

T.C.  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**NADİR TOPRAK BÖLGESİNDEKİ TEK-A'LI DEFORME  
ÇEKİRDEKLERİN ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARININ  
TEORİK OLARAK ARAŞTIRILMASI**

**DOKTORA TEZİ**

**Gamze HOŞGÖR**

**Fizik Anabilim Dalı**

**EKİM 2023**



T.C.  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

NADİR TOPRAK BÖLGESİNDEKİ TEK-A'LI DEFORME  
ÇEKİRDEKLERİN ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARININ  
TEORİK OLARAK ARAŞTIRILMASI

DOKTORA TEZİ

Gamze HOŞGÖR

Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Emre TABAR

EKİM 2023



Gamze HOŞGÖR tarafından hazırlanan “NADİR TOPRAK BÖLGESİNDEKİ TEKA’LI DEFORME ÇEKİRDEKLERİN ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARININ TEORİK OLARAK ARAŞTIRILMASI” 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

<b>Jüri Başkanı :</b>	<b>Prof. Dr. Hakan YAKUT</b> Sakarya Üniversitesi	.....
<b>Jüri Üyesi :</b>	<b>Doç. Dr. Emre TABAR</b> (Danışman) Sakarya Üniversitesi	.....
<b>Jüri Üyesi :</b>	<b>Prof. Dr. Mehmet Ali GÜNGÖR</b> Sakarya Üniversitesi	.....
<b>Jüri Üyesi :</b>	<b>Prof. Dr. Betül USTA</b> Sakarya Uygulamalı Bilimler Üniversitesi	.....
<b>Jüri Üyesi :</b>	<b>Dr. Öğr. Üyesi Yakup BORAN</b> 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 “Nadir Toprak Bölgesindeki Tek-A’lı Deforme Çekirdeklerin Elektrik Dipol Uyarılmalarının Teorik Olarak Araştırılması” 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)

Gamze HOŞGÖR





*Anneannem'e ve Dedem'e...*



## TEŞEKKÜR

Değerli hocam Sayın Doç. Dr. Emre TABAR'a olan minnettarlığımı ifade etmek isterim. Doktora eğitimim boyunca sabır ve özverili rehberliği, beni bilimsel anlamda ilerletme konusundaki kararlılığı, tezimdaki her adımı daha anlamlı ve değerli kıldı. Hocamın deneyimleri, bilgisi, cesaretlendirmesi ve motive edici tutumu sayesinde, tez çalışmam boyunca karşılaştığım zorlukları aşmam daha kolay oldu. Her şey için çok teşekkür ederim hocam; sayenizde bu akademik yolculuk, sadece bir tez değil, aynı zamanda bir öğrenme serüveni haline geldi.

Başta Sayın Prof. Dr. Hakan YAKUT ve Dr. Öğr. Üyesi Nilüfer DEMİRCİ SAYGI olmak üzere tüm Sakarya Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü hocalarına, Sayın Dr. Elif KEMAH'a ve Sayın Dr. Huseynqulu QULIYEV'e değerli yardımlarından dolayı teşekkürü bir borç bilirim.

Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu'na (TÜBİTAK) (Proje No: 115F564 ve Proje No: 121F267), Sakarya Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Komisyon Başkanlığı'na (Proje No: 2020-7-25-56), TÜBİTAK Bilim İnsanı Destek Programları Başkanlığı (BİDEB) tarafından yürütülen 2211-A Yurt İçi Doktora Burs Programı'na ve 100/2000 YÖK Doktora Burs Programı'na verdiği destekten ötürü teşekkür ederim.

Değerli dostlarım Elvan ÖZ ZENGİN'e, Sümeyye TÜRKKAN'a, Özlem KALAY'a ve Kadriye ÇERLEK'e tez sürecinde yanımda oldukları için teşekkür ederim. Sizlerin desteği ve dostluğu olmadan, bu zorlu yolculukta başarılı olmam mümkün olmazdı. Her biriniz bana destek oldunuz, zor anlarımda bana güç verdiniz, beni cesaretlendirdiniz. Bu başarıda sizlerin payı büyük.

Son olarak değerli aileme teşekkür etmek istiyorum. Hayatımı aydınlatan, sevgi ve destek dolu bir aileye sahip olduğum için ne kadar şanslı olduğumu biliyorum. Sizlerin desteği, cesaretlendirmesi ve sevgisi olmadan, bugün burada olmam imkânsızdı. Her zaman yanımda oldunuz, en zor zamanlarda bile bana güç verdiniz. Sizin sevgi dolu kalpleriniz ve öğrettikleriniz sayesinde büyüdüm, öğrendim ve bugünlere geldim. Sizlerin sevgisi, benim için en değerli hazinedir.

Gamze HOŞGÖR



## İÇİNDEKİLER

### Sayfa

<b>ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ</b> .....	v
<b>TEŞEKKÜR</b> .....	ix
<b>İÇİNDEKİLER</b> .....	xi
<b>KISALTMALAR</b> .....	xiii
<b>SİMGELER</b> .....	xv
<b>TABLO LİSTESİ</b> .....	xvii
<b>ŞEKİL LİSTESİ</b> .....	xix
<b>ÖZET</b> .....	xxiii
<b>SUMMARY</b> .....	xxv
<b>1. GİRİŞ</b> .....	1
<b>2. DEFORME ÇEKİRDEKLERDE ELEKTRİK DİPOL (E1) UYARILAMALARI</b> .....	9
2.1. Düşük Enerji Bölgesinde Elektrik Dipol (E1) Uyarılmaları .....	11
2.1.1. Nükleer Rezonans Floresans (NRF) tekniği .....	11
2.1.2. Düşük Enerjili Dipol Uyarılmalarının Keşfi ve İlk Çalışmalar .....	14
2.1.2.1. Tek-A'lı çekirdeklerin düşük enerjili dipol uyarılmaları üzerine yapılan deneysel çalışmalar .....	19
2.1.2.2. Tek-A'lı çekirdeklerin düşük enerjili dipol uyarılmaları üzerine yapılan teorik çalışmalar .....	26
2.2. Cüce Dipol Rezonans (PDR) .....	28
2.2.1. PDR'nin keşfi ve ilk çalışmalar .....	28
2.2.2. Deneysel çalışmalara genel bir bakış .....	28
2.2.2.1. ( $\gamma$ , $\gamma'$ ) reaksiyonları .....	28
2.2.2.2. ( $\alpha$ , $\alpha'\gamma$ ) reaksiyonları .....	30
2.2.3. Teorik çalışmalar .....	31
2.3. İzovektör Dev Dipol Rezonans (IVGDR) .....	33
2.3.1. IVGDR'nin keşfi ve ilk çalışmalar .....	33
2.3.2. Deneysel çalışmalar .....	37
2.3.3. Teorik çalışmalar .....	44
<b>3. TEK-A'LI DEFORME ÇEKİRDEKLERDE E1 UYARILMALARININ İNCELENMESİ</b> .....	47
3.1. Kırılan Simetrielerin Pyatov Yöntemiyle Onarılması .....	49
3.2. Öteleme ve Galileo Değişmez Kuaziparçacık-Fonon Nükleer Model (TGI-QPNM) .....	50
3.2.1. Öteleme değişmezliğin Pyatov yöntemiyle onarılması .....	52
3.2.2. Galileo değişmezliğin Pyatov yöntemiyle onarılması .....	53
3.2.3. TGI-QPNM'de özdeğer ve özfonksiyon probleminin çözümü .....	55
3.2.4. TGI-QPNM'de elektrik özellikleri .....	57
3.3. Deforme Çekirdeklerin Tamamlayıcı Özellikleri .....	58
3.3.1. Radyasyon genişlikleri .....	58
3.3.2. Foto-soğurma tesir kesitleri .....	59

3.3.3. İntegrali alınmış tesir kesitleri .....	59
<b>4. SAYISAL SONUÇLAR .....</b>	<b>61</b>
4.1. Düşük Enerji Bölgesindeki $E1$ Uyarılmalarının Araştırılması (2–4 MeV).....	63
4.1.1. $^{161,163}\text{Dy}$ çekirdeklerine ait sayısal sonuçlar .....	69
4.1.2. $^{165}\text{Ho}$ çekirdeğine ait sayısal sonuçlar .....	80
4.1.3. $^{167}\text{Er}$ çekirdeğine ait sayısal sonuçlar .....	85
4.1.4. $^{169}\text{Tm}$ çekirdeğine ait sayısal sonuçlar.....	89
4.1.5. $^{175}\text{Lu}$ çekirdeğine ait sayısal sonuçlar.....	92
4.2. Düşük Enerji Bölgesinde Deney ve Teori Arasındaki Karşılaştırmadan Elde Edilen Sonuçların Tartışılması .....	96
4.3. Yüksek Enerji Bölgesindeki $E1$ Uyarılmalarının Araştırılması ( $E \geq 4$ MeV)..	99
<b>5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....</b>	<b>119</b>
<b>KAYNAKLAR.....</b>	<b>123</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ.....</b>	<b>151</b>

## KISALTMALAR

<b>DFT</b>	: Yoğunluk Fonksiyonel Teorisi
<b><i>E1</i></b>	: Elektrik dipol
<b>EWSR</b>	: Enerji ağırlıklı toplam kuralı
<b>GDR</b>	: Dev dipol rezonans
<b>HF</b>	: Hartree–Fock
<b>HFB</b>	: Hartree–Fock–Bogoliubov
<b><i>M1</i></b>	: Manyetik dipol
<b>MeV</b>	: Milyon elektron volt
<b>NRF</b>	: Nükleer Rezonans Flüoresans
<b>PDR</b>	: Cüce dipol rezonans
<b>QPNM</b>	: Kuaziparçacık-Fonon Nükleer Model
<b>QRPA</b>	: Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı
<b>RI-</b>	: Dönme değişmez
<b>RPA</b>	: Rastgele faz yaklaşımı
<b>TGI-</b>	: Öteleme ve Galileo değişmez
<b>TRK</b>	: Thomas-Reiche-Kuhn





## SİMGELER

$\Delta$	: Gap parametresi
$\chi_1$	: İzovektör dipol-dipol etkileşme güç parametresi
$\alpha^+(\alpha)$	: Kuaziparçacık üretme (yok etme) operatörü
$\Gamma$	: GDR genişliği [ $MeV$ ]
$\Gamma_0$	: Dipol radyasyon genişliği [ $meV$ ]
$\Gamma_0^{red}$	: İndirgenmiş dipol radyasyon genişliği [ $meV MeV^{-3}$ ]
$A$	: Kütle numarası
$a^+(\mathbf{a})$	: Parçacık üretme (yok etme) operatörü
$B(E1\uparrow)$	: İndirgenmiş elektrik dipol geçiş ihtimali
$B(M1\uparrow)$	: İndirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimali
$E$	: Uyarılma enerjisi [ $MeV$ ]
$J$	: Spin
$N$	: Nötron sayısı
$Q^+(Q)$	: Fonon üretme (yok etme) operatörü
$S_n$	: Nötron ayrılma enerjisi [ $MeV$ ]
$Z$	: Proton sayısı
$\beta_2$	: Kuadrupol deformasyon parametresi
$\lambda$	: Kimyasal potansiyel
$\pi$	: Parite



## TABLO LİSTESİ

### Sayfa

- Tablo 4.1.**  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin  $E1$  hesaplamalarında kullanılan taban durum spin-pariteleri, Nilsson konfigürasyonları, kuadrupol deformasyon parametreleri, çiftlenim etkileşme sabitleri, kimyasal potansiyelleri ve izovektör dipol-dipol etkileşme güç parametreleri. .... 62
- Tablo 4.2.**  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinde 2–4 MeV enerji aralığındaki  $E1$  uyarılma seviyelerinin mikroskopik yapısı. İlk sütun çekirdek isimlerini, sonraki üç sütun sırasıyla uyarılma durumlarını, uyarılma enerjilerini,  $E1$  geçiş ihtimallerini ve bu uyarılma durumlarının seviye yapılarını göstermektedir. Son dört sütunda ise sırasıyla kor çekirdeklerinin uyarılma enerjileri,  $E1$  geçiş ihtimalleri, bu uyarılmaları oluşturan fononların iki kuaziparçacık yapısı ve dalga fonksiyonlarına katkısı (%) verilmiştir. .... 66
- Tablo 4.3.**  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeğinin 2,2–3,7 MeV enerji aralığında RI- ve TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliklerinin *Margraf vd. (1995) [131]* tarafından elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılması.  $M1$  uyarılmaları için  $\pi=+$  iken  $E1$  uyarılmaları için  $\pi=-$ dir. .... 72
- Tablo 4.4.**  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinin 2-4 MeV enerji aralığında RI- ve TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliklerinin *Bauske vd. (1993) [242]* ile *Nord vd. (2003) [129]* tarafından elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılması.  $M1$  uyarılmaları için  $\pi=+$  iken  $E1$  uyarılmaları için  $\pi=-$ dir. .... 77
- Tablo 4.5.**  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinin 2-4 MeV enerji aralığında RI- ve TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliklerinin *Huxel vd. (1999) [132]* ve *Nord vd. (2003) [129]* tarafından elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılması.  $M1$  uyarılmaları için  $\pi=+$  iken  $E1$  uyarılmaları için  $\pi=-$ dir. .... 84
- Tablo 4.6.**  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinin 2-4 MeV enerji aralığında RI- [164] ve TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliklerinin deneysel verilerle karşılaştırılması [133].  $M1$  uyarılmaları için  $\pi=+$  iken  $E1$  uyarılmaları için  $\pi=-$ dir. .... 89
- Tablo 4.7.**  $^{169}\text{Tm}$  çekirdeğinin 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ve TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliklerinin deneysel verilerle karşılaştırılması [132,301].  $M1$  uyarılmaları için  $\pi=+$  iken  $E1$  uyarılmaları için  $\pi=-$ dir. .... 92

- Tablo 4.8.**  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinin 2-3,5 MeV enerji aralığında RI- ve TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliklerinin deneysel verilerle karşılaştırılması [134,326].  $M1$  uyarılmaları için  $\pi=+$  iken  $E1$  uyarılmaları için  $\pi=-$ dir. .... 95
- Tablo 4.9.** İncelenen tek kütle numaralı çekirdekler için TGI-QPNM ve onların kor çekirdekleri TGI-QRPA kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimallerinin karşılaştırılması..... 97
- Tablo 4.10.**  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdekleri için 8-20 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesitlerinin farklı kattan ( $k$ ) momentleri ( $\sigma_k$ ) ile  $\Delta K=0$  ve  $\Delta K=\pm 1$  modlarının yerleştiği enerjiler ( $E_1$  ve  $E_2$ )..... 108
- Tablo 4.11.** Tez kapsamında incelenen tüm çekirdeklerin 4–20 MeV bölgesine ait seviye yapısı. .... 111

## ŞEKİL LİSTESİ

### Sayfa

- Şekil 2.1.** Atomik çekirdekte bazı kolektif uyarılma modlarının şematik gösterimi [46].  
..... 9
- Şekil 2.2.** Atomik çekirdekte gözlenen dipol uyarılmalarının enerjiye göre şematik dağılımı [168]. ..... 10
- Şekil 2.3.** Makas modun şematik tasviri [176]. ..... 15
- Şekil 2.4.** Çift-çift kütleli Sm izotoplarının deneysel olarak gözlenen toplam orbital  $M1$  kuvvetlerinin deformasyon parametresine göre değişimi [215]. ..... 16
- Şekil 2.5.**  $A \approx 30-200$  kütle bölgesindeki çift-çift kütleli çekirdeklerin düşük enerjili  $E1$  uyarılmalarının sistematiği [108]. ..... 17
- Şekil 2.6.**  $A \approx 130-200$  kütle bölgesindeki çift-çift kütleli çekirdeklerin 1,5-4 MeV enerji aralığındaki toplam  $E1$  gücünün  $A$ 'ya göre değişimi [108]. ..... 18
- Şekil 2.7.**  $^{160,162,163,164}\text{Dy}$  izotoplarının dipol güç dağılımları [242]. ..... 19
- Şekil 2.8.**  $^{155,157}\text{Gd}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{161,163}\text{Dy}$  çekirdeklerinin düşük enerjili dipol dağılımı [130].  
..... 21
- Şekil 2.9.**  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinin 1,9-4,3 MeV enerji aralığı için NRF deney sonuçları [133]. ..... 21
- Şekil 2.10.** Tek-A'lı çekirdekte deneysel olarak tespit edilen dipol geçişlerinin tümünün  $M1$  karakterli olduğu varsayılarak 2,5-3,7 MeV enerji aralığı için belirlenen toplam  $M1$  gücü [243]. ..... 24
- Şekil 2.11.**  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinde *Bauske vd.* (1993) [242] tarafından gerçekleştirilen NRF deneyine ait sonuçların *Nord vd.* (2003) [129] tarafından gerçekleştirilen duyarlılığı artırılmış NRF deney sonuçlarıyla kıyaslanması [129]. ..... 25
- Şekil 2.12.**  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinin Etkileşen Bozon Fermiyon Modeli (IBFM-2) ile hesaplanan teorik sonuçlarının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması [176].  
..... 26
- Şekil 2.13.** *Soloviev vd.* tarafından  $^{157}\text{Gd}$  çekirdeği için elde edilen teorik sonuçların deneysel sonuçlarla karşılaştırılması [150]. ..... 27
- Şekil 2.14.**  $(\gamma, \gamma')$  saçılma deneyleriyle gözlemlenen  $E1$  güç dağılımının ayrıntılı yapısı [52]. ..... 29
- Şekil 2.15.**  $(\gamma, \gamma')$  ve  $(\alpha, \alpha\gamma)$  saçılma deneyleriyle gözlemlenen  $E1$  güç dağılımının parçalanması ve ayrıntılı yapısı [52]. ..... 31
- Şekil 2.16.** Bazı kararlı çift-çift ve tek kütleli çekirdeklerin foto-soğurma tesir kesiti deneylerinin karşılaştırılması [46]. ..... 35
- Şekil 2.17.** Rezonans enerjisi  $E_m$ 'nin  $A$ 'ya bağlılığı [265]. ..... 36

<b>Şekil 2.18.</b> Deforme çekirdeklere proton-nötron salınım modları.....	36
<b>Şekil 2.19.</b> (a) Çift kütleli $^{142-150}\text{Nd}$ izotopları için yapılan foto-nükleer tesir kesiti deney sonuçları, (b) Çift kütleli $^{144-154}\text{Sm}$ izotopları için yapılan foto-nükleer tesir kesiti deney sonuçları [144,267]. .....	37
<b>Şekil 2.20.</b> <i>Bramblett vd.</i> tarafından 1963 yılında Livermore’da gerçekleştirilen $^{165}\text{Ho}$ çekirdeğinin foto-nötron tesir kesiti deney sonuçları [148]. .....	40
<b>Şekil 2.21.</b> 1969 yılında <i>Bergère vd.</i> tarafından Saclay’de ölçülen $^{175}\text{Lu}$ çekirdeğinin foto-nötron tesir kesiti sonuçları [149]. .....	41
<b>Şekil 2.22.</b> 1983 yılında <i>Boal vd.</i> tarafından Avustralya’da ölçülen $^{153}\text{Eu}$ çekirdeğinin foto-nötron tesir kesiti sonuçları [145]. .....	43
<b>Şekil 4.1.</b> $^{167}\text{Er}$ ve $^{175}\text{Lu}$ çekirdeklerinin 2–4 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile elde edilen $E1$ spektrumlarının, $^{166}\text{Er}$ ve $^{174}\text{Yb}$ çekirdeklerinin aynı enerji aralığında TGI-QRPA ile elde edilen $E1$ spektrumları ile karşılaştırılması. ....	64
<b>Şekil 4.2.</b> $^{161}\text{Dy}$ çekirdeğinin teorik olarak hesaplanan dipol radyasyon genişliklerinin deneysel verilerle karşılaştırılması. (a) <i>Margraf vd.</i> [131] tarafından 1995 yılında yapılan NRF deney sonuçları, (b) TGI-QPNM ile hesaplanan $E1$ radyasyon genişlik sonuçları, (c) RI-QPNM ile hesaplanan $M1$ radyasyon genişlik sonuçları [6]. .....	71
<b>Şekil 4.3.</b> $^{163}\text{Dy}$ çekirdeğinin teorik olarak hesaplanan dipol radyasyon genişlik deneysel verilerle karşılaştırılması. (a) <i>Nord vd.</i> [129] ve (b) <i>Bauske vd.</i> [242] tarafından yapılan NRF deney sonuçları, (c) TGI-QPNM ile hesaplanan $E1$ radyasyon genişlik sonuçları, (d) RI-QPNM ile hesaplanan $M1$ radyasyon genişlik sonuçları verilmektedir [325]. .....	74
<b>Şekil 4.4.</b> RI- ve TGI-QPNM kullanılarak hesaplanan toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliklerinin <i>Soloviev vd.</i> (1996) [150] tarafından QPM metodu kullanılarak hesaplanan sonuçlar ile karşılaştırılması. Grafik ayrıca deneysel NRF sonuçlarını da içermektedir [129,131,242]. .....	79
<b>Şekil 4.5.</b> $^{165}\text{Ho}$ çekirdeğinin teorik olarak hesaplanan dipol radyasyon genişliklerinin deneysel verilerle karşılaştırılması. (a) <i>Nord vd.</i> [129] tarafından 2003 yılında ve (b) <i>Huxel vd.</i> [132] tarafından 1999 yılında yapılan NRF deney sonuçları, (c) TGI-QPNM ile hesaplanan $E1$ radyasyon genişlik sonuçları, (d) RI-QPNM ile hesaplanan $M1$ radyasyon genişlik sonuçları [301]. .....	82
<b>Şekil 4.6.</b> $^{167}\text{Er}$ çekirdeğinin teorik olarak hesaplanan dipol radyasyon genişliklerinin deneysel verilerle karşılaştırılması. (a) <i>Schlegel vd.</i> (1996) [133] tarafından yapılan NRF deney sonuçları, (b) TGI-QPNM ile hesaplanan $E1$ radyasyon genişlik sonuçları, (c) RI-QPNM ile hesaplanan $M1$ radyasyon genişlik sonuçları [164]. .....	86
<b>Şekil 4.7.</b> $^{169}\text{Tm}$ çekirdeğinin teorik olarak hesaplanan dipol radyasyon genişliklerinin deneysel verilerle karşılaştırılması. (a) <i>Huxel vd.</i> (1999) [132] tarafından yapılan NRF deney sonuçları, (b) TGI-QPNM ile hesaplanan $E1$ radyasyon genişlikleri sonuçları, (c) RI-QPNM ile hesaplanan $M1$ radyasyon genişlikleri sonuçları [301]. .....	90

