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K\zeta_q}^j$), kuaziparçacık fonon-karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$), kuaziparçacık-fonon yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$) ile bu seviyelere en büyük katkıyı veren çift-çift kor fonon enerjileri (ω_i) ve bu fononların çift kuaziparçacık yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma], \psi_{ss'}^i$). Burada sadece dalga fonksiyonuna %5'ten daha büyük katkı sağlayan kuaziparçacık-fonon bileşenleri ile fonon dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinin yapıları verilmiştir. (Devamı)

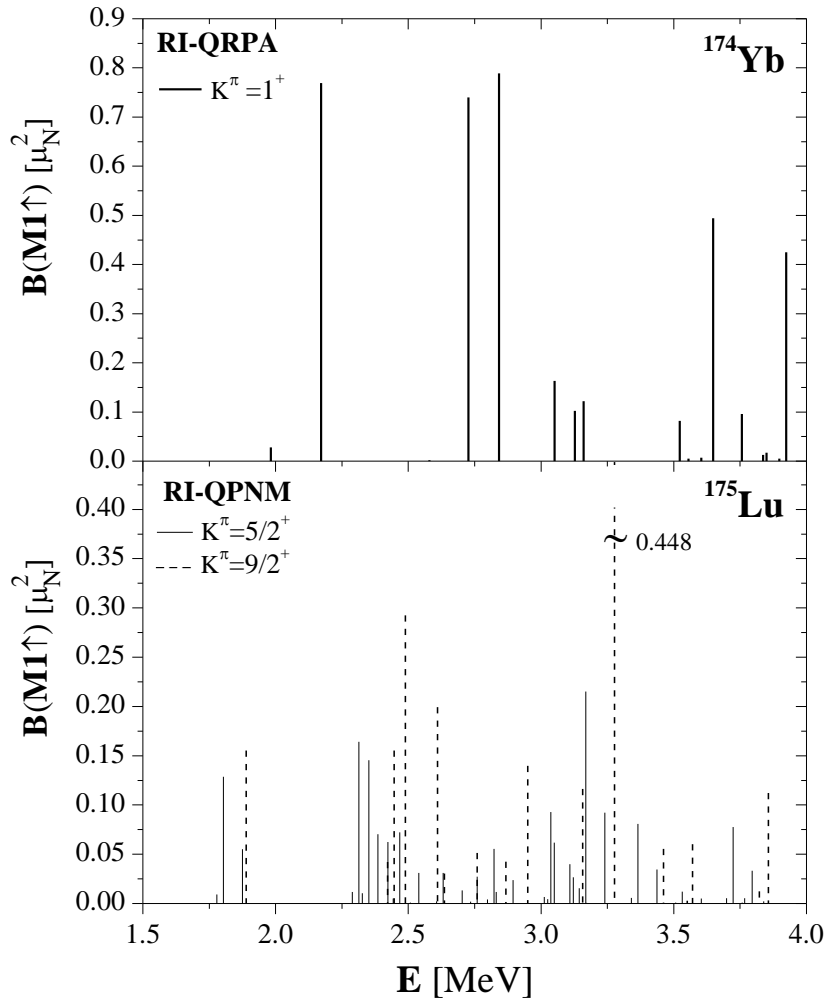
E_j [MeV]	K^π	$N_{K\zeta_q}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$	Seviye Yapısı [$Nn_z\Lambda\Sigma$] \otimes Q_i	Çift-Çift Korun Fonon Yapısı		
					ω_i [MeV]	[$Nn_z\Lambda\Sigma$]	$\psi_{ss'}^i$
3.220	9/2 ⁺	0.062	0.998	%99.4 [404] \downarrow \otimes Q_{12}	3.572	nn521 \uparrow – 512 \uparrow nn642 \uparrow – 633 \uparrow nn624 \uparrow – 615 \uparrow pp550 \uparrow – 530 \uparrow pp550 \uparrow – 532 \downarrow pp411 \uparrow – 640 \uparrow pp411 \uparrow – 402 \uparrow pp532 \uparrow – 523 \downarrow pp514 \uparrow – 505 \uparrow	0.404 -0.112 -0.230 0.128 -0.173 -0.061 -0.441 0.051 0.059
3.241	5/2 ⁺	0.056	0.998	%90.1 [404] \downarrow \otimes Q_{12}	3.572	nn521 \uparrow – 512 \uparrow nn642 \uparrow – 633 \uparrow nn624 \uparrow – 615 \uparrow pp550 \uparrow – 530 \uparrow pp550 \uparrow – 532 \downarrow pp411 \uparrow – 402 \uparrow	0.404 -0.112 -0.230 0.128 -0.173 -0.441
3.405	9/2 ⁺	0.098	0.995	%98.3 [404] \downarrow \otimes Q_{13}	3.750	nn521 \uparrow – 512 \uparrow nn510 \uparrow – 521 \uparrow nn521 \uparrow – 512 \uparrow nn523 \downarrow – 514 \uparrow nn624 \uparrow – 615 \uparrow pp550 \uparrow – 530 \downarrow pp550 \uparrow – 532 \downarrow pp411 \uparrow – 651 \uparrow pp411 \uparrow – 402 \uparrow pp413 \uparrow – 404 \uparrow pp514 \uparrow – 505 \uparrow	-0.137 -0.109 0.133 -0.114 0.247 0.286 -0.345 -0.052 0.293 -0.236 0.064
3.436	5/2 ⁺	0.058	0.998	%72.6 [404] \downarrow \otimes Q_{13}			
3.515	9/2 ⁺	0.078	0.997	%98.4 [404] \downarrow \otimes Q_{15}	3.864	nn624 \uparrow – 615 \uparrow pp550 \uparrow – 530 \uparrow pp550 \uparrow – 532 \downarrow pp411 \uparrow – 651 \downarrow pp411 \uparrow – 402 \uparrow pp532 \uparrow – 523 \downarrow pp413 \uparrow – 404 \uparrow	-0.405 -0.248 0.089 -0.076 0.145 -0.068 -0.440
3.604	5/2 ⁺	0.125	0.992	%61.4 [404] \downarrow \otimes Q_{15}			
3.766	9/2 ⁺	0.056	0.998	%99.5 [404] \downarrow \otimes Q_{16}	4.117	nn521 \uparrow – 512 \uparrow nn514 \downarrow – 505 \downarrow nn624 \uparrow – 615 \uparrow pp550 \uparrow – 530 \uparrow pp550 \uparrow – 532 \downarrow pp532 \uparrow – 523 \uparrow pp413 \uparrow – 404 \uparrow pp514 \uparrow – 505 \uparrow	-0.115 0.204 -0.282 0.185 -0.217 -0.366 0.247 -0.196
3.796	5/2 ⁺	0.031	0.999	%79.7 [404] \downarrow \otimes Q_{17}	4.155	nn510 \uparrow – 521 \uparrow nn660 \uparrow – 651 \uparrow nn512 \uparrow – 523 \uparrow pp550 \uparrow – 530 \uparrow pp550 \uparrow – 532 \downarrow pp411 \uparrow – 400 \uparrow pp411 \uparrow – 402 \uparrow pp411 \uparrow – 402 \uparrow pp413 \uparrow – 404 \uparrow pp514 \uparrow – 505 \uparrow	-0.434 -0.126 0.288 -0.112 0.139 -0.066 0.067 0.077 0.312 0.172
3.801	9/2 ⁺	0.012	0.999	%99.9 [404] \downarrow \otimes Q_{17}			

Tablo 7.13'teki sayısal sonuçlara göre $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerinin yapısı kuaziparçacık \otimes fonon karışımlarından kuvvetli biçimde etkilenmektedir. Örneğin, 2.366 MeV'de yer alan $9/2^+$ seviyesine en büyük katkıyı veren kuaziparçacık \otimes fonon karışımı $([404] \downarrow \otimes Q_3)$ seviye yapısının %32.9'unu oluşturmasına rağmen $[404] \downarrow \otimes Q_4$, $[404] \downarrow \otimes Q_5$, $[404] \downarrow \otimes Q_8$ konfigürasyonları da seviye yapısına sırası ile %13.8, %4.3 ve %1.8 katkı vermektedir. Seviyeye ait $N_{K\zeta q}^j$ ve $G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$ genliklerine baktığımızda bu katkıların bir sonucu olarak seviye yapısında kuaziparçacık \otimes fonon karışımlarının ağır bastığı görülür. 2–4 MeV enerji aralığındaki $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerinin yapısı $[404] \downarrow \otimes Q_i$ kuaziparçacık \otimes fonon karışımlarından oluşmasına rağmen 5 MeV'in üzerindeki uyarılma enerjilerinde yer alan seviyelerin yapılarına $7/2^+[413] \uparrow \otimes Q_i$ ve $7/2^+[633] \uparrow \otimes Q_i$ karışımlarından da katkılar gelmektedir. Örneğin 8.108 MeV enerjili seviye %98.2 $[413] \uparrow \otimes Q_9$ ve %1.8 $[413] \uparrow \otimes Q_{136}$ bileşenlerinden oluşmaktadır.

^{175}Lu çekirdeğinde $K^\pi=7/2^+$ taban durumundan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine manyetik dipol geçiş ihtimalleri RI-QPNM ile hesaplanmış ve elde edilen sonuçlar Şekil 7.15'te ^{174}Yb çift-çift koru için aynı enerji aralığında RI-QRPA kullanılarak hesaplanan manyetik dipol uyarılmaları ile karşılaştırılmıştır.

Şekil 7.15'ten de görüldüğü gibi ^{174}Yb çekirdeğinde tek bir $K=1$ seviyesinde toplanan $M1$ gücü komşu tek kütleli ^{175}Lu çekirdeğinde dört farklı $M1$ seviyesi tarafından paylaşıldığından çift-çift ^{174}Yb çekirdeğinden tek kütleli ^{175}Lu çekirdeğine geçildiğinde $M1$ spektrumundaki parçalanma kuvvetli biçimde artmaktadır. Bunu birkaç sayısal örnekle açıklayalım: ^{174}Yb 'te $K=1$ seviyelerine ait en büyük manyetik dipol geçiş ihtimalleri 2.172 MeV'de $B(M1 \uparrow) = 0.769 \mu_N^2$, 2.726 MeV'de $B(M1 \uparrow) = 0.740 \mu_N^2$ ve 2.842 MeV'de $B(M1 \uparrow) = 0.789 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. ^{174}Yb çekirdeğinde 2.172 MeV'deki $B(M1 \uparrow) = 0.769 \mu_N^2$ seviyesi ^{175}Lu çekirdeğinde 1.833 MeV enerjili $K^\pi=9/2^+$ ve 1.875 MeV enerjili $K^\pi=5/2^+$ seviyelerine, manyetik dipol güçleri sırasıyla $B(M1 \uparrow) = 0.155 \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 0.193 \mu_N^2$ olacak şekilde dağılmıştır. ^{174}Yb çekirdeğinde 2.726 MeV'deki $B(M1 \uparrow) = 0.740 \mu_N^2$ seviyesi ^{175}Lu çekirdeğinde 2.390 MeV enerjili

$K^\pi=9/2^+$ ve 2.385 MeV enerjili $K^\pi=5/2^+$ seviyelerine, manyetik dipol güçleri sırası ile $B(M1 \uparrow) = 0.155 \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 0.246 \mu_N^2$ olacak şekilde dağılmıştır. Ve son olarak ^{174}Yb çekirdeğinde 2.842 MeV'deki $B(M1 \uparrow) = 0.789 \mu_N^2$ seviyesi ^{175}Lu çekirdeğinde 2.432 MeV enerjili $K^\pi=9/2^+$ ve 2.423 MeV enerjili $K^\pi=5/2^+$ seviyelerine, manyetik dipol güçleri sırası ile $B(M1 \uparrow) = 0.292 \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 0.218 \mu_N^2$ olacak şekilde dağılmıştır.



Şekil 7.15. ^{175}Lu ve ^{174}Yb için hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin karşılaştırılması. Şeklin üst kısmında ^{174}Yb için RI-QRPA ile hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimallerinin $K=1$ dalları kalın düz çizgi ile gösterilmiştir. Şeklin alt kısmında ise ^{175}Lu çekirdeğinin $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ seviyeleri için RI-QPNM ile hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimalleri sırası ile düz ve kesikli çizgiler ile verilmiştir.

Tablo 7.14'te 1.5–4 MeV enerji aralığında yer alan ve $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyeleri için RI-QPNM ile hesaplanan E_j , $B(M1 \uparrow)$,

$\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $g\Gamma_0^{red}(M1)$, $g\Gamma_0(M1)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ ve $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ büyüklükleri verilmiştir.

Tablo 7.14. ^{175}Lu çekirdeğinde taban durumdan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=7/2^+$ uyarılma seviyelerine $M1$ geçişleri için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan E_j , $B(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $g\Gamma_0^{red}(M1)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$, $g\Gamma_0(M1)$ ve $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ değerleri. Burada sadece $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan durumlar verilmiştir.

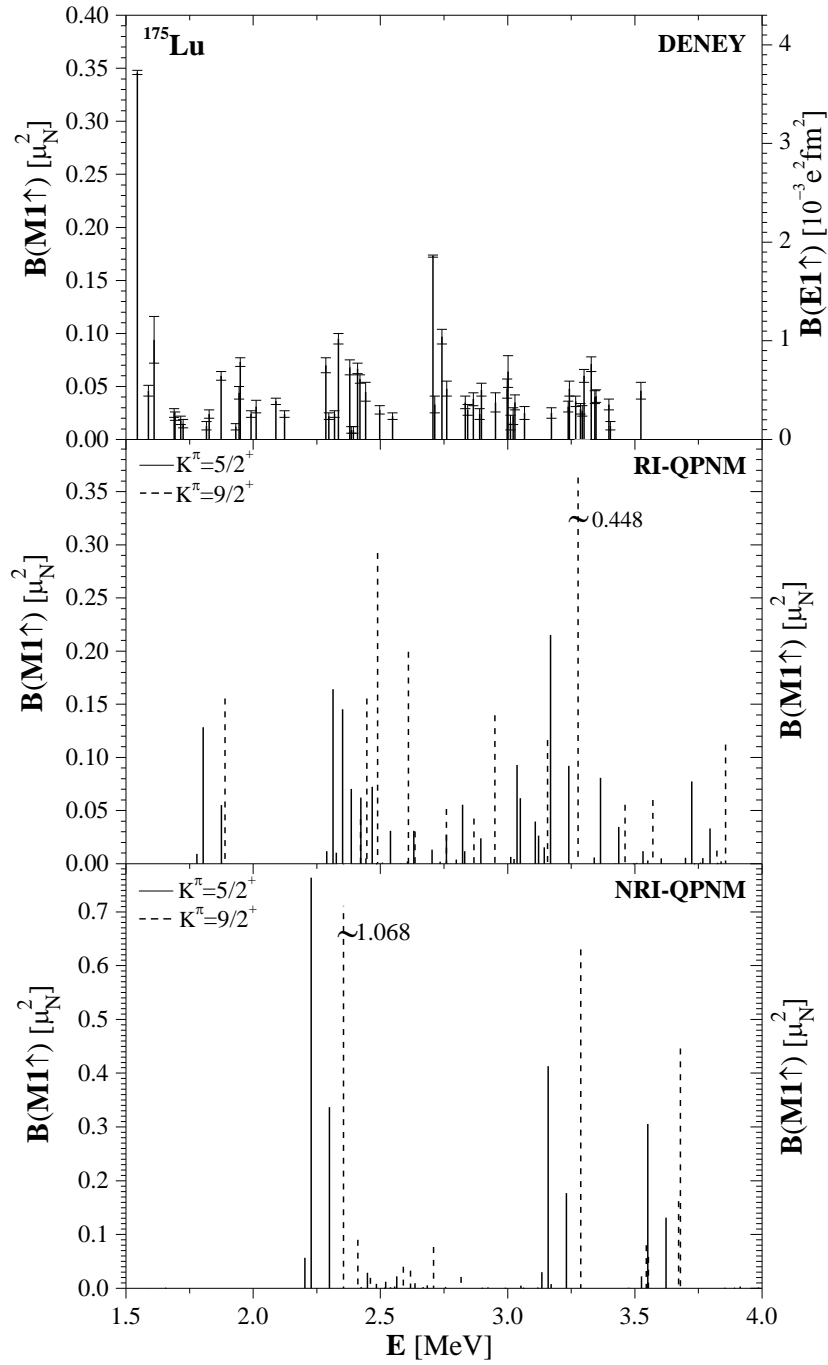
E_j [MeV]	$I_f^\pi K_f$	$B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$g\Gamma_0^{red}(M1)$ [meV MeV $^{-3}$]	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ [meV MeV $^{-3}$]	$g\Gamma_0(M1)$ [meV]	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ [meV]
1.833	9/2 $^+$ 9/2	0.156	0.156	1.804	1.804	11.107	11.107
1.875	5/2 $^+$ 5/2	0.128	0.192	1.483	2.224	9.776	14.664
	7/2 $^+$ 5/2	0.055		0.635		4.190	
	9/2 $^+$ 5/2	0.009		0.106		0.698	
2.385	5/2 $^+$ 5/2	0.165	0.248	1.915	2.873	25.974	38.961
	7/2 $^+$ 5/2	0.071		0.821		11.132	
	9/2 $^+$ 5/2	0.012		0.137		1.855	
2.390	9/2 $^+$ 9/2	0.152	0.152	1.804	1.804	23.974	23.974
2.423	5/2 $^+$ 5/2	0.142	0.212	1.645	2.467	23.401	35.101
	7/2 $^+$ 5/2	0.061		0.705		10.029	
	9/2 $^+$ 5/2	0.010		0.117		1.671	
2.432	9/2 $^+$ 9/2	0.278	0.278	3.213	3.213	46.225	46.225
2.893	9/2 $^+$ 9/2	0.139	0.139	1.612	1.612	39.056	39.056
3.100	9/2 $^+$ 9/2	0.115	0.115	1.335	1.335	39.776	39.776
3.220	9/2 $^+$ 9/2	0.447	0.447	5.170	5.170	172.653	172.653
3.241	5/2 $^+$ 5/2	0.213	0.319	2.466	3.699	83.929	125.894
	7/2 $^+$ 5/2	0.091		1.057		35.970	
	9/2 $^+$ 5/2	0.015		0.176		5.995	
3.800	9/2 $^+$ 9/2	0.113	1.306	1.306	1.306	71.695	71.695

Tablo 7.14'te verilen sonuçlara göre toplam açısal momentum operatörünün özelliklerinden dolayı her bir $K^\pi=5/2^+$ seviyesine ait $M1$ gücü kuantum sayıları sırasıyla $I^\pi K=5/2^+5/2$, $I^\pi K=7/2^+5/2$ ve $I^\pi K=9/2^+5/2$ olan seviyelere dağılır ve paylaşılan bu $M1$ gücünün 2/3'lük kısmı kuantum sayıları $I^\pi K=5/2^+5/2$ olan durumlar tarafından taşınır. Her bir $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyesine ait $M1$ gücü ise kuantum sayıları $I^\pi=9/2^+5/2$ olan durumlarda toplanmıştır. Bunu birkaç sayısal sonuçla göstermekte yarar vardır.

Şekil 7.16'da ^{175}Lu için 1.5–4.5 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerleri deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır. Şekil 7.16'nın üst kısmında Helsing vd. (1997) tarafından gerçekleştirilen NRF deneyinin sonuçları verilmiştir

[139]. Daha önce incelenen tek-kütleli çekirdeklerde olduğu gibi ^{175}Lu için de spin ve parite deneysel olarak belirlenemediğinden deneyde tespit edilen dipol seviyelerinden $E1$ karakterli olanları ayırtılamamaktadır [139]. Bu nedenle grafiğin sağ ve sol tarafındaki skalalar sırası ile taban durumdan uyarılmış duruma $E1$ ve $M1$ geçiş olasılıklarını göstermektedir. Şekil 7.16'nın orta ve alt kısmında yer alan grafiklerde ise sırası ile RI-QPNM ve NRI-QPNM ile hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımları verilmiştir. Bu grafiklerde yer alan düz ve kesikli çizgiler sırası ile $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ seviyelerini göstermektedir.

Şekil 7.16'da verilen RI-QPNM sonuçlarına göre 1.5–4 MeV enerji aralığında manyetik dipol gücü $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan toplam 43 seviye varken aynı enerji aralığında NRI-QRPA hesaplarına göre manyetik dipol gücü $B(M1 \uparrow) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan seviyelerin sayısı 24'tür. RI-QPNM modelin ön gördüğü 43 seviyeden 28 tanesi taban durumdan $K^\pi=5/2^+$ uyarılmalarına geçiş olup verilen enerji aralığında bu seviyelere geçişler için toplam $M1$ gücü $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 5/2^+) = 1.758 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Geriye kalan 15 seviye ise $K^\pi=9/2^+$ kuantum sayısına sahiptir ve taban durumdan bu seviyelere geçişler için toplam $M1$ gücü $\sum B(M1 \uparrow)(K^\pi = 9/2^+) = 1.916 \mu_N^2$ olarak belirlenmiştir. Sözü geçen enerji aralığında RI-QPNM ve NRI-QPNM metotları toplam manyetik dipol gücünü sırasıyla $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 3.674 \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 5.164 \mu_N^2$ olarak ön görmektedir. NRI-QPNM ile bulunan toplam manyetik dipol gücü RI-QPNM metodunun verdiği değer yaklaşık olarak 1.4 katıdır. Elde edilen sonuçların analizi ^{175}Lu çekirdeğinde kırılan dönme simetrisinin efektif kuvvetlerce onarılmasıyla sahte hallerin gerçek titreşimlerden yalıtıldığını ve bu nedenle incelenen aralıktaki toplam $M1$ gücünün NRI-QPNM sonuçlarına göre azaldığını göstermektedir. Ayrıca sahte hallerden yalıtılan manyetik dipol gücü yine efektif kuvvetler tarafından çok sayıda uyarılma seviyesine dağıtmakta ve bu durum spektrumdaki parçalanmayı arttırmaktadır. Örneğin; NRI-QPNM hesaplamalarında 2.298 MeV enerjide gücü $B(M1 \uparrow) = 1.068 \mu_N^2$ olan $K^\pi=9/2^+$ seviyesi RI-QPNM'de 2.390 MeV, 2.432 MeV ve 2.553 MeV enerjilerinde sırası ile $B(M1 \uparrow) = 0.155 \mu_N^2$, $B(M1 \uparrow) = 0.292 \mu_N^2$ ve $B(M1 \uparrow) = 0.199 \mu_N^2$ olacak şekilde üç $K^\pi=9/2^+$ seviyesine dağılmıştır.



