

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

**AKTİNİTLER BÖLGESİNDEKİ TEK-A'LI DEFORME
ÇEKİRDEKLERİN ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARININ
TEORİK OLARAK İNCELENMESİ**

DOKTORA TEZİ

Elif KEMAH

Fizik Anabilim Dalı

EKİM 2023

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

**AKTİNİTLER BÖLGESİNDEKİ TEK-A'LI DEFORME
ÇEKİRDEKLERİN ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARININ
TEORİK OLARAK İNCELENMESİ**

DOKTORA TEZİ

Elif KEMAH

Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Prof.Dr.Hakan YAKUT

EKİM 2023

Elif KEMAH tarafından hazırlanan “AKTİNİTLER BÖLGESİNDEKİ TEK-A’LI DEFORME ÇEKİRDEKLERİN ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARININ TEORİK OLARAK İNCELENMESİ” adlı tez çalışması 17.10.2023 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda **Doktora tezi** olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

Jüri Başkanı :	Prof. Dr. Hakan YAKUT (Danışman) Sakarya Üniversitesi	
Jüri Üyesi :	Doç. Dr. Murat SARDUVAN Sakarya Üniversitesi	
Jüri Üyesi :	Doç. Dr. Emre TABAR Sakarya Üniversitesi	
Jüri Üyesi :	Prof. Dr. Betül USTA Sakarya Uygulamalı Bilimler Üniversitesi	
Jüri Üyesi :	Dr. Öğr.Üyesi Yakup BORAN Sakarya Uygulamalı Bilimler Üniversitesi	



ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ

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

(17/10/2023).

Elif KEMAH





Sevgili Aileme



TEŞEKKÜR

Doktora eğitimim boyunca değerli bilgi ve deneyimlerini her aşamada paylaşılarak büyük destek olan danışman hocam Hakan YAKUT'a, teşvikleri ve yönlendirmeleriyle araştırmanın başarılı bir şekilde tamamlanmasına katkıda bulunduğu için teşekkürlerimi sunarım.

Doktora çalışmam ve proje sürecim boyunca, 118F094 kodlu "Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdeklerde Elektrik Dipol (E1) Titreşimlerinin Teorik Olarak Araştırılması" başlıklı TÜBİTAK 1001 projesi kapsamında araştırma yapma fırsatı bulduğum için Proje Yürütücümüz Doç. Dr. Emre TABAR'a teşekkür etmek istiyorum.

Başta Sayın Prof. Dr. Recep AKKAYA olmak üzere Sakarya Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyelerine, bilgi birikimleri ve rehberlikleriyle doktora sürecimdeki başarıma değerli katkılarda bulundukları için içtenlikle teşekkür ederim.

Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü ve idari ekibine, süreç boyunca sağladıkları değerli yardım ve destek için içten teşekkürlerimi sunarım.

Doktora eğitimim boyunca desteğini hiçbir zaman esirgemeyen ve her fırsatta değerli vaktini ayıran sevgili arkadaşım Gamze HOŞGÖR'e teşekkürlerimi sunarım.

Yapay zeka alanındaki verimli ve aydınlatıcı sohbetlerimiz için Yüksek Biyomedikal Mühendisi Bürce ÖZTÜRK'e içten teşekkürlerimi iletmek istiyorum.

Sevgili Annem Birsal KEMAH'a, Babam Mesut KEMAH'a ve değerli aile üyelerim Gülşah-Oğuzhan YAŞA, Murat Erdal KEMAH, Büşra KEMAH ve Hasan Hakan KEMAH'a doktora sürecinde sağladıkları destek, sabır ve anlayış için içten teşekkür ederim.

Ayrıca bu çalışmanın maddi açıdan desteklenmesine olanak sağlayan Yükseköğretim Kurulu (YÖK) Başkanlığına (YÖK 100/2000 Doktora Burs Programı), Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) Komisyon Başkanlığına (Proje No: 118F094; Proje No: 121F267), TÜBİTAK Bilim İnsanı Destek Programları Başkanlığına (BİDEB 2211-A Yurt İçi Doktora Burs Programı) ve Sakarya Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri (BAP) Komisyon Başkanlığına (Proje No: 2020-7-25-55) teşekkür ederim.

Elif KEMAH



İÇİNDEKİLER

Sayfa

ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ	v
TEŞEKKÜR	ix
İÇİNDEKİLER	xi
KISALTMALAR	xiii
SİMGELER	xv
TABLO LİSTESİ	xvii
ŞEKİL LİSTESİ	xix
ÖZET	xxi
SUMMARY	xxiii
1. GİRİŞ	1
2. TEORİK HESAPLAMALARDA SAHTE DURUMLARIN YALITILMASI	11
2.1. Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdeklerde Elektrik (E1) Dipol Uyarılmalarda TGI-QPNM Yaklaşımı	13
2.1.1. Tek-A'lı deforme çekirdeklerde elektromanyetik geçiş ihtimalleri	17
2.2. Elektromanyetik Dipol Özellikler	19
2.2.1. Dipol foto-soğurma tesir kesiti	19
2.2.2. Toplam kuralları	21
2.2.2.1. Dipol foto-soğurma toplam kuralları	23
2.2.2.2. TGI-QPNM metodunda enerji ağırlıklı toplam kuralı	25
2.2.3. Radyasyon kalınlığı	26
3. SAYISAL HESAPLAMALAR	29
3.1. ^{229,231,233} Th İzotopları İçin Teorik Sonuçlar	30
3.2. ^{233,235,237,239} U İzotopları İçin Teorik Sonuçlar	44
3.3. ²³⁷ Np Çekirdeği İçin Teorik Sonuçlar	61
3.4. ^{239,243} Pu İzotopları İçin Teorik Sonuçlar	73
4. SONUÇ VE ÖNERİLER	81
KAYNAKLAR	87
EKLER	105
ÖZGEÇMİŞ	129



KISALTMALAR

A	: Kütle numarası
B(E1)	: İndirgenmiş elektrik dipol geçiş ihtimali
B(M1)	: İndirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimali
E1	: Elektrik dipol geçiş
EWSR	: Enerji ağırlıklı toplam kuralı
GDR	: Dev Dipol Rezonans
L	: Çok kutupluluk
M1	: Manyetik dipol geçiş
N	: Nötron numarası
NRF	: Nükleer rezonans floresans
PDR	: Cüce Dipol Rezonans
RI-QPNM	: Rotasyonel İnvaryant Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model
TGI-QPNM	: Translasyonel İnvaryant Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model
TRK	: Thomas-Reiche-Kuhn
RPA	: Rastgele Faz Yaklaşımı
QRPA	: Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı
QPNM	: Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model
Z	: Proton numarası
$\Gamma_0(E1\uparrow)$	: Elektrik dipol radyasyon kalınlığı
$\Gamma_0(M1\uparrow)$	: Manyetik dipol radyasyon kalınlığı



SİMGELER

Γ	: Tesir kesit genişliği [MeV]
σ	: Tesir kesiti [mb]
E_x	: Uyarılma enerjisi [MeV]
J	: Spin
π	: Parite
β_2	: Kuadropol deformasyon parametresi
$\lambda_n (\lambda_p)$	: Nötron(Proton) kimyasal potansiyeli
$K^\pi [Nn_z\Lambda]\Sigma$	: Taban durum Nilsson konfigürasyonu
$\Delta n (\Delta p)$	: Nötron(Proton) gap parametresi
χ_1	: İzovektör dipol-dipol güç parametresi [MeV]
σ_{-2}	: Ters enerji ağırlıklı toplam kuralı [MeV ⁻¹ mb]
σ_{-1}	: Bremsstrahlung enerji ağırlıklı toplam kuralı [mb]
σ_0	: Enerji ağırlıklı toplam kuralı [MeV.b]
α_D	: Dipol polarizebilite katsayısı [fm ³]
c	: Işık hızı [m/s]
e	: elektron yükü
$\hbar$	: İndirgenmiş Planck sabiti
fm	: Femtometre
MeV	: Megaelektronvolt



TABLO LİSTESİ

Sayfa

Tablo 3.1. Çalışılan tek-A'lı çekirdeklerin taban durum Nilsson konfigürasyonları, Δ ve λ çiftlenim parametreleri ile β_2 kuadropol deformasyonları.	29
Tablo 3.2. $^{229,231,233}\text{Th}$ izotoplarının GDR Temel Parametreleri.	33
Tablo 3.3. $^{229,231,233}\text{Th}$ tek-A'lı izotopları için 8-18 MeV enerji aralığında TGI-QPNM foto-soğurma tesir kesitlerinin farklı kattan (n) momentlerinin (σ_n) deneysel verilerle (^{232}Th için) karşılaştırılması.	34
Tablo 3.4. $^{229,231,233}\text{Th}$ çekirdekleri için 1,5–4 MeV enerji aralığında sırasıyla TGI-QPNM ile hesaplanan $\sum B(E1 \uparrow)$, $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow)$, $\sum g\Gamma_0^{\text{red}}(E1 \uparrow)$ ve $E1$ rezonans enerjileri.	43
Tablo 3.5. ^{235}U çekirdeğinde 1,6-2,8 MeV enerji aralığında, sırasıyla TGI-QPNM ve RI-QPNM ile hesaplanan $E1$ ve $M1$ geçişlerine ait toplam özelliklerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.	47
Tablo 3.6. $^{233,235,237,239}\text{U}$ izotoplarının GDR Temel Parametreleri.	57
Tablo 3.7. $^{233-239}\text{U}$ için 8-18 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesitinin σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2} momentleri ile deneysel değerlerin karşılaştırılması [114].	58
Tablo 3.8. ^{237}Np için 9-16 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesitinin σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2} momentleri ile deneysel değerlerin karşılaştırılması [113].	65
Tablo 3.9. ^{237}Np için TGI-QPNM $E1$ dipol gücü katkıları, ortalama rezonans enerjileri ve % EWSR oranı [113].	68
Tablo 3.10. ^{237}Np için 1,7-2,5 MeV enerji aralığında TGI-QPNM sonuçlarının Angell vd. (2010)'nın [73] deney verileri ile karşılaştırılması.	70
Tablo 3.11. ^{237}Np için 1,7-2,5 MeV enerji aralığında toplam radyasyon genişlikleri ile birlikte deneysel ve teorik $M1$ ve $E1$ dipol güç dağılımları.	71
Tablo 3.12. ^{237}Np 1,5–4 MeV enerji aralığındaki $K^\pi = K_0 - 1$, $K^\pi = K_0$ ve $K^\pi = K_0 + 1$ uyarılma seviyelerinin TGI-QPNM ile hesaplanan Ex enerjileri, $B(E1 \uparrow)$ geçiş ihtimalleri ve yapıları, Burada sadece dalga fonksiyonuna en büyük katkıyı sağlayan kuaziparçacık $\otimes$ fonon bileşenleri verilmiştir, Son dört sütun ^{236}U çift-çift kor çekirdeği için TGI-QRPA ile hesaplanmış $\Delta K=0$ ve $\Delta K=1$ dallarına ait $B(E1 \uparrow)$ değerleri ile fonon yapısını içermektedir.	72
Tablo 3.13. $^{239,243}\text{Pu}$ izotopları için hesaplanan toplam kurallarının deneysel verilerle karşılaştırılması [132].	75
Tablo 3.14. ^{243}Pu ve diğer tek-A'lı aktinit çekirdeklerinde 4 MeV'nin altındaki toplam $M1$ güçleri ve rezonans enerjileri için hesaplanan RI-QPNM sonuçlarının Oslo verileriyle [111] karşılaştırılması [132].	80
Tablo 3.15. 0–20 MeV enerji aralığında hesaplanan indirgenmiş $M1$ ve $E1$ radyasyon genişlikleri, toplam güçleri ve sahte katkıları (%) [132].	80



ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

- Şekil 1.1.** Farklı rezonans modlarının makroskobik resimleri; çok kutupluluğu L , spinini S ve çekirdeğin izospinini T temsil eder [2] 1
- Şekil 1.2.** Atomik çekirdeklerde dipol gücünün şematik dağılımı [8]..... 2
- Şekil 2.1.** Nükleer rezonans floresansı: (1) E_f enerjili, spin J_f , toplam genişlik Γ_f ile izole edilmiş bir nükleer seviyenin bir foton γ ile uyarılması; (2) müteakip bozunmalar ya bir foton γ yayarak kısmi genişlik Γ_i ile bir ara duruma (E_i , J_i) ya da foton γ yayarak kısmi genişlik Γ_0 ile temel duruma (J_0) geri dönmesi [174]. 27
- Şekil 3.1.** (a) ^{232}Th çekirdeğinin TGI-QPNM model ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesiti sonuçlarının deneysel [78, 82] verilerle karşılaştırılması. (b) ^{233}Th çekirdeğinin TGI-QPNM model ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesiti sonuçları. 31
- Şekil 3.2.** $^{229,231,233}\text{Th}$ izotopları için teorik olarak hesaplanan foto-soğurma tesir kesiti (σ) değerlerinin 5-20 MeV enerji aralığındaki dağılımı. 32
- Şekil 3.3.** Tek-A'lı Th izotoplarının ($Z=90$) toplam tesir kesitlerinin ikinci momenti (σ_2) ve sıfıncı momenti (σ_0) için TGI-QPNM sonuçları ve deneysel verilerle[78, 82] birlikte TRK ve Migdal enerji ağırlıklı toplam kurallarının kütle numarasına karşı değişimi..... 35
- Şekil 3.4.** ^{233}Th çekirdeği için GDR bölgesine ait $B(E1\uparrow)$ geçiş ihtimaline sahip $\Delta K=0$ ve $\Delta K=\pm 1$ dallarının TGI-QPNM ile hesaplanan seviye yapılarının dağılımı. 36
- Şekil 3.5.** $^{231,233}\text{Th}$ çekirdeklerinin 4-8 MeV aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesitlerinin mevcut (^{232}Th) deneysel foto-nükleer tesir kesitleriyle karşılaştırılması. 38
- Şekil 3.6.** Tek kütle numaralı $^{229-233}\text{Th}$ izotopları için hesaplanan $B(E1\uparrow)$ değerlerinin 4-8 MeV enerji aralığındaki dağılımı..... 39
- Şekil 3.7.** ^{232}Th çekirdeğinde 1,5-4 MeV enerji aralığında TGI-QRPA ile hesaplanan $B(E1\uparrow)$ değerlerinin ^{231}Th ve ^{233}Th komşu çekirdekleri için aynı enerji aralığında TGI-QRPA ile hesaplanan $B(E1\uparrow)$ değerleri ile karşılaştırılması. 40
- Şekil 3.8.** $^{229,231,233}\text{Th}$ izotopları için hesaplanan $B(E1\uparrow)$ değerlerinin 1,5-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı. 42
- Şekil 3.9.** ^{235}U çekirdeği için NRF deneyi [72] ile tayin edilen düşük enerjili dipol radyasyon kalınlıklarının (üstte) sırasıyla TGI-QPNM [109] ve RI-QPNM [111] ile hesaplanan $E1$ (ortada) ve $M1$ (altta) radyasyon kalınlıkları ile karşılaştırılması. 46
- Şekil 3.10.** Tek kütle numaralı $^{233-239}\text{U}$ izotopları için hesaplanan $B(E1\uparrow)$ değerlerinin 1,5-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı [114]. 48
- Şekil 3.11.** $^{233-239}\text{U}$ 'nun düşük enerjili tesir kesitleri için teorik sonuçların deneysel verilerle [77–79, 82, 84, 87, 90] karşılaştırılması [114]. 50

Şekil 3.12. $^{233-239}\text{U}$ izotopları için 4-8 MeV enerji aralığında TGI-QPNM B(E1) spektrumu [114].	51
Şekil 3.13. PDR (4-8 MeV) ve GDR (8-20 MeV) bölgelerinin $\sum B(E1)$ ve $\bar{E}$ değerlerinin kütle numarasına bağlı değişimi [114].	52
Şekil 3.14. $^{233-239}\text{U}$ izotopları için PDR (4-8 MeV) ve GDR (8-20 MeV) bölgesinde uyarılmış seviyelerin $\sum B(E1\uparrow)$, $\sum \Gamma_0(E1\uparrow)$, $\sum \Gamma_0^{red}(E1\uparrow)$ değerlerinin yüzdelik değişimi [114].	53
Şekil 3.15. $^{233-239}\text{U}$ için TGI-QPNM tesir kesitlerinin EXFOR [178]'dan alınan deneysel verilerle birlikte karşılaştırılması [114].	55
Şekil 3.16. EXFOR [178]'dan alınan ^{238}U için deneysel veriler ile $^{238-239}\text{U}$ kesitlerinin ve B(E1) dağılımının karşılaştırılması [114].	56
Şekil 3.17. (a) $^{233-239}\text{U}$ 'de (%) izovector dipole EWSR fraksiyonu, (b) $^{233-239}\text{U}$ TGI-QPNM σ_0 değerleri [114].	59
Şekil 3.18. (a) Mevcut deneysel verilerle TGI-QPNM tarafından tahmin edilen $^{233-239}\text{U}$ 'nun σ_{-2} değerleri [77–79, 82], (b) A'ya göre $^{233-239}\text{U}$ 'nun elektrik dipol polarizebiliteleri (c) $^{233-239}\text{U}$ 'da ters enerji ağırlıklı (α_D elektrik dipol polarizebiliteler) B(E1) güç dağılımı [114].	60
Şekil 3.19. ^{237}Np için 5-20 MeV enerji aralığında foto-nükleer tesir kesitlerinin TGI-QPNM tahminlerinin [113] mevcut deneysel verilerle [77, 79] karşılaştırılması.	62
Şekil 3.20. ^{237}Np için GDR enerji bölgesinin (8-20 MeV) iki maksimum pikinin $\Delta K=0$ ve $\Delta K=\pm 1$ dallarının TGI-QPNM E1 güçlerinin dağılımı [113].	63
Şekil 3.21. (a) 40 MeV'e kadar TRK toplam kuralı ile TGI- ve NTGI-QPNM'nin karşılaştırılması (b) ^{237}Np için 20 MeV'e kadar sahte ve uyarılmış E1 durumları arasındaki overlap integrallerinin dağılımı [113].	66
Şekil 3.22. 5-8 MeV ve 8-12 MeV enerji aralıklarında ^{237}Np için TGI-QPNM ile hesaplanan foto-nükleer tesir kesitlerinin mevcut deneysel verilerle karşılaştırılması [113].	67
Şekil 3.23. ^{237}Np çekirdeğinde 1,7-2,5 MeV enerji aralığında QPNM ile hesaplanan dipol geçiş değerlerinin Angell vd.'nin [73] deney verileri ile karşılaştırılması.	69
Şekil 3.24. $^{239,243}\text{Pu}$ 'daki cüce ve dev dipol rezonansları için deneysel verilerle [77, 78, 91, 207] birlikte foto-soğurma tesir kesitleri [132].	74
Şekil 3.25. $^{239,243}\text{Pu}$ izotoplarının GDR pikleri üzerinde Δ parametresinin etkisi.....	76
Şekil 3.26. $^{239,243}\text{Pu}$ izotopları için E1 spektral dağılımı.....	77
Şekil 3.27. ^{243}Pu 'daki makas rezonansı için foto-soğurma tesir kesiti.	79

AKTİNİTLER BÖLGESİNDEKİ TEK-A'LI DEFORME ÇEKİRDEKLERİN ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARININ TEORİK OLARAK İNCELENMESİ

ÖZET

Bu tez çalışmasında, $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{233,235,237,239}\text{U}$, ^{237}Np ve $^{239,243}\text{Pu}$ aktinit çekirdeklerinde 20 MeV'e kadar ki enerjilerde elektrik dipol ($E1$) uyarılmalarının araştırılması, $E1$ cüce ve dev dipol rezonanslarının ilk teorik sonuçlarının sunulması ve sonuçların mevcut deneysel verilerle karşılaştırılması amaçlanmaktadır. Bu izotopların seçilmesindeki motivasyon, teorik olarak tek-A'lı aktinit çekirdeklerinde $E1$ uyarılmalarının ve rezonans özelliklerinin daha önce çalışılmamış olmasıdır. Ayrıca, mevcut deneysel verilerin test edilmesinde öteleme ve Galileo değişmez (TGI) kuaziparçacık fonon nükleer modelinin (QPNM) başarısının belirlenmesi amaçlanmıştır.

QPNM hesaplamalarında önemli bir problem, nükleer ortalama alan yaklaşımlarının nükleer Hamiltoniyeinin kendiliğinden simetri kırılmasına yol açması ve bu durumda sıfır enerjili sahte durumların gerçek dipol durumlarına karışmasıdır. Kırılan simetrilerin restore edilmesi, nükleer elektromanyetik spektrumda belirli dipol uyarılmalarının gerçek doğasını anlamak açısından önem taşır. Bu tez kapsamında, $E1$ spektrumlarının mikroskopik analizleri için kırılan simetrilerin restore edilmesine yönelik ayrılabilir etkin kuvvetlerin kullanıldığı TGI-QPNM yaklaşımı formülize edilmiş ve aktinitler bölgesi tek-A'lı deforme çekirdeklerine uygulanmıştır. $^{233,235,237,239}\text{U}$, ^{237}Np ve ^{243}Pu çekirdekleri için TGI-QPNM ile elde edilen sonuçlar, kırılan öteleme ve Galileo değişmez simetrilerinin restore edilmediği yaklaşımın (NTGI-QPNM) sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. Kırılan simetrilerin restore edilmesi ile gerçek titreşim durumlarına karışan sahte haller yalıtılmış olduğundan $E1$ geçiş gücü dağılımı ve toplam kuralları gibi niceliklerin güvenilir bir şekilde hesaplanması mümkün olmuştur.

Tez çalışması kapsamında üretilen makalelerde, $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{233,235,237,239}\text{U}$, ^{237}Np ve $^{239,243}\text{Pu}$ aktinit çekirdeklerinde, TGI-QPNM yaklaşımı kullanılarak $E1$ dipol gücü başarıyla tahmin edilmiştir. Bu çalışmalarda aynı zamanda Dönme Değişmez (RI)-QPNM yaklaşımı kullanılarak $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{233,235,237,239}\text{U}$ ve $^{239,243}\text{Pu}$ aktinit çekirdekleri için $M1$ uyarılmaları detaylı bir şekilde araştırılmıştır. İncelenen deforme aktinit çekirdeklerde GDR, çekirdeğin simetri eksenine paralel ($\Delta K = 0$) ve dikey ($\Delta K = 1$) salınımlara karşılık gelen iki Lorentziyel dağılım şeklini almaktadır. Hesaplamalarda elde edilen PDR gücü, incelenen çekirdeklerin dipol spektrumunda TGI-QPNM fotosoğurma tesir kesitlerinin sadece %1-3'lük kısmını kapsamaktadır. Bunun yanı sıra, NRF deneylerinde tek-A'lı aktinit çekirdekleri (^{235}U , ^{237}Np ve ^{239}Pu) için $M1$ ve $E1$ geçişleri birbirinden ayırt edilemezken, mevcut tez çalışmasındaki RI- ve TGI- QPNM hesaplamaları ile dipol kuvvetinin doğası hakkında önemli tahminler yapılabilmektedir. Bu yaklaşımlar, $^{231-233}\text{Th}$, $^{237,239}\text{U}$ ve ^{243}Pu çekirdeklerinin dipol modlarının araştırılmasında kullanılmış ve sonuçlar Oslo metodunun verileriyle karşılaştırılmıştır.



THEORETICAL INVESTIGATION OF ELECTRIC DIPOLE EXCITATIONS IN DEFORMED ODD-MASS NUCLEI IN THE ACTINIDE REGION

SUMMARY

Within the scope of this thesis, electric dipole transitions between ground and excited states of $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{233,235,237,239}\text{U}$, ^{237}Np , and $^{239,243}\text{Pu}$ isotopes were analyzed for energies up to 20 MeV using the TGI-QPNM method for the first time. The obtained results were evaluated in conjunction with existing experimental data.

In this thesis work, the significant outcomes derived from the TGI-QPNM analysis for $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{233,235,237,239}\text{U}$, ^{237}Np , and $^{239,243}\text{Pu}$ isotopes are as follows:

- In the calculations performed using the Pyatov method, symmetry violations were considered, and the results indicated that the zero-energy spurious states only mix with the real $E1$ excitation resonance region in the energy range of 7-12 MeV, with a contribution of no more than 20%.
- The results obtained demonstrate that the restoration of translation and Galilean Invariance and the departure of spurious states from the real vibrational states lead to the saturation of EWSR when virtual states are separated from genuine vibration states (see Figure 3.22).
- The TGI-QPNM approach provided photofission cross-section values and impact parameter moments for the GDR energy region of $^{233,235}\text{U}$, ^{237}Np , and ^{239}Pu nuclei, showing a successful agreement of approximately 85-90% with experimental cross-section data for these nuclei.
- For $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{233,235,237,239}\text{U}$, ^{237}Np , and $^{239,243}\text{Pu}$ nuclei, the TGI-QPNM approach adheres to the TRK sum rule for the total cross-section (σ_0) and slightly exceeds this value by about 5-15% for ^{235}U , ^{237}Np , and ^{239}Pu . These results indicate the possibility of rare but observable $E1$ transitions at high energies.
- The TGI-QPNM calculations for the nuclei studied within this thesis suggest a weak $E1$ transition strength in the scissor resonance energy range. Furthermore, in the calculations for low-energy dipole excitations in $^{231,233}\text{Th}$, $^{237,239}\text{U}$, and ^{243}Pu nuclei, the RI-QPNM results for $M1$ transition strength and width (1.5–4 MeV energy region) have been found to be slightly lower compared to the Oslo data. A possible explanation for this inconsistency could be that the scissor resonance in the Oslo method is constructed not only on the ground state of the nuclear nucleus but also on all excited states.

- The investigation of deformed actinide nuclei in this thesis work reveals that the deformation effect leads to a separation between the $\Delta K = 0$ and $\Delta K = 1$ branches of the GDR, exhibiting different behaviors. The $\Delta K = 0$ and $\Delta K = 1$ branches of GDR were observed at excitation energies above 8 MeV, with the $\Delta K = 0$ branch spreading to a lower energy region than the $\Delta K = 1$ branch. However, for the PDR, the $\Delta K = 0$ $E1$ strength is found to be dominant in the energy range between 7 and 8 MeV compared to the $\Delta K = 1$ $E1$ strength. These results support the notion that PDR could be a distinct resonance type independent of GDR.

The TGI-QPNM analyses conducted for $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{233,235,237,239}\text{U}$, $^{233,235,237,239}\text{Np}$, and $^{239,241,243,245}\text{Pu}$ isotopes (see Appendices B, C, and D) have contributed to identifying the systematic features of these nuclei as follows:

- In the systematic GDR distribution of the studied isotopes, $^{229,231,233}\text{Th}$, and $^{239,241,243,245}\text{Pu}$ isotopes exhibit a leftward shift of 0.5-1 MeV due to changes in the mass number, while $^{233,235,237,239}\text{U}$ isotopes show a rightward shift of 0.5-1 MeV based on mass number variations. Np isotopes, however, display relatively minor changes in the GDR spectrum.

- Based on the results of the R_A (GDR area ratio) values obtained from the PDR analysis of odd-A actinide nuclei (see Appendices C), it can be inferred that these nuclei have a prolate geometrical shape with R_A values less than 1.

- Regarding the total $E1$ transitions up to 20 MeV excitation energy (see Appendix C):

- a. The total $E1$ strength for the $^{229,231,233}\text{Th}$ isotope series remains relatively constant (63.50; 69.00; 66.50 e^2fm^2), and the average resonance energy is consistent (11.87; 11.83; 11.37 MeV) within the 0-20 MeV energy range. However, the total $E1$ strength increases (1.72; 2.06; 2.83 MeV), and the average resonance energy is approximately 7 MeV in the 5-8 MeV energy range, which is the PDR energy region.

- b. The $^{233,235,237,239}\text{U}$ isotope series exhibit variability in the total $E1$ strength (69.40; 76.90; 72.70; 76.80 e^2fm^2) without a clear trend within the 0-20 MeV energy range, while the average resonance energy remains relatively constant (11.63; 12.06; 12.02; 11.82 MeV). In the PDR energy region, the total $E1$ strength decreases (2.09; 1.99; 1.79; 1.63 MeV), and the average resonance energy is approximately 7 MeV.

- c. The $^{233,235,237,239}\text{Np}$ isotope series show variability in both the total $E1$ strength (69.00; 75.90; 75.40; 76.00 e^2fm^2) and the average resonance energy (11.97; 12.60; 12.48; 12.32 MeV) within the 0-20 MeV energy range. Similar variability is observed in the PDR energy region, where the total $E1$ strength (2.04; 1.31; 1.41; 1.33 MeV) and average resonance energy display a trendless variation around 7 MeV.

- d. The $^{239,241,243}\text{Pu}$ isotope series exhibit variable total $E1$ strength values (75.40; 78.20; 71.80 e^2fm^2) within the 0-20 MeV energy range, without a pronounced pattern, and the average resonance energy (12.00; 11.82; 11.62 MeV) decreases. Similarly, in the PDR energy region, the total $E1$ strength (1.60; 1.58; 1.82 MeV) and average resonance energy show irregular variations around 7 MeV.

- When evaluating the underlying configurations of the maximum structures observed in the PDR and GDR spectral distributions of $^{229, 231, 233}\text{Th}$, $^{233, 235, 237, 239}\text{U}$, and $^{239, 243}\text{Pu}$ (see Appendix D):

a. In the case of $^{229,231,233}\text{Th}$ isotopes, $E1$ excitations corresponding to the $\Delta K=0$ branch, with a high transition probability approximately 2-3 MeV above the S_n values (in the PDR energy region), are present. The phonons contributing to the excited energies, listed in Table D.1, include configurations involving either two-quasineutron or two-quasiproton states. The GDR's first peak in ^{229}Th and ^{231}Th nuclei, which is dominated by $\Delta K=0$ excitations, primarily involves two-quasiproton configurations. On the other hand, phonons contributing to the second peak ($\Delta K=\pm 1$ excitations) include approximately 40% two-quasineutron and 60% two-quasiproton configurations. In contrast, the GDR's first peak in ^{233}Th nucleus is mainly associated with two-quasiproton configurations, while the second peak has a predominance of two-quasineutron configurations, distinguishing it from the other two isotopes.

b. In the $^{233,235,237,239}\text{U}$ and $^{239,243}\text{Pu}$ nuclei, the phonons contributing to the PDR energy region are dominated by either purely two-quasineutron or purely two-quasiproton configurations. Regarding the GDR, both the $\Delta K=0$ and $\Delta K=\pm 1$ excitations, contributing to the first and second peaks, respectively, consist of approximately 40% two-quasineutron and 60% two-quasiproton configurations.

Considering the structural characteristics of the investigated nuclei, the analyses performed on single-A actinide nuclei support the microscopic TGI-QPNM method consistently describing the excitation events of axially deformed systems, such as the collective vibrations of neutron and proton excess systems (PDR) and the neutron-proton oscillations (GDR), in line with the macroscopic definitions. The analyses of these nuclei also reveal that the PDR mode is less collective compared to the GDR mode, possesses weaker $B(E1)$ strength, and exhibits a distinct structure characterized by a mononucleon nature.

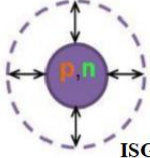
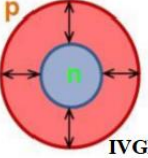
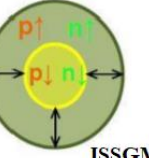
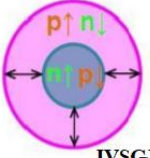
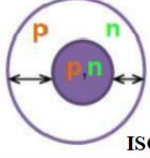
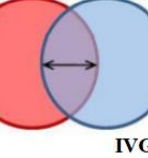
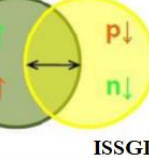
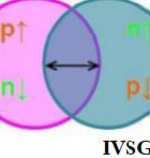
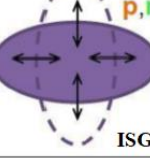
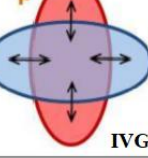
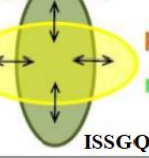
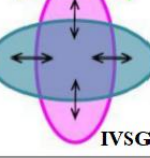
The studies conducted within this thesis, employing the TGI-QPNM method for the investigation of $E1$ dipole excitations in odd-A actinide nuclei, have contributed to the literature in the field of nuclear structure physics and engineering. This novel theoretical approach stands out for its potential to accurately characterize the excitation events of axially deformed systems and its applicability to various mass regions on the nuclear chart. However, it is acknowledged that the existing experimental data are limited compared to the calculations. Therefore, further experimental studies are necessary to enhance the understanding of $E1$ dipole excitations and enable more detailed analyses. Given the critical role of nuclear materials such as Th, U, Np, and Pu in nuclear energy and technology, these studies are expected to make significant contributions to the future development of the nuclear energy sector.



1. GİRİŞ

Her izotopun kendine has nükleer uyarma enerji seviyelerini içeren karakteristik bir spektrumu vardır ki bu parmak izi gibidir. Nükleer spektrumdaki elektromanyetik geçişlerin parmak izleri de atomik çekirdekle ilişkili bazı nükleer özelliklere (deformasyon, spin, parite, elektromanyetik momentler, geçiş ihtimali, gama radyasyon kalınlığı, çiftlenim korelasyonu ve kolektif etki, vb.) dayanır [1].

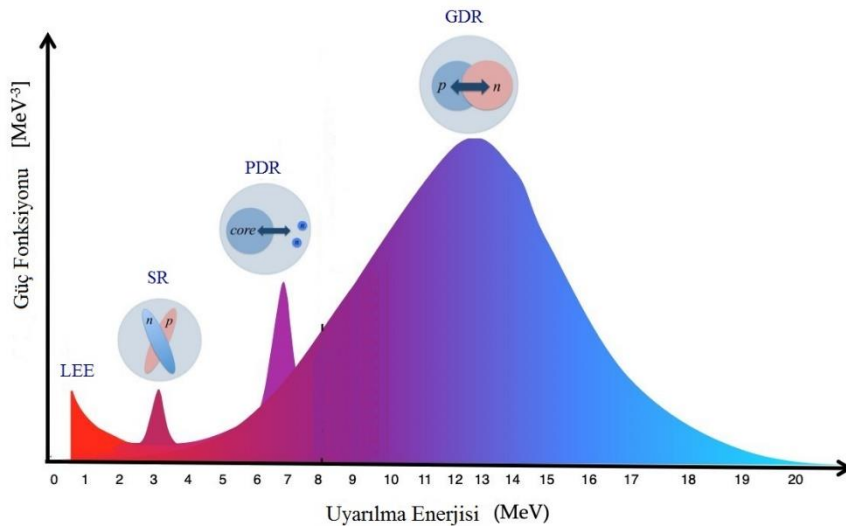
Elektrik (EL) ve manyetik (ML) çok kutup bileşenlerini içeren elektromanyetik geçişler, atom çekirdeğine ait nükleer özellikleri ve nükleer reaksiyonları takip eden temel süreçlerin anlaşılmasında oldukça büyük bir rol üstlenir. Bu nükleer reaksiyonlarda, çekirdeklerde elektrik dipol ($E1$), kuadropol ($E2$), oktopol ($E3$) ve manyetik dipol ($M1$), kuadropol ($M2$), oktopol ($M3$) gibi çeşitli titreşimler belirlenmiştir [1]. Bu elektromanyetik titreşimler modlarına (çok kutupluluklarına L), izospin T ve spinlerine S göre sınıflandırılabilirler. Şekil 1.1’de, farklı rezonans modların sınıflandırılması şematik olarak gösterilmektedir.

	Elektrik Mod ($\Delta S=0$)		Manyetik Mod ($\Delta S=1$)	
	İzokaler ($\Delta T=0$)	İzovektör ($\Delta T=1$)	İzokaler ($\Delta T=0$)	İzovektör ($\Delta T=1$)
$\Delta L = 0$ Monopol (M)				
$\Delta L = 1$ Dipol (D)				
$\Delta L = 2$ Kuadropol (Q)				

Şekil 1.1. Farklı rezonans modlarının makroskobik resimleri; çok kutupluluğu L , spini S ve çekirdeğin izospinini T temsil eder [2].

İzokaler **IS**- rezonans ($\Delta T = 0$), atomik bir çekirdeğin proton ve nötron bileşenlerinin eş fazlı titreşimi ile oluşur. İzovektör **IV**- rezonans ($\Delta T = 1$), proton ve nötron sistemlerin faz dışı titreşimine karşılık gelir. Benzer şekilde, elektrik rezonansı eş fazlı salınan spin-yukarı ve spin-aşağı nükleonlara ($\Delta S=0$ spin değişimi yoktur) ve manyetik rezonans ise faz dışı salınan spin-yukarı ve spin-aşağı nükleonlara karşılık gelir ($\Delta S = 1$ spin değişimi vardır) [3].

Elektromanyetik geçişler içerisinde en çok çalışılan uyarılmalar kolektif dipol ($E1$ ve $M1$) titreşim modlarıdır. Son zamanlarda, hem $M1$ ($I^\pi=1^+$) hem de $E1$ ($I^\pi=1^-$) dipol titreşimlerinin deneysel ve teorik araştırmaları üzerine ilgi artmıştır. Ayrıca dipol titreşimlerin araştırılmasındaki ilginin sebebi $M1$ (makas ve spin-flip kısımları) ve $E1$ (dev ve cüce dipol rezonansları) uyarılmalarının enerji bölgelerine göre farklılık gösteren belirli karakteristiklere sahip olmalarıdır [1, 4–7]. Şekil 1.2, nükleer çekirdeklerde tipik olarak gözlenen dipol kuvvetinin şematik bir görünümünü göstermektedir. Atomik çekirdeklerin elektrik dipol-kuvvet dağılımı; 5 MeV uyarılma enerjisinin altındaki düşük enerjili (low-lying) uyarılmalar, nötron ayrılma enerjisi (S_n) civarındaki cüce dipol rezonans (PDR) ve S_n 'nin üzerindeki dev dipol rezonans (GDR) olmak üzere en bilinen üç bölgeden oluşur. Şekil 1.2'den de görüldüğü gibi GDR bölgesi, nükleer dipol spektrumunun elektrik kısmının büyük çoğunluğuna hakimdir.



Şekil 1.2. Atomik çekirdeklerde dipol gücünün şematik dağılımı [8].

Dev rezonansların varlığının ilk göstergesi, şimdilerde izovektör (IV) dev dipol rezonans (GDR) olarak bilinen foto-soğurma spektrumlarındaki baskın dev rezonans

yapısının 1937’de Bothe ve Gentner [9] tarafından gözlemlenmesi ile olmuştur. Bothe ve Gentner, çeşitli hedeflerin 17 MeV enerjili mono-enerjik fotonlarla (${}^7\text{Li}(p,\gamma)$ reaksiyonundan) bombardımanı sonucu uyarılmış çekirdeklerin radyoaktivitesini ölçmüşlerdir. Deneyde elde edilen tesir kesitlerinin teorik tesir kesitlerden neredeyse iki kat daha büyük olması Bothe ve Gentner’i düşündürmüş ve gözlemlenen bu davranışın nedeninin rezonans koşullarının olabileceği fikrini ortaya atmışlardır [9]. Ardından, 1938’de N. Bohr, Bothe ve Gentner’in deneylerinde tespit edilen bu beklenmedik değişikliği yorumlayarak, ilk kez nükleer kütle merkezinin yük merkezinden ayrılmasından sorumlu olan basit bir foto-nükleer reaksiyon mekanizmasını önermiştir [10]. 1944 yılında Migdal, çekirdeklerin elektrik dipol radyasyonu ile foto-soğurma tesir kesitinde rezonans varlığını öngören ilk teorik yorumu yapmıştır [11]. 1947’de Baldwin ve Klaiber [12] böyle bir rezonans olgusunun varlığıyla ilgili kanıt niteliğinde bir deney gerçekleştirmiştir. Baldwin ve Klaiber, maksimum 100 MeV enerjili betatron x-ışınları kullanarak uranyum ve toryumun fotofisyon ölçümlerini yapmıştır. Bu ölçümler sonucunda, 16 MeV civarında belirgin bir maksimuma sahip 3 MeV genişliğinde bir rezonans gözlenmiştir [12]. Sonrasında yapılan gözlemler, GDR’nin Lorentziyen dağılımı gösterdiği anlaşılmış ve daha ileriki araştırmalarla, bu rezonansların ölçülen tüm çekirdeklerde ortaya çıktığı sonucuna varılmıştır [13]. İlk verilere dayanarak, gözlemlenen uyarılmalara yol açan mekanizmanın teorik açıklamaları 1948’de Goldhaber ve Teller [14] tarafından rezonans dipol titreşimi ($E1$ uyarılması), yani protonların nötronlara karşı toplu salınım hareketleri olduğu varsayımı yapılmış ve daha sonra 1950’de Steinwedel ve Jensen [15] tarafından dev rezonansların yarı-klasik (hidrodinamik) bir modeli oluşturulmuştur. Danos [16, 17], hidrodinamik model çerçevesinde, deforme çekirdeklerdeki dev rezonansın aslında farklı enerjilerdeki iki rezonansın toplamı olduğunu nicel olarak tahmin etmiştir. Wilkinson 1956’daki çalışmasında [18] bağımsız parçacık modeli (IPM) tanımını yaparak, bu model kapsamında dipol geçişlerin genel özelliklerini araştırmıştır. Farklı zamanlarda birbirinden bağımsız olarak Elliott ve Flowers [19] ile Brown ve Bosterli [20], IPM çerçevesinde nükleonların toplu hareket modlarının oluşum mekanizmasını parçacık-deşik teorisiyle açıklamışlardır. Dev dipol rezonans bölgesi, 1962 yılında Fuller ve Hayward tarafından yapılan (γ,n) reaksiyon deneyleri ile araştırılmış, nadir-toprak kütle bölgesi başta olmak üzere farklı kütle bölgelerindeki çekirdekler için foto-soğurma tesir kesitleri belirlenmiştir. Deneysel verilere göre, 10-30 MeV enerji aralığında tesir

kesitleri, bir veya iki Lorentziyen maksimumu şeklinde ve yaklaşık 5 MeV genişliğinde bir dağılım göstermiştir [21–23].

GDR'den farklı olarak, dev dipol rezonans enerji bölgesinin altında ve geçiş gücü GDR'ye göre daha düşük olan deneysel olarak gözlemlenen rezonans benzeri yapılar bulunmaktadır [24]. Bartholomew vd.'nin 1961 yılında gerçekleştirdiği termal nötron yakalama deneylerinde, $E1$ uyarılmalarının sıradışı yeni bir özelliği fark edilmiş ve özellikle $A < 70$ ve $170 < A < 208$ kütle bölgelerinde, pek çok izotop (Cu, Ag, Sn, Hg, Pb ve Bi dahil olmak üzere) için 5-7 MeV civarında karakteristik bir güç dağılımı gözlemlenmiştir [25]. Daha sonra, bu rezonans yapısı, $E1$ rezonans varlığının deneysel nötron yakalama (n, γ) tesir kesitlerinin hesaplamaları üzerindeki etkisinin rapor edildiği Brzozko'nun 1969 yılındaki çalışmasında cüce dipol rezonans (PDR) olarak adlandırılmıştır [26]. Bu yeni uyarılma modunun ilk teorik açıklaması, Mohan vd. 1971 yılında bir hidrodinamik model önerisiyle, çekirdek yüzeyindeki fazla nükleonların (kapalı kabuk dışındaki nötron veya protonların), çekirdek koruna karşı faz dışı salınımının bir sonucu olduğunu göstermiştir [27]. 1987'de, Nomura vd., Japonya'daki bir araştırma tesisinde Coulomb uyarma deneyleriyle cüce rezonansları incelemek amacıyla ilk deneysel öneriyi sunmuşlardır [28]. Nötron bakımından zengin kalsiyum izotoplarında PDR doğasının varlığı, 1990 yılında Suzuki, Ikeda ve Sato tarafından ilk kez hidrodinamik model kullanılarak araştırılmıştır [29]. Dipol uyarılmaların nötron ayrılma enerjisi etrafında, daha ağır çekirdekler için de ihmal edilemez dipol gücüne dair kanıtlar biriktikçe, PDR'nin açıklanmasına yönelik başka modeller ortaya çıkmıştır [30–34]. Buradaki çoğu teorik hesaplama, PDR'nin rezonans enerji konumu, enerji ağırlıklı toplam kuralı (EWSR) ve dipol polarizebilite gibi belirleyici özelliklerini tanımlar [35].

Yukarıda bahsedilen rezonanslara ek olarak, düşük enerjilerdeki $M1$ dipol geçişleri ile (2-4 MeV) aynı uyarılma enerji aralığında bulunan düşük enerjili $E1$ geçişleri daha yeni bir araştırma konusu olarak literatürde yer alır. Lo Iudice ve Palumbo [36] tarafından deforme çekirdeklerde yörünge (orbital) $M1$ makas modunun tahmini ve daha sonra Richter vd. [37] tarafından ^{156}Gd çekirdeğinde yüksek çözünürlüklü saçılma deneyi ile makas mod olarak tanımlanan düşük enerjili manyetik dipol ($M1$) uyarılmalarının keşfi, çok sayıda deneysel ve teorik araştırmayı teşvik etmiş ve özellikle, periyodik tablo boyunca çekirdeklerde bu temel modun sistematiğini oluşturan Nükleer Rezonans Flürosans (NRF) deneylerinin gelişmesine yol açmıştır.

Yüksek duyarlıklı NRF deneylerinde, dipol geçişlerinin saptanmasında yüksek seçiciliğe sahip olması ve bunun yanı sıra deneylerde parite tayini yapılmasını olanaklı hale getiren Compton polarimetrelerinin kullanılması hem elektrik hem de manyetik karakterdeki düşük enerjili dipol kuvvetinin dağılımını ve ince yapısını araştırma imkanı sunmuştur [38]. Bu deneyler, şaşırtıcı bir şekilde, makas modla [39–42] aynı enerji aralığında güçlü $E1$ uyarılmalarının gözlemlenmesine yol açmıştır. Deneysel ve teorik çalışmalardan belirlenmiştir ki makas mod uyarılmaları 3 MeV civarında yerleşen, toplam $M1$ geçiş gücü $3 \mu_N^2$ civarında olan ve deformasyonun karesi ile doğru orantılı güç dağılımına sahip olan orbital karakterli seviyelerdir. Diğer taraftan, deneylerde gözlenen düşük enerjili $E1$ geçişlerinin yaklaşık 3 MeV civarında yoğunlaştığı ve toplam $M1$ geçiş gücüne göre ihmal edilemeyecek düzeyde ($\sum B(M1)/\sum B(E1) \approx 2-3$) bir toplam $E1$ geçiş gücü gözlenmiştir. $E1$ gücündeki bu artış, F. Iachello (Etkileşen Bozon Modeli; IBM)) tarafından Ref. [43]'de tartışılan okutupol deformasyonlarından veya α -kümelenmesinden kaynaklanabileceği tahmin edilmiştir. Geçmişten günümüze çift-çift çekirdeklerde düşük enerjili dipol uyarılmaların araştırılması üzerine sayısız deney yapılmış ve bu deneylerdeki gözlemleri açıklama doğrultusunda teorik çalışmalar yürütülmüştür. Deneysel ve teoriksel çalışmaların dayanışmasıyla periyodik çizelgenin lantanit (nadir toprak), geçiş ve aktinit (^{232}Th [44, 45], ^{236}U [46], ^{238}U [47, 48] ve ^{240}Pu [49]) bölgelerinde yer alan çift-çift deforme çekirdeklerin $E1$ güç dağılımları hakkında ayrıntılı bilgi edinilmiştir [38, 50, 51].

Çift-çift deforme çekirdeklerde olduğu gibi tek kütle numaralı (tek-A'lı) deforme çekirdeklerde de elektrik dipol uyarılmalarının var olup olmadığı ve benzer özellikler sergileyip sergilemediği önemli bir araştırma sorusudur. Ancak, literatürde tek-A'lı deforme çekirdeklerdeki $E1$ dipol uyarılmalarına ilişkin çok sınırlı sayıda araştırma mevcuttur. Bu bağlamda, tek-A'lı deforme çekirdeklerde elektrik dipol ($E1$) uyarılmaların araştırılmasına yönelik yapılan deneysel ve teorik çalışmalar aşağıda özetlenmiştir:

Tek kütle numaralı bir çekirdekte düşük enerjili dipol uyarılmaların ilk deneysel kanıtı, 1993 yılında Bauske [52] tarafından ^{163}Dy için yaklaşık 3 MeV'e yakın bir uyarılma enerji bölgesinde dipol güç dağılımının gözlemlenmesi ile olmuştur. ^{163}Dy çekirdeğindeki ilk keşfinden sonra [52], aynı uyarılma enerjisi civarında düşük enerjili dipol uyarılmaları daha sonraki yıllarda ^{139}La [53, 54], ^{141}Pr [53], ^{143}Nd [55, 56], ^{149}Sm

[57], $^{153,155}\text{Eu}$ [58], $^{153,155,157,159}\text{Gd}$ [59, 60], ^{155}Gd [61], ^{157}Gd [42], ^{159}Tb [61], ^{161}Dy [42], ^{167}Er [62], ^{175}Lu [63], ^{133}Cs [64], ^{165}Ho [65], ^{169}Tm [65] ve ^{171}Yb [66], çekirdeklerinde de bulunmuştur. Bu dipol uyarılma modu, aktinitler kütle bölgesindeki tek-A'lı deforme çekirdeklerde de saptanmıştır. 1970'li yıllarda ortaya çıkan ve günümüzde popülerliği artan PDR modun, periyodik tablonun farklı bölgelerindeki çok sayıda çekirdek için NRF deneylerinde uzun yıllar boyunca araştırılmıştır [24, 38]. Tek-A'lı ^{89}Y [67] ve ^{205}Tl [68] küresel ile ^{139}La [54] ve ^{181}Ta [69] deforme çekirdekleri için nötron ayrılma enerjisinin altında PDR benzeri uyarılmalar deneysel olarak gözlemlenmiştir. Ancak, deneysel (Nükleer Rezonans Flüorasans, NRF) verileri yalnızca ^{235}U [70–72], ^{237}Np [73] ve ^{239}Pu [70] gibi fisil izotoplar için mevcuttur. Diğer bir mod, GDR, bugüne kadar periyodik tablonun farklı kütle bölgelerinde hem çift-çift hem tek kütle numaralı olmak üzere (^6Li 'den ^{239}Pu 'a kadar) sayısız çekirdek ile gerçekleştirilen foto-soğurma tesir kesit deneyleri sayesinde uzun yıllardır bilinmiş ve bu çekirdeklerde genel bir nükleer özellik ortaya koyulmuştur [74]. Yeni bir derleme makalede Kawona vd. tarafından pek çok çekirdekte GDR parametreleri ele alınmış ve 2019 yılına kadarki tüm deneysel fotosoğurma tesir kesitlerinin verileri kullanılarak bu parametreler güncellenmiştir [75]. Bununla birlikte, nükleon ayırma eşiğinin altındaki uyarılma enerji bölgesinde ($E_x < 10 \text{ MeV}$) ve eşik değerinden daha yüksek uyarılma enerjilerinde ($E_x > 10 \text{ MeV}$), özellikle tek-A'lı aktinit çekirdekleri için $E1$ spektrumu ile ilgili deneysel bilgi hala yetersizdir. Deforme aktinit çekirdekleri için yapılan deneysel tesir kesit çalışmaları, GDR ve GDR'nin altındaki düşük enerji bölgesi olarak iki kategoriye ayrılmıştır. GDR bölgesi için, aktinit çekirdeklerinde deneysel veriler sadece ^{227}Ac [76], ^{233}U [77], ^{235}U [78], ^{237}Np [79], ^{239}Pu [78], ^{241}Am [80, 81] ve ^{243}Am [81] çekirdekleri ile sınırlıdır. Aktinit bölgesindeki ^{233}U , ^{235}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{241}Am ve ^{243}Am gibi büyük deformasyona sahip çekirdeklerin genellikle dev dipol rezonansının iki maksimum zirveye ayrıldığı rapor edilmiştir [78, 82]. Yine cüce dipol rezonansın varlığı bu deneyler sayesinde saptanmıştır. Pek çok araştırmacı, nötron ayrılma enerjisinin altındaki uyarılma enerji bölgesinde, bazı deforme aktinit çekirdekleri üzerine tesir kesit ölçümleri gerçekleştirmiştir [83–92]. Soldatov vd. pek çok tek-A'lı deforme aktinit çekirdekleri (^{231}Pa , $^{233-235}\text{U}$, ^{237}Np , $^{239,241}\text{Pu}$, $^{241-243}\text{Am}$, $^{243-245}\text{Cm}$, ^{249}Bk , ^{249}Cf) için nötron ayrılma enerjisi etrafında (5-9 MeV) foto-fisyon (γ, f) tesir kesiti ölçümü üzerine çalışmalar gerçekleştirerek $E1$ geçişlerine ve bu enerji aralığında cüce dipol rezonansın varlığına işaret etmişlerdir [83]. Bunun yansıya, ^{233}U [90], ^{235}U [87], ^{237}Np [85, 92], ^{239}Pu [86, 91], ^{241}Am [89] ve ^{249}Bk [88] çekirdeklerinin

farklı deneysel gruplar tarafından tesir kesit ölçümleri yapılmıştır. Son zamanlarda, makas mod, cüce ve dev dipol rezonans gibi farklı dipol modlarını belirlemek için Oslo yöntemi önerilmiştir. Bu yöntem kullanılarak $^{231-233}\text{Th}$, $^{232,233}\text{Pa}$, $^{237-239}\text{U}$, ^{238}Np ve ^{243}Pu izotoplarındaki seviye yoğunlukları ve güç fonksiyonları (γSF) rapor edilmiştir [93–98].

Gözlemlenen belirli $M1$ ve $E1$ uyarılmalarının nükleer yapılarının teorik yorumu için pek çok nükleer model ortaya atılmıştır. Parçacık-deşik (ph) rastgele faz yaklaşımı (RPA) ve kuaziparçacık (qp) RPA (QRPA) yöntemleri, deforme çekirdeklerde kolektif hareket için yaygın olarak kullanılan mikroskobik yaklaşımlardır [99]. Örneğin QRPA, kolektif modların genel özelliklerini açıklar ve ayrıca bir parçacık-bir deşğin ($1p1h$) parçalanmasını da açıklar. Öte yandan, genişletilmiş RPA ($2p2h$ veya $3p1h(1h-3p)$ ve $1p-3h(3h-1p)$ dipol durumları dahil) çalışmalarında gösterildiği gibi [99–101], Skyrme kuvvetlerine dayalı ayrılabilir RPA (SRPA) küresel ve deforme çekirdeklerde GDR'nin doğru bir tanımını sağlar. Sonlu aralıklı Gogny kuvvetleri [102] ve göreceli bir ortalama alan [103] yaklaşımlarına dayanan yöntemler, IVGDR ve deforme çekirdeklerdeki diğer kolektif uyarılmaların tanımlanmasında uygulanmıştır. Son zamanlarda, $M1$ uyarımı, öz tutarlı yaklaşımlar (Skyrme, Gogny ve relativistik) çerçevesinde de araştırılmaktadır [104–106]. Ayrıca, öz tutarlı enerji yoğunluğu fonksiyonuna (EDF) ve çoklu fononlarla genişletilmiş QRPA formalizmine dayanan gelişmiş mikroskobik teorik yaklaşımla, dipol uyarılmaları araştırılmıştır [107]. Bu teorik modellerden bazıları, özellikle çeşitli etkileşim parametrelerini içeren yaklaşımlar, dev dipol rezonansının özellikleri hakkında tatmin edici sonuçlar vermesine rağmen, deforme çekirdeklerin tüm $E1$ spektrum özelliklerini açıklamada çok başarılı olamamıştır. Öte yandan, alternatif bir yaklaşım olan Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) [108] tek kuaziparçacık ve bir (veya birden fazla) fononlu seviyelerin parçalanmasını ve bu seviyelerin parçalanmasıyla oluşan nükleer yapı özelliklerini açıklayabilir. Bu model geçtiğimiz otuz yıl boyunca oldukça başarılı bulunmuş ve araştırmacıların tek kütleli çekirdeklerdeki dipol durumlarının ($M1$, $E1$ gibi) özelliklerini çözmelerine ve anlamalarına olanak sağlamıştır [108–117]. Dahası, mevcut çalışmalarda, tek-A'lı deforme çekirdeklerin $M1$ ve $E1$ uyarılma hesaplamalarında, dönme değişmez (RI-) [110, 111, 118–120], öteleme ve Galileo değişmez (TGI-) [109] QPNM yaklaşımı uygulanmış ve bu model sayesinde aynı

uyarılma enerji bölgesindeki $J^\pi = 1^-$ ve 1^+ durumlarının spektral özellikleri analiz edilmiştir.

Mevcut tüm nükleer modellerde olduğu gibi, simetri ihlalleri QPNM için de önemli bir problemdir. Modelin Hamiltoniyeni, nükleer ortalama alan yaklaşımlarından dolayı (dönme, öteleme ve Galileo değişmezleri gibi) kendiliğinden (spontaneous) simetri ihlallerine sebep olur. Bu durum, sahte veya sanal durumlar olarak bilinen fiziksel olmayan uyarılmaların nükleer elektromanyetik dipol spektrumuna karışmasına yol açar. Bu sıfır enerjili ($\omega=0$) sahte hallerin, kuvvet dağılımları üzerinde etkisinin fazla olabileceği öngörülerini güçlendirdiğinden [121], bunları çekirdeğin gerçek titreşim tepkisinden ayırt etmek önemlidir. TGI-QPNM’de, QPNM Hamiltoniyenin kırılan öteleme ve Galileo simetrileri Pyatov yöntemi [122] kullanarak restore edilmiştir. Fenomenolojik ortalama alanlar için, Pyatov’un restorasyon yöntemi, sahte hal katkılarını ortadan kaldırmayı garanti eden, kırılan simetrileri onarmanın en basit ve en etkili yollarından biridir. Bu yöntemde, nükleer Hamiltoniyenin bozulan simetrileri, korunum yasaları altında belirlenen ayrılabilir kuvvetler eklenerek restore edilir. Bu prosedür, hem küresel [122, 123] hem de deforme [124–130] çift-çift ve tek-A’lı [115, 131] çekirdeklerde kırılan öteleme ve Galileo simetrisinin onarılmasında kullanılmıştır.

Bu tez çalışması kapsamında yürütülen araştırma, aktinit bölgesinde ($A>220$) yer alan tek kütle numaralı deforme $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{233,235,237,239}\text{U}$, ^{237}Np ve $^{239,243}\text{Pu}$ çekirdeklerin geniş bir (2-20 MeV) enerji aralığına yayılmış elektrik dipol ($E1$) uyarılmalarının TGI-QPNM yaklaşımı ile hesaplanmış ve deneysel verilerle birlikte analiz edilmiştir. Yine bu çalışmada, ortalama alan yaklaşımının neden olduğu (öteleme ve Galileo gibi) simetri ihlallerini ele almak için rezidüel etkileşimlerin eklendiği TGI-QPNM tek-A’lı aktinit çekirdeklerde elektrik dipol tepkilerini araştırmak amacıyla formülize edilmiştir. Tez çalışması kapsamında üretilen makalelerde, $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{233,235,237,239}\text{U}$, ^{237}Np ve $^{239,243}\text{Pu}$ aktinit çekirdeklerinde, TGI-QPNM yaklaşımını kullanılarak $E1$ dipol gücü başarıyla tahmin edilmiştir. Ayrıca, bu çalışmalarda, Dönme Değişmez (RI)-QPNM yaklaşımı kullanılarak $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{233,235,237,239}\text{U}$ ve $^{239,243}\text{Pu}$ aktinit çekirdekleri için $M1$ uyarılmaları başarıyla tanımlanmıştır [109, 113, 114, 132, 133]. Bunun yanı sıra, NRF deneylerinde tek-A’lı aktinit çekirdekleri (^{235}U , ^{237}Np ve ^{239}Pu) için $M1$ ve $E1$ geçişleri birbirinden ayırt edilemezken, mevcut tez çalışmasındaki RI- ve TGI- QPNM hesaplamaları dipol kuvvetinin doğası hakkında önemli tahminler

yapılmasına olanak sağlamıştır. Ayrıca, belirlenen dipol güç $B(\Pi1)$ dağılımlarıyla toplam kuralların doğrulandığı görülmüştür.