- Şekil 4.8.**  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinin teorik olarak hesaplanan dipol radyasyon genişliklerinin deneysel verilerle karşılaştırılması. (a) *Herzberg vd.* (1997) [134] tarafından yapılan NRF deney sonuçları, (b) TGI-QPNM ile hesaplanan  $E1$  radyasyon genişlik sonuçları, (c) RI-QPNM ile hesaplanan  $M1$  radyasyon genişlik sonuçları. .... 94
- Şekil 4.9.**  $^{161,163}\text{Dy}$  çekirdeklerinin 4–9 MeV enerji aralığında elde edilen  $E1$  spektrumunun çift kütleli  $^{160,162}\text{Dy}$  çekirdeklerinin spektrumu ile karşılaştırılması. (a)'da  $^{160}\text{Dy}$  kor çekirdeğinin 4-9 MeV enerji TGI-QRPA ile hesaplanan  $B(E1 \uparrow)$  indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimalleri. (b)  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeğinin 4-9 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan  $B(E1 \uparrow)$  indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimalleri. (c)  $^{162}\text{Dy}$  kor çekirdeğinin 4-9 MeV enerji aralığında TGI-QRPA ile hesaplanan  $B(E1 \uparrow)$  indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimalleri. (d)  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinin 4-9 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan  $B(E1 \uparrow)$  indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimalleri. .... 100
- Şekil 4.10.**  $^{169}\text{Tm}$  çekirdeğinin GDR bölgesi için TGI-QPNM foto-soğurma tesir kesitlerinin,  $^{168}\text{Er}$  kor çekirdeğinin aynı bölgede yer alan TGI-QRPA foto-soğurma tesir kesitleriyle karşılaştırılması. Üstteki grafikte  $^{168}\text{Er}$  çekirdeğinin deneysel olarak belirlenen foto-soğurma tesir kesiti dağılımları da yer almaktadır [281]. .... 101
- Şekil 4.11.**  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdekleri için TGI-QPNM ile hesaplanan  $B(E1 \uparrow)$  değerlerinin 4-9 MeV enerji aralığındaki dağılımı. . 102
- Şekil 4.12.**  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin 4-9 MeV enerji aralığında teorik foto-soğurma tesir kesiti sonuçlarının karşılık gelen deneysel verilerle karşılaştırılması [141,146,146,281]. .... 104
- Şekil 4.13.**  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin 4-9 MeV enerji aralığında toplam indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimallerinin karşılaştırılması. 105
- Şekil 4.14.** Tez kapsamında incelenen tüm çekirdeklerin TGI-QPNM ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesiti sonuçları. Grafikte ayrıca  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin deneysel verileri de sunulmuştur [149,281]. .... 106
- Şekil 4.15.**  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin 9–20 MeV enerji aralığında toplam  $E1$  geçiş ihtimallerinin karşılaştırılması. .... 109
- Şekil 4.16.**  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin 2-20 MeV aralığında sahte hallerinin dağılımı. .... 117





# NADİR TOPRAK BÖLGESİNDEKİ TEK-A'LI DEFORME ÇEKİRDEKLERİN ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARININ TEORİK OLARAK ARAŞTIRILMASI

## ÖZET

Bu tez çalışmasında, tek-A'lı deforme çekirdeklerin 2-20 MeV enerji bölgesinde var olduğu bilinen elektrik dipol uyarılmalarını ( $E1$ ) teorik olarak incelemek için Öteleme ve Galileo Değişmez (TGI-) Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) formüle edilmiştir. Tek-A'lı çekirdeğin QPNM hamiltoniyenin ortalama alan yaklaşımı nedeniyle bozulan öteleme ve Galileo simetrisi Pyatov-Salamov restorasyon metodu yardımıyla onarılmıştır. Modelin güvenilirliği test etmek adına nadir toprak bölgesinde yer alan  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  deforme çekirdeklerinin farklı enerji bölgelerindeki (2-4 MeV, 4-9 MeV ve 9-20 MeV)  $B(E1)$  indirgenmiş elektrik dipol geçiş ihtimalleri,  $g\Gamma_0(E1)$  elektrik dipol radyasyon genişlikleri,  $g\Gamma_0^{red}(E1)$  indirgenmiş elektrik dipol radyasyon genişlikleri ve bunların integral özellikleri ( $\sum B(E1)$ ,  $\sum \Gamma_0(E1)$ ,  $\sum \Gamma_0^{red}(E1)$ ,  $E1$  rezonans enerjisi) hesaplanmış ve deneysel sonuçlarla mukayese edilmiştir. Ayrıca çalışmada sahte hallerin yalıtılmasının önemini göstermek için 2-20 MeV enerji aralığındaki sahte hallerin spektrumdaki dağılımına da yer verilmiştir.

Formüle edilen TGI-QPNM ile 2-4 MeV enerji aralığındaki dipol spektrumları deneysel olarak belirlenen  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  deforme çekirdeklerinde, bu enerji aralığındaki  $E1$  uyarılmalarına ait ince yapı ve toplam özellikleri hesaplanmış, NRF deneyi sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Teorik sonuçlar sözü geçen çekirdeklerin düşük enerji bölgesinde manyetik dipol ( $M1$ ) uyarılmalarının yanı sıra kayda değer büyüklükte  $E1$  uyarılmalarının da olduğunu ortaya koymaktadır. Bu durum teorik dipol spektrumundaki seviye sayısını arttırarak sonuçların deneyle uyumlu hale gelmesini sağlamaktadır. Hesaplama sonuçlarına göre, 2-4 MeV enerji aralığındaki tek-fononlu  $I^\pi = 1^+$  dipol seviyeleri, tek-fononlu  $I^\pi = 1^-$  dipol seviyelerine göre daha çok parçalanmıştır.

Bu tez tek-A'lı deforme çekirdeklere 4 MeV üzerindeki enerjilerde PDR ve GDR'nin varlığını ortaya koyması bakımından önemlidir. Çift-çift kütle numaralı çekirdeklere nötron ayrılma enerjisi ( $S_n$ ) yakınlarında (4-9 MeV) ortaya çıkan ve doğası henüz net bir şekilde belirlenemeyen PDR'nin, TGI-QPNM ile yapmış olduğumuz hesaplamalar sonucu tek-A'lı deforme çekirdeklere de var olduğu görülmüştür. 4-9 MeV enerji aralığında  $\Delta K = 0$  dalına ait  $E1$  geçişlerinin,  $\Delta K = 1$  dalına ait  $E1$  geçişlerinden daha baskın olduğu bulunmuştur. Elde edilen sonuçlardan, PDR bölgesindeki  $E1$  geçişlerinin gerçekleştiği seviyelerin yapısına katılan fononların çok sayıda kuaziparçacık çiftinden meydana geldiği, bu nedenle söz konusu uyarılmaların kolektif özellik sergilediği görülmüştür. PDR bölgesindeki fononların yapısında genellikle bir tür nükleonun (özellikle iki-kuazinötron) daha baskın olduğu tespit edilmiştir.

PDR'nin yeni bir uyarılma modu mu yoksa sadece GDR'nin düşük enerjili kuyruğu mu olduğu hala devam eden tartışmalardan biridir. Son yıllarda bu modun doğasını anlamak için birçok çift-çift kütleli çekirdek için yapılan deneysel çalışmalar,  $S_n$  etrafındaki enerjilerde  $E1$  kuvvet dağılımının iki farklı kısımdan oluştuğunu göstermektedir. Bu çalışmalara göre, yaklaşık 6 MeV uyarılma enerjisine kadar olan dipol geçişleri hem izoskaler ( $\alpha, \alpha'\gamma$ ) hem de izovektör ( $\gamma, \gamma'$ ) problemler ile, 6 MeV uyarılma enerjisi sonrasında oluşan dipol geçişleri ise izovektör ( $\gamma, \gamma'$ ) problemlerle gözlemlenebilir. Bu iki farklı modu incelemek için yapılan bir dizi teorik çalışmanın ortak sonucu izoskaler  $E1$  geçişlerinin PDR'yi oluşturduğu, izovektör  $E1$  geçişlerinin ise GDR'nin düşük enerjili kuyruğu olduğu doğrultusundadır. Bu tez çalışmasında kullanılan modelde hemen hemen tüm izoskaler dipol uyarılmaları sahte hallere karşılık geldiğinden hesaplamalarda dikkate alınmaz. Pek çok araştırmacı izoskaler uyarılmalar oluşturmak için ikinci dereceden dipol korelasyonlarını ( $r^3 Y_{1\mu}$ ) kullansa da bu tür bir korelasyonu uygulamak mevcut çalışmanın kapsamı dışındadır. Sonuç olarak teorik hesaplamalarda elde edilen PDR bölgesine ait  $E1$  geçiş ihtimalleri izovektör karakterli olduğu için bunların GDR'nin düşük enerjili kuyruğu olma ihtimali yüksektir.

İncelenen çekirdeklerin GDR bölgesine (9-20 MeV) ait pik enerjileri, radyasyon genişlikleri, foto-soğurma tesir kesitleri ve entegre momentleri ( $\sigma_{-2}$ ,  $\sigma_{-1}$ ,  $\sigma_0$ ) hesaplanmıştır. Ele alınan çekirdeklerin iyi deforme olması nedeniyle, teorik foto-soğurma tesir kesiti sonuçları  $\Delta K = 0$  ve  $\Delta K = \pm 1$  dallarına ayrışmakta ve iki tepeli bir rezonans şekli ortaya çıkarmaktadır. Elde edilen teorik sonuçlar deneysel verilerle oldukça uyumludur. 9-20 MeV enerji aralığında  $\Delta K = \pm 1$  ait geçişlerin daha baskın olduğu bulunmuştur. GDR için elde edilen teorik sonuçlar, bu bölgedeki  $E1$  geçişlerinin kolektif bir yapı sergilediğini, ancak PDR bölgesinden farklı olarak seviye yapısına katılan fononlara her iki tür nükleonun da (iki-kuazinötron ve iki-kuaziproton) katkıda bulunduğunu göstermektedir. PDR ve GDR bölgesindeki seviyelerin yapısına katılan fononların iki-kuaziparçacık konfigürasyonları arasındaki bu fark, GDR ve PDR bölgelerinin birbirinden ayrılabilmesine yardımcı olabilir.

# THEORETICAL INVESTIGATIONS OF THE ELECTRIC DIPOLE EXCITATIONS OF THE ODD-A DEFORMED NUCLEI IN THE RARE- EARTH REGION

## SUMMARY

One of the most effective methods that can be used to investigate a multi-particle quantum system with a complex structure such as an atomic nucleus is to excite it with an externally applied electromagnetic field. Thus, collective excitation states with different multipolarities emerge, providing important information about the individual and collective movements of the nucleons (neutrons and protons) that comprise the nucleus.

Collective excitations can be classified depending on the order of multipolarity ( $\lambda$ ). For example,  $\lambda=0$  is called monopole mode,  $\lambda=1$  is called dipole mode,  $\lambda=2$  is called quadrupole mode,  $\lambda=3$  is called octupolar mode.

As it is known, as the degree of multipolarity increases, the effect of the corresponding modes weakens. The smallest order  $\lambda=0$  mode in the nucleus occurs when nucleons expand and contract the nuclear boundaries without disturbing the spherical shape of the nucleus. Therefore, it is generally called breathing mode. Although this mode is fundamental in investigating the compressibility of the nucleus, its volume and surface properties, and the Coulomb effects on them, it does not provide detailed information that will shed light on the complex nature of the nucleus. However, due to the large amount of energy required to compress nuclear matter, this mode occurs at energies too high to be significant for the energy spectra discussed here. The second largest order dipole mode ( $\lambda = 1$ ) is of critical importance in understanding the structure of the nucleus, as it emerges due to the collective vibrations of nucleons against each other. For this reason, dipole modes have been at the center of nuclear structure research since their first discovery until today.

The dipole mode has two types, depending on whether the parity ( $\pi$ ) changes in the transitions that create it. If the parity does not change during transitions ( $\pi=+$ ), the excitations are magnetic dipole ( $M1$ ), and if the parity changes during transitions ( $\pi=-$ ), the excitations are electric dipole ( $E1$ ).

Today, as a result of studies carried out, especially with nuclei with even-even nuclei:

- 1) It is known that  $M1$  excitations consist of the scissor mode located in the low energy (2-4 MeV) region, the Gamow-Teller transitions occurring in the 6-8 MeV energy range, and the spin-flip resonance in the 8-12 MeV energy range.
- 2)  $E1$  excitations consist of low-energy transitions, pygmy dipole resonances (PDR), and giant dipole resonances (GDR). Low-energy transitions are located in the 2-4 MeV energy region, whose nature is unknown. PDR is the product of the vibrations of core nucleons and the excess neutrons against each other and is located around the neutron binding energy (6-9 MeV). GDR occurs due

to the vibrations of the centers of mass of neutron and proton systems against each other and is located at an excitation energy of 13-16 MeV.

In this thesis, the Translational and Galileo Invariant (TGI-) Quasiparticle-Phonon Nuclear Model (QPNM) was formulated to theoretically examine the electric dipole excitations ( $E1$ ) of odd-A deformed nuclei. The translational and Galileo symmetry of the odd-A nucleus, broken due to the mean-field approximation of the QPNM Hamiltonian, was repaired with the help of the Pyatov-Salamov restoration method. To test the reliability of the model,  $B(E1)$  reduced electric dipole transition probabilities,  $g\Gamma_0(E1)$  electric dipole radiation widths,  $g\Gamma_0^{red}(E1)$  reduced electric dipole radiation widths, and integral properties ( $\sum B(E1)$ ,  $\sum \Gamma_0(E1)$ ,  $\sum \Gamma_0^{red}$ ) of  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$ , and  $^{175}\text{Lu}$  deformed nuclei were calculated and compared with experimental data.

Fine structure and total properties of  $E1$  excitations of  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$ , and  $^{175}\text{Lu}$  deformed nuclei were calculated with TGI-QPNM. The obtained results were compared with experimental data. Theoretical results reveal that there are also significant dipole ( $M1$ ) excitations in the low energy region of the mentioned nuclei in addition to magnetic  $E1$  excitations. For all nuclei examined, the addition of the  $E1$  spectrum to the  $M1$  spectrum in the 2-4 MeV energy range increased the agreement between experiment and theory in terms of the distribution of dipole states. The results obtained show that the assumption that all dipole transitions in the low energy region have  $M1$  character, which is used in many studies to compare experimental and theoretical results, is not a very realistic assumption. Because TGI-QPNM predicts the existence of significant  $E1$  transitions in this energy region. In fact,  $E1$  transitions with magnitudes very close to the total  $M1$  transitions calculated in the 2-4 MeV energy range have been predicted in some nuclei. According to the calculation results, the one-phonon  $I^\pi = 1^+$  levels of the dipole force in the 2-4 MeV energy range are more fragmented than the one-phonon  $I^\pi = 1^-$  levels.

This thesis is important because it reveals the existence of PDR and GDR in odd-A deformed nuclei at energies above 4 MeV.  $B(E1)$  reduced electric dipole transition probabilities of the PDR region (4-9 MeV), which is expected to be observed near the neutron dissociation energy ( $S_n$ ) and whose nature has not yet been determined, were obtained by TGI-QPNM. It has been found that transitions in the  $\Delta K = 0$  branch are more dominant in the 4-9 MeV energy range. From the results obtained, it can be seen that the  $E1$  transitions in the PDR region exhibit a collective structure, the QPRA phonons consist of a large number of two-quasiparticle states, and one type of nucleon (especially two-quasineutron) is generally dominant.

It is still debated whether PDR is a new excitation mode or just the low-energy tail of GDR. Experimental studies carried out in recent years for many dual-mass nuclei to understand the nature of this mode show that the  $E1$  strength distribution at energies around  $S_n$  consists of two parts. These studies show dipole transitions up to approximately 6 MeV excitation energy can be observed with both isoscalar ( $\alpha, \alpha'\gamma$ ) and isovector ( $\gamma, \gamma'$ ) probes. On the other hand, dipole transitions occurring after 6 MeV excitation energy can be observed with isovector ( $\gamma, \gamma'$ ) probes. The typical result of a series of theoretical studies examining these two modes is that isoscalar  $E1$  transitions are a new excitation mode of the PDR. In contrast, isovector  $E1$  transitions are the low-energy tail of the GDR.

The peak energies, radiation widths, photo-absorption cross sections, and integrated moments ( $\sigma_{-2}$ ,  $\sigma_{-1}$ ,  $\sigma_0$ ) in the GDR region (9-20 MeV) of the investigated nuclei were calculated. The theoretical photo-absorption cross-section results are split in  $\Delta K = 0$  and  $\Delta K = \pm 1$  branches and a two-peaked resonance shape is formed. The theoretical results obtained are in good agreement with existing experimental data. It was found that transitions in the  $K=1$  branch were more dominant in the 9-20 MeV energy range. Theoretical results obtained for the GDR show that, just like in the PDR region, the  $E1$  transitions in the GDR region exhibit a collective structure. On the other hand, unlike the PDR region, both types of nucleons (two-quasineutrons and two-quasiprotons) contribute to the microscopic structure. This difference between the two-quasiparticle configurations of core nuclei may help distinguish GDR and PDR regions.

This thesis study and the results obtained will fill a significant blank in the literature. Especially in recent years, both experimental and theoretical studies have gained momentum, and an important step has been taken in understanding the pygmy dipole resonance, whose nature has not been fully resolved. PDR has become a fundamental nuclear mode due to its relationship with astrophysical events. This mode can significantly impact reaction rates in the astrophysical r-process, which synthesizes approximately 50% of elements heavier than iron. A small dipole force around the  $S_n$  energy will enormously increase the neutron capture cross-sections. The dipole strength in the PDR region affects the synthesis of nuclei in supernova explosions, the photo-disintegration of ultrahigh-energy cosmic rays, and may be necessary for the production of neutrons in stars. It is thought that theoretical predictions will shed light on the observations obtained by experimental research groups, help explain these observations, and encourage new experimental studies in this field.



## 1. GİRİŞ

Atom çekirdeği, kuantum mekaniği yasalarının geçerli olduğu, anlaşılması zor ve gizemli bir sistemdir. Proton ve nötronların bir araya gelerek oluşturduğu bu karmaşık yapının elektromanyetik alanla etkileşimi, nükleer yapı hakkında yararlı bilgiler sağlayan, farklı spin ve pariteye sahip kolektif uyarılmaların oluşmasına neden olmaktadır. Bu kolektif uyarılmalara verilebilecek en iyi örneklerden biri hem küresel hem de deforme çekirdeklerde gözlenen elektrik dipol ( $E1$ ) uyarılmalarıdır.

$E1$  modlarının tarihi, 1937 yılında *W. Bothe* ve *W. Gentner* tarafından yapılan deney ile başlamıştır [1]. Bu deneyde, gama radyasyonu ile uyarılan bazı çekirdeklerin foto-soğurma spektrumlarında özellikle 14-17 MeV enerji bölgesinde geniş bir pik gözlemlenmiştir. 1944 yılında *A. Migdal*, günümüzde oldukça iyi bilinen bir olgunun, Dev Dipol Rezonans'ın (GDR), varlığına dair ilk teorik yorumu yapmıştır [2]. *Migdal*, 1937 yılında deneysel olarak gözlemlenen rezonansın proton ve nötronların sıkıştırılabilir sıvılara benzer bir şekilde birbirlerine karşı salınımının bir sonucu olduğunu belirtmiştir. 1947 ve 1948 yıllarında *G.C. Baldwin* ve *G.S. Klaiber*, gerçekleştirdikleri bir dizi foto-soğurma deneyleri ile yaklaşık 15-20 MeV uyarılma enerjisinde belirgin bir tepenin varlığını kanıtlamışlardır [3,4].

GDR'nin teorik açıklamasına yönelik ilk girişimler sıvı damlası modeli kullanılarak yapılmıştır. *Goldhaber* ve *Teller* (GT modeli) [5], GDR rezonans enerjisinin  $A^{-1/6}$  ile orantılı olduğunu belirterek, bu modun çekirdekteki nükleonların birbirine karşı sıkıştırılmaz birer küre gibi salınması sonucu meydana geldiği yorumunu yapmıştır. *Steinwedel* ve *Jensen* (SJ modeli) [6] ise GDR rezonans enerjisinin  $A^{-1/3}$  ile orantılı olduğunu ve bu modun, çekirdekteki nükleonların birbirine karşı sıkıştırılabilir birer sıvı gibi salınması sonucu meydana geldiğini belirtmiştir (Burada  $A$ , kütle numarasıdır).

Deneysel keşfinden ve ilk teorik yorumlamalardan sonra GDR modunu incelemek adına periyodik tablonun farklı bölgelerinde yer alan pek çok çekirdek için foto-soğurma tesir kesiti deneyleri yapılmıştır. Yıllar boyunca büyük miktarda veri toplanmış, yüzlerce çekirdeğin foto-soğurma tesir kesiti deney sonuçlarının yer aldığı

kütüphaneler ve atlaslar oluşturulmuştur [7–10]. Son yıllarda kendi kendine tutarlı Ayrılabilir Rastgele Faz Yaklaşımı (SRPA) [11–17], zamana bağlı Skyrme-Hartree-Fock (TDHF) [18–21], Rölativistik Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (RQRPA) [22–26], Gogny kuvvetleri ile QRPA [27,28], Zamana Bağlı Yoğunluk Fonksiyonel Teorisi (TDDFT) [29,30], Sonlu Genlik Yöntemi (FAM)+QRPA [31–36], Zaman Engelleme Yaklaşımı (Time Blocking Approximation-TBA) [37,38], Genişletilmiş Kuantum Moleküler Dinamiği (EQMD) Modeli [39], Kuaziparçacık-Fonon Nükleer Model (QPNM) [40,41] ve Öteleme ve Galileo Değişmez (TGI)-QRPA [42–45] kullanılarak gerçekleştirilen teorik çalışmalar çift kütleli birçok çekirdeğin GDR modu hakkında detaylı bilgiler sağlamıştır. Bugün GDR, tipik olarak 8-25 MeV uyarılma enerjisine yerleşen, bazı sistematik özellikler sergileyen, Thomas-Reiche-Kuhn (TRK) kuralı olarak bilinen enerji ağırlıklı toplam kuralının (EWSR) neredeyse %100'üne karşılık gelen, oldukça büyük, baskın ve tüm çekirdeklerde var olan bir nükleer özellik olarak bilinmektedir [46].

1960'lı yıllara gelindiğinde deneysel ilgi özellikle düşük enerji bölgesine kaymıştır. *Bartholomew vd.* tarafından gerçekleştirilen deneysel çalışmalarda termal nötron yakalama sonrasında gama ışınlarının kullanılmasıyla parçacık ayrılma enerjisi civarında (5-7 MeV) bir miktar dipol güç keşfedilmiştir [47]. Bu yeni tür dipol modu, gücü GDR bölgesindeki dipol gücünden çok daha küçük olduğu için Cüce (Pygmy) Dipol Rezonansı (PDR) olarak adlandırılmıştır [48]. Her ne kadar bu rezonanslar GDR'nin düşük enerjili kuyruğunda meydana gelse de son çalışmalar PDR modunun farklı izospin doğasına sahip olduğunu göstermektedir [49–53]. Çift kütleli çekirdeklerde  $S_n$  değeri etrafındaki dipol kuvveti ( $\gamma$ ,  $\gamma'$ ) izovektör ve ( $\alpha$ ,  $\alpha'\gamma$ ) izoskaler problemleriyle incelenmiştir [49,51,54–72]. Özellikle nötron bakımından zengin çekirdekler üzerinde yapılan birleşik ( $\gamma$ ,  $\gamma'$ ) ve ( $\alpha$ ,  $\alpha'\gamma$ ) deneylerinin sonuçları,  $S_n$  değeri etrafındaki enerjilerde  $E1$  güç dağılımının iki farklı moddan oluştuğunu göstermiştir [49–53]. Yaklaşık 6 MeV'e kadar olan düşük enerjilerde meydana gelen ilk kısım hem izoskaler ( $\alpha$ ,  $\alpha'\gamma$ ) hem de izovektör ( $\gamma$ ,  $\gamma'$ ) problemler ile tespit edilebilirken, 6 MeV sonrası enerjilerde meydana gelen ikinci kısım sadece izovektör ( $\gamma$ ,  $\gamma'$ ) problemlerle tespit edilebilmektedir [49–53].