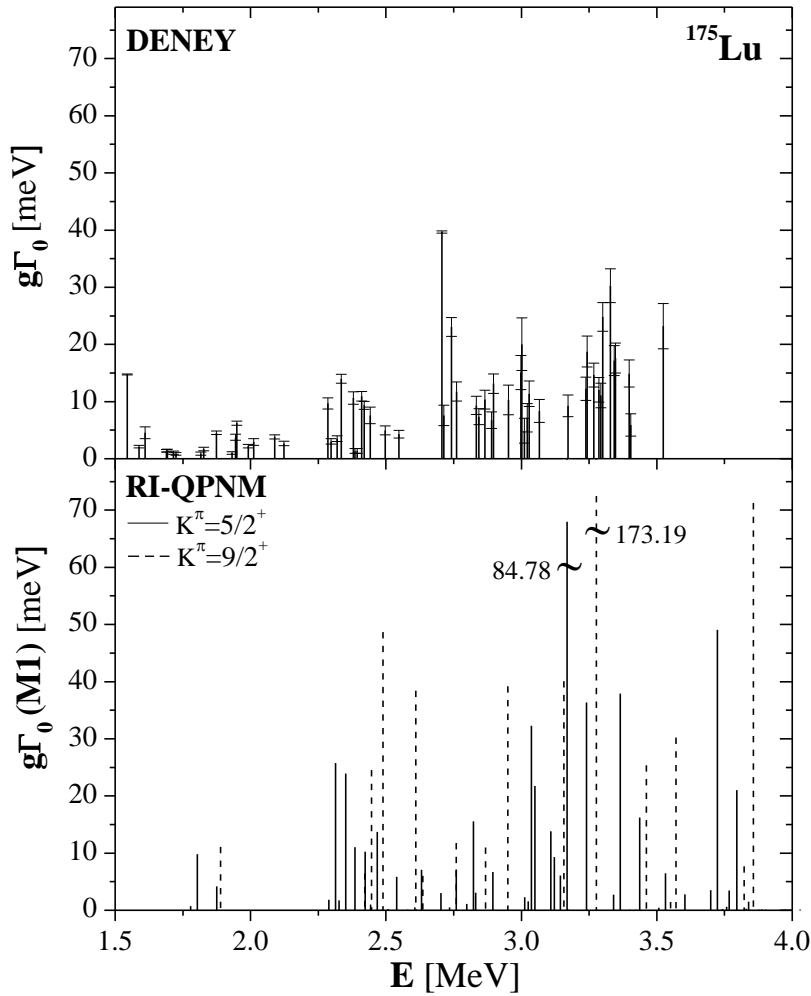
Şekil 7.16. ^{175}Lu çekirdeği için 1.5–4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması. Şeklin üst kısmındaki grafik deneysel sonuçların enerjiye göre dağılımını göstermektedir [139]. Deneyde uyarılma seviyeleri için spin ve parite tayin edilemediğinden grafiğin sağ ve sol tarafındaki skalalar $E1$ ve $M1$ geçiş olasılıklarını göstermektedir. Şeklin orta ve alt kısmındaki grafiklerde ise sırasıyla RI-QPNM ve NRI-QPNM ile hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimalleri verilmiştir. Bu grafiklerde düz ve kesikli çizgiler sırası ile $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerini göstermektedir.

Şekil 7.16’da verilen NRF deneyi 1.5–3.6 MeV enerji aralığında gerçekleştirilmiştir. Deneyde 1.545 MeV ve 1.611 MeV enerjilerinde gözlenen seviyeler oktipol seviyesi olarak verilmiştir [139]. Çift-çift çekirdeklere kural olarak $K=1$ seviyelerinin paritesi

pozitif, $K=0$ seviyelerinin paritesi ise negatiftir [24]. Bu yarı-deneysel yaklaşımdan yola çıkarak ve ^{175}Lu çekirdeğinde tek kalan protonun elektromanyetik geçişlerde sadece izleyici rolü oynadığı düşünülerek, sözü geçen seviyelerin paritelerinin negatif olacağı söylenebilir. Deneysel olarak 1.711 MeV enerjisinde gözlenen $B(E1) = 14.6 \pm 3.39 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ elektrik dipol seviyesi ile uyuşmaktadır. 0^- oktupol fononlarının tek kalan proton ile etkileşmesi sonucu ^{174}Yb korunda 1.71 MeV enerjide ortaya çıkan $K=0^-$ oktupol seviyesi ^{175}Lu çekirdeğinde birkaç seviyeye dağılmıştır. ^{175}Lu çekirdeğinde bu seviyelerin $1.5\text{--}1.8 \text{ MeV}$ enerji aralığına yayıldığı söylenebilir. Bu nedenle deneysel veriler ile teorik sonuçların karşılaştırılmasında $1.8\text{--}3.6 \text{ MeV}$ enerji aralığında olan seviyeler dikkate alınmıştır [139]. Deneysel olarak gözlenen bu seviyeler için parite tayini mümkün olmadığından 1.8 MeV 'in üzerindeki tüm seviyelerin $M1$ karakterli oldukları kabul edilmiştir. Bu kabule göre NRF deneyinde $1.8\text{--}3.6 \text{ MeV}$ enerji aralığında toplam gücü $\sum B(M1 \uparrow) = 2.123 \pm 0.88 \mu_N^2$ olan 51 seviye belirlenmiştir. [139]. Teorik olarak aynı enerji aralığında toplam manyetik dipol güç RI-QPNM ile $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 3.251 \mu_N^2$ olarak tahmin edilmiştir. Şuana kadar yapılan teorik çalışmalar kor çekirdeğindeki toplam $M1$ gücü ile tek çekirdekteki toplam $M1$ gücünün bir biri ile uyumlu olması gerektiğini ortaya koymuştur. Hesaplamalarda ^{175}Lu çekirdeğinde $1.8\text{--}3.6 \text{ MeV}$ enerji aralığında yer alan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ seviyelerinin yapısına en büyük katkıyı veren kolektif kor fononlarının $2\text{--}4 \text{ MeV}$ enerji aralığında oldukları göz önüne alındığında böyle bir karşılaştırma yapılırken korun $2\text{--}4 \text{ MeV}$ enerji aralığındaki toplam $M1$ gücü dikkate alınmalıdır. Tek çekirdekteki polarizasyon etkileri dikkate alındığında ^{175}Lu için $1.8\text{--}3.6 \text{ MeV}$ enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 3.346 \mu_N^2$ değerinin ^{174}Yb korunda $2\text{--}4 \text{ MeV}$ enerji aralığında RI-QRPA ile hesaplanan $\sum_{K=1} B(M1 \uparrow) = 3.830 \mu_N^2$ değeriyle uyuştuğunu söylemek mümkündür.

Teorik olarak hesaplanan manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının enerjiye göre dağılımının deneyde belirlenen dipol radyasyon kalınlıklarının enerjiye göre dağılımları ile karşılaştırılması deneyde gözlenen spektrumdan $M1$ karakterli seviyelerin ayrışımında bilgi verici olabilir. Şekil 7.17 RI-QPNM ile hesaplanan manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının deneyde gözlenen dipol radyasyon

kalınlıkları ile karşılaştırılmasını göstermektedir. Şekil 7.17'nin üst kısmındaki grafiklerde Herzberg vd. (1997) tarafından yapılmış olan NRF deneyinin sonuçları (düz çizgi) verilmiştir [139]. Şekil 7.17'nin alt kısmındaki grafik ise RI-QPNM ile teorik olarak hesaplanan manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının enerjiye göre dağılımlarını göstermektedir. Bu grafikte yer alan düz ve kesikli çizgiler sırası ile $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerini belirtmektedir.

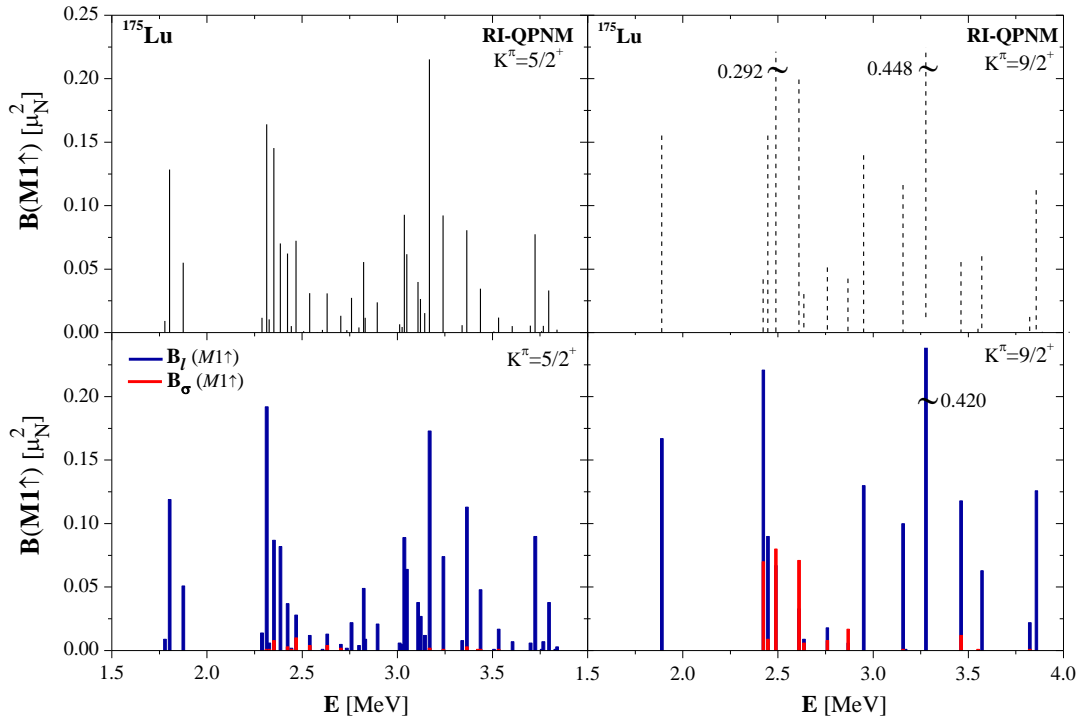


Şekil 7.17. ^{175}Lu çekirdeğinde RI-QPNM ile hesaplanan manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının NRF deneyinin [139] sonuçları ile karşılaştırılması. Üstteki grafik deneyde belirlenen dipol radyasyon kalınlıklarını göstermektedir (düz çizgi) [139]. Altındaki grafikte ise RI-QPNM ile hesaplanan manyetik dipol radyasyon kalınlıkları verilmiştir. Bu grafikteki düz ve kesikli çizgiler sırasıyla $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerini belirtmektedir.

Şekil 7.17'de verilen sonuçlara göre teori 1.5–4 MeV enerji aralığında çok sayıda $M1$ seviyesinin varlığını öngörmektedir. Daha önce belirttiğimiz gibi deneyde 1.8 MeV'in altındaki seviyeler oktipol $E1$ seviyeleri olarak belirlendiğinden bu seviyeler dikkate

alınmazsa 1.8–3.5 MeV enerji aralığındaki toplam radyasyon kalınlığı deneysel olarak $\sum g\Gamma_0 = 528.62 \pm 76.86 \text{ meV}$ 'dir. RI-QPNM sonuçlarına göre aynı enerji aralığındaki toplam $M1$ radyasyon kalınlığı $\sum g\Gamma_0 (M1) = 858 \text{ meV}$ 'dir. Bu toplam kalınlığın $\sum g\Gamma_0 (M1) = 437 \text{ meV}$ 'lik kısmı $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine, $\sum g\Gamma_0 (M1) = 421 \text{ meV}$ 'lik kısmı ise $K^\pi=5/2^+$ uyarılma seviyelerine aittir.

^{175}Lu çekirdeğinde deneysel olarak gözlenen $M1$ seviyelerinin orbital ve spin karakterlerinin teorik olarak incelenmesi tek kütle numaralı çekirdekte makas modun sistematik araştırmaları için önemlidir. Şekil 7.18'de ^{175}Lu çekirdeğinde taban durumdan $5/2^+$ ve $9/2^+$ uyarılma durumları için hesaplanan $B(M1)$ ihtimalleri ile manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar gösterilmiştir. Şekil 7.18'in üst kısmındaki grafiklerde sırasıyla $5/2^+$ ve $9/2^+$ seviyeleri için $M1$ geçiş ihtimalleri, alt kısmındaki grafiklerde ise bu seviyelere ait $M1$ güçlerine, spin ve orbital bileşenlerinden gelen katkılar verilmiştir. Spin kısmından gelen katkılar kırmızı, orbital kısımdan gelen katkılar ise mavi renk ile gösterilmiştir.



Şekil 7.18. ^{175}Lu çekirdeği için 1.5–4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $M1$ geçiş ihtimalleri ve $M1$ gücüne spin–orbital kısımlarının katkıları. Şeklin üst kısmındaki grafiklerde taban durumdan sırasıyla $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimalleri verilmiştir. Şeklin alt kısmındaki grafikler ise sırası ile $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ seviyelerine ait $M1$ güçlerine dipol operatörünün orbital ve spin kısımlarından gelen katkıları göstermektedir. Bu grafiklerde spin kısmından gelen katkılar kırmızı, orbital kısımdan gelen katkılar ise mavi renk ile gösterilmiştir.

Şekil 7.18'den görüldüğü gibi ^{175}Lu çekirdeğinde 1.5–4 MeV enerji aralığında yer alan $K^\pi=5/2^+$ uyarılma seviyelerine ait $M1$ geçiş olasılıklarına spin kısımdan gelen katkılar çok küçüktür ve bu geçiş olasılıklarının tamamı orbital karakterlidir. Ancak $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine ait $M1$ geçiş olasılıklarına baktığımızda 2.432 MeV, 2.554 MeV ve 2.812 MeV enerjilerinde yer alan üç adet $M1$ geçişinin baskın biçimde spin karakterli olduğu görülür. Bu uyarılmalar dışında kalan $M1$ geçiş olasılıklarına ise spin katkısı çok küçüktür ve bu geçişler orbital karakterlidir. Şekil 7.17'den açıkça görülmektedir ki küçük spin karışımlarının $M1$ gücüne katkıları oldukça kuvvetli etki göstermektedir. Örneğin 2.423 MeV'de taban durumdan $5/2^+$ seviyesine geçiş için hesaplanan $M1$ gücüne orbital kısımdan gelen katkı $B_l(M1 \uparrow) = 0.087 \mu_N^2$ iken spin kısımdan gelen katkı sadece $B_s(M1 \uparrow) = 0.008 \mu_N^2$ 'dir. Bu durumda orbital spin oranı $M_l/M_s = 3.4$ olacaktır ki oranın önündeki pozitif işaret spin-orbital kısımlarının $M1$ gücüne yapıcı katkıda bulunacağını gösterir. Nitekim hem orbital hem de spin kısımlarını içeren toplam güç $B(M1 \uparrow) = 0.145 \mu_N^2$ bulunmuştur. Bu sonuç sözü geçen $M1$ gücüne manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarının yapıcı katkıda bulunduğunu göstermektedir. Bir başka örnek olarak 2.366 MeV enerjili $9/2$ seviyesini inceleyelim. Bu enerjideki $M1$ gücüne orbital ve spin kısımlarından gelen katkılar sırasıyla $B_l(M1 \uparrow) = 0.221 \mu_N^2$ ve $B_s(M1 \uparrow) = 0.070 \mu_N^2$ olarak bulunmuştur. Bu seviye için orbital-spin oranı $M_l/M_s = -1.8$ 'dir. M_l/M_s oranının negatif işaretinden dolayı spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar yıkıcıdır, bu nedenle orbital ve spin kısımlarının ikisini de içeren toplam güç $B(M1 \uparrow) = 0.042 \mu_N^2$ bulunmuştur.

^{174}Yb kor çekirdeğinde düşük enerjili $M1$ uyarılmalarına ait önemli karakteristiklerden biri, diğer nadir toprak deforme çekirdeklerindeki gibi uyarılmaların baskın biçimde izovektör karakterli olmasıdır. Çift kordan tek-A'lı çekirdeğe geçildiğinde bu karakteristiğin nasıl değişeceğine bakalım: ^{175}Lu çekirdeğinde 1.5–4 MeV enerji aralığında taban durumdan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine $M1$ geçişleri için izoskaler ($\tau = 0$) manyetik dipol gücü sırasıyla $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 5/2^+; \tau = 0) = 5.69 \times 10^{-3} \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 9/2^+; \tau = 0) = 1.96 \times 10^{-3} \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Öte yandan aynı enerji aralığında taban durumdan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine geçişler için toplam $M1$ gücüne manyetik dipol

operatörünün izovektör ($\tau = 1$) kısmından gelen katkılar sarasıyla $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 5/2^+; \tau = 1) = 1.704 \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 9/2^+; \tau = 1) = 1.884 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar ^{175}Lu çekirdeğinde düşük enerjili $M1$ seviyelerinin baskın olarak izovektör ($\tau = 1$) karakterli olduklarını göstermektedir.

7.2.4. ^{181}Ta çekirdeği için sayısal sonuçlar

Bu çalışmada manyetik dipol geçiş ihtimalleri araştırılan bir diğer tek kütle numaralı deforme çekirdek, periyodik tablonun geçiş metalleri bölgesinde yer alan ^{181}Ta 'dır. Deneysel olarak ^{181}Ta çekirdeğinde düşük enerjili dipol uyarılmaları 1998 yılında Wolpert vd. tarafından NRF deneyi [140] ile araştırılmasına rağmen bugüne kadar gözlenen dipol uyarılmalarını yorumlayacak hiçbir teorik çalışma yapılmamıştır. Bu durum ^{181}Ta çekirdeğini teorik hesaplamalarımız için çekici kılmaktadır. Ayrıca ^{181}Ta çekirdeğine komşu çift-çift ^{180}Hf ve ^{182}W çekirdeklerinde dipol geçişlerinin deneysel ve teorik olarak çalışılmış olması sistematik araştırma penceresinden bakıldığında ^{181}Ta çekirdeği, kullandığımız model için önemli bir test zemini oluşturmaktadır.

Bilindiği gibi mikroskobik modelde tek kütle numaralı çekirdeklerin kolektif seviyeleri tek kuaziparçacık ve korun kolektif fononlarının etkileşmesi sonucu oluşmaktadır. Bu nedenle ^{181}Ta çekirdeğinin koru olan çift-çift ^{180}Hf çekirdeğindeki $M1$ uyarılmalarının mikroskobik model çerçevesinde teorik olarak incelenmesi ve elde edilen sonuçların deneysel sonuçlar ile uyumu, ^{181}Ta çekirdeğindeki düşük enerjili manyetik dipol karakteristiklerinin doğru olarak belirlenmesi bakımından önemlidir.

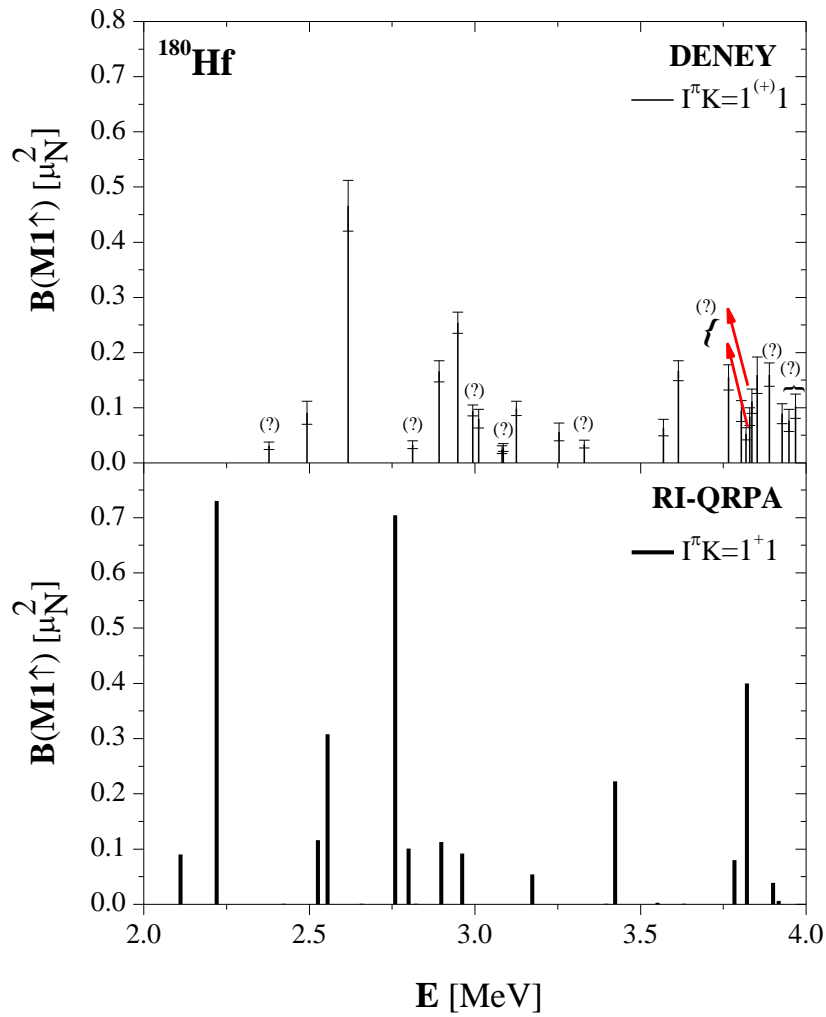
^{180}Hf çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığında yer alan kolektif $I^\pi K=1^+1$ uyarılmaları için RI-QRPA ile hesaplanan enerji (ω_i), manyetik dipol ($M1$) ve manyetik dipol radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin deneysel sonuçlar [28] ile karşılaştırılması Tablo 7.15'te verilmiştir. Tabloda ayrıca $M1$ seviyelerinin orbital-spin oranları da verilerek seviyelerin spin ve orbital karakterleri incelenmiştir.

Tablo 7.15. ^{180}Hf çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığındaki manyetik dipol uyarılmalarının $I^\pi K=1^+1$ dalı için RI-QRPA ile hesaplanan ω_i , $B(M1 \uparrow)$, $\Gamma_0(M1)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması. Burada ayrıca seviyelerin hesaplanan M_l/M_s oranları da verilmiştir. Tabloda sadece $B(M1) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan durumlar gösterilmiştir.