Bu tez çalışmasını oluşturan bölümler aşağıda kısaca özetlenmiştir:

İkinci bölümde, çalışmanın dayandığı teorik yaklaşımdan ve simetri kırınlımlarından bahsedilmiştir. Dipol uyarılmaların analizinde kullanılan toplam kuralları, indirgenmiş tesir kesitleri ve radyasyon kalınlıkları gibi belirleyici özellikler tanıtılmıştır.

Üçüncü bölümde, $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{233,235,237,239}\text{U}$, ^{237}Np ve $^{239,243}\text{Pu}$ çekirdeklerinin elektrik dipol tepkisi sonuçları farklı enerji bölgeleri için sunulmuştur. Daha sonra, düşük enerji bölgesinde ^{235}U , ^{237}Np , ^{239}Pu ve dev dipol rezonans bölgesinde $^{233,235}\text{U}$, ^{237}Np ve ^{239}Pu için yapılan hesaplamalar deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Sonrasında, tek-parçacık seviyelerinin dipol modlara katkısını ayırt etmek için QRPA seviyelerinin kolektifliğinin analizi sunulmuştur.

Aktinitler bölgesinde çalışılan tek-A'lı deforme çekirdeklerde farklı enerji bölgelerindeki $E1$ uyarılmalarının sistematik özellik gösterip göstermediği ve 4 MeV'in üzerindeki enerjilerde çift-çift çekirdeklerde gözlenen PDR ve GDR'nin bu çekirdeklerde de benzer özellikler sergileyip sergilemediği teorik olarak araştırılmıştır.

Dördüncü bölümde ise teorik sonuçlar çalışılan kütle bölgesi için yorumlanmış ve tartışmalar ışığında bu çalışmanın önemi vurgulanmıştır. Gelecekte yapılması muhtemel çalışmalar için öngörülerde bulunulmuştur.

Bu tez çalışmasında elde edilen sonuçlar, "Nuclear Physics A" dergisinin 2020-2021 yıllarında 1001(21885) ve 1008(122138) nolu sayılarında, "Physica Scripta" dergisinin 2021 yılında 96 (125315) nolu sayısında, "Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics" dergisinin 2023 yılında 50 (015104) nolu sayısında, ve "The European Journal Physics A" dergisinin 2023 yılındaki 59 (135) nolu sayısında yayınlanmıştır. Ayrıca, TESNAT (2019); TFD 36. Uluslararası Fizik Kongresi (2020); TFD 37. Uluslararası Fizik Kongresi (2021); TFD 38. Uluslararası Fizik Kongresi (2022); XV. International Conference on Nuclear Structure Properties (2022); 16. International Conference on Nuclear Structure Properties (2023); TFD 39. Uluslararası Fizik Kongresi (2023) etkinliklerine gönderilen bildiriler bu tez çalışması kapsamında sunulmuştur.



2. TEORİK HESAPLAMALARDA SAHTE DURUMLARIN YALITILMASI

Birçok nükleer yapı hesaplamasının önemli bir eksikliği, kütle merkezi hareketi ve içsel uyarılma modlarına karışan sahte (spurious) durumları içermesidir [134–149]. Nükleer Hamiltoniye, belirli simetri dönüşümleri (örneğin dönme, öteleme ve Galileo simetrileri gibi) altında değişmezliği sağlamalı ve bu şekilde korunum yasalarını yerine getirmelidir [122, 141]:

$$\begin{aligned} \text{Dönme simetrisi: } [H, J] &= 0 \\ \text{Öteleme simetrisi: } [H, P] &= 0 \\ \text{Galileo simetrisi: } [H, R] &= -(i / mA)P \end{aligned} \tag{2.1}$$

Denklem 2.1’de P lineer momentum, R kütle merkezi koordinatı, m nükleon kütlesi, A nükleon kütle numarasını temsil eder. Örneğin, öteleme simetrisi ile ilişkili korunum yasası, Hamiltoniye denkleminin herhangi bir koordinat sisteminde değişmeksizin aynı kalmasını ister ve bu lineer momentumun korunumu anlamına gelir. Benzer olarak, dönme simetrisi, Hamiltoniye sisteminin bir dönme değişmezliği altında yine sistemin aynı kalma özelliğini gösterir. Galileo (veya Lorentz) değişmezliği, hareket denklemlerinin tüm eylemsiz referans çerçevelerinde aynı olduğunu belirtir. Yani, Hamiltoniye sisteminin R ’ye göre düzgün hızla hareket eden bir R' koordinat sistemine dönüşümü ile ilgili etkileşimlerin değişmezliğini ifade eder. Ancak tek parçacık Hamiltoniye sisteminin sahip olduğu bu simetriler, nükleer fizikte çok yaygın olarak kullanılan ortalama alan (Hartree-Fock-Bogoliubov, (HFB)) yaklaşımları nedeniyle ihlal edilir. Ortalama alan yaklaşımları ile ilişkilendirilen kendiliğinden simetri kırılması, sıfır enerjili ($\omega=0$) Goldstone [150] modunun oluşmasına yol açar. Goldstone teoremi [150], sıfır enerjili sanal ya da sahte nükleer titreşimlerin uyarılma spektrumundaki gerçek titreşim seviyelerine karıştığını öne sürer. Çekirdek iç hareketiyle hiçbir ilişkisi olmayan bu sahte (spurious) durumların (Goldstone modu), gerçek nükleer enerji spektrumuna karışması durumunda teorik sonuçları etkilemesi kuvvetle muhtemeldir [151]. Bu nedenle Hamiltoniye sisteminin kırılan simetrilerini restore etmek için, bu sahte (spurious) durumların gerçek titreşim

seviyelerinden izole edilmesi mikroskobik modellerin en belirgin gereksinimidir. Özellikle, 1^- uyarılma seviyelerinin hesaplanmasında kullanılan nükleer Hamiltoniyen sisteminde öteleme ve Galileo değişmezliğin restorasyonuna önem verilir. Bu değişmezlerin kırılmasından dolayı oluşan sahte durumlar çekirdeğin kütle merkezine (c.m.) duyarlı olması nedeniyle restorasyon işlemi gereklidir. Öte yandan dönme simetrisinin kırılmasından dolayı oluşan $\omega = 0$ Goldstone modları, tüm çekirdek sisteminin simetri eksenine dik bir eksen etrafında kolektif olarak dönmesini resmeder ve bu sahte durumlar manyetik dipol titreşimlerine ($I^\pi=1^+$) karıştığından benzer olarak restorasyon işlemi uygulanır [109, 111, 137, 151, 152].

Literatürde, nükleer Hamiltoniyen sisteminin kırılan simetrisinin restorasyon işlemi ve sahte seviyelerin yalıtılması üzerine pek çok çalışma yer alır [139]. Elliott ve Skyrme [140] çalışmalarında, çekirdeğin kütle merkezi hareket sistemine karışan sahte durumların (yani sahte 1^- uyarılma seviyelerinin) çekirdeğin iç hareketlerinden ayrıştırılması harmonik osilatör temel alınarak iki-cisim (iki nükleon) etkileşimlerini içeren kabuk model yapılandırılmalarında test edilmiştir. Gloeckner ve Lawson (G-L) çalışmalarında [138], kütle merkezine karşılık gelen değişkenlerde harmonik bir terim içeren modifiye edilmiş bir Hamiltoniyeni köşegenleştirmişlerdir. Çekirdek iç hareketi ve kütle merkezi hareketi uyarılmaların ayrıştırılmasının işlevsel hale getirdiği ölçek, dahil edilen terimle ilişkili harici bir parametre ile tanımlanır. Çalışmada, sahte durumlar hesaplamadan çıkarıldığında, uyarılma enerji spektrumunun önemli ölçüde değiştiği ve sahte durumlar olmadan yapılan hesaplamayla daha uyumlu enerjiler elde edildiği belirtilmiştir. Bu yöntemin kullanımı, doğal olarak ek terimin ulaştığı konfigürasyonların sayısı ile sınırlıdır ve sonuçlar, Mac Grory ve Wildenthal [149]'ın çalışmalarında vurguladıkları gibi, kabuk model (shell model) hesaplamalarına büyük ölçüde bağlıdır. Dahası, bu model hesaplamalarının yalnızca taban durum uyarılmalarında ilgi çekici olduğu, ancak kütle merkezi hareketine karışan sahte durumları ortadan kaldırmak için uygulanan G-L reçetesinin bu model için kullanışlı olmadığı Mac Grory ve Wildenthal tarafından not edilmiştir. Bu yazarlar tarafından basit operatörlerle oluşturulan efektif etkileşimlerin sahte kütle merkezi (c.m.) etkilerini telafi edebileceği öne sürülmüştür. Bohr ve Mottelson [153], nükleer yapı fiziği alanında tek parçacık ve kolektif hareketin birleştirilmesi ile ilgili önemli katkılar sağlamıştır. Bu katkı, kırık simetrisinin restorasyonu kavramının geliştirilmesine ve nükleer yapı fiziği hesaplamalarında parçacık-titreşim çiftlenme mekanizmasının

(Feynman diyagramları) kullanılmasına büyük ölçüde katkıda bulunmuştur. Meyer ter Vehn [141] tarafından önerilen başka bir metod, çekirdeğin kütle merkezi (c.m.) ve temel serbestlik dereceleri arasındaki çiftlenimin tanımlanmasına ve sahte hallerin yalıtılmasına dayanır. Pyatov ve Salamov [122], ihlal edilen simetriler için Hamiltoniyen'e restore edici etkileşimler ekleyerek kırılan simetrilerin restorasyonuna ait temel denklemler elde etmişlerdir. Bahsedilen bu metotlarda, restorasyon işlemleri, etkin etkileşme Galileo değişmezliğini de geri yüklemek için genişletilmiştir. Geçerlilikleri her zaman RPA (QRPA) veya eşdeğer doğrusallaştırılmış yaklaşımlarla sınırlı olmuştur. Bu metotlar arasında Pyatov ve Salamov yöntemi, ortalama alanla öz uyumlu olarak seçilen etkin etkileşimlere dayalı, etkili ve pratik bir prosedür olarak cazip gelir [139, 142]. Pyatov-Salamov'un restorasyon metodu, Kuliev vd.[126] ve Tabar vd. [109] tarafından deforme çift-çift ve tek-A'lı çekirdeklerde QRPA ve QPNM hamiltoniyenin kırılan öteleme ve Galileo simetrisinin onarılmasını sağlayan uygun etkin kuvvetlerin eklenerek Goldstone sahte seviyelerin çıkarılmasında başarıyla uygulanmıştır. Aynı yöntem, hem çift-çift [128] hem de tek kütleli [118] deforme çekirdeklerde kırılan dönme simetrisinin onarılmasında kullanılarak kendiliğinden simetri kırılması sonucu $M1$ uyarılmalarına karışan sahte durumların gerçek titreşimlerden yalıtılmasında da başarı ile uygulanmıştır.

Bu tez çalışmasında tek-A'lı aktinit çekirdeklerinde elektrik dipol uyarılmalarının araştırmak için sistem Hamiltoniyenine eklenen ayrılabilir **efektif etkileşim** terimleriyle kırılan öteleme ve Galileo değişmezliklerin restore edildiği TGI-QPNM yaklaşımı ilk defa kullanılmıştır.

2.1. Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdeklerde Elektrik ($E1$) Dipol Uyarılmalarda TGI-QPNM Yaklaşımı

Bu kısımda, elektrik dipol ($E1$) geçişlerini incelemek için uygulanan TGI-QPNM formalizminin detayları verilmiştir. Tek kütle numaralı deforme bir çekirdek için Hamilton sistemi, simetri koşullarına bağlı olarak çiftlenim ve dipol-dipol etkileşimlerini içermelidir (Ek bilgi için, bkz. Ek A ve Ref.[109]).

TGI-QPNM Hamiltoniyeni aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$H = H_{sqp} + W_{dip.} + h_0 + h_{\Delta} \quad (2.2)$$

$$W_{dip.} = \frac{3}{2\pi} \chi_1 \left(\frac{NZ}{A} \right)^2 (\vec{R}_N - \vec{R}_Z)^2 \quad (2.3)$$

Burada, $H_{sqp} = \sum_{q,\tau} \varepsilon_q(\tau) B_{qq}(\tau)$ tek-kuaziparçacık Hamiltoniyenidir.

$\varepsilon_q(\tau) = \sqrt{\Delta_\tau^2 + [E_q(\tau) - \lambda_\tau]^2}$ kuaziparçacık enerjisi, Δ_τ enerji (gap) parametresi, $E_q(\tau)$ nükleonların tek-parçacık enerjisi ve λ_τ kimyasal potansiyeldir. $B_{qq}(\tau)$ terimi kuaziparçacık üretme (yoketme) $\alpha^+(\alpha)$ operatörlerini içerir. W_{dip} terimi, izovektör dipol-dipol etkileşimini tanımlar. Bu terimde, χ_1 izovektör dipol-dipol etkileşim sabitini ve $\vec{R}_\tau = \frac{1}{N_\tau} \sum_{k=1}^{N_\tau} r_k$ ($\tau \equiv N, Z$) çekirdeğin (nötron veya protonlar) kütle merkezi (c.m.) koordinat vektörünü temsil eder.

Kırılan simetrilerin restorasyon işlemini gerçekleştirirken, rezidüel etkileşimin uygun seçimi, ortalama alan kontaminasyonunu telafi eder. Bu nedenle, h_0 ve h_Δ onarıcı efektif etkileşim terimleri, Pyatov-Salamov'un restorasyon yöntemi kullanılarak TGI-QPNM Hamiltoniyenine eklenir.

$$\begin{aligned} h_0 &= -\frac{1}{2\gamma_\mu} \sum_\mu [H_{sqp}, P_\mu]^+ [H_{sqp}, P_\mu] \\ h_\Delta &= -\frac{1}{2\beta_\mu} \sum_\mu [U_\Delta, R_\mu]^+ [U_\Delta, R_\mu] \end{aligned} \quad (2.4)$$

Denklem 2.4'de $\Gamma = \sum_v a_v^\dagger a_v$ ve $\Gamma^\dagger = \sum_v a_v^\dagger a_v^\dagger$ terimlerini de içinde barındıran

$U_\Delta = -\frac{\Delta}{2}(\Gamma^+ + \Gamma)$ terimi çiftlenim potansiyelini ifade eder.

Denklem 2.5'deki,

$$\begin{aligned} \gamma_\mu &= \langle \psi_0 | [P_\mu^+, [H_{sqp}, P_\mu^+]] | \psi_0 \rangle \equiv 2 \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'}^2 L_{qq'}^2, \\ \beta_\mu &= \langle \psi_0 | [R_\mu^+, [U_\Delta, R_\mu^+]] | \psi_0 \rangle \equiv 2\Delta \sum_{qq'} r_{qq'}^2 p_{qq'}^2 L_{qq'}^2, \end{aligned} \quad (2.5)$$

nicelikleri, çifte komütasyonlardan belirlenen etkin etkileşim parametrelerini gösterir. Bu parametreler fiziksel olarak simetri kırılımının bir ölçüsüdür. Burada çift komütatör ifadeleri sabit bir sayıya karşılık geliyorsa kinematik ilişki tam olarak bozulan simetrinin onarıldığı anlamına gelir.

Kuaziparçacıkların fononlarla çiftlenimini hesaba katan tek-A'lı deforme çekirdekler için dalga fonksiyonu (denklem 2.6) aşağıdaki gibi tanımlanır [105]:

$$\psi_K^j(\tau) = \left\{ N_K^j(\tau) \alpha_K^+(\tau) + \sum_{i\mu} \sum_{\nu} G_j^{i\mu\nu} \alpha_{\nu}^+(\tau) Q_{i\mu}^+ \right\} |\psi_0\rangle \quad \mu = 0, \pm 1 \quad (2.6)$$

$\alpha_K^+(Q_{i\mu}^+)$ terimi kuaziparçacık (fonon) üretme operatörü ve $|\psi_0\rangle$ terimi ise çift-çift bir çekirdeğin taban durum dalga fonksiyonunu temsil eder. Denklem 2.6'deki dalga fonksiyonunun normalleştirilmesi gerektiğinden, denklem 2.7'de $N_K^j(\tau)$ ve $G_j^{i\mu\nu}$ genlikleri üzerindeki normalizasyon koşulu aşağıdaki gibi gerçekleşir:

$$\langle \psi_K^j(\tau) | \psi_K^j(\tau) \rangle = (N_K^j)^2 + \sum_{i\mu} \sum_{\nu} (G_j^{i\mu\nu})^2 = 1 \quad (2.7)$$

$N_K^j(\tau)$ ve $G_j^{i\mu\nu}$ genlikleri sırasıyla tek parçacık ve kuaziparçacık ⊗ fonon bileşenleridir. Yukarıdaki dalga fonksiyonunu (denklem 2.6) kullanılarak, uyarılmış seviyelerin enerjileri ve $N_K^j(\tau)$ ve $G_j^{i\mu\nu}$ terimleri, varyasyon ilkesi yoluyla çıkarılır.

Denklem 2.6'daki dalga fonksiyonu kullanılarak denklem 2.2'deki Hamiltoniyenin beklenen değeri alınır

$$\begin{aligned} \langle \psi_K^j(\tau) | H | \psi_K^j(\tau) \rangle = & \varepsilon_K N_K^{j2} + \sum_{i\mu} \sum_{j,\nu} (\omega_i + \varepsilon_{\nu}) (G_j^{i\mu\nu})^2 + \\ & + N_K^j \sum_{i\mu} \sum_{j,\nu} (G_j^{i\mu\nu}) \left(\begin{aligned} & 4\kappa_1 \frac{1}{N_{\tau}} r_{K\nu}^{\mu\tau} V_{K\nu}^{\tau} (W_{ss'}^i - W_{tt'}^i) - \\ & - \frac{2}{\gamma} \varepsilon_{K\nu}^{\tau(-)} p_{K\nu}^{\mu\tau} M_{K\nu}^{\tau} (G_{ss'}^i + G_{tt'}^i) + \\ & + \frac{2}{\beta} \Delta^2 r_{K\nu}^{\mu\tau} L_{K\nu}^{\tau} (D_{ss'}^i + D_{tt'}^i) \end{aligned} \right) \end{aligned} \quad (2.8)$$

elde edilir. TGI-QPNM Hamiltoniyeni, ilgili dalga fonksiyonu ile varyasyon yöntemi (denklem 2.9) uygulanarak bir köşegen (diagonal) forma dönüştürülür:

$$\delta \left\{ \langle \psi_K^j(\tau) | H | \psi_K^j(\tau) \rangle - \langle \psi_{K_0}(\tau) | H | \psi_{K_0}(\tau) \rangle - \eta_K \left[(N_K^j)^2 + \sum_{i\nu} (G_{ij}^{K\nu})^2 - 1 \right] \right\} = 0 \quad (2.9)$$

Denklem 2.8'deki beklenen değer ve (2.9) ifadelerini kullanarak δN_K^j ve $\delta G_{ij}^{K\nu}$ 'e göre varyasyon işlemi gerçekleştirilirse

$$2N_K^j(\varepsilon_K - \eta_K) + 2 \sum_{i\mu} \sum_{j\nu} G_j^{i\mu\nu} \left(\tau_z \kappa_1 \frac{2}{N_\tau} r_{K\nu}^{\mu\tau} V_{K\nu}^\tau (W_{ss'}^i - W_{tt'}^i) - \frac{1}{\gamma} \varepsilon_{K\nu}^{\tau(-)} p_{K\nu}^{\mu\tau} M_{K\nu}^\tau (G_{ss'}^i + G_{tt'}^i) + \frac{1}{\beta} \Delta^2 r_{K\nu}^{\mu\tau} L_{K\nu}^\tau (D_{ss'}^i + D_{tt'}^i) \right) = 0 \quad (2.10a)$$

$$2(G_j^{i\mu\nu})(\omega_i + \varepsilon_\nu - \eta_K) + 2N_\tau^j \left(\tau_z \kappa_1 \frac{2}{N_\tau} r_{K\nu}^{\mu\tau} V_{K\nu}^\tau (W_{ss'}^i - W_{tt'}^i) - \frac{1}{\gamma} \varepsilon_{K\nu}^{\tau(-)} p_{K\nu}^{\mu\tau} M_{K\nu}^\tau (G_{ss'}^i + G_{tt'}^i) + \frac{1}{\beta} \Delta^2 r_{K\nu}^{\mu\tau} L_{K\nu}^\tau (D_{ss'}^i + D_{tt'}^i) \right) = 0 \quad (2.10b)$$

elde edilir. Tek kütleli bir çekirdek için, TGI-QPNM Hamiltoniyen enerjileri seküler denklemin η (veya E_x) köklerini verir ve dispersiyon bağıntısının biçimini belirler:

$$P(\eta_K^\tau) \equiv \varepsilon_K^\tau - \eta_K^\tau - \sum_{i\mu} \sum_{\nu} \frac{\left(\tau_z \kappa_1 \frac{2}{N_\tau} r_{K\nu}^{\mu\tau} V_{K\nu}^\tau \bar{\mathcal{L}}_i - \varepsilon_{K\nu}^{\tau(-)} p_{K\nu}^{\mu\tau} M_{K\nu}^\tau + \Delta_\tau r_{K\nu}^{\mu\tau} L_{K\nu}^\tau \mathcal{L}_i \right)^2}{\omega_{i\mu} Y(\omega_{i\mu}) (\omega_{i\mu} + \varepsilon_\nu^\tau - \eta_K^\tau)} = 0 \quad (2.11)$$

$$\mathcal{L}_i = \frac{\gamma}{\beta} \frac{\sum_\tau \Delta_\tau \sum_{qq'} r_{qq'} M_{qq'} w_{qq'}^i}{\sum_\tau \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} g_{qq'}^i} \quad \bar{\mathcal{L}}_i = \gamma \frac{\sum_\tau \frac{1}{N_\tau} \sum_{qq'} r_{qq'} u_{qq'} g_{qq'}^i}{\sum_\tau \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} g_{qq'}^i} \quad (2.12)$$

Burada, $p_{qq'}^\mu = \langle q | p_\mu | q' \rangle$ lineer momentumun tek parçacık matris elemanıdır ve $r_{qq'}^\mu = \langle q | r_\mu | q' \rangle$ kütle merkezi konum operatörüdür. Bogoliubov (veya kanonik dönüşüm) dönüşümü (u_q ve v_q); $V_{qq'} = u_q u_{q'} - v_q v_{q'}$, $U_{qq'} = u_q v_{q'} + u_{q'} v_q$, $L_{qq'} = u_q v_{q'} - u_{q'} v_q$ ve $M_{qq'} = u_q u_{q'} - v_q v_{q'}$ olarak formüle edilir. $\psi_{qq'}^i$ ve $\phi_{qq'}^i$, $g_{qq'}^i = \psi_{qq'}^i + \phi_{qq'}^i$ ($w_{qq'}^i = \psi_{qq'}^i - \phi_{qq'}^i$) olacak şekilde çift-çift çekirdeğin iki kuaziparçacık genliğini, ε_K^τ ve ε_ν^τ ise $\varepsilon_{K\nu}^{\tau(-)} = \varepsilon_K^\tau - \varepsilon_\nu^\tau$ olacak biçimde tek kuaziparçacık enerjisini tanımlar. K kuantum sayısı, ilgili çekirdek için atanan Nilson konfigürasyonu temsil eder. ν kuantum sayısı dipol geçiş kurallarına uyan tek parçacık seviyelerini tanımlar. Ele alınan tek nötron (ve proton) çekirdekler, $N_\tau \equiv N$ ($N_\tau \equiv Z$) ile temsil edilir ve $\tau_z = 1$ ($\tau_z = -1$) şeklinde olur. $Y(\omega_i)$, kor (çift-çift) çekirdeğin dalga fonksiyonunun

normalize edilmesiyle belirlenir. Denklem 2.13-2.14’de, $N_{K\zeta}^j$ ve $G_{j,i\mu}^{\zeta\nu}$ genlikleri $E1$ seviye yapılarını belirlemek için kullanılır.

$$N_K^j = \left\{ 1 + \sum_{i\mu} \sum_{\nu} \left(\frac{\frac{2\kappa_1}{N_\tau} \tau_z r_{K\nu}^{\tau\mu} V_{K\nu}^\tau \overline{\mathcal{L}}_i - \varepsilon_{K\nu}^{\tau(-)} p_{K\nu}^{\tau\mu} M_{K\nu}^\tau + \Delta_\tau r_{K\nu}^{\tau\mu} L_{K\nu}^\tau \mathcal{L}_i}{\omega_i Y(\omega_i) (\omega_i + \varepsilon_\nu^\tau - \eta_K^\tau)} \right)^2 \right\}^{-1/2} \quad (2.13)$$

$$G_j^{i\mu\nu} = -N_K^j \left\{ \frac{\frac{2\kappa_1}{N_\tau} \tau_z r_{K\nu}^{\tau\mu} V_{K\nu}^\tau \overline{\mathcal{L}}_i - \varepsilon_{K\nu}^{\tau(-)} p_{K\nu}^{\tau\mu} M_{K\nu}^\tau + \Delta_\tau r_{K\nu}^{\tau\mu} L_{K\nu}^\tau \mathcal{L}_i}{\sqrt{\omega_i Y(\omega_i) (\omega_i + \varepsilon_\nu^\tau - \eta_K^\tau)}} \right\} \quad (2.14)$$

Tek-A’lı deforme çekirdekler için, taban durumdan uyarılmış durumlara elektrik dipol ($E1$) geçişleri için indirgenmiş geçiş olasılıkları bölüm 2.1.1’de verilmiştir.

Ek olarak, manyetik dipol uyarılmaları ($M1$), tek-A’lı deforme çekirdekler için dönme değişmez (RI-) QPNM tarafından araştırılmıştır ve bu çekirdeklerin $M1$ uyarılmalarını tanımlamak için kullanılan dönme değişmez (RI) QPNM’nin ilgili denklemleriyle ilgili ayrıntılı bilgi Ref. [111, 118–120]’nda mevcuttur.

2.1.1. Tek-A’lı deforme çekirdeklerde elektromanyetik geçiş ihtimalleri

Deforme bir nükleer çekirdeğin tam dalga fonksiyonu aşağıdaki gibi yazılabilir [149,150]:

$$\Psi_{MK}^I(\theta_e, K) = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left[D_{MK}^I(\theta_e) \psi_K(K+) + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I(\theta_e) \psi_K(K-) \right] \quad (2.15)$$

burada $D_{MK}^I(\theta_e)$, Euler açılarına θ_e bağlı olarak genelleştirilmiş küresel fonksiyonlardır ve $\psi_K(K+)$, bir fonon seviyelerinin dalga fonksiyonlarıdır.

Deforme çekirdeklerde indirgenmiş elektromanyetik multipol geçiş ihtimali için en genel ifade şöyledir:

$$B(\Pi\lambda \uparrow; I_0 K_0 \rightarrow IK) = \left| \langle I_0 K_0 \lambda K - K_0 | IK \rangle \langle \psi_K | M(\Pi\lambda, K - K_0) | \psi_{K_0} \rangle + (-1)^{I_0+K_0} \langle I_0 - K_0 \lambda K + K_0 | IK \rangle \langle \psi_K | M(\Pi\lambda, K + K_0) | \psi_{K_0} \rangle \right|^2 \quad (2.16)$$

Tek-A’lı deforme bir çekirdeğin taban durumundan uyarılmış seviyelerine $E1$ geçiş ihtimalleri, elektrik dipol operatörü $M(E1)$ kullanılarak elde edilebilir:

$$B(E1; I_0 K_0 \rightarrow IK) = \langle I_0 K_0 1\mu | IK \rangle^2 \langle \psi_K^j(\tau) | M(E1, \mu) | \psi_{K_0}(\tau) \rangle^2; \quad \mu = 0, \pm 1 \quad (2.17)$$

Burada $\langle I_0 K_0 1\mu | IK \rangle$ ve $\langle \psi_K^j | M(E1, \mu) | \psi_{K_0} \rangle$ sırasıyla taban durumdan uyarılmış seviyelere geçiş için Clebsch-Gordon katsayısı ve bu geçişler için $M(E1, \mu)$ elektrik dipol operatörünün beklenen değeridir. $I_0 K_0$ ve IK ise sırası ile taban durum ve uyarılmış durumlarının kuantum sayılarını ifade etmektedir.

$E1$ geçiş ifadesi için elektrik dipol operatörü [155]

$$M(E1, \mu) = e_p \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_{i=1}^Z (\langle q | r Y_{1\mu} | q' \rangle)_i \quad (2.18)$$

ile verilir. Burada e_p protonun elektrik yükü, $\langle q | r Y_{1\mu} | q' \rangle$ ise $r Y_{1\mu}$ operatörünün tek parçacık matris elemanlarıdır. Denklem 2.18 ifadesindeki tek parçacık matris elemanları aşağıdaki simetri özelliklerine sahiptirler [108]:

$$\begin{aligned} \langle q+ | r Y_{1\mu} | q'+ \rangle &= \langle q'+ | r Y_{1\mu} | q+ \rangle = \langle q- | r Y_{1\mu} | q'- \rangle, \\ \langle q+ | r Y_{1\mu} | q'- \rangle &= -\langle q- | r Y_{1\mu} | q'+ \rangle = -\langle q'+ | r Y_{1\mu} | q- \rangle \end{aligned} \quad (2.19)$$

Denklem 2.19'daki $|q+ \rangle$ ve $|q- \rangle$ zaman eşlenikleridir.

$M(E1, \mu)$ operatörü öncelikle Kuaziparçacık fonon tasvirinde

$$M(E1, \mu) = -\frac{1}{2} \sum_{\tau} e_{eff}^{\tau} \left\{ \sum_{qq'} r_{qq'}^{\mu\tau} V_{qq'}^{\tau} B_{qq'}^{\tau} + \sum_{i\mu} \sum_{qq'} r_{qq'}^{\mu\tau} U_{qq'}^{\tau} g_{qq'}^i (Q_{i\mu} + Q_{i\mu}^+) \right\} \quad (2.20)$$

olarak türetilir ve dalga fonksiyonu (denklem 2.6) üzerinden beklenen değeri bulunur. Bulunan ifade denklem 2.17'de yerine yazılarak tek-A'lı deforme çekirdekler için TGI-QPNM (denklem 2.21) bazında taban durumdan uyarılmış durumlara $E1$ geçişlerini veren analitik ifade

$$B(E1, I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = \frac{1}{4} \sum_{\mu} \langle I_i 1 K_i \mu | I_f K_f \rangle^2 \left| \frac{e_{eff}^{\tau} N_K^j(\tau) N_{K_0}^j(\tau) r_{KK_0}^{\tau} V_{KK_0} + N_{K_0}^j(\tau) \sum_{i\mu} G_j^{i\mu K_0} \sum_{\tau} \sum_{qq'} e_{eff}^{\tau} r_{qq} U_{qq} g_{qq'}^{i\mu}}{N_{K_0}^j(\tau) \sum_{i\mu} G_j^{i\mu K_0} \sum_{\tau} \sum_{qq'} e_{eff}^{\tau} r_{qq} U_{qq} g_{qq'}^{i\mu}} \right|^2 \quad (2.21a)$$

$$B(E1, I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = \frac{1}{4} \sum_{\mu} \langle I_i 1 K_i \mu | I_f K_f \rangle^2 \times \left| e_{eff}^{\tau} N_K^j(\tau) N_{K_0}^j(\tau) r_{KK_0}^{\tau} V_{KK_0} + N_{K_0}^j \sum_{i\mu} \frac{G_j^{i\mu K_0}}{\sqrt{\omega_i Y}} \sum_{\tau} e_{eff}^{\tau} \left(\omega_i Y_{\Delta}^{\tau} \mathcal{L}_i + M_{\tau} - \tau_z 4\kappa_1 \frac{1}{N_{\tau}} F_{\tau} \bar{\mathcal{L}}_i \right) \right|^2 \quad (2.21b)$$

olarak bulunur.

Burada $F_{\tau}(\omega_i)$, $Y_{\Delta}^{\tau}(\omega_i)$ ve $M_{\tau}(\omega_i)$ 'nin açık ifadeleri Ref[109]'de olduğu gibi

$$F_{\tau}(\omega_i) = \sum_{qq'\tau} \frac{r_{qq'}^2 \varepsilon_{qq'} u_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2}, \quad Y_{\Delta}^{\tau}(\omega_i) = 2\Delta_{\tau} \frac{1}{N_{\tau}} \sum_{qq'}^{(\tau)} \frac{r_{qq'}^2 U_{qq'} M_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)} \quad \text{ve}$$

$$M_{\tau}(\omega_i) = 2 \sum_{qq'}^{(\tau)} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 r_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} U_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)} \quad \text{ile verilir. Efektif nötron (proton) yükü } e_n^{eff} = -\frac{Z}{A}$$

(ve $e_p^{eff} = \frac{N}{A}$) şeklindedir.

Benzer formülasyonlar $M1$ geçiş operatörleri ve geçiş ifadesi için Ref.[118]'de verilir.

2.2. Elektromanyetik Dipol Özellikler

Bu kısımda tek-A'lı deforme çekirdekler için mikroskobik QPNM dahilinde indirgenmiş geçiş olasılıkları, geçiş kalınlıkları, dipol foto-soğurma tesir kesitleri, integral tesir kesitleri ve toplam kuralları gibi birçok dipol özelliğinin analitik ifadeleri verilmiştir.

2.2.1. Dipol foto-soğurma tesir kesiti

Tek-A'lı deforme çekirdeklerdeki elektrik ve manyetik dipol geçişlerde kullanılan kuaziparçacık⊗fonon nükleer modeli (QPNM), dipol güç fonksiyonu yöntemi için genelleştirilmiştir. Dahası, dalga fonksiyonu ile hesaplanan taban durumdan uyarılmış durumlara $E1$ (veya $M1$) geçişleri ve toplam dipol tesir kesitleri hesaplamak için dipol güç fonksiyonu yöntemi kullanılmıştır.

Dipol geçişler için güç fonksiyonunun en genel hali şu şekildedir [156, 157]:

$$S_{\lambda 1}(E) = b(\lambda = 1 \uparrow, \eta) = \frac{1}{2\pi} \sum_i \frac{\Delta}{(\eta_i - \eta)^2 + \frac{1}{4} \Delta^2} B(\lambda 1; I_i K_i \rightarrow I_f K_f) \quad (2.22)$$

Güç fonksiyonu ifadesinde yer alan $\rho(\eta_i - \eta)$ terimi Lorenz ağırlık fonksiyonu olarak tanımlanır ve

$$\rho(\eta_i - \eta) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\eta_i - \eta)^2 + \frac{1}{4}\Delta^2} \quad (2.23)$$

ile verilir. Burada kullanılan Δ terimi (MeV) averaj parametresi olarak tanımlanır. Δ parametresi yalnızca her bir maksimum zirvenin boyuna ve yüzey düzgünlüğüne etki eder. Ancak, bu düzeltme parametresinin $E1$ rezonansının genişliğine (Γ) veya tesir kesitine (σ) bir etkisi yoktur. Δ parametresinin değerinin arttırılmasıyla zirveler genişler, genlikleri azalır ve komşu zirveler yakınlaşır. Bu yüzden, deneysel olarak gözlenen dev dipol rezonans bölgesi teorik olarak Δ parametresinin uygun değerleri seçilerek belirlenir [157].

Güç fonksiyonuna bağlı olarak E (veya η) enerjisindeki dipol ($\lambda 1$) geçişleri için foto-soğurma tesir kesitinin [157] genel hali aşağıda verilir:

$$\sigma_{\lambda 1}(E) = \frac{16\pi^3 e^2}{9\hbar c} E S_{\lambda 1}(E) \quad (2.24)$$

Elektrik dipol geçişleri için foto-soğurma tesir kesiti [156, 158]:

$$\sigma_{E_1}(E) = \frac{16\pi^3 e^2}{9\hbar c} E S_{E_1}(E) \text{ fm}^2 = 4,025 E S_{E_1}(E) ; \text{mb} (1 \text{ fm}^2 = 10 \text{ mb}) \quad (2.25)$$

olarak verilir. Benzer ifadeler, manyetik dipol geçişleri için denklem 2.22 ve 2.24 kullanılarak kolayca elde edilebilir [132].

TGI-QPNM yaklaşımında, $E1$ rezonanslarının konumları ve genişlikleri hakkında oldukça iyi bir sonuç elde edilir. Özellikle, bu yaklaşım dev dipol rezonans bölgesindeki dipol uyarılmaların araştırılmasına yönelik çalışmaların yapıldığı nükleer tesir kesit ölçümlerinde GDR spektrumuna ait i) rezonans genişliği, ii) rezonans enerjisi, iii) rezonans tesir kesiti ve iv) rezonans indirgenmiş tesir kesitleri gibi belirleyici özelliklerini tahmin eder [22, 78, 82]. Böylece, bu belirleyici nicelikler GDR spektrumundaki dipol geçişleri hakkında fikir sahibi olunmasına olanak sağlamaktadır. Yine, periyodik tablodaki tek-A'lı aktinit çekirdeklerinin GDR spektrumlarına ait deneysel verilerin [159] test edilmesinde ve açıklanmasında, TGI-QPNM'in başarı düzeyinin belirlenmesi bu tez çalışmasının hedeflerinden biridir.

Dahası TGI-QPNM sonuçları kullanılarak tesir kesiti deneysel olarak gözlemlenememiş olan aktinit çekirdeklerinin dipol spektrumları belirlenebilir ve gelecekte yapılabilecek olan deneysel çalışmalara öngörü sağlanmış olur.

Bunun yanısıra, PDR bölgesindeki $E1$ güç dağılımının tasvirinde TGI-QPNM foto-soğurma tesir kesit hesaplamalarında güç fonksiyonu önem taşır. Güç fonksiyonu ifadesindeki $B(E1\uparrow)$ geçiş kuvveti ile cüce dipol rezonansların varlığı ve ince yapısı hakkında açıklamalar yapılabilir.

2.2.2. Toplam kuralları

Kuantum mekaniğinde, mikro sistemin bir durumdan başka bir duruma geçiş olasılığı, modelden bağımsız ve geçiş matris elemanlarına bağlı olan bağıntılarla sınırlandırılır ve bu bağıntılara toplam kuralları denir. Nükleer dipol uyarılma araştırmalarındaki toplam kuralları, bu kurallarla ilgili parametrelerin bulunmasında ve kullanılan modellerin güvenilirliğinin belirlenmesinde önem taşır.

Toplam kuralları ilk kez 1936 yılında Feenberg [160] değiş-tokuş kuvvetleri için uygulamış, 1937 yılında Siegert [161] bu kuvvetlerin entegre tesir kesitini kabaca iki katına çıkaracağını tahmin etmiştir. 1950’de Levinger ve Bethe [162], nükleer kuvvetlerin en basit fotonükleer toplam kurallarına etkilerini dikkate alarak bu sonucu detaylandırmıştır. 1953’de Gell-Man ve Telegdi [163] elektromanyetik geçişlere uygun toplam kurallarını türetmiştir.

Deforme çekirdeklerdeki kolektif uyarılmaların araştırılmasında birçok nükleer model kullanılmakla birlikte bu uyarılmaları her yönüyle tam olarak açıklayabilen bir nükleer yaklaşım bulunmamaktadır [108, 164–166]. Nükleer deforme çekirdeğin yapısını araştırmak için kullanılan modeller genel olarak yaklaşık çözüm yöntemlerini içermektedir. Bu modellerin doğruluğunu test etmek ve güvenilirliğini sağlamak amacıyla toplam kuralları sıkça başvurulmuş bir olgudur. Bu çalışmada kullanılan TGI-QPNM Hamiltoniyeninin çözümü, dalga fonksiyonlarının ve enerji özdeğerlerinin belirlenmesi yaklaşık çözüm yöntemlerinden ikinci kuantumlama yöntemi ile gerçekleştirilir. Çalışılan kütle bölgesinde dipol spektrumuna ait toplam kuralları TGI-QPNM ile elde edilerek mevcut deneysel verilerle kıyaslanır ve kullanılan yaklaşım modelinin mevcut çekirdeklerdeki elektrik dipol uyarılmalarının sistematik özelliklerinin tanımlanmasında güvenilirliği ve başarısının belirlenmesi bu yolla gerçekleşmiştir olur.

Burada ele aldığımız en önemli toplam kurallarından ikisi, enerji ağırlıklı (EWSR) ve olmayan (NEWSR) toplam kurallarıdır. Bu toplam kurallarından en yaygın olarak uygulananı, EWSR veya diğer adıyla Thomas-Reiche-Kuhn (TRK) toplam kuralı, elektrik dipol ($E1$) geçişleri için öngörülmüştür. Ayrıca toplam kuralları, dipol foto-soğurma tesir kesitleri hakkında da kapsamlı bilgiler sağlamaktadır.

NEWSR'nin matematiksel ifadesi:

$$\sum_n |\langle n|F|0\rangle|^2 = \sum_n \langle 0|F^\dagger|n\rangle \langle n|F|0\rangle = \langle 0|F^\dagger F|0\rangle \quad (2.26)$$

olarak verilir. Burada $|0\rangle$ ve $|n\rangle$ braket notasyonları taban ve uyarılma seviyelerinin dalga fonksiyonlarını göstermektedir. Bu denklem, sistemin taban durumundan tüm uyarılmış seviyelere toplam geçiş ihtimalini, yani herhangi bir F operatörünün beklenen değerinin karesi eşitliğini verir. Enerji ağırlıksız (denklem 2.26) toplam kuralı elektrik yükünün korunduğu (yük korunumu) süreçlerde yaygın olarak kullanılır.

EWSR'nin modelden bağımsız genel formülü [167]:

$$\sum_n (E_n - E_0) |\langle n|F|0\rangle|^2 = \frac{1}{2} \langle 0|[F^\dagger, [H, F]]|0\rangle \quad (2.27)$$

olarak verilir. Burada E_0 ve E_n sırasıyla taban durum ve uyarılmış seviyelerin enerjileridir. F büyüklüğünün matris elemanları ve H Hamiltoniyeni ile komutasyonu

$$\langle n|F|0\rangle = \frac{\langle n|[H, F]|0\rangle}{E_n - E_0}$$

eşitliğiyle ilişkilidir ve denklem 2.27'in sol tarafının doğrudan

hesaplanmasında bu eşitlik kullanılarak, denklem 2.27 elde edilmiş olur. Denklemden de görüldüğü üzere toplam kuralının sağ tarafı modelden bağımsız olup geçiş olasılıklarına ve enerji seviyelerine bağlı değildir. Bu geçiş operatörleri taban durum dalga fonksiyonu yardımıyla hesaplanır. Öte yandan, toplam kural denkleminin sol tarafı uyarılmış durum dalga fonksiyonlarını içerdiğinden, bu tarafta hesaplanan değerler modele ve kullanılan yöntemlerin doğruluğuna bağlıdır. Böylece toplam kuralları, matris elemanlarını sayısal olarak hesaplamadan elde edilen sonuçları basitleştirir ve kullanılan yöntemlerin doğruluk derecesini kontrol eder. Toplam kurallarının bir başka önemi de belirli geçişler için modelden bağımsız olmalarıdır.

Örneğin, EWSR (denklem 2.27) elektrik-dipol geçişleri için belirli bir değere sahip olabilir. Çünkü, bu geçişler için değiş-tokuş kuvveti ve hıza bağlı etkileşimlerin etkileri ihmal edilerek ve tüm bu geçişlerin 1^- uyarılmaları olduğu kabul edilerek elde edilen modelden bağımsız tahminle karşılaştırılabilirler [155, 168].

Örneğin, dipol uyarılmalar için modelden bağımsız Thomas-Reiche-Kuhn (TRK) toplamı kuralı [153]:

$$\sum_n (E_n - E_0) \left| \langle n | r | 0 \rangle \right|^2 = \frac{1}{2} \langle 0 | [r^\dagger, [H, r]] | 0 \rangle = \frac{9}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2M_p} \frac{NZ}{A} e^2 \quad (2.28)$$

yani denklem 2.28 elde edilir ($\hbar c = 197,3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$; $e^2 = 1,44 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$; $M_p c^2 = 939,51 \text{ MeV}$). Bu ifade aynı zamanda çok cisimli bir sisteme uygulanan modellerin kullanışlı olup olmadığının anlaşılmasını sağlar.

2.2.2.1. Dipol foto-soğurma toplam kuralları

Dipol foto-soğurma toplam kuralları, foton kaynaklı reaksiyon süreçlerindeki nükleer enerji seviye yoğunluğunu, sistemin karmaşık uyarılma spektrumunu bilmeksizin ölçülebilir niceliklerle anlamamızı sağlar. Bu toplam kuralları, literatürde foto-soğurma tesir kesitlerinin farklı kattan integre edilmiş moment değerleri olarak tanımlanır.

İntegre edilmiş $E1$ foto-soğurma tesir kesiti (enerji ağırlıklı) [122, 158]:

$$\sigma_n = \int E^n \sigma_\gamma(E) dE = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} e^2 \sum_\gamma E_\gamma^{n+1} B(E1, 0 \rightarrow 1)_\gamma \quad (n=0, -1, -2) \quad (2.29)$$

biçiminde ifade edilebilir.

Burada σ_0 ($n=0$ için) terimi, fotonükleer reaksiyonlarda $E1$ geçiş gücü yoğunluğu ile orantılı enerji ağırlıklı toplam tesir kesiti temsil eder ve bu terim kısım (2.2.2)'de bahsedildiği gibi TRK veya EWSR olarak bilinir.

TRK toplam kuralının integral ifadesi:

$$\sigma_0 = \int \sigma_\gamma(E) dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{mc} \frac{NZ}{A} \approx 0,06 \frac{NZ}{A} \text{ barn.MeV} \quad (2.30)$$

olarak verilir. Yukarıda da bahsedildiği gibi, EWSR, Hamilton sistemindeki etkileşimlerle ilgili belirli varsayımlar altında elektrik dipol geçişleri için

$\langle 0|F^\dagger, [H, F]|0\rangle$ ifadesine dayalı modele bağımlı tahminlerin yapılabilmesini sağlar.

Böylece, EWSR çift komütatör toplam kuralı (denklem 2.28) ile ifade edilir ve bu, denklemin (denklem 2.28) sol tarafındaki model tarafından tahmin edilen ilk momenti (σ_0) karşılık gelmektedir. E1 dipol uyarılmalarında, geçiş matris elemanı $M(E1)$,

kütle merkezi koordinatına ($\vec{r}_k$) bağlı $M(E1) = e \sum_{k=1}^A \left(\frac{N-Z}{2A} - t_{zk} \right) \vec{r}_k$ olarak tanımlanır.

TRK toplam kuralı, kütle merkeziyle ilişkili E1 dipol kuvvetine bağlı olarak $\frac{NZ}{2Am}$

kısmını sabit tutar.

σ_{-1} (n= -1 için) terimi, bremsstrahlung spektrumunun enerji bağımlılığından dolayı "bremsstrahlung ağırlıklı" toplam kuralı olarak da bilinen toplam tesir kesitin ilk momenti genellikle $1/E$ ile yaklaşık olarak hesaplanır ve

$$\sigma_{-1} = \int E^{-1} \sigma_\gamma(E) dE = \frac{4}{3} \pi^2 \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{NZ}{A} \right)^2 \mathfrak{R}^2 \approx 0,18 A^{4/3} \text{ mb} \quad (2.31)$$

ile verilir. Bu ifade, σ_{-1} 'in çekirdeğin taban durumundaki $\mathfrak{R}^2$ değerini doğrudan bir

ölçüsü olduğunu gösterir. Burada $\mathfrak{R}^2 = \frac{1}{A} \left\langle 0 \left| \frac{N}{Z} \left(\sum_{i=1}^Z r_i^2 \right) + \frac{Z}{N} \left(\sum_{j=1}^N r_j^2 \right) \right| 0 \right\rangle$, nötronlar ve

protonlar için aynı olduğu varsayılan, çekirdeğin ortalama kare yarıçapıdır. Denklem 2.31 modelden bağımsızdır ve kütle merkezi hareketi için herhangi bir düzeltme gerektirmez. Böylece, σ_{-1} , çekirdeğin ortalama kare yarıçapı ve yük dağılımlarıyla ilişkilendirilebilir [169, 170].

σ_1 (n=1 için) toplam kuralı, denklem 2.32'da ifade edildiği gibidir:

$$\sigma_1 = \int E \sigma_\gamma(E) dE = \frac{4\pi^2 e^2 \hbar}{3M^2 c^3} P^2 \quad (2.32)$$

Bu ifade, bazı korelasyonlar ihmal edilerek, σ_1 terimi için çekirdeğin içindeki nükleonların $P^2 = \left\langle 0 \left| (P_p - P_n)^2 \right| 0 \right\rangle$; $P_p - P_n$ değeri hakkında bilgi verir. Burada $P_p - P_n$, proton ve nötron sistemlerinin göreceli momentumunu ifade eder. Böylece, σ_1 , çekirdekdeki nükleonları lineer momentum ile ilişkilendirilebilir.

Çekirdeğin statik elektrik dipol polarizebilitesi (polarizability) olan α_D ile orantılı olarak, σ_{-2} ($n=2$ için) momenti bir diğer toplam kuralıdır [170]. Elektrik dipol polarizebilitesi, $E1$ titreşimlerinin statik özelliğini ölçmek için kullanılan bir terimdir ve genellikle tersine enerji ağırlıklı bir toplam kuralı, yani σ_{-2} momenti ile ilişkilendirilir. Denklem (2.33), herhangi bir model varsayımına bağlı olmaksızın elde edilir ve dipol uyarılma enerji spektrumunun özellikle PDR ve GDR enerji bölgelerindeki elektrik dipol uyarılmalarına duyarlı olan $1/E^2$ faktörüne bağlantılıdır. Bu nedenle, denklem 2.33 ile elde edilen α_D değeri güvenilir bir sonuç sunar.

$$\sigma_{-2} = \int \frac{1}{E^2} \sigma_\gamma(E) dE = 2\pi^2 \frac{e^2}{\hbar c} \alpha_D \quad (2.33)$$

σ_{-2} toplam kuralına olan ilgi, Migdal'ın sonlu çekirdekler teorisi çerçevesinde kurulan dipol toplam kuralındaki α_D 'nin, çekirdeğin yarıçapı sabiti, simetri enerji katsayısı b_{symm} ve izovektör yoğunluğu ($\rho_1 = \rho_n - \rho_p$) arasında dikkat çekici bir ilişkinin varlığından kaynaklanır [170–172]. Yani, $\alpha_D = AR^2/20b_{\text{symm}}$ [171] terimi denklem 2.33'de tekrardan yazıldığında Migdalın toplam kuralı

$$\sigma_{-2} \approx 2,25 \times 10^{-3} A^{5/3} \text{ mb.MeV}^{-1} \quad (2.34)$$

olarak verilir [169].

Bu toplam kuralları, daha önce de değinildiği gibi GDR hakkında bilgiye ulaşmamızda yardımcı olabilirler. Bunun yanı sıra, benzer işlemler, $M1$ geçişleri için de uygulanabilir. Ancak, dipol toplam kuralları çerçevesinde [171], foto-soğurma tesir kesitinin yüksek enerjili kısmında elektrik dipol geçişlerinin baskın olduğu, düşük enerjili kısmında ise manyetik dipol geçişlerinin katkısının ihmal edilemez olduğu varsayılır.

2.2.2.2. TGI-QPNM metodunda enerji ağırlıklı toplam kuralı

RPA'nın enerji ağırlıklı toplam kuralına (EWSR) ilişkin Thouless teoreminin [167] bir çok nükleer model (örneğin; QRPA, TDA) için geçerli olduğu gibi QPNM içinde uygulanabilir (denklem 2.27).

$E1$ geçişlerinin TGI-QPNM çerçevesinde EWSR şu şekilde yazılabilir:

$$\sum_{\gamma} E_{\gamma}^{n+1} B(E1, 0 \rightarrow 1)_{\gamma} = \frac{1}{2} \langle 0 | [R_{\mu}^{\dagger}, [H, R_{\mu}]] | 0 \rangle \quad (2.35)$$

(2.35) eşitliğinin sağ kısmı χ_1 etkileşim parametresinden bağımsız olduğundan uyarılma enerjisine (η ; E_x) göre değişmezdir ve aşağıdaki gibi kuaziparçacık enerjileri ve matris elemanlarıyla belirlenir:

$$\begin{aligned} \sum_{\gamma} E_{\gamma}^{n+1} B(E1, 0 \rightarrow 1)_{\gamma} &= \frac{1}{2} \langle 0 | [R_{\mu}^{\dagger}, [H, R_{\mu}]] | 0 \rangle = \\ &= \left(\sum_{\mu=0,\pm 1} \sum_{\tau} (e_{eff}^{\tau})^2 \sum_{qq'} \mathcal{E}_{qq'} (r_{qq'}^{\mu,\tau})^{\dagger} r_{qq'}^{\mu,\tau} (u_{qq'})^2 - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\beta} \cdot 2 (Y_{qq'}^i)^2 \sum_{\mu=0,\pm 1} \sum_{\tau} (e_{eff}^{\tau})^2 \sum_{qq'} (r_{qq'}^{\mu,\tau})^{\dagger} r_{qq'}^{\mu,\tau} (u_{qq'})^2 \right) \end{aligned} \quad (2.36)$$

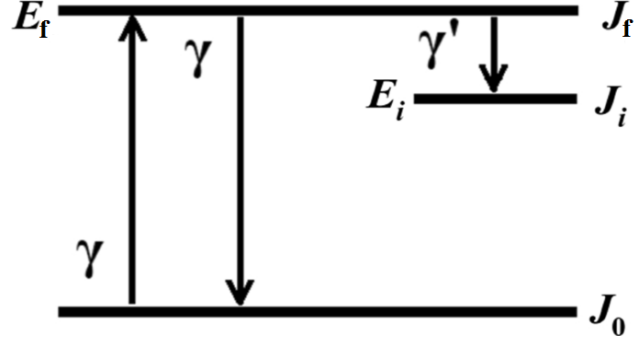
Burada, $Y_{qq'}^i = \sum_{\tau} \Delta_{\tau} \sum_{\mu=0,\pm 1} \sum_{qq'} r_{qq'}^{\mu,\tau} M_{qq'}^{\tau}$ kısaltması yapılmıştır. Diğer yandan (denklem 2.35) toplam kuralının sol tarafı dipol seviyelerinin enerjilerini ve dalga fonksiyonlarını içermekte olup χ_1 dipol etkileşim parametresine bağlıdır.

2.2.3. Radyasyon kalınlığı

Nükleer rezonans flüoresans (NRF), nükleer çekirdeklerde düşük enerjili dipol uyarılmaları araştırmak ve ayrıntılı spektroskopik bilgi sağlamak için olağanüstü bir araç olduğunu kanıtlamıştır [38, 173]. NRF deneylerinde, uyarılma enerjileri E_x , spin J (çift-çift çekirdeklerde), parite π (çift-çift çekirdeklerde), Γ_0^2/Γ bozunma oranı (Γ_0 ve Γ sırasıyla, taban durum ve toplam bozunum genişlikleri, yani uyarılmış seviyelerin yarı ömrü $\Gamma = \hbar/\tau$ ile bağıntılıdır) ve bilinen radyasyon karakteri için indirgenmiş geçiş olasılıkları ($B(M1)\uparrow$, $B(E1)\uparrow$ veya $B(E2)\uparrow$) gibi önemli nicelikler hesaplanabilir.

NRF'yi tanımlayacak olursak, bir çekirdeğin enerjisi elektromanyetik radyasyon şeklinde absorbe ettiği, nükleer bir duruma uyarıldığı ve daha sonra bir veya daha fazla γ ışını yayarak taban duruma geri döndüğü bir süreçtir. Bu süreç ve karşılık gelen foton saçılma tesir kesitlerini etkileyen nicelikler, Şekil 2.1'de gösterilmektedir. NRF olgusu; (1) toplam genişlik Γ_f , spin J_f ve E_f enerjisi ile yalıtılmış bir nükleer durumun bir fotonun soğurulmasıyla uyarılması ve (2) müteakip bozunumlar ya E_i , J_i ile i ara durumuna ya da J_0 dönüşüyle doğrudan taban duruma geçmesi durumlarından oluşur (Şekil 2.1). Genellikle, taban duruma geçiş, esnek saçılma ($\Gamma_0 = \Gamma_f$) olarak

adlandırılır ve saçılma tesir kesiti Γ_0^2/Γ ile ilişkilendirilir. Buna karşılık, foto-uyarılmış bir durumdan, taban durumdan farklı düşük modlu başka bir seviyeye geçiş, esnek olmayan saçılma olarak ifade edilir.



Şekil 2.1. Nükleer rezonans floresansı: (1) E_f enerjili, spin J_f , toplam genişlik Γ_f ile izole edilmiş bir nükleer seviyenin bir foton γ ile uyarılması; (2) müteakip bozunmalar ya bir foton γ yayarak kısmi genişlik Γ_i ile bir ara duruma (E_i, J_i) ya da foton γ yayarak kısmi genişlik Γ_0 ile temel duruma (J_0) geri dönmesi [174].

Bunun yanısıra, yüksek bir başlangıç uyarımı durumunda, toplam genişliği Γ_f , taban duruma ve ara durumlara olan bozulmalara karşılık gelen kısmi genişliklerin $\Gamma_f = \Gamma_0 + \sum_i \Gamma_i$ toplamı ile verilir. Bununla birlikte, NRF çalışmalarının amaçları doğrultusunda, taban duruma doğrudan geçişlerin ve ara durumlar aracılığıyla taban duruma aşamalı geçişlerin, bu doğrudan geçişle temsil edilebileceği varsayılabilir. Aslında, aşamalı (cascade) ve doğrudan NRF olayları, her bir olaydaki ardışık fotonların enerjilerinin toplamının bir ileri elektromanyetik kalorimetre ile ölçülmesi ve dolayısıyla E_f 'e yakın olması koşulundan dolayı ayırt edilememektedir.

Taban duruma ($J_f \rightarrow J_0$) doğrudan geçiş için, NRF tesir kesiti, Breit-Wigner formülü [175] ile tanımlanır:

$$\sigma(E_\gamma) = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\hbar c}{E_f} \right)^2 g \frac{\Gamma_0^2}{(E_\gamma - E_f)^2 + \Gamma_f^2/4} \quad (2.35)$$

Burada E_γ foton enerjisidir, $g = (2J_f + 1)/(2J_0 + 1)$ spin istatistiksel faktörüdür, Γ_0 taban duruma geri bozunmanın kısmi genişliğidir. Γ_f genişliği tipik olarak birkaç eV'dir.

Dikkate alınan uyarılmış durum için E_f enerjili integral tesir kesiti şu şekilde hesaplanır [174]:

$$I(E_f) = \int dE_\gamma \sigma(E_\gamma) = \pi^2 \left(\frac{\hbar c}{E_f} \right)^2 g \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma_f} \quad (2.36)$$

olarak verilir.

Taban durum radyasyon kalınlığı Γ_0 , $B(\Pi L, E_\gamma) \uparrow$ ($\Pi = E$ veya M) geçiş ihtimali ile orantılıdır [173]:

$$\Gamma_0 = 8\pi \sum_{\Pi L=1}^{\infty} \frac{(L+1)(E_\gamma / \hbar c)^{2L+1}}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{(2J_0+1)}{(2J+1)} B(\Pi L, E_\gamma) \uparrow \quad (\Pi = E \text{ veya } M) \quad (2.37)$$

Tek-A'lı deforme çekirdeklerde $E1$ ve $M1$ geçişleri arasındaki deneysel ayrımın mümkün olmadığı göz önüne alındığında, dipol radyasyon kalınlıkları istatistiksel faktör ile çarpılarak doğru bir şekilde hesaplanabilir [117].