PDR astrofiziksel olaylarla ilişkisi nedeniyle temel bir nükleer mod haline gelmiştir. Bu modun demirden daha ağır elementlerin yaklaşık %50'sini sentezleyen astrofiziksel r-sürecindeki reaksiyon hızları üzerinde büyük bir etkisinin olabileceği



düşünülmektedir. Çünkü  $S_n$  enerjisi çevresindeki küçük bir dipol kuvvetinin varlığı, nötron yakalama tesir kesitlerini güçlü bir şekilde arttıracaktır [73–77]. PDR bölgesindeki dipol gücü, süpernova patlamalarında çekirdeklerin sentezini, ultra yüksek enerjili kozmik ışınların foto-parçalanmasını etkiler ve yıldızlarda nötronların üretilmesi için önemli olabilir [78].

PDR'nin özellikle yıldızlar ve süpernovalar ile ilgisinin olabileceği düşüncesi teorisyenlerin de ilgisini çekmiş, birçok teorik model ile bu modu tanımlamak için çeşitli çalışmalar yapılmıştır. Yoğunluk Fonksiyonel Teorisi (DFT) [79], Genişletilmiş Sonlu Fermi Sistem Teorisi (ETFFS) [63], Sürekli sonlu Fermi Sistem Teorisi [80], Skyrme etkileşimleri içeren Hartree–Fock–(Bogoliubov) (HFB)+RPA [81–94], Rölativistik RPA (RRPA) veya Kuaziparçacık RPA (RQRPA) [25,26,95–99], Kuaziparçacık Fonon Model (QPM) [100–102] ve TGI-QRPA [42–45,103] bu modellerden bazılarıdır.

PDR'nin anlaşılması adına devam eden teorik ve deneysel çalışmaların heyecan verici araştırmalar için temel adımlar olduğu açıktır. Ancak deneysel ve teorik bilgilerin çoğu kararlı çift-çift çekirdekler için elde edilmiştir. Son yıllarda TGI-QRPA kullanarak *Quliyev vd.* tarafından bazı deforme çift-çift kütleli çekirdekler için teorik sonuçlar literatüre kazandırılmıştır [42–45,103]. Öte yandan özellikle kararlılık eğrisinden uzakta yer alan çift-çift ve tek-A'lı çekirdeklerin PDR bölgesinde yapılabilecek deneylere ışık tutmak ve mevcut bulguları doğrulamak için yeni teorik çalışmalar gerçekleştirilmelidir.

1980'li yıllarda Nükleer Rezonans Floresans (NRF) deneylerinde gerçek fotonların kullanılmasıyla 2-4 MeV enerji aralığında yeni bir dipol modu keşfedilmiştir [104]. *Richter vd.*'nin deforme çift kütleli  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeği için gerçekleştirdiği NRF deneyinde, günümüzde “*makas mod*” olarak bilinen düşük enerjili manyetik dipol uyarılmaları ilk kez gözlenmiştir [105]. NRF deneylerinde çift-çift kütleli çekirdeklerin parite tayinini mümkün kılan Compton polarimetrelerinin [106] kullanılmasıyla beklenmedik bir şekilde makas mod ile aynı enerji aralığında güçlü  $E1$  geçişleri keşfedilmiştir [107]. Yakın zamanda çift-çift kütleli  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{140}\text{Ce}$ ,  $^{142-150}\text{Nd}$ ,  $^{156-160}\text{Gd}$ ,  $^{160-164}\text{Dy}$ ,  $^{164-168}\text{Er}$ ,  $^{170-176}\text{Yb}$ ,  $^{178}\text{Hf}$  ve  $^{190}\text{Os}$  çekirdeklerinin NRF deneylerinde 1,5-4 MeV enerji bölgesi için çok sayıda  $E1$  seviyesi belirlenmiş ve bu seviyelerin bazı sistematik özellikler sergilediği görülmüştür [108]. Örneğin,  $N=82$  kapalı kabuğa sahip çekirdeklere 4 MeV'in altındaki enerjilerde sadece tek bir güçlü

$E1$  geçişi ortaya çıkmaktadır.  $A=150$  ile  $A=174$  kütleleri arasındaki iyi deforme olmuş çekirdeklerde  $1,5$  MeV civarında bir ya da iki adet güçlü  $E1$  geçişi, daha yüksek enerjilerde ise bir dizi zayıf ancak belirgin uyarılmalar gözlenmiştir [108]. Nadir toprak elementlerinin ötesindeki ( $Z \geq 72$ ) çekirdeklerde ise oldukça zayıf  $E1$  uyarılmaları mevcuttur [108]. Öte yandan keşfedilen bu düşük enerjili  $E1$  uyarılmalarını ortaya çıkaran mekanizma hala anlaşılammıştır [109]. Tartışmalar iki soru üzerinde yoğunlaşmaktadır: *bu uyarılmalar izospin simetrisinin kırılmasından mı kaynaklanmaktadır? yoksa bir  $\alpha$ -kümeleme modu mudur?* [110]. Çift-çift kütleli çekirdeklerde gözlenen düşük enerjili  $E1$  uyarılmaları Etkileşimli Bozon Modeli (IBM) [109,111,112], Skyrme RPA [113], İkinci RPA (SRPA) [114], RPA [115], QPNM [116,117] ve TGI-QRPA [118–126] gibi farklı teorik yaklaşımlarla ele alınmıştır.

Yukarıda tarihi gelişim aşamaları ve genel özellikleri verilen  $E1$  uyarılmaları periyodik tablonun farklı kütle bölgelerinde yer alan pek çok tek- $A$ 'lı deforme çekirdekte de gözlenmiştir.  $^{133}\text{Cs}$  [127],  $^{139}\text{La}$  [128],  $^{141}\text{Pr}$  [128],  $^{151,153}\text{Eu}$  [129],  $^{155}\text{Gd}$  [130],  $^{157}\text{Gd}$  [131],  $^{159}\text{Tb}$  [130],  $^{161}\text{Dy}$  [131],  $^{163}\text{Dy}$  [129,131],  $^{165}\text{Ho}$  [129,132],  $^{167}\text{Er}$  [133],  $^{169}\text{Tm}$  [132],  $^{175}\text{Lu}$  [134],  $^{181}\text{Ta}$  [135] ve  $^{235}\text{U}$  [136] çekirdeklerinde düşük enerjili dipol uyarılmaları,  $^{139}\text{La}$  [137],  $^{181}\text{Ta}$  [138] çekirdeklerinde PDR,  $^{139}\text{La}$  [139–141],  $^{141}\text{Pr}$  [139,140,142,143],  $^{143,145}\text{Nd}$  [144],  $^{151}\text{Eu}$  [145],  $^{153}\text{Eu}$  [145,146],  $^{159}\text{Tb}$  [141,147],  $^{165}\text{Ho}$  [141,146,148], doğal  $^{149}\text{Er}$  [149] ve  $^{175}\text{Lu}$  [149] çekirdeklerinde ise GDR deneysel olarak gözlemlenmiştir. Ancak literatürde bu çekirdeklerin dipol spektrumlarında gözlenen  $E1$  uyarılmalarının teorik izahına yönelik yalnızca birkaç çalışma mevcuttur. Bu teorik çalışmalarda da sınırlı sayıda çekirdek ele alınmıştır. Bugüne kadar tek- $A$ 'lı çekirdeklerin  $E1$  uyarılmalarının araştırıldığı en kapsamlı teorik çalışma *V.G. Soloviev vd.* tarafından 1997 yılında yapılmıştır [150]. Bu çalışmada  $^{157}\text{Gd}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{161,163}\text{Dy}$  ve  $^{167}\text{Er}$  çekirdeklerinde düşük enerjili dipol uyarılmaları QPM ile teorik olarak araştırılmış ve bu çekirdeklerde  $2-4$  MeV enerji aralığında  $M1$  geçişlerine ek olarak çok sayıda  $E1$  geçişi olduğu gösterilmiştir [150]. Tek  $A$ 'lı çekirdeklerde açısal dağılımlar izotropik olmadığından çift-çift çekirdeklerdeki gibi parite tayini mümkün değildir [129]. Bu durum deneylerde tespit edilen düşük enerjili dipol seviyelerinin hangilerinin  $M1$  geçişi hangilerinin  $E1$  geçişi olduğunun belirlenmesini imkânsız kılar. Bu yüzden tek- $A$ 'lı deforme çekirdeklerde  $E1$  ve  $M1$  karakterli uyarılmaların ayrıştırılması ancak teorik çalışmalar ile mümkündür. Bunun

dışında 2010 [137] ve 2014 [138] yıllarında *Makinaga vd.* sırasıyla  $^{139}\text{La}$  ve  $^{181}\text{Ta}$  çekirdeklerinin 5-18 MeV enerji aralığındaki  $E1$  uyarılmalarını deneysel olarak inceledikleri çalışmalarda QRPA hesaplamalarına da yer vermişlerdir. Ancak bu çalışmaların kapsamlı birer teorik araştırma olmadığını, deneysel sonuçların rapor edildiği, teorik sonuçların ise bu makalelerin içinde kısaca yer aldığını belirtmek gerekir. Bu çalışmalarda incelenen çekirdeklerin dipol radyasyon genişlikleri deneyle belirlenmiş olmasına rağmen teorik olarak hesaplanmamıştır [137,138]. Öte yandan  $E1$  seviyelerine ait geçiş ihtimalleri ve nükleer yapı çalışmaları bakımından büyük öneme sahip olan seviye yapıları da incelenmemiştir. Kullanılan QRPA modelinin ayrıntılarına, seçilen dalga fonksiyonlarına, enerji öz değerlerini veren seküler denklemlere ve hesaplanan fiziksel büyüklüklere ait analitik ifadelerle hiç yer verilmemiştir. Bu yönleriyle *Makinaga vd.* [137,138] tarafından yapılan bu çalışmaların incelenen çekirdeklerin  $E1$  uyarılma özelliklerini tam ve kapsamlı olarak araştırmada tatmin edici olmadıkları söylenebilir. Ayrıca *Soloviev vd.* [150] tarafından kullanılan QPNM hamiltoniyeninin kırılan öteleme ve Galileo simetrisi, *Makinaga vd.* [137,138] tarafından kullanılan QRPA hamiltoniyeninin ise kırılan Galileo simetrisi restore edilmemiştir.

QRPA veya QPNM uygulamalarında kullanılan Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) veya ortalama alan yaklaşımları [151–153] nedeniyle tek parçacık hamiltoniyeninin sahip olduğu pek çok simetri kırılmaktadır ve çekirdeğin gerçek uyarılma spektrumlarında simetri kırılmalarıyla bağlantılı sahte haller ortaya çıkmaktadır. *Goldstone* teoremine (1962) [154] göre bu sahte haller, enerjisi sıfır olan ve çekirdek hareketiyle hiçbir ilgisi olmayan modlardır. *Pyatov*, tek parçacık hamiltoniyeninin kırılmış simetrilerini restore etmek için pratik bir yöntem önermiştir. Bu yöntem,  $E1$  uyarılmalarının incelenmesinde ilk olarak *Salamov* ve *Pyatov* tarafından çift-çift kütleli küresel çekirdekler için kullanılmıştır [155]. Sözü geçen çalışmada çekirdek hamiltoniyeninin öteleme ve Galileo simetrilerinin restorasyonunun, deneysel  $E1$  verilerinin açıklanmasındaki önemi açıkça ortaya konmuştur [155]. 2000 yılında *Kuliev vd.* deforme çift-çift çekirdeklere QRPA hamiltoniyeninin kırılan öteleme ve Galileo simetrisinin onarılmasını sağlayan etkin kuvvetlerin seçilerek sahte hallerin yalıtılmasında *Pyatov* yöntemini başarıyla uygulamıştır [122,156]. Bugüne kadar bu yöntem çift-çift kütleli çekirdeklere  $E1$  ve  $M1$  uyarılmalarına [42–45,118–126,156–

159], tek kütleli çekirdeklerde ise  $M1$  uyarılmalarına karışan sahte hallerin yalıtılmasında başarıyla uygulanmıştır [160–163].

Bu tez çalışmasının temel amacı, tek-A'lı deforme çekirdeklerde QPNM'in tek parçacık Hamiltoniyenine karışan sahte halleri *Pyatov* yöntemi ile ayrıştırarak Öteleme ve Galileo Değişmez (TGI-) QPNM'i formüle etmektir. Modelin başarısı nadir toprak bölgesinde bulunan iyi deforme  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin 2-20 MeV enerji aralığındaki  $E1$  uyarılmalarının hesabıyla test edilmiştir. Daha önce de bahsedildiği gibi tek-A'lı çekirdekler için yapılan NRF deneylerinde parite tayini mümkün olmadığından, deneyle karşılaştırma yapabilmek adına, 2-4 MeV enerji aralığındaki  $E1$  uyarılmalarına ek olarak Dönme Değişmez Kuaziparçacık-Fonon Nükleer Model (RI-QPNM) ile hesaplanan  $M1$  uyarılmalarına da yer verilmiştir [164].

Tezin birinci kısmında  $E1$  uyarılmaları hakkında genel bilgiler verilmiş, bu uyarılmaların araştırılmasına yönelik yapılan deneysel ve teorik çalışmalardan kısaca bahsedilmiştir. Tezde geliştirilen TGI-QPNM ve dayandığı temeller genel hatları ile açıklanmış, çalışmanın amacı ortaya konulmuştur.

Tezin ikinci bölümünde tez çalışmasının araştırma konusu olan tek-A'lı deforme çekirdeklerde düşük enerji, PDR ve GDR bölgelerinde gözlenen  $E1$  uyarılmalarının keşfinden, kısa tarihinden ve bugüne kadar yapılan çalışmalardan ayrıntılı olarak bahsedilmiştir.

Tezin üçüncü bölümünde simetri bozulmalarından ve bu bozulmaları onarmak için yaygın olarak kullanılan yöntemlerden bahsedilmiştir. Bozulan öteleme ve Galileo simetrisini onarmak için kullanılan *Pyatov* yönteminin ayrıntıları verilmiş ve tez kapsamında geliştirilen Öteleme ve Galileo Değişmez Kuaziparçacık-Fonon Nükleer Model'e (TGI-QPNM) ait ifadeler sunulmuştur.

Tezin dördüncü bölümünde  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin TGI-QPNM ile yapılan hesaplamalarından elde edilen sonuçlar sunulmuştur. Bu bölüm iki kısma ayrılmıştır. İlk kısımda incelenen çekirdeklerin 2-4 MeV enerji bölgesi için hesaplanan dipol radyasyon genişlikleri ve integral özellikleri ( $\sum B(E1)$ ,  $\sum \Gamma_0(E1)$ ,  $\sum \Gamma_0^{red}(E1)$ ,  $E1$  rezonans enerjisi) deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. İkinci kısımda ise 4-20 MeV enerji aralığındaki  $E1$  uyarılmalarına ait teorik sonuçlar yer almaktadır. PDR bölgesine ait (4-9 MeV)  $B(E1)$  indirgenmiş elektrik dipol geçiş ihtimalleri, GDR

bölgesine ait (9-20 MeV) foto-soğurma tesir kesitleri, pik enerjileri, radyasyon genişlikleri ve farklı kattan momentler ( $\sigma_{-2}$ ,  $\sigma_{-1}$ ,  $\sigma_0$ ) verilmiştir. Ayrıca foto-soğurma tesir kesit sonuçları deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Tüm enerji spektrumu için incelenen çekirdeklerin  $E1$  seviyelerine dalga fonksiyonunun tek-kuaziparçacık ve fonon kısımlarından gelen katkıları,  $E1$  seviyelerine katkı veren tek-kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımlarının yapısı ve bu karışıma katılan fononların iki kuaziparçacık durumları verilmiştir.

Tezin beşinci ve son bölümünde elde edilen önemli sonuçlar özetlenmiş ve çalışmanın önemi vurgulanmıştır. Ayrıca ilerleyen dönemlerde yapılması planlanan çalışmalar hakkında bilgiler verilmiştir.

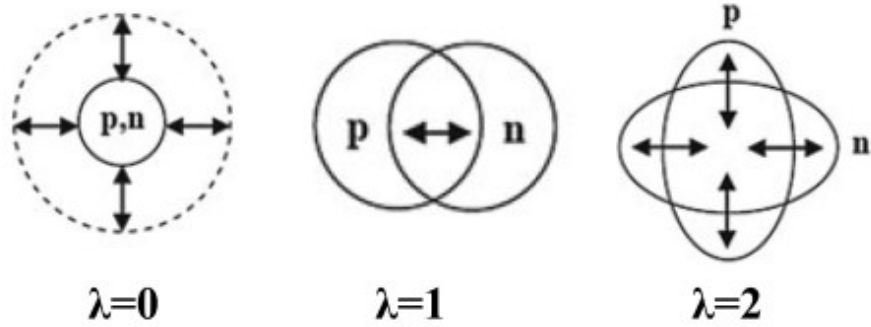
Bu tez çalışmasının temelini oluşturan makaleler Nuclear Physics A (2020, 2021), Physica Scripta (2022), The European Physical Journal A (2022) dergilerinde yayınlanmış, 15. Uluslararası Nükleer Yapı Fiziği Konferansı (XV. International Conference on Nuclear Structure Properties - NSP-2022) (2022) ve 5. Uluslararası Nükleer Uygulamalar ve Teknolojide Teorik ve Deneysel Çalışmalar (5<sup>th</sup> International Conference on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology - TESNAT-2019) konferanslarında sunulmuştur.



## 2. DEFORME ÇEKİRDEKLERDE ELEKTRİK DİPOL (E1) UYARILAMALARI

Atomik çekirdek gibi karmaşık yapıya sahip çok parçacıklı bir kuantum sisteminin araştırılmasında kullanılabilir en etkili metotlardan biri onu dışarıdan uygulanan bir elektromanyetik alan ile uyardır. Böylece çekirdeği oluşturan nükleonların (nötron ve proton) bireysel ve kolektif hareketleri hakkında önemli bilgiler sunan, farklı çok kutupluluğa (multipolariteye) sahip kolektif uyarılma durumları ortaya çıkmaktadır.

Kolektif uyarılmalar çok kutupluluk mertebesine ( $\lambda$ ) bağlı olarak sınıflandırılabilir. Örneğin,  $\lambda=0$  monopol mod,  $\lambda=1$  dipol mod,  $\lambda=2$  kuadrupol mod,  $\lambda=3$  oktipol mod olarak adlandırılmaktadır (Şekil 2.1).



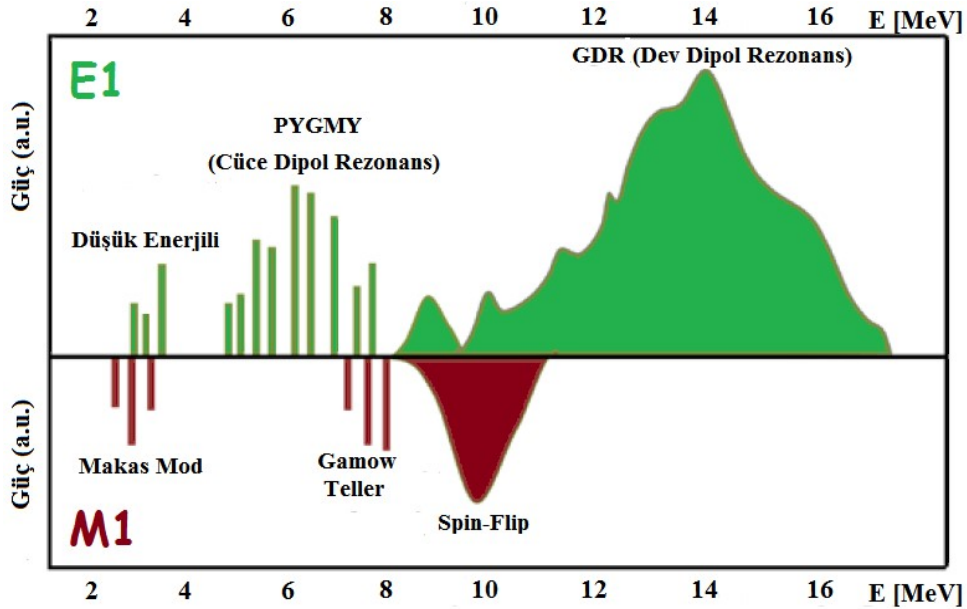
**Şekil 2.1.** Atomik çekirdekte bazı kolektif uyarılma modlarının şematik gösterimi [46].

Bilindiği gibi çok kutupluluk derecesi arttıkça ona karşılık gelen modların etkisi zayıflamaktadır [46,153,165]. Çekirdekte en küçük mertebeli  $\lambda=0$  modu çekirdeğin küresel şeklini bozmadan nükleonların çekirdek sınırlarını genişletip daraltmasıyla ortaya çıkmakta ve bu nedenle genellikle solunum modu (breathing mode) olarak adlandırılmaktadır [46]. Bu mod özellikle çekirdeğin sıkıştırılabilirliğinin, hacim ile yüzey özelliklerinin ve bunlar üzerine Coulomb etkilerinin araştırılmasında önemli olmakla birlikte çekirdeğin karmaşık doğasına ışık tutacak nitelikte detaylı bilgiler sunmaz [166]. Öte yandan nükleer maddenin sıkıştırılması için gereken büyük miktarda enerji nedeniyle, bu mod, burada tartışılan enerji spektrumları için önemli olamayacak kadar yüksek enerjilerde ortaya çıkmaktadır [167]. İkinci en küçük mertebeli mod ( $\lambda=1$ ) olan dipol mod ise nükleonların birbirlerine karşı yaptıkları

kolektif titreşimler neticesinde ortaya çıktıklarından çekirdek yapısının anlaşılmasında kritik öneme sahiptirler. Bu nedenle dipol modlar ilk keşfinden günümüze kadar gelen süreçte nükleer yapı araştırmalarının merkezinde yer almıştır.