RI-QRPA				DENEY [28]			
ω_i [MeV]	$B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\frac{M_l}{M_s}$	$\Gamma_0(M1)$ [meV]	ω_i [MeV]	$I^\pi K$	$B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\Gamma_0(M1)$ [meV]
2.111	0.090	7.90	3.256	2.493	$1^{(+)1}$	0.091±0.021	1.5±1.3
2.220	0.730	6.47	30.826	2.617	$1^{(+)1}$	0.466±0.046	32.2±3.2
2.526	0.116	8.83	7.222	2.892	$1^{(+)1}$	0.166±0.019	15.5±1.8
2.555	0.308	8.91	19.810	2.948	$1^{(+)1}$	0.254±0.019	25.1±1.9
2.759	0.704	4.72	57.049	3.011	$1^{(+)1}$	0.080±0.017	8.4±1.8
2.800	0.101	-3.99	8.593	3.125	$1^{(+)1}$	0.099±0.013	11.7±1.5
2.898	0.113	0.43	10.467	3.254	$1^{(+)1}$	0.056±0.016	7.4±2.1
2.961	0.092	0.86	9.240	3.569	$1^{(+)1}$	0.064±0.015	11.1±2.6
3.173	0.054	0.38	6.619	3.766	$1^{(+)1}$	0.155±0.023	31.9±4.7
3.423	0.223	-7.63	34.472	3.804	$1^{(+)1}$	0.094±0.019	20.0±4.0
3.784	0.080	-0.33	16.806	3.852	$1^{(+)1}$	0.159±0.033	35.1±7.2
3.821	0.400	22.43	86.069				
3.900	0.039	2.08	8.896				
3.916	0.010	-0.13	1.460				

Teorik hesaplama sonuçlarına göre 2–4 MeV enerji aralığında 14 tane $I^\pi K=1^+1$ seviyesi vardır. Bu seviyelerin orbital-spin oranlarına bakıldığında 9 tanesinin orbital ($M_l/M_s > 1$), geriye kalan 5 tanesinin ise spin titreşim karakterli ($M_l/M_s < 1$) oldukları görülmektedir. Ayrıca sayısal hesaplar 2–4 MeV arasındaki bu seviyelerin en az dört kuaziparçacık çiftinden oluştuğunu gösterdiğinden seviyelerin güçlü biçimde kolektif yapıya sahip oldukları söylenebilir.

Deneyde 2–4 MeV enerji aralığında spini ve K kuantum sayısı kesin olarak 1 olan toplam 11 tane seviye gözlenmiştir. Ancak bu seviyelerin pariteleri bilinmemektedir. Şekil 7.19’da ^{180}Hf çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığında yer alan K=1 seviyeleri için RI-QRPA ile hesaplanan $B(M1)$ manyetik dipol geçiş ihtimalleri Pietralla vd. (1997) tarafından gerçekleştirilen NRF [28] deneyinin sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Şekil 7.19’un üst kısmındaki grafikte deneysel olarak belirlenmiş $B(M1)$ büyüklüklerinin enerjiye göre değişimi hataları ile birlikte verilmiştir. Şekil 7.19’un alt kısmındaki grafik ise 2–4 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(M1)$ değerlerini göstermektedir.



Şekil 7.19. ^{180}Hf çekirdeğindeki manyetik dipol uyarılmalarının $I^\pi K=1^{+1}$ dalı için 2–4 MeV enerji bölgesinde RI-QRPA ile hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin deneysel değerlerle [28] karşılaştırılması. Şeklin üst kısmındaki grafikte NRF deneyinin sonuçları hataları ile birlikte verilmiştir. Şeklin alt kısmındaki grafik ise teorik hesaplama sonuçlarını (kalın düz çizgi ile) göstermektedir.

^{180}Hf için teori $\omega_i = 2.220 \text{ MeV}$ ve $\omega_i = 2.759 \text{ MeV}$ enerjide sırası ile $B(M1) = 0.730 \mu_N^2$ ve $B(M1) = 0.704 \mu_N^2$ olan iki büyük izole $M1$ geçiş ihtimali öngörmektedir. Yine teorinin $\omega_i = 2.555 \text{ MeV}$ enerjide $B(M1) = 0.308 \mu_N^2$ ile öngördüğü seviyenin deneysel olarak 2.617 MeV enerjide gözlenen $B(M1) = 0.466 \pm 0.046 \mu_N^2$ durumu olduğu varsayılabilir. Teoride 2.7–3.0 MeV enerji aralığında kümelenmiş $M1$ uyarılmaları deneysel olarak 2.8–3.2 MeV enerji aralığında gözlenen $M1$ seviyeleri ile uyumaktadır. Benzer biçimde deneyde 3.4 MeV üzerinde gözlenen $M1$ uyarılmaları da teori ile uyumludur. Genel olarak spektrumda hesaplanan manyetik dipol uyarılmaları için parçalanma ve kümelenme, deneyde gözlenen paritesi bilinmeyen $K=1$ dipol uyarılmaları ile hemen hemen aynı

bölgelere yerleşmiştir. Bu benzerlikten yola çıkarak deneyde gözlenen dipol seviyelerinin baskın biçimde manyetik karakterli olduğu sonucuna varabiliriz.

RI-QRPA hesaplamalarına göre ^{180}Hf çekirdeğinde 2 MeV'den 4 MeV enerjisine kadar olan seviyelerin manyetik dipol güçleri toplamı $\sum_{K=1} B(M1) = 3.07 \mu_N^2$ 'dir. Kuantum sayıları bilinmeyen tüm deneysel seviyelerin manyetik dipol karakterli olduğu kabul edilirse toplam manyetik dipol güç $\sum_{K=1} B(M1) = 2.774 \pm 0.434 \mu_N^2$ olarak bulunur ki bu sonuç teoride elde ettiğimiz sonuç ile uyumludur. Aynı enerji aralığında toplam $M1$ radyasyon kalınlığı $\sum_{K=1} \Gamma_0(M1) = 302.147 \text{ meV}$ olarak hesaplanmıştır. Deneyde belirlenen toplam $M1$ radyasyon kalınlığı ise $\sum_{K=1} \Gamma_0(M1) = 366.65 \pm 126.22 \text{ meV}$ 'dir. Deney ve teori arasındaki farklılıklar deneyde gözlenen seviyelerin kuantum sayıları ve paritelerindeki belirsizliklerden kaynaklanmaktadır.

^{180}Hf çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığındaki toplam izoskaler ve izovektör $M1$ gücü sırasıyla $\sum_{K=1} B(M1)(\tau = 0) = 3.71 \times 10^{-2} \mu_N^2$ ve $\sum_{K=1} B(M1)(\tau = 0) = 2.98 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar ^{180}Hf çekirdeğinde düşük enerjili manyetik dipol seviyelerinin baskın biçimde izovektör karakterli olduğunu göstermektedir.

^{180}Hf kor çekirdeğindeki $I^\pi K=1^+1$ seviyelerinin manyetik dipol özelliklerinin RI-QRPA metodu ile incelenmesinin ardından ^{181}Ta için elde edilen sayısal sonuçları tartışabiliriz. ^{181}Ta çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi deneysel olarak $K^\pi=7/2^+$ şeklinde belirlenmiştir. Bu durumda incelenecek $M1$ uyarılmalarının $K^\pi=7/2^+$ taban durumundan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma durumlarına olması beklenir.

RI-QPNM sonuçları ^{181}Ta çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığında yer alan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerinin kuaziparçacık \otimes fonon etkileşmelerinden kuvvetli biçimde etkilendiğini göstermektedir. RI-QPNM hesaplamalarına göre bu seviyelerin yapısına en büyük katkı dalga fonksiyonunun kuaziparçacık \otimes fonon kısmından gelmektedir. Bununla birlikte düşük enerjilerde (1.5 MeV'in altı) tek kuaziparçacık katkıları artmaktadır. Tablo 7.16'da örnek olarak 2–4 MeV enerji aralığında yer alan

$B(M1 \uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma durumlarının RI-QPNM ile hesaplanan seviye yapıları verilmiştir.

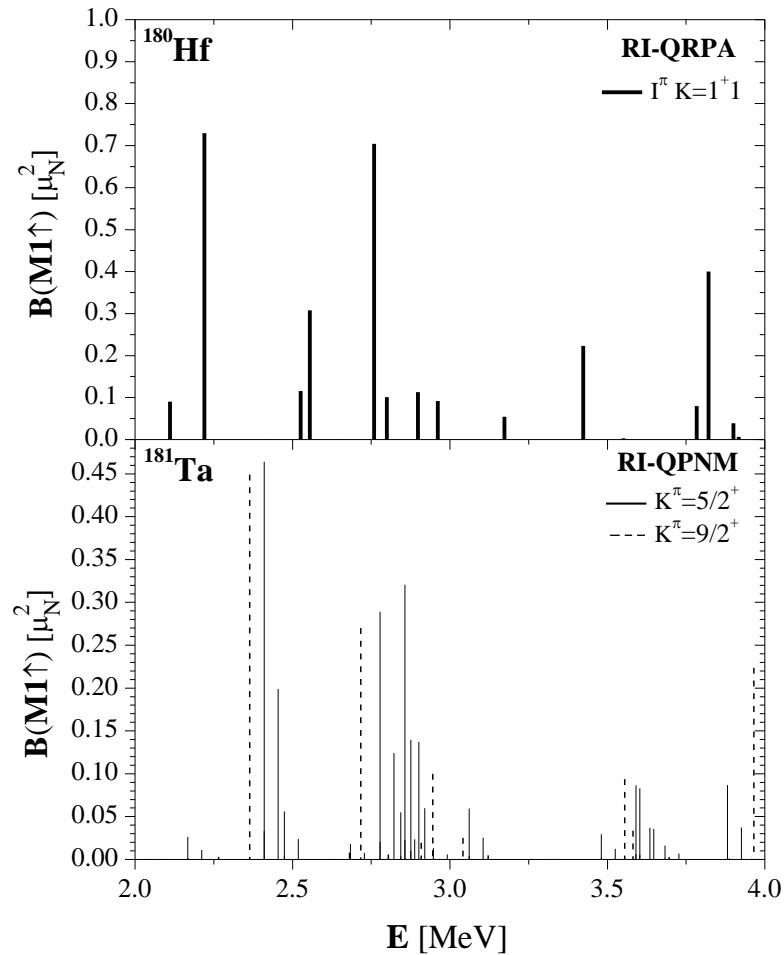
Tablo 7.16. ^{181}Ta çekirdeğinin 2–4 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K\zeta q}^j$), kuaziparçacık fonon-karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K\zeta v}$), kuaziparçacık-fonon yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$) ile bu seviyelere en büyük katkıyı veren çift-çift kor fonon enerjileri (ω_i) ve bu fononların çift kuaziparçacık yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma], \psi_{ss'}^i$). Burada sadece dalga fonksiyonuna %5'ten daha büyük katkı sağlayan kuaziparçacık-fonon bileşenleri ile fonon dalga fonksiyonuna katkısı %1'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinin yapıları verilmiştir.

E_j [MeV]	K^π	$N_{K\zeta q}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta v}$	Seviye Yapısı [$Nn_z\Lambda\Sigma$] \otimes Q_i	Çift-Çift Korun Fonon Yapısı		
					ω_i [MeV]	[$Nn_z\Lambda\Sigma$]	$\psi_{ss'}^i$
2.308	9/2 ⁺	0.038	0.999	%99.8[404] \downarrow \otimes Q_4	2.222	nn624 \uparrow – 615 \uparrow	-0.458
2.454	5/2 ⁺	0.025	0.996	%64.7[404] \downarrow \otimes Q_4		pp523 \uparrow – 514 \uparrow	-0.518
2.661	9/2 ⁺	0.021	0.999	%99.9[404] \downarrow \otimes Q_7	2.572	nn521 \uparrow – 510 \uparrow	0.303
						nn521 \uparrow – 512 \uparrow	0.111
						nn512 \downarrow – 512 \uparrow	0.101
						nn512 \uparrow – 503 \uparrow	0.253
						nn642 \uparrow – 633 \uparrow	-0.106
						nn633 \uparrow – 624 \uparrow	-0.130
						nn624 \uparrow – 615 \uparrow	-0.182
						pp411 \uparrow – 402 \uparrow	0.128
						pp523 \uparrow – 514 \uparrow	0.193
						pp514 \uparrow – 505 \uparrow	0.424
2.822	5/2 ⁺	0.145	0.989	%51.0[404] \downarrow \otimes Q_9	2.764	nn521 \uparrow – 512 \uparrow	-0.243
						nn512 \downarrow – 512 \uparrow	0.192
						nn514 \downarrow – 505 \downarrow	-0.209
						pp411 \downarrow – 411 \uparrow	0.197
						pp411 \uparrow – 402 \uparrow	0.464
						pp523 \uparrow – 514 \uparrow	-0.107
						pp514 \uparrow – 505 \uparrow	0.266
2.890	9/2 ⁺	0.025	0.9997	%99.9[404] \downarrow \otimes Q_{10}	2.802	nn512 \downarrow – 512 \uparrow	-0.465
						pp411 \downarrow – 411 \uparrow	-0.433
2.901	5/2 ⁺	0.140	0.990	%36.2[404] \downarrow \otimes Q_{10}		pp411 \uparrow – 402 \uparrow	-0.250
						pp514 \uparrow – 505 \uparrow	0.115
2.920	5/2 ⁺	0.149	0.989	%60.5[404] \downarrow \otimes Q_{11}	2.822	nn512 \downarrow – 512 \uparrow	-0.430
						pp411 \downarrow – 411 \uparrow	0.479
						pp411 \uparrow – 402 \uparrow	0.116
						pp514 \uparrow – 505 \uparrow	0.158
3.910	9/2 ⁺	0.047	0.999	%99.4[404] \downarrow \otimes Q_{21}	3.822	nn510 \uparrow – 521 \uparrow	0.367
						nn512 \uparrow – 523 \uparrow	0.373
						nn523 \downarrow – 514 \downarrow	-0.114
						pp411 \uparrow – 400 \uparrow	0.311
						pp411 \uparrow – 402 \uparrow	-0.307

Tablo 7.16'da sadece seviyelerin yapısına en büyük katkıyı veren kuaziparçacık-fonon karışımları verilmiştir. Ancak 2–4 MeV aralığındaki bu seviyelerin yapısına farklı [404] \downarrow \otimes Q_i konfigürasyonlarından da katkılar gelmektedir. Örneğin 3.910 MeV'de yer alan 9/2⁺ seviyesi %99.4 [404] \downarrow \otimes Q_{21} , %0.27 [404] \downarrow \otimes Q_{20} ve %0.07 [404] \downarrow \otimes Q_{22} bileşenlerinden oluşmaktadır. 2–4

MeV enerji aralığındaki $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerinin yapısı $[404] \otimes Q_i$ kuaziparçacık \otimes fonon karışımlarından oluşmasına rağmen 5 MeV'in üzerindeki uyarılma enerjilerinde yer alan seviyelerin yapılarına $7/2^+[413] \uparrow \otimes Q_i$ ve $7/2^+[633] \uparrow \otimes Q_i$ karışımlarından da katkılar gelmektedir. Örneğin 8.394 ve 8.396 MeV enerjili $K^\pi=9/2^+$ seviyelerinin yapılarına en büyük katkılar sırası ile %99.9 $[633] \uparrow \otimes Q_{21}$ ve %99.9 $[413] \uparrow \otimes Q_3$ bileşenlerinden gelmektedir.

^{181}Ta çekirdeğinde $K^\pi=7/2^+$ taban durumundan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine manyetik dipol geçiş ihtimalleri için elde edilen sonuçlar Şekil. 7.20'de ^{180}Hf çift koru için aynı enerji aralığında hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimalleri ile karşılaştırılmıştır.



Şekil 7.20. ^{180}Hf ve ^{181}Ta çekirdekleri için teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımları. Şeklin üst kısmındaki grafikte ^{180}Hf için RI-QRPA ile hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimallerinin $K^\pi=1^+$ dalları kalın düz çizgi ile gösterilmiştir. Şeklin alt kısmındaki grafikte ise ^{181}Ta çekirdeğinin $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ seviyeleri için RI-QPNM ile hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimalleri sırası ile düz ve kesikli çizgiler ile verilmiştir.

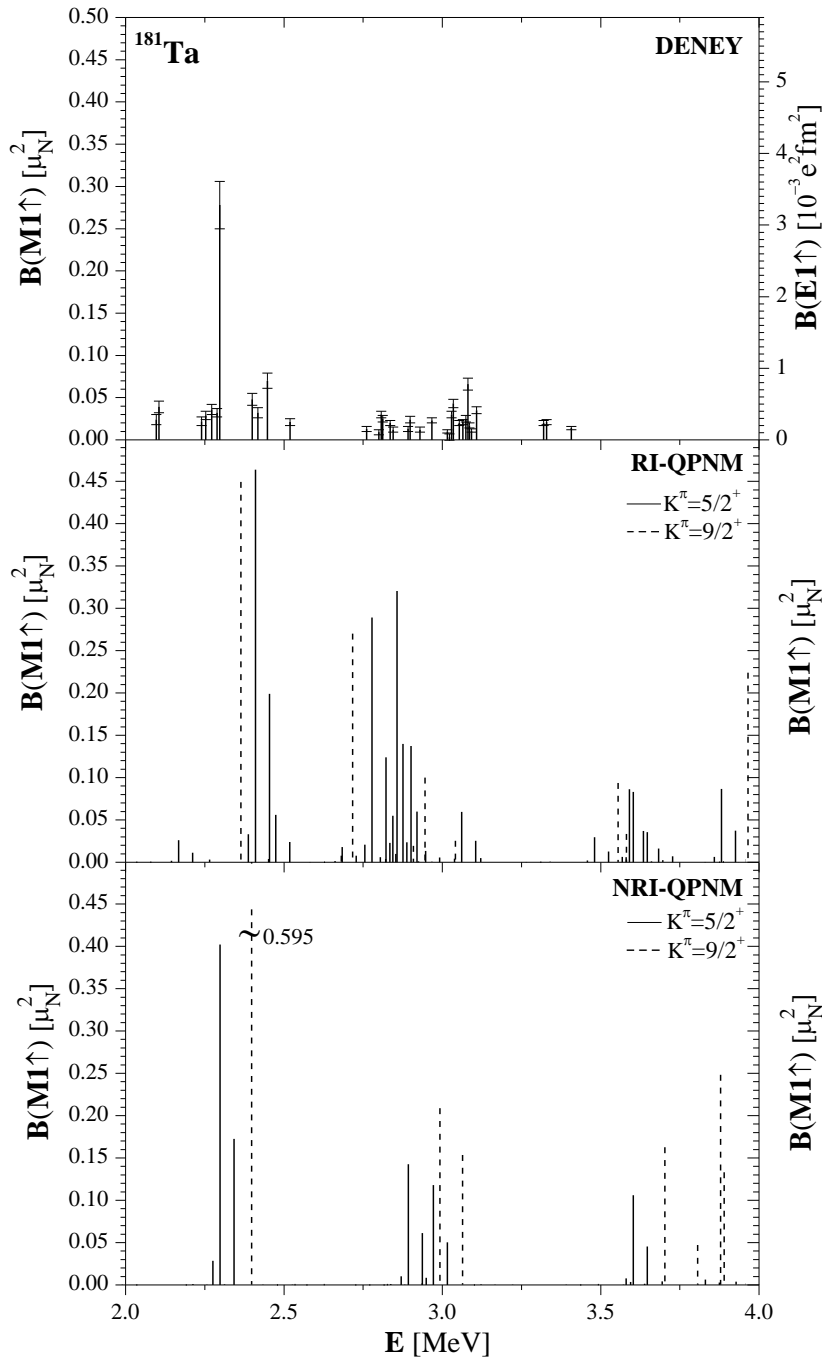
Şekil 7.20'den de görüldüğü gibi çift-çift ^{180}Hf çekirdeğinden tek kütleli ^{181}Ta çekirdeğine geçildiğinde $M1$ spektrumundaki parçalanma artmaktadır. Kuvvetli parçalanmanın nedeni çift-çift ^{180}Hf çekirdeğinde tek bir $K=1$ seviyesinde toplanan $M1$ gücünün komşu tek kütleli ^{181}Ta çekirdeğinde dört farklı $M1$ seviyesi tarafından paylaşılmasıdır. Bunu birkaç örnekle açıklayalım: ^{180}Hf çekirdeğinde $K=1$ seviyelerine ait en büyük manyetik dipol geçiş ihtimalleri 2.220 MeV'de $B(M1 \uparrow) = 0.730 \mu_N^2$ ve 2.759 MeV'de $B(M1 \uparrow) = 0.704 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. ^{180}Hf 'de 2.220 MeV'deki $B(M1 \uparrow) = 0.730 \mu_N^2$ seviyesi ^{181}Ta çekirdeğinde 2.308 MeV enerjili $K^\pi=9/2^+$ ve 2.454 MeV enerjili $K^\pi=5/2^+$ seviyelerine manyetik dipol güç sırası ile $B(M1 \uparrow) = 0.449 \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 0.469 \mu_N^2$ olacak şekilde dağılmıştır. ^{180}Hf çekirdeğinde 2.759 MeV'deki $B(M1 \uparrow) = 0.704 \mu_N^2$ seviyesi ^{181}Ta çekirdeğinde 2.661 MeV enerjili $K^\pi=9/2^+$ ve 2.822 MeV enerjili $K^\pi=5/2^+$ seviyelerine manyetik dipol güçleri sırası ile $B(M1 \uparrow) = 0.270 \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 0.289 \mu_N^2$ olacak şekilde dağılmıştır.

Toplam açıl momentum operatörünün özelliklerinden dolayı her bir $K^\pi=5/2^+$ seviyesine ait $M1$ gücü kuantum sayıları sırasıyla $I^\pi K=5/2^+5/2$, $I^\pi K=7/2^+5/2$ ve $I^\pi K=9/2^+5/2$ olan seviyelere dağılır ve paylaşılan bu $M1$ gücünü $2/3$ 'lük kısmı kuantum sayıları $I^\pi K=5/2^+5/2$ olan durumlar tarafından taşınır. Her bir $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyesine ait $M1$ gücü ise kuantum sayıları $I^\pi=9/2^+5/2$ olan durumlarda toplanmıştır. Bunu birkaç sayısal sonuçla göstermekte yarar vardır. Tablo 7.17'de örnek olarak 2–4 MeV enerji aralığında yer alan ve $B(M1 \uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyeleri için RI-QPNM metodu ile hesaplanan E_j , $B(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $g\Gamma_0^{red}(M1)$, $g\Gamma_0(M1)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ ve $\sum_{I_f g} \Gamma_0(M1)$ büyüklükleri verilmiştir.

Tablo 7.17. ^{181}Ta çekirdeğinde RI-QPNM kullanılarak hesaplanan E_j , $B(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $g\Gamma_0^{red}(M1)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$, $g\Gamma_0(M1)$ ve $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ değerleri. Burada örnek olarak sadece $B(M1 \uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan durumlar gösterilmiştir.