Tek kütle numaralı çekirdeklerde, örneğin elektrik dipol geçişleri için, aşağıdaki nümerik bağıntılar ölçülen radyasyon geçiş genişliklerini ve indirgenmiş geçiş olasılıklarını birbirine bağlar:

$$g\Gamma_0(E1) = 1,0467 \times E_\gamma^3 \times B(E1 \uparrow) (e^2 fm^2 \times 10^{-3}) \quad [meV] \quad (2.38)$$

Ayrıca indirgenmiş radyasyon kalınlıkları da

$$g\Gamma_0^{red}(E1) = 1,0467 \times B(E1 \uparrow) (e^2 fm^2 \times 10^{-3}) \quad [meV MeV^{-3}] \quad (2.39)$$

olarak verilir.

3. SAYISAL HESAPLAMALAR

Bu tez çalışmasının genel amacına uygun olarak periyodik cetvelin aktinitler bölgesinde yer alan deforme çekirdeklerin elektrik dipol özellikleri TGI-QPNM yaklaşımı kullanılarak incelenmiş, elde edilen teorik veriler literatürde yer alan deneysel sonuçlarla mukayese edilmiştir. Ayrıca deneysel çalışmaları olmayan (kırmızı renkle işaretli) çekirdekler için de sayısal hesaplamalar yapılmış ve bu tez çalışmasıyla ^{229,231,233}Th, ^{233,235,237,239}U, ²³⁷Np ve ^{239,243}Pu aktinit çekirdeklerin elektrik dipol özelliklerinin sistematik olarak araştırılması hedeflenmiştir.

Tek kütle numaralı deforme çekirdeklerin elektrik dipol özelliklerinin yorumlanabilmesi için bazı başlangıç parametrelerine ihtiyaç duyulmaktadır.

Tablo 3.1. Çalışılan tek-A'lı çekirdeklerin taban durum Nilsson konfigürasyonları, Δ ve λ çiftlenim parametreleri ile β_2 kuadropol deformasyonları.

Çekirdek	$[Nn_z\Lambda]\Sigma$	Δ_n [MeV]	Δ_p [MeV]	λ_n [MeV]	λ_p [MeV]	β_2 [176]	χ_1 [MeVfm ⁻²]
²²⁹ Th	[633]↓	0,729	0,906	-6,569	-5,824	0,2301(39)	
²³¹ Th	[633] ↓	0,718	0,914	-6,385	-6,276	0,2441(15)	400
²³³ Th	[631] ↓	0,711	0,935	-6,169	-6,710	0,2608(14)	
²³³ U	[633] ↓	0,728	0,872	-6,832	-5,492	0,2640(13)	
²³⁵ U	[743]↑	0,710	0,885	-6,593	-5,901	0,2718(26)	400
²³⁷ U	[631] ↓	0,688	0,894	-6,357	-6,300	0,2821(18)	
²³⁹ U	[633] ↓	0,922	0,922	-6,119	-6,697	0,2863(24)	
²³⁷ Np	[642]↑	0,713	0,872	-6,353	-6,302	0,2821(18)	450
²³⁹ Pu	[631]↓	0,705	0,859	-6,766	-5,473	0,2861(19)	400
²⁴³ Pu	[624]↓	0,687	0,898	-6,249	-6,236	0,2983(80)	

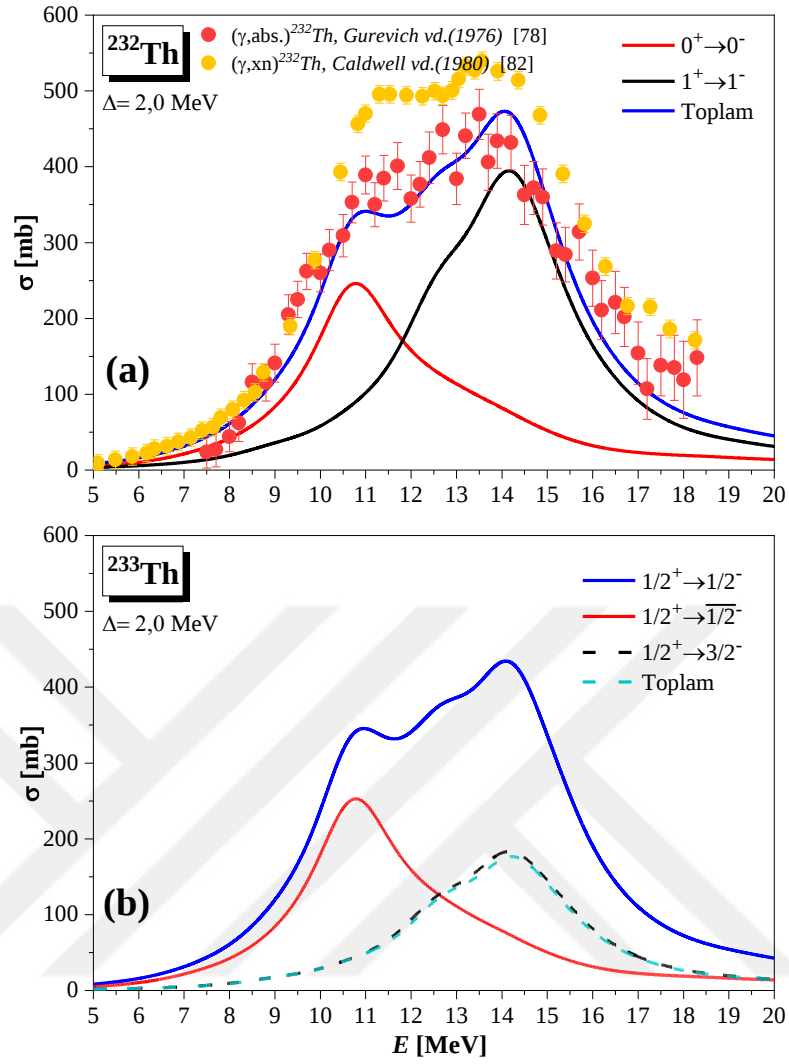
Tek-A'lı deforme çekirdeklerin $E1$ uyarılma enerjileri ve dalga fonksiyonları, çift-çift (kor) çekirdeklerinin TGI-QRPA fononları kullanılarak oluşturulan fonon bazına göre hesaplanmıştır. Hem nötronların hem de protonların tek-parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları, kuadropol deformasyon parametreleri β_2 [176] ile eksenel simetrik Woods-Saxon [177] potansiyeli aracılığıyla tanımlanmıştır. Bu çekirdekler için gap parametreleri (Δ_n ve Δ_p), kimyasal potansiyelleri (λ_n ve λ_p) ve taban durum Nilsson konfigürasyonu ($K^\pi [Nn_z\Lambda]\Sigma$) gibi nükleer nicelikler Ref. [178, 179]'ten alınmıştır.

İzovektör dipol-dipol güç parametresi (χ_1), bu çalışmada hesaplanan tesir kesitlerinin gözlenmiş $E1$ dipol rezonansının enerji maksimumlarıyla uyumlu bir şekilde belirlenmiştir [122].

3.1. ^{229,231,233}Th İzotopları İçin Teorik Sonuçlar

Literatürde tek-A'lı ²²⁹⁻²³³Th izotoplarından herhangi biri için nötron ayrılma enerjisi altındaki enerjilerde (düşük enerjili $E1$ geçişleri) ve GDR-PDR enerji bölgelerinde elektrik dipol özelliklerinin ele alındığı deneysel bir çalışma yoktur. Ancak, Guttormsen vd.'nin 2014 yılında yayımladıkları çalışmada [96], ²³¹⁻²³³Th izotopları dahil bazı aktinit çekirdekleri için Oslo yöntemi kullanılarak γ -ışın kuvvet fonksiyonu ölçülmüştür. Ayrıca, ²³²Th (²³¹Th ve ²³³Th çekirdeklerinin komşu çekirdeği) için 1976 yılında Gurevich vd. [78] tarafından gerçekleştirilmiş foto-soğurma tesir kesiti deneylerinden ve yine bu çekirdek için 1980 yılında Caldwell vd. [82] tarafından gerçekleştirilmiş foto-soğurma tesir kesiti deneylerinden elde edilen γ -ışın kuvvet fonksiyon verileri Guttormsen vd.'nin mevcut çalışmasındaki (²³¹⁻²³³Th'nin γ -ışın kuvvet fonksiyonları) sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Dahası, γ -ışın kuvvet fonksiyonlarından elde edilen $E1$ ve $M1$ rezonanslarına ait bazı parametreler verilmiş ve incelenen Th ve diğer izotop serilerinin tümü, deneysel hatalar dahilinde benzer rezonans parametreleri göstermiştir [96]. Bu durum şöyle izah edilebilir; genellikle çekirdek korunun dışında kalan nükleonlar, çekirdek korundaki nükleonlarla birlikte kolektif harekete dahil olur ve bu eşlenmemiş nükleonlar kolektif hareketi çok fazla etkilemediği [157] varsayılırsa, çift-çift çekirdekten tek kütle numaralı çekirdeğe geçildiğinde elde edilen spektrumların birbiriyle benzerlik göstermesi beklenebilir.

Bu varsayımdan yola çıkarak, Şekil 3.1a'da ²³³Th çekirdeği için elde edilen teorik sonuçlar ²³²Th'nin mevcut deneysel verileriyle karşılaştırılarak sunulmuştur.

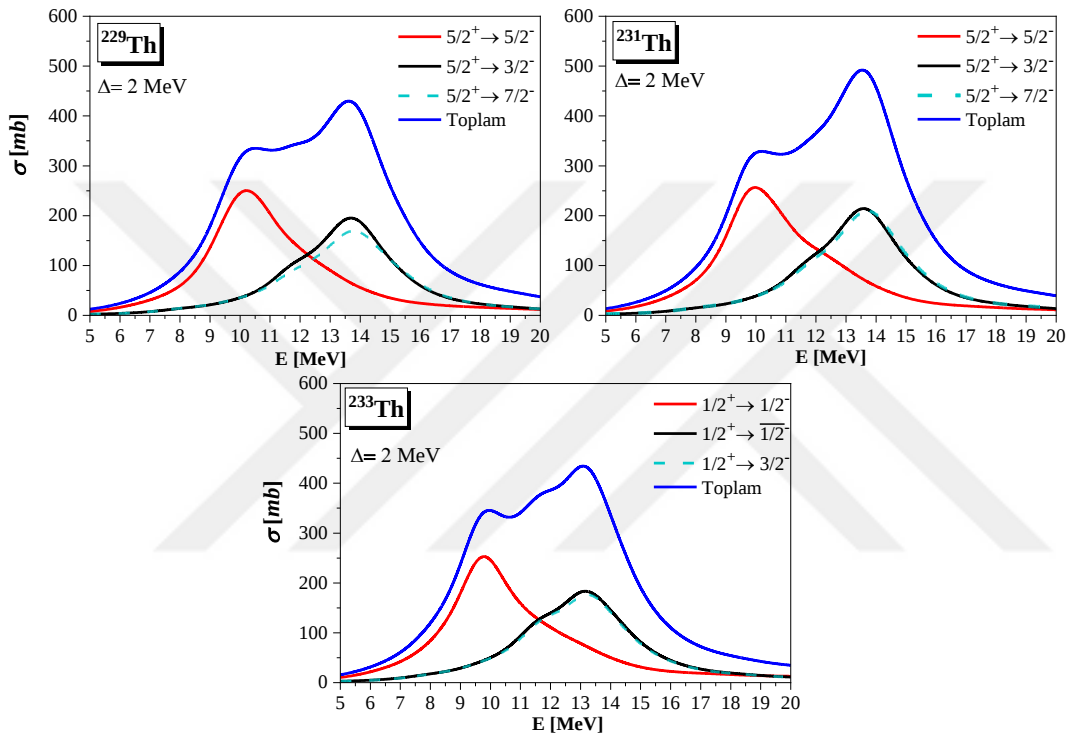


Şekil 3.1. (a) ^{232}Th çekirdeğinin TGI-QPNM model ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesiti sonuçlarının deneysel [78, 82] verilerle karşılaştırılması. (b) ^{233}Th çekirdeğinin TGI-QPNM model ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesiti sonuçları.

Tıpkı Malov ve Soloviev [157]'in 1980 yılında yaptıkları çalışmada değindikleri gibi, tek-A'lı deforme ^{233}Th çekirdeği için elde edilen foto-soğurma tesir kesiti sonuçları, bu çekirdeğe komşu çift-çift (kor) ^{232}Th çekirdeğinin sonuçları ile büyük benzerlik taşımaktadır. ^{232}Th çekirdeğinin TGI-QRPA hesaplamaları özellikle 8-18 MeV enerji aralığında Gurevich vd. [78] tarafından elde edilen deneysel verilerle uyum içindedir. GDR spektrum dağılımında, çekirdekdeki simetri etkilerinin (nükleon sayısı, parite, toplam açısal momentum veya izospin) önemli bir rol oynadığı bilinmektedir. Bu etkiler arasında en çarpıcı olanı, muhtemelen GDR'nin küresel olmayan eksenel simetrik çekirdekler için gözlemlenen iki maksimumlu zirveye bölünmesidir [180]. Küresel çekirdeklerde GDR spektrumundaki $E1$ geçişlerinin $\Delta K=0$ ve $\Delta K=\pm 1$ dalları

aynı enerjide meydana gelirken deforme çekirdeklerde ise deformasyon GDR'nin bölünmesine neden olduğundan bu dalların enerji ayrımı ile iki ayrı maksimum oluşur [16, 78, 181]. Bu da, $\Delta K=0$ dalını düşük enerjilere, $\Delta K=\pm 1$ dalını ise yüksek enerjilere kaydırmaktadır [182, 183].

Tek-A'lı deforme $^{229,231,233}\text{Th}$ izotoplarının 5-20 MeV enerji aralığındaki hesaplanan TGI-QPNM foto-soğurma tesir kesit sonuçları, bu izotopların GDR spektrumlarının da iki zirveli bir yapıya sahip olduğunu Şekil 3.2'deki grafikler göstermektedir.



Şekil 3.2. $^{229,231,233}\text{Th}$ izotopları için teorik olarak hesaplanan foto-soğurma tesir kesiti (σ) değerlerinin 5-20 MeV enerji aralığındaki dağılımı.

$^{229,231,233}\text{Th}$ aktinit çekirdeklerin dev dipol rezonansının ilk zirvesinin tesir kesiti yaklaşık 300 mb, genişliği 3-5 MeV civarında ve yerleşimi 10-12 MeV civarında bir enerji aralığına hakimdir; bu zirveye en büyük katkı $K^\pi = K_0$ seviyesinden gelirken, ikinci zirvesinin tesir kesiti yaklaşık 400 mb, genişliği 3-5 MeV civarında ve yerleşimi yaklaşık 13-15 MeV enerji aralığındadır ve bu zirveye en büyük katkı $K^\pi = K_0 - 1$ ve $K^\pi = K_0 + 1$ seviyelerinden gelmektedir. Bunu izah etmek için Şekil 3.2'deki ^{233}Th çekirdeği örnek olarak verilirse, bu çekirdekte dev dipol rezonansının ilk maksimum zirve dağılımının $K^\pi = 1/2^-$ seviyelerinden ve ikinci maksimum zirvenin ise $K^\pi = \overline{1/2^-}$ ve $K^\pi = 3/2^-$ seviyelerinden oluştuğu belirlenmektedir. Yine net bir

şekilde görülmektedir ki, $K^\pi = 1/2^-$ ve $K^\pi = 3/2^-$ seviyelerinin foto-soğurma tesir kesit dağılımları birbirine oldukça benzerdir.

$^{229,231,233}\text{Th}$ izotoplarının GDR maksimumlarının temel parametreleri (rezonans enerjileri (E_i), tesir kesitleri (σ_i), genişlikleri (Γ_i) ve GDR alan oranı R_A) deneysel veriler ile birlikte Tablo 3.2’ de verilmektedir. Bu çalışmada ele alınan diğer aktinit izotoplarının GDR maksimumlarının temel parametreleri deneysel verilerle birlikte detaylı olarak Tablo B.1’ de verilmektedir.

Tablo 3.2. $^{229,231,233}\text{Th}$ izotoplarının GDR Temel Parametreleri.

	^{229}Th	^{231}Th	^{233}Th	$^{231-233}\text{Th}$	^{232}Th
	Teori			Deney	
$\omega_{E1,1}$	11,29	11,09	10,89	11,50 ^a	$10,99 \pm 0,16^b$ $11,03 \pm 0,04^c$
$\sigma_{E1,1}$	333	326	342	374 ^a	247 ± 26^b 302 ± 19^c
$\Gamma_{E1,1}$	4,08	3,98	3,15	4,20 ^a	$3,90 \pm 0,4^b$ $2,71 \pm 0,13^c$
$\omega_{E1,2}$	14,64	14,50	14,20	14,40 ^a	$13,9 \pm 0,13^b$ $13,87 \pm 0,08^c$
$\sigma_{E1,2}$	433	487	431	840 ^a	362 ± 26^b 449 ± 9^c
$\Gamma_{E1,2}$	3,76	3,88	4,18	4,20 ^a	$4,67 \pm 0,38^b$ $4,77 \pm 0,28^c$
R_A^*	0,83	0,72	0,59	0,45	0,59 0,38
$E_{\text{ort.}}$	12,21	12,00	11,22	—	13,08 12,93
Γ	5,54	5,79	5,93	—	6,00 $7,48 \pm 0,41$

^aGuttormsen vd.,2014 [96]

^bGurevich vd.,1976 [78]

^cCaldwell vd.,1980 [82]

*GDR alan oranı, $R_A = \sigma_{E1,1} \Gamma_{E1,1} / \sigma_{E1,2} \Gamma_{E1,2}$

Tablo 3.2’e bakacak olursak, tek-A’lı aktinit izotoplarının kütle numarasının artmasıyla dev dipol rezonansın ortalama rezonans enerjisinin $E_{\text{ort.}}$ azaldığı ve toplam genişliğin (Γ) ise arttığı da görülmektedir. Ayrıca, GDR spektrumundaki iki maksimumun altındaki alanların oranı $R_A = \sigma_{E1,1} \Gamma_{E1,1} / \sigma_{E1,2} \Gamma_{E1,2}$ ile ifade edilir [78]. Dev dipol rezonans spektrumunda, ilk maksimum zirvenin altındaki alan ile ikinci maksimum zirvenin altındaki alan arasındaki oran, prolate çekirdekler için 1/2, oblate çekirdekler için ise 2 olarak tahmin edilir [78]. $^{229,231,233}\text{Th}$ izotopları için yapılan teorik hesaplamalara göre, bu değer 1’den küçüktür. Bu sonuçlar, $^{229,231}\text{Th}$ çekirdeklerinin oblate-prolate değişimine sahip olabileceğini gösterir. Ancak, şu ana kadar deneysel

olarak bu tür bir değişime dair herhangi bir kanıt bulunmamaktadır. Öte yandan, teorik analize göre, ^{233}Th çekirdeğinin, komşusu olan ^{232}Th çekirdeğine benzer şekilde prolate bir yapıya sahip olduğu belirtilmektedir.

Fotonükleer tesir kesitlerin enerji bağımlılıkları (yani, tesir kesit momentleri) hakkındaki bilgiler, GDR enerji bölgesinin analiz edilmesine yardımcı olur. TGI-QPNM, GDR seviyelerinin dağılımı, konumu veya genişliğinin belirlenmesinde başarıyla test edilmiştir. Tablo 3.3’de tek-A’lı $^{229-233}\text{Th}$ izotopları için 8-20 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan toplam foto-soğurma tesir kesitlerinin enerji-ağırlıklı momentleri (σ_n) verilmiştir.

Tablo 3.3. $^{229,231,233}\text{Th}$ tek-A’lı izotopları için 8-18 MeV enerji aralığında TGI-QPNM foto-soğurma tesir kesitlerinin farklı kattan (n) momentlerinin (σ_n) deneysel verilerle (^{232}Th için) karşılaştırılması.

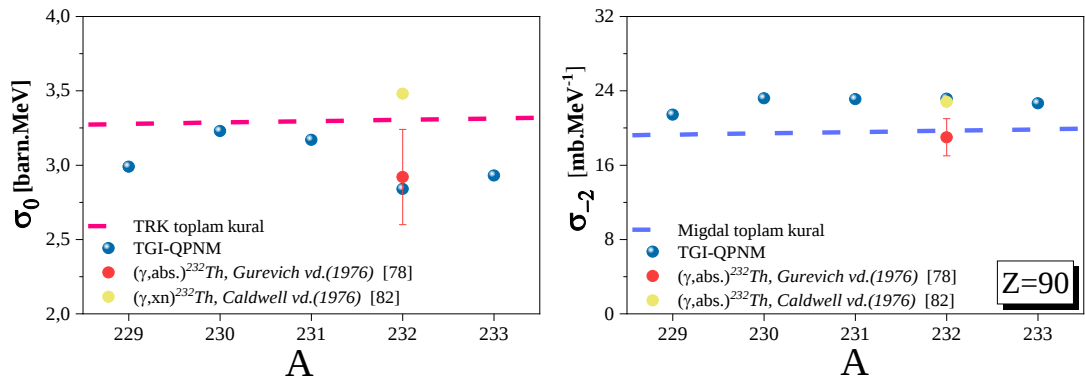
İzotop	K^π	σ_{-2} (MeV ⁻¹ ·mb)	σ_{-1} (mb)	σ_0 (MeV·b)	σ_{+1} (MeV ² ·b)	σ_{+2} (MeV ³ ·b)
^{229}Th	Teori	5/2 ⁻	10,32	107,57	1,13	12,13
		3/2 ⁻	5,61	72,04	0,94	12,45
		7/2 ⁻	5,50	70,33	0,92	12,06
		Toplam	21,42	249,94	2,99	36,63
^{231}Th	Teori	5/2 ⁻	10,98	112,46	1,17	12,45
		3/2 ⁻	6,07	77,79	1,01	13,34
		7/2 ⁻	6,05	77,08	0,99	13,05
		Toplam	23,10	267,33	3,17	38,84
^{232}Th	Deney^a	-	19 ± 2	231 ± 24	2,92 ± 0,32	-
	Deney^b	-	22,8	276	3,48	-
^{233}Th	Teori	1/2 ⁻	10,80	108,24	1,11	11,46
		1/2 ⁻	6,00	74,15	0,93	11,10
		3/2 ⁻	5,85	71,48	0,89	11,12
		Toplam	22,65	253,87	2,93	33,68

Deney^a Gurevich vd.,(1976) [78]

Deney^b Caldwell vd.,(1980) [82]

Tablo 3.3’de görülebileceği gibi, ^{231}Th ve ^{233}Th izotopları için teorik olarak elde edilen integre tesir kesit momentleri (σ_0 , σ_{-1} , σ_{-2}), bu çekirdeklere komşu olan ^{232}Th çekirdeğinin deney verileriyle uyum içindedir. Enerji-ağırlıklı bu momentler izotop zinciri içerisinde farklılık göstermemektedir. Literatürde en çok bilinen enerji ağırlıklı toplam kuralları, σ_{-2} ve σ_0 için TGI-QPNM sonuçları ve deneysel veriler birlikte Şekil 3.3’de verilmiştir. E1 geçişleri için EWSR (Şekil 3.3), A nükleonlu (N nötron ve Z proton) bir nükleer çekirdekteki dev dipol rezonansın (GDR) modelden bağımsız TRK

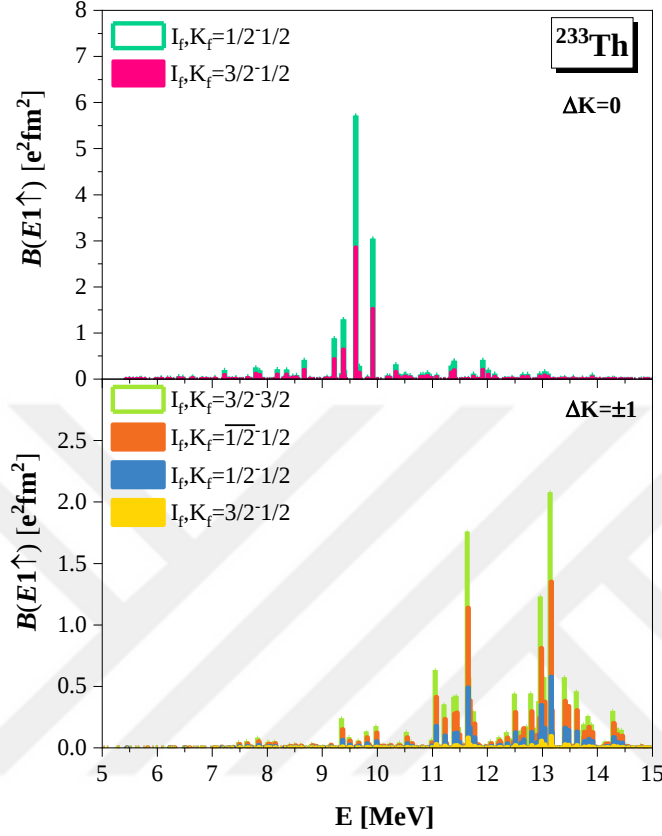
toplam kuralı $\sigma_0 = 0,06 NZ/A$ [MeV b] ile ilişkilendirilir [153]. Teorik sonuçlara göre, nötron fazlalığına sahip Th izotopları için, GDR'nin sağladığı EWSR yüzdesi TRK toplam kuralı oranının %100'ünü geçmez. Bununla birlikte, PDR'nin sağladığı EWSR yüzdesi %2-5 gibi bir oranla yetersiz kalırken, dipol polarizebiliteye katkısı %20-25 gibi yüksek değerlere ulaşabilmektedir. Migdal (denklem 2.31-2.32) toplam kuralındaki elektrik dipol polarizebilite niceliği, nötron kabuğu (skin) kalınlığıyla ilişkilendirilebilen, yani nötron-proton oranı N/Z ile bağlantılı olarak nükleer izovektör özellikleri için potansiyel bir araştırma göstergesi olarak değerlendirilebilir [184]. Orce'un 2020 yılındaki çalışmasında, Migdal formülü kullanılarak elektrik dipol polarizebilite ve σ_{-2} arasındaki ilişki incelenmiş ve sonuçlar, nükleer polarizebilite ile σ_{-2} arasında doğrusal bir artış ilişkisi olduğunu göstermiştir [185]. Ayrıca, literatürde, elektrik dipol polarizebiliteyi belirlemek için ^{68}Ni çekirdeğinde ($\alpha_{E1} = 3,88 \pm 0,31 \text{ fm}^3$), ^{120}Sn çekirdeğinde ($\alpha_{E1} = 8,59 \pm 0,37 \text{ fm}^3$) ve ^{208}Pb çekirdeğinde ($\alpha_{E1} = 19,6 \pm 0,6 \text{ fm}^3$) yapılmış ölçümler bulunmaktadır [185]. Bu tez çalışmasında, ^{229}Th ($\alpha_{E1} = 21,41 \text{ fm}^3$), ^{231}Th ($\alpha_{E1} = 23,09 \text{ fm}^3$) ve ^{233}Th ($\alpha_{E1} = 22,63 \text{ fm}^3$) izotopları, komşu çift-çift ^{232}Th ($\alpha_{E1} = 18,99 \pm 1,99 \text{ fm}^3$ ve $\alpha_{E1} = 22,78 \text{ fm}^3$) çekirdeğinin deneysel verileri ile uyumlu sonuçlar verir.



Şekil 3.3. Tek-A'lı Th izotoplarının ($Z=90$) toplam tesir kesitlerinin ikinci moment (σ_{-2}) ve sıfıncı momenti (σ_0) için TGI-QPNM sonuçları ve deneysel verilerle [78, 82] birlikte TRK ve Migdal enerji ağırlıklı toplam kurallarının kütle numarasına karşı değişimi.

Şekil 3.3'den görülebileceği gibi Th izotopların σ_0 değerleri TRK toplam kuralının aşağı değerlerinde ve σ_{-2} değerleri Migdal toplam kuralının üst değerlerinde kalıp, deneysel veriler ile benzer sonuç vermektedir.

Şekil 3.4’de tek kütle numaralı ^{233}Th çekirdeği için GDR bölgesindeki $\Delta K=0$ ve $\Delta K=\pm 1$ dallarına ait $B(E1\uparrow)$ geçişlerinin TGI-QPNM ile hesaplanan seviye yapıları örnek olarak verilmiştir.

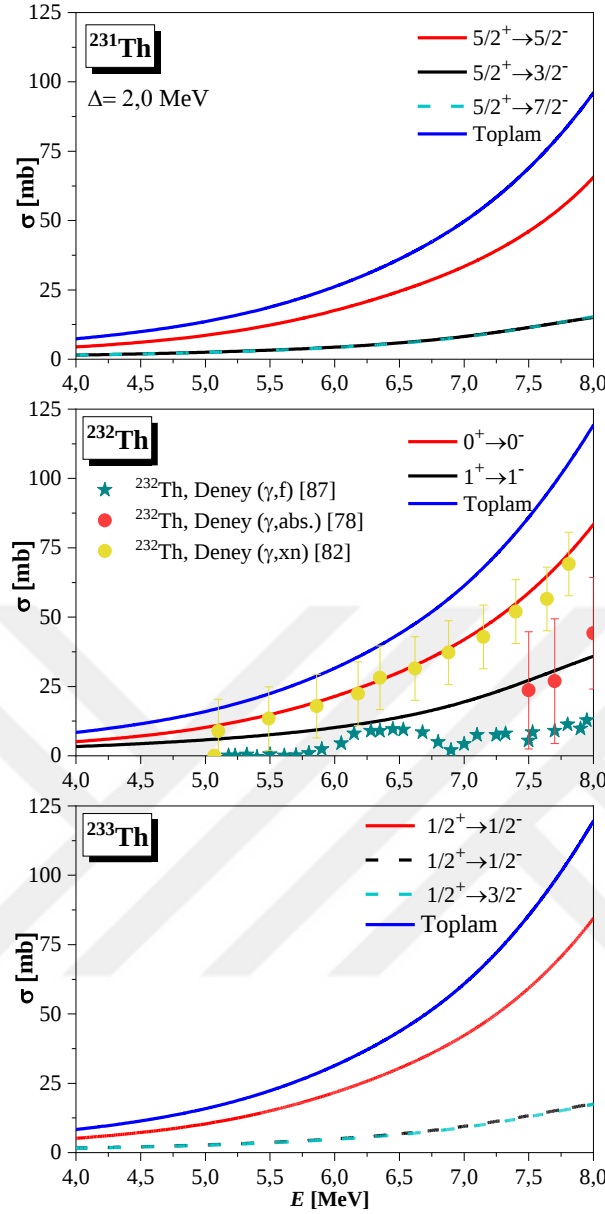


Şekil 3.4. ^{233}Th çekirdeği için GDR bölgesine ait $B(E1\uparrow)$ geçiş ihtimaline sahip $\Delta K=0$ ve $\Delta K=\pm 1$ dallarının TGI-QPNM ile hesaplanan seviye yapılarının dağılımı.

Şekil 3.4’deki ^{233}Th çekirdeğinin GDR bölgesinin maksimumları ele alınırsa, $\Delta K=0$ dalına ait en güçlü $B(E1\uparrow)$ geçiş ihtimali $E=10,33$ MeV enerjisinde ortaya çıkar. Bu enerjiye tekabül eden $B(E1\uparrow)$ geçiş olasılıkları $I_f K_f = 1/2^-1/2$ ve $I_f K_f = 3/2^-1/2$ seviyeleri arasında sırasıyla $B(E1\uparrow) = 0,16 \text{ e}^2\text{fm}^2$ ve $B(E1\uparrow) = 0,32 \text{ e}^2\text{fm}^2$ olacak şekilde paylaşılır. Bu $\Delta K=0$ $E1$ seviyelerine $[631]\uparrow \otimes Q_{117}^{(10)}$ konfigürasyonlu kuaziparçacık $\otimes$ fonon bileşeninden %98-99 katkı gelmektedir. Burada belirtilen $Q_{117}^{(10)}$ fononu farklı sayıda iki-kuaziparçacık konfigürasyonundan oluşmakta olup, bunların %30,76’ü iki-kuazinötron ve %69,2’i iki-kuaziprotonudur. $Q_{117}^{(10)}$ fononuna en büyük katkırı ise %85,4 oranla $nn\ 512\uparrow - 613\downarrow$ iki-kuazinötron konfigürasyonu verir. $\Delta K=\pm 1$ dalına ait en güçlü $B(E1\uparrow)$ geçiş ihtimali $E=13,16$ MeV enerjisinde bulunmaktadır. Bu enerjiye karşılık gelen $B(E1\uparrow)$ geçiş olasılıkları $I_f K_f = 1/2^-1/2, 1/2^-1/2, 3/2^-3/2$ ($\Delta K=-1$)

ve $I_f K_f = 3/2 \cdot 3/2$ ($\Delta K = +1$) seviyeleri arasında sırasıyla $B(E1 \uparrow) = 1,35 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$, $B(E1 \uparrow) = 0,58 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$, $B(E1 \uparrow) = 0,10 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ ve $B(E1 \uparrow) = 2,08 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ olacak biçimde paylaşılır. Burada ilk 3 seviye $K_0 - 1$ dalına aitken son seviye $K_0 + 1$ dalına aittir. Şekil 3.4'den görüldüğü gibi, $E1$ geçiş ihtimalleri $\Delta K = \pm 1$ dalları arasında neredeyse eşit olarak paylaşılır. Bu $E1$ seviyelerine $[631] \uparrow \otimes Q_{221}^{(11)}$ konfigürasyonlu kuaziparçacık $\otimes$ fonon bileşeninden %98-99 katkı gelmektedir. Buradan, $Q_{221}^{(11)}$ fononu farklı sayıda iki-kuaziparçacık konfigürasyonundan oluşmakta ve bunların %77,2'si iki-kuazinötron, %22,8'i iki-kuaziprotonu vermektedir. $Q_{221}^{(11)}$ fononuna $nn \ 503 \uparrow - 404 \uparrow$ iki-kuazinötron konfigürasyonu %59,8 katkı sağlamaktadır. Ayrıca, ^{229}Th ve ^{231}Th çekirdeklerinin GDR ilk maksimum zirve enerjileri sırasıyla $E = 10,34 \text{ MeV}$ ve $E = 10,33 \text{ MeV}$ enerjisine katkı veren $Q_{115}^{(10)}$ fononu (%23'ü iki-kuazinötron ve %77'si iki-kuaziproton) ve $Q_{121}^{(10)}$ fononu (%10'u iki-kuazinötron ve %90'ı iki-kuaziproton) konfigürasyonlarını içermektedir; ikinci maksimum zirve enerjileri sırasıyla $E = 13,25 \text{ MeV}$ ve $E = 13,46 \text{ MeV}$ 'e katkı sağlayan $Q_{253}^{(11)}$ fononu (%39'ü iki-kuazinötron ve %61'i iki-kuaziproton) ve $Q_{241}^{(11)}$ fononu (%45'i iki-kuazinötron ve %55'i iki-kuaziproton) konfigürasyonları içermektedir. Benzer şekilde, PDR (4-8 MeV) enerji bölgesindeki diğer $E1$ seviyeleri için de kuaziparçacık-fonon katkıları geçerlidir; bu bölgedeki $E1$ seviyeleri çeşitli iki-kuazinötron (ya da proton) konfigürasyonlarından oluşur. Teorik sonuçların analizinden incelenen tüm tek-A'lı Th çekirdeklerinde PDR ve GDR bölgesinde yer alan uyarılma seviyelerinin yapısına katılan kor fononlarının çok sayıda kuaziparçacık çiftinden oluştukları yani kuvvetli kolektif yapıda oldukları görülmüştür. Bu nedenle bahsi geçen Th izotoplarında PDR ve GDR'nin kolektif $E1$ uyarılmaları sonucu ortaya çıktığı söylenebilir (Tablo D.2 bakınız).

Şekil 3.5'de, $^{231-233}\text{Th}$ izotopları için 4-8 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesiti (σ) değerleri Khan ve Knowles (1972) [87], Gurevich vd. (1976) [78] ve Caldwell vd. (1980) [82] tarafından belirlenen ^{232}Th 'nin deneysel foto-nükleer tesir kesitleriyle karşılaştırılmıştır.

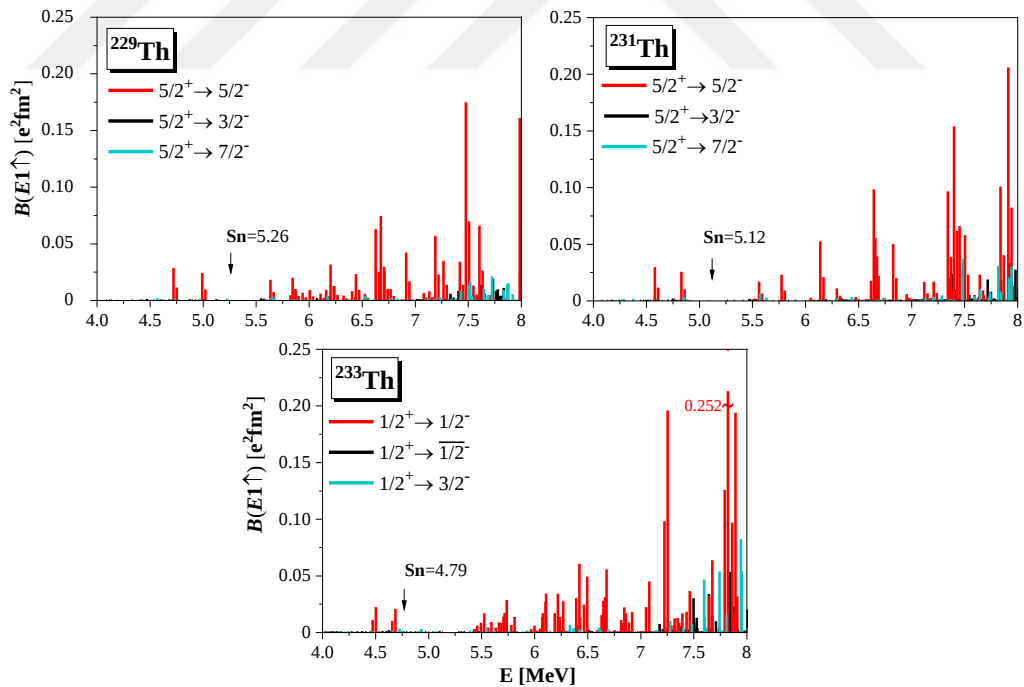


Şekil 3.5. $^{231,233}\text{Th}$ çekirdeklerinin 4-8 MeV aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesitlerinin mevcut (^{232}Th) deneysel foto-nükleer tesir kesitleriyle karşılaştırılması.

Tek-A lı Toryum izotopları için henüz deneysel bir çalışma bulunmamaktadır, ancak Şekil 3.5'te yer alan $^{231-233}\text{Th}$ ve çift-çift komşu ^{232}Th çekirdeklerinin $E1$ spektrumu, deneysel verilerle uyumlu olup, özellikle Caldwell vd. [82]'nin verileriyle benzer eğilim göstermektedir. ^{232}Th çekirdeği için 5-8,3 MeV enerji aralığında Khan ve Knowles tarafından [87] foto-fisyon reaksiyon yöntemi kullanılarak tesir kesit ölçümü yapılmıştır ve bu ölçümlerde 5,5 ve 6,4 MeV enerjilerinde küçük zirveli yapılar gözlenmiştir. Daha sonraki yıllarda, Gurevich vd. (1976) [78] ve Caldwell vd. (1980) [82] tarafından ^{232}Th dahil olmak üzere bazı ağır deforme çekirdeklerin dev dipol

rezonans bölgesinin tayin edilmesi amacıyla farklı foto-nükleer reaksiyonlarla tesir kesiti ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmalarda foto-nükleer tesir kesitleri, $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, f)$, $\sigma(\gamma, \text{abs.}) = \sigma[(\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, f)]$ ve $\sigma(\gamma, F) = \sigma[(\gamma, f) + \sigma(\gamma, nf)]$ şeklinde ifade edilir. Gurevich vd. [78]'nin ^{232}Th ve diğer aktinit çekirdekleri (^{238}U ve ^{237}Np) için gerçekleştirdiği foto-soğurma ($\gamma, \text{abs.}$) deneyi, daha önce Veyssiere vd. [79]'nin foto-fisyon (γ, f) reaksiyonu ile gerçekleştirilen deney ile karşılaştırılarak tesir kesiti ölçümü yapılmıştır. Her iki deney de ^{232}Th için elde edilen GDR eğrilerinde benzerlik göstermektedir, ancak özellikle γ, f ve $\gamma, \text{abs.}$ deneylerinde elde edilen tesir kesit değerleri önemli ölçüde farklılık göstermektedir. Bu farklılık, toplam foto-soğurma tesir kesitinde kısmi reaksiyon katkılarının varlığı ile ilişkilendirilebilir [78]. Dolayısıyla, aktinit çekirdekleri için tesir kesiti ölçümlerinde kullanılan foto-soğurma yöntemi, diğer kısmi nükleer reaksiyon tekniklerine göre daha kesin sonuçlar elde etme potansiyeline sahip olduğundan tercih edilebilir.

Şekil 3.6'da tek kütle numaralı $^{229-233}\text{Th}$ izotopları için TGI-QPNM kullanılarak hesaplanan $E1$ gücünün 4-8 MeV (PDR bölgesi) enerji aralığındaki dağılımı verilmiştir.

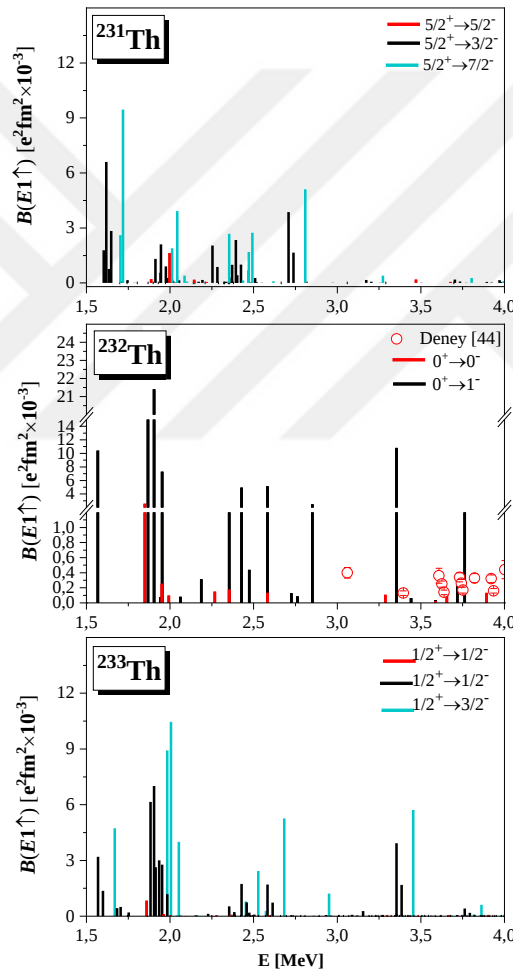


Şekil 3.6. Tek kütle numaralı $^{229-233}\text{Th}$ izotopları için hesaplanan $B(E1\uparrow)$ değerlerinin 4-8 MeV enerji aralığındaki dağılımı.

Şekil 3.6'dan $^{229-233}\text{Th}$ tek nötronlu aktinit çekirdeklerinde 4-8 MeV enerji aralığındaki $E1$ gücüne en büyük katkının $\Delta K=0$ geçişlerinden geldiği görülmektedir. Genel olarak

üç toryum izotopunun da $E1$ spektrumları birbirine benzerlik göstermekle birlikte bu çekirdekler için parçalanmanın ve dolayısıyla seviye yoğunluğunun arttığı söylenebilir. Söz konusu izotoplar için sırasıyla, 5,26 MeV, 5,12 MeV ve 4,79 MeV olarak ölçülen nötron ayrılma enerjilerinin (S_n) birkaç MeV üzerinde $\Delta K=0$ dalına ait güçlü $E1$ geçişlerine rastlanmıştır.

Şekil 3.7’de $^{231,233}\text{Th}$ ve bu çekirdeklere komşu ^{232}Th çekirdeğinde 1,5-4 MeV enerji aralığında yer alan $E1$ dipol geçişleri için TGI-QPNM metodu ile hesaplanan $B(E1)$ değerleri Adekola vd. (2011) [44] tarafından gerçekleştirilen NRF verileri ile karşılaştırılmıştır.

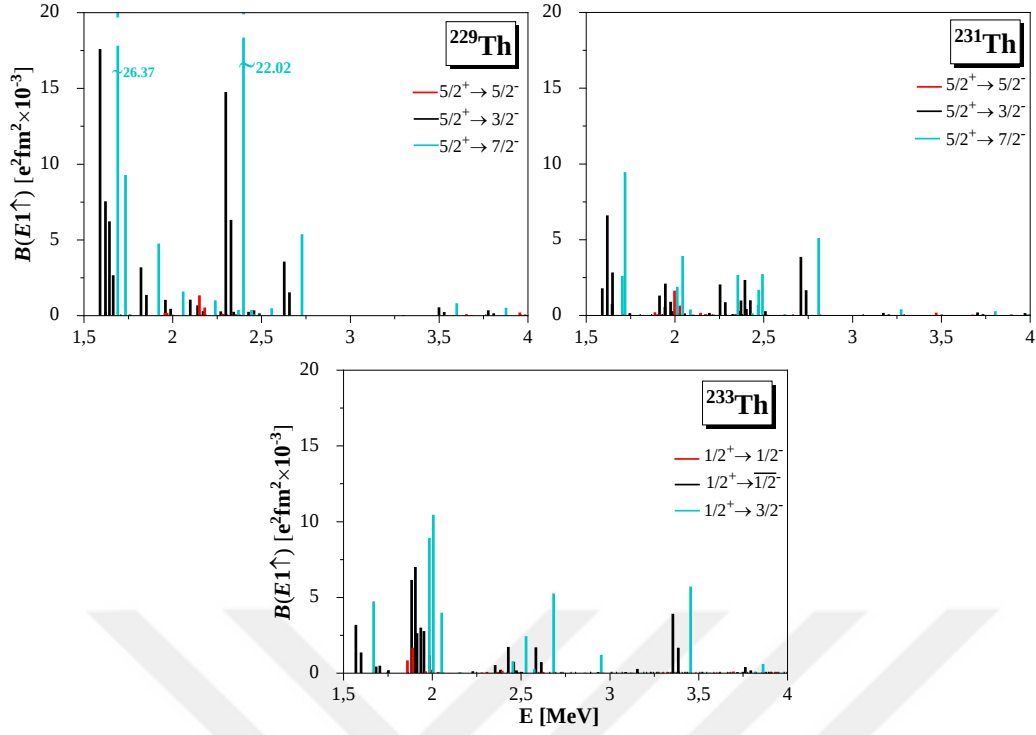


Şekil 3.7. ^{232}Th çekirdeğinde 1,5-4 MeV enerji aralığında TGI-QRPA ile hesaplanan $B(E1\uparrow)$ değerlerinin ^{231}Th ve ^{233}Th komşu çekirdekleri için aynı enerji aralığında TGI-QRPA ile hesaplanan $B(E1\uparrow)$ değerleri ile karşılaştırılması.

$^{229-233}\text{Th}$ izotoplarının 4 MeV aşağısındaki enerjilerde $E1$ dipol uyarılmaların araştırılmasına yönelik mevcut deneysel bir çalışma yoktur. Diğer yandan, ^{231}Th ve ^{233}Th izotoplarının çift-çift komşu çekirdeği olan ^{232}Th üzerine gerçekleştirilen NRF

deney çalışmalarında, 2-4 MeV enerji aralığındaki dipol uyarılmalar araştırılmış ve pek çok dipol geçiş saptanmıştır. Heil vd. [45] tarafından ^{232}Th çekirdeği için ilk kez gerçekleştirilen NRF deney çalışmasında, 2 MeV etrafında orbital karakterli $M1$ geçişleri gözlenmiştir. Adekola vd. [44] tarafından yapılan deneysel çalışmada (NRF deneyi) ise, ^{232}Th için 3-4 MeV enerji aralığında 12 yeni $E1$ geçişi saptanmıştır ve bu elektrik dipol geçişleri yaklaşık 3 MeV etrafında yerleştiği rapor edilmiştir. Son zamanlarda, Guttormsen vd.'nin çalışmasında [96], $^{231-233}\text{Th}$ izotopları için Oslo yöntemi kullanılarak ölçülen γ -ışını kuvvet fonksiyonu bildirilmiştir. Bu çalışmada, $^{231-233}\text{Th}$ izotopların 1-4 MeV enerji aralığındaki (toplam dipol güç; $9-11\mu_N^2$ ($99,5-121\text{ e}^2\text{fm}^2$)) γ gücünde belirgin bir artış olduğu gösterilmiştir [96]. Yakın zamanda, Tabar vd.'nin [111] çalışmasında, $^{229-233}\text{Th}$ 'nin RI-QPNM hesaplamaları ile 1,5-4 MeV enerji aralığında $M1$ geçişleri belirlenmiştir. Tabar vd.'nin Toryum izotopları için $M1$ uyarılma hesaplarını da dikkate alırsak, 1,5-4 MeV'deki $M1$ geçişlerine $E1$ geçişleri karışmaktadır [111]. Özellikle, ^{233}Th $E1$ spektrumu, diğer iki izotopun $E1$ spektrumundan farklı olarak 3-4 MeV enerji aralığında $K^\pi=1/2^-$ ve $K^\pi=3/2^-$ seviyelerine ait güçlü $E1$ geçişlerine sahiptir. ^{233}Th izotopu komşu çift-çift ^{232}Th 'nin deneysel verilerle uyumlu olarak aynı enerji aralığında $B(E1)$ geçişlerini görmek mümkündür.

Şekil 3.8'de tek kütle numaralı $^{229-233}\text{Th}$ izotopları için TGI-QPNM kullanılarak hesaplanan $E1$ gücünün 1,5-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı verilmiştir.



Şekil 3.8. $^{229,231,233}\text{Th}$ izotopları için hesaplanan $B(E1\uparrow)$ değerlerinin 1,5-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı.

Şekil 3.8’den de görüldüğü üzere incelenen tek kütle numaralı Th izotoplarında düşük enerji bölgesinde çok sayıda $E1$ geçişi bulunmaktadır. Bu izotopların $B(E1)$ spektrumlarına baktığımızda 1,5, 2,0, 2,5 ve 3,5 enerji aralıklarında $E1$ geçişleri kümelenmiştir. Ayrıca Şekil 3.8’deki grafiklerden görüldüğü gibi $E1$ gücü kuvvetli biçimde parçalanmaktadır. K_0 spinine ait $E1$ geçiş gücü (K_0, I_0) ve (K_0, I_0+1) şeklinde ikiye, K_0-1 dalına ait $E1$ geçiş gücü (K_0-1, I_0-1) , (K_0-1, I_0) , (K_0-1, I_0+1) şeklinde üçe parçalanırken, K_0+1 dalına ait $E1$ geçiş gücü ise (K_0+1, I_0+1) şeklindedir. Toplam açısal momentum vektörlerinin toplam özelliklerinden dolayı K_0-1 durumundaki seviyelerin sayısı K_0+1 durumlarındakinin yaklaşık 3 katıdır. Bundan dolayı K_0-1 spinli seviyeler K_0+1 spinli seviyelerine göre daha fazla parçalanır.

Tablo 3.4’de $^{229,231,233}\text{Th}$ için 1,5-4 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile teorik olarak elde edilen toplam elektrik dipol gücü, toplam elektrik dipol radyasyon kalınlıkları ve toplam indirgenmiş elektrik dipol radyasyon kalınlık değerleri $K^\pi = K_0-1$, $K^\pi = K_0$ ve $K^\pi = K_0+1$ seviyeleri tarafından paylaşımı verilmiştir.

Tablo 3.4. $^{229,231,233}\text{Th}$ çekirdekleri için 1,5–4 MeV enerji aralığında sırasıyla TGI-QPNM ile hesaplanan $\sum B(E1 \uparrow)$, $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow)$, $\sum g\Gamma_0^{\text{red}}(E1 \uparrow)$ ve $E1$ rezonans enerjileri.

İzotop	K^π	$\sum B(E1 \uparrow)$ [$e^2 fm^2$]	$\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow)$ [meV]	$\sum g\Gamma_0^{\text{red}}(E1 \uparrow)$ [meV $\times$ MeV $^{-3}$]	$\bar{E}$ [MeV]
^{229}Th	5/2 $^-$	0,003	53,10	3,25	2,36
	3/2 $^-$	0,067	514	70,00	1,88
	7/2 $^-$	0,071	598	74,30	1,93
	Toplam	0,141	1170	148	1,91
^{231}Th	5/2 $^-$	0,003	41,7	3,50	2,17
	3/2 $^-$	0,033	369	35,40	2,08
	7/2 $^-$	0,033	333	34,30	2,05
	Toplam	0,069	743	73,20	2,07
^{232}Th	0	0,004	0,015	0,001	2,12
	1	0,086	0,389	0,029	2,19
	Toplam	0,090	0,405	0,031	2,19
	Deney (3-4 MeV)	0,003(69)^{&}	24(50)^{&}	—	3,69(77)^{&}
^{233}Th	1/2 $^-$	0,004	49,30	4,11	2,12
	1/2 $^-$	0,042	590	44,40	2,20
	3/2 $^-$	0,045	632	46,70	2,23
	Toplam	0,091	1270	95,20	2,21

[&]Adekola vd. (2011) [44]

Bu seviyeler tarafından paylaşılan $E1$ gücüne en büyük katkı $K^\pi = K_0 - 1$ ve $K^\pi = K_0 + 1$ seviyelerinden gelmektedir. $K^\pi = K_0 - 1$ ve $K^\pi = K_0 + 1$ seviyeleri arasında hemen hemen eşit olacak şekilde paylaşılmıştır. $^{229,231,233}\text{Th}$ izotoplarında toplam $E1$ gücünün yerleştiği ortalama enerji 1,9-2,1 MeV enerji aralığında değişmektedir.

^{232}Th için ölçülen $E1$ seviyelerinin 2,5 MeV den itibaren başladığı ve 4 MeV'e kadarki toplam $B(E1)$ gücünün $3,28 \pm 0,69 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ olduğu rapor edilmiştir. Kuliev vd. [126] tarafından yapılan çalışmada da ^{232}Th için 2-4 MeV enerji aralığındaki $E1$ gücü $42,1 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ olarak verilmiştir. Tek-A'lı ^{233}Th 'te 2-4 MeV enerji bölgesinde hesapladığımız $E1$ gücü dağılımı ile ^{232}Th için Adekola vd. [44] çalışmasında ölçülen ve Kuliev vd. [126] makalesinde hesaplanan $E1$ güç dağılımının uyumlu olması teoriyi destekleyen önemli kanıtlardır. ^{233}Th için 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam geçiş gücü de $31 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ civarında olup bu güce en büyük katkırı 1/2 $^-$ ve 3/2 $^-$ geçişleri toplam %96'lık bir katkı ile verilmektedir.

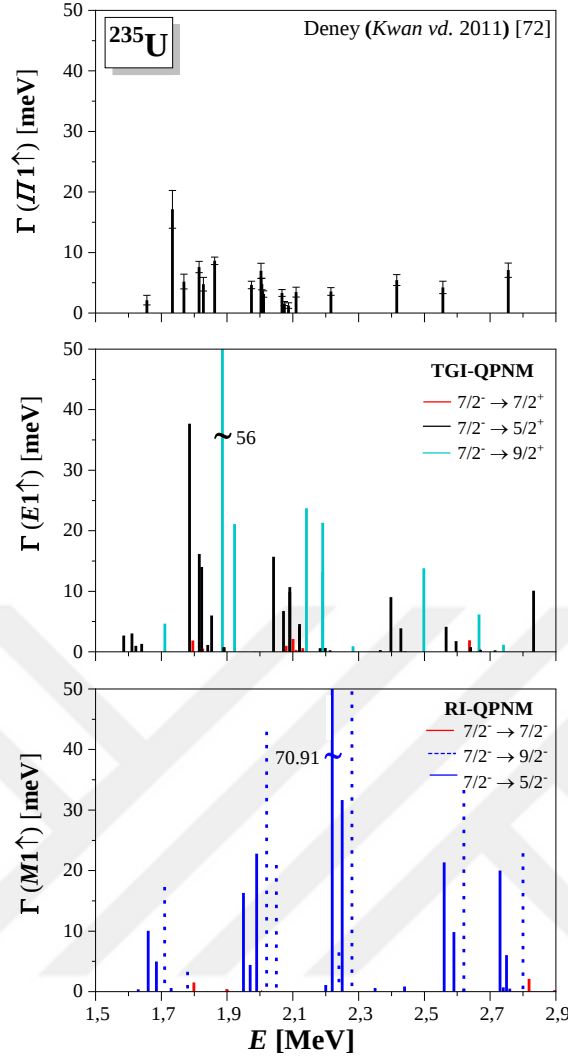
Sonuç olarak, Toryum izotopları için 4 MeV'in altındaki enerjilerde elektrik dipol geçiş özelliklerinin Şekil 3.7-3.8'deki grafiklere ve Tablo 3.3'e bakıldığında sistematik bir değişim söz konusu değildir. Dahası, ^{233}Th spektrumunda 3-4 MeV ($\sum B(E1 \uparrow) = 13,47 \times 10^{-3} \text{ e}^2 \text{ fm}^2$) civarı $E1$ geçişleri mevcutken ^{229}Th ve ^{231}Th çekirdekleri için bu durum geçerli değildir. 4-8 MeV enerji aralığında özellikle çalışılan Th izotoplarında S_n değerlerinin yaklaşık 2-3 MeV üzerinde geçiş olasılığı yüksek $E1$ uyarılmaları mevcuttur ve bu uyarılmalar $\Delta K=0$ dalına aittir. 8-20 MeV enerji aralığında ise tek-A'lı Th izotoplarında $\Delta K=0$ ve $\Delta K=\pm 1$ uyarılmalarının baskın olduğu iki maksimum zirveli bir dağılım göstermektedir. ^{229}Th ve ^{231}Th çekirdeklerinin GDR ilk maksimum zirve enerjileri sırasıyla 10,34 MeV ve 10,33 MeV enerjisine katkı sağlayan fononlar, çoğunlukla iki-kuaziproton konfigürasyonlarını içermektedir. Bununla birlikte, ikinci maksimum zirve enerjileri 13,25 MeV ve 13,46 MeV'e katkıda bulunan fononlar ise %40'ında iki-kuazinötron ve %60'ında iki-kuaziproton konfigürasyonlarına sahiptir. Bu durum, ^{233}Th çekirdeğinin GDR ilk zirvenin ağırlıklı olarak iki-kuaziproton içerirken, ikinci zirvenin ise ağırlıklı olarak iki-kuazinötron içermesiyle diğer iki izotopdan farklılık gösterir. Th izotoplarının yalnızca PDR ve GDR spektrumlarındaki maksimum zirve enerjilerindeki seviye yapısı incelenmiş, ancak tam bir değerlendirme yapmak için tüm seviyelerin gözden geçirilmesi gerekebilir.