Dipol modun, onu meydana getiren geçişlerde paritenin ( $\pi$ ) değişip değişmediğine bağlı olarak iki türü vardır. Geçişlerde parite değişmiyorsa ( $\pi=+$ ) uyarılmalar manyetik dipol ( $M1$ ), geçişlerde parite değişiyorsa ( $\pi=-$ ) uyarılmalar elektrik dipol ( $E1$ ) karakterlidir [164]. Günümüzde, özellikle çift-çift kütle numaralı çekirdeklerin dipol modaları üzerine yapılan çalışmalar neticesinde:

- i.*  $M1$  uyarılmalarının düşük enerji (2-4 MeV) bölgesine yerleşen makas moddan, 6-8 MeV enerji aralığında ortaya çıkan Gamow-Teller geçişlerinden ve 8-12 MeV enerji aralığındaki spin-flip rezonansından oluştuğu bilinmektedir [168].
- ii.*  $E1$  uyarılmalarının, 2-4 MeV enerji bölgesine yerleşen ve tabiatı tam olarak bilinmeyen düşük enerjili geçişlerden, kor nükleonları ile nötron fazlalığının birbirine karşı yapmış olduğu titreşimlerin ürünü olan ve nötron bağlanma enerjisi civarına (6-9 MeV) yerleşen cüce dipol rezonanslar (PDR) ile nötron ve proton sistemlerinin kütle merkezlerinin birbirine karşı yaptığı titreşimler sonucu meydana gelen ve 13-16 MeV uyarılma enerjisine yerleşmiş dev dipol rezonanslardan (GDR) oluştuğu bilinmektedir (Şekil 2.2) [169].



Şekil 2.2. Atomik çekirdekte gözlenen dipol uyarılmalarının enerjiye göre şematik dağılımı [168].



Tez çalışmasının araştırma konusu tek-A'lı çekirdeklerde düşük enerji, PDR ve GDR bölgelerinde gözlenen  $E1$  uyarılmaları olduğundan, söz konusu bölgeler için bugüne kadar yapılan çalışmalar üç alt başlıkta ayrıntılı olarak ele alınmıştır.

## **2.1. Düşük Enerji Bölgesinde Elektrik Dipol ( $E1$ ) Uyarılmaları**

Bu kısımda öncelikle, atomik çekirdeğin düşük enerjili dipol uyarılmalarının araştırılmasında en çok tercih edilen deneysel yöntem olan Nükleer Rezonans Flüoresans (NRF) tekniğinin detaylarına değinilecektir. Sonrasında ise atomik çekirdeklerin düşük enerjili dipol uyarılmalarının doğasını anlamak için bugüne kadar yapılmış deneysel ve teorik çalışmalar kronolojik olarak özetlenecektir. Burada tarihsel akışı bozmamak ve karşılaştırma yapabilmek adına tek-A'lı çekirdekler için yapılan çalışmaların yanında çift-çift kütleli çekirdekler için yapılan çalışmalara da değinilmiştir.

### **2.1.1. Nükleer Rezonans Floresans (NRF) tekniği**

NRF, Bremsstrahlung fotonlarıyla atom çekirdeklerinin özelliklerini incelemek için kullanılan bir nükleer spektroskopi tekniğidir. NRF tekniği, bir hedef malzemenin belirli bir enerjiye sahip gama ışınlarıyla bombardıman edilmesi prensibine dayanır. Gama ışınlarının enerjisi, hedef malzeme içindeki iki nükleer durum arasındaki enerji farkıyla eşleşirse, çekirdek gama ışınlarını soğurarak daha yüksek enerji durumuna geçer. Çekirdek foton yayarak bu uyarılmış durum halinden taban durum enerjisine geri döner. Bu süreçte yaydığı gama ışınları Yüksek Saflıklı Germanyum (High-Purity Germanium – HPGe) dedektörleri kullanılarak tespit ve analiz edilir. Yayılan gama ışınlarının enerjilerini, yoğunluklarını ve açısal dağılımlarını inceleyerek hedef çekirdeğin nükleer yapısı, enerji seviyeleri ve diğer birçok özelliği hakkında bilgiler toplanabilir. NRF tekniğinde gerçek fotonların momentumunun küçük olması nedeniyle yalnızca dipol ( $E1$  ve  $M1$ ) ve çok daha küçük olasılıkla  $E2$  geçişleri tespit edilebilir [131,170].

Frenleme radyasyonu (Bremsstrahlung), milyon elektronvolt (MeV) mertebesindeki yüksek enerjili fotonlar için çok önemli bir kaynaktır [52]. Sürekli bir foton kaynağı olan frenleme radyasyonunun kullanılmasıyla geniş bir uyarılma enerjisi tek bir deneysel ortamda araştırılabilir [52] ve tüm seviyeler eş zamanlı olarak uyarılabilir [129]. NRF deneyi sonucunda aşağıdaki nicelikler modelden bağımsız bir şekilde elde edilebilir [171]:

- Uyarılma enerjileri ( $\Delta E \leq 1$  keV)
- Taban duruma geçişin radyasyon karakteri ve çok kutupluluğu (çift-çift çekirdeklerde)
- Uyarılmış durumların  $J$  spin kuantum sayıları ve pariteleri (çift-çift çekirdeklerde)
- $\Gamma_0^2/\Gamma$  oranı ( $\Gamma_0$  ve  $\Gamma$  sırasıyla taban durum ve toplam radyasyon genişlikleri). Sonrasında radyasyon karakteri bilinen çekirdekler için indirgenmiş  $B(E1) \uparrow$ ,  $B(M1) \uparrow$  ya da  $B(E2) \uparrow$  geçiş olasılıkları

NRF deneylerinde enerjiye bağlı diferansiyel tesir kesiti  $I_s$  aşağıdaki eşitlik ile belirlenir [129]:

$$I_s = g \left( \frac{\pi \hbar c}{E_x} \right)^2 \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} \quad (2.1)$$

Burada  $\Gamma_0$ ,  $\Gamma_f$  ve  $\Gamma$  sırasıyla taban durum, son durum ve toplam dipol radyasyon genişliğidir.  $g$  ifadesi, taban durum spini  $J_0$  ile uyarılmış seviye spini  $J$ 'ye bağlı istatistiksel bir faktördür ve

$$g = \frac{2J+1}{2J_0+1} \quad (2.2)$$

şeklinde verilir [129]. Elastik saçılmalarda ( $\Gamma_0 = \Gamma_f$ ) saçılma tesir kesiti  $g\Gamma_0^2/\Gamma$  ile orantılıdır [130].  $g\Gamma_0$  çarpanı doğrudan indirgenmiş dipol geçiş ihtimallerine bağlıdır ( $\Pi = E$  ya da  $M$ ):

$$g\Gamma_0 = 8\pi \sum_{\Pi L=1}^{\infty} \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \left( \frac{E_x}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(\Pi L, E_x) \quad (2.3)$$

$E_x$  enerjisindeki seviyenin taban durum uyarılması saf bir dipol geçişi ise, indirgenmiş dipol geçiş ihtimalleri [129]

$$B(E1 \uparrow) = 0,955 \left( \frac{g\Gamma_0}{E_x^3} \right) [10^{-3} e^2 fm^2] \quad (2.4)$$

$$B(M1 \uparrow) = 0,0864 \left( \frac{g\Gamma_0}{E_x^3} \right) [\mu_N^2] \quad (2.5)$$

şeklindedir. Burada  $\Gamma_0$  dipol radyasyon genişliği meV,  $E_x$  uyarılma enerjisi ise MeV cinsindedir [129]. Bu eşitlikler sayesinde, uyarılmış durum spin değeri ( $J$ ) ve  $g$  istatistiksel faktörü bilinmeden de  $I_s$  saçılma tesir kesitlerinden elde edilen  $\Gamma_0/\Gamma$  oranı sayesinde dipol geçiş ihtimalleri tahmin edilebilir [129].

Çift-çift kütleli çekirdeklerde uyarılmış durumların spinleri saçılan fotonların gelen fotona göre açısal dağılımlarının ölçülmesiyle kolaylıkla belirlenebilir [16]. Çünkü çift-çift çekirdeklerde yalnızca 0-1-0 veya 0-2-0 spin dizilerine sahip saf dipol veya kuadrupol geçişler meydana gelir [12,14,16,18]. Bu spin basamaklarının açısal dağılımı sırasıyla birbirinden ve izotropik dağılımdan önemli ölçüde farklıdır [14,16]. Bu durumlarda geçişin yoğunluğunu iki açıda, tercihen yaklaşık  $\theta=90^\circ$  ve  $\theta=127^\circ$ de ölçmek yeterlidir.  $W(90^\circ)/W(127^\circ)$  yoğunluk oranı dipol ve kuadrupol geçişler için sırasıyla 0,734 ve 2,28'dir [14,16]. Böylece çift-çift çekirdeklerde dipol ve kuadrupol geçişler düşük istatistiklerle bile kolayca ayırt edilebilir [14].

Çift-çift kütleli çekirdekler için istatistiksel faktör  $g = 3$  değerini alır ve böylece bu çekirdekler için (2.4) ve (2.5) denklemleri,

$$B(E1 \uparrow) = 2,866 \frac{\Gamma_0}{E_x^3} [10^{-3} e^2 fm^2] \quad (2.6)$$

$$B(M1 \uparrow) = 0,2598 \frac{\Gamma_0}{E_x^3} [\mu_N^2] \quad (2.7)$$

şeklinde yazılabilir [172].

Çift kütleli çekirdeklerde uyarılmış durumların paritesini belirlemek için ise ilgili fotonlardan birinin polarizasyonunun tanımlanması gerekir. Bu amaçla ya polarize bir foton kullanılır ya da saçılan fotonların polarizasyonu ölçülür [52,171]. İkinci yaklaşım Compton polarimetre yöntemi olarak bilinmekte ve başarıyla uygulanmaktadır [171,173]. Bununla birlikte, 4 MeV'in üzerindeki uyarılma enerjileri için bu tekniğin uygulanması zordur [174–176]. Çünkü Compton polarimetrenin düşük enerjilerde zaten küçük olan analiz gücü, daha yüksek enerjilerde daha da küçülür [176]. Yüksek uyarılma enerjileri için ilk yöntemin kullanılması daha uygundur, çünkü bu yöntemde analiz gücü enerjiyle birlikte azalmaz. Ancak polarize

foton üretimi zordur. Almanya'da bulunan farklı tesislerde bu tür fotonlar kullanılmışsa da [177–179], yüksek derecede polarizasyon sağlanamamıştır [52]. Öte yandan son yıllarda Lazer-Compton Saçılımı (Laser-Compton Backscattering-LCB) tesislerinde neredeyse %100 polarize foton ışını elde edilmiştir [52]. ABD'nin Kuzey Karolina eyaletinde bulunan Duke Üniversitesi'deki NRF deney düzeneğinde yapılan çalışmalarla parite belirlemeleri için oldukça güçlü bir tesis olduğunu göstermiştir [179–181].

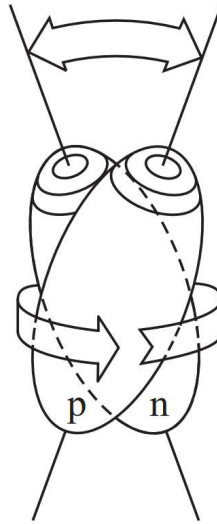
Ne yazık ki hedef çekirdekler tek-A'lı olduğunda spin ve parite belirlemede bazı temel dezavantajlarla uğraşmak gerekmektedir [129]. Tek-A'lı çekirdeklerde saçılan fotonların açısız dağılımları hem taban hem de uyarılmış durumların buçuklu spinlerinden dolayı anizotropik hale gelir [176,179,181]. Bu nedenle özellikle  $J_0 = 5/2, 7/2...$  vb. gibi büyük taban durum spinlerine sahip tek-A'lı çekirdeklerde NRF deneylerinin makul açısız çözünürlüğü ve mevcut deneylerin sınırlı istatistikleri uyarılmış seviyelerin spinlerinin belirlenmesine izin vermez [131,135,179,181]. Aynı zamanda buçuklu spinler geçişlerin polarize olmamasına neden olur ve tek-A'lı çekirdeklerde NRF polarizasyon ölçümlerinden pariteler belirlenemez [135,176,181]. NRF tekniği ile ilgili detaylı bilgilere farklı tarihlerde yayınlanmış derleme makalelerinden ulaşılabilir [52,171,182].

### 2.1.2. Düşük Enerjili Dipol Uyarılmalarının Keşfi ve İlk Çalışmalar

Düşük enerjili kolektif modların hem küresel hem de deforme çekirdeklerde meydana gelebileceği ilk kez 1969 yılında *Bohr ve Mottelson* tarafından ön görülmüştür [153]. 1972 yılında *Gabrilov vd.* Tamm-Dancoff Yaklaşımı (TDA) ve Rastgele Faz Yaklaşımı (RPA) çerçevesinde yaptıkları hesaplamalarda deforme  $^{168}\text{Er}$  çekirdeğinde manyetik dipol ( $M1$ ) uyarılmalarını araştırmışlar ve 2-4 MeV enerji aralığında zayıf birkaç  $M1$  geçişinin varlığına rastlamışlardır [183]. 1974 yılında *Kuliev ve Pyatov*, RPA çerçevesinde deforme çift kütleli  $^{154}\text{Sm}$  ve  $^{166}\text{Er}$  çekirdekleri için yaptıkları hesaplamalarda düşük enerji bölgesindeki  $M1$  uyarılmalarının varlığına işaret etmişlerdir [184]. Birkaç yıl sonra birbirinden bağımsız olarak gerçekleştirilen çalışmalarda *Hilton* (1976) [185], *Suzuki ve Rowe* (1977) [186] ile *Lo Iudice ve Palumbo* (1978) [187] Bohr-Mottelson modelinin genişletilmiş bir versiyonunu (Two Rotor Model) önermişler ve yaptıkları ön görülerle deforme çekirdeklerin 2-4 MeV enerji bölgesinde izovektör karakterli uyarılmaların ortaya çıkabileceğini kanıtlamışlardır. 1981 yılında *Iachello*, IBM-2 modelindeki parametreleri, bilinen

fermyonik özelliklere uyarlayarak deforme çekirdeklerin düşük enerji bölgesi için yaklaşık  $2 - 3\mu_N^2$  'lik  $M1$  gücü tahmin etmiştir [110]. Tüm bu teorik öngörüler, deforme çekirdeklerin düşük enerjili uyarılma bölgesinde  $M1$  geçişlerini araştırmaya yönelik deneysel ilgiyi arttırmış ve saçılma deney düzenekleri bu bölgeyi araştırmaya uygun hale getirilmiştir. 1984 yılında *Richter vd.* tarafından  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeği ile gerçekleştiren inelastik elektron saçılma deneyinde teorik olarak tahmin edilen tüm özelliklere sahip düşük enerjili  $M1$  geçişleri gözlenmiştir [105,188]. Bu keşiften hemen sonra, aynı yıl içerisinde gerçekleştirilen deneylerde söz konusu uyarılmaların sadece  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğine özgü olmadığı, deforme  $^{154}\text{Sm}$ ,  $^{158}\text{Gd}$ ,  $^{164}\text{Dy}$ ,  $^{168}\text{Er}$  ve  $^{174}\text{Yb}$  çekirdeklerinde de benzer uyarımlara rastlandığı rapor edilmiştir [189]. Tüm bu gelişmelerden sonra sistematik olarak yürütülen hem elektron hem de foton saçılma deneyleri neticesinde bu uyarılmaların tüm çift-çift kütle numaralı deforme çekirdekler için ortak bir nükleer özellik olduğu anlaşılmıştır.

Düşük enerjili  $M1$  uyarılmaları geometrik olarak nötronların ve protonların birbirlerine göre makas benzeri bir hareketle küçük açılı titreşimler gerçekleştirmesi olarak yorumlandığından söz konusu uyarımlar literatürde “*makas mod*” olarak bilinmektedir [176]:



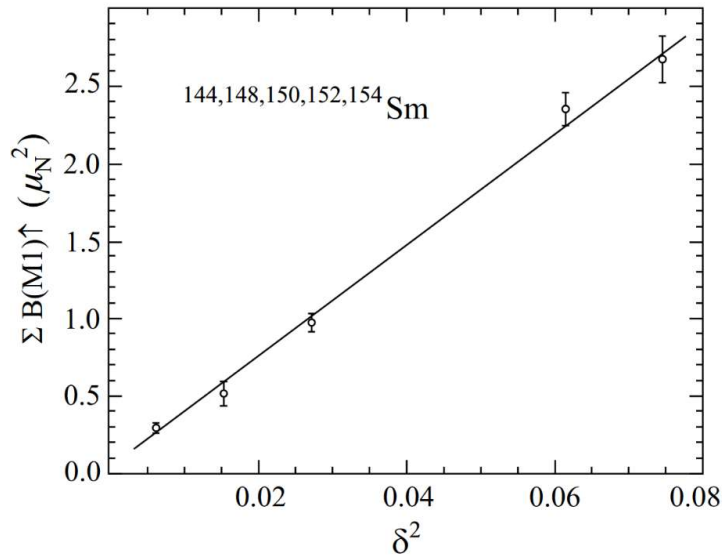
**Şekil 2.3.** Makas modun şematik tasviri [176].

Çift-çift kütleli çekirdeklerde makas mod uyarılmalarının araştırılmasına olan deneysel ilgi teorik çalışmaları da tetiklemiştir. Bu uyarılmaların özellikleri, Etkileşen Bozon Modeli (IBM) [190,191], Öz Uyumlu HFB+RPA [192,193], Rastgele Faz Yaklaşımı (RPA) [194–197], Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) [198–

209], Kuaziparçacık-Fonon Model (QPM) [210–212] ve Dönme Değişmez Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (RI-QRPA) [118–123,125,156,157,213,214] kapsamında incelenmiştir (Ayrıntılı derleme için bk.: [176]).

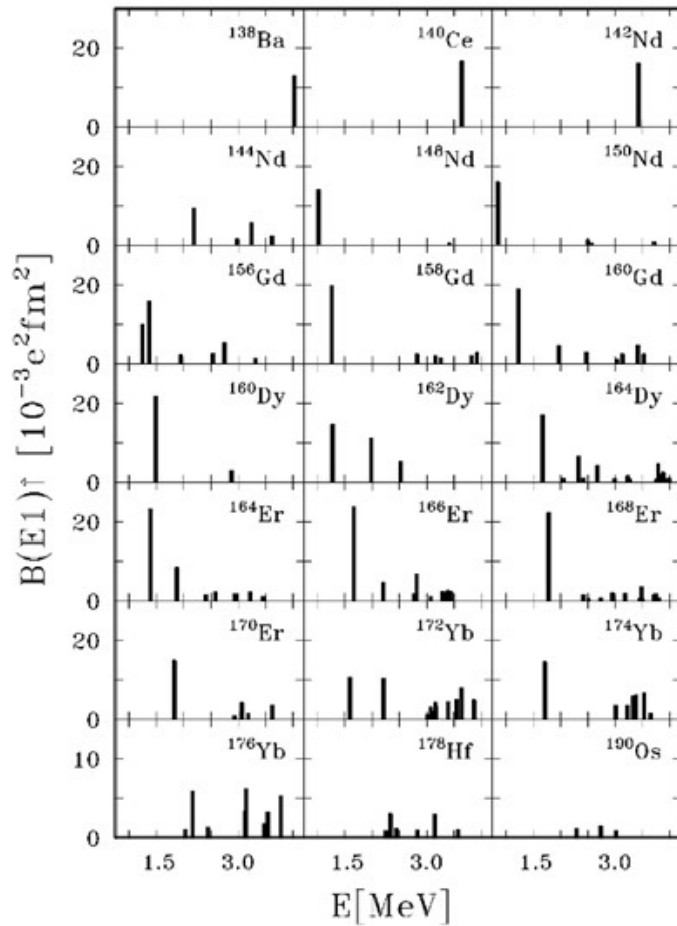
Günümüze kadar devam eden tüm bu deneysel ve teorik çalışmalar neticesinde makas mod özellikle çift-çift kütle numaralı çekirdekler için iyi bilinen nükleer bir özellik haline gelmiştir. Bugün makas modun deforme çift-çift kütle numaralı çekirdeklere bazı sistematik davranışlar sergilediği bilinmektedir [176]:

- Ortalama uyarılma enerjisi kabaca  $66\delta A^{-1/3}$  MeV'dir ( $\delta$ : deformasyon parametresi, A: kütle numarası). Bu, nadir toprak çekirdeklerindeki M1 güç dağılımının enerji merkezini  $E_x \approx 3$  MeV'e yerleştirir.
- 2-4 MeV enerji aralığındaki geçiş ihtimallerinin toplam M1 gücü  $\sum B(M1) \approx 3 \mu_N^2$  civarında doyma değerine ulaşır. Seviyelerin bireysel M1 gücü ise en fazla  $B(M1) \approx 1,5 \mu_N^2$  olabilir.
- Söz konusu bölgede M1 operatörünün orbital kısmı spin kısmına oranla baskındır ve tipik olarak  $B_i(M1)/B_\sigma(M1) \approx 10$ 'dur.
- $E_x \approx 4$  MeV'e kadar toplam M1 geçiş gücü, kuadrupol deformasyon parametresinin karesiyle ( $\delta^2$ ) orantılıdır ( $\delta^2$  yasası) (Şekil 2.4).



**Şekil 2.4.** Çift-çift kütleli Sm izotoplarının deneysel olarak gözlenen toplam orbital M1 kuvvetlerinin deformasyon parametresine göre değişimi [215].

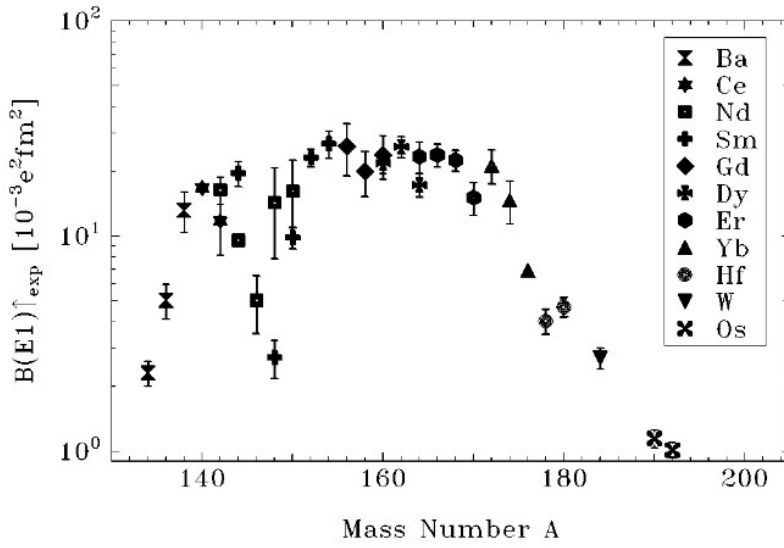
NRF tekniğinin gelişmesi ve deneylerde paritenin tayin edilmesini mümkün kılan Compton polarimetrelerinin kullanılması ile beklenmedik bir biçimde makas mod ile aynı enerji aralığında güçlü  $E1$  uyarılmaları saptanmıştır [108,216]. 1990 yılında *Heil vd.*  $^{142}\text{Nd}$ ,  $^{150}\text{Nd}$  ve  $^{232}\text{Th}$  çekirdeklerinin 2-3,5 MeV enerji aralığındaki  $M1$  ve  $E1$  geçişlerini incelemek için aynı anda iki farklı Compton polarimetresi kullanarak ilk polarizasyon ölçümlerini gerçekleştirmiştir [106]. Çalışmada  $^{142}\text{Nd}$  çekirdeğinin 3,425 MeV uyarılma enerjisindeki dipol seviyesinin  $E1$  karakterli olduğu bulunmuştur. Takip eden yıllarda, periyodik tablonun farklı bölgelerinde bulunan çift-çift kütleli pek çok çekirdeğin düşük enerji bölgesine ait dipol gücü elektron, foton ve proton saçılma deneylerinde gözlemlenmiştir [129,130,170,182,217–237]. Söz konusu deneylerden elde edilen bulgular 1998 yılında *Fransen vd.* tarafından ele alınarak  $A=130-200$  kütle bölgesindeki çift-çift kütleli çekirdeklerin düşük enerjili  $E1$  uyarılmalarının sistematığı araştırılmıştır (Şekil 2.5) [108].