E_j [MeV]	$I_f^\pi K_f$	$B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$g\Gamma_0^{red}(M1)$ [meV MeV ⁻³]	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ [meV MeV ⁻³]	$g\Gamma_0(M1)$ [meV]	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ [meV]
2.308	9/2 ⁺ 9/2	0.449	0.449	5.200	5.200	63.943	63.943
2.454	5/2 ⁺ 5/2	0.464	0.696	5.369	8.052	79.386	119.079
	7/2 ⁺ 5/2	0.199		2.301		34.023	
	9/2 ⁺ 5/2	0.033		0.382		5.670	
2.661	9/2 ⁺ 9/2	0.270	0.270	3.128	3.128	58.931	58.931
2.822	5/2 ⁺ 5/2	0.289	0.434	3.348	5.022	75.215	112912
	7/2 ⁺ 5/2	0.124		1.435		32.325	
	9/2 ⁺ 5/2	0.021		0.239		5.372	
2.890	9/2 ⁺ 9/2	0.099	0.099	1.156	1.156	27.907	27.907
2.901	5/2 ⁺ 5/2	0.321	0.478	3.710	5.565	90.561	135.842
	7/2 ⁺ 5/2	0.134		1.590		38.812	
	9/2 ⁺ 5/2	0.023		0.265		6.469	
2.920	5/2 ⁺ 5/2	0.140	0.201	1.616	2.424	40.258	60.387
	7/2 ⁺ 5/2	0.060		0.693		17.253	
	9/2 ⁺ 5/2	0.001		0.115		2.876	
3.910	9/2 ⁺ 9/2	0.224	0.224	2.591	2.591	154.867	154.867

Şekil 7.21’de ^{181}Ta çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığında teorik $B(M1 \uparrow)$ değerleri deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır. Şekil 7.21’in üst kısmında Wolpert vd. (1998) tarafından gerçekleştirilen NRF deneyinin sonuçları verilmiştir [140]. Daha önce incelenen çekirdeklere olduğu gibi ^{181}Ta için de spin ve parite deneysel olarak belirlenemediğinden deneyde tespit edilen dipol seviyelerinden $E1$ karakterli olanları ayırtılamamaktadır [140]. Bu nedenle grafiğin sağ ve sol tarafındaki skalalar sırası ile taban durumdan uyarılmış duruma $E1$ ve $M1$ geçiş olasılıklarını göstermektedir. Şekil 7.21’in orta ve alt kısmında yer alan grafikte ise sırası ile RI-QPNM ve NRI-QPNM ile hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımları verilmiştir. Bu grafiklerde yer alan düz ve kesikli çizgiler sırası ile $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ seviyelerini göstermektedir.

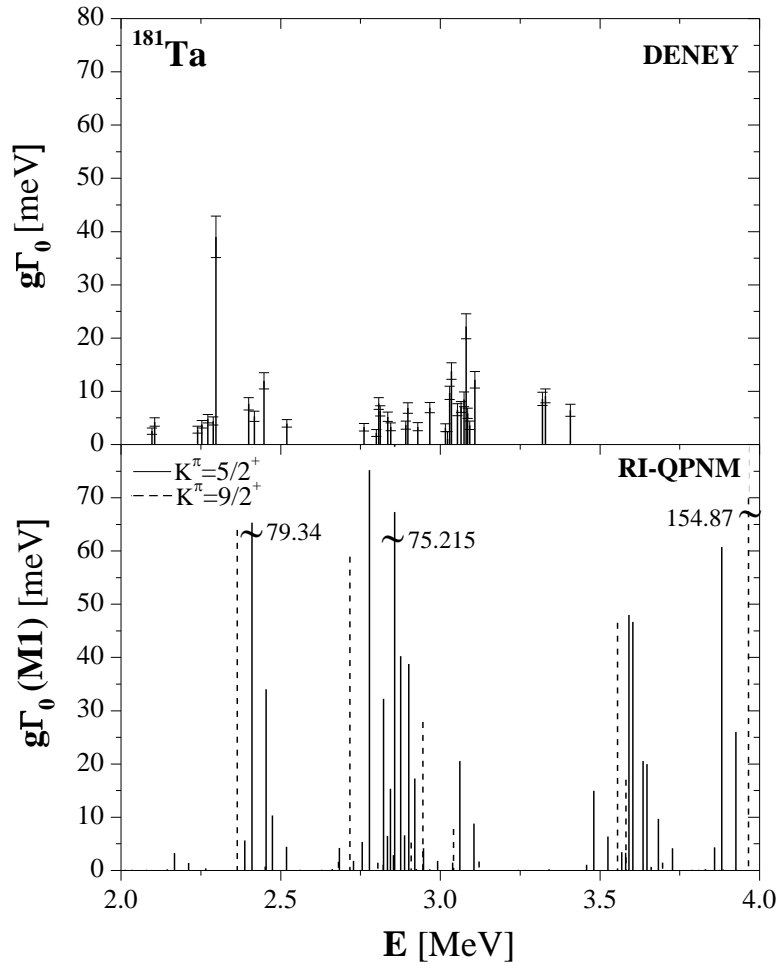


Şekil 7.21. ^{181}Ta çekirdeği için 2–4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması. Şeklin üst kısmındaki grafik deneysel sonuçların enerjiye göre dağılımı göstermektedir [140]. Denede uyarılma seviyeleri için spin ve parite tayin edilemediği için grafiğin sağ ve sol tarafındaki skalalar $E1$ ve $M1$ geçiş olasılıklarını göstermektedir. Şeklin orta ve alt kısmındaki grafiklerde sırasıyla RI-QPNM ve NRI-QPNM kullanılarak hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimalleri verilmiştir. Bu grafiklerdeki düz ve kesikli çizgiler taban durumdan sırası ile $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine manyetik dipol geçiş ihtimalleri göstermektedir.

Şekil 7.21’de verilen NRF deneyi 1.8–3.5 MeV enerji aralığında gerçekleştirilmiştir. Buna göre NRF deneyinde 1.8–3.5 MeV enerji aralığında toplam gücü $\sum B(M1 \uparrow) = 1.262 \pm 0.188 \mu_N^2$ olan toplam 37 seviye belirlenmiştir [140]. Teorik olarak aynı

enerji aralığında toplam manyetik dipol güç RI-QPNM ile $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 3.150 \mu_N^2$ olarak tahmin edilmiştir.

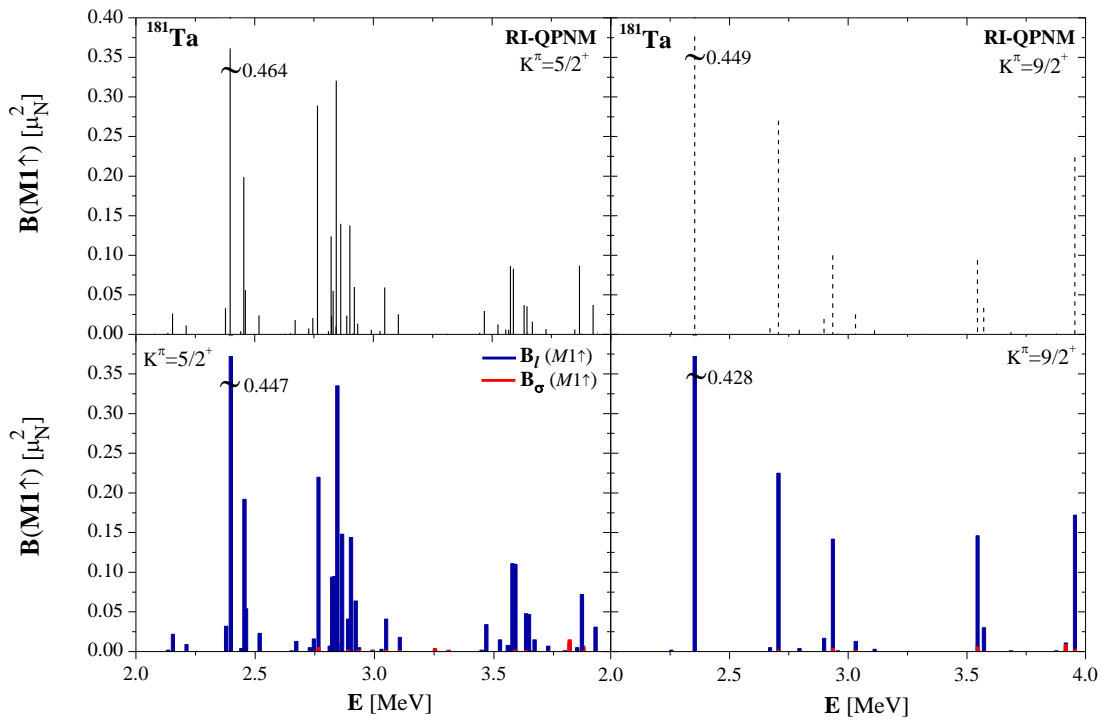
RI-QPNM ile hesaplanan manyetik dipol ve indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının enerjiye göre dağılımının deneysel olarak belirlenen dipol radyasyon ve indirgenmiş dipol radyasyon kalınlıklarının enerjiye göre dağılımları ile karşılaştırılması deneyde gözlenen spektrumdan $M1$ karakterli seviyelerin ayrışımında bilgi verici olabilir. Şekil 7.22'de ^{181}Ta çekirdeğinde RI-QPNM ile hesaplanan manyetik dipol radyasyon kalınlıkları deneyde belirlenen dipol radyasyon kalınlıklarıyla karşılaştırılmıştır. Şekil 7.22'nin üst kısmındaki grafiklerde Wolpert vd. (1998) tarafından yapılmış olan NRF deneyinin sonuçları (düz çizgi) verilmiştir [140]. Şekil 7.22'nin alt kısmındaki grafikler ise ^{181}Ta çekirdeği için teorik olarak hesaplanan manyetik dipol ve indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının enerjiye göre dağılımlarını göstermektedir. Alttaki grafiklerde yer alan düz ve kesikli çizgiler sırası ile $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerini belirtmektedir.



Şekil 7.22. ^{181}Ta çekirdeğinde teorik olarak hesaplanan manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının NRF deneyinde [140] belirlenen dipol radyasyon kalınlıkları ile karşılaştırılması. Üst kısımdaki grafikler sırası ile deneyde belirlenen indirgenmiş dipol radyasyon ve dipol radyasyon kalınlıklarını göstermektedir (düz çizgi) [140]. Alt kısımdaki grafiklerde ise sırası ile RI-QPNM ile hesaplanan indirgenmiş manyetik dipol radyasyon ve manyetik dipol radyasyon kalınlıkları verilmiştir. Düz ve kesikli çizgiler sırasıyla $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerini belirtmektedir.

NRF deneyinde 1.8–3.5 MeV enerji aralığındaki toplam radyasyon kalınlığı $\sum g\Gamma_0 = 266 \pm 40.1 \text{ meV}$ olarak belirlenmiştir. RI-QPNM sonuçlarına göre aynı enerji aralığındaki toplam M1 radyasyon kalınlığı $\sum g\Gamma_0 (M1) = 731.8 \text{ meV}$ 'dir. Bu toplam kalınlığın $\sum g\Gamma_0 (M1) = 216 \text{ meV}$ 'lik kısmı $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine, $\sum g\Gamma_0 (M1) = 515.8 \text{ meV}$ 'lik kısmı ise $K^\pi=5/2^+$ uyarılma seviyelerine aittir. 1.8–3.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile teorik olarak hesaplanan toplam manyetik dipol radyasyon kalınlığı $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red} (M1) = 36.5 \text{ meV MeV}^{-3}$ iken aynı enerji aralığında deneysel olarak belirlenen toplam indirgenmiş dipol radyasyon kalınlığı $\sum g\Gamma_0^{red} = 14.61 \pm 2.18 \text{ meV MeV}^{-3}$ 'dir.

^{181}Ta çekirdeğinde deneysel olarak gözlenen $M1$ seviyelerinin orbital ve spin karakterlerinin teorik olarak incelenmesi, tek kütle numaralı çekirdekte makas modun sistematik araştırmaları için önemlidir. Şekil 7.23'te ^{181}Ta çekirdeğinde taban durumdan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma durumlarına $M1$ geçişleri için hesaplanan $B(M1)$ gücüne manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar gösterilmiştir. Şekil 7.23'ün üst kısmındaki grafiklerde sırasıyla $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ seviyeleri için $M1$ geçiş güçleri, alt kısmındaki grafiklerde ise bu seviyelere ait $M1$ güçlerine spin ve orbital bileşenlerinden gelen katkılar verilmiştir. Spin kısmından gelen katkılar kırmızı, orbital kısımdan gelen katkılar ise mavi renk ile gösterilmiştir.



Şekil 7.23. ^{181}Ta çekirdeği için 2–4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $M1$ güçleri ve $M1$ gücüne spin–orbital kısımlarının katkıları. Şeklin üstteki kısmında yer alan grafiklerde taban durumdan sırasıyla $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimalleri verilmiştir. Şeklin alt kısmında yer alan grafikler ise sırası ile $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ seviyelerine ait $M1$ güçlerine dipol operatörünün orbital ve spin kısımlarından gelen katkıları göstermektedir. Bu grafiklerde spin kısmından gelen katkılar kırmızı, orbital kısımdan gelen katkılar ise mavi renk ile gösterilmiştir.

Şekil 7.23'ten görüldüğü gibi ^{181}Ta çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığında $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine ait $M1$ geçiş olasılıklarına manyetik dipol operatörünün spin kısmından gelen katkılar çok küçüktür ve bu geçiş olasılıklarının hemen hemen tamamı orbital karakterlidir. Sayısal sonuçların analizi küçük spin

karışımlarının $M1$ gücüne katkılarının oldukça kuvvetli etki gösterdiğini ortaya koymaktadır. Örneğin 2.454 MeV'de taban durumdan $K^\pi=5/2^+$ seviyesine geçiş için hesaplanan $M1$ gücüne orbital kısımdan gelen katkı $B_l(M1 \uparrow) = 0.447 \mu_N^2$ iken spin kısımdan gelen katkı sadece $B_s(M1 \uparrow) = 0.0002 \mu_N^2$ 'dir. Bu seviyenin orbital spin oranı $M_l/M_s = 54.2$ olarak hesaplanmıştır ve oranın önündeki negatif işaret $M1$ gücüne spin-orbital katkılarının yıkıcı etki vereceğini gösterir. Nitekim hem orbital hem de spin kısımlarını içeren toplam güç $B(M1 \uparrow) = 0.464 \mu_N^2$ bulunmuştur. Bir başka örnek olarak 3.910 MeV enerjili $K^\pi=9/2^+$ seviyesini inceleyelim. Bu seviyedeki $M1$ gücüne orbital ve spin kısımlarından gelen katkılar sırasıyla $B_l(M1 \uparrow) = 0.172 \mu_N^2$ ve $B_s(M1 \uparrow) = 0.003 \mu_N^2$ olarak bulunmuştur. Bu seviye için orbital-spin oranı $M_l/M_s = 7.12$ 'dir . M_l/M_s oranının pozitif işaretinden dolayı spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar yapıcıdır. Bu nedenle orbital ve spin kısımlarının ikisini de içeren toplam güç $B(M1 \uparrow) = 0.224 \mu_N^2$ bulunmuştur.

^{180}Hf kor çekirdeğinde düşük enerjili $M1$ uyarılmalarına ait önemli karakteristiklerden biri, diğer nadir toprak deforme çekirdeklerindeki gibi, uyarılmaların baskın biçimde orbital karakterli olmasıdır. Çift kordan tek-A'lı çekirdeğe geçildiğinde bu karakteristiğin korunup korunmayacağını inceleyelim: ^{181}Ta çekirdeğinde 1.5–4 MeV enerji aralığında taban durumdan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine $M1$ geçişleri için toplam izoskaler ($\tau = 0$) manyetik dipol gücü sırasıyla $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 5/2^+; \tau = 0) = 7.1 \times 10^{-2} \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 9/2^+; \tau = 0) = 4.0 \times 10^{-4} \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Öte yandan aynı enerji aralığında taban durumdan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerine geçişler için toplam $M1$ gücüne manyetik dipol operatörünün izovektör ($\tau = 1$) kısmından gelen katkılar sarasıyla $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 5/2^+; \tau = 1) = 2.050 \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)(K^\pi = 9/2^+; \tau = 1) = 1.243 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar ^{181}Ta çekirdeğinde düşük enerjili $M1$ seviyelerinin baskın olarak izovektör ($\tau = 1$) karakterli olduklarını gösterir.

7.3. Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdeklerde Yüksek Uyarılma Enerjilerinde $M1$ Dağılımları

Tek kütle numaralı çekirdeklerde spektroskopik enerji bölgesinin (2–4 MeV aralığı) üzerindeki enerjilerde $M1$ güç dağılımlarının araştırılması efektif restorasyon kuvvetlerinin bu enerjilerde $M1$ spektrumu üzerine etkilerinin belirlenmesi için bilgi vericidir. Ayrıca çift-çift çekirdeklerde 8–12 MeV enerji bölgesine yerleşmiş kolektif spin $M1$ uyarılmalarının tek kütleli çekirdeklerde var olup olmadığının belirlenmesi ve eğer var ise hangi enerji aralığına yerleştiğinin tespit edilmesi de önemlidir. Öte yandan tek kütleli çekirdeklerde $M1$ makas modun araştırılmasına yönelik olarak yapılan pek çok deneysel çalışmada tek- A 'lı çekirdeklerde bu modun yüksek uyarılma enerjilerine kaymış olabileceği fikri ortaya atılmıştır. Tüm bunlar göz önüne alındığında tek çekirdeklerde yüksek enerjili $M1$ uyarılmalarının ve özelliklerinin araştırılması nükleer yapı çalışmaları bakımından büyük önem taşımaktadır.

Bölüm 7.2'de düşük enerji bölgesindeki $M1$ uyarılmaları incelenen tek kütleli çekirdeklerin yüksek enerjili $M1$ uyarılmalarının sayısal hesaplarına geçmeden önce bu enerji bölgesine yerleşen seviyelerin yapıları hakkında bilgi vermek faydalı olacaktır. Tablo 7.18'de örnek olarak ^{167}Er ve ^{175}Lu çekirdeklerinde 4–13 MeV enerji aralığında yer alan uyarılma durumlarının RI-QPNM metodu ile hesaplanan seviye yapıları gösterilmiştir. Seviye sayısının yoğunluğundan dolayı tabloda örnek olarak sadece $B(M1 \uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan durumlar verilmiştir.

Hesaplamalar ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinde 4–13 MeV enerji aralığındaki seviyelerin yapısının baskın biçimde kuaziparçacık \otimes fonon karışımlarından oluştuğunu göstermektedir. Bu seviyelere dalga fonksiyonlarında yer alan tek kuaziparçacık durumlarından gelen katkılar çok küçüktür. Sayısal sonuçlar 4–13 MeV enerji aralığındaki seviyelerin yapısına en büyük katkının ^{163}Dy çekirdeğinde $5/2^+[523] \downarrow \otimes Q_i$, ^{167}Er çekirdeğinde $7/2^+[633] \uparrow \otimes Q_i$, ^{175}Lu çekirdeğinde $7/2^+[404] \downarrow \otimes Q_i$ ve ^{181}Ta çekirdeğinde $7/2^+[404] \downarrow \otimes Q_i$ kuaziparçacık \otimes fonon karışımlarından geldiğini göstermektedir. Bununla birlikte uyarılma spektrumunda seviye yapısına en büyük katkının farklı kuaziparçacık \otimes fonon bileşenlerinden geldiği istisnai durumlar da mevcuttur. Örneğin ^{175}Lu çekirdeğinde

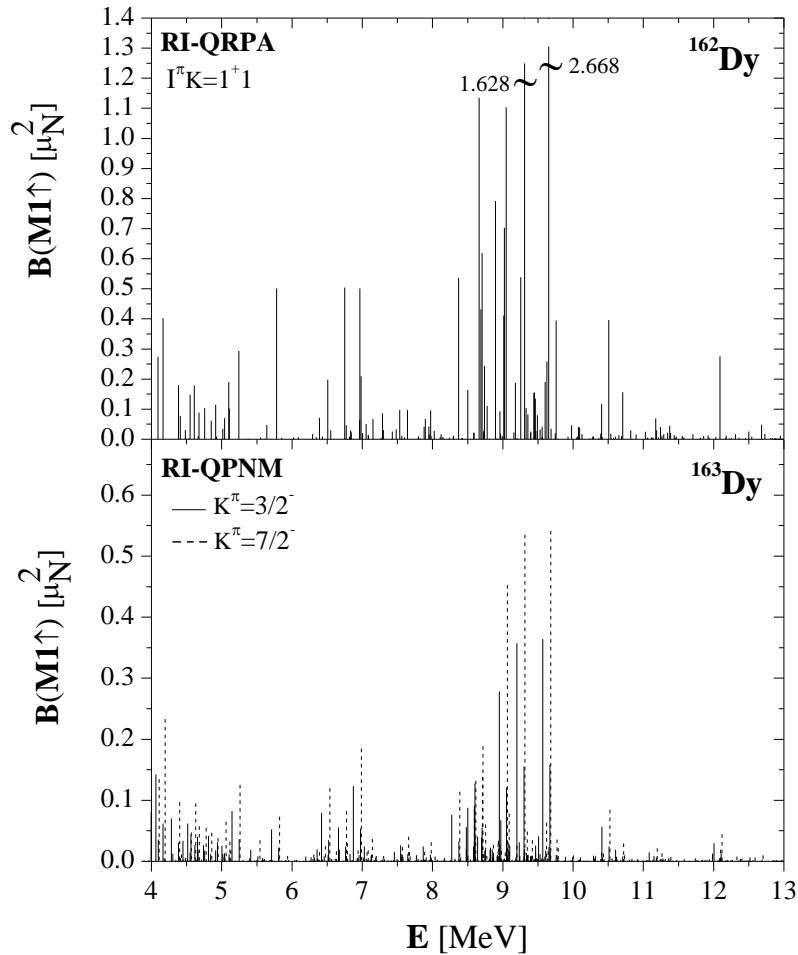
10.710 MeV enerjisinde yeralan $9/2^+$ seviyesi baskın olarak $7/2^+[413] \uparrow \otimes Q_i$ karışımlarından oluşur. Benzer biçimde ^{163}Dy çekirdeğinde 8.151 MeV, 8.312 MeV, 8.368 MeV ve 8.614 MeV enerjilerinde bulunan $7/2^+$ uyarılma seviyeleri sırası ile %99.7 [512] $\uparrow \otimes Q_{89}$, %99.9 [752] $\uparrow \otimes Q_2$, %99.9 [532] $\uparrow \otimes Q_4$ ve %99.9 [503] $\downarrow \otimes Q_2$ kuaziparçacık \otimes fonon karışımlarından oluşmaktadır.

Tablo 7.18. ^{167}Er ve ^{175}Lu çekirdeklerinin 4–13 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan $K^\pi=5/2^+$ ve $K^\pi=9/2^+$ uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K\zeta_q}^j$), kuaziparçacık \otimes fonon karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$) ve kuaziparçacık \otimes fonon yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$). Burada sadece dalga fonksiyonuna %1'den daha büyük katkı sağlayan kuaziparçacık \otimes fonon bileşenleri verilmiştir.