3.2. $^{233,235,237,239}\text{U}$ İzotopları İçin Teorik Sonuçlar

Ağır deforme (nadir toprak ve aktinit) çekirdeklerdeki kolektif $M1$ (makas ve spin-flip mod) ve $E1$ (PDR mod) uyarılmaların incelenmesinde deneysel araştırma aracı olarak NRF'nin kullanıldığı bilinmektedir [186]. Aynı zamanda, genel bir izotop tanımlama aracı olarak, NRF tekniğinin potansiyel uygulamalardaki (örneğin; nükleer malzemelerin karakterizasyon belirlenmesi) rolü çok önemlidir [49]. NRF uygulamalarında ilgi gören izotoplardan biri aktinitler bölgesindeki tek-A'lı ^{235}U 'dur. İlk kez 2008 yılında Bertozzi vd. [70] tarafından Massachusetts Teknoloji Enstitüsü'nde (MIT) NRF tekniği ile gerçekleştirilen deneyde, deforme aktinit ^{235}U çekirdeğinin düşük enerjili dipol geçişleri gözlenmiştir. Öte yandan ^{235}U çekirdeği için 2010 yılında Yevetska vd. [71] tarafından Almanya'nın Darmstadt şehrinde bulunan S-DALINAC lineer elektron hızlandırıcısında ve 2011 yılında Kwan vd. [72] tarafından Kaliforniya'nın Livermore'daki Lawrence Livermore Ulusal

Laboratuvarı'nda (LLNL) NRF tekniği ile gerçekleştirilen deneylerde birçok dipol geçişi gözlenmiştir. ^{235}U çekirdeği için 1,69-2,01 MeV enerji aralığında Yevetska vd. [71] tarafından gözlenen bu dipol geçişlerine ait toplam dipol gücü $0,553\mu_N^2 \pm 1,02(6,24 \pm 1,15 \times 10^{-3} e^2 fm^2)$ 'dir. Yevetska vd. [71] tarafından yapılan deneysel çalışmada gözlenen geçişlerin tesir kesit verileri, Bertozzi vd.'nin [70] aynı çekirdek için yaptıkları ölçümdeki tesir kesit verileriyle karşılaştırıldığında, aynı uyarılma enerjilerinde benzer dipol geçiş güçleri elde edilmiştir. Yine, bu izotop için 1,6-3 MeV enerji aralığında Kwan vd.'nin [72] ölçümlerinde gözlenen geçişlerin toplam dipol gücü $1,13 \pm 0,2\mu_N^2 (12,50 \pm 2,21 \times 10^{-3} e^2 fm^2)$ 'dir. ^{235}U için gerçekleştirilen bu deneylerde, saçılan fotonların izotropik dağılımlarından dolayı uyarılmış seviyelerin spinlerinin belirlenmesi mümkün olmamış ve anizotropik açılal dağılımları nedeniyle parite tayini yapılamamıştır. Bu sebeple, dipol bileşenleri ($E1$ ve $M1$) birbirinden ayırt edilememektedir. Tabar vd. (2017 ve 2020), bu çekirdekte düşük enerjili dipol gücünü $M1$ ve $E1$ uyarılmaları için geliştirdiği RI- ve TGI- QPNM yaklaşımlarıyla araştırmış ve mevcut deneysel veride ayırt edilemeyen dipol seviyelerinin büyük kısmının $M1$ ve $E1$ karakterleri teorik olarak ilk defa açıklamıştır [109, 111].

Şekil 3.9'da ^{235}U çekirdeğinin düşük enerji bölgesi için sırasıyla TGI-QPNM ve RI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(I\uparrow)$ dipol radyasyon kalınlıklarının deneysel sonuçlarla mukayesesi sunulmuştur.



Şekil 3.9. ^{235}U çekirdeği için NRF deneyi [72] ile tayin edilen düşük enerjili dipol radyasyon kalınlıklarının (üstte) sırasıyla TGI-QPNM [109] ve RI-QPNM [111] ile hesaplanan $E1$ (ortada) ve $M1$ (altta) radyasyon kalınlıkları ile karşılaştırılması.

Şekil 3.9'daki grafiklerden de görülebileceği gibi, ^{235}U izotopunda 1,5-3 MeV enerji aralığındaki $M1$ geçişlerinin yanı sıra çok sayıda güçlü $E1$ geçişlerinin olduğu ortaya konulmuştur. Genel olarak, bu çekirdek için deneysel ve teorik spektrumlar dipol seviyelerinin dağılım ve parçalanmaları bakımından uyumlu olmasına rağmen deneysel seviyelere ait geçişlerin şiddetleri teorinin oldukça altında kalmıştır. Bu durum, NRF deneylerinde arka plan (back-ground) radyasyonuna gizlenmiş (hidden) olabilecek kayıp dipol gücünü düşünmemize neden olmuştur. Bu tür bir dipol gücünün ortaya çıkarılması, istatistiksel dalgalanma analiz (fluctuation analysis) yöntemi [187] ile mümkün olabilir [58, 188, 189].

Yevetska vd. [71] tarafından, ^{235}U çekirdeğinin spektrumundaki kayıp dipol gücü, 2,8 MeV uyarılma enerjisine kadar gerçekleştirilen dalgalanma analizi yoluyla bulunmuştur. Teorik olarak bu durum şu şekilde izah edilir: mikroskopik hesaplamalardaki dalga fonksiyonuna (1, 2 ve 3 fononlu) kompleks konfigürasyonların dahil edilmesi her bir seviyeye ait dipol geçiş gücünü azaltır ve gücün belli bir kısmını düşük enerjilere kaydırır, dolayısıyla dipol spektrumunda önemli parçalanmalara neden olur. Öte yandan, dalga fonksiyonuna kompleks konfigürasyonların dahil edilmesi dipol spektrumunda parçalanmalara neden olsa bile toplam dipol gücünde büyük bir değişikliğe neden olmaz [190]. Böylece, 2- ve 3-fononlu durumlar çalışma kapsamında olmadığından deneysel ve teorik spektrumlardaki bireysel seviyeleri tek tek kıyaslamak yerine ilgili enerji aralığındaki dipol geçişlerin toplam özelliklerinin karşılaştırılması daha doğru bilgi verebilir.

Tablo 3.5, ^{235}U için 1,6-2,8 MeV enerji aralığındaki dipol geçişlerine ait toplam özelliklerin karşılaştırılması verilmiştir, Tabloda yer alan toplam elektrik dipol geçişleri $e^2 fm^2 \times 10^{-3}$ ve toplam manyetik dipol geçişleri ise μ_N^2 ($1\mu_N^2 = 11,06 \times 10^{-3} e^2 fm^2$) birimlerinde verilmiştir.

Tablo 3.5. ^{235}U çekirdeğinde 1,6-2,8 MeV enerji aralığında, sırasıyla TGI-QPNM ve RI-QPNM ile hesaplanan $E1$ ve $M1$ geçişlerine ait toplam özelliklerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.

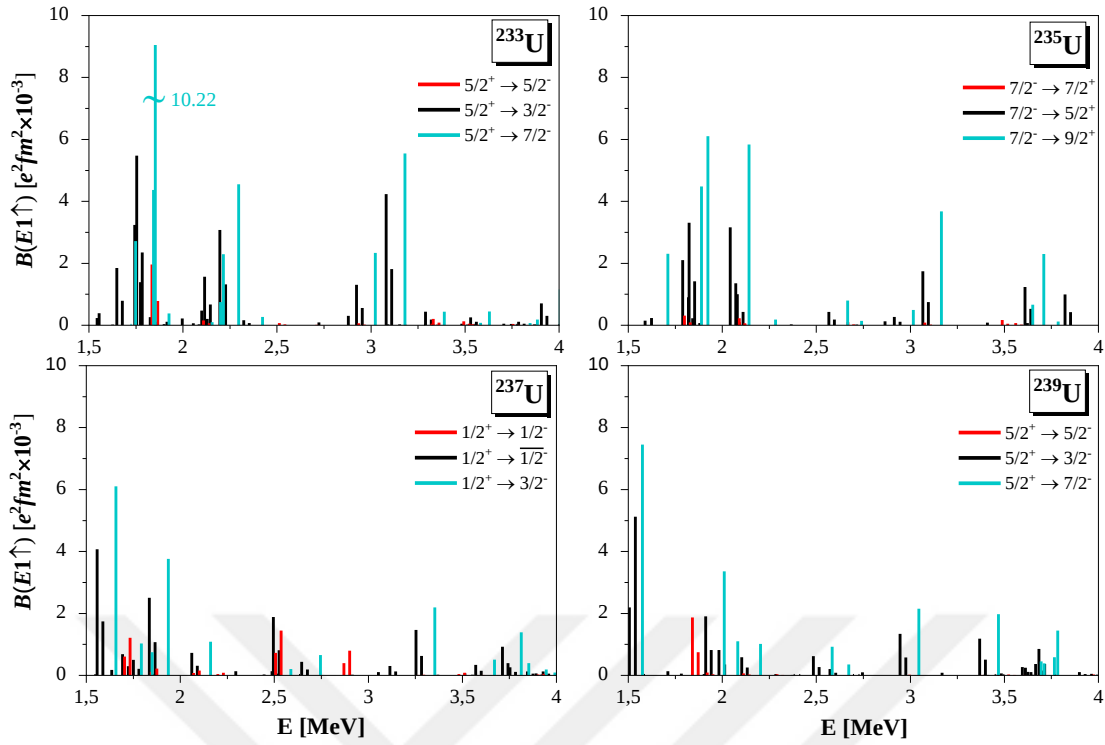
K^π	Teori						Deney		
	$\Sigma B(\Pi\uparrow)$		$\Sigma g\Gamma_0(\Pi\uparrow)$		$\Sigma g\Gamma_0^{red}(\Pi\uparrow)$		$\Sigma B(\Pi\uparrow)$	$\Sigma g\Gamma_0(\Pi\uparrow)$	$\Sigma g\Gamma_0^{red}(\Pi\uparrow)$
	$[\mu_N^2]$	$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$	$[meV]$		$[meV \cdot MeV^{-3}]$		$[\mu_N^2]$	$[meV]$	$[meV \cdot MeV^{-3}]$
$M1(E1)$	$M1$	$E1$	$M1$	$E1$	$M1$	$E1$	$M1+E1$	$M1+E1$	$M1+E1$
$7/2^\pm$	0,04	0,96	156	23	3,05	1,00	-	-	-
$5/2^\pm$	2,78	24,60	324	681	19,2	22,56	-	-	-
$9/2^\pm$	2,86	20,90	350	622	21,8	21,80	-	-	-
Toplam	5,70	46,46	830	1327	44,04	45,36		71,9±4,04^a 38,2±18,05^b 94,9±17,01^c	12,2±0,74^a 6,40±3,26^b 12,9±2,32^c

^aBertozzi vd., 2008 [70]

^bYevetska vd., 2010 [71]

^cKwan vd., 2011 [72]

Tablo 3.5’den görüldüğü gibi, ^{235}U için hesaplanan toplam ($M1$ ve $E1$) dipol radyasyon kalınlıkları, deneysel değeri yaklaşık 10 kat aşmaktadır. Tek kütle numaralı $^{233-239}\text{U}$ izotopları için TGI-QPNM kullanılarak hesaplanan $E1$ gücünün 1,5-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı Şekil 3.10’da verilmiştir.



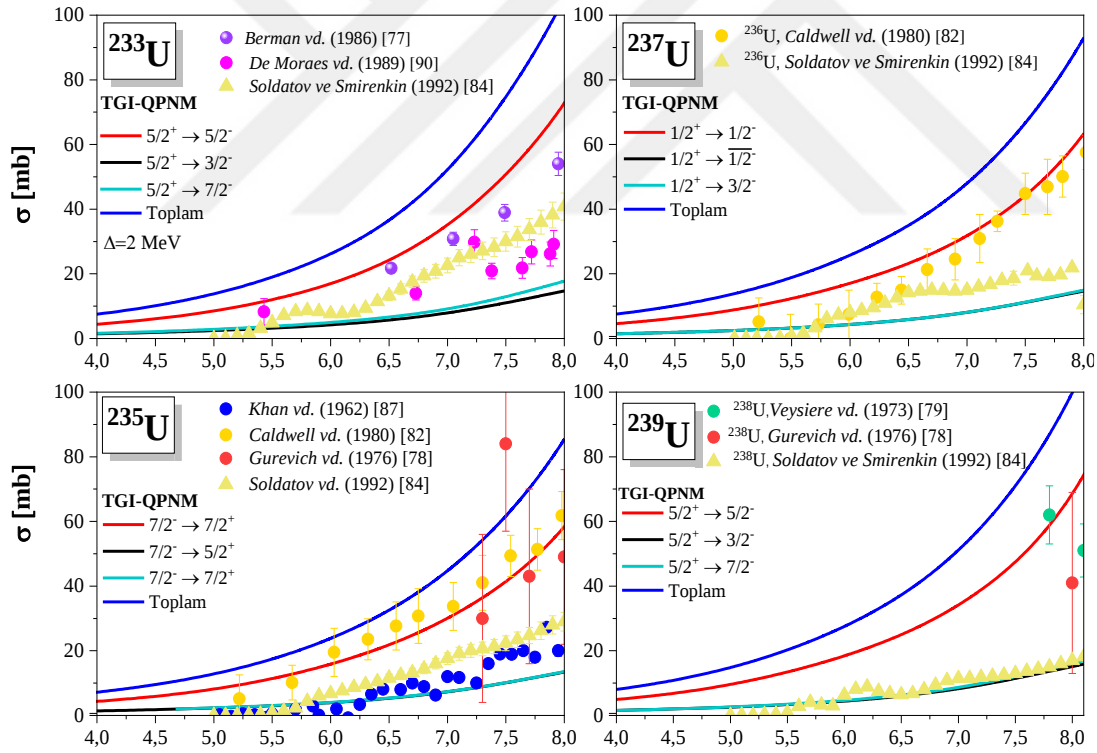
Şekil 3.10. Tek kütle numaralı $^{233-239}\text{U}$ izotopları için hesaplanan $B(E1\uparrow)$ değerlerinin 1,5-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı [114].

Şekil 3.10'daki $^{233-239}\text{U}$ izotoplarına ait grafiklerde, taban durumdan $\{K_0 I_0 = K_0\}$ tüm uyarılmış durumlara ($I_f^\pi K_f = I_0 - 1 K_0 - 1, I_0 K_0 - 1, I_0 + 1 K_0 - 1; I_0 K_0, I_0 K_0 + 1$ ve $I_0 + 1 K_0 + 1$) $E1$ geçişleri için hesaplanan $B(E1)\uparrow$ değerleri verilmiştir. Örneğin, $^{233,239}\text{U}$ izotoplarında taban durumdan uyarılmış durumlara $E1$ geçişleri $I_f^\pi K_f = 3/2^- 3/2, 5/2^- 3/2, 7/2^- 3/2, 5/2^- 5/2, 5/2^- 7/2$ ve $7/2^- 7/2$ ile verilir. Şekil 3.10'dan görüldüğü gibi, $^{233,235}\text{U}$ izotoplarında 1,87 MeV, 2,22 MeV ve 3,15 MeV civarında net bir elektrik dipol kuvveti konsantrasyonu vardır. Buna ilave olarak, $^{237,239}\text{U}$ izotoplarında elektrik dipol seviyelerinin konsantrasyonu 1,60 MeV, 2,00 MeV, 2,50 MeV ve 3,40 MeV civarında kümelenir. 4 MeV'in aşağısındaki enerjilerde $E1$ seviyelerinin çoğu $K^\pi = K_0 - 1$ ve $K^\pi = K_0 + 1$ geçişlerinden oluşur (Şekil 3.10). Tek-A'lı deforme çekirdeklerdeki elektrik dipol kuvveti, komşu çift-çift çekirdeklere kıyasla güçlü bir şekilde parçalanır [45, 46, 126]. Bunun nedeni, $E1$ operatörünün $\Delta K = 0, \pm 1$ bileşenlerinin açısall momentum çiftlenim kuralına bağlı olarak taban durum kuantum sayıları farklı uyarılma seviyeleri ile çiftlenebilir olmasıdır. Böylece, çift-çift bir çekirdeğin $\Delta K = \pm 1$ dalına ait her bir $E1$ geçiş gücü komşu tek-A'lı çekirdekte dört farklı $E1$ geçişi arasında dağıtılmış olur. Diğer taraftan, çift-çift çekirdeklerdeki her bir $\Delta K = 0$ $E1$ gücü komşu tek-A'lı çekirdekte iki seviye tarafından paylaşılmış olur [117]. Bundan dolayıdır ki

$^{237,239}\text{U}$ için hesaplanan $E1$ dipol güç dağılımı $^{236,238}\text{U}$ izotoplarına kıyasla çok daha kuvvetli parçalanmıştır [45, 46]. $^{233-239}\text{U}$ izotoplarının $B(E1)$ gücü ve elektrik dipol radyasyon kalınlığı için elde edilen sonuçları analiz ederek bu parçalanmayı daha nicel olarak inceleyelim. Örneğin, ^{237}U 'da teori, $K^\pi=1/2^-$, $K^\pi=\overline{1/2^-}$ ve $K^\pi=3/2^-$ $E1$ geçişlerini sırasıyla, $B(E1 \uparrow) = 0,23 \times 10^{-3} e^2 fm^2$, $B(E1 \uparrow) = 1,09 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ ve $B(E1 \uparrow) = 1,10 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ olarak tahmin eder, ^{236}U [46] için NRF verilerinde, 2,087 MeV'de $B(E1 \uparrow) = 2,64 \pm 0,66 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ 'lik bir dipol geçişi görülür. Başka bir geçişte 2,712 MeV'de $B(E1 \uparrow) = 1,40 \pm 0,30 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ olarak ölçülür. NRF verileriyle uyumlu olarak, ^{237}U için mevcut teori, 2,65 MeV $K^\pi=\overline{1/2^-}$ ve $K^\pi=3/2^-$ seviyelerinde $B(E1 \uparrow) = 0,65 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ ve $B(E1 \uparrow) = 0,66 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ gücüne sahip iki $E1$ dipol geçişini tahmin eder. ^{237}U 'daki elektrik dipol spektrumunun benzer bir resmi, ^{239}U izotopu için de geçerlidir. ^{238}U [48] üzerindeki deneysel verilere göre, 1,8 MeV civarında üç güçlü dipol uyarılması vardır. Bu uyarılmalardan biri $B(E1 \uparrow) = 1,40 \pm 0,50 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ [48] gücüne sahip ve 1,79 MeV'dedir. Bu deneysel veriye en yakın seviye ^{239}U 'da 1,83 MeV'de ortaya çıkan $K^\pi=5/2^-$ spin-pariteli ve $B(E1 \uparrow) = 2,62 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ gücüne sahip olan durumdur. Ek olarak, ^{239}U için TGI-QPNM sonuçlarına göre, $K^\pi=7/2^-$ seviyesinde 1,57 MeV'de ($B(E1 \uparrow) = 7,45 \times 10^{-3} e^2 fm^2$) bir $E1$ geçişi de mevcuttur. Guttormsen vd.'nin [96] çalışmasında, $^{237-239}\text{U}$ için Oslo yöntemi, $E_\gamma = 1-4$ MeV bölgesinde $9-11 \mu_N^2 (99,5-121 \times 10^{-3} e^2 fm^2)$ arasında toplam dipol gücü verir. Bu değer, genelleştirilmiş Brink hipotezinin çekirdekteki tüm uyarılmış makas rezonans durumları üzerine inşa edilmesinden dolayı yüksektir [96]. $^{237-239}\text{U}$ izotopları için, deneysel sonuçlar, $E_\gamma = 2,4$ MeV 'lik rezonans merkez enerjisinde γ kuvvetinde açık bir artış olduğunu göstermektedir. Tabar vd. (2017), tek-A'lı $^{233-239}\text{U}$ için yaptıkları RI-QPNM hesaplamalarında 1,5-4 MeV enerji bölgesinde rezonans merkez enerjisi $E_x = 2,6$ MeV olarak bulunmuş ve yaklaşık $5-6 \mu_N^2 (55,3-66,4 \times 10^{-3} e^2 fm^2)$ 'lik bir toplam $B(M1 \uparrow)$ gücü elde edilmiştir [111].

Şimdi, nötron ayrılma enerjisinin altındaki enerjilerde $E1$ kuvvet dağılımı hakkında bilgi edinmek üzere cüce dipol ($E1$) uyarılmalarına odaklanacağız. PDR yaygın olarak nötron açısından zengin çekirdeklerin parçacık emisyon eşiği etrafındaki elektrik dipol kuvveti konsantrasyonu olarak bilinir [25]. PDR'nin doğası, çok sayıda kararlı ve kararsız çekirdek için çeşitli teorik ve deneysel çalışmalarda sistematik olarak araştırılır. Bu çalışmalar ışığında PDR'nin konumu, gücü ve dağılımı gibi karakteristik özellikleri belirlenebilir [48]. Öte yandan, deforme aktinit çekirdeklerde PDR'nin doğasını anlamak için yeterli deneysel veri mevcut değildir. Ancak, bazı aktinit çekirdekleri için 10 MeV'in altında (γ , abs) veya (γ , f) reaksiyon tesir kesiti deneyleri gerçekleştirilir. Bu deneyler sayesinde cüce dipol rezonansın varlığına işaret edilir.

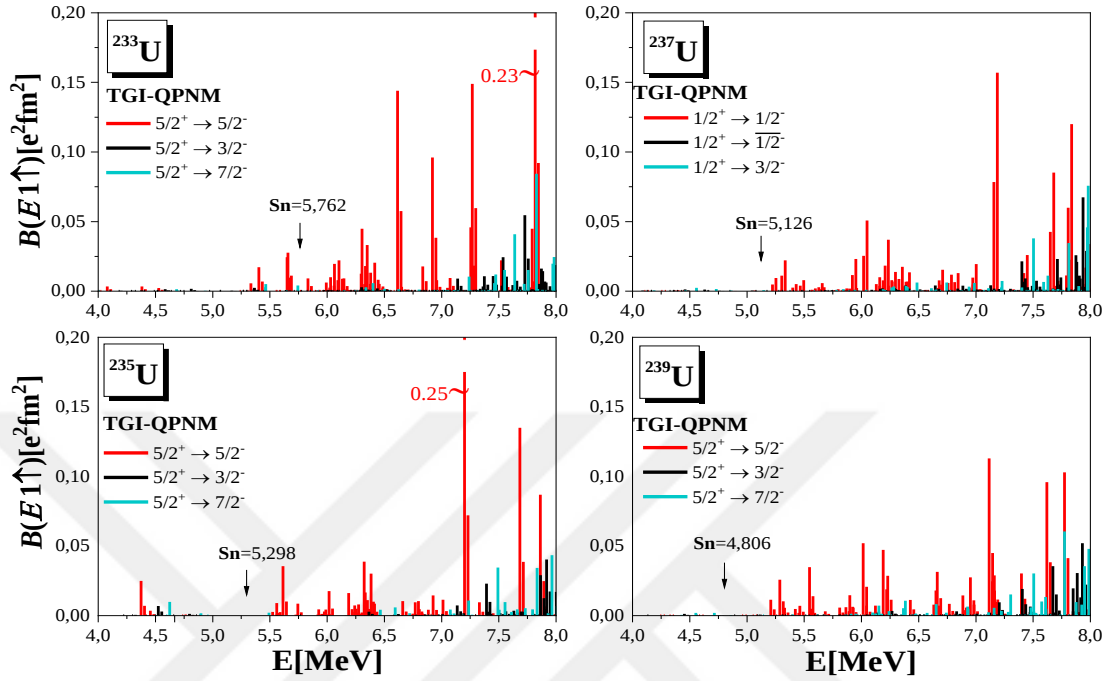
Şekil 3.11'de, $^{233-239}\text{U}$ izotopları için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırması sunulmuştur. Şekil 3.12 ise bu izotop serisi için 4-8 MeV enerji aralığında hesaplanan elektrik dipol geçişlerini göstermektedir.



Şekil 3.11. $^{233-239}\text{U}$ 'nun düşük enerjili tesir kesitleri için teorik sonuçların deneysel verilerle [77–79, 82, 84, 87, 90] karşılaştırılması [114].

$^{233,235}\text{U}$ ve $^{236,238}\text{U}$ izotopları için çeşitli tesir kesit ölçümleri yapılmıştır [191] ve bu uranyum izotopları için fotonükleer tesir kesit değerleri 4-8 MeV'de 60 ± 20 mb olarak ölçülmüştür [192]. Şekil 3.11'de, düşük enerjili tesir kesitleri düzgün bir artış

göstermektedir ve teorik hesaplamalar deneysel verilerle uyumludur. Diğer taraftan, 8 MeV'e uzanan enerji aralığında, hesaplanan tesir kesit değerleri deneysel verilerden %30 daha yüksektir.

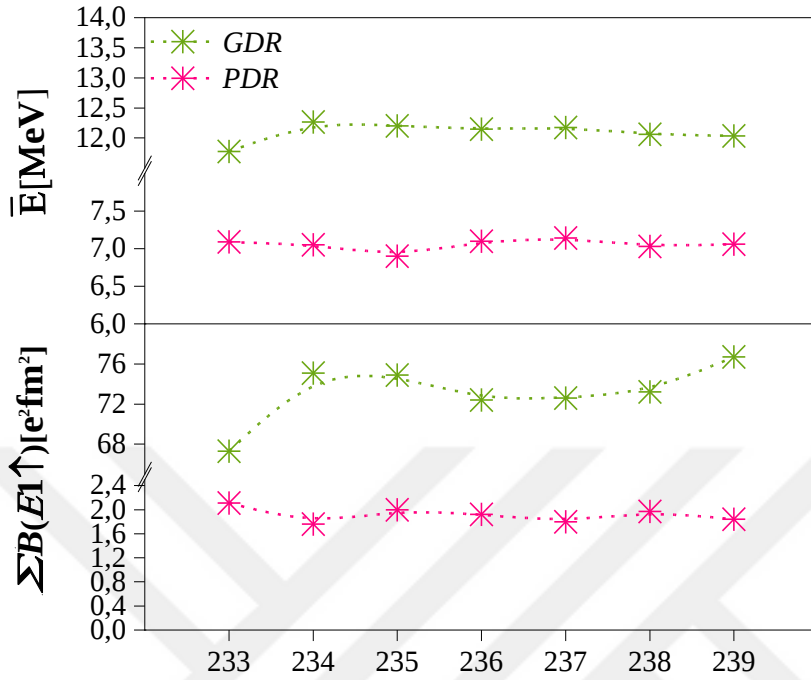


Şekil 3.12. $^{233-239}\text{U}$ izotopları için 4-8 MeV enerji aralığında TGI-QPNM $B(E1)$ spektrumu [114].

^{233}U 'nun düşük enerjilerdeki (γ , f) reaksiyon tesir kesit ölçümünde [90], 7,23 MeV'de bir zirve (ya da pik) gözlenir. Bu zirve noktası, TGI-QPNM kullanılarak 7,26 MeV enerjisinde $B(E1 \uparrow) = 149 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ ile $K^\pi = 5/2^-$ seviyesi olarak tahmin edilir. Referans [87]'deki deneysel verilerden, ^{238}U için 5,2, 5,7, 6,2, 7,1 ve 7,8 MeV enerji değerlerinde pik yaptığı görülür. ^{238}U izotopu, ^{239}U izotopunun komşu çift-çift çekirdeği olarak ele alınırsa ve ^{239}U için 5,27 MeV'de $B(E1 \uparrow) = 36,1 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ ve 5,88 MeV'de $B(E1 \uparrow) = 20,5 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ olmak üzere iki $K^\pi = 5/2^-$ seviyesini veren hesaplama dikkate alınırsa, hesaplamanın, komşu ^{238}U 'da deneysel olarak gözlemlenen yapı ile uyumlu olarak ^{239}U için aynı enerjilerde elektrik dipol geçişlerini öngördüğü çıkarılabilir. Dolayısıyla, PDR enerji bölgesindeki $B(E1)$ 'deki seviyelerin dağılımını yansıtan deneysel verileri [84, 87, 192] açıklamak için TGI-QPNM hesaplamalarının kullanılabileceği sonucuna varılabilir.

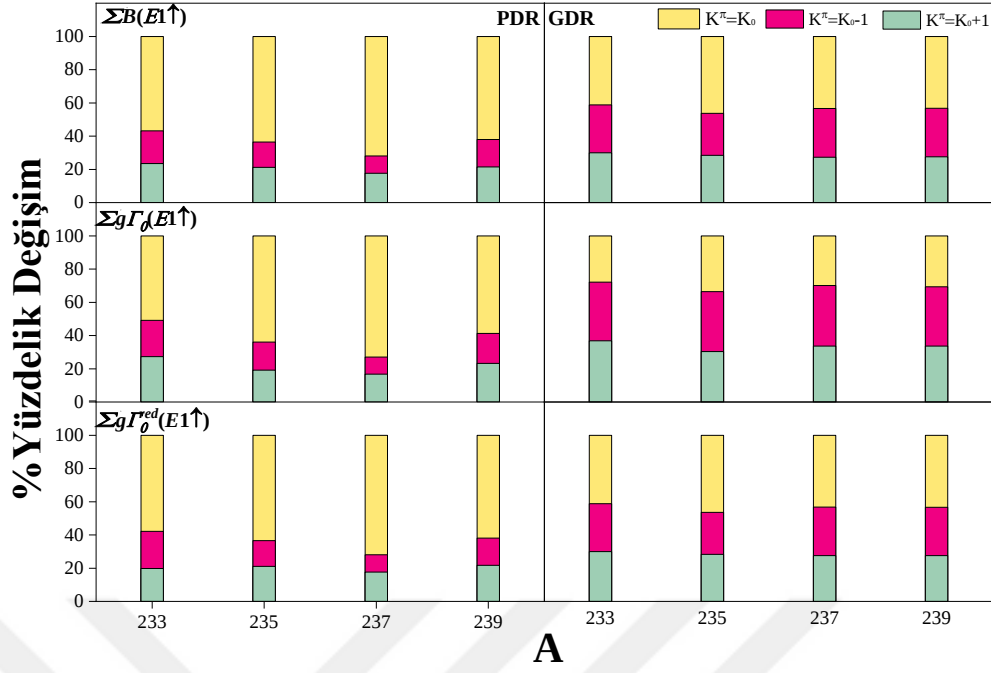
Şekil 3.13'te, Uranyum izotopları için toplam elektrik dipol gücü $\sum B(E1)$ ve ortalama rezonans enerjisi $\bar{E}$ verilmektedir. Şekil 3.15'de tek-A'lı $^{233-239}\text{U}$ izotopları

için $\sum B(E1)$, $\sum \Gamma_0(E1)$ ve $\sum \Gamma_0^{red}(E1)$ değerlerinin $K^\pi = K_0-1$, $K^\pi = K_0$ ve $K^\pi = K_0+1$ seviyeleri arasındaki dağılımı gösterilmektedir.



Şekil 3.13. PDR (4-8 MeV) ve GDR (8-20 MeV) bölgelerinin $\sum B(E1)$ ve $\bar{E}$ değerlerinin kütle numarasına bağlı değişimi [114].

Şekil 3.13'den de görülebileceği gibi, 4-8 enerji bölgesindeki $\sum B(E1)$ kuvvetinin artan nötron sayısı ile doğrusal bir ilişkisi yoktur. ^{237}U 'dan ^{239}U 'ya kadar deformasyonun önemli ölçüde artmadığı bu çekirdekler için, toplam $B(E1)$ kuvveti artan nötron sayısı ile önemli ölçüde değişmez. Bu nedenle, deformasyonun PDR enerji bölgesindeki dipol tepkisini (dipol gücün şiddeti) sönmülediği sonucuna varılabilir. $^{233-239}\text{U}$ izotopları için hesaplanan ortalama rezonans enerjileri ve toplam $E1$ gücü büyük ölçüde değişmez. Ancak, genel bir varsayım olarak, toplam PDR gücünün nötron fazlalığı ile ilgili olabileceği bilinir. Yani N/Z oranının değişmesi ile ilgili olabilir (Bu oran $^{233-239}\text{U}$ izotoplarında 1,55 ila 1,61 arasında değişir) [32]. Böylece N/Z (veya A) arttıkça toplam PDR gücü azalmaya başlar. Yine Şekil 3.14'de, GDR (8-20 MeV) bölgesindeki toplam $E1$ dipol özelliklerinin, ^{233}U 'dan ^{239}U 'ya kadar artan kütle numarasıyla değişimi gösterilir. $^{233-239}\text{U}$ izotopları için, GDR enerji bölgesinde, ortalama rezonans enerjileri ve toplam $E1$ güçleri, artan nötron sayıları ile sistematik bir şekilde değişim sergilememektedir.



Şekil 3.14. $^{233-239}\text{U}$ izotopları için PDR (4-8 MeV) ve GDR (8-20 MeV) bölgesinde uyarılmış seviyelerin $\sum B(E1\uparrow)$, $\sum \Gamma_0(E1\uparrow)$, $\sum \Gamma_0^{\text{red}}(E1\uparrow)$ değerlerinin yüzdelik değişimi [114].

Şekil 3.14’de görüldüğü gibi, tek-A’lı $^{233-239}\text{U}$ izotopları için $\sum B(E1)$, $\sum \Gamma_0(E1)$ ve $\sum \Gamma_0^{\text{red}}(E1)$ değerleri $K^\pi = K_0-1$, $K^\pi = K_0$ ve $K^\pi = K_0+1$ seviyeleri aralarında paylaşılır.

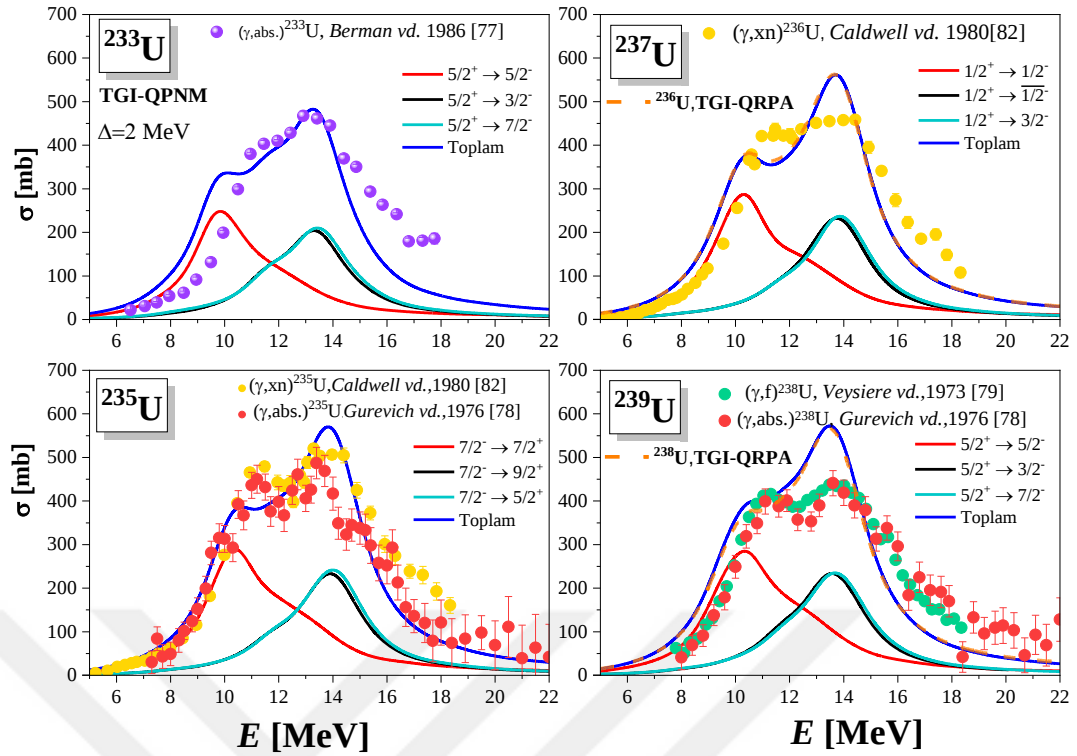
Toplam $E1$ kuvvetine, toplam radyasyon ve indirgenmiş radyasyon kalınlıklarına en büyük katkı, PDR (4-8 MeV) enerji aralığında, ağırlıklı olarak $\Delta K=0$ $E1$ seviyelerinden ($K^\pi = K_0$) gelir. GDR (8-20 MeV) enerji aralığında ise, ağırlıklı olarak $\Delta K=\pm 1$ $E1$ ($K^\pi = K_0-1$ ve $K^\pi = K_0+1$ durumları arasında neredeyse eşit olacak şekilde paylaşılır) seviyelerinden katkı gelir. Örnek verecek olursak; $K^\pi = K_0$, $K^\pi = K_0-1$ ve $K^\pi = K_0+1$ uyarılmış seviyeleri PDR bölgesinin sırasıyla %60, %15 ve %20 oranında yer kaplarken, GDR enerji bölgesinde bu oranlar %40, %28 ve %30 olarak değişmektedir. Ayrıca, bu enerji aralıklarındaki (PDR-GDR) uyarılmış seviyelerin her biri kolektif olarak kabul edilir. Örneğin, ^{239}U ’da, $K^\pi=5/2^-$, $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ seviyelerine ait $E1$ geçişlerinin toplam indirgenmiş olasılıkları sırasıyla $33,2 e^2\text{fm}^2$, $22,3 e^2\text{fm}^2$ ve $21,2 e^2\text{fm}^2$ ’dir. Diğer üç çekirdek için de benzer sonuçlar elde edilir. Dolayısıyla, $^{233,235,237,239}\text{U}$ izotopları için GDR enerji bölgesindeki toplam $E1$ geçiş gücü, 20 MeV’e kadar olan enerji aralığındaki toplam $E1$ geçiş gücünün yaklaşık %97’sini oluşturur.

Tek-A’lı $^{233-239}\text{U}$ izotopları için uyarılma enerjileri, indirgenmiş $E1$ geçiş olasılıkları ve kuaziparçacık⊗fonon katkıları Tablo D.4’de detaylı olarak verilmiştir. 4-8 MeV

uyarılma enerji aralığındaki en güçlü $E1$ geçiş güçlerinde, $\Delta K=0$ ve $\Delta K=\pm 1$ olan tek bir kuaziparçacık $\otimes$ fonon konfigürasyonu baskındır. Fonon $Q_i^{(\lambda\mu)}$ operatöründe, λ çok kutuplu titreşim derecesini, μ simetri eksenindeki açısal momentum projeksiyonuna eşittir ve i fonon numarasını temsil eder. TGI-QRPA [126] elektrik dipol seviyelerinin fonon yapısı esas olarak saf nötron veya proton iki kuaziparçacık konfigürasyonları ile verilir. Tek-A'lı nükleer sistemlerde, kuasiparçacık $\otimes$ fonon etkileşimleri tek kuasiparçacık $\otimes$ fonon bileşenlerinden oluşur ve bu bileşenler taban durumda dahil olmak üzere birçok uyarılmış seviyeye karışır. Örneğin ^{233}U 'da, en güçlü $E1$ geçişleri; 6,61 MeV'de $B(E1 \uparrow) = 203 \times 10^{-3} e^2 fm^2$, 7,26 MeV'de $B(E1 \uparrow) = 193 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ ve 7,75 MeV'de $B(E1 \uparrow) = 311 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ ile $K^\pi=5/2^-$ seviyelerine aittir (Tablo D.4'e bakınız). ^{233}U 'daki bu güçlü $E1$ geçişlerinde, sırasıyla $[633] \downarrow \otimes Q_{59}^{(10)}$, $[633] \downarrow \otimes Q_{73}^{(10)}$ ve $[633] \downarrow \otimes Q_{83}^{(10)}$ konfigürasyonları baskındır.

TGI-QPNM, fotonükleer reaksiyon deneylerinde gözlemlenen GDR'nin karakteristik özelliklerini tanımlamak için başarıyla uygulanır. Şekil 3.15'de görülebileceği gibi, TGI-QPNM tesir kesit sonuçları, EXFOR'da [178] mevcut veriler [78, 79, 82] ile karşılaştırılmıştır. İlgilenilen çekirdeklerin deformasyonlarına bağlı olarak iki zirveye ayrılmış yapısı dört izotopta da gözlenir (bkz. Şekil 3.15). İlk maksimum noktası $\Delta K = 0$ uyarılmalarından; ikinci maksimum noktası ise $\Delta K = \pm 1$ uyarılmalarından kaynaklanır. $^{237,239}\text{U}$ izotopları için deneysel veri olmamasına rağmen, elde edilen tesir kesit hesaplamaları, bu çekirdeklerin komşu çekirdekleri (bir nötron eksiği) olan $^{236,238}\text{U}$ [78, 79, 82] izotoplarının deneysel verileriyle uyumludur.

Çalışılan aktinit çekirdekleri için GDR bölgesi hesaplamalarında averaj parametresi $\Delta = 2$ MeV olarak alınmıştır [157]. ^{235}U çekirdeği için hesaplanan tesir kesitlerinin, 7-22 MeV enerji aralığında Ref [78]'de gözlenmiş verilerle uyum içinde olduğu Şekil 3.15'de görülmektedir.

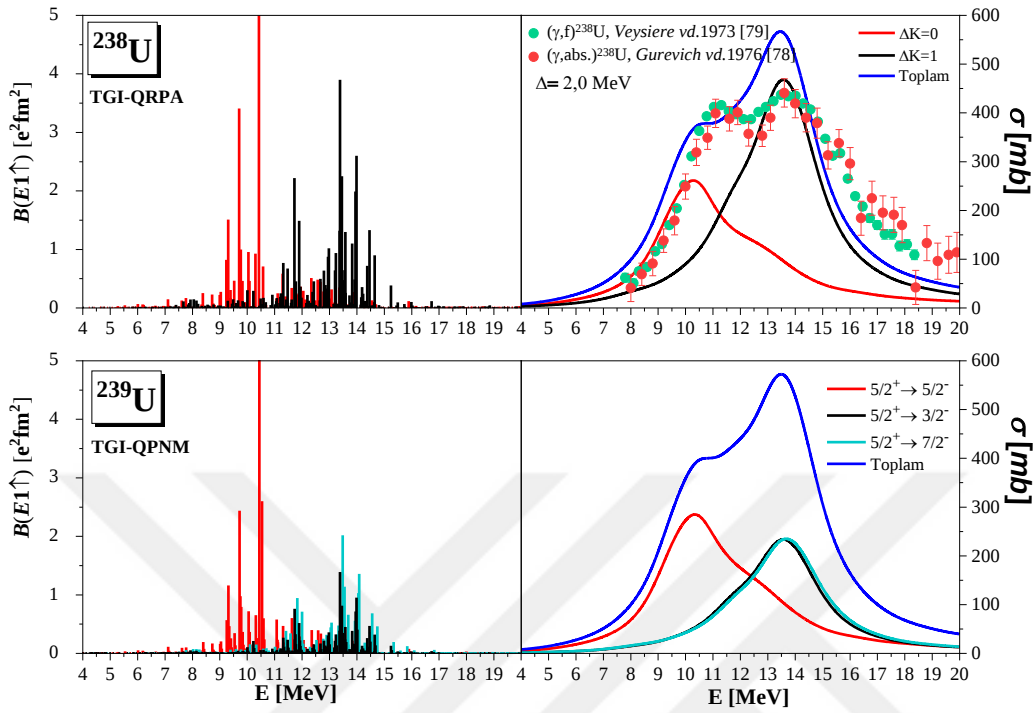


Şekil 3.15. $^{233-239}\text{U}$ için TGI-QPNM tesir kesitlerinin EXFOR [178]'dan alınan deneysel verilerle birlikte karşılaştırılması [114].

Mevcut çalışmadaki $^{233-239}\text{U}$ izotoplarının TGI-QPNM hesaplamaları, GDR'nin enerji, tesir kesit ve genişlik gibi bazı karakteristik özelliklerini belirlemede olanak sağlar. İlgilenilen çekirdekler için aşağıdaki GDR nicelikleri elde edilir; birinci ve ikinci tepe noktalarının rezonans enerjileri 11 MeV ve 14 MeV civarında toplanır, tesir kesitleri ve ilgili genişlikleri sırasıyla 400-600 mb ve 3-5 MeV civarında kümelenir. $^{237,239}\text{U}$ için Oslo deney yöntemi, 11,4 MeV ve 14,4 MeV'de birinci ve ikinci maksimum noktalarının rezonans enerjilerini verir ve tesir kesitleri sırasıyla 572 ve 1040 mb'e eşittir [96]. Hesaplamalar Oslo ve (γ, xn) deneysel verileri ile karşılaştırıldığında tüm rezonans enerji değerlerinin yaklaşık olarak benzer olduğu görülmektedir. Bununla birlikte, hesaplanan sonuçlar, tesir kesitleri için Oslo yönteminden ziyade (γ, xn) deneyleriyle daha fazla örtüşmektedir. Sin vd.'nin [191] tek-A'lı $^{233,235,237}\text{U}$ çekirdeklerindeki sonuçları, mevcut TGI-QPNM sonuçlarına benzer fotonükleer tesir kesitleri için EMPIRE kodu ile gerçekleştirilmiştir.

^{238}U izotopu, GDR bölgesindeki ^{239}U çekirdeğini incelerken deneysel verilerin teorik sonuçlarla karşılaştırılması için uygun bir adaydır. İndirgenmiş geçiş olasılıkları $B(E1)^\uparrow$ ve foto soğurma tesir kesiti Şekil 3.16'da verilmiştir. Komşu ^{238}U ve ^{239}U için

teorik ve deneysel foto soğurma tesir kesitleri arasındaki uyum Şekil 3.16'daki grafiklerde açıkça görülmektedir.



Şekil 3.16. EXFOR [178]'dan alınan ^{238}U için deneysel veriler ile $^{238-239}\text{U}$ kesitlerinin ve $B(E1)$ dağılımının karşılaştırılması [114].

Şekil 3.16'nın sol panellerinde, ^{238}U kor çekirdeğine bir nötron eklenmesiyle $E1$ spektrumunda parçalanma artışı gözlemlenir. $E1$ seviye enerjilerinde önemli bir değişiklik olmamasına karşın, parçalanma nedeniyle dipol seviyelerin şiddetinde bir azalma görülsede, toplam dipol gücünde önemli bir değişiklik oluşmamaktadır (bakınız Ek D). Aynı şeklin sağ panellerinde, çift-çift çekirdekten tek-A'lı çekirdeğe geçerken, GDR spektrumlarının sadece küçük bir değişiklik gösterdiği görülebilir [157]. TGI-QPNM'in GDR parametrelerini (birinci ve ikinci maksimumların genişlikleri, tesir kesitleri ve merkez enerjileri gibi) deneyin hata sınırları içinde çok iyi tahmin ettiğini söyleyebiliriz. Bununla birlikte, GDR'nin yüksek enerjili kuyruğu, birçok teorik çalışmada olduğu gibi mevcut teori tarafından da tam olarak tanımlanamamaktadır [193, 194]. Mikroskopik hesaplamalardaki dalga fonksiyonuna (1, 2 ve 3 fononlu) kompleks konfigürasyonlar dahil edilirse dev dipol spektrumunda önemli parçalanmalara neden olur ve homojen olmayan bir genişleme olur. Dolayısıyla, teori bu dev dipol spektrumun genişlemesi ile tam bir tanımını yapabilir ve yüksek enerjilerdeki kuyruğunu deneysel verilerle uyumlu olarak açıklayabilir [157].

$^{233,235,237,239}\text{U}$ izotoplarının GDR maksimumlarının temel parametreleri (rezonans enerjileri (E_i), tesir kesitleri (σ_i), genişlikleri (Γ_i) ve GDR alan oranı R_A) deneysel veriler ile birlikte olarak Tablo 3.6’ da verilmektedir.

Tablo 3.6. $^{233,235,237,239}\text{U}$ izotoplarının GDR Temel Parametreleri.

	^{233}U	^{235}U	^{237}U	^{239}U	^{233}U	^{235}U	^{236}U	^{238}U
	Teori				Deney			
$\omega_{E1,1}$	10,09	10,52	10,53	10,73	$11,08 \pm 0,06^a$	$10,74 \pm 0,18^b$ $10,90 \pm 0,05^c$	$10,92 \pm 0,04^c$	$10,97 \pm 0,13^b$ $10,77 \pm 0,04^c$ $10,96 \pm 0,09^d$
$\sigma_{E1,1}$	334,34	385,64	371,23	401,83	221 ± 26^a	283 ± 39^b 328 ± 19^c	271 ± 16^c	286 ± 30^b 311 ± 20^c 301 ± 6^d
$\Gamma_{E1,1}$	3,01	2,75	3,40	3,14	$1,94 \pm 0,26^a$	$3,23 \pm 0,55^b$ $2,30 \pm 0,15^c$	$2,55 \pm 0,17^c$	$2,99 \pm 0,48^b$ $2,37 \pm 0,13^c$ $2,90 \pm 0,14^d$
$\omega_{E1,2}$	13,29	13,88	13,71	13,51	$13,86 \pm 0,14$	$13,77 \pm 0,23^b$ $13,96 \pm 0,09^c$	$13,78 \pm 0,08^c$	$14,25 \pm 0,18^b$ $13,80 \pm 0,09^c$ $14,4 \pm 0,13^d$
$\sigma_{E1,2}$	483,29	569,63	561,77	571,65	433 ± 13	354 ± 33^b 459 ± 10^c	415 ± 10^c	351 ± 25^c 459 ± 9^c 369 ± 6^d
$\Gamma_{E1,2}$	4,71	3,33	4,07	5,09	$5,47 \pm 0,30^a$	$4,92 \pm 0,58^b$ $4,75 \pm 0,32^c$	$4,88 \pm 0,24^c$	$5,10 \pm 0,63^b$ $5,13 \pm 0,35^c$ $4,53 \pm 0,13^c$
R_A^*	0,44	0,56	0,55	0,43	$0,18^a$	$0,52^b$ $0,35^c$	$0,34^c$	$0,18^b$ $0,31^c$ $0,52^d$
$E_{\text{ort.}}$	11,95	12,10	12,57	12,47	$12,94^a$	$12,91^b$ $12,94^c$	$12,82^c$	$13,34^b$ $12,79^c$ $13,01^d$
Γ	5,50	5,44	5,89	6,11	$7,41 \pm 0,56^a$	$8,15 \pm 1,13^b$ $7,05 \pm 0,41^c$	$7,43 \pm 0,41^c$	$6,4^b$ $7,50 \pm 0,48^d$

^a Berman vd., (1986) [77]

^b Gurevich vd., (1976) [78]

^c Caldwell vd., (1980) [82]

^d Veysiere vd., (1973) [79]

*GDR alan oranı, $R_A = \sigma_{E1,1} \Gamma_{E1,1} / \sigma_{E1,2} \Gamma_{E1,2}$

$^{233,235,237,239}\text{U}$ izotoplarının deneysel ve teorik (^{235}U hariç) GDR spektrumlarında, nötron sayısı arttıkça genişleme meydana gelir ve ortalama rezonans enerjileri, Th izotoplarından farklı olarak 12 MeV üzeri enerjilere doğru kayar. Ayrıca, $^{233,235,237,239}\text{U}$ izotoplarının GDR alan oranları oldukça düşük değerler ($R_A \approx 0,5$) olduğundan, bu çekirdeklerin prolate bir yapıda olduğu söylenebilir. Bu sayede bu çekirdeklerin yapısı hakkında fikir sahibi olabiliriz [77–79, 82].

Prensip olarak, küresel çekirdeklerdeki dev dipol rezonans genişliği, $E1$ durumlarının $\Delta K=0$ ve $\Delta K=\pm 1$ bileşenlerinin toplamının lokalizasyonu ile aynı enerji bölgesinde meydana gelir. Deforme çekirdeklerde bu dalların enerji bölünmesinin nükleer deformasyonla ilgili olduğu bilinmektedir [157, 193–195]. Prolate deformasyona sahip tek kütleli deforme çekirdeklerde, GDR'nin $\Delta K=0$ bileşeninin $\Delta K=1$ bileşeninden daha düşük enerjilerde ortaya çıkması şaşırtıcı olmayan bir şekilde görülmektedir (bkz. Şekil 3.15). Örneğin, $^{233,239}\text{U}$ 'da, $E1$ rezonansının birinci ve ikinci zirve noktaları sırasıyla $K^\pi=5/2^-$ ve $K^\pi=3/2^-$, $K^\pi=7/2^-$ seviyelerini verir.

$^{233-239}\text{U}$ çekirdeğinin TGI-QPNM ile hesaplanan toplam tesir kesitleri ve birinci ve ikinci kattan momentleri deneysel verilerle Tablo 3.7'de verilmiştir.

Tablo 3.7. $^{233-239}\text{U}$ için 8-18 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesitinin σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2} momentleri ile deneysel değerlerin karşılaştırılması [114].

Nucleus	K^π	$\sigma_{-2} (\text{MeV}^{-1} \cdot \text{mb})$	$\sigma_{-1} (\text{mb})$	$\sigma_0 (\text{MeV} \cdot \text{b})$	$\sigma_{+1} (\text{MeV}^2 \cdot \text{b})$	$\sigma_{+2} (\text{MeV}^3 \cdot \text{b})$
^{233}U	$5/2^-$	11,20	113,00	1,14	11,70	122
	$3/2^-$	6,11	76,80	0,97	12,40	161
	$7/2^-$	6,58	81,00	1,02	13,00	167
	Toplam	23,90	270,80	3,13	37,10	450
	Deney^a	19,60	239,00	3,02	-	-
^{235}U	$7/2^+$	12,95	139,64	1,52	16,75	150,53
	$5/2^+$	5,94	76,23	0,99	13,10	175,33
	$9/2^+$	6,59	85,20	1,12	14,90	201,00
	Toplam	25,48	301,07	3,63	44,76	526,86
	Deney^b	20,0±2,5	237±31	2,99±0,39	-	-
^{237}U	$7/2^-$	12,95	139,64	1,52	16,75	150,53
	$5/2^-$	5,94	76,23	0,99	13,10	175,33
	$9/2^-$	6,59	85,20	1,12	14,90	201,00
	Toplam	25,48	301,07	3,63	44,76	526,86
	Deney^c	23,1	278	-	-	-
^{239}U	$1/2^-$	12,6	131	1,39	15,00	166
	$1/2^-$	6,25	80,30	1,05	13,90	187
	$3/2^-$	6,41	82,30	1,08	14,30	192
	Toplam	25,26	293,60	3,52	43,20	545
	Deney^c	21,00	252	3,16	-	-
^{238}U	$7/2^-$	13,4	138	1,46	15,80	174
	$5/2^-$	7,03	89,40	1,15	15,10	199
	$9/2^-$	7,06	89,40	1,15	15,10	200
	Toplam	27,49	316,80	3,76	46,00	573
	Deney^b	18,0±1,8	229±22	2,95±0,29	-	-
^{236}U	Deney^c	24,00	286	3,58	-	-
	Deney^d	16,0±3	204±30	2,60±0,35	-	-

^a Berman vd., (1986) [77]

^b Gurevich vd., (1976) [78]

^c Caldwell vd., (1980) [82]

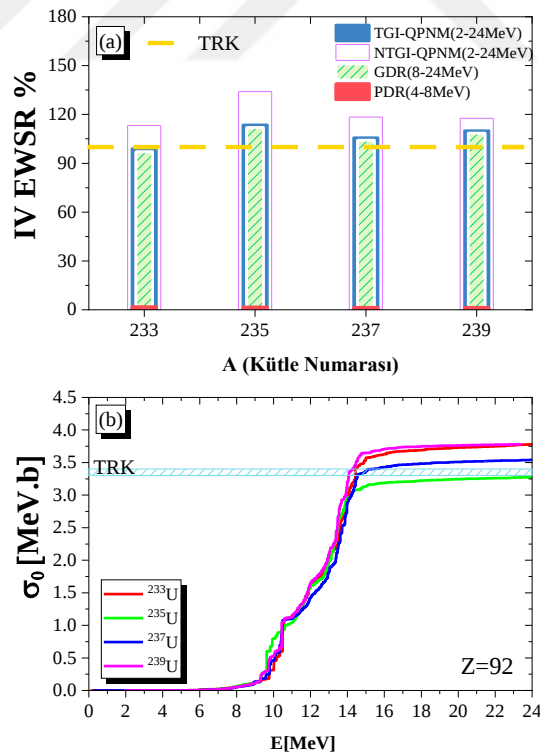
^d Veysiere vd., (1973) [79]

$^{238}\text{U}^*$

$^{236}\text{U}^*$

Toplam tesir kesitleri, dev dipol rezonansının zirve yapısı hakkında bilgi almak için kullanışlıdır. Toplam tesir kesit değerleri ve momentleri deneysel verilerle uyumludur [77–79, 82]. Uranyum çekirdekleri için tablodaki sonuçlara sistematik olarak bakıldığında, deneysel sonuçlardan yaklaşık %10-20 daha yüksektir.

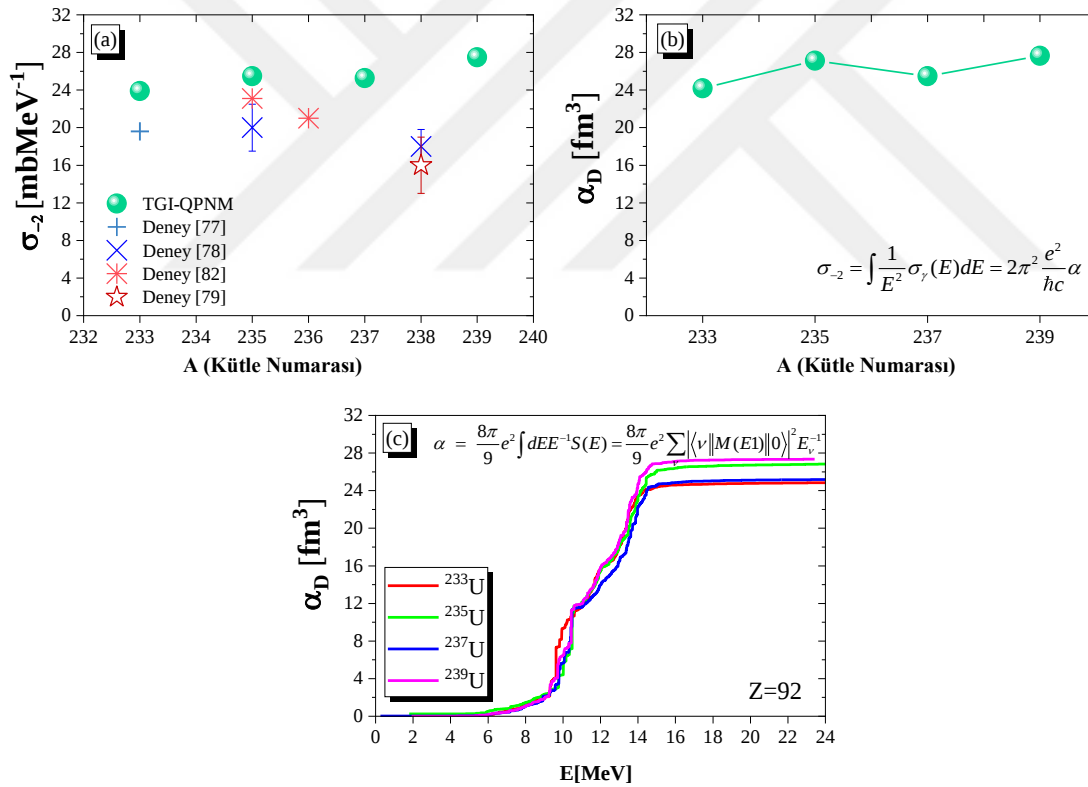
Enerji ağırlıklı toplam kuralı olarak bilinen izovektör dipol EWSR, kullanılan modellerin güvenilirliğinin anlaşılmasında çok önemlidir [196]. GDR'nin geniş bir çekirdek spektrumunda EWSR'nin yaklaşık %100'ünü sağladığını bilinmektedir [197]. İncelenen izotoplar için, Öteleme ve Galileo Değişmez (TGI-) QPNM ve Öteleme ve Galileo Değişmez Olmayan (NTGI-) QPNM yöntemleriyle hesaplanan EWSR sonuçları Şekil 3.17(a)'da gösterilmiştir. Önceki sonuçlara benzer şekilde [198, 199], TRK toplam kuralına göre yaklaşık %110-115'lik bir artış vardır. $^{233-239}\text{U}$ için, Şekil 3.17'deki panel (a), PDR'nin EWSR'nin yaklaşık yüzde 1,5-1,8'ini taşıdığını göstermektedir. Böylece, EWSR, uyarılma modlarının toplu davranışının nicel bir tanımını verebilir. Ayrıca, dipol EWSR olarak bilinen toplam tesir kesit sonuçlarımız, TRK toplam kuralı değerinden daha büyük bulunmuştur (tipik olarak %5 ile %10 arasında) (bkz. Şekil 3.17(b)). Şekil 3.17(a)'dan, sahte durumların izole etmediği NTGI-QPNM sonuçlarının, TGI-QPNM olanlardan yaklaşık %10-20 daha büyük olduğu görülmektedir. Şekil 3.17'de ayrıca $^{235,237}\text{U}$ izotoplarında hesaplanan toplam tesir kesitlerin TRK toplam kural değerinde doygunluğa ulaştığı, diğer iki izotopta ise TRK toplam kuralının %10 civarında aşıldığı görülmektedir.