**Şekil 2.5.**  $A \approx 30-200$  kütle bölgesindeki çift-çift kütleli çekirdeklerin düşük enerjili  $E1$  uyarılmalarının sistematığı [108].

Şekil 2.5'ten  $N=82$  kapalı kabuğa sahip çekirdeklerde 4 MeV'in altındaki enerjilerde yalnızca bir adet güçlü  $E1$  geçişi ortaya çıktığı görülmektedir.  $A=150$  ile  $A=174$  kütleleri arasındaki iyi deforme olmuş çekirdeklerde 1,5 MeV civarında bir ya da iki adet güçlü  $E1$  geçişi, daha yüksek enerjilerde ise bir dizi zayıf ancak belirgin uyarılmalar gözlemlenmiştir. Nadir toprak elementlerinin ötesindeki ( $Z \geq 72$ ) çekirdekler için ise oldukça zayıf  $E1$  uyarılmaları mevcuttur [108].

Aynı çalışmada, ele alınan tüm çekirdeklerin 1,5-4 MeV enerji aralığındaki toplam  $E1$  gücünün  $A$ 'ya göre değişimi de incelemiştir (Şekil 2.6).



**Şekil 2.6.**  $A \approx 130-200$  kütle bölgesindeki çift-çift kütleli çekirdeklerin 1,5-4 MeV enerji aralığındaki toplam  $E1$  gücünün  $A$ 'ya göre değişimi [108].

Şekil 2.6'dan görüldüğü gibi sırasıyla  $A=140$  ve  $A=160$  civarında iki maksimuma sahip çift tepeli bir yapı elde edilmiştir. Maksimumlar arasında, nötron sayısı  $N=86$  olan iki izotop ( $^{146}\text{Nd}$  ve  $^{148}\text{Sm}$ ) çevresinde önemli bir düşüş gözlenmiştir.  $N=82$  kapalı kabuk çekirdekleri ve  $N=82-126$  arasındaki iyi deforme olmuş çekirdekler için düşük enerji bölgesindeki toplam  $E1$  gücü yaklaşık  $20 \times 10^{-3} e^2 fm^2$  değerine sahiptir [108].

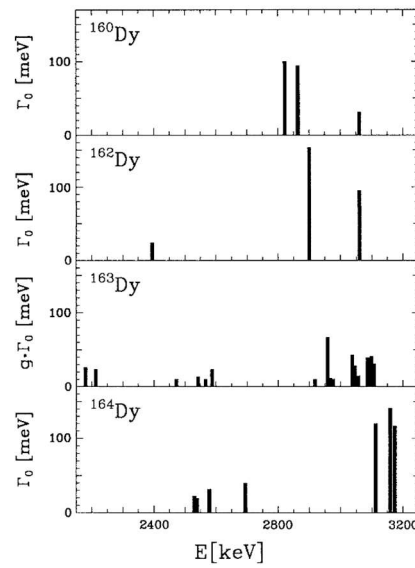
Çift-çift kütleli deforme çekirdeklerde gözlenen düşük enerjili  $E1$  uyarılmaları, Etkileşimli Bozon Modeli (IBM) [109,111,112], Skyrme etkileşimli RPA [113], İkinci RPA (SRPA) [114], RPA [115], QPM [116,117] ve TGI-QRPA [118–126] gibi farklı teorik yaklaşımlarla ele alınmasına rağmen doğası henüz tam olarak anlaşılammıştır. Düşük enerjili  $E1$  uyarılmaları ilk olarak 1984 yılında IBM çerçevesinde *Iachello* tarafından öngörülmüş ve yeni bir kolektif mod sınıfı olarak önerilmiştir [171,238,239]. *Iachello*, deforme olmuş çekirdeklerde kayda değer  $E1$  geçişleri



üretebilecek iki mekanizma ortaya koymuştur:  $\alpha$ -kümelenme ( $\alpha$ -clustering) ve kararlı oktipol deformasyonlar [130]. QPM çerçevesinde yapılan hesaplamalarda deneysel olarak gözlenen düşük enerjili  $E1$  uyarılmalarının oluşumundan oktipol-oktipol etkileşmelerinin sorumlu olabileceği vurgulanmıştır [240]. TGI-QRPA ile yürütülen son çalışmalarda ise 2-4 MeV enerji aralığında oktipol titreşimlerinin yanı sıra kayda değer dipol uyarılmalarının da olduğu belirtilmiştir [118–126].

### 2.1.2.1. Tek-A’lı çekirdeklerin düşük enerjili dipol uyarılmaları üzerine yapılan deneysel çalışmalar

Çift-çift kütle numaralı çekirdekte düşük enerjili uyarılmaların araştırılmasında belli bir bilgi birikiminin oluşmasının ardından akıllara gelen ilk soru benzer uyarılmaların tek-A’lı komşu çekirdekte var olup olmadığıdır. Bu soruya cevap aramak için kurgulanan ilk çalışma tek-protonlu  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeği ile gerçekleştirilmiştir [176]. Deneyde 2,5 MeV uç nokta enerjisine sahip fotonlar kullanıldığı için özellikle 3 MeV ve çevresinde yoğunlaşması beklenen dipol geçişlerinin varlığına ilişkin net bir kanıt bulunamamıştır [241]. Tek-A’lı çekirdekte düşük enerjili dipol uyarılmalarının varlığının kanıtlandığı ilk çalışma 1993 yılında *Bauske vd.* tarafından  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinin incelendiği NRF deneyi olmuştur [242]. Yapılan deneyde 1,9-3,2 MeV enerji aralığında tespit edilen dipol güç dağılımının çift kütleli  $^{162-164}\text{Dy}$  izotoplarının dipol güç dağılımları ile örtüştüğü belirlenmiştir (Şekil 2.7). Ancak  $^{163}\text{Dy}$  çekirdek için elde edilen dipol spektrumunun çift-çift çekirdeklere kıyasla parçalı bir yapı gösterdiği keşfedilmiştir.

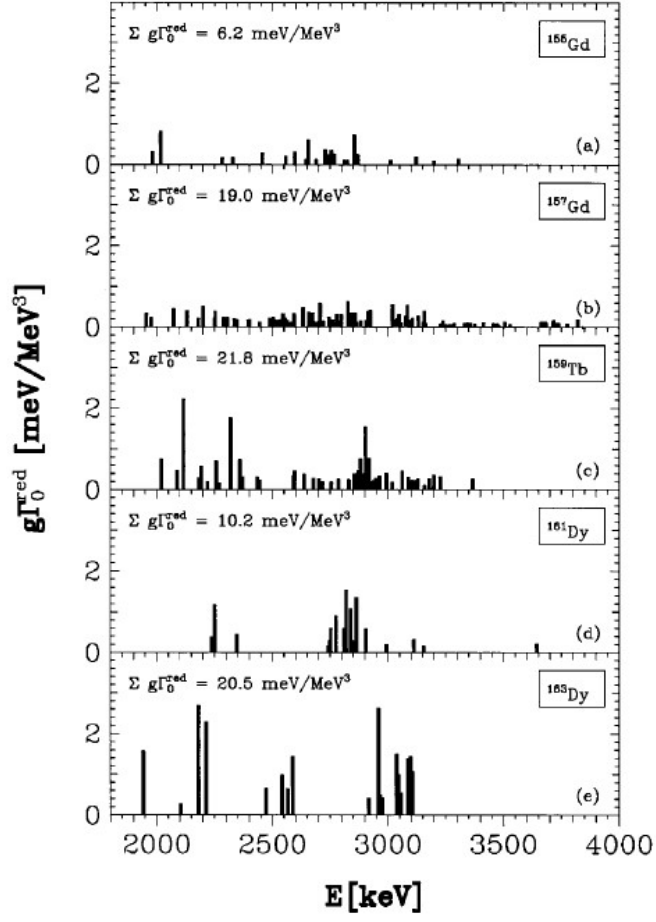


Şekil 2.7.  $^{160,162,163,164}\text{Dy}$  izotoplarının dipol güç dağılımları [242].

Tek-A'lı çekirdeklerde düşük enerjili dipol uyarılmalarının varlığına dair bulunan bu ilk kanıt, mevcut ilginin bu çekirdeklere yoğunlaşmasını sağlamıştır. Bundan sonraki paragraflarda nadir toprak bölgesindeki tek-A'lı deforme çekirdekler için yapılmış olan NRF deneyleri ayrıntıyla ele alınacaktır:

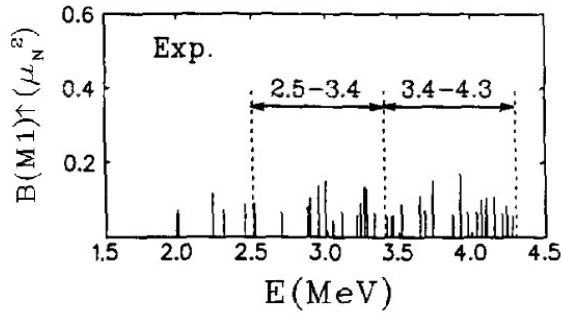
1995 yılında *Margraf vd.* Almanya'nın Stuttgart şehrinde bulunan Dynamitron hızlandırıcısında  $^{157}\text{Gd}$  ve  $^{161,163}\text{Dy}$  çekirdeklerinin düşük enerji bölgesine ait dipol geçişlerini incelemiştir [131]. Deneyde  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeği için 2,3-3,65 MeV enerji aralığında 17 adet seviye tespit edilmiştir. Bu seviyelerin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (217 \pm 30,5) \text{ meV}$  olarak bulunmuştur.  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeği için 2,1-3,1 MeV enerji aralığında elde edilen 17 seviyenin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (416 \pm 88) \text{ meV}$ 'dir.  $^{157}\text{Gd}$  çekirdeği içinse 2-3,85 MeV enerji aralığında 88 adet seviye gözlemlenmiş, bu seviyelerin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (438 \pm 67,05) \text{ meV}$  olarak rapor edilmiştir [131] (Şekil 2.8).

1996 yılında *Nord vd.*, Stuttgart Dynamitron (Almanya) hızlandırıcısında tek-A'lı  $^{155}\text{Gd}$  ve  $^{159}\text{Tb}$  çekirdekleri için NRF deneyi gerçekleştirmişlerdir [130]. Deneyde  $^{155}\text{Gd}$  için 2-3,3 MeV enerji aralığında tespit edilen 23 seviyenin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (120 \pm 18,06) \text{ meV}$ ,  $^{159}\text{Tb}$  için ise 2-3,4 MeV enerji aralığında tespit edilmiş olan 47 seviyenin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (408 \pm 85,10) \text{ meV}$  olarak rapor edilmiştir. Çalışmada ayrıca  $^{155}\text{Gd}$  ve  $^{159}\text{Tb}$  çekirdekleri için elde edilen veriler o zamana kadar deneyi yapılan diğer tek-A'lı çekirdeklerin NRF verileri ile karşılaştırılmıştır. Bu karşılaştırma Dy izotoplarından Gd izotoplarına gidildikçe spektrumdaki parçalanmanın arttığını göstermektedir. Ayrıca  $^{159}\text{Tb}$  için tespit edilen dipol güç dağılımının diğerlerine kıyasla orta düzeyde bir parçalanma gösterdiği söylenebilir (Şekil 2.8) [130].



**Şekil 2.8.**  $^{155,157}\text{Gd}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{161,163}\text{Dy}$  çekirdeklerinin düşük enerjili dipol dağılımı [130].

1996 yılında *Schlegel vd.* Darmstadt'da (Almanya)  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinin 1,9-4,3 MeV enerji aralığı için NRF deneyi gerçekleştirmişlerdir [133] (Şekil 2.9). Yapılan deneyde söz konusu bölge için 35 seviye tespit edilmiş ve bunların toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi I \uparrow) = 1470 \text{ meV}$  olarak bulunmuştur [133].  $^{167}\text{Er}$  için tespit edilen toplam dipol gücünün diğer tek-A'lı çekirdekte gözlenen değerlere oranla daha yüksek olmasının nedeni olarak bu çalışma ile ilk defa 4 MeV uyarılma enerjisinin üzerine çıkılması gösterilebilir [164].



**Şekil 2.9.**  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinin 1,9-4,3 MeV enerji aralığı için NRF deney sonuçları [133].

1997 yılında *Herzberg vd.*, Köln Üniversitesi'nde (Almanya)  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinin 2-3,5 MeV enerji aralığındaki dipol geçişlerini NRF tekniği ile incelemişlerdir [134]. Deneyde söz konusu enerji aralığı için tespit edilen 45 seviyenin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (516 \pm 99,07) \text{ meV}$  olarak bulunmuştur.

1999 yılında *Huxel vd.*, Darmstadt'da (Almanya) bulunan S-DALINAC hızlandırıcısında  $^{165}\text{Ho}$  ve  $^{169}\text{Tm}$  çekirdekleri için NRF deneyleri gerçekleştirmişlerdir [132]. Bu deneylerde  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeği için 2-4 MeV enerji aralığında tespit edilen 45 seviyenin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (557 \pm 84,82) \text{ meV}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  çekirdeği için aynı enerji aralığında tespit edilen 66 seviyenin toplam dipol radyasyon genişliği ise  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (975,0 \pm 282,63) \text{ meV}$  olarak rapor edilmiştir.

2003 yılında *Nord vd.* Stuttgart (Almanya) Dynamitron hızlandırıcısında tek-A'lı  $^{151,153}\text{Eu}$ ,  $^{163}\text{Dy}$  ve  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeklerinin düşük enerji bölgesine ait dipol uyarılmalarını incelemişlerdir [129]. Deneyde  $^{151}\text{Eu}$  çekirdeği için 2,33-3,92 MeV enerji aralığında 8 adet oldukça zayıf dipol geçişi gözlenmiştir. Bu seviyelerin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (18,91 \pm 3,9) \text{ meV}$ 'dir.  $^{153}\text{Eu}$  çekirdeği için de 2,3-2,9 MeV enerji aralığında toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (54,08 \pm 8,5) \text{ meV}$  olan 12 zayıf dipol geçişi tespit edilmiştir.  $^{163}\text{Dy}$  için 2-4 MeV enerji aralığında tespit edilen 146 seviyenin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (886,42 \pm 103,13) \text{ meV}$ , aynı enerji aralığında  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeği için tespit edilen 120 seviyenin toplam dipol radyasyon genişliği ise  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (816,0 \pm 116,01) \text{ meV}$  olarak rapor edilmiştir. Bu çalışmayı önemli kılan durumlardan biri  $^{163}\text{Dy}$  ve  $^{165}\text{Ho}$  çekirdekleri için hassasiyeti artırılmış detektörlerle yapılan tekrar deneyleri olmasıdır. Bu yeni deneylerde elde edilen seviye sayıları ve toplam radyasyon genişlikleri önceki deneylere göre yaklaşık 2 kat artmıştır [129].

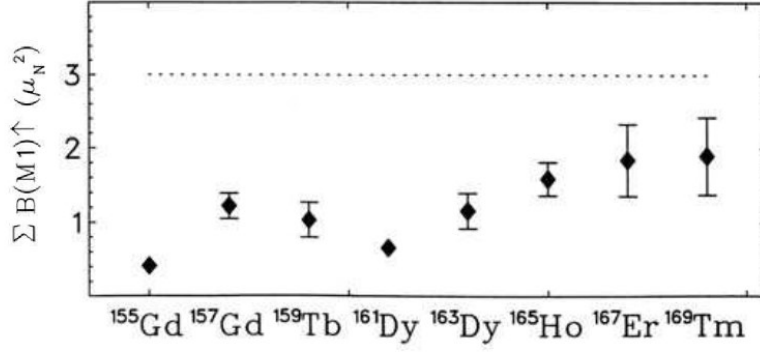
2007 yılında *Scheck vd.*, Stuttgart (Almanya) Dynamitron hızlandırıcısında tek-A'lı  $^{139}\text{La}$  ve  $^{141}\text{Pr}$  çekirdeklerinde düşük enerjili dipol uyarılmalarını NRF deneyi ile araştırmışlardır [128]. Deneyde  $^{139}\text{La}$  çekirdeği için 2-4 MeV enerji aralığında tespit edilen 63 seviyenin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (387 \pm 45) \text{ meV}$ ,  $^{141}\text{Pr}$  çekirdeği için 2-3,8 MeV enerji aralığında

tespit edilen 88 seviyenin toplam dipol radyasyon genişliği ise  $\sum g\Gamma_0(\Pi I \uparrow) = (426 \pm 62) \text{ meV}$  olarak rapor edilmiştir.

Yapılan çalışmalar sadece nadir toprak bölgesiyle sınırlı kalmamış, alkali metal grubunda yer alan tek-A'lı  $^{133}\text{Cs}$ 'un [127], geçiş bölgesinde yer alan  $^{181}\text{Ta}$ 'un [135] ve aktinit bölgesinde yer alan  $^{235}\text{U}$ 'un [136] düşük enerjili dipol uyarılmaları da NRF deneyleri ile araştırılmış ve söz konusu çekirdeklerde de benzer uyarılmaların var olduğu tespit edilmiştir.

Tek-A'lı çekirdeklerde düşük enerjili dipol uyarılmalarının araştırılmasına yönelik gerçekleştirilen deneysel çalışmalardan elde edilen sonuçlar çift-çift kütleli çekirdekler için elde edilen sonuçlarla kıyaslandığında şu üç temel durum göze çarpmaktadır:

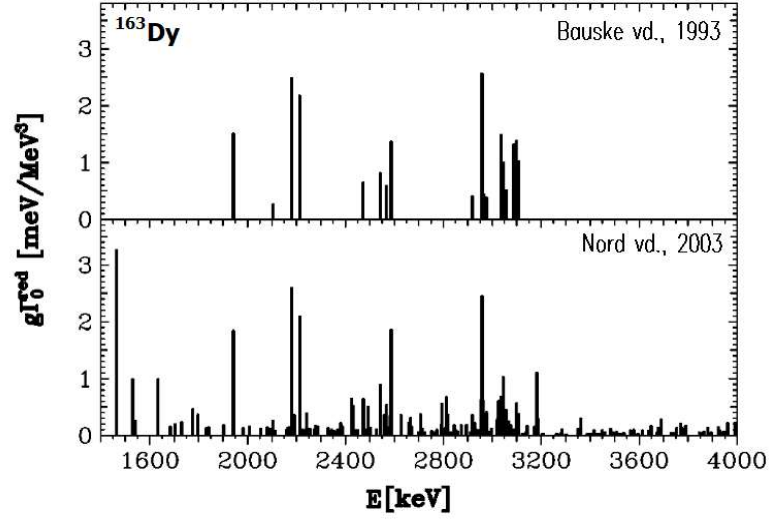
1. Tek-A'lı çekirdeklerin düşük enerjili dipol spektrumu çift-çift çekirdeklere göre daha fazla parçalanmıştır.
2.  $E1$  ve  $M1$  uyarılmalarının aynı enerjide bulunması çift-çift ve tek-A'lı çekirdeklerde parite tayinini zorunlu kılmaktadır. Bilindiği gibi çift kütleli çekirdeklerde Compton polarimetreleri ile parite tayini mümkündür ve böylece pozitif pariteli  $M1$  uyarılmaları negatif pariteli  $E1$  uyarılmalarından ayırt edilebilmektedir. Ancak sahip oldukları yarım spin değerlerinden dolayı tek-A'lı çekirdeklerde parite tayini henüz mümkün değildir. Bu durum tek-A'lı çekirdekler ile yapılan deneylerde tespit edilen düşük enerjili dipol seviyelerinin hangilerinin  $M1$  geçişi hangilerinin  $E1$  geçişi olduğunun belirlenmesini imkânsız kılar [129].
3. Tek-A'lı çekirdeklerde deneysel olarak tespit edilen geçişlerin tümünün  $M1$  karakterli olduğu varsayımıyla bile elde edilen toplam dipol gücü, çift-çift kütleli komşu çekirdekler için tipik bir özellik olan yaklaşık  $3 \mu_N^2$  (noktalı çizgi) değerinden 2-3 defa daha küçüktür (Şekil 2.10).



**Şekil 2.10.** Tek-A'lı çekirdeklerde deneysel olarak tespit edilen dipol geçişlerinin tümünün M1 karakterli olduğu varsayılarak 2,5-3,7 MeV enerji aralığı için belirlenen toplam M1 gücü [243].

Bu kafa karıştırıcı farklılıklar iki önemli soruyu ortaya çıkarmaktadır: *bu durum yeni bir nükleer yapı etkisinden mi kaynaklanmaktadır? Yoksa dipol gücünün önemli bir kısmı deney esnasında tespit mi edilememiştir?* [243].

Tek-A'lı deforme çekirdeklerin dipol seviye yoğunluğu oldukça fazladır. Bu nedenle çok sayıda seviye deney duyarlılık limitinin altında olabilir ve dedekte edilemeyebilir. Duyarlılığı arttırılmış NRF deneyleri bu düşüncüyü destekleyecek niteliktedir. 2003 yılında *Nord vd.* tarafından  $^{163}\text{Dy}$  ve  $^{165}\text{Ho}$  çekirdekleri için duyarlılığı birkaç mertebe arttırılmış dedektörlerle tekrar deneyleri yapılmış ve çok sayıda yeni seviyenin tespit edildiği görülmüştür [129]. 1993 yılında  $^{163}\text{Dy}$  için *Bauske vd.* [242] tarafından yapılan deneyde 18 adet dipol seviyesi gözlenmişken, *Nord vd.* tarafından yapılan tekrar deneyinde 146 adet dipol seviyesi tespit edilmiştir. *Bauske vd.*'nin gözlemlediği dipol seviyelerinin toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0^{red}(\Pi\uparrow) = (19 \pm 0,04) \text{ meV} \cdot \text{MeV}^{-3}$  iken *Nord vd.* tarafından gözlemlenen dipol seviyelerinin toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliği ise  $\sum g\Gamma_0^{red}(\Pi\uparrow) = (38,18 \pm 7,12) \text{ meV} \cdot \text{MeV}^{-3}$ 'dir (Şekil 2.11).



**Şekil 2.11.**  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinde *Bauske vd.* (1993) [242] tarafından gerçekleştirilen NRF deneyine ait sonuçların *Nord vd.* (2003) [129] tarafından gerçekleştirilen duyarlılığı arttırılmış NRF deney sonuçlarıyla kıyaslanması [129].