^{167}Er					^{175}Lu				
E_j [MeV]	K^π	$N_{K\zeta_q}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$	Seviye Yapısı [$Nn_z\Lambda\Sigma$] $\otimes Q_i$	E_j [MeV]	K^π	$N_{K\zeta_q}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$	Seviye Yapısı [$Nn_z\Lambda\Sigma$] $\otimes Q_i$
4.774	$9/2^+$	0.005	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_{32}$	4.703	$9/2^+$	0.036	0.999	%99.3 [404] $\downarrow \otimes Q_{35}$
9.491	$5/2^+$	0.012	0.999	%99.4 [633] $\uparrow \otimes Q_{157}$	8.388	$5/2^+$	0.002	0.999	%99.9 [404] $\downarrow \otimes Q_{145}$
9.492	$9/2^+$	0.013	0.999	%99.5 [633] $\uparrow \otimes Q_{157}$	9.629	$9/2^+$	0.015	0.999	%99.4 [404] $\downarrow \otimes Q_{180}$
10.108	$5/2^+$	0.007	0.999	%99.8 [633] $\uparrow \otimes Q_{182}$	9.954	$9/2^+$	0.014	0.999	%99.6 [404] $\downarrow \otimes Q_{193}$
10.109	$9/2^+$	0.009	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_{182}$	10.079	$9/2^+$	0.012	0.999	%99.1 [404] $\downarrow \otimes Q_{198}$
10.152	$9/2^+$	0.007	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_{184}$	10.484	$5/2^+$	0.016	0.999	%1.7 [404] $\downarrow \otimes Q_{211}$ %97.9 [404] $\downarrow \otimes Q_{212}$
10.306	$9/2^+$	0.010	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_{190}$	10.485	$9/2^+$	0.014	0.999	%99.8 [404] $\downarrow \otimes Q_{212}$
10.307	$5/2^+$	0.010	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_{190}$	10.708	$9/2^+$	0.020	0.999	%1.1 [404] $\downarrow \otimes Q_{56}$ %21.9 [413] $\uparrow \otimes Q_{218}$ %75.9 [404] $\downarrow \otimes Q_{219}$
10.497	$9/2^+$	0.018	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_{194}$	10.703	$5/2^+$	0.003	0.999	%99.9 [404] $\downarrow \otimes Q_{219}$
10.498	$5/2^+$	0.018	0.999	%99.9 [633] $\uparrow \otimes Q_{194}$	10.710	$9/2^+$	0.016	0.999	%1.0 [404] $\downarrow \otimes Q_{218}$ %20.9 [404] $\downarrow \otimes Q_{219}$ %78.0 [413] $\uparrow \otimes Q_{56}$

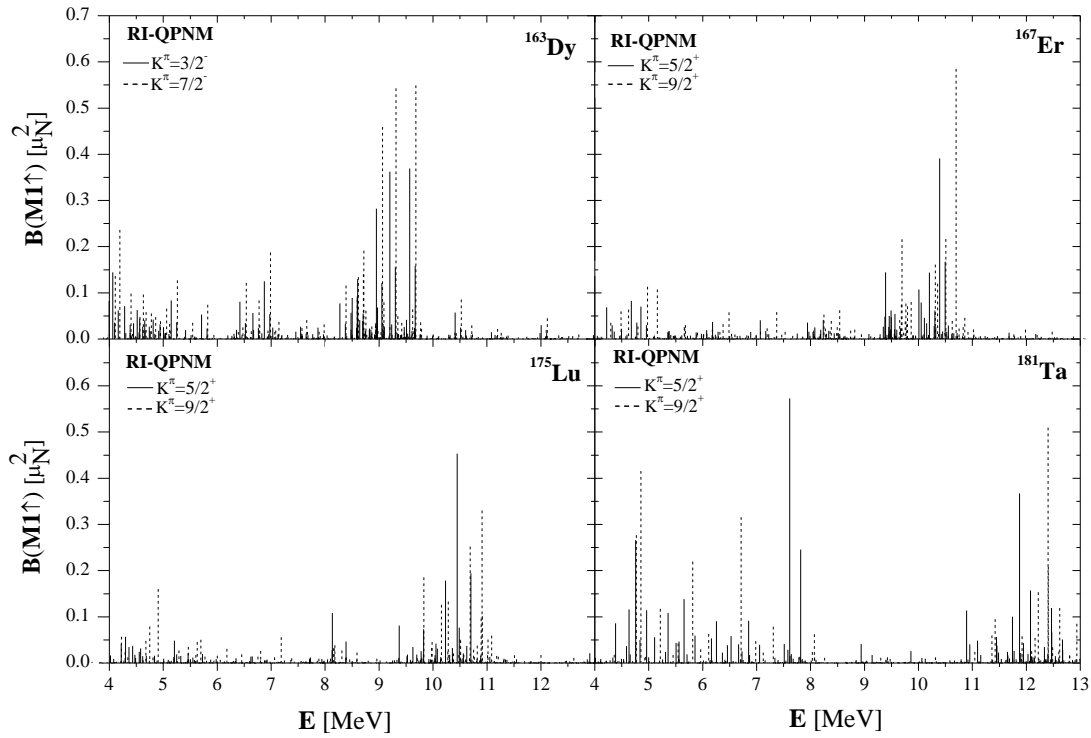
İncelenen tek kütle numaralı deforme çekirdeklerin yüksek enerji bölgesine yerleşen $M1$ uyarılmaları komşu çift-çift kor çekirdeklerinde aynı enerji bölgesindeki $M1$ uyarılmaları ile kıyaslandığında tek-A'lı çekirdeklerin $M1$ spektrumundaki parçalanmanın daha kuvvetli olduğu görülmüştür. Bunun nedeni daha önce düşük enerji bölgesindeki $M1$ makas mod uyarılmalarını incelerken değindiğimiz gibi çift-çift kor çekirdeklerinde tek bir $I^\pi K=1^+1$ seviyesinde toplanan $M1$ gücünün komşu tek

kütleli çekirdeğe geçildiğinde $K = K_0 \pm 1$ (K_0 incelenen tek çekirdeğin taban durum kuantum sayısı) olan iki uyarılma seviyesi tarafından paylaşılmasıdır. Toplam açısal momentum vektörünün toplam özellikleri nedeniyle her bir $K = K_0 - 1$ durumu da üç seviye tarafından paylaşılır. Örnek olarak Şekil 7.24'te $^{162,163}\text{Dy}$ izotopları için 4–13 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerleri karşılaştırılmıştır. Şekil 7.24'ün üst kısmındaki grafikte ^{162}Dy çift-çift çekirdeğinde RI-QRPA ile hesaplanan $I^\pi K=1^+1$ seviyelerine ait manyetik dipol geçiş ihtimallerinin enerjiye göre dağılımı gösterilmiştir. Şekil 7.24'ün alt kısmındaki grafikte ise ^{163}Dy çekirdeğinin sözü geçen enerji aralığında yer alan $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ uyarılma seviyeleri için RI-QPNM ile hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimalleri sırası ile düz ve kesikli çizgiler ile verilmiştir.



Şekil 7.24. $^{162,163}\text{Dy}$ çekirdekleri için 4–13 MeV aralığında teorik olarak hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerleri. Üst kısımdaki grafikte ^{162}Dy çekirdeği için RI-QRPA ile hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimallerinin $K^\pi=1^+$ dalları gösterilmiştir. Alt kısımda ise ^{163}Dy çekirdeğinin $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ seviyeleri için RI-QPNM ile hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimalleri sırası ile düz ve kesikli çizgiler ile verilmiştir.

Şekil 7.25'te ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinde 4–13 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımları verilmiştir. Şekil 7.25'teki grafiklerde düz ve kesikli çizgiler sırası ile $K = K_0 - 1$ ve $K = K_0 + 1$ (K_0 taban durum kuantum sayısı olmak üzere) uyarılma seviyelerini göstermektedir

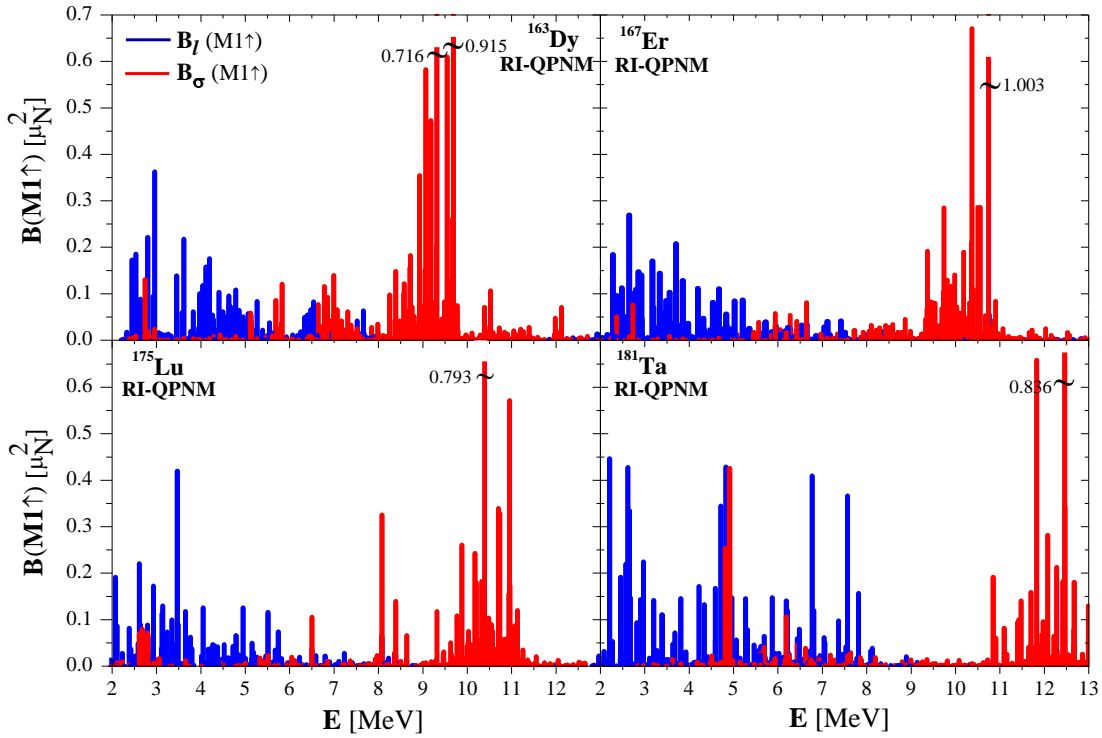


Şekil 7.25. ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinde 4–13 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $B(M1 \uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımları. Grafiklerde düz ve kesikli çizgiler sırası ile $K = K_0 - 1$ ve $K = K_0 + 1$ (K_0 ilgili çekirdeğin taban durum kuantum sayısı) uyarılma seviyelerini göstermektedir

Şekil 7.25'ten görüldüğü gibi 4–13 MeV enerji aralığında geçiş olasılığı $B(M1, I_0 K_0 \rightarrow I_f K_f) = 0.01 - 0.7 \mu_N^2$ olan birçok uyarılma seviyesi mevcuttur. Bu seviyeler Tablo 7.18'de gösterildiği gibi hemen hemen saf kuaziparçacık \otimes fonon seviyeleridir. Tek çekirdeklerde pek çok kuaziparçacık \otimes fonon bileşeninin oluşturduğu bu seviyelere katkı veren kor fononlarının yapılarına bakıldığında çok sayıda kuaziparçacık çiftinden oluştuğu görülür. Bu durum seviyelerin kuvvetli kolektif yapıda olduklarını gösterir. Şekil 7.25'ten açıkça görüldüğü gibi incelenen çekirdeklerin tümünde 4–8 MeV enerji aralığında $M1$ seviyeleri bulunmakla beraber özellikle ^{163}Dy ve ^{181}Ta çekirdeklerinde sözü geçen enerji aralığında gözlenen seviyelerin $M1$ şiddetleri diğerlerine göre daha büyüktür.

İncelenen tüm tek kütleli çekirdeklerde 8–13 MeV enerji aralığında toplanmış ve daha düşük enerjili dipol uyarılmalarından izole seviyeler mevcuttur. Şekil 7.24'teki örneği göz önüne alırsak bu seviyelerin çift-çift çekirdeklerde gözlenen manyetik dipol rezonans bölgesine yerleştiği görülür.

Şekil 7.26'da 2–13 MeV enerji aralığına yerleşen $M1$ uyarılmalarına manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar gösterilmiştir.



Şekil 7.26. ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinde 2–13 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $M1$ güçleri ve $M1$ gücüne spin-orbital kısımlarının katkıları. Bu grafiklerde spin kısmından gelen katkılar kırmızı, orbital kısmından gelen katkılar ise mavi renk ile gösterilmiştir.

Şekil 7.26'dan görüldüğü gibi makas mod bölgesine (2–4 MeV enerji aralığı) yerleşmiş $M1$ uyarılmaları baskın biçimde orbital karakterlidir. Bununla birlikte ^{163}Dy , ^{167}Er ve ^{175}Lu çekirdeklerinde 4–6 MeV, ^{181}Ta çekirdeğinde ise 4–8 MeV enerji aralığına yerleşmiş seviyelerin de hemen hemen hepsi orbital karakterlidir. Söz konusu enerji bölgelerinde spin kısmından gelen katkılar bazı istisnai seviyeler (^{163}Dy çekirdeğinde 5.812 MeV ve 5.103 MeV'deki seviyeler ile ^{181}Ta çekirdeğinde 4.602 MeV ve 4.504 MeV'deki seviyeler) hariç çok küçük olmasına rağmen orbital kısımları ile yapıcı veya yıkıcı girişimleri nedeni ile $M1$ dağılımının şekillenmesinde

önemli rol oynamaktadırlar (Tablo 7.19). Daha yüksek enerjili seviyelere baktığımızda ^{163}Dy , ^{167}Er ve ^{175}Lu çekirdeklerinde 6–13 MeV, ^{181}Ta çekirdeğinde ise 8–13 MeV enerji aralığındaki seviyelerin tamamının spin karakterli oldukları görülür. Bu enerji bölgelerinde orbital kısmından gelen katkılar çok küçük olmasına rağmen spin kısımları ile yapıcı veya yıkıcı girişimleri nedeni ile seviyelerin toplam $M1$ gücüne önemli etkide bulunmaktadır. (Tablo 7.19).

Tablo 7.19’da ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinde 4–13 MeV yüksek enerji bölgesindeki toplam $M1$ gücüne dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sözü geçen enerji bölgesi iki kısma (4–7 MeV ve 7–13 MeV) ayrılarak incelenmiştir.

Tablo 7.19. ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinde RI-QPNM ile hesaplanan toplam spin $M1$, toplam orbital $M1$ ve toplam $M1$ güçleri.

Çekirdek	K^π	$\sum_{I_f} B_I(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]		$\sum_{I_f} B_\sigma(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]		$\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	
		4-7 MeV	7-13 MeV	4-7 MeV	7-13 MeV	4-7 MeV	7-13 MeV
^{163}Dy	$7/2^-$	1.299	0.514	0.648	4.759	1.759	3.605
	$3/2^-$	1.433	0.449	0.646	4.709	1.752	3.514
^{167}Er	$9/2^+$	0.826	0.257	0.306	3.466	0.772	2.496
	$5/2^+$	0.815	0.288	0.323	3.429	0.790	2.544
^{175}Lu	$9/2^+$	0.780	0.292	0.243	3.263	0.779	2.289
	$5/2^+$	0.809	0.343	0.142	3.333	0.743	2.065
^{181}Ta	$9/2^+$	1.558	0.274	0.956	2.682	1.686	1.934
	$5/2^+$	2.217	0.460	1.058	3.093	1.788	2.981

Tek kütleli çekirdekte yüksek enerji bölgesine yerleşmiş $M1$ uyarılmalarının izoskaler ($\tau = 0$) ve izovektör ($\tau = 1$) karakterlerinin belirlenmesi önemlidir. Bu nedenle Tablo 7.20’de ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdekleri için 4–13 MeV enerji bölgesinde hesaplanan toplam izovektör ve toplam izoskaler $B(M1)$ değerleri verilmiştir.

Tablo 7.20. ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinde 4-13 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan toplam izovektör ($\tau = 1$) ve toplam izoskaler ($\tau = 0$) $B(M1)$ değerleri.

Çekirdek	K^π	$\sum I_i B(M1 \uparrow) [\mu_N^2]$	
		($\tau = 0$)	($\tau = 1$)
^{163}Dy	$7/2^-$	3.20×10^{-2}	5.412
	$3/2^-$	0.68×10^{-2}	5.154
^{167}Er	$9/2^+$	0.35×10^{-3}	3.512
	$5/2^+$	0.87×10^{-3}	3.488
^{175}Lu	$9/2^+$	1.60×10^{-4}	3.059
	$5/2^+$	1.12×10^{-1}	2.756
^{181}Ta	$9/2^+$	4.86×10^{-3}	3.566
	$5/2^+$	3.78×10^{-2}	4.527

Tablo 7.20'deki sonuçlar ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinde 4–13 MeV enerji bölgesindeki $M1$ seviyelerinin baskın olarak izovektör ($\tau = 1$) karakterli olduklarını gösterir.

BÖLÜM 8. TARTIŞMA VE ÖNERİLER

Nükleer yapı fiziği alanında uzun yıllardır devam eden çalışmalara ve belirli bir bilgi birikime ulaşılmasına rağmen çözüm bekleyen çok sayıda temel problem bulunmaktadır. Bu problemlerden en günceli şüphesiz ki tek kütle numaralı deforme çekirdeklerin düşük enerjili uyarılma spektrumlarında gözlenen ve makas mod olarak adlandırılan kolektif manyetik dipol uyarılmalarının izahıdır.

Tek çekirdeklerdeki bu kolektif uyarılma seviyelerinin incelenmesine yönelik ilk ve tek mikroskobik çalışmalar 1996-1997 yıllarında V.G. Soloviev tarafından QPNM kullanılarak yapılmıştır. Sözü geçen çalışmalarda spin-spin, kuadrupol-kuadrupol etkileşmeleri ile bir fononlu ve iki fononlu uyarılmalar hesaba katılmıştır. Mikroskobik modellerde kolektif manyetik dipol seviyelerinin araştırılmasında karşılaşılan en önemli sorunlardan biri HFB yaklaşımları nedeniyle çekirdek Hamiltoniyeninin dönme simetrisinin kırılması sonucu sahte hallerin ortaya çıkması ve bunların simetrisi nedeni ile $M1$ titreşimlerine karışmasıdır. Sahte hallerin yalıtılması için pek çok yöntem bulunmakla birlikte yukarıda bahsettiğimiz çalışmalarda kuadrupol-kuadrupol etkileşme sabitinin uygun bir değerde seçilmesi suretiyle çift-çift kordaki sahte haller yaklaşık olarak yalıtılmıştır. Ancak bu durum dalga fonksiyonundaki sahte bileşenlerin ayrışımı için de ek sınırlamalar gerektirmektedir. Ayrıca bu yaklaşımda tek parçacık Hamiltoniyenin yanı sıra kullanılan kuadrupol-kuadrupol artık etkileşmesi de dönme işlemi altında değişmez değildir [200]. Yapılan araştırmalar göstermiştir ki kuadrupol çiftlenim parametresinin uygun olarak seçilmesi $w = 0$ enerjisindeki sahte halleri vermekle birlikte $\omega \neq 0$ çözümlerindeki sahte halleri ayırtamaz [200]. Bu eksikliği gidermek için sistem Hamiltoniyenine dönme ve titreşim çiftlenim terimi eklenmesi [84,254] yoluna gidilse de bu yaklaşım titreşim ve dönme hareketindeki çakışmayı

ancak minimize edebilmektedir [200]. Ayrıca bu ilave terim hesaplamalara ek bir etkileşme parametresi getirmektedir.

Diğer taraftan mikroskobik model çerçevesinde Hamiltoniyenin kırılmış simetrilerinin restorasyonu ve sahte hallerin ayrılması için pratik bir yöntem Pyatov (1972) tarafından Marshalek ve Weneser (1969) metodundan [189] yola çıkılarak ileri sürülmüş [190-195], söz konusu metot çekirdek ortalama alan potansiyelinde izoskaler ve izovektor terimlerin olduğu gerçek bir durum Kuliev vd. tarafından genelleştirilmiştir. [104]. Dönme ve öteleme değişmezliğin korunumunu sağlayan bu yöntem geçiş ve nadir toprak bölgelerinde yer alan çift-çift deforme çekirdeklerin manyetik ve elektrik dipol uyarılmalarını başarı ile açıklamıştır [1,104-116]. Kuliev vd. (2000) tarafından öne sürülen restorasyon metodu tüm 1^+ seviyelerine karışan sahte halleri ayırtmaktadır. [104]. Bu yöntemin başarısının esas nedeni kolektif uyarılmaların meydana gelmesinden sorumlu olan etkin kuvvetlerin form faktörlerinin ve etkileşme sabitlerinin ortalama alan ile öz uyumlu olarak belirlenmesidir. Böylece hesaplamalara serbest bir parametre eklenmemiş olur [1,104].

Çift-çift çekirdeklere makas modun teorik olarak araştırılmasında başarılı olan bu metodun tek kütle numaralı çekirdeklere uygulanması teorik ve deneysel çalışmaların seyri açısından büyük önem arz etmektedir.

Bu tez çalışmasında tek kütle numaralı deforme çekirdekler için ilk kez, deforme çekirdek hamiltoniyeninin dönme simetrisinin korunması ilkesine dayanarak QPNM çerçevesinde ortalama alan potansiyelinde simetri kırınımlarına neden olan izoskaler ve izovektör terimlerin restorasyonu için etkin kuvvetlerin ayrılabilir şekilde seçilmesini sağlayan mikroskobik yöntem (Kuliev 2000) kullanılarak yeni bir metot (RI-QPNM) geliştirilmiştir. Burada restore edici kuvvetler ortalama alanla öz uyumlu olduğundan serbest parametre içermemektedir. Çalışmada sadece tek çekirdeğin kor hamiltoniyeninin dönme değişmezlik restorasyonu sağlanmakla kalınmamış aynı zamanda tek çekirdek hamiltoniyeni bir bütün olarak ele alınarak efektif kuvvetlerin etkileri ilk kez araştırılmıştır.

Geliştirilen bu metot çerçevesinde ^{163}Dy , ^{167}Er tek nötronlu ve ^{175}Lu , ^{181}Ta tek protonlu deforme çekirdeklerinin makas mod titreşim seviyelerinin özellikleri incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar kırılan dönme simetrisi restore edilmemiş hamiltoniyen kullanılan model (NRI-QRPA) sonuçlarıyla ve deney verileriyle karşılaştırılmıştır. Buna göre geliştirilen dönme değişmez modelin tek kütleli çekirdeklerin makas mod uyarılmaları için daha güvenilir sonuçlar verdiği görülmüştür.