Şekil 3.17. (a) $^{233-239}\text{U}$ 'de (%) izovector dipole EWSR fraksiyonu, (b) $^{233-239}\text{U}$ TGI-QPNM σ_0 değerleri [114].

Başka bir nicelik, nükleer dipol polarizebilite, izovektör dev dipol rezonansının dinamiklerinden biridir. Son yıllarda nükleer kutuplaşma ile ilgili hem teorik hem de deneysel çok sayıda çalışma yapılmıştır [200–203]. Bu çalışmalarda, bu çekirdeklerin elektrik dipol polarizebilitesi, güçlü bir izovektör işaretçisi olarak tanımlanmıştır. Ayrıca, deneysel dipol polarizebilitesi α_D , artan atom kütle numaraları ile artar. Ref, [202], E1 polarizebilite verileri $\alpha_D(^{68}\text{Ni}) = 3,40 \pm 0,23 \text{ fm}^3$, $\alpha_D(^{120}\text{Sn}) = 8,93 \pm 0,36 \text{ fm}^3$ ve $\alpha_D(^{208}\text{Pb}) = 20,1 \pm 0,6 \text{ fm}^3$ olarak rapor edilmiştir. Mevcut çalışmada, uranyum izotop zinciri için elde edilen E1 polarizebilite faktörleri, farklı çekirdekler için rapor edilen deneysel sonuçlara benzer bir eğilim göstermektedir [200–203].

Şekil 3.18, dipol polarizebilitenin PDR kuvveti ile güçlü bir korelasyona sahip olduğunu (yaklaşık %15-20), ancak bu kuvvet EWSR'nin %2-5 gibi bir oranda sağlayarak zayıf bir şekilde bağlantılı olduğunu göstermektedir.



Şekil 3.18. (a) Mevcut deneysel verilerle TGI-QPNM tarafından tahmin edilen $^{233-239}\text{U}$ 'nun σ_2 değerleri [77–79, 82], (b) A'ya göre $^{233-239}\text{U}$ 'nun elektrik dipol polarizebilite (c) $^{233-239}\text{U}$ 'da ters enerji ağırlıklı (α_D elektrik dipol polarizebilite) $B(E1)$ güç dağılımı [114].

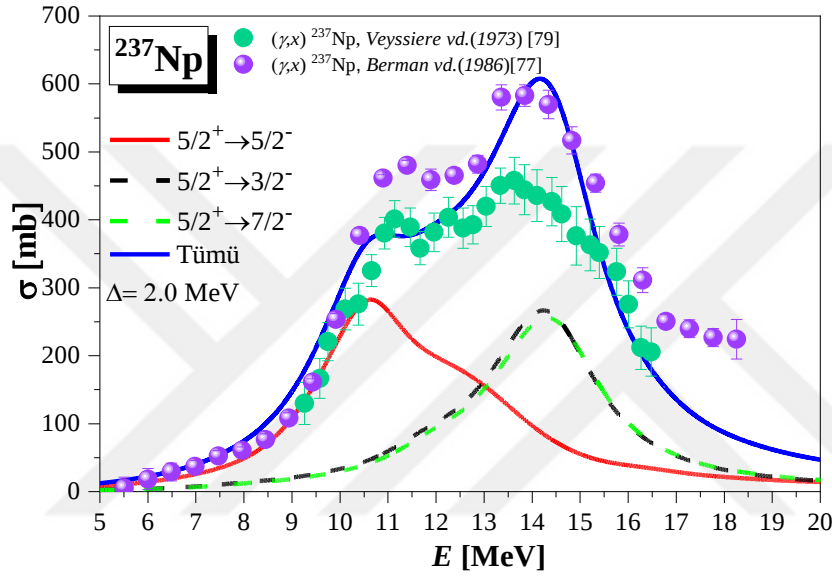
$^{233-239}\text{U}$ için ekler kısmında Tablo D.3’de; uyarılma enerjileri, indirgenmiş $E1$ geçiş olasılıkları verilmiştir ve GDR zirvelerinin kuaziparçacık $\otimes$ fonon katkıları listelenmiştir. Ayrıca Tablo C.2’de, bu izotoplar için belirli uyarılma enerji aralıklarında hesaplanan toplam $E1$ dipol gücü, radyasyon genişlikleri ve ortalama rezonans enerjilerine göre dağılımı detaylı olarak sunulmaktadır. GDR rezonansı, genellikle fononlar olarak adlandırılan toplu titreşimlerden oluşur. Bu nedenle dipol-dipol etkileşimleri rezonansın konumunu belirlemede önem taşır. GDR’nin birinci ve ikinci zirve noktaları, $\Delta K=0$ ve $\Delta K=\pm 1$ olan kuaziparçacık $\otimes$ fonon dipol durumlarından oluşur (bkz. Ek D). Deneysel hata payları da göz önünde bulundurulursa Tablo 3.5’deki sonuçlar, TGI-QPNM’in deneysel olarak belirlenmiş σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2} değerlerden daha düşük sonuç vermektedir. Ancak, TGI-QPNM tesir kesit sonuçlarıyla deneysel veri kıyaslandığında oldukça iyi bir uyum görülmektedir. NTGI-QPNM sonuçları ise TGI-QPNM değerlerinden daha büyüktür. Bu durum tek-A’lı çekirdeklerde $E1$ uyarılmalarının teorik olarak araştırılmasında sahte hallerin gerçek uyarılma durumlarından ayrıştırılmasının önemini göstermektedir.

3.3. ^{237}Np Çekirdeği için Teorik Sonuçlar

^{237}Np , nükleer teknolojide yeni nesil yakıt döngüsü ve nükleer atık yönetimi için umut vaat eden bir fisil nükleer çekirdektir [73]. Bu nedenle, araştırmacılar tarafından foto-nükleer reaksiyon deneyleriyle yoğun bir şekilde incelenmektedir. Bu deneysel çalışmaların temel amacı, çekirdeğin dev dipol rezonans bölgesinde ve düşük enerji bölgesinde fotofisyon ve fotonötron eşiklerine yakın uyarılma enerjilerinde nükleer bilgi toplamaktır [73, 77, 79, 84, 85, 92].

Tek-A’lı deforme çekirdeklerle ilgili olarak, ^{237}Np için yapılan foto-fisyon deney verileri, GDR enerji bölgesindeki $E1$ dipol geçişlerinin iyi bir açıklamasını sağlamaktadır. Bu deneyler, GDR’nin düşük enerjili kısmında $E1$ dipol kuvvet artışını rapor etmektedir. Burada bahsedilen aktinit çekirdeğiyle ilgili deneyler, dev dipol rezonans (GDR) bölgesindeki yüksek uyarılma enerjilerinde [77, 79] ve fisyon bariyerlerine veya (γ, n) eşiklerine yakın düşük enerjili uyarılma enerjilerinde [84, 85] yapılan ölçümler olarak ayrılmaktadır. Deneylerin ilkinde, Veysiere vd. (1973) [79] tarafından dev dipol rezonans bölgesinde ^{237}Np ’nin kısmi (γ, f) , (γ, n) ve $(\gamma, 2n)$ foto-nükleer reaksiyonların tesir kesit ölçümleri yapılmıştır [79]. Bu deneylerin ikincisinde, ^{237}Np için foto-nükleer reaksiyonların tesir kesitleri Berman vd. (1986) tarafından

ölçülmüştür [77]. Bu çalışmalardaki yöntemler, dev dipol rezonans bölgesinin tanımlanmasında kullanılan en güvenilir verileri sağlamaktadırlar. Bu tez çalışması kapsamında, ^{237}Np için ilk defa yapılan GDR bölgesi hesaplamaları iki pikli yapıya sahip olup, aynı çekirdeğin deneysel GDR tesir kesiti spektrumuyla pik enerjileri ($\sim 10,59$ MeV ve $\sim 14,49$ MeV), maksimum tesir kesit pik değerleri (~ 400 mb ve ~ 600 mb) ve genişlikleri (~ 3 MeV ve ~ 5 MeV) oldukça uyumludur. TGI-QPNM tesir kesit hesaplamaları, enerjiye bağlı Δ averaj parametresi ($\Delta \approx 2,0$ MeV) ile GDR spektrumu başarıyla elde edilmiştir.

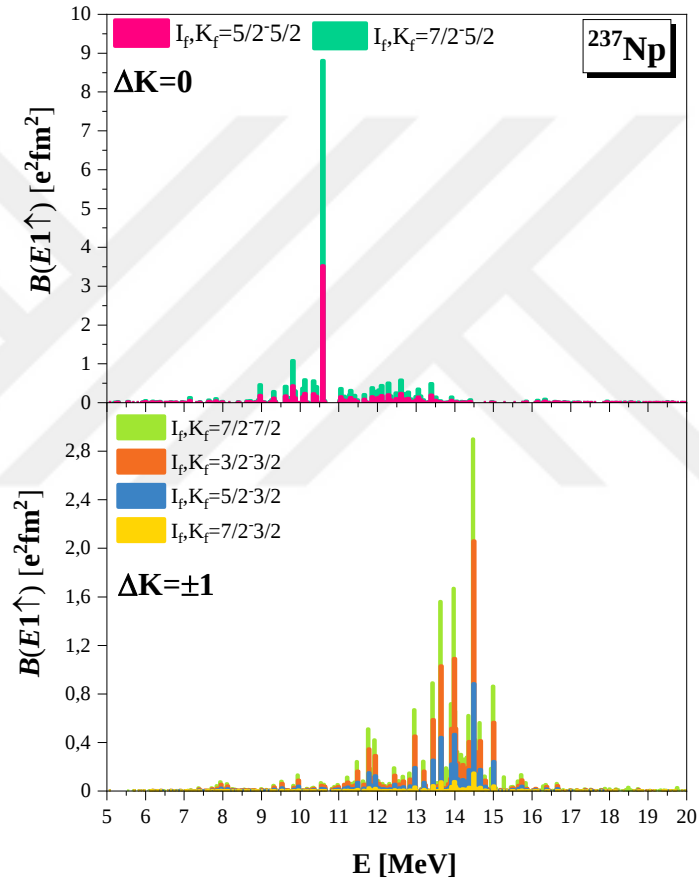


Şekil 3.19. ^{237}Np için 5-20 MeV enerji aralığında foto-nükleer tesir kesitlerinin TGI-QPNM tahminlerinin [113] mevcut deneysel verilerle [77, 79] karşılaştırılması.

Şekil 3.19'dan görüldüğü üzere nükleer deformasyon parametresiyle ilişkili olduğu bilinen GDR'nin çift maksimumlu yapısı bu çekirdekte de gözlenmektedir. Deformasyon etkileri, küresel olanların aksine, deforme çekirdeklerde beklendiği gibi, yüksek enerjili kolektif modlarda önemli bir rol oynamaktadır. Küresel çekirdeklerde, GDR spektrumu $\Delta K=0$ ve $\Delta K=\pm 1$ dalları için aynı enerjide meydana gelirken (tek pikli dağılım), tek-A'lı deforme çekirdeklerde, GDR spektrumu bu dallar arasındaki enerji ayrımı ve deformasyon etkisiyle iki maksimum zirveye ayrılır. Benzer bir bölünme, ^{235}U için Tabar vd. tarafından elde edilmiştir [109, 114]. Hesaplanan TGI-QPNM tesir kesiti değerleri, ^{237}Np için mevcut iki deneysel veri seti ile oldukça iyi bir uyum içindedir. TGI-QPNM yaklaşımı aynı zamanda deneysel olarak ayırt edilemeyen $\Delta K=0$ ve $\Delta K=\pm 1$ dallarının $E1$ dağılım mekanizmasını da açıklamaktadır. ^{237}Np

çekirdeği, $5/2^+$ taban durumundan $3/2^-$, $5/2^-$ ve $7/2^-$ durumlarına $E1$ geçişleriyle uyarılabilir. Bu durumda, $\Delta K=0$ ve $\Delta K=\pm 1$ $E1$ gücünün parçalanma mekanizması Şekil 3.20’de verildiği gibidir: $E1$ operatörünün $\Delta K=1$ dalı, $\{K_0 I_0=5/2, 5/2\}$ taban durumu, $\{K_f I_f=(3/2, 3/2), (3/2, 5/2), (3/2, 7/2)\}$ ve $\{K_f I_f=7/2, 7/2\}$ kuantum sayılarına sahip dört uyarılmış seviye ile çiftlenebilir. Burada, $\Delta K=0$ $E1$ gücü $\{K_f I_f=5/2, 5/2, 5/2, 7/2\}$ kuantum sayılarına sahip iki uyarılmış seviye tarafından paylaşılır [117].

Şekil 3.20 $\Delta K=0, \pm 1$ dallarının uyarılma enerjilerine karşı $B(E1)$ indirgenmiş geçiş olasılıklarının nasıl değiştiklerini göstermektedir.



Şekil 3.20. ^{237}Np için GDR enerji bölgesinin (8-20 MeV) iki maksimum pikinin $\Delta K=0$ ve $\Delta K=\pm 1$ dallarının TGI-QPNM $E1$ güçlerinin dağılımı [113].

Şekil 3.20’den görülebileceği gibi, ^{237}Np çekirdeğinin nötron ayrılma enerjisinin ($S_n \approx 6,58$ MeV [178]) altındaki $E1$ geçiş gücü, S_n üstündeki toplam güçle karşılaştırıldığında ihmal edilebilir derecede küçüktür. 5-11 MeV enerji aralığında $E1$ geçişlerine en büyük katkı $\Delta K=0$ geçişlerinden gelirken, $\Delta K=1$ geçişleri 11-20 MeV aralığında daha baskındır. Ayrıca, Şekil 3.19’daki GDR spektrumunun birinci ve ikinci maksimum noktalarının ağırlıklı olarak sırasıyla $\Delta K=0$ ve $\Delta K=\pm 1$ geçişlerinden

kaynaklandığını Şekil 3.20’de gösterilen grafikten de görebiliriz. Şekil 3.20’deki ^{237}Np çekirdeğinin GDR bölgesinin maksimumları ele alınırsa, $\Delta K=0$ dalına ait en güçlü $B(E1\uparrow)$ geçiş ihtimali $E=10,59$ MeV enerjisinde ortaya çıkar. Bu enerjiye tekabül eden $B(E1\uparrow)$ geçiş olasılıkları sırasıyla $B(E1\uparrow)=8,81\text{ e}^2\text{fm}^2$ ($I_f K_f =5/2\cdot5/2$) ve $B(E1\uparrow)=3,52\text{ e}^2\text{fm}^2$ ($I_f K_f =7/2\cdot5/2$) olacak şekilde paylaşılır. Bu $\Delta K=0$ $E1$ seviyelerine $[642]\uparrow \otimes Q_{148}^{(10)}$ konfigürasyonlu kuaziparçacık $\otimes$ fonon bileşeninden %98-99 katkı gelmektedir. Burada belirtilen $Q_{148}^{(10)}$ fononu farklı sayıda iki-kuaziparçacık konfigürasyonundan oluşmakta olup, bunların %45’i iki-kuazinötron ve %55’i iki-kuaziprotondur. $Q_{148}^{(10)}$ fononuna en büyük katkıyı ise %32 oranla $pp\ 530\uparrow - 631\downarrow$ iki-kuaziproton konfigürasyonu verir. $\Delta K=\pm 1$ dalına ait en güçlü $B(E1\uparrow)$ geçiş ihtimali 14,49 MeV enerjisinde bulunmaktadır. Bu enerjiye karşılık gelen $B(E1\uparrow)$ geçiş olasılıkları sırasıyla, $B(E1\uparrow)=2,06\text{ e}^2\text{fm}^2$, $B(E1\uparrow)=0,88\text{ e}^2\text{fm}^2$ $B(E1\uparrow)=0,15\text{ e}^2\text{fm}^2$ ($\Delta K=-1$; $I_f K_f =3/2\cdot3/2, 5/2\cdot3/2, 7/2\cdot3/2$ seviyeleri arasında) ve $B(E1\uparrow)=2,08\text{ e}^2\text{fm}^2$ ($\Delta K=+1$; $I_f K_f =7/2\cdot7/2$ seviyeleri arasında) olacak biçimde paylaşılır. Bu $E1$ seviyelerine $[642]\uparrow \otimes Q_{316}^{(11)}$ konfigürasyonlu kuaziparçacık $\otimes$ fonon bileşeninden %99.6 katkı gelmektedir. Buradan, $Q_{316}^{(11)}$ fononu farklı sayıda iki-kuaziparçacık konfigürasyonundan oluşmakta ve bunların %51’i iki-kuazinötron, %49’u iki-kuaziprotonu vermektedir. $Q_{316}^{(11)}$ fononuna en büyük katkıyı $pp\ 622\downarrow - 512\uparrow$ iki-kuazinötron konfigürasyonu %35 oran ile sağlamaktadır.

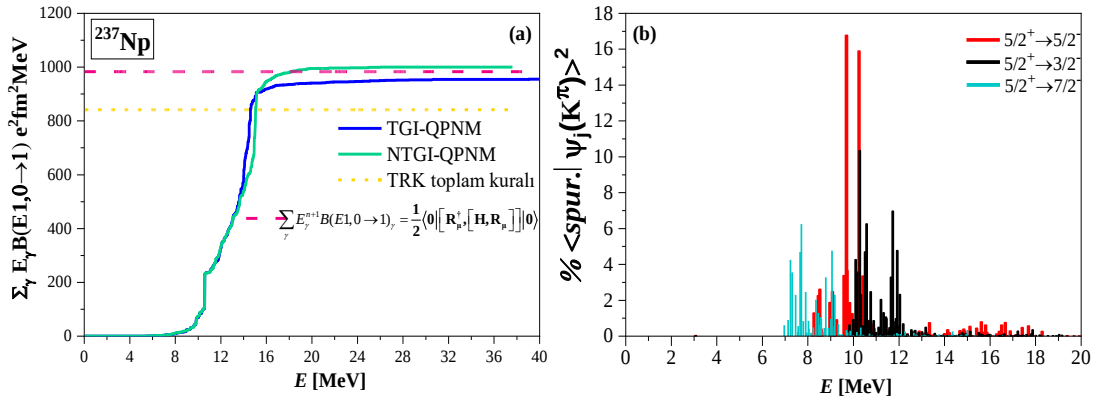
Foto-nükleer tesir kesitlerin enerji bağımlılıkları hakkında bilgi, yani farklı kattan momentleri, GDR uyarım mekanizmasının analiz edilmesinde önemli bir katkı sağlar. Bu momentler, GDR mekanizmasına ait seviyelerin oluşturulması, rezonans genişliğinin belirlenmesi, boyut ve şeklinin modellenmesi gibi genel özelliklerine bağlı olduğundan teorik modelin test edilmesinde etkin bir rolü vardır. Toplam tesir kesit ve momentleri denklem 2.29’daki bağıntı [158] ile tanımlanır ve deneysel veriler ile Tablo 3.8’de verilir.

Tablo 3.8. ^{237}Np için 9-16 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesitinin σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2} momentleri ile deneysel değerlerin karşılaştırılması [113].

	K^π	$\sigma_{-2}(\text{mb. MeV}^{-1})$	$\sigma_{-1}(\text{mb})$	$\sigma_0(\text{MeV}\cdot\text{b})$	σ_0	$\sigma_{+1}(\text{MeV}^2\cdot\text{b})$	$\sigma_{+2}(\text{MeV}^3\cdot\text{b})$
					$\frac{\sigma_0}{0,06NZ/A}$		
^{237}Np	Teori	5/2 ⁻	10,91	120,23	1,34	0,40	15,01
		3/2 ⁻	6,29	84,90	1,15	0,34	15,86
		7/2 ⁻	6,00	80,88	1,10	0,32	15,30
		Toplam	23,20	286,01	3,59	1,06	46,06
	Deney [79]	-	16±3	204±30	2,60±0,35	0,77±0,12	-
	Deney [77]	-	24,4	298	3,80	1,12	-

Hesaplanan σ_0 değeri, Berman vd.'nin [77] deneysel verileriyle %95 ve TRK toplam kuralı (veya enerji ağırlıklı toplam kuralından) ile elde edilen değerle %94 oranında örtüşmektedir. Benzer şekilde, ikinci moment değeri de Berman vd. (1986)'nın [77] deneysel verileriyle uyumlu olmasına rağmen, Veyssiere vd. (1973) [79] tarafından elde edilen değer yaklaşık 1,5 katıdır. Ayrıca, Migdal toplam kuralından türetilen $\sigma_{-2} = 0,00225A^{5/3} \text{mb/MeV}$ değerine göre yaklaşık %14 daha büyüktür [204]. Bu moment değeri, polarizebilite parametrelerine ihtiyaç duymadan nükleer polarizebilitenin yorumlamasında kullanılabilir. TGI-QPNM hesaplamalarında, ^{237}Np çekirdeği için nükleer polarizebilite α_D değeri, nötron kabuğu kalınlığı ve nükleer simetri enerjisi ile korelasyon göstererek σ_{-2} formülasyonu kullanılarak $\sigma_{-2} = 26,91 \text{mb MeV}^{-1}$ olarak hesaplanır. GDR'nin maksimum enerjisi ve dağılım genişliği hakkında bilgi elde etmek için σ_0 , σ_{+1} , ve σ_{+2} momentleri de kullanılabilir [205].

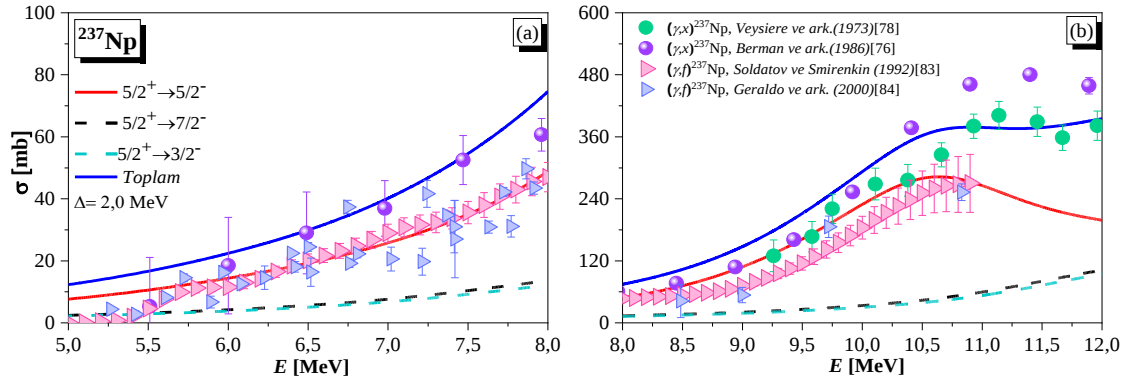
Şekil 3.21 (a), NTGI ve TGI-QPNM enerji ağırlıklı toplam kurallarını $\sum_{\gamma} E_{\gamma} B(E1, 0 \rightarrow 1)_{\gamma}$ (çift komütasyon denkleminin sol tarafı) göstermektedir. TRK toplam kuralını ve herhangi bir model bağımlı parametre olmadan enerji ağırlıklı toplamı (yani, çift komütatör denklemin sağ tarafı) göstermektedir. Şekil 3.21 (b) de gerçek titreşim durumlarında yer alan sahte durumların dağılımını verir.



Şekil 3.21. (a) 40 MeV'e kadar TRK toplam kuralı ile TGI- ve NTGI-QPNM'nin karşılaştırılması (b) ^{237}Np için 20 MeV'e kadar sahte ve uyarılmış $E1$ durumları arasındaki overlap integrallerinin dağılımı [113].

Bu bağlamda, kırılan simetrilerin restorasyonunun teorik $E1$ sonuçları üzerindeki etkileri merak edilmektedir. Bu etkiyi göstermek için, sahte ve gerçek uyarılmış durumlar arasındaki overlap (örtüşme) integralleri hesaplanmıştır. Ayrıca, bu sıfır enerjili modlar, 7 ile 12,5 MeV enerji aralığındaki PDR ve GDR enerji bölgeleri arasında yayılmaktadır ve Şekil 3.21 (b)'de görülmektedir. ^{237}Np çekirdeğinde, daha yüksek enerjili seviyelerde kolektif fonon ve kuazi parçacık serbestlik dereceleri arasındaki çiftlenim daha kuvvetlidir. Şekil 3.21 (a), maksimum enerji $E = 40$ MeV'e kadar hesaplanan toplamın ($955 \text{ e}^2\text{fm}^2 \text{ MeV}$) TGI-QPNM yaklaşımının, TRK'yı (^{237}Np için $841 \text{ e}^2\text{fm}^2 \text{ MeV}$) yaklaşık %13 aştığını göstermektedir. Bu çok düşük bir ihtimal de olsa $E1$ geçişlerinin yüksek enerjilerde bulunabileceği anlamına gelir. Öte yandan, QPNM hesaplamasında, restorasyon kuvvetleri göz ardı edildiğinde EWSR (veya TRK) değeri %19 oranında aşılrken, bu kuvvetler hesaba katıldığında ise %12 oranında aşılr. Bu sebeple, hesaplama sürecinde restore edici kuvvetlerin dikkate alınması, EWSR'nin doğru bir şekilde sağlanması için büyük öneme sahiptir [109].

Ancak, literatürde belirtildiği gibi [203, 205], aktinit bölgesindeki çekirdeklerdeki PDR gücünün, dev dipol rezonansının çok altında olduğu ve küçük bir EWSR yüzdesine sahip olduğu bilinmektedir. Ne yazık ki, özellikle ^{237}Np için, PDR'nin doğası hakkında yapılmış deneysel bir çalışma mevcut değil ve ^{237}Np 'nin düşük enerjili bölgesini tanımlamak için sadece birkaç foto-nükleer reaksiyon deneyi yapılmıştır [77, 79, 84, 85]. Şekil 3.22 (a) ve (b) grafiklerinde, ^{237}Np çekirdeği için 5-12 MeV enerji aralığında hesaplanan foto-nükleer tesir kesitlerinin sonuçları, literatürde [77, 79, 84, 85] ^{237}Np için rapor edilen deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.



Şekil 3.22. 5-8 MeV ve 8-12 MeV enerji aralıklarında ^{237}Np için TGI-QPNM ile hesaplanan foto-nükleer tesir kesitlerinin mevcut deneysel verilerle karşılaştırılması [113].

Şekil 3.22'deki (a) ve (b) grafiklerinde gösterildiği gibi, bu tez çalışmasının ^{237}Np çekirdeğine dair elde edilen sonuçları, literatürde daha önce bildirilen verilerle genel uyumu kabul edilebilir hata sınırları içindedir. Veyssiere vd.'nin (1973) [79] çalışmalarında, 5-9 MeV enerji aralığı için deneysel veri bulunmamasına rağmen, diğer deneysel çalışmalarda aynı enerji aralığı için veriler mevcuttur [77, 84, 92]. 8-12 MeV aralığındaki uyarılma enerjisi için yapılan deneysel çalışmalara baktığımızda, Geraldo vd.'nin (2000) çalışması, diğer deneysel çalışmalara kıyasla çok daha az veri sağlamıştır [85]. Şekil 3.22 (a)'da sunulan deneysel verilerden, nötron ayrılma enerjisi etrafındaki belirgin tümsek yapıları ayırt edebiliriz. TGI-QPNM sonuçları, ^{237}Np için hem GDR hem de PDR bölgesindeki $E1$ dipol kuvvetinin karakteristik özelliklerinin tanımlanmasında önemlidir [113]. Bu yaklaşım sayesinde, deneysel veriler ve teorik sonuçlar arasında iyi bir uyum elde edilmiştir. Bu da TGI-QPNM yaklaşımının bu çekirdeğin GDR bölgesinin karakterizasyonu için oldukça başarılı olduğunu göstermektedir.

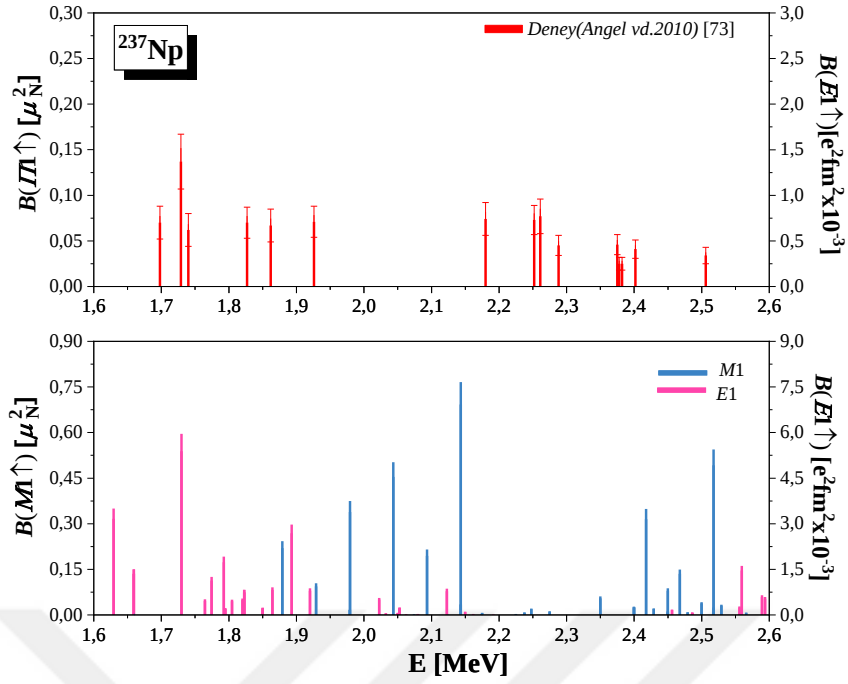
Tablo 3.9'da, ^{237}Np için belirli uyarılma enerjileri aralığında hesaplanan toplam $E1$ dipol gücü, ortalama rezonans enerjileri ve % EWSR oranları verilmektedir. Ayrıca Tablo C.3'te, ^{237}Np ve diğer Np izotopları için belirli uyarılma enerji aralıklarında hesaplanan toplam $E1$ dipol gücü, radyasyon genişlikleri ve ortalama rezonans enerjilerine göre dağılımı sunulmaktadır.

Tablo 3.9. ^{237}Np için TGI-QPNM $E1$ dipol gücü katkıları, ortalama rezonans enerjileri ve % EWSR oranı [113].

Çekirdek	$E_x [\text{MeV}]$	$\sum B(E1 \uparrow) e^2 fm^2$	$\bar{E}$	%EWSR TGI-QPNM
^{237}Np	5-8	1,41	7,27	1,15
	8-12	30,10	10,58	26,34
	12-15	40,00	13,77	27,26
	20-40	0,56	25,18	1,43
	0-40	76,0	12,57	97,15

Tablo 3.9'daki verilere göre şöyle bir sonuç çıkarılabilir: Bu yaklaşım, 5 MeV'nin altındaki enerjilerde zayıf bir $E1$ gücü ($\sum B(E1 \uparrow) \approx 0,17 e^2 fm^2$) verirken, 5-8 MeV enerji aralığında $E1$ gücü çok daha güçlü hale gelmektedir. Hesaplanan toplam $E1$ gücü ve enerji ağırlıklı toplam kuralının kesri (EWSR), 5-8 MeV aralığında (yani nötron ayrılma enerjisi S_n 'nin etrafındaki bölgede) $1,41 e^2 fm^2$ (%1,15) olarak belirlenmiştir. Bu enerji bölgesinde, $E1$ gücünün katkısı, GDR'nin düşük enerjili kuyruğundaki $E1$ uyarımlarının belirli bir nükleer dipol yapıya sahip olduğunu gösterir. ^{237}Np için $E1$ gücünün konsantrasyonu, daha hafif çekirdeklerdeki gibi bir eğilim göstermektedir [205].

Şekil 3.23'ün üst kısmındaki grafikte, Angell vd. [73] tarafından gerçekleştirilen NRF deney verileri, 1,7-2,5 MeV enerji aralığında gösterilmektedir. Şekil 3.23'ün alt kısmındaki grafikte ise ^{237}Np çekirdeği için TGI-QPNM ile hesaplanan $B(E1)$ ve $B(M1)$ değerlerinin enerjiye bağlı dağılımı verilmiştir. Tek-A'lı çekirdeklerde düşük enerjili dipol uyarımların araştırıldığı deneylerde parite tayini yapılamadığından, bu grafiklerin sağ ve sol dikey eksenlerindeki birimler, taban durumdan uyarılmış durumlara $E1$ ve $M1$ geçiş olasılıklarını alt panelde göstermektedir.



Şekil 3.23. ^{237}Np çekirdeğinde 1,7-2,5 MeV enerji aralığında QPNM ile hesaplanan dipol geçiş değerlerinin Angell vd.'nin [73] deney verileri ile karşılaştırılması.

Angell vd.'nin (2010) deney çalışmasında, ^{237}Np çekirdeğinin düşük modlu dipol gücü NRF yöntemi ile bremsstrahlung ışını kullanarak, 1,7 MeV'den 2,5 MeV'e kadar olan enerji bölgesinde 15 yeni seviye gözlemledi [73]. ^{237}Np için gözlemlenen seviyeler, önceki NRF deneylerinde gözlemlenen ^{235}U [70–72] ve ^{239}Pu [70] çekirdeklerindeki seviyelere benzer güce ve aynı enerji spektrumuna sahiptir. Ancak ölçülen seviye dağılımı, diğer iki çekirdekten farklı olarak 2 MeV öncesi ve sonrası enerji bölgelerine yayılmıştır. ^{237}Np 'nin NRF deney verilerinden, dipol gücünün $E \approx 1,7$ MeV, $E \approx 1,9$ MeV, $E \approx 2,3$ MeV ve $E \approx 2,4$ MeV enerjileri civarında kümелendiği görülmektedir. Şekil 3.23'te görüldüğü gibi $B(E1\uparrow)$ ve $B(M1\uparrow)$ gücü deney sonuçlarıyla uyumlu olarak $E \approx 1,7$ MeV, $E \approx 1,9$ MeV ve $E \approx 2,4$ MeV enerjileri civarında gruplaşmıştır. Deneyde $E \approx 2$ MeV civarında gözlenemeyen seviyeler teorik olarak öngörülerek, hesaplamalar bu enerji civarındaki M1 seviyelerinin E1 seviyelerine göre daha baskın olduğu sonucunu vermektedir. Öte yandan, teorik olarak, deneyde yaklaşık $E \approx 2,2-2,3$ MeV civarında gözlenen seviyelerin M1 karakterli olduğu öngörülmüştür. Ancak hesaplamalar, bu üç seviye için toplam M1 gücünü $\sum B(M1) = 0,195 \mu_N^2 (2,154 \times 10^{-3} e^2 fm^2)$ olarak tahmin ederken, deney 5 kat daha küçük bir değer olan $\sum B(M1) = 0,04 \mu_N^2 (0,442 \times 10^{-3} e^2 fm^2)$ elde etmiştir.

Tablo 3.10’da, ^{237}Np için 1,7-2,5 MeV enerji aralığındaki TGI-QPNM sonuçlarının Angell vd.’nin (2010) [73] deney verileri ile karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 3.10. ^{237}Np için 1,7-2,5 MeV enerji aralığında TGI-QPNM sonuçlarının Angell vd. (2010)’nın [73] deney verileri ile karşılaştırılması.

K^π	$\lambda 1$	Enerji [MeV]		$I_{cs}(\text{eV barn})$	
		Teori (TGI-QPNM)	Deney [73]	Deney [73]	Teori
3/2 ⁻	E1	1,63	1,698±0,5	5,3±1,4	15,30
7/2 ⁻	E1	1,73	1,729±0,2	10,6±2,3	69,57
3/2 ⁻	E1	1,76	1,740±0,4	4,8±1,4	2,44
5/2 ⁻	E1				12,5
3/2 ⁻	E1	1,82	1,827±0,6	5,7±1,4	2,65
7/2 ⁻					11,46
7/2 ⁻	E1	1,86	1,862±0,3	5,6±1,5	11,51
3/2 ⁺	M1	1,92	1,926±0,8	6,1±1,5	12,59
3/2 ⁺	M1	2,09	2,180±0,7	7,2±1,8	28,19
7/2 ⁺	M1	2,30	2,252±0,3	7,3±1,6	17,16
			2,261±0,5	7,8±1,9	
			2,288±0,3	4,6±1,1	
7/2 ⁺	M1	2,38	2,375±0,3	4,9±1,2	9,08
			2,378±0,3	2,7±0,7	
			2,382±0,3	2,7±0,7	
3/2 ⁺	M1	2,40	2,402±0,4	4,4±1,1	3,91
7/2 ⁺	M1	2,51	2,506±0,7	3,8±1,0	2,41

TGI-QPNM hesaplamaları, ^{237}Np çekirdeği için ^{235}U ve ^{239}Pu çekirdeklerine benzer olarak 2 MeV civarındaki geçişlerin zayıf $E1$ geçişleri olarak öngörmektedir. Tabar vd.’nin [111] 2017 yılındaki çalışmasında, Th ve U izotoplarının RI-QPNM hesaplamaları 1,5-4 MeV enerji aralığında $M1$ geçişlerini belirlemiş ve Tabar [110] 2019 yılındaki çalışmasında ^{239}Pu ’nun RI-QPNM hesaplamalarında aynı enerji aralığında yine $M1$ geçişlerini belirlemiştir. Bir sonraki çalışmada, Tabar vd. (2020), ^{235}U çekirdeği için aynı enerji aralığında, $M1$ uyarılmalarının yanı sıra $E1$ uyarılmalarını da hesaplamış ve bu enerji aralığında $M1$ geçişlerine göre daha az olmakla birlikte belirgin miktarda $E1$ geçişinin olduğunu göstermiştir [109]. Böylece, hesaplarımıza göre, ^{237}Np için 1,7-2,5 MeV enerji aralığındaki deneyde [73] gözlenen seviyelerin çoğunluğunu $M1$ geçişleri oluşturmakta ve az da olsa $E1$ seviyeleri $M1$ seviyelerine karışmaktadır. $E1$ geçişleri 2 MeV aşağısında kümelenmişken, $M1$ geçişleri 2 MeV’in yukarısında dağılım göstermektedir.

Tablo 3.11’de ^{237}Np çekirdeğinde taban durumdan uyarılmış durumlara geçişler için hesaplanan toplam $E1$ gücü $\sum B(E1\uparrow)$, toplam $M1$ gücü $\sum B(M1\uparrow)$, toplam $E1$ $\sum g\Gamma_0(E1\uparrow)$ ve $M1$ $\sum g\Gamma_0(M1\uparrow)$ radyasyon kalınlıkları, toplam indirgenmiş $E1$ $\sum g\Gamma_0^{\text{red}}(E1\uparrow)$ ve $M1$ $\sum g\Gamma_0^{\text{red}}(M1\uparrow)$ radyasyon kalınlıkları değerlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir. Tabloda yer alan toplam elektrik dipol geçişleri $e^2 \text{fm}^2 \times 10^{-3}$ ve toplam manyetik dipol geçişleri ise μ_N^2 ($1\mu_N^2 = 11.06 \times 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$) birimlerinde verilmiştir.

Tablo 3.11. ^{237}Np için 1,7-2,5 MeV enerji aralığında toplam radyasyon genişlikleri ile birlikte deneysel ve teorik $M1$ ve $E1$ dipol güç dağılımları.

K^π	Teori						Deney [73]		
	$\sum B(\Pi 1 \uparrow)$		$\sum g\Gamma_0(\Pi 1)$ [meV]		$\sum g\Gamma_0^{\text{red}}(\Pi 1)$ [meV · MeV ⁻³]		$\sum B(\Pi 1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\sum g\Gamma_0(\Pi 1)$ [meV]	$\sum g\Gamma_0^{\text{red}}(\Pi 1)$ [meV · MeV ⁻³]
$M1(E1)$	$M1$	$E1$	$M1$	$E1$	$M1$	$E1$	$M1+E1$	$M1+E1$	$M1+E1$
$5/2^\pm$	0,03	4,14	3,42	50	0,31	4,33	-	-	-
$3/2^\pm$	1,64	10,90	207	63	19	11,40	-	-	-
$7/2^\pm$	1,68	12,56	213	78	19,40	13,10	-	-	-
Toplam	3,35	27,60	423,4	191	38,71	28,83	0,92±0,06	94,7±23,34	10,6 ±2,62

Tablo 3.12’de, ^{237}Np için 1,5-4 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan uyarılma durumlarının seviye yapıları ve $B(E1\uparrow)$ değerleri ile aynı enerji aralığında ^{236}U çift-çift kor çekirdeği için TGI-QRPA ile hesaplanmış $\Delta K=0$ ve $\Delta K=1$ dallarına ait $B(E1\uparrow)$ değerleri ve fonon yapıları verilmiştir. Tablo 3.12’den görülmektedir ki $K_f = K_0 - 1$ seviyeleri tarafından paylaşılan $E1$ gücünün büyük bir kısmının (%66,7) $\{K_0 - 1, I_0 - 1\}$ kuantum sayılı seviyelerden gelmektedir. ^{236}U çift-çift çekirdeğinde 3,23 MeV (15 numaralı kor fononu için) uyarılma enerjisindeki $\Delta K=1$ seviyeli $E1$ geçişi için hesaplanan $B(E1\uparrow)=3,60 \times 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ indirgenmiş geçiş ihtimali, ^{237}Np komşu tek çekirdeğinde $K^\pi=3/2^-$ (3,23 MeV) ve $K^\pi=7/2^-$ (3,23 MeV) seviyeleri arasında hemen hemen eşit olacak şekilde paylaşılmıştır. $K^\pi=3/2^-$ seviyesine ait $B(E1\uparrow)=3,23 e^2 \text{fm}^2 \times 10^{-3}$ geçiş gücü $I^\pi=3/2^-$, $I^\pi=5/2^-$ ve $I^\pi=7/2^-$ seviyelerine sırasıyla $B(E1\uparrow)=1,08 \times 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$, $B(E1\uparrow)=0,46 \times 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ ve $B(E1\uparrow)=0,07 \times 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ olacak şekilde dağılmıştır.

Tablo 3.12. ^{237}Np 1,5–4 MeV enerji aralığındaki $K^\pi = K_0-1$, $K^\pi = K_0$ ve $K^\pi = K_0+1$ uyarılma seviyelerinin TGI-QPNM ile hesaplanan E_x enerjileri, $B(E1\uparrow)$ geçiş ihtimalleri ve yapıları, Burada sadece dalga fonksiyonuna en büyük katkıyı sağlayan kuaziparçacık $\otimes$ fonon bileşenleri verilmiştir, Son dört sütun ^{236}U çift-çift kor çekirdeği için TGI-QRPA ile hesaplanmış $\Delta K=0$ ve $\Delta K=1$ dallarına ait $B(E1\uparrow)$ değerleri ile fonon yapısını içermektedir.

Tek Çekirdek					Kor (Çift-çift çekirdek)				
I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2$] $\times 10^{-3}$	% [$Nn_z\Lambda$] $\Sigma \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$	θ_i [MeV]	$B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2$] $\times 10^{-3}$	Fonon Yapısı		
							$\psi^i(\tau)$	<i>İki</i> <i>Kuaziparçacık</i>	
^{237}Np	3/2 ⁻	3/2	3,50						
	5/2 ⁻	3/2	1,50						
	7/2 ⁻	3/2	0,25	%99,90[642] $\uparrow \otimes Q_1^{(11)}$	1,63 ₁	11,3	-0,99	<i>nn</i> 743 $\uparrow$ - 624 $\downarrow$	
	7/2 ⁻	7/2	5,96						
	5/2 ⁻	5/2	1,25	%99,90[642] $\uparrow \otimes Q_1^{(10)}$	1,77 ₁	1,85	1,00	<i>nn</i> 503 $\downarrow$ - 622 $\uparrow$	
	7/2 ⁻	5/2	0,50						
	5/2 ⁻	5/2	1,62	%99,90[642] $\uparrow \otimes Q_4^{(10)}$	2,55 ₄	2,33	1,00	<i>nn</i> 752 $\uparrow$ - 633 $\downarrow$	
	7/2 ⁻	5/2	0,65						
	3/2 ⁻	3/2	1,08						
	5/2 ⁻	3/2	0,46	%99,90[642] $\uparrow \otimes Q_{12}^{(11)}$	3,23 ₁₂	3,60	-1,00	<i>pp</i> 532 $\downarrow$ - 651 $\uparrow$	
	7/2 ⁻	3/2	0,07						
	7/2 ⁻	7/2	1,65						
	3/2 ⁻	3/2	0,72						
	5/2 ⁻	3/2	0,31	% 99,9[642] $\uparrow \otimes Q_{15}^{(11)}$	3,69 ₁₅	2,34	-1,00	<i>pp</i> 624 $\uparrow$ - 505 $\uparrow$	
	7/2 ⁻	3/2	0,05						
	7/2 ⁻	7/2	1,13						

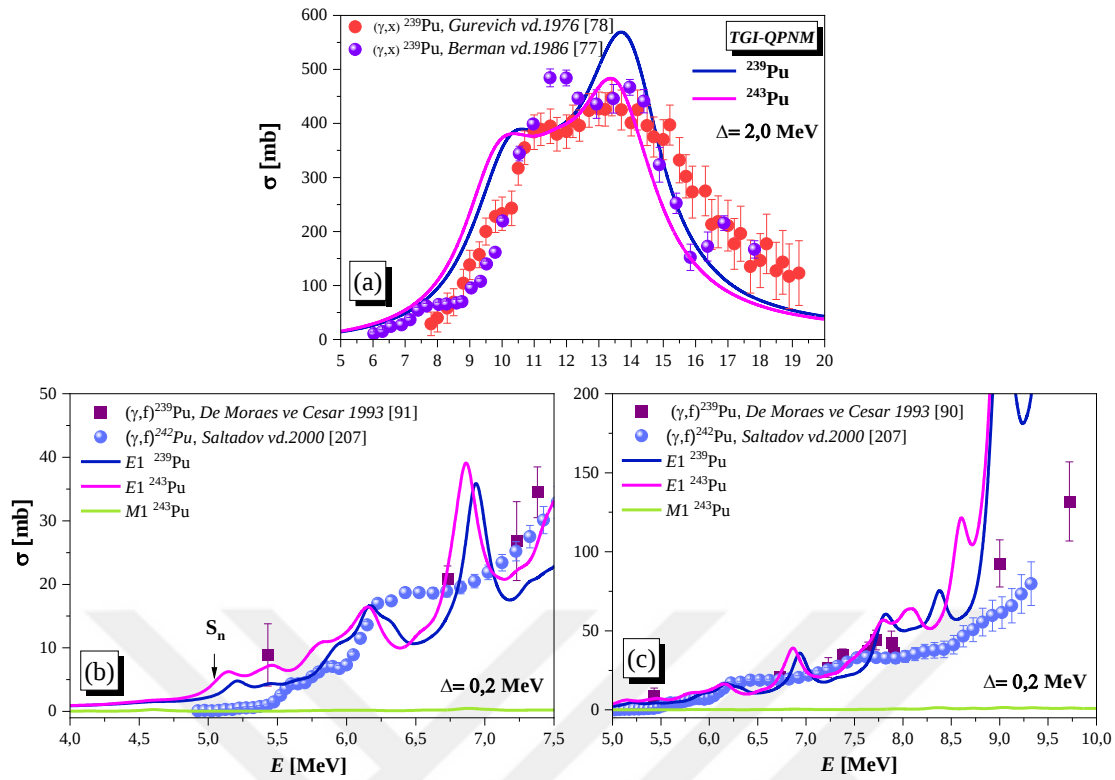
Burada, ^{236}U çekirdeğinde tek kalan nötronun $E1$ uyarılmalarında gözlemci rolü üstlendiği, dolayısıyla çift-çift ^{237}Np 'ye benzer bir $E1$ dağılımı gösterdiği ve bu doğrultuda $E1$ spektrumunda da önemli bir ölçüde değişikliğe neden olmayacağı sonucunu çıkarabiliriz. Tablo 3.12'den açıkça görülmektedir ki 1,5-4 MeV enerji aralığındaki $E1$ geçişlerine en büyük katkı, ^{237}Np izotopunda $[642]\uparrow \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$ konfigürasyonuna sahip kuaziparçacık $\otimes$ fonon karışımından gelmektedir. $Q_i^{(\lambda\mu)}$ phonon operatöründe λ titreşimin çok kutup derecesini (ki dipol titreşimler için $\lambda = 1$), μ titreşimin açısal momentumunun simetri eksenini üzerindeki iz düşümünü ($\Delta K=0$ durumunda $\mu=0$, $\Delta K=\pm 1$ durumunda ise $\mu=1$) ve i fonon numarasını temsil etmektedir. İncelenen bu çekirdekte baskın olan kuaziparçacık $\otimes$ fonon bileşeninin dalga fonksiyonunun normuna katkısı %98'i aşmaktadır. Böylece, ^{237}Np çekirdeğinde 1,5-4 MeV enerji aralığındaki $E1$ uyarılma seviyelerinin saf kuaziparçacık $\otimes$ fonon uyarılmaları olarak kabul edilebilir. Tek çekirdeklerin kuaziparçacık $\otimes$ fonon uyarılmalarına katkı sağlayan ve koru olan çift-çift çekirdeğin (^{236}U) fonon yapılarının çok sayıda iki kuaziparçacık konfigürasyona sahip olmaları, güçlü kolektif yapıda

oldukları sonucunu verir. Ancak, Tablo 3.12'deki ^{237}Np izotopunun $K^\pi = K_0 - 1$, $K^\pi = K_0$ ve $K^\pi = K_0 + 1$ seviyelerine ait kor fonon enerjilerinin çok az sayıda iki kuazi parçacık konfigürasyonuna sahip olması, bu seviyelerin kolektif yapıda olmadığını göstermektedir.

3.4. $^{239,243}\text{Pu}$ İzotopları İçin Teorik Sonuçlar

Gelecekte hızlı-nötron kaynaklı yeni nesil nükleer reaktörlerde popüler bir yakıt seçeneği olması beklenen yüksek nötron zenginliğine sahip ^{239}Pu ve ^{243}Pu çekirdeklerin nükleer yapı özelliklerinin belirlenmesi, nükleer yakıt döngüsü ve enerji üretimi açısından büyük önem taşır [47]. Bu sebeple, foto-nükleer reaksiyon tesir kesit ölçümleri son derece önemlidir ve farklı dipol rezonans yapılarının daha iyi anlaşılmasına yardımcı olabilir.

Bu amaçla, $^{239,243}\text{Pu}$ çekirdeklerinin farklı uyarılma enerjilerindeki dipol tepkilerini açıklamak için TGI - ve RI - QPNM yaklaşımları kullanılarak $E1$ ve $M1$ foto-soğurma tesir kesitleri hesaplanmıştır. Hesaplanan tesir kesitleri Şekil 3.24'te deneysel verilerle karşılaştırılarak sunulmuştur. TGI-QPNM yaklaşımıyla belirlenen $B(E1)$ geçiş ihtimalleri ve Lorentziyen dağılım güç fonksiyonu yöntemi kullanılarak, $E1$ dipol spektrumunda GDR ve PDR'nin maksimum pik enerjisi, bu piklere karşılık gelen maksimum tesir kesitleri ve rezonansların genişlikleri elde edilmiştir. GDR bölgesinde, ^{243}Pu için yapılan hesaplamalar ve Oslo verileri benzer sonuçlar gösterir. Bu sonuçlar arasında maksimum enerji değerleri (~ 11 ve 14 MeV), maksimum tesir kesiti değerleri (~ 300 ve ~ 400 mb) ve genişlikleri (~ 3 ve ~ 5 MeV) yer almaktadır. PDR bölgesinde, $^{239,243}\text{Pu}$ için elde edilen maksimum pik enerjileri sırasıyla ~ 5 ve ~ 7 MeV, bunlara karşılık gelen tesir kesit değerleri sırasıyla ~ 5 ve ~ 15 mb ve rezonans genişlikleri sırasıyla $\sim 1,5$ ve ~ 1 MeV'dir. Daha önce yaptığımız çalışmalarda [109, 113, 114, 116, 206], tek-A'lı deforme çekirdeklerde, GDR'nin $\Delta K=0$ ve $\Delta K=1$ dallarına ayrılması sonucunda Δ parametresi ile GDR'nin genişliğinde bir genişleme öngörülmüştür. Bu çalışmada da, GDR'nin güçlü deformasyon ile bölündüğü genel olarak kabul edildiğinden, foto-soğurma tesir kesitinde benzer bir eğilim gözlemlenmiştir (Şekil 3.24 (a)'ya bakınız).



Şekil 3.24. $^{239,243}\text{Pu}$ 'daki cüce ve dev dipol rezonansları için deneysel verilerle [77, 78, 91, 207] birlikte foto-soğurma tesir kesitleri [132].

Şekil 3.24'te tez kapsamında yapılan TGI-QPNM hesaplamaları, Gurevich vd. [78], Berman vd. [77], De Moraes vd.[91] tarafından ^{239}Pu için (γ, x) reaksiyonu ile ölçülen tesir kesitleri ve Soldatov vd.'nin [207] ^{242}Pu için yaptığı (γ, f) reaksiyon tesir kesiti ölçümleri gösterilmektedir. Diğer Pu izotopları için henüz tesir kesiti ölçüm verileri mevcut değildir. Bu deneysel çalışmalardan görülmektedir ki, ^{239}Pu ve ^{243}Pu izotoplarının GDR spektrumları benzer bir dağılım göstermektedir. TGI-QPNM sonuçları karşılaştırıldığında ^{243}Pu izotopunun ikinci maksimumu ^{239}Pu 'unkinden yaklaşık 100 mb daha düşüktür. Bu durum, benzer kütleyle sahip izotoplarda (örneğin $^{233-239}\text{U}$ gibi) da görülen bir durumdur ve $E1$ kuvveti için EWSR (veya Thomas–Reiche–Kuhn) toplam kuralı tarafından da desteklenmektedir [114]. ^{243}Pu 'da PDR bölgesi, 5 ile 9 MeV arasındaki enerjilerde izovektör (IV) $E1$ EWSR'nin %2'ye kadarını oluştururken, GDR bölgesi 8 ile 18 MeV arasındaki $E1$ EWSR'nin %95'ini oluşturur. Tabar vd.'nin çalışmasında [114], ^{239}U çekirdeğinin fotonükleer tesir kesitleri TGI-QPNM kullanılarak elde edilmiştir ve aynı çalışmada çift-çift ^{238}U çekirdeği için sunulan TGI-QRPA sonuçlarıyla benzerlik göstermiştir. Başka bir çalışmada [109], çift-çift çekirdek ^{168}Er 'nin deneysel verileriyle karşılaştırılan ^{169}Tm için benzer sonuçlar elde edilmiştir.

Çekirdeğe bir nükleon eklenmesinin GDR spektrumunu önemli ölçüde etkilemediği sonucu [157], ^{243}Pu ve ^{242}Pu izotoplarının teorik $E1$ spektrumlarında da elde edilmiştir. ^{243}Pu için deneysel veri mevcut olmadığından, bu çekirdek için elde edilen TGI-QPNM sonuçları ^{242}Pu çekirdeğinin deneysel verileriyle karşılaştırılmıştır.

Tablo 3.13’de, $^{239,243}\text{Pu}$ izotoplarının $E1$ ve $M1$ geçişleriyle ilgili hesaplanan toplam kuralları (σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2}) ve ^{239}Pu izotopunun deneysel verileri karşılaştırılmıştır.

Tablo 3.13. $^{239,243}\text{Pu}$ izotopları için hesaplanan toplam kurallarının deneysel verilerle karşılaştırılması [132].

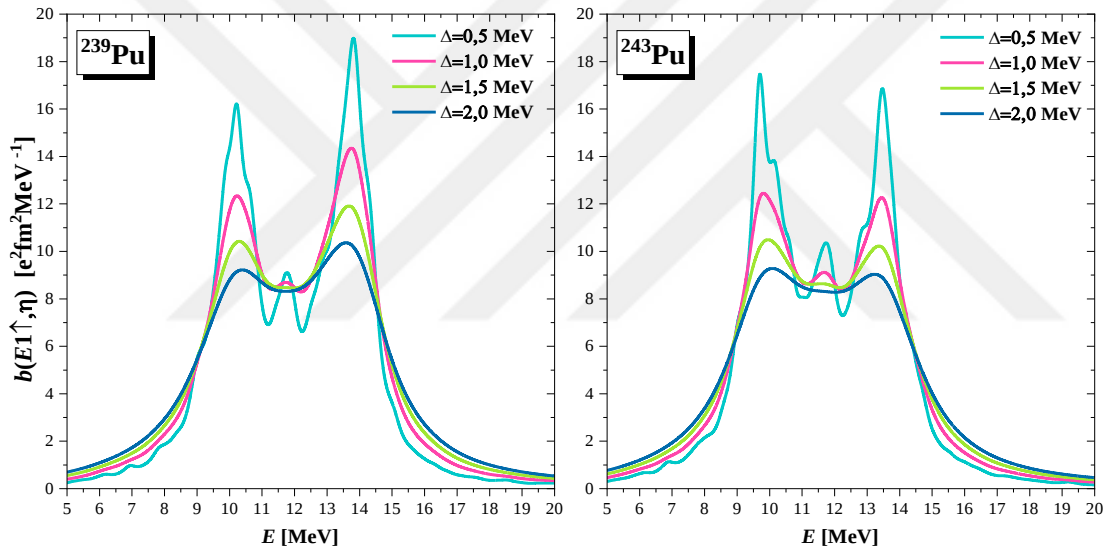
Çekirdek	E MeV	λ_1	K^π	σ_{-2} mb, MeV ⁻¹	σ_{-1} mb	σ_0 MeV·b	σ_0 0,06NZ/A	σ_{+1} MeV ² . b	σ_{+2} MeV ³ .b
^{239}Pu	Teo.	E1	1/2 ⁻	1,26	9,96	0,08	0,02	0,65	5,38
			1/2 ⁻	0,33	2,62	0,02	0,001	0,17	1,33
			3/2 ⁻	0,35	2,75	0,02	0,001	0,17	1,39
			Toplam	1,94	15,33	0,12	0,04	0,99	8,10
		M1	1/2 ⁺	0,17	1,28	0,01	-	0,08	0,68
			1/2 ⁺	0,07	0,47	0,00	-	0,03	0,19
			3/2 ⁺	0,06	0,48	0,00	-	0,04	0,19
			Toplam	0,30	2,23	0,01	-	0,15	1,06
	8-18	E1	1/2 ⁻	12,16	128,88	1,37	0,40	15,01	165
			1/2 ⁻	6,48	83,91	1,10	0,32	14,53	195
			3/2 ⁻	6,44	83,19	1,09	0,32	14,44	193
			Toplam	25,09	295,98	3,56	1,04	43,98	554
		M1	1/2 ⁺	0,15	1,40	0,00	-	0,12	1,19
			1/2 ⁺	0,18	1,95	0,02	-	0,25	2,84
			3/2 ⁺	0,18	1,94	0,02	-	0,25	2,88
			Toplam	0,51	5,29	0,04	-	0,62	6,91
	Den ^a	-	-	19±2	232±26	2,97±0,34	0,87±0,1	-	-
	Den ^b	8-18	-	19,6	235	2,93	0,86	-	-
^{243}Pu	Teo.	E1	7/2 ⁻	1,80	14,42	0,10	0,02	1,00	7,56
			5/2 ⁻	0,43	3,38	0,02	0,001	0,21	1,71
			9/2 ⁻	0,44	3,40	0,03	0,001	0,21	1,69
			Toplam	2,67	21,2	0,15	0,022	1,41	10,9
		M1	7/2 ⁺	0,18	1,32	0,00	-	0,09	0,69
			5/2 ⁺	0,07	0,49	0,00	-	0,02	0,26
			9/2 ⁺	0,10	0,69	0,00	-	0,01	0,26
			Toplam	0,35	2,50	0,00	-	0,12	1,21
	8-18	E1	7/2 ⁻	12,31	126,67	1,32	0,38	13,95	150
			5/2 ⁻	6,2	77,55	0,99	0,29	12,72	165
			9/2 ⁻	6,3	78,1	0,99	0,29	12,70	165
			Toplam	24,81	282,32	3,30	0,96	39,37	480
		M1	7/2 ⁺	0,15	1,38	0,00	-	0,10	0,38
			5/2 ⁺	0,20	2,16	0,00	-	0,27	3,11
			9/2 ⁺	0,19	2,12	0,00	-	0,27	3,17
			Toplam	0,54	5,66	0,00	-	0,64	6,66

^aGurevich vd.,1976 [78]

^bBerman vd.,1986 [77]

$B(E1)$ güç dağılımı, $\Delta=0,2$ MeV’lik bir Lorentziyen dağılımı kullanılarak hesaplandığında, PDR bölgesinde belirli alt yapıların (substructure) oluşabileceğini gösterir. Orta (b) ve alt (c) panellerinde, $^{239,243}\text{Pu}$ için 5,5, 6,2, 6,7 ve 7,8 MeV enerjilerindeki toplam tesir kesitleri, belirgin tepeler oluşturur. Bunun yanısıra manyetik $M1$ geçişleri, nötron ayrılma enerjisinin üzerindeki bölgede genellikle spin-flip kısmı makas rezonansından (yaklaşık 2-4 MeV) daha yüksek enerjilerde meydana gelir ve $E1$ geçişlerine göre daha zayıftır. Bu geçişlerin genellikle 5–9 MeV aralığında gerçekleştiği belirlenmiştir.