*Nord vd.* tarafından tekrar incelenen bir diğer çekirdek ise  $^{165}\text{Ho}$ 'dur [129]. 1999 yılında *Huxel vd.* [132] tarafından yapılan NRF deneyinde 52 seviye tespit edilmişken, *Nord vd.* tarafından yapılan deneyde 4 MeV altındaki enerjilerde 138 seviye dedekte edilmiştir. *Huxel vd.* ile *Nord vd.* tarafından toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişlikleri sırasıyla  $\sum g\Gamma_0^{red} (\Pi 1 \uparrow) = (27,2 \pm 3,8) \text{ meV} \cdot \text{MeV}^{-3}$  ve  $\sum g\Gamma_0^{red} (\Pi 1 \uparrow) = (35,7 \pm 4,2) \text{ meV} \cdot \text{MeV}^{-3}$  olarak bulunmuştur. Görüldüğü gibi çift-çift çekirdekten tek çekirdeğe geçerken kaybolan dipol gücünün bir kısmı deneysel koşullara bağlı olarak açıklanabilmektedir. Yine de elde edilen sonuçlar komşu çift-çift çekirdekler için öngörülen değerlerin altındadır.

Kayıp dipol gücü önemli bir kısmı dalgalanma analizi (fluctuation analysis) adı verilen istatistiksel bir yöntem kullanılarak da elde edilebilir. Bu yöntemde tek-A'lı çekirdeklerin kayıp dipol gücü komşu çift-çift kütleli çekirdeğin deneysel olarak belirlenmiş  $M1$  ve  $E1$  güçlerinden yola çıkılarak Monte Carlo modelleri ile tahmin edilmektedir [243]. Ancak bu yöntemin kayıp dipol gücünü tam anlamıyla açıklayabildiği söylenemez [129,132,243].

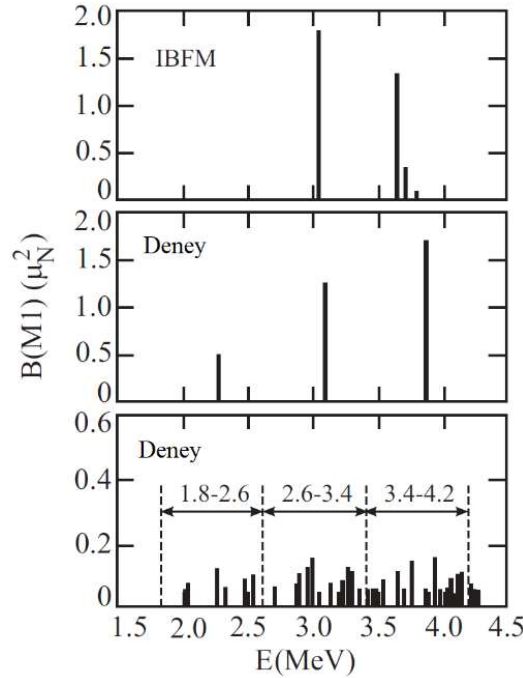
Kayıp dipol güç ile ilgili diğer bir olasılık ise tek-A'lı çekirdekte dipol uyarılmalarının yüksek enerjilere kaymış olabileceği fikridir. Bu fikrin çıkmasındaki temel neden, *Schlegel vd.* (1996) tarafından gerçekleştirilen NRF deneyinde  $^{167}\text{Er}$  için 3.5-4.3 MeV aralığında önemli sayıda dipol geçişine rastlanmış olmasıdır [133].

Ancak daha sonraki yıllarda  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{165}\text{Ho}$  çekirdekleri 6 MeV uyarılma enerjilerine kadar incelenmiş ve 4 MeV'in üzerinde kayda değer bir dipol geçişine rastlanmamıştır.

### 2.1.2.2. Tek-A'lı çekirdeklerin düşük enerjili dipol uyarılmaları üzerine yapılan teorik çalışmalar

Her ne kadar düşük enerji bölgesindeki dipol uyarılmaları birçok tek-A'lı çekirdek için gözlenmiş olsa da bu uyarılmaların doğasını ve sistematüğünü araştırmak için sınırlı sayıda teorik girişimde bulunulmuş ve bu çalışmaların neredeyse tamamı  $M1$  geçişlerine odaklanmıştır.

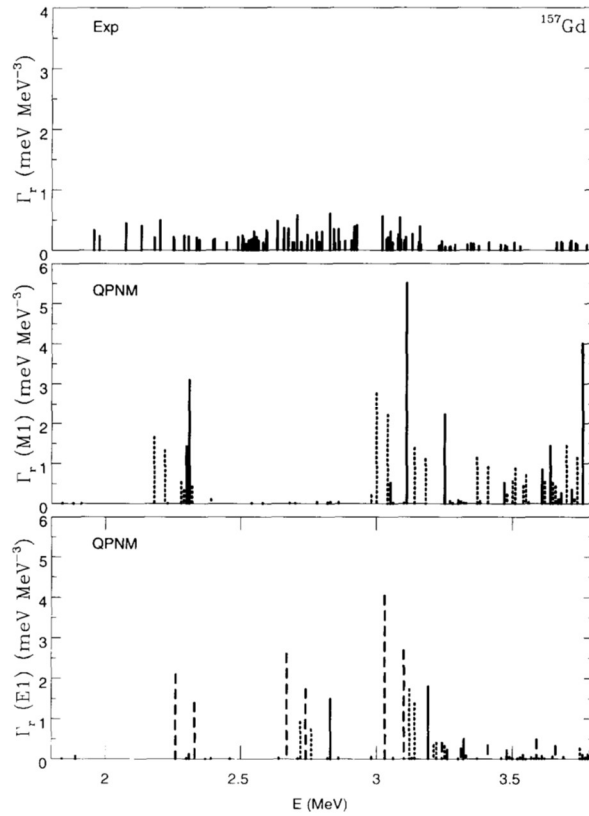
Tek-A'lı çekirdeklere gözlenen düşük enerjili  $M1$  uyarılmalarının (makas mod) teorik izahı üzerine yapılan ilk çalışmalar, Etkileşen Bozon Fermiyon Modeli (IBFM-2) [244,245], Şematik RPA [246], Genelleştirilmiş Koherant Seviye Modeli (GCSM) [247], Toplam Kuralı Yaklaşımı [248],  $g$  Bozonlarını İçeren Grup Teorisi ( $\text{SU}(3) \times 1g$ ) [249–251] ve  $\text{SU}(3)$  Grup Teorisi [252–254] kullanılarak yapılmıştır [164]. Ancak bu şematik ve fenomenolojik modeller ile yapılan öncü hesaplamalar, tek-A'lı çekirdeklere düşük enerji bölgesinde bulunan dipol kuvvetinin varlığını ortaya koysa da dipol spektrumlarında gözlemlenen ve kritik öneme sahip olan aşırı parçalanmayı açıklayamamıştır (Şekil 2.12). Ayrıca söz konusu çalışmalarda sadece  $M1$  uyarılmalarına odaklanılmıştır.



**Şekil 2.12.**  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinin Etkileşen Bozon Fermiyon Modeli (IBFM-2) ile hesaplanan teorik sonuçlarının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması [176].



Mikroskopik modellerin çift-çift çekirdeklerin seviye yapılarını ve kolektif özelliklerini başarıyla açıklamış olması tek-A'lı çekirdeklerin düşük enerjili dipol uyarılmalarının da bu modeller çerçevesinde incelenmesi ile söz konusu bölgedeki dipol geçişleri hakkında daha detaylı sonuçlar elde edilebileceğinin net bir göstergesidir. Bu alanda ilk mikroskopik çalışma 1997 yılında *Soloviev vd.* tarafından QPNM kullanılarak gerçekleştirilmiştir [150]. Söz konusu çalışmada  $^{157}\text{Gd}$ ,  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{159}\text{Tb}$  ve  $^{167}\text{Er}$  tek-A'lı çekirdeklerinde düşük enerjili  $M1$  uyarılmalarıyla birlikte  $E1$  uyarılmaları da ele alınmıştır. Çalışmada  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeğinin 2-4 MeV enerji aralığında  $E1$  ve  $M1$  uyarılmaları için toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişlikleri sırasıyla  $\sum g\Gamma_0^{red}(E1 \uparrow) = 12,4 \text{ meV} \cdot \text{MeV}^{-3}$  ve  $\sum g\Gamma_0^{red}(M1 \uparrow) = 21,7 \text{ meV} \cdot \text{MeV}^{-3}$  olarak,  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinin 2-3,1 MeV enerji aralığında  $E1$  ve  $M1$  uyarılmaları için toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişlikleri sırasıyla  $\sum g\Gamma_0^{red}(E1 \uparrow) = 11,9 \text{ meV} \cdot \text{MeV}^{-3}$  ve  $\sum g\Gamma_0^{red}(M1 \uparrow) = 12,3 \text{ meV} \cdot \text{MeV}^{-3}$  olarak hesaplanmıştır [150]. Şekil 2.13'de söz konusu çalışmada [150]  $^{157}\text{Gd}$  çekirdeği için elde edilen indirgenmiş  $E1$  ve  $M1$  radyasyon genişliklerinin, *Bauske vd.* (1993) [242] tarafından yapılan NRF deney sonuçlarıyla karşılaştırılması verilmiştir.



**Şekil 2.13.** *Soloviev vd.* tarafından  $^{157}\text{Gd}$  çekirdeği için elde edilen teorik sonuçların deneysel sonuçlarla karşılaştırılması [150].

Şekil 2.13'deki sonuçlardan görüldüğü gibi  $^{157}\text{Gd}$  çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığındaki bölgede neredeyse  $M1$  uyarılmalarına eşit sayıda  $E1$  geçişi bulunmaktadır. Bu durum tek-A'lı çekirdeklerde düşük enerjili dipol uyarılmalarının araştırılmasında  $E1$  ve  $M1$  karakterli uyarılmaların ayrıştırılmasının önemini gözler önüne sermektedir. Daha önce değinildiği gibi tek A'lı çekirdekler ile yapılan deneylerde parite tayini yapılamadığından bu ayırım ancak teorik çalışmalar ile mümkündür.

## 2.2. Cüce Dipol Rezonans (PDR)

### 2.2.1. PDR'nin keşfi ve ilk çalışmalar

Atomik çekirdeklerde 4 MeV üzerindeki enerjilerde gözlenen  $E1$  gücünün çok önemli bir bölümünü GDR oluşturmaktadır. Öte yandan nötron ayrılma enerjisi ( $S_n$ ) civarında GDR'ye göre oldukça küçük geçişlerin oluşturduğu PDR'nin var olduğu da bilinmektedir.

PDR'nin keşfi 1960'lı yıllara dayanmaktadır. 1961 yılında *Bartholomew*, termal nötron yakalama olayının ardından meydana gelen  $\gamma$ -ışını yayılımları üzerine yaptığı sistematik çalışmalarda, birçok izotopun  $\gamma$ -ışını şiddetinin 5-7 MeV civarında bir artış gösterdiğini gözlemiştir [47]. 1969 yılında *Brzosko*, 6 MeV civarına yerleşen  $E1$  karakterli bu uyarılmaların nötron yakalama tesir kesiti üzerine olası etkilerini incelediği çalışmasında bu uyarılma modu için ilk kez "Pygmy (cüce) Rezonans" deyimini kullanmıştır [48].

### 2.2.2. Deneysel çalışmalara genel bir bakış

PDR bölgesindeki dipol uyarılmaları farklı yöntemler kullanılarak uzun yıllardır araştırılmaktadır [52,53,255]. En çok tercih edilen yöntemlerden biri gerçek foton saçılımını kullanan ve detayları Kısım 2.1'de verilen Nükleer Rezonans Floresans (NRF) tekniğidir. Diğer yöntem ise son yıllarda PDR'nin temel yapısını çok detaylı bir şekilde incelemek için güçlü bir araç olduğu kanıtlanmış olan ( $\alpha$ ,  $\alpha'\gamma$ ) tekniğidir.

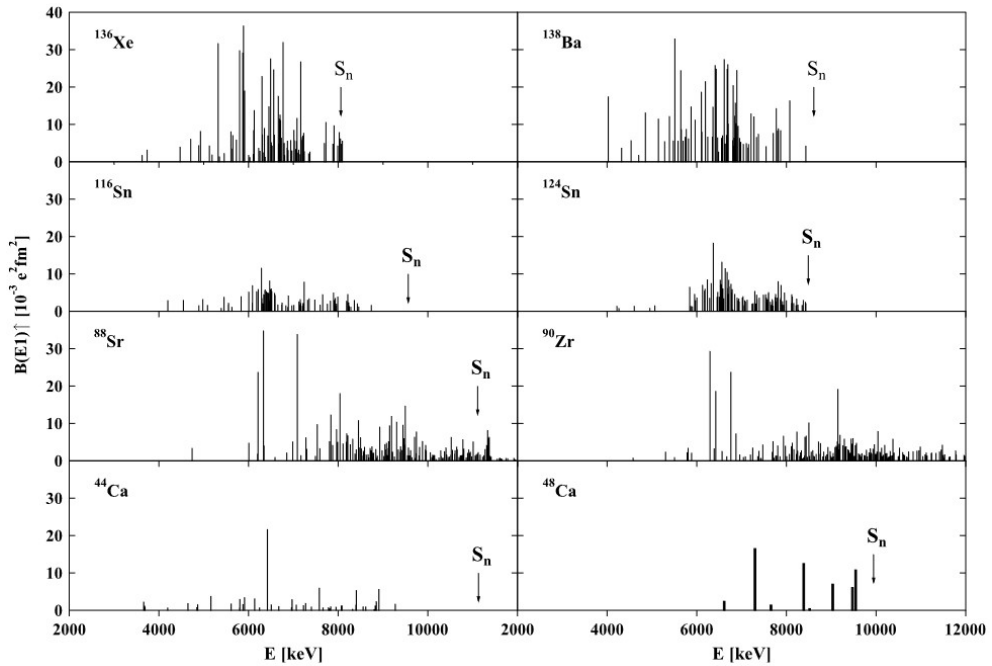
#### 2.2.2.1. ( $\gamma$ , $\gamma'$ ) reaksiyonları

NRF tekniği, nötron ayrılma enerjisinin ( $S_n$ ) altındaki  $E1$  gücünü incelemek için ideal bir araç olarak karşımıza çıkmaktadır [171,182]. Yeni ve güçlü ( $\gamma$ ,  $\gamma'$ ) deney düzeneklerinin geliştirilmesiyle çeşitli orta-ağır ve ağır çekirdeklerin  $S_n$  değerine kadar olan  $E1$  güç dağılımı hakkında detaylı bilgi elde edilebilmektedir [50]. Uyarılmış

durumların enerjisi, spini, paritesi ve  $B(E1)$  geçiş ihtimali gibi gözlemlenebilirler, ( $\gamma$ ,  $\gamma'$ ) reaksiyonu kullanılarak modelden bağımsız bir şekilde belirlenebilir [72].

1997 yılında Darmstadt'da (Almanya) bulunan S-DALINAC'da *Herzberg vd.* tarafından söz konusu bölgede yapılan yüksek hassasiyetli NRF deneyi, PDR'yi foton saçılması yoluyla araştırmaya yönelik gerçekleştirilecek olan bir dizi deneyin başlangıcı olmuştur [117]. Takip eden yıllarda çift-çift kütleli  $^{40,44,48}\text{Ca}$  [61,63,71],  $^{56}\text{Fe}$  [58],  $^{58}\text{Ni}$  [58],  $^{70-76}\text{Ge}$  [56],  $^{88}\text{Sr}$  [65],  $^{89}\text{Y}$  [68],  $^{90}\text{Zr}$  [67],  $^{112,116,120,124}\text{Sn}$  [57,66],  $^{136}\text{Xe}$  [51],  $^{138}\text{Ba}$  [59,64],  $^{140}\text{Ce}$  [59,64],  $^{142}\text{Nd}$  [64],  $^{144}\text{Sm}$  [59,64] ve  $^{204-208}\text{Pb}$  [60,62] çekirdeklerinin PDR bölgesi NRF deneyleriyle araştırılmış ve söz konusu bölgede kayda değer büyüklükte  $E1$  geçişleri tespit edilmiştir. Bu NRF deneylerin çoğu ELBE'deki (Yüksek Güçlü Radyasyon Kaynakları Merkezi) bremsstrahlung tesisi [177] ve S-DALINAC'taki (Süper İletken Darmstadt Elektron Hızlandırıcısı) Darmstadt Yüksek Yoğunluklu Foton Merkezinde (DHIPS) gerçekleştirilmiştir [256]. Her iki deney düzeneği de PDR enerji bölgesi için mükemmel hassasiyet sağlamak amacıyla yüksek foton akısına sahip, büyük hacimli HPGe dedektörleri ile donatılmıştır.

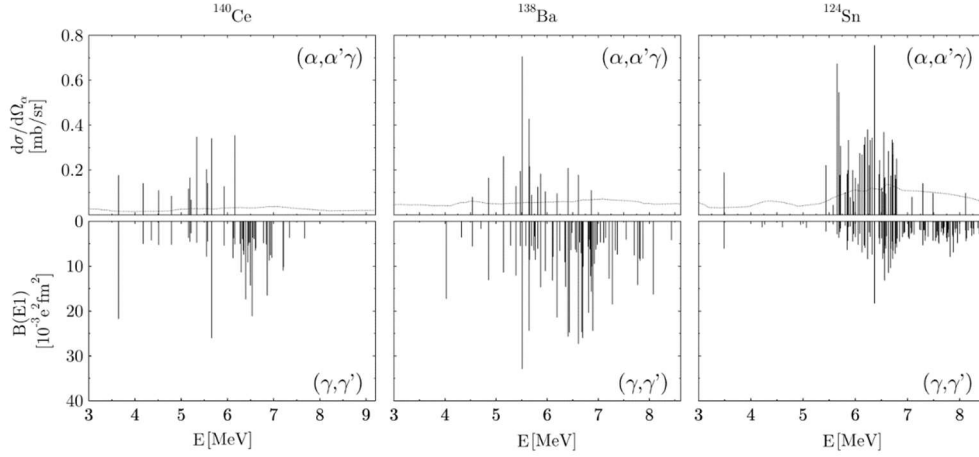
Şekil 2.14, bu deneylerde ele alınan bazı çekirdekler için ölçülen  $E1$  gücünün dağılımını göstermektedir. Her çekirdekte,  $S_n$  ile gösterilen nötron ayrılma enerjisi civarında  $E1$  gücünde önemli bir artış olduğu görülmektedir [52].



**Şekil 2.14.** ( $\gamma$ ,  $\gamma'$ ) saçılma deneyleriyle gözlemlenen  $E1$  güç dağılımının ayrıntılı yapısı [52].

### 2.2.2.2. ( $\alpha$ , $\alpha'\gamma$ ) reaksiyonları

Yapılan çalışmalar PDR'nin doğasını çözmek için gerekli olan önemli bilginin, uyarılmaların izospin yapısının anlaşılmasıyla özellikle de bu uyarılmalarda izoskalar katkıların belirlenmesiyle elde edilebileceğini göstermektedir. [257]. İzoskalar  $E1$  geçişlerinin deneysel olarak tespitinde  $\gamma$  spektroskopisi ile  $E_\alpha=120$  MeV enerjideki elastik olmayan  $\alpha$  saçılımı kombinasyonunun güçlü bir araç olduğu bilinmektedir [257]. Bu yöntemle  $^{140}\text{Ce}$  çekirdeği üzerine yapılan ilk deney oldukça şaşırtıcı bir sonucu ortaya çıkarmıştır [49]. Daha önce bu çekirdek için yapılan ( $\gamma$ ,  $\gamma'$ ) deneyinde [59] tespit edilmiş olan yaklaşık 6,5 MeV'in altındaki tüm  $E1$  uyarılmaları ( $\alpha$ ,  $\alpha'\gamma$ ) deneyinde de gözlenmiştir. Hatta öyle ki, bazı durumlarda sadece enerjiler uyuşmakla kalmamış, aynı zamanda seviyelerin spinleri de doğrulanmıştır. Ancak iki deney sonucu arasında kayda değer önemli bir farklılık vardır: ( $\gamma$ ,  $\gamma'$ ) deneyinde 6,5 MeV'in üzerindeki enerjilerde gözlenen  $E1$  uyarılmaları ( $\alpha$ ,  $\alpha'\gamma$ ) deneyinde tespit edilememiştir. *Savran vd.* [49] tarafından, bu farklılığın deneysel sorunlardan ya da hassasiyet sınırındaki bir değişkenlikten kaynaklanmadığı çapraz kontrollerle kanıtlanmıştır [52]. Geriye kalan tek açıklama  $^{140}\text{Ce}$ 'deki nötron ayrılma enerjisinin altında 5-7 MeV uyarılma enerjisinde bulunan dipol gücünün ( $\gamma$ ,  $\gamma'$ ) ve ( $\alpha$ ,  $\alpha'\gamma$ ) saçılma deneyleriyle, 7-9 MeV uyarılma enerjisinin ise sadece ( $\gamma$ ,  $\gamma'$ ) saçılma deneyleriyle gözlenebildiğidir [34]. Bu farklı uyarılma durumu yalnızca iki probun farklı izospin doğası (izovektör/izoskalar) veya bunların çekirdek içindeki farklı etkileşim bölgeleri (tüm çekirdek/yüzey) ile açıklanabilir [52]. Bu sonucun  $^{140}\text{Ce}$  [49] çekirdeğine özel olmadığını kanıtlamak adına ( $\alpha$ ,  $\alpha'\gamma$ ) çalışmaları  $^{40}\text{Ca}$  [55],  $^{48}\text{Ca}$  [36],  $^{58}\text{Ni}$  [55],  $^{90}\text{Zr}$  [55],  $^{94}\text{Mo}$  [72],  $^{124}\text{Sn}$  [54,70],  $^{138}\text{Ba}$  [69],  $^{140}\text{Ce}$  [69] ve  $^{208}\text{Pb}$  [55] çekirdekleri için de sürdürülmüştür. Deneylerde gözlemlenen  $E1$  güç dağılımının parçalanması ve ayrıntılı yapısı çekirdekten çekirdeğe farklılık gösterse de uyarılmaların genel dağılımı ele alınan tüm çekirdekler için oldukça benzerdir (Şekil 2.15). Nötron ayrılma enerjisinin altında bulunan  $E1$  gücünde yapısal olarak bölünme tespit edilmiştir. 7 MeV altındaki uyarılma enerjileri ( $\gamma$ ,  $\gamma'$ ) ve ( $\alpha$ ,  $\alpha'\gamma$ ) reaksiyonlarında gözlenebilirken, 7 MeV üzerindeki uyarılma enerjileri sadece ( $\gamma$ ,  $\gamma'$ ) reaksiyonunda gözlenmiştir (Şekil 2.15) [34].  $E1$  gücündeki bu bölünmenin, herhangi bir model varsayımı kullanılmadan elde edilen saf deneysel bulgular olduğuna dikkat çekmekte fayda vardır [34].