Elde edilen sonuçların analizi incelenen tek kütle numaralı ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinde kırılan dönme simetrisinin onarılmasına esas katkının korun restorasyonundan sorumlu olan $h_0^{boz.}$ (izoskaler) ve $h_1^{boz.}$ (izovektör) terimlerinden geldiğini göstermektedir. $h_0^{boz.}$ ve $h_1^{boz.}$ etkin kuvvetlerince kor çekirdeğinin $K=1$ manyetik dipol uyarılma seviyelerine karışan sahte haller (Goldstone Dalı) yalıtılmaktadır. Tek kütleli çekirdeklerde manyetik dipol uyarılmaları tek kalan nükleon ile korun $M1$ seviyelerinin etkileşmesi sonucu ortaya çıktığından korda sahte hallerin yalıtılması tek kütle numaralı çekirdeğin toplam $M1$ gücünü azaltmaktadır. $h_0^{int.}$ ve $h_1^{int.}$ etkin kuvvetlerinin esas etkisi ise $B(M1)$ seviyelerinin enerji spektrumundaki dağılımları üzerine olmaktadır. Efektif kuvvetlerce tek-A'lı çekirdekte sahte hallerin yalıtıldığı manyetik dipol gücü, yine efektif kuvvetler tarafından çok sayıda uyarılma seviyesine dağıtılır ki bu durum spektrumdaki parçalanmayı artırır.

Hesaplamalarımız çift–çift kütleli çekirdekten tek kütleli çekirdeğe geçildiğinde $M1$ spektrumunda artan parçalanmanın, kor çekirdeğinde tek bir $K=1$ seviyesinde toplanan $M1$ gücünün komşu tek kütleli çekirdekte dört farklı $M1$ seviyesi tarafından paylaşılmasının bir sonucu olduğunu göstermektedir. Bu durum açısal momentum vektörlerinin toplam özelliklerinden ileri gelmektedir. Tek kütleli çekirdekte $M1$ operatörü $\{K_0, I_0 = K_0\}$ taban durumdan kuantum sayıları sırasıyla $\{(K_0 - 1, I_0 - 1), (K_0 - 1, I_0), (K_0 - 1, I_0 + 1), (K_0 + 1, I_0 + 1)\}$ olan uyarılma seviyeleri ile birleşebilir. Sayısal sonuçlar ($K_f = K_0 - 1$) seviyeleri tarafından paylaşılan $M1$ gücünün en büyük kısmının (%66.6) kuantum sayıları $\{K_0 - 1, I_0 - 1\}$ olan seviyeler tarafından alındığını göstermiştir.

Teorik hesaplamalar incelenen tek kütleli çekirdeklerin 2–4 MeV uyarılma enerji aralığına yerleşen manyetik dipol seviyelerinin baskın biçimde izovektör karakterli olduğunu göstermektedir. Ayrıca hesaplamalarımıza göre bu uyarılmalar Vargas vd. (2003) tarafından Pseudo-SU(3) kabuk modeli çerçevesinde öngörüldüğü gibi spin karakterli değil baskın biçimde orbital karakterlidir. Elde ettiğimiz bu bulgular makas modun nadir toprak bölgesinde yer alan çift-çift kütleli deforme çekirdekler için iyi bilinen sistematığı (izovektör ve orbital karakterli) ile uyumaktadır.

Diğer taraftan hesaplamalar tek kütleli ^{163}Dy , ^{167}Er , ^{175}Lu ve ^{181}Ta çekirdeklerinde 7-12 MeV uyarılma enerji aralığına yerleşen çok sayıda manyetik dipol seviyesinin varlığını göstermiştir. Bu seviyelerin baskın biçimde izovektör karakterli spin uyarılmaları olduğu görülmüştür.

İncelenen tek kütleli çekirdeklerin seviye yapılarına bakıldığında taban durumlarının kuaziparçacık⊗fonon karışımlarından fazla etkilenmediği, tek kuaziparçacık yapısını koruduğu görülmüştür. Ancak taban durumdaki bu küçük kuaziparçacık⊗fonon karışımlarının spin polarizasyon olayını açıklamada yeterli olduğu gösterilmiştir. Öte yandan uyarılmış durumlarda kuaziparçacık katkılarının keskin biçimde azaldığı, kuaziparçacık⊗fonon karışımlarından gelen katkıların arttığı görülmüştür. Bu nedenle uyarılmış durumların seviye yapısı baskın biçimde kuaziparçacık⊗fonon karışımlarından oluşur. Hesaplamalar incelenen tek kütleli çekirdeklerin uyarılmış durumlarının yapısına katkı sağlayan kor fononlarının kolektif yapıda olduğunu göstermiştir. Ayrıca bu seviyelerin yapısına çok sayıda kuaziparçacık⊗fonon karışımının katkıda bulunduğu ve bu nedenle tek çekirdeklerdeki uyarılma durumlarının güçlü kolektif yapıda oldukları görülmüştür.

Bölüm 7’de sunulan sayısal sonuçlara göre teorik olarak hesaplanan toplam $M1$ değerleri deneysel değerlerden (^{163}Dy hariç) daha büyüktür. Üstelik deneylerde $E1$ ve $M1$ spektrumu ayrıştırılmadığından (parite tayini yapılamadığından) teorik sonuçlar ile karşılaştırma yapabilmek için deneysel tüm seviyelerin $M1$ uyarılması oluğu kabul edilmiştir. Toplam $M1$ değerleri bakımından deney ve teori arasında oluşan farklar birkaç öngörü ile açıklanabilir:

- a. Tek kütle numaralı çekirdeklerde seviye yoğunluğunun fazlalığından dolayı pek çok küçük dipol gücüne sahip seviyenin deneyin eşik değerinin altında kalması ve art ortamdan ayrıştırılamaması muhtemeldir. Diğer teorik çalışmalarda olduğu gibi bizim hesaplamalarımızın da tek çekirdekteki toplam $M1$ gücünün komşu çift-çift çekirdekteki toplam $M1$ gücü ile uyuştuğunu göstermesi bu durumun önemli bir kanıtıdır.
- b. Tek kütle numaralı çekirdeklerde düşük enerjili dipol seviyelerinin 4–5 MeV veya daha yüksek enerji bölgelerine kayması da olasılıklardan bir diğeridir. Teorik RI-QPNM hesaplamalarımız bu düşüncüyü desteklemektedir. İncelenen tek kütleli çekirdeklerde özellikle 4-6 MeV aralığında çok sayıda izovektör karakterli orbital uyarılma seviyesi vardır. Bu nedenle bu seviyelerin deneysel olarak araştırılması tek-A'lı çekirdeklerde $M1$ uyarılmalarının açıklanmasında büyük önem arz etmektedir.

Nükleer yapı fiziğinin en temel prensiplerinden bir tanesi deneysel ve teorik araştırmaların eş zamanlı olarak yürütülmesidir. Çekirdeğin var olan yapısal bir özelliğinin açıklanmasında bu yollardan biri kapanırsa yeni çalışmalar veya fikirler ortaya atılana kadar mevcut problem rafa kaldırılır. İşte tek kütle numaralı deforme çekirdeklerde manyetik dipol uyarılmaları da böyle bir problemdir. Mevcut deneysel verinin açıklanamaması tek çekirdeklerde yeni nükleer özelliklerin araştırılmasının önünü tıkamaktadır. Yapmış olduğumuz bu çalışma ve çalışmada geliştirdiğimiz metot ile literatürdeki büyük bir eksikliğin giderilmesi yolunda önemli bir adım attığımız söylenebilir. Teorik öngörülerimizin deneysel araştırma gruplarının elde ettiği gözlemlere ışık tutarak, bu gözlemlerin açıklanmasında yardımcı olacağı kanaatindeyiz.

İleriki dönemde Kuliev tarafından geliştirilen, çift-çift çekirdeklerde hamiltoniyeinin kırılan Galileo ve Öteleme değişmezliği sonucu ortaya çıkan ve simetrileri nedeniyle 1^- titreşimlerine karışan sahte hallerin ortalama alan ile öz uyumlu seçilen efektif restorasyon kuvvetleri ile yalıtılmasını mümkün kılan mikroskobik yöntem tek çekirdeklere uygulanarak $E1$ hesaplamalarının yapılması oldukça önemlidir. Böylece tek-A'lı çekirdeklerde gözlenen düşük enerjili dipol uyarılmaları içerisinde $E1$ ve $M1$

uyarılmalarını teorik olarak ayrıştırmak ve bu kolektif modların daha detaylı izahı mümkün olacaktır.

KAYNAKLAR

- [1] Guliyev, E., Kolektif çekirdek uyarılmaları ve sel γ -çekirdek çarpıştırıcıları ile nükleer spektroskopi, Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği Ana Bilim Dalı, Ankara, 2002.
- [2] Bohle, D., Richter, A., Steffen, W., Dieperink, A., Lo Iudice, N., Palumbo, F., Scholten, O., New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus ^{156}Gd by inelastic electron scattering. *Phys. Lett. B*, 137:27–31, 1984.
- [3] Richter, A., Probing the nuclear magnetic dipole response with electrons, photons and hadrons. *Progr. Part. Nucl. Phys.*, 34:261–284, 1995.
- [4] Lo Iudice, N., Magnetic dipole excitations in deformed nuclei. *Phys. Part. Nucl.*, 28(6):556–585, 1997.
- [5] Richter, A., Trends in nuclear physics. *Nucl. Phys., A*. 553,417–462, 1993.
- [6] Gabrakov, S.I., Kuliev, A.A., Pyatov, N.I., Salamov, D.I., Schuiz, H., Collective 1^+ -states in double even deformed nuclei. *Nucl. Phys. A*, 182: 625–633, 1972.
- [7] Hilton, R.R., Talk at International Conference on Nuclear Structure, JINR Dubna, unpublished, 1976.
- [8] Suzuki, T., Rowe, D.J., The splitting of giant multipole states of deformed nuclei. *Nucl. Phys. A*, 289(2):461–474, 1977.
- [9] Lo Iudice, N., Palumbo, F., New isovector collective modes in deformed nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 41:1532–1534, 1978.
- [10] Bohle, D., Kuchler, G., Richter, A., Steffen W., Further evidence for the new collective magnetic dipole mode in heavy deformed nuclei. *Phys. Lett. B*, 148:260–264, 1984.

- [11] Berg, U.E.P., Blasing, C., Drexler, J., Heil, R.D., Kneissel, U., Naatz, W., Ratzek, R., Schennach, S., Stock, R., Weber, T., Wickert, H., Fischer, B., Hollick, H., and Kollewe, D., Photoexcitation of low-lying collective states in $^{156,158,160}\text{Gd}$. Phys. Lett. B, 149:59–63, 1984.
- [12] Wesselborg, C., Brentano, P. Vonzell, K.O., Heil, R.D., Pitz, H.H., Berg, U.E.P., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Seemann, U., Stock, R., Photoexcitation of dipole modes in $^{160,162,164}\text{Dy}$. Phys. Lett. B, 207(1):22–26, 1988.
- [13] Pitz, H.H., Berg, U.E.P., Heil, R.D., Kneissl, U., Stock, R., Wesselborg, C., Brentano, P. Von., Systematic study of low-lying dipole excitations in $^{156,158,160}\text{Gd}$ by photon scattering. Nucl. Phys. A, 492:411–425, 1989.
- [14] Hartmann, U., Bohle, D., Humbert, F., Richter, A., Electroexcitation of the M1 scissors mode in ^{154}Gd and the systematics of the M1 strength distributions in $^{154,156,158,160}\text{Gd}$. Nucl. Phys. A, 499(1):93–99, 1989.
- [15] Ziegler, W., Rangacharyulu, C., Richter, A., And Spieler, C., Orbital magnetic dipole strength in $^{148-154}\text{Sm}$ and nuclear deformation. Phys. Rev. Lett., 65(20):2515–2518, 1990.
- [16] Zilges, A., Von Brentano, P., Wesselborg, C., Heil, R.D., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Pitz, H.H., Seemann, U., Stock, R., Observation of low-lying collective dipole transitions in the rare-earth nuclei $^{172,174,176}\text{Yb}$. Nucl. Phys. A, 507(2): 399–412, 1990.
- [17] Friedrichs, H., Lindenstruth, S., Schlitt, B., Wesselborg, C., Bauske, I., Heil, R.D., Kneissl, U., Margral, J., Pitz, H.H., Häger, D., Müller, G., Schumacher, M., Von Brentano, P., Herzberg, R.D., Zilges, A., Identification of strong E1 and M1 ground state transitions in deformed rare earth nuclei. Nucl. Phys. A, 553(C):553–556, 1993.
- [18] Margraf, J., Heil, R.D., Kneissl, U., Maier, U., Pitz, H.H., Friedrichs, H., Lindenstruth, S., Schlitt, B., Wesselborg, C., Von Brentano, P., Herzberg, R.-D., Zilges, A., Deformation dependence of low lying M1 strengths in even Nd isotopes. Phys. Rev. C, 47(4):1474–1477, 1993.
- [19] Friedrichs, H., Häger, D., Von Brentano, P., Heil, R.D., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Müller, G., Pitz, H.H., Schlitt, B., Schumacher, M., Wesselborg, C., Zilges, A., Low-lying E1 and M1 strengths in the deformed nucleus ^{160}Gd . Nucl. Phys. A, 567(2):266–280, 1994.
- [20] Von Brentano, P., Zilges, A., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H.H., Investigation of low lying electric and magnetic dipole excitations in heavy nuclei. Nucl. Phys. A, 577(1–2):191–196, 1994.

- [21] Johnson, E.L., Baum, E.M., Diprete, D.P., Gatenby, R.A., Belgya, T., Wang, D., Vanhoy, J.R., Mcellistrem, M.T., Yates, S.W., Lifetime measurements of scissors mode excitations in $^{162,164}\text{Dy}$. *Phys. Rev. C*, 52(5):2382–2386, 1995.
- [22] Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H.H., Von Brentano, P., Herzberg, R.-D., Zilges, A., Photoexcitation of magnetic and electric dipole transitions in heavy nuclei. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 34(C):285–294, 1995.
- [23] Margraf, J., Eckert, T., Rittner, M., Bauske, I., Beck, O., Kneissl, U., Maser, H., Pitz, H.H., Schiller, A., Brentano, P. Von, Fischer, R., Herzberg, R.-D., Pietralla, N., Zilges, A., Friedrichs, H., Systematics of low-lying dipole strengths in odd an even Dy and Gd isotopes. *Phys. Rev. C*, 52(5):2429–2443, 1995.
- [24] Pietralla, N., Von Brentano, P., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Pitz, H.H., Zilges, A., Correlation between low-lying M1 and E2 strength in heavy rare earth nuclei. *Phys. Rev. C*, 52(5):2317–2321, 1995.
- [25] Maser, H., Lindenstruth, S., Bauske, I., Beck, O., Von Brentano, P., Eckert, T., Friedrichs, H., Heil, R.D., Herzberg, R.-D., Jung, A., Kneissl, U., Margraf, J., Pietralla, N., Pitz, H.H., Wesselborg, C., Zilges, A., Systematics of low-lying dipole excitations in the deformed even-even nuclei. $^{164,166,168,170}\text{Er}$. *Phys. Rev. C*, 53(6):2749–2762, 1996.
- [26] Zilges, A., Von Brentano, P., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H.H., Observation of magnetic and electric dipole excitations below neutron threshold in photon scattering experiments. *Nucl. Phys. A*, 599(1–2):147–152, 1996.
- [27] Eckert, T., Beck, O., Besserer, J., Von Brentano, P., Fischer, R., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Pietralla, N., Pitz, H.H., Yates, S.W., Zilges, A., Dipole excitations in the transitional nucleus ^{144}Nd studied in photon scattering experiments. *Phys. Rev. C*, 56(3):1256–1265, 1997.
- [28] Pietralla, N., Beck, O., Besserer, J., Von Brentano, P., Eckert, T., Fischer, R., Fransen, C., Herzberg, R.-D., Jäger, D., Jolos, R.V., Kneissl, U., Krischok, B., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Pitz, H.H., Rittner, M., Schiller, A., Zilges, A., The scissors mode and other magnetic and electric dipole excitations in the transitional nuclei $^{178,180}\text{Hf}$. *Nucl. Phys. A*, 618(1–2):141–165, 1997.
- [29] Berg, U.E.P., Kneissl, U., Recent progress on nuclear magnetic dipole excitations. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 37:33–69, 1987.

- [30] Enders, J., Guhr, T., Huxel, N., Von Neumann-Cosel, P., Rangacharyulu, C., Richter, A., Level spacing distribution of scissors mode states in heavy deformed nuclei. *Phys. Lett. B*, 486(3–4):273–278, 2000.
- [31] Maser, H., Pietralla, N., Von Brentano, P., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H.H., Zilges, A., Observation of the 1^+ scissors mode in the γ -soft nucleus ^{134}Ba . *Phys. Rev. C*, 54(5):2129–2133, 1996.
- [32] Von Brentano, P., Eberth, J., Enders, J., Esser, L., Herzberg, R.-D., Huxel, N.B., Meise, H., Von Neumann-Cosel, P., Nicolay, N., Pietralla, N., Prade, H., Reif, J., Richter, A., Schlegel, C., Schwengner, R., Skoda, S., Thomas, H.G., Wiedenhöver, I., Winter, G., Zilges, A., First observation of the scissors mode in a γ -soft nucleus: The case of ^{196}Pt . *Phys. Rev. Lett.*, 76(12):2029–2032, 1996.
- [33] Linnemann, A., Von Brentano, P., Eberth, J., Enders, J., Fitzler, A., Fransen, C., Guliyev, E., Herzberg, R.-D., Käubler, L., Kuliev, A.A., Von Neumann-Cosel, P., Pietralla, N., Prade, H., Richter, A., Schwengner, R., Thomas, H.G., Weisshaar, D., Wiedenhöver, I., Change of the dipole strength distributions between the neighbouring γ -soft nuclei ^{194}Pt and ^{196}Pt . *Phys. Lett. B*, 554(1–2):15–20, 2003.
- [34] Scheck, M., Von Garrel, H., Tsoneva, N., Belic, D., Von Brentano, P., Fransen, C., Gade, A., Jolie, J., Kneissl, U., Kohstall, C., Linnemann, A., Nord, A., Pietralla, N., Pitz, H.H., Stedile, F., Stoyanov, C., Werner, V., Dipole strength distributions in the stable Ba isotopes $^{134-138}\text{Ba}$: A study in the mass region of a nuclear shape transition. *Phys. Rev. C*, 70(4):044319-1–18, 2004.
- [35] Scheck, M., Belic, D., Von Brentano, P., Carroll, J.J., Fransen, C., Gade, A., Von Garrel, H., Kneissl, U., Kohstall, C., Linnemann, A., Pietralla, N., Pitz, H.H., Stedile, F., Toman, R., Werner, V., Photon scattering experiments of ^{176}Hf and the systematics of low-lying dipole modes in the stable even-even Hf isotopes $^{176,178,180}\text{Hf}$. *Phys. Rev. C*, 67(6):643131–643137, 2003.
- [36] Von Garrel, H., Von Brentano, P., Fransen, C., Friessner, G., Hollmann, N., Jolie, J., Käppeler, F., Käubler, L., Kneissl, U., Kohstall, C., Kostov, L., Linnemann, A., Mücher, D., Pietralla, N., Pitz, H.H., Rusev, G., Scheck, M., Schilling, K.D., Scholl, C., Schwengner, R., Stedile, F., Walter, S., Werner, V., Wisshak, K., Low-lying E1, M1, and E2 strength distributions in Xe $^{124,126,128,129,130, 131,132,134,136}$: Systematic photon scattering experiments in the mass region of a nuclear shape or phase transition. *Phys. Rev. C*, 73(5):054315-1–20, 2006.

- [37] Heil, R.D., Pitz, H.H., Berg, U.E.P., Kneissl, U., Hummel, K.D., Kilgus, G., Bohle, D., Richter, A., Wesselborg, C., Von Brentano, P., Observation of orbital magnetic dipole strength in the actinide nuclei ^{232}Th and ^{238}U . Nucl. Phys. A, 476(1):39–47, 1988.
- [38] Margraf, J., Degener, A., Friedrichs, H., Heil, R.D., Jung, A., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Pitz, H.H., Schacht, H., Seemann, H., Stock, U., Wesselborg, R., Von Brentano, C., Zilges, P.,A., Photoexcitation of low-lying dipole transitions in ^{236}U . Phys. Rev. C, 42(2):771–774, 1990.
- [39] Adekola, A.S., Angell, C.T., Hammond, S.L., Hill, A., Howell, C.R., Karwowski, H.J., Kelley, J.H., Kwan, E., Discovery of low-lying E1 and M1 strengths in ^{232}Th . Phys. Rev. C, 83(3):034615-1–6, 2011.
- [40] Lipparini, E., Stringari, S., Isovector M1 rotational states in deformed nuclei. Phys. Lett. B, 130(3–4):139–143, 1983.
- [41] Bes, D.R., Broglia, R.A., Rotational isovector $K^\pi=1^+$ mode in deformed nuclei. Phys. Lett. B, 137(3–4):141–144, 1984.
- [42] Kurasawa, H., Suzuki, T., Electroexcitation of the new magnetic dipole states in deformed nuclei. Phys. Lett. B, 144(3–4):151–154, 1984.
- [43] Scholten, O., Dieperink, A.E.L., Heyde, K., Van Isacker, P., M3 transitions in the interacting boson model. Phys. Lett. B, 149(4–5):279–82, 1984.
- [44] Pittel, S., Dukelsky, J., Perazzo, R.P.J., Sofia, H.M., s-d-g Boson model description of the collective $K^\pi=1^+$ mode in deformed nuclei. Phys. Lett. B, 144(3–4):145–150, 1984.
- [45] Otsuka, T., Ginocchio, J.N., Low-lying isovector collective states and the interacting-boson model. Phys. Rev. Lett., 54:777–780, 1985.
- [46] Barrett, B.R., Halse, P., M1 transition strength in the SU(3) limit of the generalized IBM-2. Phys. Lett. B, 155(3):133–136, 1985.
- [47] Scholten, O., Heyde, K., Van Isacker, P., Jolie, J., Moreau, J., Waroquier, M., Sau, J., Mixed-symmetry states in the neutron-proton interacting boson model. Nucl. Phys. A, 438(1):41–77, 1985.
- [48] Rohozinski, S.G., Greiner W., Magnetic dipole excitation mode according to the collective model with separate neutron and proton deformations. Z. Phys. A, 322(2):271–279, 1985.
- [49] Faessler, A., Nojarov, R., Low-energy isovector quadrupole vibrations. Phys. Lett. B, 166(4):367–371, 1986.