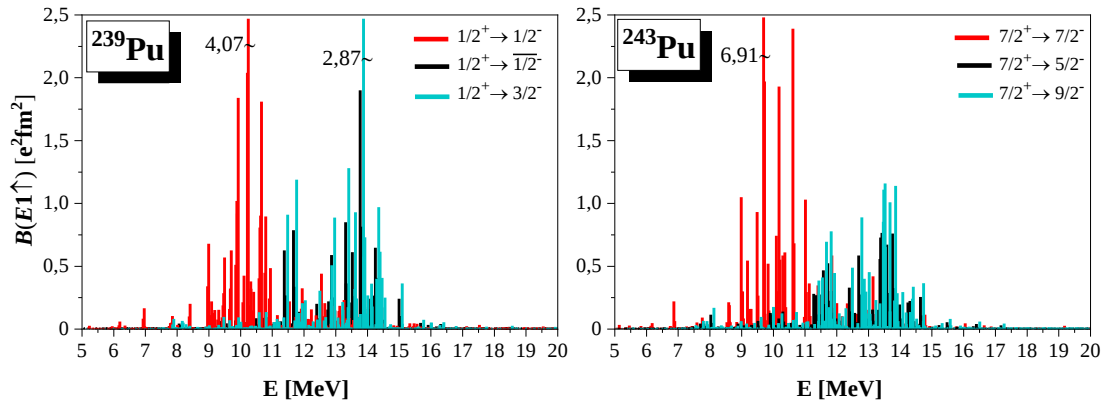
Şimdi, $^{239,243}\text{Pu}$ izotopları için TGI-QPNM yaklaşımıyla elde edilen $B(E1)$ geçiş ihtimalleri ve farklı Δ parametreleri ile belirlenen $b(E1\uparrow)$ kuvvet fonksiyonlarının bu izotopların GDR spektrumu üzerindeki etkisini değerlendireceğiz (Şekil 3.25).



Şekil 3.25. $^{239,243}\text{Pu}$ izotoplarının GDR pikleri üzerinde Δ parametresinin etkisi.

Şekil 3.25’den açıkça görüldüğü üzere, $^{239,243}\text{Pu}$ izotoplarında GDR’nin pik enerjileri üzerinde etkili olan ortalama Δ parametresi, rezonans eğrisinin boyutuna (tesir kesit değerleri), yüzeyine ve rezonans enerji aralığına yönelik değişimleri göstermektedir. Bu parametrenin çok küçük bir değerle seçilmesi, spektrumun daha fazla pikli bir yapıda görünmesi ve daha küçük geçişlerin ihmal edilmemesi anlamına gelir.

Şekil 3.26, bu izotopların PDR ve GDR enerji bölgelerinin $\Delta K=0$ ve $\Delta K=\pm 1$ dallarına göre $E1$ spektrum dağılımı hakkında bilgi sunmaktadır (ayrıca bkz. Tablo C.4).

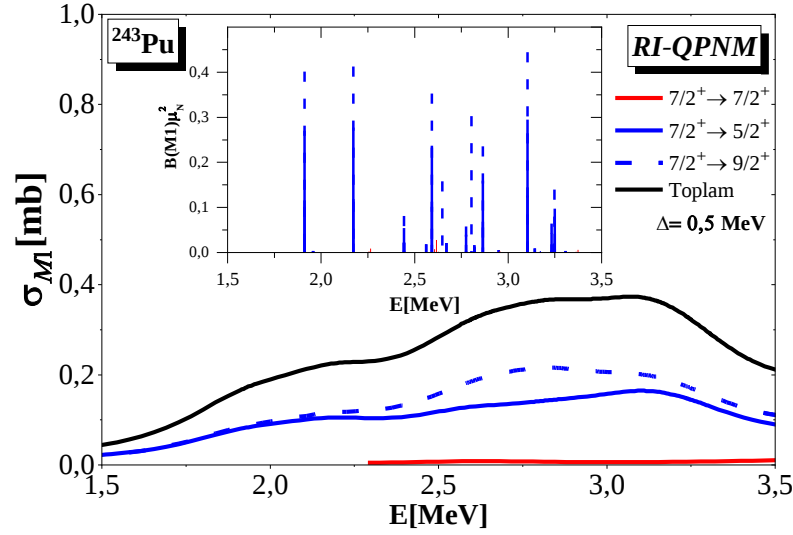


Şekil 3.26. $^{239,243}\text{Pu}$ izotopları için $E1$ spektral dağılımı.

Şekil 3.26’da görülebileceği gibi, bu (kuaziparçacık $\otimes$ fonon) etkileşimleri tek fononlu durumların parçalanmasına yol açar. Bu parçalanmanın etkisiyle, düşük enerjili 1^- durumları (PDR enerjisinde bölge) genellikle tek fonon bileşenleri ile oluşur. Yani, $^{239,243}\text{Pu}$ çekirdeklerinde, GDR’nin düşük enerji kuyruğu $E1$ gücü dağılımını bir miktar etkiler. Kuaziparçacık (bir ve üç kuaziparçacık ($1\text{qp} + 3\text{-qp}$), beş kuaziparçacık (5-qp) vb.) artı fonon durumları göz önüne alındığında, bu karmaşık konfigürasyonlar önce parçalanır ve sonrasında uyarılmış seviyelerde kayma gözlenir. Buna göre, bir-kuaziparçacık (1qp) konfigürasyonları $E1$ gücü dağılımını çok fazla etkilemez [208–210]. Ancak, bu tür konfigürasyonların dahil edilmesi, $E1$ (veya $M1$) geçiş operatörüyle ilişkili matris elemanlarının ve $E1$ (veya $M1$) uyarılmış enerji seviyelerinin dağılımında değişikliklere neden olabileceğinden hala önemli bir etkiye sahip olabilir. $^{239,243}\text{Pu}$ izotoplarının $E1$ spektrumlarını güvenilir bir şekilde incelemek istiyorsak, bu izotopların bir nötron eksikliği olan $^{238,242}\text{Pu}$ izotoplarının $E1$ güç dağılımlarını doğru bir şekilde tanımlanması gereklidir. Bu nedenle, Şekil 3.26’daki spektral dağılımlarda görülen maksimum yapılarının altında yatan konfigürasyonlar, Tablo D.5 ve D.6’daki tablolarda verilmiştir. Çift-çift kor çekirdeğinin ($^{238,242}\text{Pu}$) dışında kalan tek nükleonun, tek-A’lı çekirdeğin $E1$ spektrumundaki toplam $E1$ gücüne ve uyarılma enerjilerine kayda değer bir etkisi yoktur (bkz.Tablo D.5 ve D.6). Ayrıca, çift çift çekirdekte tek A’lı çekirdeklere geçerken seviye parçalanmasının büyük ölçüde artması beklenir. Tablo D.5 ve D.6’da, tek-kuaziparçacık bileşenle eşleştirilmiş kuazi-parçacık $\otimes$ fonon konfigürasyonlarını yer almaktadır. Çift-çift çekirdeğin TGI-QRPA ile hesaplanan fonon yapısında [129, 130], elektrik dipol seviyeleri esas olarak saf nötron ve/veya proton iki-kuaziparçacık konfigürasyonlarıyla verilir.

^{239}Pu izotopu için, $E1$ operatörünün $\Delta K=0, \pm 1$ bileşeni, taban durumdan uyarılmış durumlara $E1$ geçişleri $K_f I_f = 1/2^- 1/2, 3/2^- 1/2, \overline{1/2}^- 1/2, 1/2^- 1/2, 3/2^- 3/2, 3/2^- 3/2$ ile verilir. ^{243}Pu izotopu için ise, $E1$ operatörünün $\Delta K=0, \pm 1$ bileşeni, taban durumdan uyarılmış durumlara $E1$ geçişleri $K_f I_f = 7/2^- 7/2, 9/2^- 7/2, 5/2^- 5/2, 7/2^- 5/2, 9/2^- 5/2$ ve $I_f K_f = 9/2^- 9/2$ ile verilir [117]. ^{243}Pu 'nın GDR spektrumunun ilk ve ikinci maksimum enerjilerine sahip geçişler için sayısal bir örnek vererek bu durumu açıklayalım. ^{242}Pu 'da $\Delta K=0$ dalına ait en güçlü $B(E1 \uparrow) = 2,94 e^2 fm^2$ geçiş ihtimali $E_x=10,60$ MeV uyarılma enerjisinde ortaya çıkarken, ^{243}Pu 'da bu enerjiye tekabül eden $B(E1 \uparrow)$ geçiş gücü $K_f I_f = 7/2^- 7/2$ ve $K_f I_f = 9/2^- 7/2$ seviyeleri arasında sırasıyla $B(E1 \uparrow) = 2,39 e^2 fm^2$ ve $B(E1 \uparrow) = 0,68 e^2 fm^2$ olarak dağılır. ^{242}Pu 'da $\Delta K=1$ dalına ait en güçlü $B(E1 \uparrow) = 2,29 e^2 fm^2$ geçiş ihtimali, $E=13,75$ MeV uyarılma enerjisinde görülürken, ^{243}Pu 'da bu enerjiye karşılık gelen $B(E1 \uparrow)$ geçiş gücü $K_f I_f = 5/2^- 5/2, 7/2^- 5/2, 9/2^- 5/2$ ve $I_f K_f = 9/2^- 9/2$ seviyeleri arasında sırasıyla $B(E1 \uparrow) = 0,76 e^2 fm^2$, $B(E1 \uparrow) = 0,33 e^2 fm^2$, $B(E1 \uparrow) = 0,05 e^2 fm^2$ ve $B(E1 \uparrow) = 1,14 e^2 fm^2$ olarak dağılır. Çift-çift çekirdeklerde olduğu gibi [129, 130], GDR spektrumundaki bu iki izotopun birinci ve ikinci maksimumları sırasıyla $\Delta K = 0$ ve $\Delta K = \pm 1$ $E1$ kuvvetlerinde yoğunlaşmıştır (Bakınız Tablo D.5). PDR enerji bölgesinde, $E1$ maksimumları, $\Delta K = 0$ ve $\Delta K = \pm 1$ dalları ile baskın tek kuaziparçacık $\otimes$ fonon konfigürasyonlarına sahiptir (bkz. Tablo D.6).

Şekil 3.27, deforme ^{243}Pu çekirdeğindeki $M1$ geçişleri için tesir kesit değerlerini göstermektedir. Tek-A'lı deforme çekirdek durumunda, geçiş kuvveti $B(M1 \uparrow)$, $\Delta K = 0, \pm 1$ değerine sahiptir. ^{243}Pu 'nın foto-soğurma tesir kesiti için hesaplamalar, spin ve parite $K^\pi = 5/2^+, 7/2^+, 9/2^+$ ve $E = 4$ MeV'ye kadar uyarılma enerjileri ile tüm düşük-enerjili $M1$ uyarılma durumlarını içerir. Şekil 3.27'de ^{243}Pu çekirdeği için verilen $M1$ spektrumu, $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{237,239}\text{U}$ ve ^{239}Pu çekirdekleri için Tabar vd. (2017 ve 2019) tarafından yapılan çalışmalarda spektral dağılımla çelişmemektedir [110, 111]. ^{243}Pu için, hesaplanan $M1$ uyarılmaları 1,5–3,5 MeV enerji bölgesinde toplanır ve yaklaşık $6\mu_N^2$ toplam $B(M1 \uparrow)$ geçiş gücü ile 2,5 MeV civarında merkezlenir.



Şekil 3.27. ^{243}Pu 'daki makas rezonansı için foto-soğurma tesir kesiti.

Daha önce, $M1$ makas mod rezonansı, $^{231-233}\text{Th}$, $^{232,233}\text{Pa}$, $^{237-239}\text{U}$, ^{238}Np , ^{239}Pu ve ^{243}Pu çekirdekleri için Oslo grubu tarafından deneysel olarak gözlemlenmiştir [93–97, 99]. Oslo yönteminin kullanıldığı Laplace vd. (2016)'nın çalışmasında, ^{243}Pu için 1,5-3,5 MeV enerji aralığında çift zirveli bir $M1$ gücünün (makas rezonansın) varlığı ve bu gücün $2,42 \pm 0,05$ MeV'lik ortalama bir enerji merkezinde yerleşen toplamda $10,1 \pm 1,5 \mu_N^2$ 'lik bir güç olduğu rapor edilmiştir.

Tablo 3.14'de, Oslo verileriyle birlikte toplam güç ve ortalama rezonans enerjisi, 4 MeV'nin altındaki enerjileri kapsayacak şekilde listelenmiştir. Ayrıca, RI-QPNM [111] hesaplamaları, makas rezonansının (SR) tek kütle numaralı aktinitler için deneysel olarak gözlemlenen ayrılmayı açıklamaya yardımcı olabilecek iki modu (yani, yörüngesel ve spin kısımları) içerdiğini öngörür. Hesaplamalar ayrıca $M1$ spektrumunun ^{243}Pu için 4 MeV altındaki spin ($K^\pi=5/2^+(\sum B_\sigma(M1 \uparrow) = 0,22 \mu_N^2)$; $9/2^+(\sum B_\sigma(M1 \uparrow) = 0,15 \mu_N^2)$) ve yörünge ($K^\pi=5/2^+(\sum B_l(M1 \uparrow) = 2,92 \mu_N^2)$; $9/2^+(\sum B_l(M1 \uparrow) = 2,80 \mu_N^2)$) kısımlarının katkılarını da verir. Tablo 3.14'de gösterilen Tek-A'lı aktinit çekirdeklerinin RI-QPNM hesaplamalarına ek olarak, Tabar vd. ^{239}Pu için de RI-QPNM hesaplamalarında benzer sonuçlar göstermiştir [110]. 4 MeV'nin altında, yörünge geçişleri baskınken, spin karakter durumlarının toplam $M1$ gücüne katkısı kıyaslandığında çok küçüktür. Ek olarak, ^{239}Pu [110] için 2–4 MeV'deki toplam $M1$ kuvveti ve ortalama uyarılma enerjisi sırasıyla $2,75 \mu_N^2$ ve 2,5 MeV olarak verilmiştir.

Tablo 3.14. ^{243}Pu ve diğer tek-A’lı aktinit çekirdeklerinde 4 MeV’nin altındaki toplam M1 güçleri ve rezonans enerjileri için hesaplanan RI-QPNM sonuçlarının Oslo verileriyle [111] karşılaştırılması [132].

Çek.	Deney (Oslo Metot)						Teori (RI-QPNM)	
	Aşağı rezonans		Yukarı rezonans		Toplam		$\Sigma B(M1 \uparrow)$	$\bar{E}$
	$\Sigma B(M1 \uparrow)$	$\bar{E}$	$\Sigma B(M1 \uparrow)$	$\bar{E}$	$\Sigma B(M1 \uparrow)$	$\bar{E}$		
	$[\mu_N^2]$	[MeV]	$[\mu_N^2]$	[MeV]	$[\mu_N^2]$	[MeV]		
$^{231}\text{Th}^{a,c}$	6,9(11)	2,30(15)	3,4(13)	3,15(15)	10,3(17)	2,58(15)	4,07	2,45
$^{233}\text{Th}^{a,c}$	6,5(12)	1,85(10)	4,3(11)	2,70(20)	10,8(16)	2,19(15)	4,89	2,39
$^{237}\text{U}^{a,c}$	5,9(10)	2,15(10)	2,9(11)	2,90(20)	8,8(15)	2,40(14)	5,66	2,56
$^{239}\text{U}^{a,c}$	4,2(10)	2,00(10)	4,5(11)	2,80(15)	8,8(14)	2,41(15)	5,79	2,66
$^{243}\text{Pu}^b$	4,8(9)	1,99(4)	5,3(12)	2,81(5)	10,1(15)	2,42(5)	5,65	2,72

^aGuttormsen vd., 2014 [96]

^bLaplace vd., 2016 [94]

^cTabar vd., 2017 [111]

$E1$ durumlarının, genellikle “makas” rezonansı olarak kabul edilen aynı 2–4 MeV enerji aralığında M1 uyarımlarıyla karıştığını ortaya koyar. Ayrıca, 4-8 MeV ve 8-20 MeV enerji aralıklarında bulunan PDR ve GDR enerji bölgelerinde, güçlü $E1$ geçişleri mevcuttur ve bu $E1$ geçişlerine kıyasla daha zayıf M1 geçişleri ile dikkate değer bir farklılık gösterir. Bu enerji bölgelerindeki hem M1 hem de $E1$ spektrumlarının toplam güçleri ($e^2 fm^2 \times 10^{-3}$ biriminde verilmiştir; $1\mu_N^2 = 11,06 \times 10^{-3} e^2 fm^2$) ve indirgenmiş radyasyon genişlikleri Tablo 3.15’te verilmiştir.

Tablo 3.15. 0–20 MeV enerji aralığında hesaplanan indirgenmiş M1 ve $E1$ radyasyon genişlikleri, toplam güçleri ve sahte katkıları (%) [132].

E_x [MeV]		0-2,4 MeV	2,4-4 MeV	0-4 MeV	4-8 MeV	8-20 MeV
$\Sigma B(\Pi 1 \uparrow) [e^2 fm^2 \times 10^{-3}]$	M1	20,68	44,13	63,04	81,06	249,18
	E1	47,60	27,70	75,3	1830	70000
$\Sigma g\Gamma_0(\Pi 1) [meV \times 10^3]$	M1	0,15	1,16	1,31	5,677	37,10
	E1	0,22	0,97	1,19	665	127000
$\Sigma g\Gamma_0^{red}(\Pi 1) [meV MeV^{-3}]$	M1	15,92	37,88	53,80	247	81,30
	E1	49,80	29,00	78,80	1920	73200
$\% \langle spur, \psi_j(K^\pi) \rangle^2$	M1	31,00	63,00	94	2,50	3,50
	E1	0,80	-----	0,80	88	11,20

Tablo 3.15’te gösterildiği gibi, QPNM 0–2,4 MeV enerji aralığında $E1$ geçiş gücü (%70) M1 geçiş gücüne (%30) göre toplam dipol spektrumunda daha belirgin bir şekilde öne çıkmaktadır. Ayrıca, QPNM $E1$ seviyeleri için 2,4–4 MeV enerji aralığında M1 için olduğundan çok daha düşük bir geçiş gücü sağlar.

4. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez kapsamında, ilk kez TGI-QPNM yöntemini kullanarak $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{233,235,237,239}\text{U}$, ^{237}Np ve $^{239,243}\text{Pu}$ izotopları için 20 MeV'e kadar olan enerjilerde taban ve uyarılmış durumlar arasındaki elektrik dipol geçişleri analiz edilmiştir. Elde edilen sonuçlar, mevcut deneysel verilerle birlikte değerlendirilmiştir.

Bu tez çalışmasında, $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{233,235,237,239}\text{U}$, ^{237}Np ve $^{239,243}\text{Pu}$ izotopları için gerçekleştirilen TGI-QPNM analizinden elde edilen önemli sonuçlar şunlardır:

- Tez çalışmasında, Pyatov yöntemiyle yapılan hesaplamalarda simetri ihlalleri dikkate alınmış ve sonuçlar, sıfır enerjili sahte durumların yalnızca 7-12 MeV enerji aralığındaki gerçek $E1$ uyarılma rezonans bölgesine karıştığı, ancak bu seviyelerin katkı miktarının %20'yi aşmadığı belirlenmiştir.
- Elde edilen sonuçlar, öteleme ve Galileo Değişmezliği'nin restore edildiği ve sahte durumların gerçek titreşim durumlarından ayrıldığı durumda EWSR'nin doyuma ulaştığını ortaya koymuştur (bkz. Şekil 3.21),
- $^{233,235}\text{U}$, ^{237}Np ve ^{239}Pu çekirdeklerinin TGI-QPNM fotosöğurma tesir kesiti değerleri ve GDR enerji bölgesi için hesaplanan tesir kesit momentleri, bu çekirdeklerin deneysel tesir kesit verileri ile %85-90 oranında başarılı bir uyum sağladığı gösterilmiştir.
- $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{233,235,237,239}\text{U}$, ^{237}Np ve $^{239,243}\text{Pu}$ çekirdekleri için TGI-QPNM yaklaşımının, toplam tesir kesitinde (σ_0) TRK toplam kuralını sağladığı ve ^{235}U , ^{237}Np ve ^{239}Pu için bu değeri yaklaşık %5-15 oranında aştığı belirlenmiştir. Bu sonuçlar, $E1$ geçişlerinin nadir olsa da yüksek enerjilerde görülebileceğine işaret etmektedir.
- Bu tez kapsamında incelenen çekirdeklerin TGI-QPNM hesaplamaları, makas rezonans enerji aralığında zayıf $E1$ geçiş gücüne işaret etmektedir. Bunun yanı sıra, $^{231,233}\text{Th}$, $^{237,239}\text{U}$ ve ^{243}Pu çekirdeklerinde düşük enerjili dipol

uyarılma hesaplamalarında, $M1$ geçiş gücü ve genişliği için RI-QPNM sonuçları (1,5–4 MeV enerji bölgesi) [111, 132], Oslo verilerine [94, 96] kıyasla biraz daha düşük bulunmuştur. Bu tutarsızlığın muhtemel açıklaması, Oslo yönteminde makas rezonansının sadece nükleer çekirdeğin taban durumu üzerine değil, tüm uyarılmış durumlar üzerine inşa edilmesi olabilir.

- Tez çalışmasında incelenen deforme aktinit çekirdeklerin deformasyon etkisiyle PDR ve GDR'nin $\Delta K = 0$ ve $\Delta K = 1$ dalları arasında bölünmeye yol açtığını ve bu iki rezonansın farklı davranış sergilediği gösterilmiştir. GDR'ye ait $\Delta K = 0$ ve $\Delta K = 1$ dalları, 8 MeV üzeri uyarılma enerjilerinde görülmüş ve bu rezonansın $\Delta K = 0$ dalı $\Delta K = 1$ dalından daha düşük bir enerji bölgesine yayıldığı tespit edilmiştir. Ancak, PDR'de 7-8 MeV arasındaki enerji aralığında $\Delta K = 0$ $E1$ gücü $\Delta K = 1$ $E1$ gücüne göre daha baskın olduğu görülmüştür. Bu sonuçlar, PDR'nin GDR'den bağımsız farklı bir rezonans tipi olabileceği yönündeki düşüncüyü desteklemektedir.

Bu tez çalışmasında $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{233,235,237,239}\text{U}$, $^{233,235,237,239}\text{Np}$ ve $^{239,241,243,245}\text{Pu}$ izotopları için yapılan TGI-QPNM analizleri (bkz. Ek B, Ek C ve Ek D), bu çekirdeklerin sistematik özelliklerinin tespit edilmesine yönelik aşağıdaki maddelerle katkı sağlamıştır:

- İncelenen izotopların sistematik GDR dağılımında, $^{229,231,233}\text{Th}$ ve $^{239,241,243,245}\text{Pu}$ izotopları kütle numarası değişimine bağlı olarak 0,5-1 MeV sola doğru kayarken, $^{233,235,237,239}\text{U}$ izotopları kütle numarası değişimine bağlı olarak 0,5-1 MeV sağa doğru kayma gösterirken, Np izotoplarının GDR spektrumunda ise çok büyük değişiklik göstermez.
- Bu tez çalışmasında incelenen tek-A'lı aktinit çekirdeklerinin GDR alan oranı (R_A) sonuçlarına göre, bu değer 1'den küçüktür ve prolate bir geometrik şekle sahip olduğu tespit edilmiştir.
- 20 MeV uyarılma enerjisine kadar toplam $E1$ geçişleri için izotopik değişime göre değerlendirdiğimizde (Bakınız Ek C):
 - a. $^{229,231,233}\text{Th}$ izotop serisinin 0-20 MeV enerji aralığındaki toplam $E1$ gücünün (sırasıyla 63,50; 69,00; 66,50 $e^2\text{fm}^2$) ve ortalama rezonans enerjisinin (sırasıyla 11,87; 11,83; 11,37 MeV) nispeten sabit kalmaktadır. Ancak, 5-8 MeV enerji aralığındaki PDR enerji bölgesinde toplam $E1$ gücü (sırasıyla 1,72; 2,06; 2,83 MeV)

artmaktadır ve ortalama rezonans enerjisi yaklaşık 7 MeV olarak belirlenmektedir.

- b. $^{233,235,237,239}\text{U}$ izotop serisinde 0-20 MeV enerji aralığındaki toplam $E1$ gücünde (sırasıyla 69,40; 76,90; 72,70; 76,80 e^2fm^2) bir sistematığe sahip olmayarak değişkenlik göstermekte ve ortalama rezonans enerjisi (sırasıyla 11,63; 12,06; 12,02; 11,82 MeV) nispeten sabit kalmaktadır. PDR enerji bölgesinde toplam $E1$ gücü (sırasıyla 2,09; 1,99; 1,79; 1,63 MeV) azalırken, ortalama rezonans enerjisi yaklaşık 7 MeV olarak belirlenmiştir.
 - c. $^{233,235,237,239}\text{Np}$ izotop serisinde 0-20 MeV enerji aralığındaki toplam $E1$ gücünde (sırasıyla 69,00; 75,90; 75,40; 76,00 e^2fm^2) ve ortalama rezonans enerjisinde (sırasıyla 11,97; 12,60; 12,48; 12,32 MeV) belli bir düzene sahip olmayarak değişkenlik göstermektedir. PDR enerji bölgesinde toplam $E1$ gücü (sırasıyla 2,04; 1,31; 1,41; 1,33 MeV) ve ortalama rezonans enerjisi yaklaşık 7 MeV civarında belli bir düzen olmaksızın değişkenlik göstermektedir.
 - d. $^{239,241,243}\text{Pu}$ izotop serisinde 0-20 MeV enerji aralığındaki toplam $E1$ gücünde (sırasıyla 75,40; 78,20; 71,80 e^2fm^2) belirgin bir düzen göstermeyerek değişkenlik göstermekte ve ortalama rezonans enerjisi (sırasıyla 12,00; 11,82; 11,62 MeV) azalmaktadır. PDR enerji bölgesinde toplam $E1$ gücü (sırasıyla 1,60; 1,58; 1,82 MeV) ve ortalama rezonans enerjisi yaklaşık 7 MeV civarında belirgin bir düzen olmaksızın değişkenlik göstermektedir.
- $^{229,231,233}\text{Th}$, $^{233,235,237,239}\text{U}$ ve $^{239,243}\text{Pu}$ PDR ve GDR spektral dağılımlarında görülen maksimum yapılarının altında yatan konfigürasyonları değerlendirdiğimizde (bkz. Ek D):
 - a. $^{229,231,233}\text{Th}$ izotoplarında S_n değerlerinin yaklaşık 2-3 MeV üzerinde (PDR enerji bölgesinde) yüksek geçiş olasılığına sahip olan $\Delta K=0$ dalına ait $E1$ uyarılmaları mevcuttur. Tablo D.1’de verilen örnek uyarılmış enerjilere katkı sağlayan fononlar, bazıları sadece iki-kuazinötron bazıları ise sadece iki-kuaziproton konfigürasyonlarını içermektedir. ^{229}Th ve ^{231}Th çekirdeklerinin GDR ilk pik ($\Delta K=0$ uyarılmaları baskın) enerjilerine katkı sağlayan fononlar, çoğunlukla

iki-kuaziproton konfigürasyonlarını içermektedir. Bununla birlikte, ikinci pik ($\Delta K=\pm 1$ uyarılmaları baskın) enerjilerine katkıda bulunan fononlar ise %40'ında iki-kuazinötron ve %60'ında iki-kuaziproton konfigürasyonlarına sahiptir. Bu sonuç, ^{233}Th çekirdeğinin GDR ilk pikinin ağırlıklı olarak iki-kuaziproton içerirken, ikinci pikinin ise ağırlıklı olarak iki-kuazinötron içermesiyle diğer iki izotoptan farklılık göstermektedir.

- b. $^{233,235,237,239}\text{U}$ ve $^{239,243}\text{U}$ çekirdeklerinde PDR enerji bölgesine ait uyarılmış enerjilere katkı sağlayan fononlar, bazıları tamamen iki-kuazinötron bazıları ise tamamen iki-kuaziproton konfigürasyonlarıyla baskındır. $^{233,235,237,239}\text{U}$ ve $^{239,243}\text{U}$ çekirdeklerinde GDR ilk pik ($\Delta K=0$ uyarılmaları baskın) ve ikinci pik ($\Delta K=\pm 1$ uyarılmaları baskın) enerjilerine katkı sağlayan fononlar, %40'ında iki-kuazinötron ve %60'ında iki-kuaziproton konfigürasyonlarını içermektedir.

İncelenen çekirdeklerin yapısal özellikleri göz önüne alındığında, makroskopik olarak tanımlanan PDR'nin nötron ya da proton fazlalığından kaynaklanan çift-çift kora titreşimi ve GDR'nin nötron ve proton sistemlerinin titreşimi, mikroskopik TGI-QPNM yöntemiyle tutarlı bir şekilde desteklendiği gösterilmiştir. Tek-A'lı deforme aktinit çekirdekler üzerinde yapılan analizler, PDR modunun GDR moduna kıyasla daha az kolektif olduğunu, daha zayıf $B(E1)$ gücüne sahip olduğunu ve farklı bir yapıya yani mono nükleon yapısına sahip olduğunu ortaya koymuştur.

Tek-A'lı aktinit çekirdeklerin $E1$ dipol uyarılma araştırmalarında TGI-QPNM yöntemiyle ilk defa yapılan tez kapsamındaki çalışmalar, nükleer yapı fiziği ve mühendisliği alanlarında literatüre kazandırılmıştır. Bu yeni teorik yaklaşımın, eksenel deforme sistemlerin uyarılma olaylarını doğru bir şekilde tanımlama potansiyeli taşıdığı ve nükleer haritadaki pek çok kütle bölgesine uygulanabilmesiyle ön plana çıktığı görülmüştür. Ancak, mevcut deneysel verilerin hesaplamalara kıyasla sınırlı olduğu bilinmektedir. Dolayısıyla, $E1$ dipol uyarılmalarını daha iyi anlaşılabilmesi ve daha detaylı bir analizinin yapılabilmesi için daha fazla deneysel çalışma gereklidir. Özellikle Th, U, Np ve Pu gibi kritik nükleer materyallerin nükleer enerji ve teknoloji alanındaki kritik rolü düşünüldüğünde, bu çalışmaların gelecekteki nükleer enerji sektörünün gelişimine önemli katkılarda bulunması beklenilmektedir.

Doktora sonrası ilk çalışma, doktora tezi kapsamında geliştirilen ve TÜBİTAK 1002-A hızlı destek programı tarafından desteklenen 123F219 numaralı projemizle devam edecektir. Bu proje, “Aktinitler Bölgesindeki Tek-A’lı Deforme Çekirdeklerin Enerji Ağırlıklı Foto-Nükleer Toplam Kurallarının Yapay Zeka Yöntemleriyle Tahmin Edilmesi” konusuna odaklanmıştır. Amacımız, periyodik tablonun aktinitler bölgesindeki Tek-A’lı çekirdeklerin GDR moduna ait belirleyici özellikleri ile TGI-QPNM sonuçlarını bir araya getirerek yapay zeka tarafından üretilen sonuçlarla kapsamlı bir analiz sunmaktır.





KAYNAKLAR

- [1] Heyde, K., von Neumann-Cosel, P. ve Richter, A. (2010). Magnetic dipole excitations in nuclei: elementary modes of nucleonic motion. *Reviews of Modern Physics* 82(3), 2365. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.2365>
- [2] Donaldson, L. M. (2016). *Effect of deformation on the broad and fine structure of the Isovector Giant Dipole Resonance in $^{142-150}\text{Nd}$ and ^{152}Sm* [Doktora tezi]. University of the Witwatersrand, Johannesburg.
- [3] Harekeh, M. H. ve van der Woude, A. (2001). *Giant Resonances (Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitation)*. Clarendon Press, Oxford, UK.
- [4] Bentley, I., Brant, S., Döna, F., Frauendorf, S., Kämpfer, B., Schwengner, R. ve Zhang, S. Q. (2011). Instantaneous shape sampling: A model for the γ -absorption cross section of transitional nuclei. *Physical Review C* 83 014317. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.014317>
- [5] Schwengner, R., Frauendorf, S. ve Brown, B. A. (2017). Low-Energy Magnetic Dipole Radiation in Open-Shell Nuclei. *Physics Review Letters* 118, 9. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.092502>
- [6] Goriely, S. ve Plujko, V. (2019). Simple empirical $E1$ and $M1$ strength functions for practical applications. *Physical Review C* 99, 014303. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.014303>
- [7] Nesterenko, V. O., Vishnevskiy, P. I., Kvasil, J., Repko, A. ve Kleinig, W. (2021). Microscopic analysis of low-energy spin and orbital magnetic dipole excitations in deformed nuclei. *Physical Review C* 103, 064313. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.103.064313>
- [8] Malatji, K. L. ve Papka, P. (2019). *Statistical properties of deformed Samarium isotopes and constraining the nucleosynthesis of ^{180}Ta* [Doktora tezi]. Stellenbosch University.
- [9] Bothe, V. W. ve Gentner. (1937). Atomumwandlungen durch g-strahlen. *Zeitschrift für Physik* 71 236–48. <https://doi.org/10.1007/BF01340320>
- [10] Bohr, N. (1938). Resonance in Nuclear Photo-Effects. *Nature* 141 1096–7. <https://doi.org/10.1038/1411096b0>
- [11] Migdal, A. B. (1944). Quadrupole and dipole γ -radiation of nuclei. *J. Phys. Acad. Sci. USSR* 8 331–6.
- [12] Baldwin, G. C. ve Klaiber, G. S. (1947). Photo-Fission Heavy Elements. *Physical Review* 71 (1) 3–10. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.71.3>
- [13] Baldwin, G. C. ve Klaiber, G. S. (1948). X-Ray Yield Curves for γ -n Reactions. *Physical Review* 73 1156–64. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.73.1156>

- [14] Goldhaber, M. ve Teller, E. (1948). On Nuclear Dipole Vibrations. *Physical Review* 74 1046–9. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.74.1046>
- [15] H. Steinwedel ve J. H. D. Jensen. (1950). Nuclear Dipol Vibrations. *Physical Review* 79 1019. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.79.1019>
- [16] Danos, M. (1958). On the long-range correlation model of the photonuclear effect. *Nuclear Physics*, 5, 23–32. [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(58\)90005-1](https://doi.org/10.1016/0029-5582(58)90005-1)
- [17] Danos, M. (1952). Zur Hydrodynamik der Multipolschwingungen des Atomkerns. *Ann Phys* 445 265–81. <https://doi.org/10.1002/andp.19524450408>
- [18] D. H. Wilkinson. (1956). Nuclear Photodisintegrasyon. *Physica* 22 1039–61. [https://doi.org/10.1016/S0031-8914\(56\)90061-1](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(56)90061-1)
- [19] Brown, G. E. and Bolsterli, M. (1959). Dipole State in Nuclei. *Physics Review Letters* 3 472–6. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.3.472>
- [20] Elliott, J. P. ve Flowers, B. H. (1957). The Odd-Parity States of ^{16}O and ^{16}N . *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 242(1228), 57–80. <https://doi.org/10.1098/rspa.1957.0153>
- [21] Fuller, E. G. ve Hayward, E. (1962). The Nuclear Photoeffect in Holmium and Erbium. *Nuclear Physics*, 30, 613–35. [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(62\)90081-0](https://doi.org/10.1016/0029-5582(62)90081-0)
- [22] Berman, B. L. ve Fultz, S. C. (1975). Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons. *Reviews of Modern Physics* 47(3), 713–61. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.47.713>
- [23] Fuller, E. G. ve Hayward, E. (1962). The Photodisintegration of Bismuth and the Lead Isotopes. *Nuclear Physics*, 33, 431–48. [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(62\)90536-9](https://doi.org/10.1016/0029-5582(62)90536-9)
- [24] Savran, D., Aumann, T. ve Zilges, A. (2013). Experimental studies of the Pygmy Dipole Resonance. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 70, 210–45. <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2013.02.003>
- [25] Bartholomew, G. A. (1961). Neutron Capture Gamma Rays. *Annual review of nuclear science*, 11(1), 259–302.
- [26] Brzosko, J. S., Gierlik, E., Soltan, A. ve Wilhelmi, Z. (1969). Effect of the pigmy resonance on the calculations of the neutron capture cross section. *Canadian Journal of Physics*, 47(24) 2849–57. <https://doi.org/10.1139/p69-348>
- [27] Mohan R., Danos M. ve Biedenharn L.C. (1971). Three-fluid hydrodynamical model of nuclei. *Physical Review C*, 3(5), 1740–9. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.3.1740>
- [28] T. Nomura, S. K. (1987). Soft Giant Resonance, Experimental proposal to the Japanese Hadron project (now J-PARC), June 1987.
- [29] Suzuki, Y., Ikeda, K. ve Sato, H. (1990). New Type of Dipole Vibration in Nuclei. *Progress of Theoretical Physics*, 83(2) 180-184. <https://doi.org/10.1143/PTP.83.180>

- [30] Van Isacker, P., Nagarajan, M. A. ve Warner, D. D. (1992). Effect of the neutron skin on collective states of nuclei. *Physical Review C*, 45(1), R13–6. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.45.R13>
- [31] Sarchi, D., Bortignon, P. F. ve Colò, G. (2004). Dipole states in stable and unstable nuclei. *Physics Letters B*, 601(1-2), 27–33. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.09.019>
- [32] Tsoneva, N., Lenske, H. ve Stoyanov, C. (2004). Probing the nuclear neutron skin by low-energy dipole modes. *Physics Letters B*, 586(3-4), 213–8. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.02.024>
- [33] Paar, N., Ring, P., Nikšić, T. ve Vretenar, D. (2003). Quasiparticle random phase approximation based on the relativistic Hartree-Bogoliubov model. *Physical Review C*, 67(3), 034312. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.67.034312>
- [34] Vretenar, D., Paar, N., Ring, P. ve Lalazissis, G. A. (2001). Collectivity of the low-lying dipole strength in relativistic random phase approximation. *Nuclear Physics A*, 692(3-4) 496–517. [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(01\)00653-4](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(01)00653-4)
- [35] Isdraila, T., Baran, V., Colonna, M., Nicolin, A. I., Raportaru, M. C. ve Boicu, E. (2021). An Extended Brown-Bolsterli Model for Pygmy Dipole Resonance. *Romanian Journal of Physics*, 66, 304, 1–11.
- [36] Lo Iudice, N. ve Palumbo, F. (1978). New Isovector Collective Modes in Deformed Nuclei. *Physical Review Letters*, 41(22), 1532–4. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.41.1532>
- [37] Bohle, D., Richter, A., Steffen, W., Dieperink, A. E. L., Lo Iudice, N. ve Scholten, O. (1984). New Magnetic Dipole Excitation Mode Studied in The Heavy Deformed Nucleus ^{156}Gd by Inelastic Electron Scattering. *Physics Letters B*, 137(1-2), 27–31. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(84\)91099-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(84)91099-2)
- [38] Kneissl, U., Pietralla, N. ve Zilges, A. (2006). Low-lying dipole modes in vibrational nuclei studied by photon scattering. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 32(8), R217–52. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/32/8/R01>
- [39] Friedrichs, H., Schlitt, B., Lindenstruth, S., Wesselborg, C., Heil, R. D., Pitz, H. H., Kneissl, U., von Brentano, P., Herzberg, R. D., Zilges, A., Hager, D., Muller, G. ve Schumacher, M. (1992). Evidence for Enhanced Electric Dipole Excitations in Deformed Rare Earth Nuclei near 2.5 MeV. *Physical Review C*, 45(3), R892. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.45.R892>
- [40] Zilges, A., von Brentano, P., Friedrichs, H., Heil, R. D., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Pitz, H. H. ve Wesselborg, C. (1991). A Survey of $\Delta K=0$ Dipole Transitions from Low lying $J=1$ States in Rare Earth Nuclei. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 340, 155–8. <https://doi.org/10.1007/BF01303826>
- [41] Friedrichs H., Hagger, D., Von Brentano, P., Heil, R. D., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Miiller, G., Pitz, H. H., Schlitt, B., Schumacher, M., Wesselborg, C. ve Zilges, A. (1994). Low-lying $E1$ and $M1$ Strengths in The Deformed Nucleus ^{160}Gd . *Nuclear Physics A*, 567(2), 266–80. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(94\)90148-1](https://doi.org/10.1016/0375-9474(94)90148-1)

- [42] Margraf, J., Eckert, T., Rittner, M., Bauske, I., Beck, O., Kneissl, U., Maser, H., Pitz, H. H., Schiller, A., Von Brentano, P., Fischer, R., Herzberg, R.-D., Pietralla, N., Zilges, A. ve Friedrichs, H. (1995). Systematics of Low-lying Dipole Strengths in Odd and Even Dy and Gd Isotopes. *Physical Review C*, 52(5), 2429–243. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.52.2429>
- [43] Iachello F. (1984). New Class of Low-Lying Collective Modes in Nuclei. *Physics Review Letters*, 53(15), 1427–9. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.1427>
- [44] Adekola, A. S., Angell, C. T., Hammond, S. L., Hill, A., Howell, C. R., Karwowski, H. J., Kelley, J. H. ve Kwan, E. (2011). Discovery of Low-Lying $E1$ and $M1$ Strengths in ^{232}Th . *Physical Review C*, 83(3), 034615, 1–6. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.034615>
- [45] Heil, R. D., Pitz, H. H., Berg, U. E. P., Kneissl, U., Hummel, K. D., Kilgus, G., Bohle, D., Richter, A., Wesselborg, C. ve Von Brentano, P. (1988). Observation of Orbital Magnetic Dipole Strength in The Actinide Nuclei ^{232}Th and ^{238}U . *Nuclear Physics A*, 476(1), 39–47. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(88\)90371-5](https://doi.org/10.1016/0375-9474(88)90371-5)
- [46] Margraf, J., Degener, A., Friedrichs, H., Heil, R. D., Jung, A., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Pitz, H. H., Schacht, H., Seemann, U., Stock, R., Wesselborg, C., Von Brentano, P. ve Zilges, A. (1990). Photoexcitation of low-lying dipole transitions in ^{236}U . *Physical Review C*, 42(2), 771–4. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.42.771>
- [47] Quiter, B. J., Ludewigt, B. A. ve Ambers, S. D. (2011). *Assessment of Nuclear Resonance Fluorescence for Spent Nuclear Fuel Assay*, (No. LBNL-4996E). Lawrence Berkeley National Lab.(LBNL), Berkeley, CA (United States).
- [48] Zilges, A., Von Brentano, P., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Pietralla, N. ve Pitz, H. H. (1995). Strong dipole excitations around 1. 8 MeV in ^{238}U . *Physical Review C*, 52(2), R468. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.52.R468>
- [49] Quiter, B. J., Laplace, T., Ludewigt, B. A., Ambers, S. D., Goldblum, B. L., Korbly, S., Hicks, C. ve Wilson, C. (2012). Nuclear Resonance Fluorescence in ^{240}Pu . *Physical Review C*, 86(3), 034307, 1–6. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.86.034307>
- [50] Zilges, A. ve Savran, D. (2015). The Pygmy Dipole Resonance-past, presence, and future. In *EPJ Web of Conferences* (Vol. 93, p.01028). EDP Sciences. <https://doi.org/10.1051/epjconf/20159301028>
- [51] Spieker, M., Pascu, S., Zilges, A. ve Lachello, F. (2015). Origin of Low-Lying Enhanced $E1$ Strength in Rare-Earth Nuclei. *Physical Review Letters*, 114(19), 192504, 1–5. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.192504>
- [52] Bauske, I., Arias, J. 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. ve Zilges, A. (1993). First Observation of Scissors Mode States in an Odd-Mass Nucleus. *Physical review letters*, 71(7), 975–8. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.975>

- [53] Scheck, M., Von Brentano, P., Fransen, C., Kneissl, U., Kohstall, C., Linnemann, A., Mücher, D., Pietralla, N., Pitz, H. H., Scholl, C., Stedile, F., Walter, S., Werner, V. ve Yates, S. W. (2007). Dipole strength distributions of the stable odd-mass $N=82$ isotones ^{139}La and ^{141}Pr . *Physical Review C*, 75(4), 044313, 1–14. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.75.044313>
- [54] Makinaga, A., Schwengner, R., Rusev, G., Döna, F., Frauendorf, S., Bemmerer, D., Beyer, R., Crespo, P., Erhard, M., Junghans, A. R., Klug, J., Kosev, K., Nair, C., Schilling, K. D. ve Wagner, A. (2010). Dipole strength in ^{139}La below the neutron-separation energy. *Physical Review C* 82(2), 024314, 1–8. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.024314>
- [55] Zilges, A., -D Herzberg, R., von Brentano, P., Donau, F., Heil, R. D., Kneissl, U., Pitz, H. H. ve Wesselborg, C. (1993). First Identification of Dipole Excitations $2^+ \otimes 3^-$ Particle Multiplet in an Odd-A Nucleus. *Physical Review Letters*, 70(19), 2880–3. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.70.2880>
- [56] Herzberg, R. D., Zilges, A., Oros, A. M., Von Brentano, P., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H. H. ve Wesselborg, C. (1995). Observation of dipole transitions to a $2^+ \otimes 3^-$ particle multiplet in ^{143}Nd . *Physical Review C*, 51(3), 1226–33. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.51.1226>
- [57] Siem, S., Guttormsen, M., Ingeberg, K., Melby, E., Rekstad, J., Schiller, A. ve Voinov, A. (2002). Level densities and g-strength functions in $^{148,149}\text{Sm}$. *Physical Review C*, 65(4), 044318, 1–10. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.65.044318>
- [58] Nord, A., Enders, J., de Almeida Pinto, A. E., 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. ve Werner, V. (2003). Low-Energy Photon Scattering Experiments of $^{151,153}\text{Eu}$, ^{163}Dy , ^{165}Ho and the systematics of the $M1$ scissors mode in odd-mass rare-earth nuclei. *Physical Review C*, 67(3), 034307, 1–23. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.67.034307>
- [59] Kroll, J., Bečvář, F., Krtička, M., Valenta, S., Baramsai, B., Mitchell, G. E., Walker, C. L., Bredeweg, T. A., Couture, A., Haight, R. C., Jandel, M., O'Donnell, J. M., Rundberg, R. S., Ullmann, J. L., Vieira, D. J., Wilhelmy, J. B., Wouters, J. M., Becker, J. A., Chyzh, A., ... Wu, C. Y. (2013). Scissors mode of Gd nuclei measured, with the DANCE detector. *Physica Scripta*, 2013(T154), 014009, 1–5. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/2013/T154/014009>
- [60] Kroll, J., Baramsai, B., Mitchell, G. E., Agvaanluvsan, U., Bečvář, F., Bredeweg, T. A., Chyzh, A., Couture, A., Dashdorj, D., Haight, R. C., Jandel, M., Keksis, A. L., Krtička, M., O'Donnell, J. M., Parker, W., Rundberg, R. S., Ullmann, J. L., Valenta, S., Vieira, D. J., Walker, C. ve Wu, C. Y. (2013). Strength of The Scissors Mode in Odd-mass Gd Isotopes from the Radiative Capture of Resonance Neutrons. *Physical Review C*, 88(3), 034317. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.034317>

- [61] Nord, A., Schiller, A., Eckert, T., Beck, O., Besserer, J., Von Brentano, P., Fischer, R., Herzberg, R.-D., Jä Ger, D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Pietralla, N., Pitz, H. H., Rittner, M. ve Zilges, A. (1996). Systematic Study of The Fragmentation of Low-Lying Dipole Strength in Odd-A Rare Earth Nuclei Investigated in Nuclear Resonance Fluorescence Experiments. *Physical Review C*, 54(5), 2287–95. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.54.2287>
- [62] Schlegel, C., Von Neumann-Cosel, P., Richter, A. ve Van Isacker, P. (1996). Unexpected Properties of The Scissors Mode in The Odd-Mass Nucleus ^{167}Er . *Physics Letters B*, 375(1-4), 21–5. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(96\)00215-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(96)00215-8)
- [63] Herzberg, R.-D., Fransen, C., Fischer, R., Beck, O., Belic, D., Besserer, J., Von Brentano, P., Eckert, T., Kneissl, U., Krischok, B., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Pietralla, N., Pitz, H. H., Wolpert, A. ve Zilges, A. (1997). Observation of An Octupole Quasiparticle Band in ^{175}Lu Using Photon Scattering Experiments. *Physical Review C*, 56(5), 2484–9. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.56.2484>
- [64] Besserer, J., Beck, O., Von Brentano, P., Eckert, T., Herzberg, R.-D., Jä Ger, D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Pietralla, N., Pitz, H. H. ve Zilges, A. (1997). Fragmentation of Low-Lying Dipole Strength in The Odd-Mass Nucleus ^{133}Cs . *Physical Review C*, 56(3), 1276. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.56.1276>
- [65] 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., Wiedenhöver, I., Winter, G. ve Zilges, A. (1999). Complete Scissors Mode Strength in Heavy Deformed Odd-Mass nuclei: a case study of ^{165}Ho and ^{169}Tm . *Nuclear Physics A*, 645(2), 239–61. [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(98\)00610-1](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(98)00610-1)
- [66] Voinov, A., Guttormsen, M., Melby, E., Rekstad, J., Schiller, A. ve Siem, S. (2001). γ -ray Strength Function and Pygmy Resonance in Rare Earth Nuclei. *Physical Review C* 63(4), 044313, 1–7. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.63.044313>
- [67] Benouaret, N., Schwengner, R., Rusev, G., Döna, F., Beyer, R., Erhard, M., Grosse, E., Junghans, A. R., Kosev, K., Nair, C., Schilling, K. D., Wagner, A. ve Bendjaballah, N. (2009). Dipole Strength in ^{89}Y up to The Neutron-Separation Energy. *Physical Review C*, 79(1), 014303. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.79.014303>
- [68] Benouaret, N., Beller, J., Pai, H., Pietralla, N., Ponomarev, V. Y., Romig, C., Schnorrenberger, L., Zweidinger, M., Scheck, M., Isaak, J., Savran, D., Sonnabend, K., Raut, R., Rusev, G., Tonchev, A. P., Tornow, W., Weller, H. R. ve Kelley, J. H. (2016). Dipole Response of The Odd-Proton Nucleus ^{205}Tl up to The Neutron-Separation Energy. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 43(11), 115101, 1–17. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/43/11/115101>

- [69] Makinaga, A., Massarczyk, R., Schwengner, R., Beard, M., Döna, F., Anders, M., Bemmerer, D., Beyer, R., Hannaske, R., Junghans, A. R., Kempe, M., Kögler, T., Röder, M., Schmidt, K. ve Wagner, A. (2014). Dipole Strength of Ta 181 for The Evaluation of The ^{180}Ta Stellar Neutron Capture Rate. *Physical Review C*, 90(4), 044301, 1–9. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.044301>
- [70] Bertozzi, W., Caggiano, J. A., Hensley, W. K., Johnson, M. S., Korbly, S. E., Ledoux, R. J., McNabb, D. P., Norman, E. B., Park, W. H. ve Warren, G. A. (2008). Nuclear Resonance Fluorescence Excitations near 2 MeV in ^{235}U and ^{239}Pu . *Physical Review C*, 78(4), 041601(R), 1–5. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.78.041601>
- [71] Yevetska, O., Enders, J., Fritzsche, M., Von Neumann-Cosel, P., Oberstedt, S., Richter, A., Romig, C., Savran, D. ve Sonnabend, K. (2010). Dipole Strength in the $^{235}\text{U}(\gamma, \gamma')$ Reaction up to 2.8 MeV. *Physical Review C*, 81(4), 044309, 1–6. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.044309>
- [72] Kwan, E., Rusev, G., Adekola, A. S., Döna, F., Hammond, S. L., Howell, C. R., Karwowski, H. J., Kelley, J. H., Pedroni, R. S., Raut, R., Tonchev, A. P. ve Tornow, W. (2011). Discrete Deexcitations in ^{235}U below 3 MeV from Nuclear Resonance Fluorescence. *Physical Review C*, 83(4), 041601(R), 1–5. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.041601>
- [73] Angell, C. T., Yee, R., Joshi, T. H., Swanberg, E., Norman, E. B., Hicks, C. L., Klimenko, A., Korbly, S., Wilson, C., Kulp, W. D., Warren, G. A., Bray, T. H., Copping, R., Glans, P. A., Tyliszczak, T. ve Shuh, D. K. (2010). Nuclear resonance fluorescence of ^{237}Np . *Physical Review C*, 82(5), 054310, 1–6. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.054310>
- [74] Ishkhanov, B. S. ve Kapitonov, I. M. (2021). Giant dipole resonance of atomic nuclei. Prediction, discovery, and research. *Physics-Uspekhi*, 64(2), 141–56. <https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.02.038725>
- [75] Kawano, T., Cho, Y. S., Dimitriou, P., Filipescu, D., Iwamoto, N., Plujko, V., Tao, X., Utsunomiya, H., Varlamov, V., Xu, R., Capote, R., Gheorghe, I., Gorbachenko, O., Jin, Y. L., Renström, T., Sin, M., Stopani, K., Tian, Y., Tveten, G. M., ... Wiedeking, M. (2020). IAEA Photonuclear Data Library 2019. *Nuclear Data Sheets*, 163, 109–62. <https://doi.org/10.1016/j.nds.2019.12.002>
- [76] Zhuchko, V. E., Selitskii, Y. A., Funshtein, V. B., Khlebnikov, S. V. ve Tsipenyuk, Y. M. (1978). Photofission of ^{227}Ac . *Soviet Journal Nuclear Physics*, 27, 163.
- [77] Berman, B. L., Caldwell, J. T., Dowdy, E. J., Dietrich, S. S., Meyer, P. ve Alvarez, R. A. (1986). Photofission and Photoneutron Cross-Sections and Photofission Neutron Multiplicities for ^{233}U , ^{234}U , ^{237}Np , and ^{239}Pu . *Physical Review C*, 34(6), 2201–14.
- [78] Gurevich, G. M., Lazareva, L. E., Mazur, V. M., Solodukhov, G. V ve Tulupov, B. A. (1976). Giant Resonance in The Total Photoabsorption Cross Section of $Z \approx 90$ Nuclei. *Nuclear Physics A*, 273(2), 326–40. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(76\)90594-7](https://doi.org/10.1016/0375-9474(76)90594-7)

- [79] Veyssiire, A., Bell, H., Bergere, R., Carlos, P., Lepretre, A. ve Kernbath, K. (1973). A Study of The Photofission and Photoneutron Processes in The Giant Dipole Resonance of ^{232}Th , ^{238}U and ^{237}Np . *Nuclear Physics A*, 199(1), 45–64. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(73\)90333-3](https://doi.org/10.1016/0375-9474(73)90333-3)
- [80] Tonchev, A. P., Hammond, S. L., Howell, C. R., Huibregtse, C., Hutcheson, A., Kelley, J. H., Kwan, E., Raut, R., Rusev, G., Tornow, W., Kawano, T., Vieira, D. J. ve Wilhelmy, J. B. (2010). Measurement of the $^{241}\text{Am}(\gamma, n)^{240}\text{Am}$ Reaction in The Giant Dipole Resonance Region. *Physical Review C*, 82(5), 054620, 1–6. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.054620>
- [81] Kuznetsov, V. L., Lazareva, L. E., Nedorezov, V. G., Nikitina, N. V. ve Parovic, N. M. (1979). Yields and Cross-Sections of the $^{241}\text{Am}(g, n)^{240\text{mf}}\text{Am}$ and $^{243}\text{Am}(g, n)^{242\text{mf}}\text{Am}$ Reactions in The E1 Giant Resonance Region. *Nuclear Physics A*, 324(1), 29–38. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(79\)90075-7](https://doi.org/10.1016/0375-9474(79)90075-7)
- [82] Caldwell, J. T., Dowdy, E. J., Berman, B. L., Alvarez, R. A. ve Meyer, P. (1980). Giant Resonance for The Actinide Nuclei: Photoneutron and Photofission Cross-Sections for ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , and ^{232}Th . *Physical Review C*, 21(4), 1215–31. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.21.1215>
- [83] Soldatov, A. S. (2008). Relative Measurements of Photofission Cross-Sections with The Use of a Bremsstrahlung Spectrum. *Physics of Particles and Nuclei*, 39, 173–220. <https://doi.org/10.1134/S1063779608020020>
- [84] Soldatov, A. S. ve Smirenkin, G. N. (1992). Yield and Cross Section for Fission of Odd Nuclei by γ Rays with Energies up to 11 MeV. *Soviet of Journal of Nuclear Physics*, 55(12), 1757-1765.
- [85] Geraldo, L. P., Semmler, R., Gonalez, O. L., Mesa, J., Arruda-Neto, J. D. T., Garcia, F. ve Rodriguez, O. (2000). Photofission Cross Sections for ^{237}Np in the Energy Interval from 5.27 to 10.83 MeV. *Nuclear Science and Engineering*, 136(3), 357–62. <https://doi.org/10.13182/NSE00-A2164>
- [86] Shapiro, A. ve Stubbins, W. F. (1971). Photofission Cross Section of Plutonium-238 and Plutonium-239. *Nuclear Science and Engineering*, 45(1), 47–51. <https://doi.org/10.13182/NSE71-A20344>
- [87] Khan, A. M. ve Knowles, J. W. (1972). Photofission of ^{232}Th , ^{238}U and ^{235}U near Threshold Using A Variable Energy Beam of γ -Rays. *Nuclear Physics A*, 179(2), 333–52. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(72\)90374-0](https://doi.org/10.1016/0375-9474(72)90374-0)
- [88] Silbert, M. G. (1977). Fission Cross-Section of Berkelium-249 between 0. 7 and 3. 0 MeV. *Nuclear Science and Engineering* 63(2), 198–200. <https://doi.org/10.13182/NSE77-A27026>
- [89] Watson, S. J., Findlay, D. S. ve Sen, M. R. (1992). Photofission and Photoneutron Measurements on ^{241}Am between 5 and 10 MeV. *Nuclear Physics A*, 548(3), 365–73. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(92\)90688-G](https://doi.org/10.1016/0375-9474(92)90688-G)
- [90] De Moraes, M.A.P., ve Cesar, M. T. (1989). Photofission cross-sections of ^{233}U and ^{239}Pu near threshold induced by gamma rays from thermal neutron capture. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 277(2-3), 467–72. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(89\)90776-6](https://doi.org/10.1016/0168-9002(89)90776-6)