**Şekil 2.15.**  $(\gamma, \gamma')$  ve  $(\alpha, \alpha'\gamma)$  saçılma deneyleriyle gözlemlenen  $E1$  güç dağılımının parçalanması ve ayrıntılı yapısı [52].

Bu durumu açıklığa kavuşturmak ve özellikle PDR bölgesinin doğasını daha iyi anlamak için hadronik problemlerin kullanıldığı daha ileri deneysel verilere ihtiyaç olduğu açıktır. Çok yakın zamanda, Hollanda'nın Groningen şehrinde bulunan Nükleer Fizik Hızlandırıcı Enstitüsü KVI (Kernfysisch Versneller Instituut)'de  $^{140}\text{Ce}$  çekirdeği ile bir proton saçılma ( $p, p'\gamma$ ) deneyi gerçekleştirilmiştir [52]. Hadronik problemler kullanarak PDR'yi araştırmak için bir başka yeni deneysel yaklaşım, yaklaşık 20 MeV'lik düşük bombardıman enerjilerinde  $^{17}\text{O}$ 'nun elastik olmayan saçılmasıdır [78]. Bu deneylerden elde edilen ilk sonuçlar  $(\alpha, \alpha'\gamma)$  deneylerinde gözlemlenene benzer bir davranışa işaret etmektedir [78]. Bu farklı deneysel yaklaşımların birleşimi, orta ile ağır çekirdeklerdeki PDR'nin doğasının çok daha ayrıntılı bir şekilde anlaşılmasını vaat etmektedir [52].

### 2.2.3. Teorik çalışmalar

60'lı yılların sonlarında “*cüce dipol rezonans*” ifadesinin ilk ortaya çıkışından bu yana [52], bu yeni uyarılma modunu tanımlamak için makroskobik ve mikroskobik modellere dayanan birçok teorik hesaplama yapılmıştır.

Dev Rezonanslar için kullanılan makroskobik modeller, çekirdeği nötron ve proton sıvılarından oluşan bir sıvı damlası olarak kabul etme varsayımına dayanmaktadır (bu konuya Kısım 2.4'de daha ayrıntılı olarak değinilecektir). PDR söz konusu olduğunda, çekirdek üç akışkanlı bir sistem olarak düşünülür ve nötron fazlalığı üçüncü bağımsız akışkan olarak ele alınır [258]. Bu yaklaşım, akışkanların sıkıştırılmaz olduğunu varsayar ve Steinwedel-Jensen (SJ) modelinin modifiye edilmiş bir versiyonunu kullanır [6] ve PDR'yi protonların nötron kabuğuna karşı yaptığı dalga hareketi olarak

tanımlar. Buna göre PDR modunu Goldhaber-Teller (GT) modeli çerçevesinde ele almak gerekmektedir [5].

*Mohan vd.* tarafından 1971 yılında SJ modeli üzerine inşa edilen sıkıştırılmaz üç akışkan modeli (proton, nötron ve nötron fazlalığı) ortaya sürülmüştür [259]. Bu makroskobik model hesaplamalarında, PDR gücünün varlığının, çok zayıf bile olsa, mevcut olduğu bulunmuştur [53]. Bu yaklaşım ile PDR için tahmin edilen toplam güç o döneme ait mevcut deneysel verilerle makul bir uyum sergilemektedir [260]. Bir başka makroskobik yaklaşımda ise *Isacker vd.* GT modelini kullanarak hesaplamalarda nötron yüzeyini de detaylı bir şekilde ele almıştır [261].

Mikroskobik yaklaşımlar açısından bakıldığında ilk hesaplamalar, PDR ile nötron fazlalığı arasında güçlü bir ilişki olduğunu göstermiştir [262]. Son yıllarda PDR meydana getiren  $E1$  uyarılmalarının tanımı konusunda farklı gruplar tarafından kapsamlı çalışmalar yapılmıştır. Bu çalışmalar genellikle Skyrme etkileşimlerini içeren Hartree-Fock (HF)+RPA veya Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB)+RPA [81–94], Rölativistik RPA (RRPA) [25,26,95–99], Rölativistik kuaziparçacık RPA (RQRPA) [25,26,95–99] hesaplamalarına dayanmaktadır. Özellikle rölativistik ortalama alan teorileri, kararlı çekirdekler ve kararlılık çizgisinden uzaktaki çekirdekler için kolektif uyarılmaların birçok fiziksel özelliğini açıklamakta başarılıdır. Bununla birlikte, Fermi yüzeyi etrafında nükleer yapının önemli olduğu kolektif uyarılmaları yeterince iyi tasvir edememektedir [53,72,255,258]. Yani kolektif durumların, bir parçacık-bir boşluk ( $1p-1h$ ) veya kuaziparçacık seviyelerinin süperpozisyonu (üst üste binmesi) olarak tanımlanması yetersizdir [53,72,255,258]. Deneysel özellikleri tutarlı biçimde açıklayabilmek için  $2p-2h$ ,  $3p-3h...$  gibi daha karmaşık konfigürasyonların hesaba katılması gerekmektedir [53,72,255,258].

PDR'ye ait deneysel verilerin yorumlanmasında Kuaziparçacık Fonon Model (QPM) ile TGI-QRPA da [103] başarıyla kullanılan teorilerdir [100–102]. QPM'de fononlar QRPA çözümlerinden elde edilir ve genellikle bir ya da üç fononlu durumlar dikkate alınmaktadır. Bu yüksek konfigürasyonlarla karışımların fonon durumlarının parçalanmasına neden olduğu bilinmektedir. Öte yandan TGI-QRPA'da tek parçacık hamiltoniyenin kırılan simetrisi başarıyla onarıldığından elde edilen sonuçlar sahte hallerden gelen katkıları içermez ve güvenilirdir. TGI-QRPA'da tek fononlu durumlar dikkate alınmasına rağmen düşük enerji ve GDR bölgesindeki  $E1$  uyarılmalarına ait deneysel gözlemler başarıyla açıklanmaktadır. TGI-QRPA yöntemi ilk defa *Quliyev*

(2018) tarafından yapılan çalışmada bazı deforme ve yarı sihirli çekirdeklerin PDR özelliklerinin incelenmesinde kullanılmıştır. [103]. Takip eden yıllarda deforme çift kütleli  $^{152-162}\text{Gd}$  [45],  $^{154-164}\text{Dy}$  [43] ve  $^{156-170}\text{Er}$  çekirdeklerinin [42] PDR bölgesi TGI-QRPA ile başarıyla incelemiştir.

Burada özetlediğimiz çalışmalardan, PDR ile ilgili deneysel bilgilerin çoğunun kararlı çift-çift çekirdeklerden elde edildiği görülmektedir. Öte yandan 4-9 MeV enerji aralığında bulunan  $E1$  uyarılmalarının nötron fazlalığıyla sıkı bir şekilde ilişkili olduğu da vurgulanmıştır. Bu nedenle PDR'nin doğasını anlayabilmek adına kararlılık çizgisinden uzaktaki çekirdeklerde PDR'nin araştırılması elzemdir.

### 2.3. İzovektör Dev Dipol Rezonans (IVGDR)

#### 2.3.1. IVGDR'nin keşfi ve ilk çalışmalar

Dev rezonansların tarihi, 1937 yılında *W. Bothe* ve *W. Gentner* tarafından bazı çekirdekler için yapılan foto-ayırışma (photo-dissociation) tesir kesiti ölçüm deneyleriyle başlamıştır [1]. Bu deneylerde 600 keV'lik elektrostatik Van de Graaf jeneratörü,  $^7\text{Li}$  ( $p, \gamma$ ) reaksiyonundan 14 MeV ve 17 MeV enerjili fotonlar üretmek için kullanılmıştır. Hedef çekirdeklerden biri olan  $^{65}\text{Cu}$  için elde edilen sonuçlar yaklaşık 17 MeV civarında foto-ayırışma tesir-kesiti değerlerinde büyük bir artış ( $\approx 50$  mb) (rezonans) olduğunu göstermiştir [1]. Bu deneyden yaklaşık bir yıl sonra *N. Bohr*, rezonans yapılarının daha çok tartışılması ve çalışılması gerektiğini, böylece rezonansların kolektif doğasının aydınlatılabileceğini belirtmiştir [263].

1944 yılında *Migdal* protonların nötronlara karşı yaptıkları dipol titreşimlerinin çekirdekte rezonansa neden olacağını teorik olarak açıklamış ve rezonans enerjisi ile tesir kesiti için deneysel veriyle oldukça uyumlu tahminlerde bulunmuştur [2]. Aslında *Migdal* bu çalışması ile GDR'yi teorik olarak ilk kez yorumlamıştır.

1947 yılında *G.C. Baldwin* ve *G.S. Klaiber* birkaç ağır çekirdeğin foto-fisyon tesir kesitini doğrudan gözlemlemiştir [3]. Bu deneyde o zamanlar daha yeni faaliyete geçen ve foto-fisyon deneylerinin gerçekleştirilmesine yetecek kadar yüksek enerjili elektron demetleri üretebilen bir betatron kullanılmış ve böylece nükleer fizik deneylerinde yeni bir çağ açılmıştır. *Baldwin* ve *Klaiber* bu deneyde, uranyum, toryum ve diğer ağır element hedefler üzerine frenleme (bremsstrahlung) foton demeti göndererek onların foto-fisyon tesir kesitini ölçmüştür. Sonuçların analizi, 16 MeV uyarılma enerjisinde yaklaşık 3 MeV genişliğinde belirgin bir maksimum olduğunu göstermiştir. Sadece bir

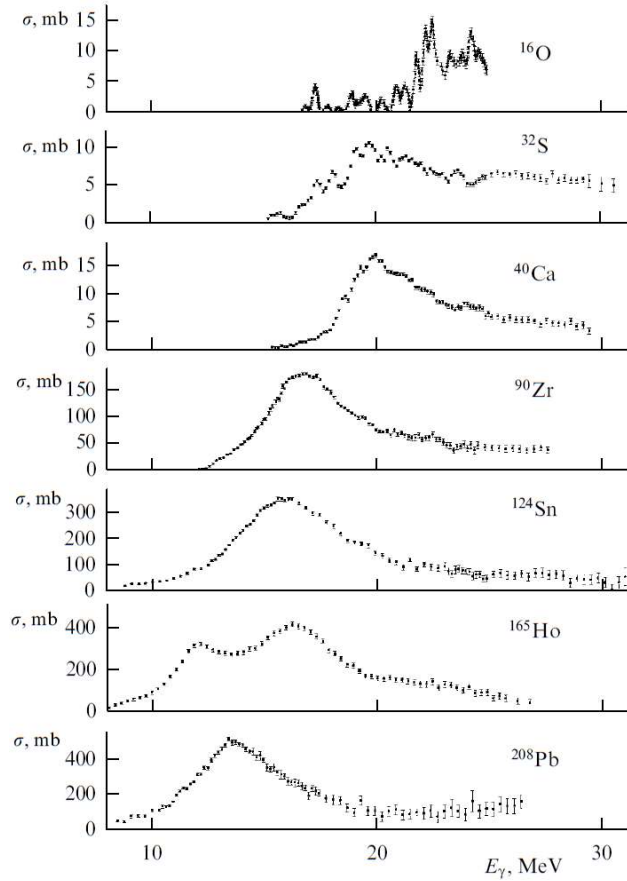
yıl sonra *Baldwin ve Klaiber* 100 MeV enerjili fotonlarla ( $\gamma, n$ ) reaksiyonlarında  $^{12}\text{C}$  ve  $^{63}\text{Cu}$  gibi daha hafif çekirdekler için GDR'nin varlığını doğrulamıştır [4].

*Baldwin ve Klaiber* [3,4] tarafından yapılan deneylerin sonuçları 1948 yılında *M. Goldhaber ve E. Teller* tarafından yorumlanmıştır [5]. *Goldhaber ve Teller*, 10-30 MeV enerji aralığında foto-soğurma tesir kesitlerinin  $E1$  karakterli olduğunu dile getirmişlerdir. Ayrıca protonların nötronlara karşı harmonik salınımlarının rezonans enerjisi ( $E_m$ ) için üç yaklaşım öne sürmüşlerdir [5]:

1. Her proton ve nötron, bir kristalde titreşen iyonlar gibi, denge konumu etrafında salınır.
2. Protonlar ve nötronlar, çekirdeğin sabit yüzeyleri içindeki sıkıştırılabilir sıvılara benzer şekilde birbirlerine göre salınır.
3. Protonlar ve nötronlar birbirlerine göre sert (sıkıştırılmaz) kürelere benzer şekilde salınır.

İlk yaklaşıma göre rezonans enerjisi  $E_m$ , kütle numarası  $A$ 'dan bağımsız; ikinci yaklaşıma göre,  $A^{-1/3}$  ile; üçüncü yaklaşıma göre ise  $A^{-1/6}$  ile orantılıdır. İkinci yaklaşım aynı zamanda 1944 yılında *Migdal* tarafından önerilen modeldir [2]. Bu yaklaşım, daha sonraları *H. Steinwedel ve J.H.D. Jensen* [6] ile *M. Danos* [264] tarafından geliştirilmiştir ve literatürde “Steinwedel-Jensen modeli (SJ modeli)” olarak bilinir. Üçüncü model ise *Goldhaber ve Teller* tarafından geliştirilmiş [5] ve bu model literatüre “Goldhaber-Teller modeli (GT modeli)” olarak geçmiştir. SJ modeline göre rezonans enerjisi  $E_m \approx 75A^{-1/3}$  MeV, GT modeline göre ise rezonans enerjisi  $E_m \approx 45A^{-1/6}$  MeV ile orantılıdır [5,6]. Şekil 2.16'da bazı kararlı çift-çift ve tek kütleli çekirdeklerin foto-soğurma tesir kesitleri için elde edilen deney sonuçları verilmiştir.

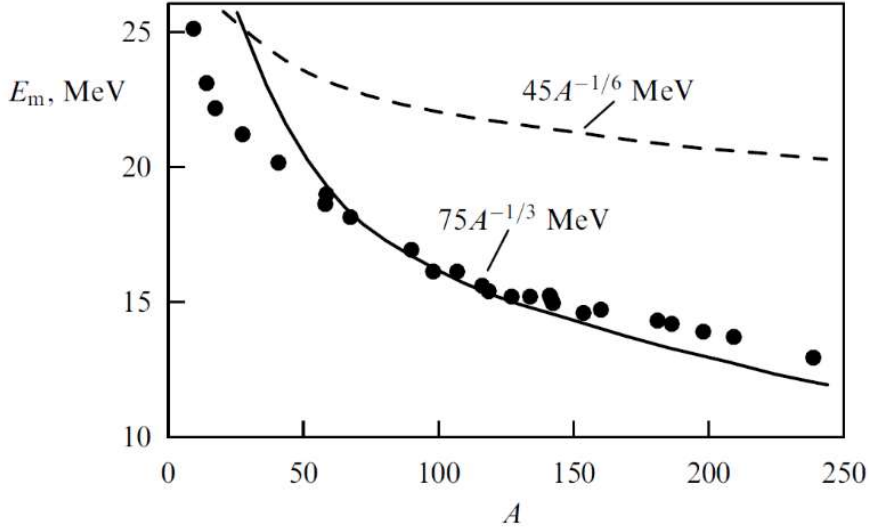




**Şekil 2.16.** Bazı kararlı çift-çift ve tek kütleli çekirdeklerin foto-soğurma tesir kesiti deneylerinin karşılaştırılması [46].

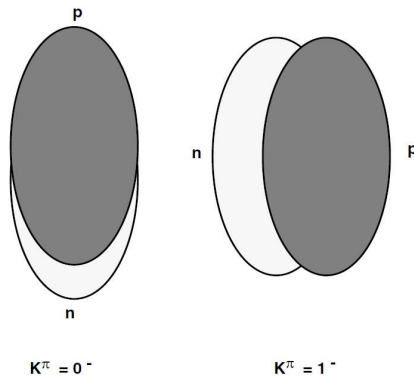
Grafiklerden de net bir şekilde görüldüğü gibi, deneysel rezonans enerjisinin ( $E_m$ ) konumu (GDR pikinin enerji merkezi),  $A$  arttıkça düşük enerjilere doğru kaymaktadır. Bu nedenle *Goldhaber* ve *Teller* tarafından önerilen ilk model geçerliliğini yitirmektedir [5]. Zira Şekil 2.16,  $E_m$ 'nin  $A$ 'ya bağlılığının açık bir tezahürüdür.

Tartışılan diğer iki yaklaşımın tahminlerini yorumlayabilmek adına Şekil 2.17'de deneysel rezonans enerjisi ( $E_m$ ) ile bu iki model kullanılarak hesaplanan rezonans enerjilerinin  $A$ 'ya göre değişim grafiği verilmiştir. Noktalar deneysel verileri, düz çizgi SJ modelini (Migdal modeli) [6] ve kesikli çizgi ise GT modelini [5] temsil etmektedir. Sonuçların SJ modelinin lehine olduğu açıktır. Bu model, özellikle  $A=50$  ile  $A=150$  arasındaki deneysel verileri açıklamada başarılıdır. Bu nedenle, kolektif yaklaşım çerçevesinde, GDR, iki sert nükleon küresinin göreceli salınımı yerine sabit çekirdek yüzeyi içinde sıkıştırılabilir proton ve nötron sıvılarının ters fazlı salınımı olarak ele alınmalıdır [265].



**Şekil 2.17.** Rezonans enerjisi  $E_m$ 'nin  $A$ 'ya bağıllığı [265].

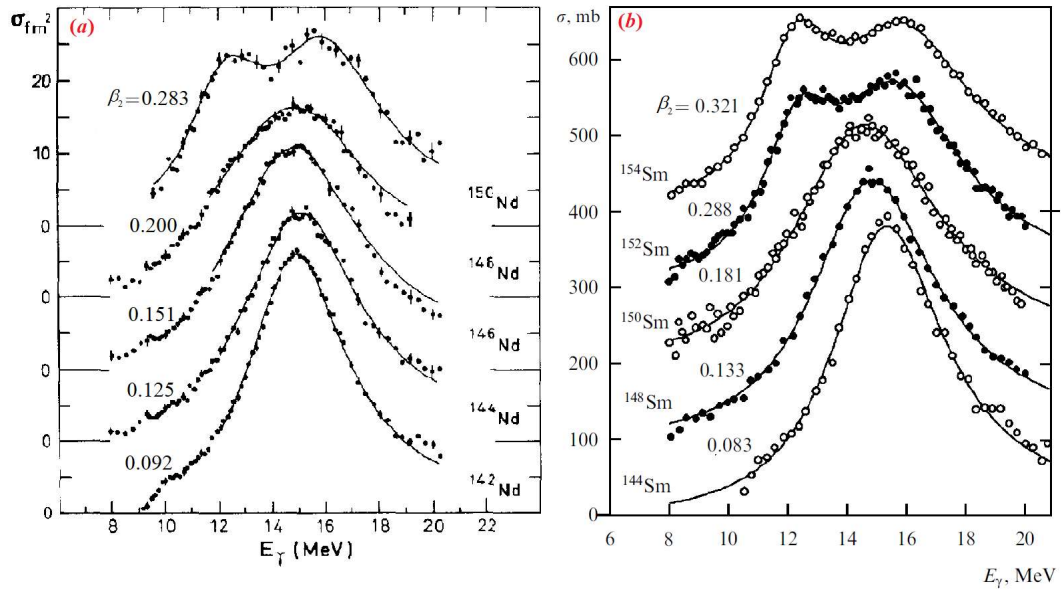
1958 yılında *Danos* [264] ve *Okamoto* [266] bağımsız çalışmalarında taban durumdaki çekirdeğin GDR genişliği ( $\Gamma$ ) ile kuadrupol deformasyon parametresi ( $\beta_2$ ) arasında bir ilişkinin olduğunu saptamışlardır. Bu durum literatürde “*Danos-Okamoto etkisi*” olarak bilinir. Bu etkiye göre, eksenel simetriye sahip deforme çekirdeklere GDR, kuadrupol deformasyonun etkisiyle iki maksimuma ayrılır [46,153,166]. Düşük enerjili maksimum simetri eksenine paralel yöndeki ( $K=0$ ) dipol titreşimlerini, yüksek enerjili maksimum ise simetri eksenine dik yöndeki ( $K=1$ ) dipol titreşimlerini temsil etmektedir [46,153,166] (Şekil 2.18).



**Şekil 2.18.** Deforme çekirdeklere proton-nötron salınım modları.

Danos-Okamoto etkisinin tipik örnekleri Samaryum (Sm) ve Neodimyum (Nd) izotoplarında görülür. Şekil 2.19(a)'da *Carlos vd.* tarafından 1971 yılında çift kütleli  $^{142-150}\text{Nd}$  izotopları için yapılan foto-nükleer tesir kesiti deney sonuçları [144], Şekil 2.19(b)'de ise yine *Carlos vd.* tarafından 1974 yılında çift kütleli  $^{144-154}\text{Sm}$  izotopları için yapılan foto-nükleer tesir kesiti deney sonuçları sunulmuştur [267]. Görüldüğü

gibi kuadrupol deformasyon parametresi büyüdükçe, GDR önce genişlemekte ve daha sonra da iki maksimuma ayrılmaktadır.



**Şekil 2.19.** (a) Çift kütleli  $^{142-150}\text{Nd}$  izotopları için yapılan foto-nükleer tesir kesiti deney sonuçları, (b) Çift kütleli  $^{144-154}\text{Sm}$  izotopları için yapılan foto-nükleer tesir kesiti deney sonuçları [144,267].

Bu ilk çalışmalarla birlikte GDR Dünya çapında büyük ilgi gören nükleer bir özellik haline gelmiştir. GDR araştırmaları betatronlar, senkrotronlar, lineer hızlandırıcılar, mikrotronlar ile 100 MeV'e kadar enerjilere erişilebilen elektron hızlandırıcıların ortaya çıkmasıyla hız kazanmıştır. En aktif ve başarılı deneysel araştırmalar ABD, Kanada, Sovyetler Birliği, Almanya, Fransa, İtalya, Hollanda, Belçika, İsveç, Yugoslavya ve Avustralya'da gerçekleştirilmiştir. Periyodik tablonun her bölgesinden farklı çekirdeklere ilişkin veriler oldukça hızlı bir şekilde elde edilmiş ve bu da GDR'nin atomik çekirdekler için genel bir nükleer olgu olduğunu göstermiştir.

### 2.3.2. Deneysel çalışmalar

Geçmişte yapılan dev rezonans ölçümlerinin çoğunda radyasyon kaynağı olarak, bir hızlandırıcıdan (genellikle bir betatron veya senkrotrondan) çıkan elektron ışınının yüksek Z'li bir hedefe çarpmasıyla üretilen frenleme (bremsstrahlung) ışınları kullanılmıştır [268]. Bu yöntemde, gelen elektron ışınının enerjisi küçük artışlarla adım adım izlenerek bir verim eğrisi oluşturulmakta ve tesir kesiti elde etmek için bu eğrinin analizi yapılmaktadır. Bu durum, hızlandırıcı parametrelerinde büyük bir kararlılık, muazzam sayım istatistikleri, bremsstrahlung akısı ve spektrum bilgisi gerektirmektedir. Bu zorluklara rağmen bu alandaki ilk çalışmalarda oldukça başarılı

ölçümler gerçekleştirilmiştir [269–274]. Bununla birlikte, bu tekniğin temelinde bir dizi sistematik hata mevcuttur ve bunlar, dev rezonansın tepe noktası üzerindeki enerjilere ulaşıldığında büyür [268].