- [50] Faessler, A., Bochnacki, Z., Nojarov, R., Restoring force for the 1^+ collective mode in deformed nuclei. *J. Phys. G:Nucl. Phys.*, 12:47–50, 1986.
- [51] Nojarov, R., Bochnacki, Z., Faessler, A., Microscopic calculation of the restoring force for scissor isovector vibrations. *Z. Phys. A*, 324(3):289–298, 1986.
- [52] Raduta, A.A., Ursu, I.I., Delion, D.S., Simultaneous GCSM description of the M1 state and the major collective bands. *Nucl. Phys. A*, 475(3):439–467, 1987.
- [53] Raduta, A.A., Faessler, A., Ceausescu, V., Description of the $K^\pi=1^+$ isovector states within a generalized coherent-state model. *Phys. Rev. C*, 36:2111–2126, 1987.
- [54] Dieperink, A.E.L., Moya De Guerra, E., On magnetic dipole form factors in deformed nuclei. *Phys. Lett. B*, 189(3):267–270, 1987.
- [55] Zamick, L., Collective magnetic dipole transitions in the rotational model: Orthogonalization with respect to the spurious states. *Phys. Lett. B*, 167(1):1–5, 1986.
- [56] Zamick, L., Comparison of magnetic dipole excitations in the $f_{7/2}$ shell region with the new collective excitations in Gd^{156} . *Phys. Rev. C*, 31:1955–1956, 1985.
- [57] Zamick, L., Summed strength and signature properties of magnetic multipole excitations in a single j Shell. *Phys. Rev. C*, 33:691–698, 1986.
- [58] Zamick, L., Zheng, D.C., Quadrupole collectivity of summed magnetic dipole orbital strength using schematic interactions. *Phys. Rev. C*, 44:2522–2529, 1991.
- [59] Zamick, L., Zheng, D.C., Relation between E2 and orbital M1 transition strengths using a Q·Q interaction: Further developments. *Phys. Rev. C*, 46:2106–2109, 1992.
- [60] Liu, H., And Zamick, L., Rotational model and shell model pictures of magnetic dipole excitations. *Phys. Rev. C*, 36:2057–2063, 1987.
- [61] Liu, H., And Zamick, L., Collective magnetic multipole excitations in open shells: Ti^{48} . *Phys. Rev. C*, 36:2064–2068, 1987.
- [62] Liu, H., And Zamick, L., Collective magnetic dipole transitions: Dependence of the energies and rates on the nuclear effective interaction. *Nucl. Phys. A*, 467(1):29–43, 1987.

- [63] Castel, B., Zamick, L., New spin excitation modes in nuclei. *Phys. Rept.*, 148(4):217–247, 1987.
- [64] Speth, J., Zawischa, D., Do low-energy scissors modes exist in deformed nuclei? *Phys. Lett. B*, 211(3):247–251, 1988.
- [65] Abdelaziz, M., Thompson, M.J., Elliott, J.P., Evans, J.A., Shell model and IBM descriptions of mixed symmetry or isovector M1 transitions in the titanium isotopes. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 14:219–228, 1988.
- [66] Abdelaziz, M., Elliott, J.P., Thompson, M.J., Evans, J.A., On the role of isoscalar bosons in lighter nuclei. *Nucl. Phys. A*, 503(2):452–460, 1989.
- [67] Lo Iudice, N., Richter, A., Orbital magnetic dipole excitations in deformed nuclei and the scissors mode. *Phys. Lett. B*, 228(3):291–298, 1989.
- [68] Chaves L., Poves, A., Isovector M1 collective excitations in light nuclei, *Phys. Rev. C*, 34:1137–1139, 1986.
- [69] Retamosa, J., Udias, J.M., Poves, A., Moya De Guerra, E., 1^+ excitations in light nuclei: SU(3) versus realistic shell model results. *Nucl. Phys. A*, 511(2):221–250, 1990.
- [70] Poves, A., Retamosa, J., and Moya De Guerra, E., Shell-model realization of the scissors mode. *Phys. Rev. C*, 39:1639–1640, 1989.
- [71] Castanos, O., Draayer, J.P., Leschber, Y., Collective 1^+ states in rare earth and actinide nuclei. *Nucl. Phys. A*, 473(3):494–508, 1987.
- [72] Castanos, O., Draayer, J.P., Leschber, Y., Towards a shell-model description of the low-energy structure of deformed nuclei II. Electromagnetic properties of collective M1 bands. *Ann. Phys.*, 180(2):290–329, 1987.
- [73] Hammaren, E., Schmid, K.W., Faessler A., Grummer, F., Microscopic prediction of the M1 strength distributions in medium heavy nuclei. *Phys. Lett. B*, 171(4):347–352, 1986.
- [74] Hammaren, E., Heikkinen, P., Schmid, K.W., Faessler, A., Microscopic and phenomenological analysis of the Alaga rule for dipole states, *Nucl. Phys. A*, 541(2):226–240, 1992.
- [75] Otsuka, T., Scissors and unique-parity modes of M1 excitation in deformed nuclei. *Nucl. Phys. A*, 507(1):129–140, 1990.
- [76] Rangacharyulu, C., Richter, A., Wörtche, H.J., Ziegler, W., Casten, R.F., Strong correlation and saturation of E2 and M1 transition strengths in even–even rare–earth nuclei. *Phys. Rev. C*, 43(3):949–951, 1991.

- [77] Mizusaki, T., Otsuka, T., Sugita, M., M1 Excitation in Sm isotopes and the proton–neutron sdg interacting boson model. *Phys. Rev. C*, 44(4):1277–1280, 1991.
- [78] Iwasaki, S., Hara, K., A microscopic calculation of the $K^\pi=1^+$ mode in deformed nuclei. *Phys. Lett. B*, 144(1–2):9–12, 1984.
- [79] Hamamoto, I., Aberg, S., Microscopic description of a low-lying $K^\pi=1^+$ mode in ^{156}Gd . *Phys. Lett. B*, 145(3–4):163–166, 1984.
- [80] Hamamoto, I., Aberg, S., Structure of low-lying $K^\pi=1^+$ mode in a microscopic model. *Phys. Scr.*, 34:697–702, 1986.
- [81] Hamamoto, I., Ronstrom, C., Form-factor of low-lying $K^\pi=1^+$ excitations in rare-earth nuclei. *Phys. Lett. B*, 194(1):6–10, 1987.
- [82] Nojarov, R., Faessler, A., Civitarese, O., Spin and orbital contributions to collective M1 transitions in $^{46,48}\text{Ti}$. *Phys. Lett. B*, 183(2):122–126, 1987.
- [83] Civitarese, O., Faessler, A., Nojarov, R., Theoretical description of low-lying $K^\pi=1^+$ states in deformed nuclei. *Phys. Rev. C*, 35(6):2310–2317, 1987.
- [84] Nojarov, R., Faessler, A., Symmetry-restoring interactions for $K^\pi=1^+$ isovector vibrations. *Nucl. Phys. A*, 484(1):1–33, 1988.
- [85] Faessler, A., Khoa, D.T., Grigorescu, M., Nojarov, R., Low-lying magnetic dipole excitations in actinide nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 65:2978–2981, 1990.
- [86] Nojarov, R., Faessler, A., Low-collective scissors mode. *Z. Phys. A*, 336(2):151–157, 1990.
- [87] Faessler, A., Nojarov, R., Scholtz, F.G., Magnetic dipole electroexcitations in rare-earth nuclei. *Nucl. Phys. A*, 515(2):237–272, 1990.
- [88] Magnusson, C., The effect of the presence of quadrupole pairing on the properties of $K^\pi=1^+$ states in doubly even nuclei. *Phys. Scr.*, 43:460–468, 1991.
- [89] Nojarov, R., Faessler, A., Lipas P.O., M1 strength and (e, e') form factors of $^{46,48}\text{Ti}$ within the RPA. *Nucl. Phys. A*, 533(3):381–410, 1991.
- [90] Nojarov, R., Faessler, A., Dingfelder, M., High-energy scissors mode. *Phys. Rev. C*, 51:2449–2456, 1995.

- [91] Zawischa, D., Speth, J., Low energy orbital magnetic dipole excitations of heavy non spherical nuclei. *Z. Phys. A Hadrons and Nuclei*, 339(1):97–109, 1991.
- [92] DE Coster, C. and Heyde, K., Magnetic Dipole Spin Resonance in Rare-Earth Nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 66(19):2456–2459, 1991.
- [93] Zawischa, D., Speth, J., Spin-flip magnetic dipole states in deformed nuclei. *Phys. Lett. B*, 252(1):4–8, 1990.
- [94] Sarriguren, P., Moya De Guerra, E., Nojarov, R., Faessler A., M1 spin strength distribution in ^{154}Sm . *J. Phys. G: N. Part. Phys.*, 19(2):291–298, 1993.ucl
- [95] Nojarov, R., Faessler, A., Sarriguren, P., Moya De Guerra, E., Grigorescu, M., Orbital and spin M1 excitations in actinide nuclei. *Nucl. Phys. A*, 563(3):349–386, 1993.
- [96] Sarriguren, P., Moya De Guerra, E., Nojarov, R., Faessler A., Spin and deformation dependent orbital M1 strength in rare-earth nuclei. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 20(2):315–337, 1994.
- [97] Zawischa, D., Speth, J., Orbital and spin-flip magnetic dipole resonances in heavy non spherical nuclei. *Nucl. Phys. A*, 569(1-2):343–352, 1994.
- [98] Raduta, A.A., Lo Iudice, N., Ursu, I.I., Description of orbital and spin excitations within a projected spherical single-particle basis. *Nucl. Phys. A*, 584(1):84–102, 1995.
- [99] Sarriguren, P., Moya De Guerra, E., And Nojarov, R., Spin M1 excitations in deformed nuclei from self-consistent Hartree-Fock plus random-phase approximation. *Phys. Rev. C*, 54(2):690–705, 1996
- [100] Zawischa, D., Speth, J., Do low-energy scissors modes exist in deformed nuclei? *Phys. Lett. B*, 211(3):247–251, 1988.
- [101] Sugawara-Tanabe, K., Arima, A., Microscopic structure of collective 1^+ states in deformed nuclei. *Phys. Lett. B*, 206(4):573–578, 1988.
- [102] Hamamoto, I., Magnusson, C., Deformation dependence of magnetic dipole strength below 4 MeV in doubly even rare earth nuclei. *Phys. Lett. B*, 260(1–2):6–10, 1991.
- [103] Hamamoto, I., Nazarewicz, W., Magnetic dipole strength in super deformed nuclei. *Phys. Lett. B*, 297(1–2): 25–30, 1992.

- [104] Kuliev, A.A., Akkaya, R., Ilhan, M., Guliyev, E., Salamov, C., Selvi, S., Rotational-invariant model of the states with $K^\pi=1^+$ and their contribution to the scissors mode. *Int. J. Mod. Phys. E*, 9(3):249–261, 2000.
- [105] Kuliev, A.A., Guliyev, E., Gerçeklioglu, M., The dependence of the scissors mode on the deformation in the $^{140-150}\text{Ce}$ isotopes. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 28(3):407–414, 2002.
- [106] Guliyev, E., Ertugral, F., Kuliev, A.A., Low-lying magnetic dipole strength distribution in the γ -soft even-even $^{130-136}\text{Ba}$. *Eur. Phys. J. A*, 27(3):313–320, 2006.
- [107] Bektasoglu, M., Yakut, H., Low-lying dipole strengths in $^{162,164}\text{Dy}$ nuclei. *Acta Phys. Pol. B*, 37(9):2705–2712, 2006.
- [108] Ertugral, F., Guliyev, E., Kuliev, A.A., Low lying magnetic and electric dipole strength distribution in the even-even $^{164-170}\text{Er}$. *AIP Conf. Proc.* 6th In. Conf. Balkan Physical Union, Istanbul, Turkey, August 22–26, 2006.
- [109] Guliyev, E., Kuliev, A.A., Ertugral, F., Low-lying magnetic and electric dipole strength distribution in the ^{176}Hf nucleus. *Eur. Phys. J. A*, 39(3):323–333, 2009.
- [110] Guliyev, E., Kuliev, A.A., Ertugral, F. Low-lying dipole excitations in the deformed even-even isotopes $^{154-160}\text{Gd}$. *Acta. Phys. Pol. B*, 40(3):653–656, 2009.
- [111] Ertugral, F., Guliyev, E., Kuliev, A., Yildirim, Z., Fine structure of the dipole excitations of the even-even ^{160}Gd nucleus in the spectroscopic region. *Cent. Eur. J. Phys.*, 7(4):731–737, 2009.
- [112] Zenginerler, Z., Guliyev, E., Kuliev, A.A., Yakut, H., Soluk, G., Systematic investigation of the low-lying dipole excitations in even-even $^{124-136}\text{Ba}$ isotopes. *Eur. Phys. J. A*, 49(9):1–7, 2013.
- [113] Guliyev, E., Kuliev, A.A., Ertugral, F., Systematic investigation of the low-energy dipole excitations in $^{176,178,180}\text{Hf}$ within rotational, translational and Galilean invariant quasiparticle RPA. *Nucl. Phys. A*, 915:78–89, 2013.
- [114] Yakut, H., Nadir toprak deforme çekirdeklerinde kolektif dipol seviyelerinin elektrik ve manyetik dipol özelliklerinin incelenmesi. Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2007.
- [115] Ertugral, F., Deforme çekirdeklerde kuadropol momentlerinin ve dipol titreşimlerinin araştırılması. Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2007.

- [116] Yildirim, Z., Deforme çekirdeklerde makas mod seviyelerinin beta bozunum özelliklerinin incelenmesi. Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2009.
- [117] Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu., Description of low-lying vibrational states and gamma-ray transitions between excited states in ^{156}Gd and ^{158}Gd . Nucl. Phys. A, 568(2):244–264, 1994.
- [118] Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu., Low-lying nonrotational states in strongly deformed even-even nuclei of the rare-earth region. Phys. Part. Nucl., 27(6):667–698, 1996.
- [119] Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu., Iudice, N.L., Effect of two RPA phonons on the spectrum of the low-lying magnetic dipole transitions in deformed nuclei. Nucl. Phys. A, 600(2):155–178, 1996.
- [120] Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu., Description of nonrotational states in ^{160}Dy . Phys. At. Nucl., 59(1):51–61, 1996.
- [121] Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu., And Lo Iudice, N., Dipole strength distribution in doubly even deformed nuclei. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 25:1023–1042, 1999.
- [122] Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu., Dipole excitations in deformed nuclei Phys. Part. Nucl., 31(4):385–414, 2000.
- [123] Lo Iudice, N., M1 spin excitations in deformed nuclei within a microscopic multiphonon approach. Phys. Rev. C, 64:0543011–9, 2001.
- [124] Zawischa, D., Theoretical aspects of the new collective modes in nuclei. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 24(4):683–718, 1998.
- [125] Heyde, K., Von Neumann-Cosel, P., Richter, A., Magnetic dipole excitations in nuclei: Elementary modes of nucleonic motion. Rev. Mod. Phys., 82:2365–2419, 2010.
- [126] Heil, R.D., Kasten, B., Scharfe, W., Butler, P.A., Friedrichs, H., Hoblit, S.D., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Ludwig, M., Müller, G., Pitz, H.H., Rose, K.W., Schumacher, M., Seemann, U., Simpson, J., Von Brentano, P., Weber, T.H., Wesselborg, C., Zilges, A., Parity assignments in nuclear resonance fluorescence experiments using compton polarimeters. Nucl. Phys. A, 506(2):223–244, 1990.
- [127] Frekers, D., Wörtche, H.J., Richter, A., Abegg, R., Azuma, R.E., Celler, A. Chan, C., Drane, T.E., Helmer R., Jackson, K.P., King, J.D., Miller C.A., Schuank, R., Spin excitations in the deformed-nuclei ^{154}Sm , ^{158}Gd and ^{168}Er . Phys. Lett. B, 244(2):178–182, 1990.

- [128] Pitthan, R. and Walcher, TH., Inelastic electron scattering in the giant resonance region of La, Ce and Pr. *Phys. Lett. B*, 36(6):563–567, 1971.
- [129] Laszewski, R.M., Holt, R.J. And Jackson, H.E., M1 and E1 transition strength near threshold in ^{140}Ce . *Phys. Rev. C*, 13(6):2257–2261, 1976.
- [130] Djalali, C., Marty, N., Morlet, M., Willis, A., Jourdain, J.C., Anantaraman, N., Crawley, G.M., Galonsky, A., and Kitching, P., Systematics of the excitation of M1 resonances in medium heavy-nuclei by 200 MeV proton inelastic-scattering. *Nucl. Phys. A*, 388 (1):1–18, 1982.
- [131] Laszewski, R.M., Alarcon, R., Dale, D.S., and Hoblit, S.D., Distribution of M1 transitions in Pb. *Phys. Rev. Lett.*, 61(5):1710-1712, 1988.
- [132] Huxel, N., Von Brentano, P., Eberth, J. Enders, J., Herzberg, R.-D., Von Neumann-Cosel P, Nicolay, N., Pietralla, N., Prade, H., Rangacharyulu, C., Reif, J., Richter, A., Schlegel, C., Schwengner, R., Skoda, S., Thomas, H.G., Wiedenhover, I., Winter, G., Zilges, A., Search for low-lying magnetic dipole strength in the heavy odd-mass nucleus ^{165}Ho . *Nucl. Phys. A*, 539(3):478–486, 1992.
- [133] Bauske, I., Arias, M., Von Brentano, P., Prank, A., Friedrichs, H., Heil, R.D., Herzberg, R.-D., Hoyler, F., Van Isacker, P., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H.H., Wesselborg, C., and Zilges, A., First observation of scissors mode states in an odd-mass nucleus. *Phys. Rev. Lett.*, 7:975–978, 1993.
- [134] Scheck, M., Von Brentano, P., Fransen, C., Kneissl, U., Kohstall, C., Linnemann, A., Mucher, D., Pietralla, N., Pitz, H.H., Scholl, C., Stedile, F., Walter, S., Werner, V. and Yates, S.W., M, Dipole strength distributions of the stable odd-mass N=82 isotones ^{139}La and ^{141}Pr . *Phys. Rev. C*, 75(4):044313-1–14, 2007.
- [135] Nord, J., Enders, A.E., De Almeida Pinto, Belic, D., Von Brentano, P., Fransen, C., Kneissl, U., Kohstall, C., Linnemann, A., Von Neumann-Cosel, P., Pietralla, N., Pitz, H.H., Richter, A., Stedile, F., and Werner, V., Low-energy photon scattering experiments of $^{151,153}\text{Eu}$, ^{163}Dy , and ^{165}Ho and the systematics of the M1 scissors mode in odd-mass rare-earth nuclei. *Phys. Rev. C*, 67:034307-1–23, 2003.
- [136] Nord, A., Schiller, A., Eckert, T., Beck, O., Besserer, J., Von Brentano, P., Fischer, R., Herzberg, R.-D., Jager, D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Pietralla, N., Pitz, H.H., Rittner, M., and A., Zilges, Systematic study of the fragmentation of low-lying dipole strength in odd-A rare earth nuclei investigated in nuclear resonance fluorescence experiments. *Phys. Rev. C*, 54(5):2287–2295, 1996.

- [137] Huxel, N., Von Brentano, P., Eberth, J., Enders, J., Herzberg, R.-D., Von Neumann-Cosel, P., Nicolay, N., Pietralla, N., Prade, H., Rangacharyulu, C., Reif, J., Richter, A., Schlegel, C., Schwenger, R., Skoda, S., Thomas, H.G., Wiedenhover, I., Winter, G., Zilges, A., Complete scissors mode strength in heavy deformed odd-mass nuclei: a case study of ^{165}Ho and ^{169}Tm . Nucl. Phys. A, 645:239–261, 1999.
- [138] Schlegel, C., Von Neumann-Cosel, P., Richter, A., Van Isacker, P., Unexpected properties of the scissors mode in the odd-mass nucleus ^{167}Er . Phys. Lett. B, 375:21–25, 1996.
- [139] Herzberg, R.-D., Fransen, C., Fischer, R., Beck, O., Belic, D., Besserer, J., Von Brentano, P., Eckert, Th., Kneissl, U., Krischok, B., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Pietralla, N., Pitz, H. H., Wolpert, A., And Zilges A., Observation of an octupole quasiparticle band in ^{175}Lu using photon scattering experiments. Phys. Rev. C, 56(5):2484–2489, 1997.
- [140] Wolpert, A., Beck, O., Belic, D., Besserer, J., Von Brentano, P., Eckert, T., Fransen, C., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Pietralla, N., and Pitz, H. H., Low-lying dipole excitations in the heavy, odd-mass nucleus ^{181}Ta . Phys. Rev. C, 58(2):765–770, 1998.
- [141] Besserer, J., Beck, O., Von Brentano, P., Eckert, T., Herzberg, R.-D., Jäger, D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Pietralla, N., Pitz, H.H., Zilges, A., Fragmentation of low-lying dipole strength in the odd-mass nucleus ^{133}Cs . Phys. Rev. C, 56(3):1276–1280, 1997.
- [142] Yevetska, O., Enders, J., Fritzsche, M., Von Neumann-Cosel, P., Oberstedt, S., Richter, A., Romig, C., Savran, D. And Sonnabend K., Dipole strength in the $^{235}\text{U}(\gamma, \gamma')$ reaction up to 2.8 MeV. Phys. Rev. C, 81:044309-1–6, 2010.
- [143] Van Isacker, P., Frank, A., Scissors states in deformed odd-mass nuclei. Phys. Lett. B, 225(1–2):1–4, 1989.
- [144] Frank, A., Arias, J.M., Van Isacker, P., Search for scissors states in odd-mass. Nucl. Phys. A, 531(1):125–142, 1991.
- [145] Raduta, A.A., Iudice, N.L., Toward a microscopic description of the M1 states in deformed even-odd nuclei. Z. Phys. A, 334(4):403–414, 1989.
- [146] Raduta, A.A., Delion, D.S., The description of the collective M1 properties of the even-odd nuclei. Nucl. Phys. A, 513(1): 11–28, 1990.
- [147] Ginocchio, J.N., Leviatan, A., Magnetic dipole sum rules for odd-mass nuclei. Phys. Rev. Lett., 79(5):813–816, 1997.

- [148] Devi, Y.D., Kota, V.K.B., M1 distributions in p-n sdgIBFM for odd-A nuclei. *Phys. Lett. B*, 287(1–3):9–13, 1992.
- [149] Devi, Y.D., Kota, V.K.B., Scissors states with and without g-bosons in the interacting boson-fermion model for even-odd nuclei in the N=82–126 shell. *Nucl. Phys. A*, 541(2):173–192, 1992.
- [150] Devi, Y.D., Kota, V.K.B., M1 distributions for ^{163}Dy and ^{157}Gd in the $\text{SU}_{\text{sdg}}^{\text{BF}}(3)$ and $\text{SU}_{\text{sd}}^{\text{BF}}(3) \times 1g$ limits of pn-sdgIBFM. *Nucl. Phys. A*, 600(1):20–36, 1996.
- [151] Draayer, J.P., Beuschel, T., Hirsch, J.G., M1 strengths in deformed nuclei. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 25:605–610, 1999.
- [152] Draayer, J.P., Popa, G., Hirsch, J.G., and Vargas C.E., E2 and M1 transition strengths in heavy deformed nuclei revisited. *Rev. Mex. De Fis.*, 49(4):22–28, 2003.
- [153] Vargas, C.E., Hirsch, J.G., Draayer, J.P. Microscopic description of the scissors mode in odd-mass heavy deformed nuclei. *Phys. Lett. B*, 551:98–102, 2003.
- [154] Soloviev, V.G., *Theory of complex nuclei*. Pergamon Press, New York, 1976.
- [155] Soloviev, V.G., *Theory of atomic nuclei: Quasiparticles and phonons*, Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 1992.
- [156] Soloviev, V.G., Siklos, T., Energies of strongly deformed even nuclei in the range $228 \leq A \leq 254$. *Nucl. Phys.*, 59(1):145–158, 1964.
- [157] Soloviev, V.G., Quasi-particle and collective structure of the states of even, strongly-deformed nuclei. *Nucl. Phys.*, 69(1):1–36, 1965.
- [158] Malov, L.A., Soloviev, V.G., Vogel, P., On the energies of the octupole states of even-even nuclei in the energy region $228 \leq A \leq 254$. *Phys. Lett.*, 22(4):441–442, 1966.
- [159] Kuliev, A.A., Pyatov, N.I., Effect of the spin-quadrupole force on the rate of β -decay to collective states of even deformed nuclei. *Nucl. Phys. A*, 106(3):689–696, 1968.
- [160] Malov, L.A., Nesterenko, V.O., Soloviev, V.G., Low-energy octupole resonances in deformed nuclei. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 3(9):219–222, 1977.
- [161] Jolos, R.V., Molina, J.L., Soloviev, V.G., Effect of the Pauli principle on the excited states of doubly-even deformed nuclei. *Z. Phys. A*, 295(2):147–152, 1980.