- [91] De Moraes, A. M. P. V., ve Cesar, M. F. (1993). Photonuclear cross sections of ^{239}Pu using neutron capture gamma rays, near threshold. *Physica Scripta*, 47(4), 519–23. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/47/4/008>
- [92] Geraldo, L. P., Vinhas, L. A. ve Cesar, M. T. F. (1985). Study of ^{237}Np Photonuclear Reactions near Threshold Induced by Gamma Rays From Thermal Neutron Capture. *Nuclear Science and Engineering*, 89(2), 150–8. <https://doi.org/10.13182/NSE85-A18189>
- [93] Zeiser, F., Tveten, G. M., Potel, G., Larsen, A. C., Guttormsen, M., Laplace, T. A., Siem, S., Bleuel, D. L., Goldblum, B. L., Bernstein, L. A., Garrote, F. L. B., Campo, L. C., Eriksen, T. K., Görgen, A., Hadynska-Klek, K., Ingeberg, V. W., Midtbø, J. E., Sahin, E., Tornyí, T., ... Wilson, J. (2019). Restricted spin-range correction in the Oslo Method: The example of nuclear level density and γ -ray strength function from ^{239}Pu (d,p γ) ^{240}Pu . *Physical Review C*, 100(2), 024305. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.100.024305>
- [94] Laplace, T. A., Zeiser, F., Guttormsen, M., Larsen, A. C., Bleuel, D. L., Bernstein, L. A., Goldblum, B. L., Siem, S., Garotte, F. L. B., Brown, J. A., Campo, L. C., Eriksen, T. K., Giacoppo, F., Görgen, A., Hadyńska-Klek, K., Henderson, R. A., Klintefjord, M., Lebois, M., Renstrøm, T., ... Younes, W. (2016). Statistical Properties of Pu 243, and Pu 242 (n, γ) Cross Section Calculation. *Physical Review C*, 93(1), 014323, 1–8. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.014323>
- [95] Tornyí, T. G., Guttormsen, M., Eriksen, T. K., Görgen, A., Giacoppo, F., Hagen, T. W., Krasznahorkay, A., Larsen, A.-C., Renstrøm, T., Rose, S. J., Siem, S. ve Tveten, G. M. (2014). Level density and gamma-ray strength function in the odd-odd ^{238}Np . *Physical Review C*, 89(4), 044323. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.89.044323>
- [96] Guttormsen, M., Bernstein, L. A., Görgen, A., Jurado, B., Siem, S., Aiche, M., Ducasse, Q., Giacoppo, F., Günsing, F., Hagen, T. W., Larsen, A. C., Lebois, M., Leniau, B., Renstrøm, T., Rose, S. J., Tornyí, T. G., Tveten, G. M., Wiedeking, M. ve Wilson, J. N. (2014). Scissors Resonance in The Quasicontinuum of Th, Pa, and U Isotopes. *Physical Review C* 89(1), 014302. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.89.014302>
- [97] Guttormsen, M., Jurado, B., Wilson, J. N., Aiche, M., Bernstein, L. A., Ducasse, Q., Giacoppo, F., Görgen, A., Günsing, F., Hagen, T. W., Larsen, A. C., Lebois, M., Leniau, B., Renstrøm, T., Rose, S. J., Siem, S., Tornyí, T., Tveten, G. M. ve Wiedeking, M. (2013). Constant-Temperature Level Densities in The Quasicontinuum of Th and U Isotopes. *Physical Review C* 88(2), 024307. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.024307>
- [98] Guttormsen, M., Bernstein, L. A., Bürger, A., Görgen, A., Günsing, F., Hagen, T. W., Larsen, A. C., Renstrøm, T., Siem, S., Wiedeking, M. ve Wilson, J. N. (2012). Observation of Large Scissors Resonance Strength in Actinides. *Physical review letters*, 109(16), 162503. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.162503>
- [99] Iudice, N. Lo, Ponomarev, V. Y., Stoyanov, C., Sushkov, A. V. ve Voronov, V. V. (2012). Low-Energy Nuclear Spectroscopy in A Microscopic Multiphonon Approach. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 39(4), 043101 1–37. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/39/4/043101>

- [100] Schuck, P., Delion, D. S., Dukelsky, J., Jemai, M., Litvinova, E., Röpke, G. ve Tohyama, M. (2021). Equation of Motion Method for Strongly Correlated Fermi Systems and Extended RPA Approaches. *Physics Report*, 929, 1–84. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2021.06.001>
- [101] Kleinig, W., Nesterenko, V. O., Kvasil, J., Reinhard, P. G. ve Vesely, P. (2008). Description of The Dipole Giant Resonance in Heavy and Superheavy Nuclei within Skyrme Random-Phase Approximation. *Physical Review C* 78(4), 044313 1–10. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.78.044313>
- [102] Martini, M., Péru, S., Hilaire, S., Goriely, S. ve Lechaftois, F. (2016). Large-scale deformed quasiparticle random-phase approximation calculations of the γ -ray strength function using the Gogny force. *Physical Review C*, 94(1), 014304. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.014304>
- [103] Yao, J. M., Hagino, K., Li, Z. P., Meng, J. ve Ring, P. (2014). Microscopic Benchmark Study of Triaxiality in Low-Lying States of ^{76}Kr . *Physical Review C*, 89(5), 054306, 1–10. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.89.054306>
- [104] Kružić, G., Oishi, T., Vale, D. ve Paar, N. (2020). Magnetic dipole excitations based on the relativistic nuclear energy density functional. *Physical Review C*, 102(4), 044315, 1–12. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.102.044315>
- [105] Tselyaev, V., Lyutorovich, N., Speth, J., Reinhard, P. G. ve Smirnov, D. (2019). Low-energy $M1$ excitations in Pb 208 and the spin channel of the Skyrme energy-density functional. *Physical Review C* 99(6), 064329 1–13. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.064329>
- [106] Goriely, S., Hilaire, S., Péru, S., Martini, M., Deloncle, I. ve Lechaftois, F. (2016). Gogny-Hartree-Fock-Bogolyubov plus quasiparticle random-phase approximation predictions of the $M1$ strength function and its impact on radiative neutron capture cross section. *Physical Review C*, 94(4), 044306 1–9. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.044306>
- [107] Tsoneva, N. ve Lenske, H. (2016). Energy–density functional plus quasiparticle–phonon model theory as a powerful tool for nuclear structure and astrophysics. *Physics of Atomic Nuclei*, 79, 885–903.
- [108] Soloviev V.G. (1976). *Theory of complex nuclei*. Oxford; New York : Pergamon Press.
- [109] Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A. A., Hoşgör, G., Kemah, E. ve Quliyev, H. (2020). Translational and Galilean Invariant Quasiparticle Phonon Nuclear Model (TGI-QPNM) for electric dipole ($E1$) transitions in odd-mass deformed nuclei. *Nuclear Physics A*, 1001, 121885. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2020.121885>
- [110] Tabar, E. (2019). A theoretical study on the ground and low-energy magnetic dipole characteristics of ^{239}Pu nucleus. *Nuclear Physics A*, 987, 202–21. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2019.04.004>
- [111] Tabar, E., Yakut, H. ve Kuliev, A. A. (2017). Microscopic description of low-lying $M1$ excitations in odd-mass actinide nuclei. *Nuclear Physics A*, 957, 33–50. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2016.07.004>

- [112] Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A. A., Quliyev, H., Hoşgör, G. ve Kemah, E. (2021). Study of the high lying electric dipole excitations in Odd-A $^{153-159}\text{Eu}$ isotopes. *Physica Scripta*, 96(7), 075303. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/abfab>
- [113] Yakut, H., Tabar, E., Kemah, E. ve Hoşgör, G. (2021). Theoretical description of pygmy and giant dipole resonances in ^{237}Np . *Physica Scripta*, 96(12), 125315. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/ac35c4>
- [114] Tabar, E., Yakut, H., Kemah, E., Demirci Saygı, N., Hoşgör, G., Quliyev, H. ve Kuliev, A. A. (2021). Systematics of electric dipole excitations for odd-mass $^{233-239}\text{U}$ isotopes. *Nuclear Physics A*, 1008, 122138. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2021.122138>
- [115] Tabar, E., Yakut, H., Hoşgör, G. ve Kemah, E. (2022). Scissors mode and effects of the low-lying $E1$ excitations on the dipole distributions in ^{175}Lu . *Physica Scripta* 97(6), 065303. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/ac6d18>
- [116] Tabar, E., Yakut, H., Hoşgör, G. ve Kemah, E. (2022). Pygmy and isovector giant dipole resonance in ^{175}Lu . *European Physical Journal A* 58(6), 101, 1–10. <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-022-00749-z>
- [117] Soloviev, V. G., Sushkov, A. V., Shirikova, N. Y. ve Lo Iudice, N. (1997). Low-lying magnetic and electric dipole transitions in odd-mass deformed nuclei: A microscopic approach. *Nuclear Physics A*, 613(1-2), 45–68. [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(96\)00426-5](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(96)00426-5)
- [118] Tabar, E. ve Kuliev, A. (2017). Microscopic investigation of the low-lying magnetic dipole transitions in the odd-mass $^{155-169}\text{Ho}$ isotopes. *Nuclear Physics A*, 964, 1–17. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2017.04.039>
- [119] Tabar, E., Yakut, H. ve Kuliev, A. A. (2016). Microscopic description of ground state magnetic moment and low-lying magnetic dipole excitations in heavy odd-mass ^{181}Ta nucleus. *International Journal of Modern Physics E* 25(08), 1650053. <https://doi.org/10.1142/S0218301316500531>
- [120] Tabar, E., Yakut, H. ve Kuliev, A. A. (2019). Magnetic dipole response of the ^{169}Tm nucleus. *Nuclear Physics A*, 981, 130–46. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2018.07.001>
- [121] Soloviev, V. G., Stoyanov, C. ve Vdovin, A. I. (1977). Fragmentation of giant multipole resonances over two-phonon states in spherical nuclei. *Nuclear Physics A*, 288(3), 376–96. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(77\)90338-4](https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90338-4)
- [122] Pyatov, N. ve Salamov, D. (1977). Conservation laws and collective excitations in nuclei. *Nukleonika* 22 127.
- [123] Cakmak, N., Cakmak, S., Selam, C. ve Unlu, S. (2018). Dipole and spin-dipole strength distributions in $^{124,126,128,130}\text{Te}$ isotopes. *Pramana*, 90, 15, 1-7. <https://doi.org/10.1007/s12043-017-1503-z>
- [124] 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. ve Wiedenhöver, I. (2003). Change of the dipole strength distributions between the neighbouring γ -soft nuclei ^{194}Pt and ^{196}Pt . *Physics Letters B*, 554(1-2), 15–20. [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(02\)03235-5](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)03235-5)

- [125] Guliyev, E., Kuliev, A. ve Guner, M. (2010). Electric dipole strength distribution below the $E1$ giant resonance in $N = 82$ nuclei. *Central European Journal of Physics*, 8(6) 961–9. <https://doi.org/10.2478/s11534-010-0021-0>
- [126] Kuliev, A. A., Guliyev, E., Ertugral, F. ve Özkan, S. (2010). The low-energy dipole structure of ^{232}Th , ^{236}U and ^{238}U actinide nuclei. *The European Physical Journal A*, 43(3) 313–21. <https://doi.org/10.1140/epja/i2010-10933-y>
- [127] Guliyev, E., Kuliev, A. A. ve Ertugral, F. (2013). Systematic investigation of the low-energy dipole excitations in $^{176,178,180}\text{Hf}$ within rotational, translational and Galilean invariant quasiparticle RPA. *Nuclear Physics A*, 915, 78–89. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.07.001>
- [128] Tabar, E., Yakut, H. ve Kuliev, A. A. (2018). Low-energy dipole strength in even-even $^{152-164}\text{Dy}$ isotopes within the quasiparticle random phase approximation (QRPA) including symmetry restoring interactions. *Nuclear Physics A*, 979, 143–64. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2018.09.040>
- [129] Guliyev, E., Quliyev, H. ve Kuliev, A. A. (2020). Pygmy dipole resonance in the well-deformed even-even $^{152-162}\text{Gd}$. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 47(11), 115107, 1–17. <https://doi.org/10.1088/1361-6471/abaca0>
- [130] Quliyev, H., Saygi, N. D., Guliyev, E. ve Kuliev, A. A. (2022). The electric dipole response of even-even $^{154-164}\text{Dy}$ isotopes. *Physica Scripta*, 97(2), 025302. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/ac4863>
- [131] Tabar, E., Yakut, H., Hoşgör, G. ve Kemah, E. (2021). Electromagnetic dipole transitions below 4 MeV in odd-neutron $^{161,163}\text{Dy}$. *Nuclear Physics A*, 1014, 122252, 1–18. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2021.122252>
- [132] Yakut, H., Tabar, E., Kemah, E. ve Hoşgör, G. (2023). Microscopic calculation of the electromagnetic dipole strength for $^{239,243}\text{Pu}$ isotopes. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 50(1), 015104. <https://doi.org/10.1088/1361-6471/aca3bf>
- [133] Kemah, E., Yakut, H., Tabar, E., Hoşgör, G. ve Kuliev, A. A. (2023). A theoretical analysis of the electromagnetic dipole response in odd-A thorium isotopes. *European Physical Journal A*, 59, 135 1–11. <https://doi.org/10.1088/1361-6471/aca3bf>
- [134] Dussel, G. G., Sofia, H. M. ve Tonina, A. (1997). Pairing interaction and Galilei invariance. *Physical Review C*, 56(2), 804–11. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.56.804>
- [135] Kuliev, A. A., Faessler, A., Güner, M. ve Rodin, V. (2004). Fully renormalized quasi-particle random phase approximation, spurious states and ground state correlations. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 30, 1253–67. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/30/9/023>
- [136] Magierski, P. ve Wyss, R. (2000). Selfconsistent effective interactions and symmetry restoration. *Physics Letters B* 486(1-2), 54–60. [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(00\)00759-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(00)00759-0)
- [137] Gabrakov, S. I., Kuliev, A. A., Pyatov, N. I., Salamov, D. I. ve Schulz, H. (1972). Collective 1^+ States in Doubly Even Deformed Nuclei. *Nuclear Physics A*, 182(2), 625–33. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(72\)90541-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(72)90541-6)

- [138] Gloeckner, D. H. ve Lawson, R. D. (1974). Spurious Center-of-Mass Motion. *Physics Letters B*, 53(4), 313–8. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(74\)90390-6](https://doi.org/10.1016/0370-2693(74)90390-6)
- [139] Bes, D. R. ve Civitarese, O. (2001). Removal of spurious center of mass effects in nuclear many-body systems. *Physical Review C*, 63(4), 044323. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.63.044323>
- [140] Elliott, J. P. ve Skyrme, T. H. R. (1955). Centre-of-mass effects in the nuclear shell-model. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 232(1191), 561–6. <https://doi.org/10.1098/rspa.1955.0239>
- [141] Meyer-Ter-Vehn, J. (1979). Exact removal of spurious states in RPA calculations. *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 289(3), 319–323. <https://doi.org/10.1007/BF01415795>
- [142] Civitarese, O. ve Licciardo, M. C. (1990). Comparison between effective Hamiltonians in symmetry restoring theories: Intrinsic excitations in superfluid nuclei. *Physical Review C*, 41(4) 1778–84. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.41.1778>
- [143] Beekman, A. J., Rademaker, L. ve Van Wezel, J. (2019). An introduction to spontaneous symmetry breaking. *SciPost Physics Lecture Notes* 11. <https://doi.org/10.21468/SciPostPhysLectNotes.11>
- [144] Civitarese, O., Faessler, A. ve Licciardo, M. C. (1992). Symmetry breaking of the galilean invariance in superfluid nuclei and its connection with quadrupole pairing interactions. *Nuclear Physics A*, 542(2), 221–36. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(92\)90214-5](https://doi.org/10.1016/0375-9474(92)90214-5)
- [145] Klein, A., Walet, M. R. ve Dang, G. Do. (1991). Ground-State Correlations and Restoration of Symmetry to Nuclear Mean Field Theory. *Nuclear Physics A*, 535(1), 1–22. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(91\)90513-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(91)90513-6)
- [146] Cwiokt, S., Kvasil, J. ve Choriev, B. (1984). The RPA and restoration of translational symmetry of the Hamiltonian of a rotating nucleus. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 10(7), 903–12. <https://doi.org/10.1088/0305-4616/10/7/008>
- [147] Sheikh, J. A., Dobaczewski, J., Ring, P., Robledo, L. M. ve Yannouleas, C. (2021). Symmetry restoration in mean-field approaches. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 48, 123001 1–110. <https://doi.org/10.1088/1361-6471/ac288a>
- [148] Guralnik, G. S., Hagen, C. R. ve Kibble, T. W. B. (1968). Broken symmetries and the Goldstone theorem. *Advances in particle physics*, 2, 567–708.
- [149] Mcgrory, J. B. ve Wlidenthal, B. H. (1975). Further comment on spurious center-of-mass motion. *Physics Letters B*, 60(1), 5–8. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(75\)90513-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(75)90513-4)
- [150] Goldstone, J. ve Jackiw, R. (1975). Quantization of nonlinear waves. *Physical Review D*, 11(6), 1486–98. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.11.1486>
- [151] Kuliev, A. (2013). The Collective Excitations and Resonances in Atomic Nuclei. *Muş Alparslan Üniversitesi Fen Bilimleri Dergisi*, 1(2), 157–73. <https://dergipark.org.tr/en/pub/msufbd/issue/19657/209863>

- [152] Gabrakov, S. I., Pyatov, N. I. ve Salamov, D. I. (1977). *Effects of breaking the translational and Galilean invariances of nuclear model Hamiltonians* (No. IC-77-13). International Centre for Theoretical Physics.
- [153] Bohr A ve Mottelson B R. (1975). *Nuclear Structure (in 2 volumes)*. World Scientific Publishing Company.
- [154] Soloviev V G. (1992). *Theory of Atomic Nuclei, Quasiparticles and Phonons*. CRC Press.
- [155] Ring, P. ve Schuck, P. (1980). *The Nuclear Many-Body Problem*. Springer Science & Business Media.
- [156] Khuong, C. Z., Soloviev, V. G. ve Voronov, V. V. (1979). Description of the substructure in the radiative strength function of ^{117}Sn and ^{119}Sn . *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 5(4) L79–81. <https://doi.org/10.1088/0305-4616/5/4/007>
- [157] Malov, L. A. ve Solov'ev, V. G. (1980). Quasiparticle-phonon model of the nucleus II. The phonon space and giant Elambda, resonances in deformed nuclei. *Joint Institute for Nuclear Research. Dubna Fiz. Elem. Chastits At. Yadra* 11(2), 301–41.
- [158] Akulinichev, S. V ve Malov, L. A. (1977). Semi-microscopic calculation of the giant dipole resonances in deformed nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 3(5), 625–32. <https://doi.org/10.1088/0305-4616/3/5/009>
- [159] Varlamov, A. V, Varlamov, V. V, Rudenko, D. S. ve Stepanov, M. E. (1999). *Atlas of giant dipole resonances. Parameters and graphs of photonuclear reaction cross sections*. (No. INDC (NDS)--394). International Atomic Energy Agency. International Nuclear Data Committee.
- [160] Feenberg, E. (1936). Does the Alpha-Particle Possess Excited States?. *Physical Review*, 49(4), 328–31. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.49.328>
- [161] Siegert, A. J. F. (1937). Note on the interaction between nuclei and electromagnetic radiation. *Physical Review*, 52(8), 787–9. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.52.787>
- [162] Levinger, J. S. ve Bethe, H. A. (1950). Dipole transitions in the nuclear photo-effect. *Physical Review*, 78(2), 115–29. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.78.115>
- [163] Gell-Mann, M. ve Telegdi, V. L. (1953). Consequences of charge independence for nuclear reactions involving photons. *Physical Review*, 91(1), 169–74. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.91.169>
- [164] Erbil H, Gerçeklioğlu M, İlhan M ve Kuliev A. (1997). Sum Rule Approach to Nuclear Collective Vibration. *Mathematical & Computational Applications* 2(1), 1–11. <https://doi.org/10.3390/mca2010001>
- [165] Guner, M. ve Saglam, M. (2013). Effect of Shape Transformation Accompanied by M1 Transitions on The Energy Weight Sum Rule. *Mathematical Sciences And Applications E-Notes*, 1(1), 90–101. <https://dergipark.org.tr/en/pub/mathenot/issue/19483/207672>
- [166] Güner, M. ve Guliyev, E. (2004). Effect Deformation in M1 Transitions Between States with Different Shapes. *Fizika Cild X*, No 1,2 66–9.

- [167] Thouless D J. (1961). Vibrational States of Nuclei in The Random Phase Approximation. *Nuclear Physics* 22(1), 78–95. [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(61\)90364-9](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90364-9)
- [168] Gerçeklioğlu, M. (2000). *Deforme Çift-Çift Çekirdeklerde Uyarılmış 0+ Halleri, Eşleme Titreşimleri, Nötron-Proton Etkileşimleri ve Toplam Kuralları*. Ege Üniversitesi, Bornova-İzmir.
- [169] Dellafiore, A. ve Brink, D. M. (1977). Effects of neutron-proton interactions on elastic electron scattering. *Nuclear Physics A*, 286(3) 474–82. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(77\)90596-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90596-6)
- [170] Molinari, A. (1980). II. Photon Induced Nuclear Processes. *Physics Reports* 64(5), 283–336. [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(80\)90136-2](https://doi.org/10.1016/0370-1573(80)90136-2)
- [171] Lipparini, E. ve Stringari, S. (1989). Sum rules and giant resonances in nuclei. *Physics Reports*, 175(3-4), 103–261. [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(89\)90029-X](https://doi.org/10.1016/0370-1573(89)90029-X)
- [172] Migdal, A. B., Lushnikov, A. A. ve Zaretsky, D. F. (1965). Theory of dipole photoabsorption of nuclei. *Nuclear Physics*, 66(1), 193–208. [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(65\)90143-4](https://doi.org/10.1016/0029-5582(65)90143-4)
- [173] Kneissl, U., Pitz, H. H. ve Zilges, A. (1996). Investigation of Nuclear Structure by Resonance Fluorescence Scattering. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 37, 349–433. [https://doi.org/10.1016/0146-6410\(96\)00055-5](https://doi.org/10.1016/0146-6410(96)00055-5)
- [174] Dmitrieva, U. ve Pshenichnov, I. (2021). Nuclear resonance fluorescence of ^{208}Pb in heavy-ion colliders. *European Physical Journal A*, 57(1), 8 . <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00317-3>
- [175] Ju, K., Lee, J., Rehman, H. ur ve Kim, Y. (2019). A feasibility study on photo-production of $^{99\text{m}}\text{Tc}$ with the nuclear resonance fluorescence. *Nuclear Engineering and Technology*, 51(1), 176–89. <https://doi.org/10.1016/j.net.2018.09.002>
- [176] Raman, S., Nestor, C. W. ve Tikkanen, P. (2001). Transition probability from the ground to the first-excited 2^+ state of even-even nuclides. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 78(1) 1–128. <https://doi.org/10.1006/adnd.2001.0858>
- [177] Dudek, J. ve Werner, T. (1978). New parameters of the deformed Woods-Saxon potential for $A=110-210$ nuclei. *Journal Physics G : Nuclear Physics*, 4(10) 1543–61. <https://doi.org/10.1088/0305-4616/4/10/006>
- [178] Bhat, M. R. (1992). Evaluated nuclear structure data file (ENSDF). In *Nuclear Data for Science and Technology: Proceedings of an International Conference, held at the Forschungszentrum Jülich, Fed. Rep. of Germany, 13–17 May 1991* (pp. 817-821). Springer Berlin Heidelberg. https://doi.org/10.1007/978-3-642-58113-7_227
- [179] Möller, P. ve Nix, J. (1992). Nuclear pairing models. *Nuclear Physics A*, 536(1), 20–60. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(92\)90244-E](https://doi.org/10.1016/0375-9474(92)90244-E)
- [180] Danos, M., Ishkhanov, B. S., Yudin, N. P. ve Eramzhyan, R. A. (1995). Giant dipole resonance and evolution of concepts of nuclear dynamics. *Physics-Uspekhi* 38(12), 1297. <https://doi.org/10.1070/PU1995v038n12ABEH000122>

- [181] Okamoto, K. (1958). Intrinsic Quadrupole Moment and the Resonance Width of Photonuclear Reactions. *Physical Review* 110(1), 143–53. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.110.143>
- [182] Arteaga, D. P., Khan, E. ve Ring, P. (2009). Isovector dipole strength in nuclei with extreme neutron excess. *Physical Review C* 79(3), 034311. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.79.034311>
- [183] Repko, A., Kvasil, J., Nesterenko, V. O. ve Reinhard, P. G. (2017). Pairing and deformation effects in nuclear excitation spectra. *European Physical Journal A*, 53, 1-12. <https://doi.org/10.1140/epja/i2017-12406-3>
- [184] Piekarewicz, J. (2011). Pygmy resonances and neutron skins. *Physical Review C*, 83(3), 034319 1–10. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.034319>
- [185] Orce, J. N. (2020). Polarizability effects in atomic nuclei. *International Journal of Modern Physics E*, 29(03), 2030002.
- [186] Pietralla, N., Isaak, J. ve Werner, V. (2019). Photonuclear reactions: Achievements and perspectives. *European Physical Journal A*, 55, 1-10. <https://doi.org/10.1140/epja/i2019-12857-4>
- [187] Hansen, P. G., Jonson, B. ve Richter, A. (1990). Applications of statical Nuclear Physics to Nuclear Spectroscopy. *Nuclear Physics A*, 518(1-2), 13–34. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(90\)90532-Q](https://doi.org/10.1016/0375-9474(90)90532-Q)
- [188] 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., Wiedenhöver, I., Winter, G. ve Zilges, A. (1999). Complete scissors mode strength in heavy deformed odd-mass nuclei: a case study of ^{165}Ho and ^{169}Tm . *Nuclear Physics A*, 645(2), 239–61. [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(98\)00610-1](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(98)00610-1)
- [189] Enders, J., Huxel, N., Kneissl, U., Von Neumann-Cosel, P., Pitz, H. H. ve Richter, A. (1998). Unresolved dipole strength in spectra of the $^{157}\text{Gd}(g, g')$ reaction. *Physical Review C* 57(2), 996–9. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.57.996>
- [190] Özel-Tashenov, B., Enders, J., Lenske, H., Krumbholz, A. M., Litvinova, E., Von Neumann-Cosel, P., Poltoratska, I., Richter, A., Rusev, G., Savran, D. ve Tsoneva, N. (2014). Low-energy dipole strength in $^{112,120}\text{Sn}$. *Physical Review C*, 90(2), 024304. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.024304>
- [191] Sin, M., Capote, R., Herman, M. W., Trkov, A. ve Carlson, B. V. (2021). Modeling photon-induced reactions on $^{233-238}\text{U}$ actinide targets. *Physical Review C*, 103(5), 054605. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.103.054605>
- [192] Huizenga, J. R., Clarke, K. M., Gindler, J. E. ve Vandenbosch, R. (1962). Photofission cross sections of several nuclei with mono-energetic gamma rays. *Nuclear Physics A*, 34(2), 439–56. [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(62\)90231-6](https://doi.org/10.1016/0029-5582(62)90231-6)
- [193] Oishi, T., Kortelainen, M. ve Hinohara, N. (2016). Finite amplitude method applied to the giant dipole resonance in heavy rare-earth nuclei. *Physical Review C*, 93(3), 034329. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.034329>

- [194] Goriely, S., Khan, E. ve Samyn, M. (2004). Microscopic HFB + QRPA predictions of dipole strength for astrophysics applications. *Nuclear Physics A*, 739(3-4), 331–52. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.04.105>
- [195] Arteaga, D. P. ve Ring, P. (2008). Relativistic random-phase approximation in axial symmetry. *Physical Review C*, 77(3), 034317. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.77.034317>
- [196] Rowe, D. J. (2010). *Nuclear collective motion: models and theory*. World Scientific, Singapore.
- [197] Harakeh, M. N. ve van der Woude, A. (2006). *Giant Resonances: fundamental high-frequency modes of nuclear excitation*. Oxford University Press Inc., New York.
- [198] Lu, Y. ve Johnson, C. W. (2018). Transition sum rules in the shell model. *Physical Review C*, 97(3), 034330. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.034330>
- [199] Bertulani, C. A. (2009). Theory and applications of coulomb excitation. *arXiv preprint arXiv:0908.4307*.
- [200] Tamii, A., Poltoratska, I., Von Neumann-Cosel, P., Fujita, Y., Adachi, T., Bertulani, C. A., Carter, J., Dozono, M., Fujita, H., Fujita, K., Hatanaka, K., Ishikawa, D., Itoh, M., Kawabata, T., Kalmykov, Y., Krumbholz, A. M., Litvinova, E., Matsubara, H., Nakanishi, K., ... Zenihiro, J. (2011). Complete electric dipole response and the neutron skin in ^{208}Pb . *Physical Review Letters*, 107(6), 062502 1–5. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.062502>
- [201] Hashimoto, T., Krumbholz, A. M., Reinhard, P. G., Tamii, A., Von Neumann-Cosel, P., Adachi, T., Aoi, N., Bertulani, C. A., Fujita, H., Fujita, Y., Ganioglu, E., Hatanaka, K., Ideguchi, E., Iwamoto, C., Kawabata, T., Khai, N. T., Krugmann, A., Martin, D., Matsubara, H., ... Zenihiro, J. (2015). Dipole polarizability of ^{120}Sn and nuclear energy density functionals. *Physical Review C*, 92(3), 031305(R) 1–5. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.031305>
- [202] Roca-Maza, X., Viñas, X., Centelles, M., Agrawal, B. K., Colò, G., Paar, N., Piekarewicz, J. ve Vretenar, D. (2015). Neutron skin thickness from the measured electric dipole polarizability in ^{68}Ni , ^{120}Sn , and ^{208}Pb . *Physical Review C*, 92(6), 064304 1–11. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.064304>
- [203] Rossi, D. M., Adrich, P., Aksouh, F., Alvarez-Pol, H., Aumann, T., Benlliure, J., Böhmer, M., Boretzky, K., Casarejos, E., Chartier, M., Chatillon, A., Cortina-Gil, D., Datta Pramanik, U., Emling, H., Ershova, O., Fernandez-Dominguez, B., Geissel, H., Gorska, M., Heil, M., ... Winkler, M. (2013). Measurement of the dipole polarizability of the unstable neutron-rich nucleus ^{68}Ni . *Physical Review Letters* 111(24), 242503 1–6. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.242503>
- [204] Orce, J. N. (2015). New formulas for the (-2) moment of the photoabsorption cross section, σ_{-2} . *Physical Review C* 91(6), 064602 1–4. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.91.064602>

- [205] Wieland, O., Bracco, A., Camera, F., Avigo, R., Baba, H., Nakatsuka, N., Aumann, T., Banerjee, S. R., Benzon, G., Boretzky, K., Caesar, C., Ceruti, S., Chen, S., Crespi, F. C. L., Derya, V., Doornenbal, P., Fukuda, N., Giaz, A., Ieki, K., ... Yoneda, K. (2018). Low-lying dipole response in the unstable ^{70}Ni nucleus. *Physical Review C* 98(6), 064313. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.98.064313>
- [206] Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A. A., Hoşgör, G., Kemah, E. ve Quliyev, H. (2020). Investigation of the electric dipole ($E1$) excitations in ^{181}Ta nucleus. *European Physical Journal A* 56(10), 271, 1–10. <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00274-x>
- [207] Soldatov, A. S., Blokhin, A. I., Ignatyuk A. V. ve Storozhenko A. N. (2000). Photofission of ^{238}Pu , ^{240}Pu , and ^{242}Pu in the Energy Range 5–10 MeV. *Physics of Atomic Nuclei* 63, 31–9. <https://doi.org/10.1134/1.855603>
- [208] Eckle, F. J., Lenske, H., Eckle, G., Graw, G., Hertenberger, R., Kader, H., Merz, F., Nann, H., Schiemenz, P. ve Wolter, H. H. (1989). Single-particle strength distributions in ^{41}Ca . *Physical Review C*, 39(4), 1662–4. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.39.1662>
- [209] Eckle, F., Lenske, H., Eckle, G., Hertenberger, R., Kader, H., Maier, H., Merz, F., Nann, H., Schiemenz, P. ve Wolter, H. (1990). Investigation of Single-Particle Strength Distributions in A High-Resolution $^{40}\text{Ca}(d, p)$ Study at $E_d = 20$ MeV. *Nuclear Physics A*, 506(2), 159–95. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(90\)90382-V](https://doi.org/10.1016/0375-9474(90)90382-V)
- [210] Soloviev, V. G., Stoyanov, C. H. and Jôr, J. L. (1982). Radiative Strength Functions in Odd-A Spherical Nuclei. *Nuclear Physics A*, 382(2), 206–20. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(82\)90132-4](https://doi.org/10.1016/0375-9474(82)90132-4)

EKLER

EK A

Bu Ekde, elektrik dipol ($E1$) geçişlerini incelemek için uygulanan TGI-QPNM'nin formalizmi detaylandırılır, Tek-A'lı deforme bir çekirdek için Hamiltoniyen sistemi, simetri koşullarına bağlı olarak çiftlenim ve dipol-dipol etkileşimlerini içerir.

Böyle bir sistem için QPNM Hamiltoniyeni:

$$H = H_{sqp} + W_{dip}. \quad (A.1.1)$$

şeklinde olur, Bu ifadedeki ilk terim (H_{sqp}) çekirdekdeki kuaziparçacık hareketini ifade eden, eksenel simetrik deforme Woods-Saxon potansiyelini içeren tek kuaziparçacık Hamiltoniyeni ve ikinci terim (W_{dip}) nötron ve protonların izovektör dipol-dipol etkileşmesini gösterir (Bölüm 2.1).

$$W_{dip}^{bos.} = \sum_{\tau\tau'} \sum_{\mu=0,\pm 1} (2\delta_{\tau\tau'} - 1) \left\{ \kappa_1 N_{\tau}^{-1} \sum_{ss'} r_{ss'}^{\mu\tau} U_{ss'}^{\tau} g_{ss'}^i (Q_{i\mu} + Q_{i\mu}^+) N_{\tau'}^{-1} \sum_{tt'} r_{tt'}^{\mu\tau'} U_{tt'}^{\tau'} g_{tt'}^{i'} (Q_{i'\mu} + Q_{i'\mu}^+) \right\}$$

$$W_{dip}^{int.} = \sum_{\tau\tau'} \sum_{\mu=0,\pm 1} (2\delta_{\tau\tau'} - 1) \left\{ \kappa_1 N_{\tau'}^{-1} \sum_{ss'} r_{ss'}^{\mu\tau} V_{ss'}^{\tau} B_{ss'}^{\tau} \sum_{tt'} r_{tt'}^{\tau'} U_{tt'}^{\tau'} g_{tt'}^{\tau'} (Q_{i'\mu} + Q_{i'\mu}^+) + \right. \\ \left. + \kappa_1 N_{\tau}^{-1} \sum_{ss'} r_{ss'}^{\mu\tau} U_{ss'}^{\tau} g_{ss'}^i (Q_{i\mu} + Q_{i\mu}^+) \sum_{tt'} r_{tt'}^{\mu\tau'} V_{tt'}^{\tau'} B_{tt'}^{\tau'} \right\} \quad (A.1.2)$$

Burada, $W_{dip}^{bos.}$ çekirdekte elektrik dipol ($E1$) uyarılmalarını üreten kolektif nükleon hareketi ve $W_{dip}^{int.}$ tek-kuaziparçacık hareketi ile kolektif titreşimler arasındaki etkileşmeyi ifade eder.

Tek-A'lı çekirdeklerde $E1$ uyarılmalarının mikroskopik QPNM çerçevesinde teorik olarak doğru tasviri için tek kuaziparçacık hamiltoniyeninin kırılan öteleme simetrisinin yanı sıra çiftlenim potansiyelinin kırılan Galileo simetrisin de onarılması gerekir, Kırılan simetriler Pyatov yöntemine [122] göre

$$h_0^{bos.} = -\sum_{\tau} \sum_{\mu=0,\pm 1} \frac{1}{2\gamma_{\mu}} [H_{sqp}^{\tau}, P_{\mu}^{bos.}(\tau)]^+ [H_{sqp}^{\tau}, P_{\mu}^{bos.}(\tau)] \quad (A.1.3)$$

$$h_0^{bos.} = -\frac{1}{2\gamma} \sum_{\tau\tau'} \sum_{\mu=0,\pm 1} \left\{ \sum_{ss'} \varepsilon_{ss'} p_{ss'}^{\mu\tau} L_{ss'}^{\tau} g_{ss'}^i (Q_{i\mu}^+ + Q_{i\mu}) \sum_{tt'} \varepsilon_{tt'} p_{tt'}^{\mu\tau'} L_{tt'}^{\tau'} g_{tt'}^{i'} (Q_{i'\mu}^+ + Q_{i'\mu}) \right\}$$

$$h_0^{int.} = -\sum_{\tau} \sum_{\mu=0,\pm 1} \frac{1}{2\gamma_{\mu}} [H_{sqp}^{\tau}, P_{\mu}^{int.}(\tau)]^+ [H_{sqp}^{\tau}, P_{\mu}^{int.}(\tau)]$$

$$h_0^{int.} = -\frac{1}{2\gamma} \sum_{\tau\tau'} \sum_{\mu=0,\pm 1} \left\{ \sum_{ss'} \varepsilon_{ss'}^- p_{ss'}^{\mu\tau} M_{ss'}^{\tau} (\mathfrak{B}_{ss'} + \mathfrak{D}_{ss'}^{\dagger}) \sum_{tt'} \varepsilon_{tt'} p_{tt'}^{\mu\tau'} L_{tt'}^{\tau'} (Q_{i'\mu}^+ + Q_{i'\mu}) + \right. \\ \left. \sum_{ss'} \varepsilon_{ss'} p_{ss'}^{\mu\tau} L_{ss'}^{\tau} (Q_{i\mu}^+ + Q_{i\mu}) \sum_{tt'} \varepsilon_{tt'}^- p_{tt'}^{\mu\tau'} M_{tt'}^{\tau'} (\mathfrak{B}_{tt'} + \mathfrak{D}_{tt'}^{\dagger}) + \right\} \quad (A.1.4)$$

ve

$$h_{\Delta}^{bos.} = -\sum_{\tau\tau'} \sum_{\mu=0,\pm 1} \frac{1}{2\beta_{\mu}} [U_{\Delta}^{\tau}, R_{\mu}^{bos.}(\tau)]^+ [U_{\Delta}^{\tau'}, R_{\mu}^{bos.}(\tau)]$$

$$h_{\Delta}^{bos.} = \sum_{\tau\tau'} \sum_{\mu=0,\pm 1} \frac{1}{\beta_{\mu}} \left\{ \Delta_{\tau} \sum_{ss'} r_{ss'}^{\mu\tau} M_{ss'}^{\tau} w_{ss'}^i (Q_{i\mu}^+ - Q_{i\mu}) \Delta_{\tau'} \sum_{tt'} r_{tt'}^{\mu\tau'} M_{tt'}^{\tau'} w_{tt'}^{i'} (Q_{i'\mu}^+ - Q_{i'\mu}) \right\} \quad (A.1.5)$$

$$h_{\Delta}^{int.} = -\sum_{\tau\tau'} \sum_{\mu=0,\pm 1} \frac{1}{2\beta_{\mu}} [U_{\Delta}^{\tau}, R_{\mu}^{int.}(\tau)]^+ [U_{\Delta}^{\tau'}, R_{\mu}^{int.}(\tau)]$$

$$h_{\Delta}^{int.} = \sum_{\tau\tau'} \sum_{\mu=0,\pm 1} \frac{1}{2\beta_{\mu}} \left\{ \Delta_{\tau} \sum_{ss'} r_{ss'}^{\mu\tau} L_{ss'}^{\tau} (\mathfrak{B}_{ss'} - \mathfrak{D}_{ss'}^{\dagger}) \Delta_{\tau'} \sum_{tt'} r_{tt'}^{\mu\tau'} M_{tt'}^{\tau'} w_{tt'}^{i'} (Q_{i'\mu} - Q_{i'\mu}^+) + \right. \\ \left. \Delta_{\tau} \sum_{ss'} r_{ss'}^{\mu\tau} M_{ss'}^{\tau} w_{ss'}^i (Q_{i\mu} - Q_{i\mu}^+) \Delta_{\tau'} \sum_{tt'} r_{tt'}^{\mu\tau'} L_{tt'}^{\tau'} (\mathfrak{B}_{tt'} - \mathfrak{D}_{tt'}^{\dagger}) \right\} \quad (A.1.6)$$

şeklinde seçilen efektif kuvvetler ile onarılabılır. Bu ifadelerde, $Q_{i\mu}^+$ QRPA fononları,

iki-kuaziparçacık süper pozisyonu olarak $Q_i^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{qq'} [\psi_{qq'}^i(\tau) A_{ss'}^+(\tau) - \phi_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}(\tau)]$

ile tanımlanır. $A_{qq'}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{q,-\rho}^+ \alpha_{q',\rho}^+$ iki kuazi parçacık operatörü, $\psi_{qq'}^i(\tau)$ ve $\phi_{qq'}^i(\tau)$

iki-kuaziparçacık çiftlerinin genliklerini ve $\rho = \pm 1$ zaman tersinir (time reversed) seviyeleri temsil eder.

Yukarıda yer alan ifadeler, ortalama alan ile öz uyumlu seçilerek (A.1.1) Hamiltoniyenine eklendiğinde elde edilen

$$H \approx H_{sqp} + W_{dip}^{bos.} + W_{dip}^{int.} + h_0^{bos.} + h_0^{int.} + h_{\Delta}^{bos.} + h_{\Delta}^{int.} \quad (A.1.7)$$

Hamiltoniyen öteleme işlemi ve Galileo dönüşümleri altında değişmez olmaktadır. Bu restorasyon metodunda efektif restorasyon kuvvetleri evrensel simetri koşulları altında ortalama alan ile öz uyumlu seçildiğinden sahte durumlar otomatik olarak gerçek titreşim seviyelerinden ayrılır.

Tek-A'lı deforme çekirdek için, QPNM'deki dalga fonksiyonu, Bölüm 2'de denklem 2.6'da gösterildiği gibi, tek kuaziparçacık ve kuaziparçacık $\otimes$ fonon bileşenlerinin toplamı olarak verilir, Tek kütle numaralı bir çekirdeğin taban ve uyarılmış $E1$ seviyelerinin enerjileri (denklem 2.11), $N_{K\zeta}^j$ ve $G_{j,i\mu}^{\zeta\nu}$ genliklerin ve normalizasyon (denklem 2.7) koşuluyla ilişkili olduğu varyasyon prensibi (denklem 2.9) aracılığıyla elde edilir.

Tablo B.1. Tek-A'lı deforme çekirdeklerin deneysel verilerle birlikte TGI-QPNM GDR parametreleri.

İzotop		E_1 (MeV)	σ_1 (mb)	Γ_1 (MeV)	E_2 (MeV)	σ_2 (mb)	Γ_2 (MeV)	R_A	E_{ort} (MeV)	Γ (MeV)
²²⁹ Th	Teori	11,29	333,45	4,08	14,64	433	3,76	0,83	12,21	5,54
²³¹ Th	Teori	11,09	325,69	3,98	14,50	487,30	3,88	0,72	12,00	5,79
	Deney^b	10,99 ± 0,16	247 ± 26	3,90 ± 0,4	13,9 ± 0,13	362 ± 26	4,67 ± 0,38	0,59	13,08	6,00
²³² Th	Deney^c	11,03 ± 0,04	302 ± 19	2,71 ± 0,13	13,87 ± 0,08	449 ± 9	4,77 ± 0,28	0,32	12,93	7,48 ± 0,41
²³³ Th	Teori	10,89	342,27	3,15	14,20	431,19	4,18	0,59	11,22	5,93
	Teori	10,09	334,34	3,01	13,29	483,29	4,71	0,44	11,95	5,50
²³³ U	Deney^a	11,08 ± 0,06	221 ± 26	1,94 ± 0,26	13,86 ± 0,14	433 ± 13	5,47 ± 0,30	0,18 0,31 0,52	12,94	7,41 ± 0,56
²³⁴ U	Deney^a	11,13 ± 0,10	371 ± 36	2,26 ± 0,38	13,94 ± 0,16	401 ± 22	4,46 ± 0,47	--	13,00	6,72 ± 0,85
	Teori	10,52	385,64	2,75	13,88	569,63	3,33	0,56	12,10	5,44
²³⁵ U	Deney^b	10,74 ± 0,18	283 ± 39	3,23 ± 0,55	13,77 ± 0,23	354 ± 33	4,92 ± 0,58	0,52	12,91	8,15 ± 1,13
	Deney^c	10,90 ± 0,05	328 ± 19	2,30 ± 0,15	13,96 ± 0,09	459 ± 10	4,75 ± 0,32	0,35	12,94	7,05 ± 0,41
²³⁶ U	Deney^c	10,92 ± 0,04	271 ± 16	2,55 ± 0,17	13,78 ± 0,08	415 ± 10	4,88 ± 0,24	0,34	12,82	7,43 ± 0,41
²³⁷ U	Teori	10,53	371,23	3,40	13,71	561,77	4,07	0,55	12,57	5,89
²³⁸ U	Deney^c	10,77 ± 0,04	311 ± 20	2,37 ± 0,13	13,80 ± 0,09	459 ± 9	5,13 ± 0,35	0,18	12,79	7,50 ± 0,48
²³⁹ U	Teori	10,73	401,83	3,14	13,51	571,65	5,09	0,43	12,47	6,11
²³³ Np	Teori	10,21	330	2,58	13,65	520	3,43	0,48	12,50	5,88
²³⁵ Np	Teori	10,82	376	3,18	14,28	627	3,36	0,57	13,13	5,79
	Teori	10,59	375	2,94	14,49	610	4,30	0,51	13,02	5,66
²³⁷ Np	Deney^a	11,06 ± 0,12	251 ± 7	3,16 ± 0,27	14,21 ± 0,14	380 ± 9	5,12 ± 0,3	0,42	13,07	6,41
	Deney^b	10,98 ± 0,04	311 ± 16	2,17 ± 0,14	14,08 ± 0,07	540 ± 12	4,66 ± 0,23	0,27	13,04	6,40
²³⁹ Np	Teori	10,75	385	2,24	13,93	605	3,46	0,41	12,87	5,49
²³⁷ Pu	Teori	10,17	343,83	3,59	13,20	482,71	4,55	0,39	12,20	6,20
	Teori	10,55	382,78	3,78	13,76	566,97	3,32	0,76	12,70	6,75
²³⁹ Pu	Deney^a	11,28 ± 0,20	325 ± 90	2,48 ± 0,47	13,73 ± 0,43	384 ± 60	5,38 ± 0,41	0,39	12,91 ± 0,35	6,38 ± 0,67
	Deney^b	11,05 ± 0,13	227 ± 39	3,47 ± 0,57	14,01 ± 0,21	362 ± 31	5,23 ± 0,59	0,42	13,02 ± 0,18	7,31 ± 0,66
²⁴¹ Pu	Teori	10,67	409,88	3,90	13,47	560,62	4,41	0,65	12,53	6,96
²⁴³ Pu	Teori	10,21	380,66	3,37	13,36	479,75	4,46	0,60	12,31	7,00
²⁴⁵ Pu	Teori	10,22	390,83	3,27	13,07	508,00	5,09	0,49	12,12	7,03

EK C

Tablo C.1. $^{229,231,233}\text{Th}$ izotoplarının TGI-QPNM ile hesaplanan toplam elektrik dipol gücü ($\sum B(E1 \uparrow)$), toplam elektrik dipol radyasyon kalınlık ($\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow)$), toplam indirgenmiş elektrik dipol radyasyon kalınlık $\sum g\Gamma_0^{\text{red}}(E1 \uparrow)$ ve ortalama rezonans enerji $\overline{E}$ değerleri.

İzotop	K^π	$\sum B(E1 \uparrow)$ [$e^2 fm^2$]				$\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow)$ [meV] $\times 10^3$				$\sum g\Gamma_0^{\text{red}}(E1 \uparrow)$ [meV $\cdot$ MeV $^{-3}$]				$\overline{E}$ [MeV]			
		5-8 MeV	8-12 MeV	12-15 MeV	0-20 MeV	5-8 MeV	8-12 MeV	12-15 MeV	0-20 MeV	5-8 MeV	8-12 MeV	12-15 MeV	0-20 MeV	5-8 MeV	8-12 MeV	12-15 MeV	0-20 MeV
^{229}Th	5/2 $^-$	1,34	23,80	2,77	28,2	515	26700	6300	35700	1400	24900	2900	29600	7,12	10,20	12,93	10,42
	3/2 $^-$	0,21	4,71	12,3	18,3	94,9	6890	32700	44300	219	4930	12900	19100	7,53	11,08	13,61	13,03
	7/2 $^-$	0,17	4,45	10,7	16,9	72,8	6020	27800	40700	181	4660	11200	17700	7,43	10,87	13,62	13,05
	Toplam	1,72	32,9	25,8	63,5	682	39600	66800	121000	1800	34500	27000	66400	7,20	10,42	13,55	11,87
^{231}Th	5/2 $^-$	1,63	24,3	3,55	29,7	662	26100	7860	36100	1700	25500	3710	31100	7,26	10,04	12,81	10,29
	3/2 $^-$	0,24	4,92	13,5	19,7	108	7140	35300	47200	251	5150	14100	20700	7,51	11,05	13,54	12,98
	7/2 $^-$	0,20	4,74	13,4	19,5	86,7	6550	34800	46300	209	4960	14000	20400	7,52	10,95	13,61	13,04
	Toplam	2,06	34,0	30,5	69,0	857	3980	77900	130000	2160	35600	31900	72200	7,32	10,32	13,49	11,83
^{233}Th	1/2 $^-$	2,14	24,3	2,51	29,3	820	24500	5670	32900	2240	25400	2630	30600	7,09	9,84	12,90	9,98
	$\overline{1/2^-}$	0,35	6,70	11,2	18,9	156	9510	27700	40400	363	7010	11700	19800	7,51	10,99	13,29	12,47
	3/2 $^-$	0,35	6,91	10,4	18,3	154	9710	25400	38000	361	7230	10900	19100	7,58	11,05	13,34	12,46
	Toplam	2,83	37,9	24,1	66,5	1130	43800	58800	111000	2960	39600	25200	69600	7,20	10,27	13,28	11,37

Tablo C.2. $^{233,235,237,239}\text{U}$ izotoplarının TGI-QPNM ile hesaplanan toplam elektrik dipol gücü ($\sum B(E1 \uparrow)$), toplam elektrik dipol radyasyon kalınlık ($\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow)$), toplam indirgenmiş elektrik dipol radyasyon kalınlık $\sum g\Gamma_0^{\text{red}}(E1 \uparrow)$ ve ortalama rezonans enerji $\overline{E}$ değerleri.

İzotop	K^π	$\sum B(E1 \uparrow)$ [$e^2 fm^2$]				$\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow)$ [meV] $\times 10^3$				$\sum g\Gamma_0^{\text{red}}(E1 \uparrow)$ [meV $\cdot$ MeV $^{-3}$]				$\overline{E}$ [MeV]			
		5-8 MeV	8-12 MeV	12-15 MeV	0-20 MeV	5-8 MeV	8-12 MeV	12-15 MeV	0-20 MeV	5-8 MeV	8-12 MeV	12-15 MeV	0-20 MeV	5-8 MeV	8-12 MeV	12-15 MeV	0-20 MeV
^{233}U	5/2 $^-$	1,51	24,20	3,17	29,20	546	25100	7050	34900	1580	25300	3320	30600	6,96	9,94	12,83	10,20
	3/2 $^-$	0,31	6,04	12,70	19,70	140	8630	32000	43600	327	6330	13300	20600	7,50	11,01	13,37	12,63
	7/2 $^-$	0,27	6,26	13,20	20,40	118	8710	33100	45000	279	6550	13900	21400	7,57	11,00	13,45	12,72
	Toplam	2,09	36,50	29,20	69,40	805	42500	72200	123000	2190	38200	30500	72600	7,12	10,30	13,45	11,63
^{235}U	7/2 $^+$	1,31	27,50	6,66	36,10	454	32300	15200	51200	1370	28800	6970	37800	6,85	10,37	12,93	10,82
	5/2 $^+$	0,27	4,27	14,00	19,10	123	6030	37600	46600	283	4470	14600	20000	7,55	10,95	13,66	13,06
	9/2 $^+$	0,41	4,69	15,10	21,70	136	6570	40500	54400	433	4910	15900	22700	6,79	11,02	13,74	13,23
	Toplam	1,99	36,40	35,80	76,90	713	44900	93200	152000	2090	38100	37500	80500	6,93	10,52	13,56	12,06
^{237}U	1/2 $^-$	1,20	25,50	5,54	32,70	440	28300	12700	44100	1250	26600	5800	34200	6,98	10,17	12,96	10,63
	$\overline{1/2^-}$	0,34	3,94	15,10	19,90	152	5470	40600	49100	351	4120	15800	20900	7,53	10,89	13,67	13,11
	3/2 $^-$	0,25	3,53	15,20	20,00	109	4650	40100	49200	265	3690	16000	21000	7,49	10,78	13,67	13,20
	Toplam	1,79	32,90	35,90	72,70	701	38400	93400	142000	1870	34500	37500	76100	7,16	10,32	13,56	12,02
^{239}U	5/2 $^-$	1,04	26,80	4,44	32,40	369	28800	9960	39600	1090	28100	4650	33900	6,90	10,05	12,87	10,35
	3/2 $^-$	0,25	5,35	15,70	21,60	118	7850	40500	49800	260	5600	16500	22600	7,66	11,12	13,48	12,86
	7/2 $^-$	0,35	5,47	16,50	22,80	156	7820	42500	52200	362	5720	17300	23800	7,62	11,11	13,56	12,93
	Toplam	1,63	37,70	36,70	76,80	643	44500	92900	142000	1710	39400	38400	80400	7,17	10,36	13,44	11,82

Tablo C.3. $^{233-239}\text{Np}$ izotoplarının TGI-QPNM ile hesaplanan toplam elektrik dipol gücü ($\sum B(E1 \uparrow)$), toplam elektrik dipol radyasyon kalınlık ($\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow)$), toplam indirgenmiş elektrik dipol radyasyon kalınlık $\sum g\Gamma_0^{\text{red}}(E1 \uparrow)$ ve ortalama rezonans enerji $\overline{E}$ değerleri.

İzotop	K^π	$\sum B(E1 \uparrow)$ [$e^2 fm^2$]				$\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow)$ [meV] $\times 10^3$				$\sum g\Gamma_0^{\text{red}}(E1 \uparrow)$ [meV $\cdot$ MeV $^{-3}$]				$\overline{E}$ [MeV]			
		5-8 MeV	8-12 MeV	12-15 MeV	0-20 MeV	5-8 MeV	8-12 MeV	12-15 MeV	0-20 MeV	5-8 MeV	8-12 MeV	12-15 MeV	0-20 MeV	5-8 MeV	8-12 MeV	12-15 MeV	0-20 MeV
^{233}Np	5/2 $^-$	1,58	22,60	3,92	28,60	631	24900	8560	36700	1660	23700	4110	29900	7,20	10,14	12,75	10,45
	3/2 $^-$	0,24	5,07	14,50	20,50	105	7100	38400	48600	248	5300	15200	21500	7,47	10,93	13,61	12,94
	7/2 $^-$	0,22	4,45	14,30	19,90	96,80	6400	37500	48300	232	4660	14900	20900	7,53	11,13	13,66	13,15
	Toplam	2,04	32,1	32,70	69,00	833	38400	84400	134000	2140	33660	34210	72300	7,27	10,40	13,53	11,97
^{235}Np	5/2 $^-$	0,93	23,2	7,82	32,4	326	28500	17500	49100	970	24200	8190	34000	6,88	10,53	12,85	11,09
	3/2 $^-$	0,22	3,33	17,4	22,20	99,4	4770	51400	61500	226	3490	18300	23200	7,56	11,00	14,10	13,66
	7/2 $^-$	0,18	2,82	15,8	21,30	69,8	3920	45600	59100	172	2950	16600	22300	7,46	10,97	14,08	13,78
	Toplam	1,31	29,3	41,10	75,90	495	37200	114000	170000	1370	30640	43090	79400	7,07	10,63	13,85	12,60
^{237}Np	5/2 $^-$	0,95	23,6	7,23	32,3	343	28600	16100	48000	998	24700	75700	33900	6,93	10,47	12,85	11,01
	3/2 $^-$	0,29	3,61	16,4	22,0	130	5220	47100	59200	299	3780	17200	23100	7,53	11,04	13,97	13,51
	7/2 $^-$	0,17	2,87	16,3	21,0	69,3	3910	45900	56900	174	3000	17000	22000	7,41	10,89	13,98	13,65
	Toplam	1,41	30,1	40,0	75,4	543	37700	100000	164000	1471	31500	41800	78900	7,11	10,58	13,77	12,48
^{239}Np	5/2 $^-$	0,72	24,90	6,17	32,50	242	29500	14000	46700	808	26100	6450	34000	6,63	10,38	12,91	10,88
	3/2 $^-$	0,33	4,06	17,1	22,70	147	5860	47700	58800	345	4250	17900	23700	7,49	11,03	13,83	13,35
	7/2 $^-$	0,23	2,78	17,3	20,90	100	3700	47300	53700	244	2910	18100	21900	7,50	10,81	13,82	13,42
	Toplam	1,33	31,80	40,6	76,00	490	3900	109000	159000	1400	33300	42500	79600	6,99	10,50	13,69	12,32

Tablo C.4. $^{239,241,243}\text{Pu}$ izotoplarının TGI-QPNM ile hesaplanan toplam elektrik dipol gücü ($\sum B(E1 \uparrow)$), toplam elektrik dipol radyasyon kalınlık ($\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow)$), toplam indirgenmiş elektrik dipol radyasyon kalınlık $\sum g\Gamma_0^{\text{red}}(E1 \uparrow)$ ve ortalama rezonans enerji $\overline{E}$ değerleri.

İzotop	K^π	$\sum B(E1 \uparrow)$ [$e^2 fm^2$]				$\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow)$ [meV] $\times 10^3$				$\sum g\Gamma_0^{\text{red}}(E1 \uparrow)$ [meV $\cdot$ MeV $^{-3}$]				$\overline{E}$ [MeV]			
		5-8 MeV	8-12 MeV	12-15 MeV	0-20 MeV	5-8 MeV	8-12 MeV	12-15 MeV	0-20 MeV	5-8 MeV	8-12 MeV	12-15 MeV	0-20 MeV	5-8 MeV	8-12 MeV	12-15 MeV	0-20 MeV
^{239}Pu	1/2 $^-$	1,01	26,7	4,78	33,10	357	30000	11100	44300	1060	27900	5000	34600	6,88	10,20	13,00	10,62
	$\overline{1/2^-}$	0,30	4,70	15,70	21,30	129	6680	41900	51500	314	4920	16400	22300	7,40	10,98	13,64	13,04
	3/2 $^-$	0,29	4,48	15,30	21,10	123	6250	40500	51100	301	4690	16000	22100	7,47	11,00	13,69	13,14
	Toplam	1,60	35,90	35,80	75,40	610	42900	93500	147000	1680	37600	37500	79000	7,08	10,40	13,58	12,00
^{241}Pu	5/2 $^-$	0,82	29,20	4,08	34,80	228	32000	9220	44700	856	30600	4270	36400	6,39	10,12	12,91	10,47
	3/2 $^-$	0,42	5,31	15,00	21,40	184	7620	39000	49900	435	5560	15700	22400	7,46	11,02	13,51	12,86
	7/2 $^-$	0,35	5,43	15,50	21,90	149	7710	40200	50900	364	5680	16200	22900	7,47	11,08	13,60	12,96
	Toplam	1,58	40,00	34,60	78,20	561	47300	88400	145000	1660	41900	36200	81800	6,91	10,36	13,48	11,82
^{243}Pu	7/2 $^-$	1,07	27,80	3,49	32,60	345	29700	8350	40300	1120	29100	3660	34100	6,68	10,03	13,13	10,33
	5/2 $^-$	0,39	6,05	12,60	19,70	165	8510	32000	43800	406	6340	13200	20600	7,36	10,94	13,42	12,64
	9/2 $^-$	0,36	5,44	13,00	19,96	153	7560	32700	43500	381	5700	13600	20400	7,43	10,99	13,46	12,75
	Toplam	1,82	39,30	29,10	71,80	663	45700	73000	128000	1910	41100	30400	75200	6,97	10,30	13,40	11,62

Tablo D.1. Tek-A'lı $^{229,231,233}\text{Th}$ 'de GDR'nin iki maksimumunun enerjisi, toplam $B(E1)\uparrow$ geçişleri ve yapısı.

İzotop		I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	% $[Nn_z\Lambda]\Sigma \otimes Q_i^{(\lambda,\mu)}$	ω_i [MeV]	$B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2$]	Fonon Yapısı	
									$\psi^i (\tau)$	İki-Kuaziparçacık
^{229}Th	1. maksimum	5/2 ⁻	5/2		1,34				-0,126	nn 532↓ - 651↑
									-0,867	nn 512↑ - 613↓
				10,34		% 99,9[633]↓ ⊗ $Q_{115}^{(10)}$	10,34 ₁₁₅	1,86	0,144	pp 541↓ - 431↓
		7/2 ⁻	5/2		0,54				0,156	pp 530↑ - 640↑
									0,226	pp 512↓ - 411↑
									0,113	pp 734↑ - 624↑
		3/2 ⁻	3/2		0,05				0,350	nn 400↑ - 501↑
		5/2 ⁻	3/2		0,02				0,224	pp 530↑ - 640↑
									-0,161	pp 521↓ - 422↓
		7/2 ⁻	3/2	10,46	0,004	% 99,9[633]↓ ⊗ $Q_{162}^{(11)}$	10,46 ₁₆₂	0,14	0,225	pp 510↑ - 411↑
									0,136	pp 501↓ - 402↓
		7/2 ⁻	7/2		0,08				0,560	pp 400↑ - 301↑
									0,527	pp 501↑ - 402↑
									-0,216	pp 523↓ - 624↓
	2. maksimum	5/2 ⁻	5/2		0,11				0,119	nn 505↑ - 606↓
									-0,147	pp 541↓ - 620↑
				13,53		% 99,9[633]↓ ⊗ $Q_{181}^{(10)}$	13,53 ₁₈₁	0,16	-0,921	pp 541↑ - 631↑
		7/2 ⁻	5/2		0,05				0,161	pp 512↑ - 422↑
									0,111	pp 523↑ - 624↓
		3/2 ⁻	3/2		0,71				-0,182	nn 611↓ - 532↑
		5/2 ⁻	3/2		0,30				-0,127	nn 541↑ - 622↑
									0,469	nn 532↓ - 613↓
		7/2 ⁻	3/2	13,54	0,05	% 99,9[633]↓ ⊗ $Q_{253}^{(11)}$	13,54 ₂₅₃	1,97	-0,176	pp 541↓ - 620↑
									0,600	pp 541↓ - 431↑
									-0,129	pp 512↑ - 613↑
		7/2 ⁻	7/2		1,14				0,284	pp 622↑ - 523↑
									0,270	pp 514↓ - 615↓
									0,170	pp 613↑ - 514↑

Tablo D.1. (Devamı) Tek-A'lı $^{229-233}\text{Th}$ 'de GDR'nin iki maksimumunun enerjisi, toplam $B(E1)\uparrow$ geçişleri ve yapısı.

İzotop		I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	% [$Nn_z\Lambda$] $\Sigma \otimes Q_i^{(\lambda, \mu)}$	ω_i [MeV]	$B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2$]	Fonon Yapısı	
									$\psi^i(\tau)$	İki-Kuaziparçacık
^{231}Th	1. maksimum	5/2 ⁻	5/2		0,77				0,807	nn 512 ⁺ - 613 ⁺
									0,152	pp 530 ⁺ - 631 ⁺
		7/2 ⁻	5/2	10,33	0,31	%99,90[633] $\downarrow \otimes Q_{121}^{(10)}$	10,33 ₁₂₁	1,03	0,165	pp 501 ⁺ - 640 ⁺
									-0,301	pp 301 ⁺ - 402 ⁺
									0,223	pp 512 ⁺ - 411 ⁺
		3/2 ⁻	3/2		0,06					
	2. maksimum	5/2 ⁻	3/2	10,57	0,03	%99,90[633] $\downarrow \otimes Q_{158}^{(11)}$	10,57 ₁₅₈	0,19	0,957	nn 613 ⁺ - 514 ⁺
		7/2 ⁻	3/2		0,01				-0,124	pp 530 ⁺ - 631 ⁺
		7/2 ⁻	7/2		0,11					
		5/2 ⁻	5/2	13,33	0,08	%99,90[633] $\downarrow \otimes Q_{190}^{(10)}$	13,33 ₁₉₀	0,11	0,873	nn 523 ⁺ - 613 ⁺
		7/2 ⁻	5/2		0,03				-0,398	pp 532 ⁺ - 622 ⁺
									0,256	pp 521 ⁺ - 622 ⁺
		3/2 ⁻	3/2		1,49				0,122	nn 530 ⁺ - 611 ⁺
		5/2 ⁻	3/2		0,64				0,110	nn 631 ⁺ - 532 ⁺
		7/2 ⁻	3/2		0,11				0,179	nn 532 ⁺ - 624 ⁺
						%99,90[633] $\downarrow \otimes Q_{241}^{(11)}$			0,164	pp 440 ⁺ - 532 ⁺
				13,46			13,46 ₂₄₁	4,38	-0,147	pp 440 ⁺ - 521 ⁺
									0,590	pp 512 ⁺ - 613 ⁺
		7/2 ⁻	7/2		2,11				-0,506	pp 622 ⁺ - 523 ⁺
									0,135	pp 514 ⁺ - 615 ⁺
									-0,130	pp 503 ⁺ - 404 ⁺
									0,111	pp 413 ⁺ - 514 ⁺

Tablo D.1.(Devamı) Tek-A'lı $^{229-233}\text{Th}$ 'de GDR'nin iki maksimumunun enerjisi, toplam $B(E1)\uparrow$ geçişleri ve yapısı.

Fonon Yapısı													
İzotop	I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$\sum B(E1 \uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	% $[Nn_z\Lambda]\Sigma \otimes Q_i^{(\lambda_i)}$	ω_i [MeV]	$B(E1 \uparrow)$ [$e^2 fm^2$]	$\psi^i(\tau)$	İki-Kuaziparçacık				
^{233}Th	1.maksimum	1/2 ⁻	1/2	10,33	0,16	%99,90[633] $\downarrow \otimes Q_{117}^{(10)}$	10,33 ₁₁₇	0,47	-0,924	nn 512 $\uparrow$ - 613 $\downarrow$			
		3/2 ⁻	1/2		0,32				0,157	pp 530 $\uparrow$ - 631 $\downarrow$			
								0,225	pp 512 $\downarrow$ - 411 $\uparrow$				
		$\overline{1/2^-}$	1/2	10,54	0,09	%99,90[633] $\downarrow \otimes Q_{149}^{(11)}$	10,54 ₁₄₉	0,26					
		1/2 ⁻	1/2		0,04				0,132	nn 622 $\downarrow$ - 523 $\downarrow$			
		3/2 ⁻	3/2		0,01				0,948	nn 613 $\downarrow$ - 514 $\downarrow$			
	3/2 ⁻	3/2	0,13										
	2.maksimum	1/2 ⁻	1/2	13,03	0,08	%99,80[633] $\downarrow \otimes Q_{174}^{(10)}$	13,03 ₁₇₄	0,22	0,106	nn 541 $\downarrow$ - 660 $\uparrow$			
		3/2 ⁻	1/2		0,17				0,166	nn 532 $\uparrow$ - 622 $\uparrow$			
									-0,765	nn 514 $\uparrow$ - 615 $\downarrow$			
									0,234	pp 532 $\uparrow$ - 633 $\downarrow$			
						-0,549	pp 505 $\downarrow$ - 404 $\uparrow$						
		$\overline{1/2^-}$	1/2	13,16	1,35	%99,90[633] $\downarrow \otimes Q_{221}^{(11)}$	13,16 ₂₂₁	4,19	-0,128	nn 532 $\uparrow$ - 624 $\downarrow$			
		1/2 ⁻	1/2		0,58				-0,125	nn 613 $\uparrow$ - 514 $\uparrow$			
3/2 ⁻		3/2	0,10		0,253				nn 514 $\uparrow$ - 615 $\uparrow$				
3/2 ⁻	3/2	2,08							-0,120	nn 624 $\uparrow$ - 505 $\uparrow$			
										-0,152	nn 604 $\uparrow$ - 505 $\uparrow$		
										0,270	pp 620 $\uparrow$ - 532 $\downarrow$		
										0,743	pp 503 $\uparrow$ - 404 $\uparrow$		
				0,263	pp 615 $\downarrow$ - 505 $\uparrow$								

Tablo D.2. $^{229-233}\text{Th}$ 'deki en belirgin PDR zirvelerinin enerjileri, toplam $B(E1)\uparrow$ geçişleri ve yapı şeması.

İzotop	I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	% [$Nn_z\Lambda$] $\Sigma \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$	ω_i [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2$]	Fonon Yapısı	
								$\psi^i(\tau)$	İki Kuaziparçacık
^{229}Th	3/2 ⁻	3/2		0,01				0,140	nn 501↑- 602↑
	5/2 ⁻	3/2		0,003				0,226	nn 651↑- 752↑
	7/2 ⁻	3/2		0,001				-0,114	pp 530↑- 640↑
								-0,476	pp 530↑- 651↑
								0,505	pp 530↑- 651↓
			7,33		%99,90[633]↓ $\otimes Q_{58}^{(11)}$	7,33 ₅₈	0,02	-0,165	pp 530↑- 651↑
								-0,331	pp 640↑- 741↑
	7/2 ⁻	7/2		0,01				0,131	pp 541↑- 642↑
								-0,179	pp 402↑- 503↑
								0,117	pp 523↑-624↑
								0,160	pp 514↑-615↑
								-0,338	pp 505↑-606↑
	5/2 ⁻	5/2		0,18				-0,659	nn 750↑- 640↑
			7,47		%99,90[633]↓ $\otimes Q_{69}^{(10)}$	7,47 ₆₉	0,25	-0,314	nn 761↓- 651↓
	7/2 ⁻	5/2		0,07				-0,321	nn 741↑- 651↑
								0,352	nn 752↑- 642↑
	3/2 ⁻	3/2		0,03				-0,119	nn 510↑-611↑
	5/2 ⁻	3/2		0,01				0,130	nn 521↑-622↑
	7/2 ⁻	3/2		0,002				-0,300	pp 541↑- 660↓
								-0,179	pp 541↓- 651↑
								-0,169	pp 530↑- 631↓
								0,464	pp 420↑-521↑
								-0,115	pp 411↓- 512↑
								-0,110	pp 532↓-633↓
			7,99		%99,90[633]↓ $\otimes Q_{84}^{(10)}$	7,99 ₈₄	0,07	0,134	pp 422↓- 523↓
								0,279	pp 411↑-512↑
	7/2 ⁻	7/2		0,04				0,197	pp 651↑-752↑
								0,252	pp 413↓-514↓
								0,258	pp 402↑-503↑
								0,161	pp 642↑-743↑
								0,112	pp 523↑-624↑
								-0,238	pp 404↓-505↓
								0,135	pp 514↑-615↑
								-0,169	pp 505↑-606↑

Tablo D.2.(Devamı) $^{229-233}\text{Th}$ 'deki en belirgin PDR zirvelerinin enerjileri, toplam $B(E1)\uparrow$ geçişleri ve yapı şeması.

İzotop	I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	% $[Nn_z \wedge] \Sigma \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$	ω_i [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	Fonon Yapısı	
								$\Psi^i(\tau)$	İki Kuaziparçacık
^{231}Th	3/2 ⁻	3/2		0,03				-0,166	pp 530 [↑] -651 [↑]
	5/2 ⁻	3/2		0,01				-0,141	pp 530 [↑] -402 [↓]
	7/2 ⁻	3/2		0,002				0,119	pp 530 [↑] -651 [↓]
								0,228	pp 640 [↑] -541 [↓]
								0,195	pp 640 [↑] -741 [↑]
								0,210	pp 541 [↑] -642 [↑]
								-0,117	pp 532 [↓] -413 [↓]
			7,38		%99,90[633] [↓] $\otimes Q_{60}^{(11)}$	7,38 ₆₀	0,06	0,215	pp 411 [↑] -512 [↑]
	7/2 ⁻	7/2		0,04				-0,295	pp 651 [↑] -752 [↑]
								-0,209	pp 402 [↓] -752 [↑]
								0,154	pp 532 [↑] -633 [↑]
								0,345	pp 402 [↑] -503 [↑]
								0,182	pp 523 [↑] -624 [↑]
								0,250	pp 514 [↑] -615 [↑]
								0,549	pp 505 [↑] -606 [↑]
	5/2 ⁻	5/2		0,15				0,114	nn 521 [↓] -631 [↓]
								0,178	nn 770 [↑] -660 [↑]
								-0,117	nn 761 [↓] -660 [↑]
								0,696	nn 761 [↓] -651 [↓]
	7/2 ⁻	5/2	7,39	0,06	%99,90[633] [↓] $\otimes Q_{71}^{(10)}$	7,39 ₇₁	0,22	-0,218	nn 741 [↑] -651 [↑]
								0,178	nn 761 [↑] -651 [↑]
								0,169	nn 752 [↑] -642 [↑]
								-0,124	nn 514 [↓] -624 [↓]
								-0,521	nn 505 [↓] -604 [↑]
	3/2 ⁻	3/2		0,02				0,437	nn 510 [↑] -611 [↓]
	5/2 ⁻	3/2		0,01				-0,253	nn 750 [↑] -651 [↓]
	7/2 ⁻	3/2	7,84	0,001	%99,90[633] [↓] $\otimes Q_{81}^{(11)}$	7,84 ₈₁	0,06	-0,187	nn 640 [↑] -741 [↑]
								-0,761	nn 521 [↑] -622 [↑]
	7/2 ⁻	7/2		0,03				-0,136	nn 512 [↑] -613 [↑]
								0,128	nn 606 [↑] -707 [↑]
	5/2 ⁻	5/2		0,21				-0,325	nn 750 [↑] -640 [↑]
								-0,370	nn 501 [↓] -640 [↑]
								-0,535	nn 761 [↓] -660 [↑]
	7/2 ⁻	5/2	7,90	0,08	%99,90[633] [↓] $\otimes Q_{81}^{(10)}$	7,90 ₈₁	0,29	-0,191	nn 761 [↓] -651 [↓]
								0,269	nn 521 [↑] -631 [↑]
								0,257	nn 741 [↑] -651 [↑]
								0,447	nn 514 [↓] -613 [↑]

Tablo D.2.(Devamı) $^{229-233}\text{Th}$ 'deki en belirgin PDR zirvelerinin enerjileri, toplam $B(E1)\uparrow$ geçişleri ve yapı şeması.

İzotop	I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	% [$Nn_z\Lambda$] $\Sigma \otimes Q_i^{(\lambda_i)}$	ω_i [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	Fonon Yapısı	
								$\psi^i(\tau)$	İki Kuaziparçacık
^{229}Th	$\overline{1/2^-}$	1/2		0,01				-0,208	pp 530 $\uparrow$ -651 $\downarrow$
	1/2 $^-$	1/2		0,003				-0,318	pp 640 $\uparrow$ -741 $\downarrow$
	3/2 $^-$	3/2		0,001				-0,341	pp 541 $\uparrow$ -642 $\uparrow$
			7,18		% 99,90[631] $\downarrow \otimes Q_{48}^{(11)}$	7,18 ₄₈	0,02	0,250	pp 532 $\uparrow$ -633 $\uparrow$
								-0,267	pp 523 $\uparrow$ -624 $\uparrow$
	3/2 $^-$	3/2		0,01				-0,587	pp 514 $\uparrow$ -615 $\uparrow$
								-0,440	pp 505 $\uparrow$ -606 $\uparrow$
	1/2 $^-$	1/2		0,10				-0,272	nn 770 $\uparrow$ -660 $\uparrow$
								-0,550	nn 761 $\downarrow$ -651 $\downarrow$
								0,254	nn 761 $\uparrow$ -651 $\uparrow$
	3/2 $^-$	1/2	7,21	0,20	%99,60[631] $\downarrow \otimes Q_{66}^{(10)}$	7,21 ₆₆	0,29	0,255	nn 752 $\uparrow$ -642 $\uparrow$
								0,274	nn 505 $\downarrow$ -604 $\uparrow$
								-0,363	pp 530 $\uparrow$ -651 $\downarrow$
								-0,333	pp 752 $\uparrow$ -642 $\uparrow$
	$\overline{1/2^-}$	1/2		0,03				-0,410	nn 510 $\uparrow$ -611 $\uparrow$
	1/2 $^-$	1/2		0,02				-0,537	nn 660 $\uparrow$ -761 $\uparrow$
	3/2 $^-$	3/2		0,02				0,112	nn 521 $\uparrow$ -622 $\uparrow$
								0,146	nn 741 $\uparrow$ -642 $\uparrow$
			7,64		%99,90[631] $\downarrow \otimes Q_{65}^{(11)}$	7,64 ₆₅	0,11	-0,580	nn 512 $\uparrow$ -613 $\uparrow$
								-0,150	nn 642 $\uparrow$ -743 $\uparrow$
	3/2 $^-$	3/2		0,05				0,185	nn 503 $\uparrow$ -604 $\uparrow$
								0,125	nn 633 $\uparrow$ -734 $\uparrow$
								0,150	nn 624 $\uparrow$ -725 $\uparrow$
								0,196	nn 615 $\uparrow$ -716 $\uparrow$
	1/2 $^-$	1/2		0,13				-0,117	nn 770 $\uparrow$ -660 $\uparrow$
								0,476	nn 761 $\downarrow$ -660 $\uparrow$
								0,206	nn 761 $\downarrow$ -651 $\downarrow$
	3/2 $^-$	1/2	7,78	0,25	%99,90[631] $\downarrow \otimes Q_{78}^{(10)}$	7,78 ₇₈	0,40	0,238	nn 512 $\downarrow$ -611 $\uparrow$
								-0,144	nn 752 $\uparrow$ -642 $\uparrow$
								0,745	nn 514 $\downarrow$ -613 $\uparrow$

Tablo D.3. Tek-A'lı $^{233-239}\text{U}$ 'de GDR'nin iki maksimumunun enerjisi, toplam $B(E1)\uparrow$ geçişleri ve yapısı.

İzotop		I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	% [$Nn_z\Lambda$] $\Sigma \otimes Q_i^{(\lambda, \mu)}$	ω_i [MeV]	$B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2$]	Fonon Yapısı	
									$\psi^i(\tau)$	İki-Kuaziparçacık
^{233}U	1.maksimum	5/2 ⁻	5/2		871,22				0,935	nn530 $\uparrow$ -651 $\downarrow$
		7/2 ⁻	5/2	10,60	348,49	%100 [633] $\uparrow \otimes Q_{131}^{(10)}$	10,60 ₁₃₁	1,190	0,112	nn512 $\uparrow$ -613 $\downarrow$
									0,151	pp734 $\uparrow$ -624 $\downarrow$
	2.maksimum	3/2 ⁻	3/2		1390				0,305	nn631 $\uparrow$ -532 $\uparrow$
		5/2 ⁻	3/2		598				0,528	nn532 $\uparrow$ -624 $\downarrow$
		7/2 ⁻	3/2		99,60				0,107	nn604 $\uparrow$ -505 $\uparrow$
				13,40		%96,00 [633] $\uparrow \otimes Q_{239}^{(11)}$	13,40 ₂₃₉	4,050	0,231	pp510 $\uparrow$ -422 $\uparrow$
									0,312	pp770 $\uparrow$ -651 $\uparrow$
									0,161	pp440 $\uparrow$ -521 $\uparrow$
		7/2 ⁻	7/2		2080				0,212	pp512 $\uparrow$ -613 $\uparrow$
									0,337	pp622 $\uparrow$ -523 $\uparrow$
									0,245	pp514 $\downarrow$ -615 $\downarrow$
									0,144	pp503 $\uparrow$ -404 $\uparrow$
^{235}U	1.maksimum	7/2 ⁺	7/2		7695,504				0,195	nn532 $\downarrow$ -631 $\uparrow$
									0,480	nn512 $\uparrow$ -613 $\downarrow$
									0,145	pp541 $\downarrow$ -660 $\uparrow$
									0,102	pp 530 $\uparrow$ -651 $\downarrow$
		9/2 ⁺	7/2	10,48	2198,715	%76,80 [743] $\uparrow \otimes Q_{149}^{(10)}$	10,45 ₁₄₉	8,100	0,412	pp 530 $\uparrow$ -631 $\downarrow$
	2.maksimum								0,130	pp 301 $\downarrow$ -402 $\downarrow$
									0,144	pp532 $\uparrow$ -422 $\uparrow$
									0,125	pp 532 $\uparrow$ -642 $\uparrow$
									0,199	pp512 $\downarrow$ -411 $\uparrow$
									0,186	pp 734 $\uparrow$ -624 $\uparrow$
	2.maksimum	5/2 ⁺	5/2		997,989					
				14,14		%97,10 [743] $\uparrow \otimes Q_{298}^{(11)}$	14,14 ₂₉₈	1,700	0,357	nn750 $\uparrow$ -651 $\uparrow$
						%71,90 [743] $\uparrow \otimes Q_{298}^{(11)}$			0,164	nn631 $\downarrow$ -541 $\uparrow$
		3/2 ⁺	1/2		891,951				0,140	pp521 $\downarrow$ -620 $\uparrow$

Tablo D.3.(Devamı) Tek-A'lı $^{233-239}\text{U}$ 'de GDR'nin iki maksimumunun enerjisi, toplam $B(E1)\uparrow$ geçişleri ve yapısı.

İzotop									Fonon Yapısı				
	I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$\sum B(E1 \uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	% $[Nn_z\Lambda]\Sigma \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$	ω_i [MeV]	$B(E1 \uparrow)$ [$e^2 fm^2$]	$\psi^i (\tau)$	İki-Kuaziparçacık				
^{237}U	1.maksimum	1/2 ⁻	1/2	10,47	1580	%85,00 $[631] \uparrow \otimes Q_{146}^{(10)}$	10,47 ₁₄₆	3,970	0,119	nn501 $\uparrow$ -402 $\downarrow$			
		3/2 ⁻	1/2		3150				0,234	nn512 $\uparrow$ -613 $\downarrow$			
												0,218	pp530 $\uparrow$ -631 $\downarrow$
												0,404	pp750 $\uparrow$ -651 $\downarrow$
												0,713	pp501 $\downarrow$ -400 $\uparrow$
												0,115	pp532 $\downarrow$ -422 $\uparrow$
												0,145	pp512 $\downarrow$ -411 $\uparrow$
	2.maksimum	$\overline{1/2^-}$	1/2	10,55	46,70	%99,96 $[631] \uparrow \otimes Q_{174}^{(11)}$	10,55 ₁₇₄	0,149	0,351	pp521 $\downarrow$ -422 $\uparrow$			
		1/2 ⁻	1/2		20,00				0,110	pp510 $\uparrow$ -411 $\uparrow$			
		3/2 ⁻	3/2	3,33	0,151				pp501 $\downarrow$ -402 $\uparrow$				
		3/2 ⁻	3/2	52,50	0,315				pp431 $\downarrow$ -521 $\uparrow$				
		3/2 ⁻	3/2		0,289				pp501 $\uparrow$ -402 $\uparrow$				
		1/2 ⁻	1/2	13,38	189				%99,99 $[631] \uparrow \otimes Q_{203}^{(10)}$	13,38 ₂₀₃	0,551	0,241	nn532 $\uparrow$ -622 $\uparrow$
		3/2 ⁻	1/2		378							0,278	nn523 $\uparrow$ -613 $\uparrow$
												0,255	pp541 $\uparrow$ -631 $\uparrow$
												0,536	pp532 $\downarrow$ -622 $\downarrow$
												0,118	pp512 $\downarrow$ -422 $\downarrow$

Tablo D.3.(Devamı) Tek-A'lı $^{233-239}\text{U}$ 'de GDR'nin iki maksimumunun enerjisi, toplam $B(E1)\uparrow$ geçişleri ve yapısı.

İzotop		I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	% $[Nn_z\Lambda]\Sigma \otimes Q_i^{(\lambda, \mu)}$	ω_i [MeV]	$B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2$]	Fonon Yapısı	
									$\psi^i(\tau)$	İki-Kuaziparçacık
^{239}U	1.maksimum	5/2 ⁻	5/2		6510				0,334	nn750 $\uparrow$ -640 $\uparrow$
									0,114	nn752 $\uparrow$ -862 $\uparrow$
									0,145	pp541 $\downarrow$ -660 $\uparrow$
									0,416	pp530 $\uparrow$ -631 $\downarrow$
		7/2 ⁻	5/2	10,38	2600	%99,50 [633] $\uparrow \otimes Q_{138}^{(10)}$	10,38 ₁₃₈	7,780	0,114	pp750 $\uparrow$ -640 $\uparrow$
									0,206	pp501 $\downarrow$ -400 $\uparrow$
									0,242	pp532 $\downarrow$ -422 $\downarrow$
									0,126	pp532 $\downarrow$ -642 $\downarrow$
	2.maksimum								0,281	pp512 $\downarrow$ -411 $\uparrow$
									0,161	pp734 $\uparrow$ -624 $\uparrow$
		3/2 ⁻	3/2		155				0,469	nn521 $\downarrow$ -631 $\uparrow$
		5/2 ⁻	3/2		66,6				0,201	nn501 $\downarrow$ -402 $\uparrow$
		7/2 ⁻	3/2	10,23	11,1	%99,20 [633] $\uparrow \otimes Q_{164}^{(11)}$	10,27 ₁₆₄	0,300	0,151	nn631 $\downarrow$ -532 $\downarrow$
									0,463	nn402 $\downarrow$ -503 $\downarrow$
		7/2 ⁻	7/2		156				0,497	nn622 $\downarrow$ -523 $\downarrow$
									0,340	nn505 $\uparrow$ -606 $\uparrow$
									0,128	pp510 $\uparrow$ -411 $\uparrow$
		5/2 ⁻	5/2		216				0,132	nn521 $\uparrow$ -613 $\downarrow$
		7/2 ⁻	5/2	13,90	86	%99,90 [633] $\uparrow \otimes Q_{220}^{(10)}$	13,87 ₂₂₀	0,252	0,259	pp651 $\downarrow$ -541 $\uparrow$
									0,112	pp521 $\uparrow$ -422 $\uparrow$
									0,944	pp624 $\downarrow$ -514 $\uparrow$
		3/2 ⁻	3/2		1380				0,134	nn532 $\uparrow$ -624 $\downarrow$
		5/2 ⁻	3/2		593				0,440	nn633 $\downarrow$ -523 $\uparrow$
		7/2 ⁻	3/2		98,9				0,161	pp530 $\uparrow$ -431 $\uparrow$
									0,110	pp770 $\uparrow$ -651 $\uparrow$
									0,174	pp761 $\uparrow$ -642 $\uparrow$
				13,38		%99,80 [633] $\uparrow \otimes Q_{260}^{(11)}$	13,36 ₂₆₀	5,210	0,472	pp512 $\uparrow$ -613 $\uparrow$
									0,137	pp422 $\uparrow$ -514 $\downarrow$
		7/2 ⁻	7/2		2160				0,466	pp622 $\uparrow$ -523 $\uparrow$
									0,120	pp514 $\downarrow$ -615 $\downarrow$
									0,188	pp503 $\uparrow$ -404 $\uparrow$
									0,117	pp413 $\uparrow$ -514 $\uparrow$

Tablo D.4. $^{233-239}\text{U}$ 'daki en belirgin PDR zirvelerinin enerjileri, toplam $B(E1)\uparrow$ geçişleri ve yapı şeması.

İzotop	I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	% $[Nn_z\Lambda]\Sigma \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$	ω_i [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2$]	Fonon Yapısı	
								$\psi^i (\tau)$	İki Kuaziparçacık
^{233}U	5/2 ⁻	5/2		149				-0,225	nn 770 ⁺ - 660 ⁺
								-0,772	nn 761 ⁺ - 651 ⁺
								-0,220	nn 761 ⁺ - 642 ⁺
								0,223	nn 752 ⁺ - 642 ⁺
	7/2 ⁻	5/2	7,26	59,70	%99,90 [633] ⁺ $\downarrow \otimes Q_{73}^{(10)}$	7,26 ₇₃	193	-0,175	pp 541 ⁺ - 660 ⁺
								0,134	pp 530 ⁺ - 651 ⁺
								-0,266	pp 532 ⁺ - 642 ⁺
								-0,154	pp 523 ⁺ - 413 ⁺
								0,168	pp 752 ⁺ - 642 ⁺
	3/2 ⁻	3/2		54,6				0,388	nn 510 ⁺ - 611 ⁺
	5/2 ⁻	3/2		23,4		7,73 ₆₉		-0,256	nn 660 ⁺ - 761 ⁺
	7/2 ⁻	3/2		3,90				0,153	nn 521 ⁺ - 622 ⁺
								-0,338	nn 651 ⁺ - 752 ⁺
			7,73		%99,90 [633] ⁺ $\downarrow \otimes Q_{69}^{(11)}$		153	0,346	nn 512 ⁺ - 613 ⁺
	7/2 ⁻	7/2		84,3				0,158	nn 503 ⁺ - 604 ⁺
^{239}U								0,127	nn 624 ⁺ - 725 ⁺
								0,169	nn 615 ⁺ - 716 ⁺
								-0,298	pp 411 ⁺ - 512 ⁺
								-0,169	pp 402 ⁺ - 503 ⁺
								0,468	pp 642 ⁺ - 743 ⁺
	5/2 ⁻	5/2		230	%99,90 [633] ⁺ $\downarrow \otimes Q_{83}^{(10)}$			0,341	nn 761 ⁺ - 660 ⁺
								0,127	nn 761 ⁺ - 651 ⁺
								0,417	nn 512 ⁺ - 651 ⁺
								0,202	nn 761 ⁺ - 651 ⁺
								0,134	nn 514 ⁺ - 613 ⁺
	7/2 ⁻	5/2	7,81	92,1		7,81 ₈₃	311	0,133	pp 530 ⁺ - 400 ⁺
								0,170	pp 541 ⁺ - 660 ⁺
								0,500	pp 530 ⁺ - 420 ⁺
								0,329	pp 541 ⁺ - 651 ⁺
								0,357	pp 523 ⁺ - 633 ⁺

Tablo D.4.(Devamı) $^{233-239}\text{U}$ 'daki en belirgin PDR zirvelerinin enerjileri, toplam $B(E1)\uparrow$ geçişleri ve yapı şeması.

İzotop	I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$\sum B(E1 \uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	% [$Nn_z \Lambda$] $\Sigma \otimes Q_i^{(\lambda_i)}$	ω_i [MeV]	$\sum B(E1 \uparrow)$ [$e^2 fm^2$]	Fonon Yapısı				
								$\psi^i(\tau)$	İki Kuaziparçacık			
^{235}U	7/2 ⁺	7/2		283,20	%99,70 [743] $\uparrow \otimes Q_{84}^{(10)}$	7,19 ₈₄	321,6	0,168	nn750 $\uparrow$ -631 $\downarrow$			
								0,142	nn752 $\uparrow$ -642 $\uparrow$			
	9/2 ⁺	7/2	7,19	80,2				0,129	nn743 $\uparrow$ -853 $\uparrow$			
								0,410	pp541 $\downarrow$ -660 $\uparrow$			
					0,288	pp530 $\uparrow$ -651 $\downarrow$						
	5/2 ⁺	5/2		24,23	%99,90 [743] $\uparrow \otimes Q_{75}^{(11)}$	7,39 ₇₅	67,0	0,214	pp411 $\uparrow$ -512 $\uparrow$			
	7/2 ⁺	5/2	7,39	10,39				0,169	pp532 $\uparrow$ -633 $\uparrow$			
	9/2 ⁺	5/2	1,73	0,344				pp402 $\uparrow$ -503 $\uparrow$				
	9/2 ⁺	9/2	35,9	0,167				pp642 $\uparrow$ -743 $\uparrow$				
	1/2 ⁻	1/2		59,9	%99,70 [631] $\downarrow \otimes Q_{93}^{(10)}$	7,80 ₉₃	161	0,630	nn 761 $\downarrow$ -660 $\uparrow$			
				-0,185				nn 512 $\downarrow$ -611 $\uparrow$				
				0,278				nn 752 $\downarrow$ -642 $\downarrow$				
				-0,251				nn 752 $\uparrow$ -642 $\uparrow$				
3/2 ⁻	1/2	7,80	120	0,191				nn 503 $\downarrow$ -642 $\uparrow$				
				0,255				nn 514 $\downarrow$ -613 $\uparrow$				
				0,281				pp 523 $\downarrow$ -633 $\downarrow$				
				-0,373				pp 743 $\uparrow$ -633 $\uparrow$				
^{237}U	$\overline{1/2^-}$	1/2		24,8				%99,90 [631] $\downarrow \otimes Q_{87}^{(11)}$	7,87 ₈₇	72,6	0,118	nn 660 $\uparrow$ -761 $\uparrow$
	1/2 ⁻	1/2		10,6							-0,142	pp 541 $\downarrow$ -642 $\downarrow$
	3/2 ⁻	3/2		1,77	0,294	pp 530 $\uparrow$ -631 $\uparrow$						
					-0,501	pp 420 $\uparrow$ -521 $\uparrow$						
					0,179	pp 541 $\uparrow$ -642 $\uparrow$						
					0,386	pp 411 $\uparrow$ -512 $\uparrow$						
					-0,148	pp 413 $\downarrow$ -514 $\downarrow$						
	3/2 ⁻	3/2	7,87	45,9	-0,337	pp 402 $\uparrow$ -503 $\uparrow$						
					0,279	pp 642 $\uparrow$ -743 $\uparrow$						
					-0,135	pp 404 $\downarrow$ -505 $\downarrow$						
				0,117	pp 514 $\uparrow$ -615 $\uparrow$							
				-0,170	pp 505 $\uparrow$ -606 $\uparrow$							

Tablo D.4.(Devamı) $^{233-239}\text{U}$ 'daki en belirgin PDR zirvelerinin enerjileri, toplam $B(E1)\uparrow$ geçişleri ve yapı şeması.

İzotop	I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	% $[Nn_z\Lambda]\Sigma \otimes Q_i^{(\lambda_i)}$	ω_i [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2$]	Fonon Yapısı	
								$\Psi^i(\tau)$	İki Kuaziparçacık
^{239}U	5/2 ⁻	5/2		113,0	%99,70 $[631]\downarrow \otimes Q_{81}^{(10)}$			0,708	nn 521 $\downarrow$ -631 $\downarrow$
								0,263	pp 541 $\downarrow$ -660 $\uparrow$
								-0,192	pp 530 $\uparrow$ -651 $\downarrow$
								-0,137	pp 750 $\uparrow$ -640 $\uparrow$
								0,216	pp 510 $\uparrow$ -640 $\uparrow$
								0,380	pp 532 $\downarrow$ -642 $\downarrow$
								-0,126	pp 741 $\uparrow$ -651 $\uparrow$
								-0,227	pp 523 $\downarrow$ -413 $\downarrow$
								-0,140	pp 752 $\uparrow$ -642 $\uparrow$
	3/2 ⁻	3/2		49,5	%99,90 $[633]\downarrow \otimes Q_{90}^{(11)}$			0,244	nn510 $\uparrow$ -611 $\uparrow$
	5/2 ⁻	3/2		21,2				0,124	nn750 $\uparrow$ -631 $\uparrow$
	7/2 ⁻	3/2		3,53				0,212	nn660 $\uparrow$ -761 $\uparrow$
								0,577	nn651 $\downarrow$ -752 $\downarrow$
								0,134	nn512 $\downarrow$ -613 $\downarrow$
								0,177	nn642 $\downarrow$ -752 $\uparrow$
								0,240	nn622 $\downarrow$ -512 $\uparrow$
								0,133	nn512 $\uparrow$ -613 $\uparrow$
								0,496	nn642 $\uparrow$ -743 $\uparrow$
								0,132	nn606 $\uparrow$ -707 $\uparrow$
								0,137	pp420 $\uparrow$ -521 $\uparrow$
			7,11	45,0		7,11 ₈₁	147		
			7,92			7,93 ₉₀	146		
	7/2 ⁻	7/2		74,7					

Tablo D.5. Tek-A'lı $^{239,243}\text{Pu}$ 'da GDR'nin iki maksimumunun enerjisi, toplam $B(E1)\uparrow$ geçişleri ve yapısı.

İzotop		I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	% [$Nn_z\Lambda$] $\Sigma \otimes Q_i^{(\lambda_i)}$	ω_i [MeV]	$B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2$]	Fonon Yapısı	
									$\psi^i(\tau)$	Two- Quasiparticle
^{239}Pu	1. maksimum	1/2 ⁻	1/2		2,04				-0,118	nn 750 ⁺ - 640 ⁺
		3/2 ⁻	1/2						0,135	nn 750 ⁺ - 660 ⁺
									-0,123	nn 521 ⁺ - 622 ⁺
									0,202	nn 512 ⁺ - 613 ⁺
									0,124	pp 541 ⁺ - 660 ⁺
				10,21					0,377	pp 530 ⁺ - 631 ⁺
					4,07	%99,60[631] $\downarrow \otimes Q_{141}^{(10)}$	10,20 ₁₄₁	6,11	-0,152	pp 521 ⁺ - 631 ⁺
									-0,246	pp 501 ⁺ - 400 ⁺
									-0,337	pp 301 ⁺ - 402 ⁺
									0,205	pp 532 ⁺ - 422 ⁺
	2. maksimum	1/2 ⁻	1/2		0,09				-0,439	pp 512 ⁺ - 411 ⁺
		1/2 ⁻	1/2		0,04				-0,196	pp 514 ⁺ - 624 ⁺
		3/2 ⁻	3/2	10,71		%99,90[631] $\downarrow \otimes Q_{181}^{(11)}$	10,71 ₁₈₁	0,27	0,123	pp 734 ⁺ - 624 ⁺
		3/2 ⁻	3/2		0,01					
		3/2 ⁻	3/2		0,14					
		1/2 ⁻	1/2		0,12				-0,335	nn 532 ⁺ - 622 ⁺
		3/2 ⁻	1/2						-0,826	pp 770 ⁺ - 640 ⁺
				13,22		%99,90[631] $\downarrow \otimes Q_{212}^{(10)}$	13,22 ₂₁₂	0,34	-0,154	pp 541 ⁺ - 631 ⁺
					0,23				0,151	pp 532 ⁺ - 622 ⁺
									0,183	pp 521 ⁺ - 431 ⁺
	2. maksimum	1/2 ⁻	1/2		1,90				0,168	pp 501 ⁺ - 411 ⁺
		1/2 ⁻	1/2		0,82				0,233	nn 530 ⁺ - 860 ⁺
		3/2 ⁻	3/2		0,14				0,173	nn 530 ⁺ - 611 ⁺
		3/2 ⁻	3/2	13,77		%99,90[631] $\downarrow \otimes Q_{289}^{(11)}$	13,77 ₂₈₉	5,78	-0,134	nn 750 ⁺ - 651 ⁺
									-0,162	nn 402 ⁺ - 503 ⁺
									0,144	nn 514 ⁺ - 615 ⁺
									-0,208	pp 530 ⁺ - 631 ⁺
									-0,213	pp 761 ⁺ - 651 ⁺
					2,87				-0,426	pp 622 ⁺ - 512 ⁺
									0,585	pp 613 ⁺ - 514 ⁺

Tablo D.5. (Devamı) Tek-A'lı $^{239,243}\text{Pu}$ 'da GDR'nin iki maksimumunun enerjisi, toplam $B(E1\uparrow)$ geçişleri ve yapı şeması.

İzotop		I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	% $[Nn_z\Lambda]\Sigma \otimes Q_i^{(\lambda_{ii})}$	ω_i [MeV]	$B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2$]	Fonon Yapısı	
									$\psi^i(\tau)$	İki-Kuaziparçacık
^{243}Pu	1. maksimum	7/2 ⁻	7/2		2,39				-0,114	nn 530 [↑] - 631 [↓]
									-0,189	nn 750 [↑] - 640 [↑]
				10,60		%99,90 [624] $\downarrow \otimes Q_{141}^{(10)}$	10,61 ₁₄₁	2,94	0,254	nn 761 [↑] - 651 [↑]
		9/2 ⁻	7/2		0,68				0,393	nn 523 [↓] - 633 [↓]
									-0,676	pp 521 [↓] - 631 [↓]
									-0,381	pp 514 [↑] - 624 [↑]
		5/2 ⁻	5/2		0,27				0,237	nn 400 [↑] - 761 [↑]
	2. maksimum	7/2 ⁻	5/2		0,12				-0,367	nn 640 [↑] - 521 [↑]
									-0,182	nn 752 [↑] - 633 [↑]
		9/2 ⁻	5/2	11,33	0,02	%99,90 [624] $\downarrow \otimes Q_{197}^{(11)}$	11,33 ₁₉₇	0,78	-0,640	pp 530 [↓] - 660 [↑]
									-0,106	pp 631 [↓] - 532 [↓]
									0,349	pp 512 [↓] - 413 [↓]
		9/2 ⁻	9/2		0,39				0,162	pp 501 [↑] - 402 [↑]
									-0,140	pp 523 [↓] - 613 [↑]
									-0,140	pp 633 [↓] - 523 [↑]
	2. maksimum	7/2 ⁻	7/2		0,42				0,149	nn 514 [↑] - 615 [↓]
									-0,113	pp 310 [↑] - 400 [↑]
				13,13		%99,90 [624] $\downarrow \otimes Q_{199}^{(10)}$	13,13 ₁₉₉	0,54	-0,183	pp 541 [↓] - 431 [↓]
		9/2 ⁻	7/2		0,12				-0,143	pp 501 [↓] - 411 [↓]
									-0,601	pp 770 [↑] - 640 [↑]
									-0,122	pp 541 [↑] - 631 [↑]
		5/2 ⁻	5/2		0,76					
	2. maksimum	7/2 ⁻	5/2		0,33				0,213	nn 750 [↑] - 651 [↑]
		9/2 ⁻	5/2	13,75	0,05	%99,90 [624] $\downarrow \otimes Q_{279}^{(10)}$	13,75 ₂₇₉	2,29	0,115	pp 530 [↑] - 431 [↑]
		9/2 ⁻	9/2		1,14				0,721	pp 613 [↑] - 514 [↑]

Tablo D.6. $^{239,243}\text{Pu}$ 'daki en belirgin PDR zirvelerinin enerjileri, toplam $B(E1)\uparrow$ geçişleri ve yapı şeması.

İzotop	I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$\sum B(E1 \uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	% [$Nn_z \Lambda$] $\Sigma \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$	ω_i [MeV]	$\sum B(E1 \uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	Fonon Yapısı			
								$\Psi^i(\tau)$	İki Kuaziparçacık		
²³⁹ Pu	$\overline{1/2^-}$	1/2	6,89	4	%99,90[631] $\downarrow \otimes Q_{56}^{(11)}$	6,89 ₅₆	10	-0,984	nn 750 $\uparrow$ - 851 $\downarrow$		
	1/2 $^-$	1/2		2							
	3/2 $^-$	3/2		1							
	3/2 $^-$	3/2		6							
	1/2 $^-$	1/2	6,92	80	%99,90[631] $\downarrow \otimes Q_{74}^{(10)}$	6,92 ₇₄	240	-0,204	nn 752 $\uparrow$ -633 $\downarrow$		
	3/2 $^-$	1/2		170				-0,244	pp 541 $\downarrow$ -660 $\uparrow$		
								0,352	pp 530 $\uparrow$ -651 $\downarrow$		
								-0,250	pp 750 $\uparrow$ -640 $\uparrow$		
								-0,238	pp 510 $\uparrow$ -640 $\uparrow$		
								-0,349	pp 532 $\downarrow$ -642 $\downarrow$		
								0,159	pp 521 $\uparrow$ -631 $\uparrow$		
								-0,229	pp 761 $\uparrow$ -651 $\uparrow$		
								0,139	pp 512 $\downarrow$ -651 $\uparrow$		
								0,276	pp 532 $\uparrow$ -642 $\uparrow$		
								0,183	pp 523 $\downarrow$ -413 $\downarrow$		
								-0,205	pp 523 $\downarrow$ -633 $\downarrow$		
								0,301	pp 752 $\uparrow$ -642 $\uparrow$		
								-0,207	pp 743 $\uparrow$ -633 $\uparrow$		
	1/2 $^-$	1/2		50				-0,790	nn 761 $\downarrow$ -660 $\uparrow$		
	3/2 $^-$	1/2		7,81		100	%99,90[631] $\downarrow \otimes Q_{94}^{(10)}$	7,81 ₉₄	150	-0,418	nn 512 $\downarrow$ -611 $\uparrow$
										-0,288	nn 752 $\downarrow$ -642 $\downarrow$
										-0,126	nn 752 $\uparrow$ -642 $\uparrow$
										0,110	nn 514 $\downarrow$ -613 $\uparrow$
	$\overline{1/2^-}$	1/2	7,87	10	%99,90[631] $\downarrow \otimes Q_{91}^{(11)}$	7,87 ₉₁	30	-0,507	nn 510 $\uparrow$ -611 $\uparrow$		
	1/2 $^-$	1/2		4				-0,797	nn 660 $\uparrow$ -761 $\uparrow$		
	3/2 $^-$	3/2		1				-0,151	nn 640 $\downarrow$ -752 $\downarrow$		
	3/2 $^-$	3/2		20							

Tablo D.6.(Devamı) $^{239,243}\text{Pu}$ 'daki en belirgin PDR zirvelerinin enerjileri, toplam $B(E1)\uparrow$ geçişleri ve yapı şeması.

İzotop	I_f^π	K_f	E_x [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	% [$Nn_z\Lambda$] $\Sigma \otimes Q_i^{(\lambda_i)}$	ω_i [MeV]	$\sum B(E1\uparrow)$ [$e^2 fm^2 \times 10^{-3}$]	Fonon Yapısı	
								$\Psi^i(\tau)$	İki Kuaziparçacık
^{243}Pu	5/2 ⁻	5/2	6,50	6,68	%99,90[624] $\downarrow \otimes Q_{46}^{(11)}$	6,50 ₄₆	20,9	0,982	nn 750 $\downarrow$ -860 $\uparrow$
	7/2 ⁻	5/2		2,86				-0,122	nn 752 $\downarrow$ -633 $\downarrow$
	9/2 ⁻	5/2		4,77					
	9/2 ⁻	9/2		9,91					
	7/2 ⁻	7/2	6,85	220	%99,90[624] $\downarrow \otimes Q_{46}^{(10)}$	6,85 ₇₁	271	-0,288	pp 541 $\downarrow$ -660 $\uparrow$
								-0,409	pp 530 $\uparrow$ -651 $\downarrow$
								-0,289	pp 750 $\uparrow$ -640 $\uparrow$
								-0,415	pp 532 $\downarrow$ -642 $\downarrow$
								0,168	pp 521 $\uparrow$ -631 $\uparrow$
								-0,269	pp 761 $\uparrow$ -651 $\uparrow$
								0,223	pp 512 $\downarrow$ -651 $\uparrow$
								-0,117	pp 532 $\uparrow$ -642 $\uparrow$
								-0,142	pp 523 $\downarrow$ -413 $\downarrow$
								0,227	pp 523 $\downarrow$ -633 $\downarrow$
								-0,296	pp 752 $\uparrow$ -642 $\uparrow$
								0,111	pp 523 $\uparrow$ -633 $\uparrow$
								0,320	pp 743 $\uparrow$ -633 $\uparrow$
	5/2 ⁻	5/2		44,50				-0,707	nn 510 $\uparrow$ -611 $\uparrow$
	7/2 ⁻	5/2		19,10				-0,133	nn 750 $\uparrow$ -631 $\uparrow$
	9/2 ⁻	5/2		3,18				0,198	nn 660 $\uparrow$ -761 $\uparrow$
			7,69				137	0,181	nn 640 $\downarrow$ -752 $\downarrow$
								0,400	nn 512 $\uparrow$ -613 $\uparrow$
								0,166	nn 503 $\uparrow$ -604 $\uparrow$
								0,153	nn 633 $\uparrow$ -734 $\uparrow$
								-0,140	nn 624 $\uparrow$ -725 $\uparrow$
								-0,174	nn 615 $\uparrow$ -716 $\uparrow$
	9/2 ⁻	9/2		66,00				0,254	nn 606 $\uparrow$ -707 $\uparrow$
	7/2 ⁻	7/2	7,74	92,20	%99,90[624] $\downarrow \otimes Q_{92}^{(10)}$	7,74 ₉₂	119	-0,159	nn 521 $\downarrow$ -631 $\downarrow$
								0,829	nn 761 $\downarrow$ -660 $\uparrow$
	9/2 ⁻	7/2		26,30				-0,361	nn 512 $\downarrow$ -611 $\uparrow$
								0,285	nn 752 $\downarrow$ -642 $\downarrow$

ÖZGEÇMİŞ

Ad-Soyad : Elif KEMAH

ÖĞRENİM DURUMU:

- **Lisans** : 2012, Sakarya Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik
- **Yükseklisans** : 2017, Sakarya Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı, Fizik

MESLEKİ DENEYİM VE ÖDÜLLER:

- 2015-2017 yılları arasında Milli Eğitim Bakanlığı'nda ücretli öğretmen olarak çalıştı.
- 2014-2018 yılında Sakarya Üniversitesi Yarı Zamanlı Öğrenci Asistan olarak çalıştı.

TEZDEN TÜRETİLEN ESERLER:

- Kemah, E., Yakut, H., Tabar, E., Hoşgör, G., Kuliev, A. A., 2023. A theoretical analysis of the electromagnetic dipole response in odd-A thorium isotopes, *Eur. Phys. J. A* (2023) 59:135.
- Yakut, H., Tabar, E., Kemah, E., Hoşgör G., 2023. Microscopic calculation of the electromagnetic dipole strength for $^{239,243}\text{Pu}$ isotopes, *Journal of Physics G- Nuclear and Particle Physics*, 50(1), 0954-3899.
- Yakut, H., Tabar, E., Kemah, E., Hoşgör G., 2021. Theoretical description of pygmy and giant dipole resonances in ^{237}Np , *Physica Scripta*, , 0031-8949, 96, 12.
- Tabar, E., Yakut, H., Kemah, E., Saygı N. D., Hoşgör G., Quliyev, H., Kuliev, A. A., 2021. Systematics of electric dipole excitations for odd-mass $^{233-239}\text{U}$ isotopes, *Nuclear Physics A*, 0375-9474, 1008.
- Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A. A., Hoşgör G., Kemah, E., Quliyev, H., 2020. Translational and Galilean Invariant Quasiparticle Phonon Nuclear Model (TGI-QPNM) for electric dipole (E1) transitions in odd-mass deformed nuclei, *Nuclear Physics A*, 0375-9474, 1001.
- Yakut, H., Tabar, E., Kemah, E., Hoşgör G. (2022, 31 Ağustos-04 Eylül). Low-Energy Electric Dipole Strength in the ^{241}Pu , *Turkish Physical Society 38th International Physics Congress*, Bodrum, Muğla, Turkey. (Sözlü Sunum)

- Yakut, H., Tabar, E., Kemah, E., Hoşgör G. (2022, 28-30, Haziran). Theoretical Study of the Giant Dipole Resonance in the ^{233}Th Nucleus, XV. *International Conference on Nuclear Structure Properties*, Kırıkkale, Turkey. (Sözlü Sunum)
- Yakut, H., Tabar, E., Kemah, E., Hoşgör G. (2021, 1-5, Eylül). The Comparison of the Low-Lying Dipole States in the N=144 Nuclei, *Turkish Physical Society 37th International Physics Congress*, Bodrum, Muğla, Turkey. (Sözlü Sunum)
- Tabar, E., Yakut, H., E., Kemah, E., Hoşgör G., Quliyev H. (2020, 1-5, Eylül). Electric Dipole Excitations in ^{233}U within TGI-QPNM, *Turkish Physical Society 36th International Physics Congress*, İstanbul, Turkey. (Sözlü Sunum)
- Yakut, H., Tabar, E., Kemah, E. (2019, 2-4, Mayıs) Giant Dipole Resonance (GDR) in ^{235}U , *Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology*, Amasya, Turkey. (Sözlü Sunum)

DİĞER ESERLER:

- Tabar, E., Kuliev, A. A., Yakut, H., Hoşgör, G., Kemah, E. 2023. Polarization Factors and Their Effects on the Rotational Gyromagnetic Ratio, *Physica Scripta*, 98 (2023) 115305.
- Öztürk, B., Kemah, E., Yakut, H., Tabar, E., Hoşgör, G. 2023. Inference and Visualization of Nuclear Magnetic Moment Studies with Neuro-Fuzzy Systems, *Physica Scripta*, 98 (2023) 105301.
- Kemah, E., Tabar, E., Yakut, H., E., Hoşgör G. 2022. First Theoretical Identification of the Magnetic Dipole Moment of the 97.43 keV State in ^{153}Eu , *Sakarya University Journal of Science SAUJS*, 26(5) 1967-1973.
- Tabar, E., Yakut, H., E., Hoşgör G., Kemah, E. 2022. Pygmy and isovector giant dipole resonance in ^{175}Lu , *European Physical Journal A*, 1434-6001, 58, 6.
- Tabar, E., Yakut, H., E., Hoşgör G., Kemah, E. 2022. Scissors mode and effects of the low-lying $E1$ excitations on the dipole distributions in ^{175}Lu , *Physica Scripta*, 0031-8949, 97, 6.
- Tabar, E., Yakut, H., E., Hoşgör G., Kemah, E. 2021. Electromagnetic dipole transitions below 4 MeV in odd-neutron $^{161,163}\text{Dy}$, *Nuclear Physics A*, 0375-9474, 1014.
- Tabar, E., Yakut, H., Kuliev A. A., Quliyev H., Hoşgör G., Kemah, E. 2021. Study of the high lying electric dipole excitations in Odd-A $^{153-159}\text{Eu}$ isotopes, *Physica Scripta*, 0031-8949, 96, 7.
- Tabar, E., Yakut, H., Kuliev A. A., Hoşgör G., Kemah, E., Quliyev H. Investigation of the electric dipole ($E1$) excitations in ^{181}Ta nucleus, *European Physical Journal A*, 2020, 1434-6001, 56, 10.
- Kemah, E., Akkaya R., Tokgöz S. R., 2017. Comparing the New Generation Accelerator Driven Subcritical Reactor System (ADS) to Traditional Critical Reactors, AIP Conference Proceedings, 0094243X, 1815, 060013, 1-4.
- Akkaya R., Tokgöz S. R., Kemah, E. 2017. Nükleer Yakıt Zenginleştirme İşleminde Kullanılan Gaz Santrifüj Yönteminin İncelenmesi, *Cumhuriyet Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fen Bilimleri Dergisi*, 1300-1949, 38, 1, 13-20.

- Kemah, E., Yakut, H., Tabar, E., Hoşgör G., Kuliev A. A., (2023, 8-10, Mayıs). Investigation of the Ground-State M1 moments in $^{229,231}\text{Th}$ Isotopes, 16th *International Conference on Nuclear Structure Properties (NSP2023)*, Karabük, Turkey. (Sözlü Sunum)
- Öztürk, B., Yakut, H., Kemah, E., (2023, 8-10, Mayıs). Magnetic Moment Inference and Modeling of 53-81Cu Nuclei with Anfis, 16th *International Conference on Nuclear Structure Properties (NSP2023)*, Karabük, Turkey. (Sözlü Sunum)
- Hoşgör, G., Tabar, E., Kemah E., Yakut H., (2022, 31 Ağustos- 04 Eylül) Low-Lying Electric and Magnetic Dipole Response of the ^{143}Nd , *Turkish Physical Society 38th International Physics Congress*, Bodrum, Muğla, Turkey. (Sözlü Sunum)
- Tabar, E., Hoşgör, G., Yakut, H., Kemah, E. (2022, 28-30 Haziran). Calculation of Electric Dipole(E1) Resonance in ^{167}Er from threshold to 22 MeV, XV. *International Conference on Nuclear Structure Properties*, Kırıkkale,Turkey. (Sözlü Sunum)
- Yakut, H., Tabar, E., Saygı, B., Demirci Saygı N., Kemah E., Alemy, R. (2022, 28-30 Haziran). General Calibration Procedures for the NaI (Tl) Detector and their Application to Natural Radioactivity Measurements, XV. *International Conference on Nuclear Structure Properties*, Kırıkkale,Turkey. (Sözlü Sunum)
- Tabar E., Hoşgör G., Yakut H., E. Kemah. (2021, 1-5, Eylül). Magnetic Properties of the Odd-Mass $^{155-159}\text{Tb}$ Nuclei, *Turkish Physical Society 37th International Physics Congress*, Bodrum, Muğla,Turkey. (Sözlü Sunum)
- Yakut, H., Kemah E., Toprak H. (2021, 1-5, Eylül). On the Ground-State Magnetic Moment of the Barium-137, *Turkish Physical Society 37th International Physics Congress*, Bodrum, Muğla,Turkey. (Sözlü Sunum)
- Tabar E., Hoşgör G., Yakut H., E. Kemah. (2021, 1-5, Eylül). Theoretical Study of Giant Dipole Resonance in ^{159}Tb , *Turkish Physical Society 37th International Physics Congress*, Bodrum, Muğla,Turkey. (Sözlü Sunum)
- Kemah, E., Tabar, E., Yakut, H., Sarıbaş, Ö., Akkaya R., Magnetic Dipole Moments of K=1/2 states in odd mass Yb Isotopes, *Turkish Physical Society 37th International Physics Congress*, Bodrum, Muğla,Turkey. (Sözlü Sunum)
- Tabar, E., Yakut, H., Quliyev, H., Kuliyeve, A. A., Hoşgör, G., Kemah, E. (2020, 1-5, Eylül). Microscopic Investigation of Low- and High-Lying Electric Dipole Resonance in odd-mass ^{153}Eu , *Turkish Physical Society 36th International Physics Congress*, İstanbul, Turkey. (Sözlü Sunum)
- Yakut, H., Tabar E., Kemah E. (2019,4-8, Eylül). The Investigation of The Giant Dipole Resonance (GDR) Characteristics for The ^{141}Pr Nucleus, *Turkish Physical Society 35th International Physics Congress*, Bodrum, Muğla,Turkey. (Sözlü Sunum)
- Demirci Saygı N., Ertuğral Yamaç F.,Guliyev E., Kuliev A.A., Kemah E. (2019, 2-4, Mayıs). Investigation of the Electric Dipole Response of Even-Even Deformed ^{154}Gd Nucleus above Neutron Separation Energy, *Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology*, Amasya,Turkey. (Sözlü Sunum)
- Tabar, E., Yakut, H., Kemah, E. (2018, 5-9, Eylül). First Theoretical Identification of the Magnetic Dipole Moment of the Excited State at 97.43 keV in ^{153}Eu , *Turkish Physical Society 34th International Physics Congress*, Bodrum, Muğla,Turkey. (Sözlü Sunum)

- Tabar, E., Yakut, H., Kemah, E. (2018, 5-9, Eylül). First Theoretical Study on Magnetic Dipole Response of the ^{169}Tm , *Turkish Physical Society 34th International Physics Congress*, Bodrum, Muğla, Turkey. (Sözlü Sunum)
- Kemah, E., Akkaya, R., Tokgöz, S. R. (2016, 6-9, Eylül). The New Generation Accelerator Driven Subcritical Reactor System (ADS) Comparison with Traditional Critical Reactors, *Turkish Physical Society 32th International Physics Congress*, Bodrum, Muğla, Turkey. (Sözlü Sunum)
- Akkaya, R., Kemah, E., Tokgöz, S. R., (2015, 7-10, Eylül). Yeni Nesil Hızlandırıcı Kaynaklı Kritik Altı Reaktör Sisteminin (ADS) Nükleer Enerji Üretiminde İncelenmesi, *VIII. International Conference on Nuclear Structure Properties*, Sakarya, Turkey. (Sözlü Sunum)
- Tokgöz, S. R., Kemah, E., Akkaya R. (2014, 18-20, Haziran). Nükleer Yakıt Üretiminde Hızlandırıcı kaynaklı Sistemler (ADS) ile Konvensiyonel Zenginleştirme Sistemlerinin Karşılaştırılması, *Innovative Technologies in Engineering and Science*, Karabük, Turkey. (Sözlü Sunum)