- [162] Soloviev, V.G., Shirikova, N.Yu., On collective two-phonon states in deformed nuclei. *Z. Phys. A*, 301(3):263–269, 1981.
- [163] Soloviev, V.G., Shirikova, N.Yu., Shirikova, N.Yu., Description of charge-exchange resonances in deformed nuclei. *Z. Phys. A*, 316(1):65–74, 1984.
- [164] Soloviev, V.G., Fragmentation of single-particle and collective motions in the quasiparticle-phonon nuclear model (Review). *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 19(C):107–165, 1987.
- [165] Ponomarev, V.Yu., Soloviev, V.G., Vdovin, A.I., Stoyanov, Ch., The role of "quasiparticle⊗phonon" components in gamma-decay of high-lying states. *Phys. Lett. B*, 183(3–4):237–242, 1987.
- [166] Soloviev, V.G., Shirikova, N.Yu., Description of low-lying vibrational $K^\pi \neq 0^+$ states of deformed nuclei in the quasiparticle-phonon nuclear model. *Z. Phys. A*, 334(2):149–162, 1989.
- [167] Soloviev, V.G. And Sushkov, A.V., On the role of high-multipolarity interactions in deformed nuclei. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 16:57–60, 1990.
- [168] Soloviev, V.G., Microscopic description of vibrational states in deformed nuclei. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 28(C):49–74, 1992.
- [169] Soloviev, V.G., Sushkov, A.V. and Shirikova, N.Yu., Gamma-ray transitions between excited states in ^{168}Er . *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 20:113–134, 1994.
- [170] Soloviev, V.G., Sushkov, A.V. And Shirikova, N.Yu., Description of low-lying vibrational and two-quasiparticle states in ^{166}Er . *Phys. Rev. C*, 51(2):551–558, 1995.
- [171] Malov, L.A., Nesterenko, V.O., Soloviev, V.G., Low-energy octupole resonances in deformed nuclei. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 3(9):219–222, 1977.
- [172] Soloviev, V.G., Stoyanov, Ch., Voronov, V.V., On the enhancement of M1-transitions from neutron resonances in the Ba and Ce isotopes. *Phys. Lett. B*, 79(3):187–189, 1978.
- [173] Soloviev, V.G., Stoyanov, Ch., Voronov, V.V., The influence of the giant dipole resonance on radiative strength functions in spherical nuclei. *Nucl. Phys. A*, 304(2):503–519, 1978.

- [174] Soloviev, V.G., Stoyanov, Ch., Vdovin, A.I., Fragmentation of giant multipole resonances over two-phonon states in spherical nuclei. Nucl. Phys. A, 288(3):376–396, 1977.
- [175] Soloviev, V.G., Stoyanova O. and Voronov, V.V., Fragmentation of two-quasiparticle states in spherical nuclei. Nucl. Phys. A, 370:13–29, 1981.
- [176] Kuzmin, V.A. and Soloviev, V.G. Fragmentation of the Gamow-Teller resonance in spherical Nuclei. J. Phys. G: Nucl. Phys., 10:1507–1522, 1984.
- [177] Kuzmin, V.A., Soloviev, V.G., Fragmentation of spin-dipole charge-exchange states in spherical nuclei. J. Phys. G:Nucl. Phys., 11(5):603–612, 1985.
- [178] Soloviev, V.G., Kuzmin, V.A., Gamow-teller β^+ decays and strength functions of (n,p) transitions in spherical nuclei. Nucl. Phys. A, 486(1):118–132, 1988.
- [179] Soloviev, V.G., On collective nonrotational states of odd-mass deformed nuclei. Phys. Lett., 16(3):308–311, 1965.
- [180] Soloviev, V.G. and Vogel, P., Structure of the ground and excited states of odd-mass deformed nuclei in the region $153 < A < 187$. Nucl. Phys. A, 92:449–414, 1967.
- [181] Gareev, F.A., Ivanova, S.P., Malov, L.A., Soloviev, V.G., Single-particle energies and wave functions for the Saxon-Woods potential and the levels of odd-A nuclei in the actinide region. Nucl. Phys. A, 171(1):134–164, 1971.
- [182] Soloviev, V.G. and Malov, L.A., A model for describing the structure of highly excited states in deformed nuclei (I). Nucl. Phys. A, 196:433–451, 1972.
- [183] Soloviev, V.G., Nesterenko, V.O., Bastrukov, S.I., On vibrational states in deformed odd-A nuclei. Z. Phys. A, 309(4):353–361, 1983.
- [184] Soloviev, V.G., Stoyanov, Ch. and Voronov, V.V., The description of the fragmentation of one-quasiparticle states in spherical nuclei. Nucl. Phys. A, 342:261–282, 1980.
- [185] Khuong, C.Z., Soloviev, V.G. And Voronov, V.V., The effect of the Pauli principle on the fragmentation of one-quasiparticle states in spherical nuclei. J. Phys. G:Nucl. Phys., 7:151–163, 1981.

- [186] Soloviev, V.G., Stoyanov, Ch., Vdovin, A.I., Fragmentation of giant multipole resonances over two-phonon states in spherical nuclei. Nucl. Phys. A, 288(3):376–396, 1977.
- [187] Goldstone, J., Salam, A., Weinberg, S., Broken Symmetries. Phys. Rev., 127(3):965–970, 1962.
- [188] Thouless, D.J., Vibrational states of nuclei in random phase approximation. Nucl. Phys., 22(1):78–95, 1961.
- [189] Marshalek, E.R. And Weneser, J., Nuclear rotation and Random-Phase Approximation. Ann. Phys., 53(3):569–624, 1969.
- [190] Pyatov, N.I., Chernej, M.I., Rotational invariance, inertia and 1^+ state moments in deformed nuclei. Sov. J. Nucl. Phys., 16(5):931–940, 1972.
- [191] Pyatov, N.I., Invariance principle and effective forces, JINR Reports, P4–8380, Dubna, 1974.
- [192] Baznat, M.I., Pyatov, N.I., Rotational invariance and effective charges for E2 transitions with $\Delta K=1$ in odd-mass nuclei. Sov. J. Nucl. Phys., 21(4):708–709, 1975.
- [193] Kuliev, A.A., and Pyatov, N.I., States with $K^\pi=1^+$ and their contribution to the isoscalar E2 resonance. Sov. J. Phys., 20:297–309, 1974.
- [194] Pyatov, N.I., Gabrakov, S.I. and Salamov, D.I., Effects of violation of Galilean invariance of pairing. Sov. J. Nucl. Phys., 26(2):267–273, 1977.
- [195] Pyatov, N.I., Salamov, D.I., Conservation laws and collective excitations in nuclei. Nukleonika, 22 (1):127–140, 1977.
- [196] Bohr, A., Mottelson, B., Nuclear structure, Vol. 1, Benjamin, New York and Amsterdam, 1969.
- [197] SOLOVIEV, V.G., SUSHKOV, A.V., SHIRIKOVA, N.YU., Low-lying magnetic dipole strength in ^{163}Dy . Phys. Rev. C. 53:1022–1024, 1995.
- [198] Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu., Lo Iudice, N., Low-lying magnetic and electric dipole transitions in odd-mass deformed nuclei: A microscopic approach. Nucl. Phys. A, 613:45–68, 1997.
- [199] Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Yu., Vibrational excitations in deformed nuclei in rare-earth and actinide regions Prog. Part. Nucl. Phys., 38:53–61. 1997.

- [200] Civitarese, O., Licciardo, M.C., Comparison between effective Hamiltonians in symmetry restoring methods: Intrinsic collective excitations in deformed nuclei. *Phys. Rev. C*, 39(4):1550–1556, 1990.
- [201] Yakut, H., Guliyev, E., Guner, M., Tabar, E., Zenginerler, Z., QPNM calculation for the ground state magnetic moments of odd-mass deformed nuclei: $^{157-167}\text{Er}$ isotopes. *Nucl. Phys. A*, 888:23–33, 2012.
- [202] Yakut, H., Tabar, E., Kuliev, A.A., Zenginerler, Z. And Kaplan, P., Ground state magnetic properties of odd neutron Dy isotopes, *Int. J. Mod. Phys. E*, 22(10):1350076-1–13, 2013.
- [203] Yakut, H., Tabar, E., Kuliev, A.A., Guliyev E., The ground-state magnetic moments of odd-mass Hf isotopes. *Cent. Eur. J. Phys.*, 12(12):843–850, 2014.
- [204] Baldwin, G.C. and Klaiber, G.C., Photo-fission in heavy elements. *Phys. Rev.*, 71(1):3–10, 1947.
- [205] Goldhaber, M. and Teller, E., On nuclear dipole vibrations. *Phys. Rev.*, 74 (9):1046–1049, 1948.
- [206] Klimkiewicz, A., Adrich, P., Boretzky, K., Fallot, M., Aumann, T., Cortina-Gil, D., Pramanik D.U., Elze, Th.W., Emling, H., Geissel, H., Hellstroem, M., Jones, K.L., Kratz, J.V., Kulesh R., Leifels, Y., Nociforo, C., Palit, R., Simon, H., Surowka, G., Sümmerer, K., Typel, S., Walus, W., Dipole response of neutron-rich Sn isotopes. *Nucl. Phys. A*, 788(1–4):145–152, 2007.
- [207] Kneissl, U., Pitz, H.H., Zilges, A., Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 37:349–433, 1996.
- [208] Metzger, F.R., Resonance fluorescence in nuclei. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 7:54–88, 1959.
- [209] Mohr, P. Ender, J., Hartmann, T., Kaiser, H., Schiesser, D., Schmitt, S., Volz, S., Wissel, F., Zilges, A., Real photon scattering up to 10 MeV: the improved facility at the Darmstadt electron accelerator S-DALINAC. *Nucl. Instr. Meth. A*, 423:480–488, 1999.
- [210] Volz, S., Tsoneva, N., Babilon, M., Elvers, M., Hasper, J., Herzberg, R.-D., Lenske H., Lindenberg, K., Savran, D., Zilges, A., The photoresponse of stable N=82 nuclei below 10 MeV. *Nucl. Phys. A*, 779:1–20, 2006.
- [211] Kneissl, U., L, Pietralla, N. and Zilges, A., Low-lying dipole modes in vibrational nuclei studied by photon scattering. *J. Phys. G:Nucl. Part. Phys.*, 32:R217–R252, 2006.

- [212] Richter, A., Shell model and magnetic dipole modes in deformed nuclei, Nucl. Phys. A, 507(1):99–128, 1990.
- [213] Enders, J., Huxel, N., Von Neumann-Cosel, P., and Richter, A., Where is the Scissors Mode Strength in Odd-Mass Nuclei? Phys. Rev. Lett., 79(11):2010–2013, 1997.
- [214] Enders, J., Huxel, N., Kneissl, U., Von Neumann-Cosel, P., Pitz, H.H., And Richter, A., Unresolved dipole strength in spectra of the ^{157}Gd (γ , γ') reaction. Phys. Rev. C, 57(2):996–999, 1998.
- [215] Kenneth S.K., Introductory nuclear physics, John Wiley&Sons, New York, 1987.
- [216] Ring, P., Schuck, P., The nuclear many body problem, Springer-Verlag, Berlin, 1980.
- [217] Bardeen, J., Cooper, L.N., Schriffer, R., Theory of Superconductivity. Phys. Rev., 108:1175–1204, 1957.
- [218] Yeğın, G., Süperakışkan modelin $150 < A < 178$ bölgesindeki biçimsel bozulmuş çekirdeklere uygulanması. Yüksek Lisans Tezi. Celal Bayar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Manisa, 2005.
- [219] Brink, D.M., De Broglia, R.A., Nuclear Superfluidity: Pairing in Finite Systems. Cambridge University Press, New York, 2005.
- [220] Bogolyubov, N.N., On the theory of superfluidity, J. Phys., (USSR) 11:23–32, 1947.
- [221] Bogolyubov, N.N., On question about superfluidity condition in the nuclear matter theory, Doklady Akademi Nauk, USSR, 1958.
- [222] Bohr, A., Mottelson, B.R., and Pines D., Possible analogy between the excitation spectra of nuclei and those of the superconducting metallic state. Phys. Rev., 110(4):936–938, 1958.
- [223] Belyaev, S.T., The effect of pairing correlations on nuclear properties. Kong. Dan. Vid. Sel. Mat. Fys. Med., 31:1–56, 1959.
- [224] Soloviev, V.G., On the superfluid state of the atomic nucleus. Nucl. Phys., 9(4):655–664, 1958–1959.
- [225] Soloviev, V.G., Effect of superconducting pairing correlations on nuclear properties. Selected Topics in Nuclear Theory, International Atomic Energy Agency, Vienna, 233–288, 1963.
- [226] Bogolyubov, N.N., Lectures of quantum statistics, Sovetskaya Shkola, Kiev, 1949 (translation Gordon and Bridge, New York), 1969.

- [227] Bohm, D., Pines, D., A collective description of electron interactions: III. Coulomb interactions in a degenerate electron gas, *Phys. Rev.*, 92:609–625, 1953.
- [228] Lane, A.M., *Nuclear Theory*, Benjamin, New York, 1964.
- [229] Brown, G.E., *Unified theory of nuclear models and forces*, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1967.
- [230] Rowe, D.J., *Fundamentals in nuclear theory*, IAEA-Vienna, 1967.
- [231] Bunker, M.E., Reich, C.W., A survey of nonrotational states of deformed odd-A nuclei ($50 < A < 190$). *Rev. Mod. Phys.*, 43(3):348–423, 1971.
- [232] Migdal, A.B., Superfluidity and the moments of inertia of nuclei. *Nucl. Phys.*, 13(5):655–674, 1959.
- [233] Kisslinger, S. and Sorensen, R.A., Pairing plus long range force for single closed shell nuclei. *Kong. Dan. Vid. Sel. Mat. Fys. Med.*, 32(9):1–81, 1960.
- [234] Chasman, R.R., Ahmad, I., Friedman, A.M., Erskine, J.R., Survey of single-particle states in the mass region $A > 228$. *Rev. Mod. Phys.*, 49(4):833–891, 1977.
- [235] Jain, A.K., Sheline, R.K., Sood, P.C., Jain, K., Intrinsic states of deformed odd-A nuclei in mass regions ($151 \leq A \leq 193$) and ($A \geq 221$). *Rev. Mod. Phys.*, 62(2):393–509, 1990.
- [236] Dracoulis, G.D., Walker, P.M., One- and three-quasiparticle states in ^{171}Hf and high spin rotational. *Nucl. Phys. A*, 330(1):186–208, 1979.
- [237] Soloviev, V.G., Properties of the ground and excited states of strongly deformed nuclei. *Sov. Phys. JETP*, 16(1):176–183, 1963.
- [238] Pyatov, N.I., Chernyshev, A.S., Three quasi-particle states in deformed nuclei, *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz.*, 28:1173–1180, 1964.
- [239] A. A. Kuliev and N. I. Pyatov, Spin polarization effects in odd-mass deformed nuclei. *Phys. Lett. B*, 28(7):443–445, 1969.
- [240] Bes, D.R., Yi-Chung, C., The γ -vibrations in odd-mass rare-earth. *Nucl. Phys.*, 86(3):581–610, 1966.
- [241] Diamond, R.M., Elbek, B., Stephens, F.S., Coulomb excitation of Tb^{159} , Ho^{165} and Tm^{169} with O^{16} ions. *Nucl. Phys.*, 43:560–597, 1963.

- [242] Gorbachev B.I., Levon, A.I., Nemets, O.F., Fedotkin, S.N., Stepanenko, V.A., Magnetic moments of the isomeric states of ^{141}Pr and ^{143}Pm and the paramagnetism of promethium and praseodymium. *Sov. Phys. JETP*, 60(1):1–6, 1984.
- [243] Levon, A.I., Fedotkin, S.N., Vdovin, A.I., Magnetic moments of odd spherical nuclei. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 43(16):912–917, 1986.
- [244] Vdovin, A.I., Safarov, R.R., Galinsky, E.M., Pauli principle and magnetic moments of odd spherical nuclei. *JINR Communication*. P4-88-170, 1988.
- [245] Ponomarev, V.Yu. and Safarov, R.R., The contribution of "quasiparticle \otimes phonon" components into magnetic moments of low-lying states in odd spherical nuclei. *JINR communication*. P4-88-146, 1988.
- [246] Bohr A., Pair correlation and double transfer reactions, in nuclear structure. *Dubna Symposium, I.A.E.A., Vienna*.179–189, 1968.
- [247] Arima, A., Horie, H., Configuration mixing and magnetic moments of odd nuclei. *Prog. Theor. Phys.*, 12(5):623–641, 1954.
- [248] Migdal, A.B., Nuclear magnetic moments. *Nucl. Phys.*, 75(2):441–469, 1966.
- [249] Freed, N., Kisslinger, L.S., Magnetic dipole moments of odd-mass nuclei in the spherical region. *Nucl. Phys.*, 25:611–623, 1961.
- [250] Bochnacki, Z., Ogaza, S., Spin polarization effect and the magnetic moments of odd-mass deformed nuclei, *Nucl. Phys.*, 69(1):186–192, 1965.
- [251] Fujita, Jun-I., Ikeda, K., Existence of isobaric states and beta decay of heavier nuclei, *Nucl. Phys.*, 67(1):145–1771, 1965.
- [252] Gabrakov, S.I., Kuliev, A.A., Pyatov, N.I., 0^+ and 1^+ unlike particle-hole states in deformed odd-odd nuclei and β -strength functions. *Phys. Lett. B*, 36(4):275–277, 1971.
- [253] Civitarese, O., Licciardo, M.C., Comparison between effective Hamiltonians in symmetry restoring theories: Intrinsic excitations in superfluid nuclei. *Phys. Rev. C*, 41(4):1778–1784, 1990.
- [254] Faessler A., Nojarov, R., Orbital vibrations in the $A=130$ mass region. *Phys. Rev. C*, 41(3):1253–1256, 1990.

- [255] Dietrich, K.-G., Humbert, F., Richter, A., Brown, B.A., Kuliev, A.A. and Scholten, O., Magnetic dipole strength distribution at high excitation energies in deformed nuclei. *Phys. Lett. B*, 220:351–355, 1989.
- [256] Li, J., Meng, J., Ring, P., Yao, J.M. and Arima, A., One-pion exchange current corrections for nuclear magnetic moments in relativistic mean field theory. *Prog. Theor. Phys.*, 125:1185–1192, 2011.
- [257] LI, J., Meng, J., Ring, P., Yao, J.M. And Arima, A., Relativistic description of second-order correction to nuclear magnetic moments with point-coupling residual interaction. *Sci. China Phys. Mech. Astron.*, 54:204–209, 2011.
- [258] Enguang, Z., Recent progress in theoretical studies of nuclear magnetic moments. *Chin. Sci. Bull.*, 57(34): 4394–4399, 2012.
- [259] Shimizu, K., Ichimura, M. and Arima, A., Magnetic moments and GT-type β -decay matrix elements in nuclei with a LS doubly closed shell plus or minus one nucleon. *Nucl. Phys. A*, 226(2):282–318, 1974.
- [260] Towner, I.S. And Khanna, F.C., Corrections to the single-particle M1 and Gamow-Teller matrix elements. *Nucl. Phys. A*, 399:334–364, 1983.
- [261] Arima, A., A short history of nuclear magnetic moments and GT transitions. *Sci. China Phys. Mech. Astron.*, 54:188–193, 2011.
- [262] De Boer, J. and Rogers, J.D., Concerning the magnetic properties of deformed nuclei in region $153 \leq A \leq 187$. *Phys. Lett.*, 3(6):304–306, 1963.
- [263] Bochnacki, Z., Ogaza, S., Spin polarization effect on the fast allowed beta transitions between deformed odd-mass nuclei. *Nucl. Phys. A*, 102(3):529–533, 1967
- [264] Kuliev, A.A., Pyatov, N.I., Magnetic dipole interactions in deformed nuclei. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 9(2):185–189, 1969.
- [265] Yakut, H., Kuliev, A. and Guliyev, E., Investigations of the g_K -factors in the $^{175,177,179}\text{Hf}$ isotopes. *AIP Conf. Proc.*, 1072:258–261, 2008.
- [266] Yakut, H., Kuliev, A., Guliyev, E., Yildirim, Z., Intrinsic $g(K)$ factors of odd-mass $\text{Lu}^{167-179}$ isotopes. *Pramana J. Phys.*, 73:829–837, 2009.
- [267] Raman, S., Nestor, C.W., Jr., And Tikkanen P., Transition probability from the ground to the first-excited 2^+ state of even-even nuclides. *At. Data Nucl. Data Tables*, 78:1–128, 2001.
- [268] Stone, N.J., Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments. *At. Data Nucl. Data Tables*, 90(1):75–176, 2005.

- [269] Bow, Y.F., Magnetic dipole transition probabilities of deformed odd-mass nuclei. *Phys. Rev. C*, 2(5):1608–1611, 1970.
- [270] Arima, A., Horie, H., Configuration mixing and magnetic moments of odd Nuclei, *Prog. Theor. Phys.*, 12(5):623–641, 1954.

ÖZGEÇMİŞ

Emre TABAR, 14.04.1983'te İzmir'de doğdu. İlk ve orta öğrenimini Yenifoça Reha Midilli İlköğretim Okulunda, lise öğrenimini Foça Cemil Midilli Yabancı Dil Ağırlıklı Lisesi'nde tamamladı. 2002 yılında başladığı Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünden 2007 yılında bölüm üçüncüsü olarak mezun oldu. 2007 yılında Ege Üniversitesi Nükleer Bilimler Enstitüsünde yüksek lisans öğrenimine başladı ve 2010 yılında mezun oldu. Aynı yıl Sakarya Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde doktora öğrenimine başladı. 2010 yılında Sakarya Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde araştırma görevlisi olarak çalışmaya başladı ve halen bu görevini sürdürmektedir.