GDR genişliğinin ve yapısının güvenilir bir şekilde belirlemek arzusu, fotonükleer reaksiyon deney düzeneklerinin gelişim sürecini hızlandırmıştır [268]. 1970’li yıllara gelindiğinde fotonükleer reaksiyonların tek-enerjili fotonlar (monoenergetic-photon) ile ölçüldüğü bazı yeni yöntemler tanıtılmıştır [268]. Amaç, monokromatik (hepsi aynı enerjiye veya aynı dalga boyuna sahip) bir x-ışını demeti oluşturmaktır. Tek-enerjili (ya da tek-renkli) fotonları üretme işlemi, geniş bir ışın aralığı içinden sadece belirli bir enerji seviyesini seçme işlemidir. Bunu yapmak için, istenilen enerji seviyesinin dışındaki fotonları engelleyen bir cihaz kullanılır. Bu cihaza genellikle “monokromatör” denir [268]. Bu sayede yalnızca istenilen enerji seviyesine sahip fotonlar hedefe gönderilir, diğer enerji seviyeleri ise engellenir. Bu yeni yöntemlerin kullanılmasıyla çok sayıda bremsstrahlung deneyinin [269–274] alternatif sonuçları oluşmaya başlamış ve GDR hakkında büyük miktarda veri ortaya çıkmıştır. Tek-enerjili fotonların kullanıldığı üç ana yöntem önerilmiş ve geliştirilmiştir. Bunlar, etiketlenmiş foton tekniği (tagged-photon technique), Compton geri saçılma ve hızlı pozitron yok olma tekniğidir [265].

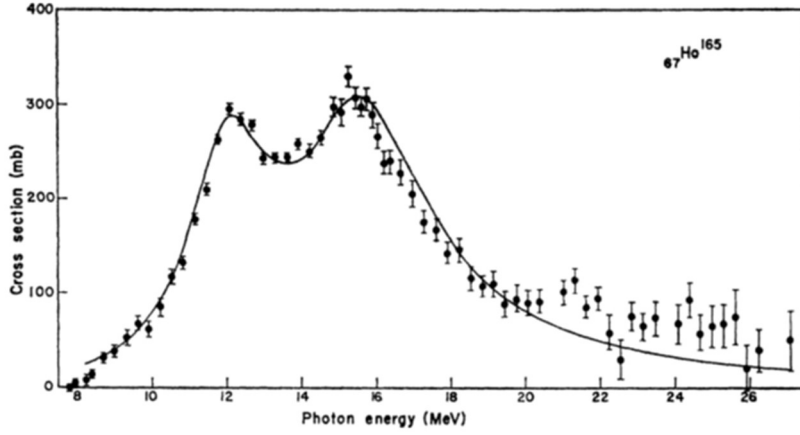
Etiketlenmiş foton tekniği deneyleri Bremsstrahlung Monokromatör’ü adı verilen bir cihaz ile gerçekleştirilmektedir. Bu cihaz frenleme yoluyla üretilen fotonların belirli enerji aralıklarını filtrelemek ve izole etmek için tasarlanmıştır. Hızlandırıcıdan hedef malzemeye gelen foton demetindeki ilk fotonun enerjisi dikkatlice kontrol edilerek ve etkileşimden sonra saçılan fotonların enerjisi ölçülerek, yayılan fotonların (etiketli fotonlar) enerjisi kesin olarak belirlenebilir. “Etiketleme”, gelen fotonların enerjisini ve momentumunu kesin olarak belirlemek anlamına gelir [275–277]. Etiketlenmiş foton tekniği ilk olarak ABD’de bulunan Cornell Üniversitesi’ndeki senkrotron hızlandırıcısı kullanılarak gerçekleştirilmiştir [277]. Daha sonra bu yöntem Illinois Üniversitesi’nde bulunan bir betatron hızlandırıcısında 1962 yılında *O’Connell vd.* tarafından <sup>197</sup>Au çekirdeğinin [276], 1963 yılında *Tipler vd.* tarafından <sup>165</sup>Ho çekirdeğinin [278] foto-soğurma tesir kesiti ölçümlerinde kullanılmıştır. *Kuchnir vd.* 1967 yılında yine aynı tesiste <sup>209</sup>Bi çekirdeğinin 12-16 MeV enerji aralığındaki fotonötron tesir kesitini bu yöntemle ölçmüştür [279]. *Calarco* 1969 yılında doktora tezinde <sup>208</sup>Pb’un [276], *Young* 1972 yılında doktora tezinde <sup>89</sup>Y, <sup>141</sup>Pr, <sup>209</sup>Bi ve

$^{208}\text{Pb}$ 'nin [275] foto-nötron spektrumunu Illinois Üniversitesi'ndeki betatron hızlandırıcısında yine bu tekniği kullanarak ölçmüşlerdir.

Etiketlenmiş foton tekniğinin başlıca dezavantajlarından biri, genellikle parçacıkların etiketli fotonlarla aynı anda tespit edilmesi zorunluluğudur. Birden fazla parçacık (fotonlar veya nötronlar) detektöre kısa bir zaman aralığında ulaşacağından detektörde yığılma meydana gelecek ve bu da ayırt edilmesi zor, üst üste binen sinyallere yol açacaktır [268]. Hızlandırıcının daha uzun süre çalışmasıyla etiketlenmiş foton tekniğinin dezavantajlarının üstesinden gelinebilmektedir. Daha yüksek görev döngüsüne sahip hızlandırıcılar, belirli bir zaman dilimi içinde parçacık tespiti için daha fazla fırsat sağlayarak sayım istatistiklerini iyileştirir ve potansiyel olarak yığılma sorunlarını azaltır [268].

Bir diğer yöntem olan hızlı yok olma tekniği, tek-enerjili fotonların kullanıldığı mevcut tüm yöntemler arasında en çok geliştirilmiş olanıdır. Şüphesiz bu yöntem sayesinde GDR fenomeniyle ilgili birçok sonuca ulaşılmış oldu. Bu yöntemde, hızlı bir pozitron ışını üretilir. İstenilen enerjiye sahip olan bu ışın deney alanına taşınır ve ince, düşük  $Z$ 'li bir hedefe çarptırılır. Böylece ileri yönde tek-enerjili yok etme fotonları üretilir [268]. Tek-enerjili foton üretmek için bu tekniğin kullanılması ilk kez *Tzara* (1957) tarafından önerilmiştir [280]. Yok olma fotonları yardımıyla periyodik tablonun farklı bölgelerinden bir çok çekirdekte  $(\gamma,1n)$ ,  $(\gamma,2n)$ ,  $(\gamma,3n)$  ve  $(\gamma,4n)$  foto-nötron reaksiyonlarının tesir kesitleri hakkında değerli bilgiler elde edilmiştir [265, 268,281]. Tez konusuyla ilişkili olması bakımından burada sadece nadir toprak bölgesi tek-A'lı çekirdeklerinin GDR deneyleri ayrıntıyla ele alınacaktır:

1963 yılında *Bramblett vd.*,  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinin foto-nötron tesir kesitini Kaliforniya Livermore'da bulunan Lawrence Radyasyon Laboratuvarı'nda ölçmüştür [148]. Bu deneyde deforme  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinin iki tepeli yapısı gözlenmiştir (Şekil 2.20). İlk tepe  $E_1 \approx 12,10$  MeV uyarılma enerjisine yerleşmişken, ikinci tepe  $E_1 \approx 15,75$  MeV uyarılma enerjisine yerleşmiştir. Bu tepelerin genişlikleri sırasıyla  $\Gamma_1 \approx 2,65$  MeV ve  $\Gamma_1 \approx 4,4$  MeV'dir.



**Şekil 2.20.** *Bramblett vd.* tarafından 1963 yılında Livermore’da gerçekleştirilen  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinin foto-nötron tesir kesiti deney sonuçları [148].

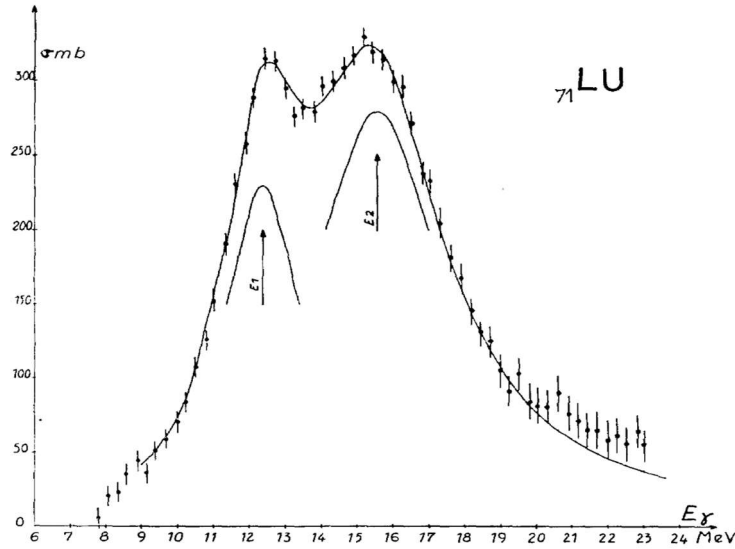
1964 yılında *Bramblett vd.*  $^{159}\text{Tb}$  çekirdeğinin foto-nötron tesir kesiti deneyini gerçekleştirmiştir [147]. Kaliforniya, Livermore’da bulunan Lawrence Radyasyon Laboratuvarında gerçekleştirilen deneyde deforme  $^{159}\text{Tb}$  çekirdeğinin iki tepeli yapısı net bir şekilde elde edilmiştir. İlk tepe  $E_1 \approx 12,2$  MeV uyarılma enerjisindeyken, ikinci tepe  $E_1 \approx 15,6$  MeV uyarılma enerjisine yerleşmiştir. Tepelerin genişlikleri sırasıyla  $\Gamma_1 \approx 2,67$  MeV ve  $\Gamma_1 \approx 4,30$  MeV’dir.

1966 yılında *Bramblett vd.* Livermore’da gerçekleştirdikleri deneyde  $^{141}\text{Pr}$  çekirdeğinin foto-nötron tesir kesitini ölçmüş ve çekirdeğin rezonans yapısını tek-tepeli olarak bulmuştur. Bu tepenin enerjisi  $E_1 \approx 15,16$  MeV, genişliği ise  $\Gamma_1 \approx 4,49$  MeV’dir [143].

1968 yılında *Bergère vd.*, Fransa’da bulunan Paris-Saclay Üniversitesi’ndeki Saclay Araştırma Merkezi’nde  $^{139}\text{La}$ ,  $^{159}\text{Tb}$  ve  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeklerinin foto-nötron tesir kesiti deneylerini gerçekleştirmiştir [141]. Yapılan deney sonuçlarına göre  $^{139}\text{La}$  çekirdeğinin rezonans yapısı tek tepelidir ve bu tepenin uyarılma enerjisi  $E_1 \approx 15,12$  MeV, rezonans enerjisi ise  $\Gamma_1 \approx 4,45$  MeV’dir.  $^{159}\text{Tb}$  ve  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeklerinin rezonans yapısı ise iki tepeli olarak bulunmuştur [141].  $^{159}\text{Tb}$  çekirdeğinde GDR’nin ilk tepesinin uyarılma enerjisi  $E_1 \approx 12,12$  MeV, rezonans genişliği  $\Gamma_1 \approx 3,25$  MeV olarak; ikinci tepesinin uyarılma enerjisi  $E_1 \approx 15,97$  MeV, rezonans genişliği ise  $\Gamma_1 \approx 4,87$  MeV olarak rapor edilmiştir.  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinin GDR’nin ilk tepesinin uyarılma enerjisi  $E_1 \approx 12,07$  MeV, rezonans genişliği  $\Gamma_1 \approx 2,7$  MeV olarak; ikinci tepesinin enerjisi  $E_1 \approx 15,62$  MeV, rezonans genişliği ise

$\Gamma_1 \approx 4,8$  MeV olarak bulunmuştur [141].  $^{159}\text{Tb}$  ve  $^{165}\text{Ho}$  için elde edilen sonuçlar, *Bramblett vd.* (1963) [148] ve *Bramblett vd.* (1964) [147] sonuçlarıyla oldukça benzerdir.

1969 yılında *Bergère vd.* tarafından Saclay'da gerçekleştirilen deneyde  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinin foto-nötron tesir kesiti ölçülmüştür (Şekil 2.21) [149]. Deforme çekirdeklere has bir özellik olan iki tepeli yapı,  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeği için de gözlenmiştir. İlk tepenin enerjisi  $E_1 \approx 12,35$  MeV , rezonans genişliği  $\Gamma_1 \approx 2,7$  MeV ; ikinci tepenin enerjisi  $E_2 \approx 15,52$  MeV , rezonans genişliği ise  $\Gamma_2 \approx 4,5$  MeV olarak bulunmuştur. Deneyde ayrıca doğal Er elementinin foto-soğurma tesir kesiti de ölçülmüştür [149]. Çalışmada ele alınan doğal Er elementi %33,4 oranla  $^{166}\text{Er}$ , %27,1 oranla  $^{168}\text{Er}$ , %22,9 oranla  $^{167}\text{Er}$  ve %14,9 oranla  $^{170}\text{Er}$  izotoplarından oluşmaktadır. Doğal Er elementinin rezonans yapısı iki-tepeli olarak elde edilmiş ve bu tepelerin uyarılma enerjileri sırasıyla,  $E_1 \approx 12,0$  MeV ve  $E_2 \approx 15,45$  MeV , rezonans genişlikleri ise sırasıyla  $\Gamma_1 \approx 2,9$  MeV ve  $\Gamma_2 \approx 5,0$  MeV olarak bulunmuştur.



**Şekil 2.21.** 1969 yılında *Bergère vd.* tarafından Saclay'de ölçülen  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinin foto-nötron tesir kesiti sonuçları [149].

1969 yılında *Berman vd.*, Lawrence Radyasyon Laboratuvarı'nda  $^{153}\text{Eu}$  ve  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeklerinin foto-nötron tesir kesitlerini ölçmüştür, her iki çekirdek için de rezonans yapısını iki-tepeli olarak bulmuşlardır [146].  $^{153}\text{Eu}$  çekirdeğinde GDR'nin ilk tepe enerjisi  $E_1 \approx 12,33$  MeV , rezonans genişliği  $\Gamma_1 \approx 2,75$  MeV olarak; ikinci tepe enerjisi  $E_1 \approx 15,79$  MeV , rezonans genişliği  $\Gamma_1 \approx 5,83$  MeV olarak bulunmuştur.

$^{165}\text{Ho}$  için ise ilk tepenin enerjisi ve rezonans genişliği sırasıyla  $E_1 \approx 12,28 \text{ MeV}$  ve  $\Gamma_1 \approx 2,57 \text{ MeV}$  olarak; ikinci tepenin enerjisi ve rezonans genişliği ise sırasıyla  $E_2 \approx 15,78 \text{ MeV}$  ve  $\Gamma_1 \approx 5,00 \text{ MeV}$  olarak bulunmuştur.  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeği için elde edilen sonuçlar, *Bramblett vd.*, (1963) [148] ve *Bergère vd.* (1968) [141] tarafından elde edilen sonuçlarla uyumludur.

1971 yılında *Beil vd.* Saclay'de  $^{139}\text{La}$  ve  $^{141}\text{Pr}$  çekirdeklerinin foto-nötron tesir kesiti deneyini gerçekleştirmiştir [140]. Her iki çekirdeğin de rezonans yapısı tek tepeli olarak rapor edilmiştir.  $^{139}\text{La}$  çekirdeğinde GDR'nin tepe enerjisi  $E_1 \approx 15,2 \text{ MeV}$ , rezonans genişliği  $\Gamma_1 \approx 4,45 \text{ MeV}$  olarak;  $^{141}\text{Pr}$  çekirdeğinde GDR'nin tepe enerjisi  $E_1 \approx 15,1 \text{ MeV}$ , rezonans genişliği  $\Gamma_1 \approx 4,26 \text{ MeV}$  olarak bulunmuştur. Sonuçlar, *Bergère vd.* (1968) [141] ve *Bramblett vd.* (1966) [143] tarafından yapılan deney sonuçlarıyla uyumludur.

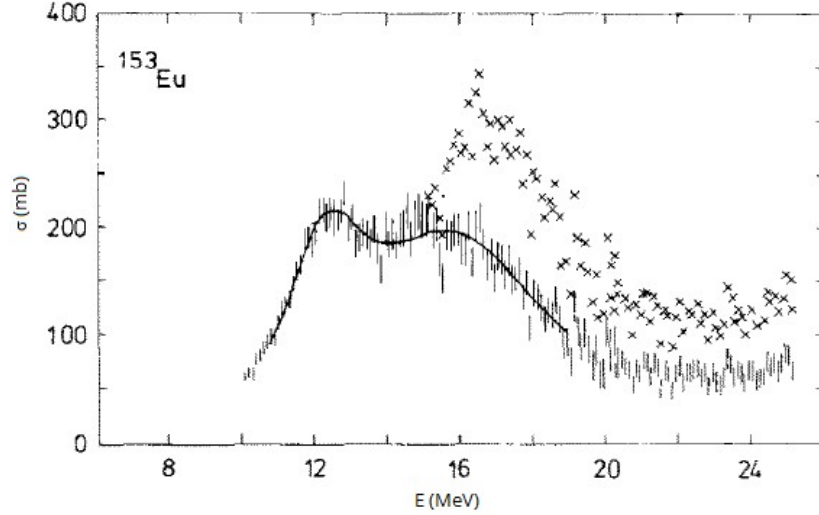
1971 yılında *Carlos vd.*, Saclay Araştırma Merkezi'nde gerçekleştirdikleri deneyde  $^{143,145}\text{Nd}$  çekirdeklerinin foto-nötron tesir kesitini ölçmüşlerdir [144]. GDR'nin tek tepeli yapıya sahip olduğu bu çekirdeklerde tepe enerjileri sırasıyla  $E_1 \approx 15,0 \text{ MeV}$  ve  $E_1 \approx 15,0 \text{ MeV}$  olarak, rezonans genişlikleri ise sırasıyla  $\Gamma_1 \approx 4,50 \text{ MeV}$  ve  $\Gamma_1 \approx 6,5 \text{ MeV}$  olarak bulunmuştur.

1972 yılında *Deague ve Stewart*, Avusturalya'da bulunan Melbourne Üniversitesi'nde  $^{139}\text{La}$  ve  $^{141}\text{Pr}$  çekirdeklerinin foto-nötron tesir kesiti deneyini gerçekleştirmişlerdir [139]. Bu iki çekirdek için yapılan diğer çalışmalarda olduğu gibi [140,141,143,144] bu çalışmada da rezonans yapıları tek tepeli olarak bulunmuştur.  $^{139}\text{La}$  çekirdeğinde GDR'nin tepe enerjisi ve rezonans genişliği sırasıyla  $E_1 \approx 15,2 \text{ MeV}$  ve  $\Gamma_1 \approx 4,6 \text{ MeV}$  olarak;  $^{141}\text{Pr}$  çekirdeğinde GDR'nin tepe enerjisi ve rezonans genişliği ise  $E_1 \approx 15,4 \text{ MeV}$  ve  $\Gamma_1 \approx 3,9 \text{ MeV}$  olarak rapor edilmiştir.

1981 yılında *Gurevich vd.* Rusya Akademi Üniversitesi'nde bulunan Nükleer Araştırma Enstitüsü'nde  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinin foto-soğurma tesir kesiti deneyini gerçekleştirmişlerdir [281].  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinde GDR'nin ilk tepesinin enerjisi ve rezonans genişliği sırasıyla  $E_1 \approx 12,3 \text{ MeV}$  ve  $\Gamma_1 \approx 2,3 \text{ MeV}$  olarak; ikinci tepesinin enerjisi ve rezonans genişliği ise sırasıyla  $E_1 \approx 15,2 \text{ MeV}$  ve  $\Gamma_1 \approx 4,8 \text{ MeV}$  olarak bulunmuştur.



1983 yılında *Boal vd.* Avusturalya'da bulunan Melbourne Üniversitesi'nde  $^{141}\text{Pr}$ ,  $^{151,153}\text{Eu}$  çekirdeklerinin foto-nötron tesir kesitini ölçmüşlerdir [145] (Şekil 2.22).  $^{141}\text{Pr}$  çekirdeği için elde edilen rezonans yapısı tek tepelidir. Bu sonuç  $^{141}\text{Pr}$  çekirdeği için yapılan diğer deneylerle uyumludur [140–144]. *Boal vd.*  $^{141}\text{Pr}$  için GDR'nin tepe enerjisini ve rezonans genişliğini sırasıyla  $E_1 \approx 15,15$  MeV ve  $\Gamma_1 \approx 3,58$  MeV olarak rapor etmiştir. Deneyde  $^{151}\text{Eu}$  için tek tepeli bir yapı elde edilirken,  $^{153}\text{Eu}$  çekirdeği için iki tepeli bir yapı elde edilmiştir.  $^{151}\text{Eu}$  çekirdeğinde GDR'nin tepe enerjisi ve rezonans genişliği sırasıyla  $E_1 \approx 14,36$  MeV ve  $\Gamma_1 \approx 5,10$  MeV ;  $^{153}\text{Eu}$  çekirdeğinde GDR'nin ilk tepe enerjisi  $E_1 \approx 12,28$  MeV , rezonans genişliği  $\Gamma_1 \approx 2,66$  MeV olarak; ikinci tepe enerjisi  $E_1 \approx 15,79$  MeV , rezonans genişliği  $\Gamma_1 \approx 5,83$  MeV olarak bulunmuştur.



**Şekil 2.22.** 1983 yılında *Boal vd.* tarafından Avusturalya'da ölçülen  $^{153}\text{Eu}$  çekirdeğinin foto-nötron tesir kesiti sonuçları [145].

1987 yılında *Berman vd.* Lawrence Livermore Ulusal Laboratuvarında  $^{141}\text{Pr}$  çekirdeğinin foto-nötron tesir kesiti ölçülmüştür. Bu deneyde  $^{141}\text{Pr}$  için elde edilen tek pikli yapının enerjisi  $E_1 \approx 15,19$  MeV , rezonans genişliği  $\Gamma_1 \approx 4,15$  MeV olarak rapor edilmiştir [142].

1950'lerden bu yana periyodik tablonun farklı bölgelerinde yer alan tek ve çift-çift kütleli çekirdekler için yürütülen deneysel çalışmalar, GDR'nin mekanizması ve yapısı hakkında detaylı bilgiler sunmuştur (ayrıntılı derlemeler için bkz. [46,268,282,283]). Bugün GDR'nin periyodik tablodaki tüm çekirdekler için ortak bir nükleer özellik olduğu ve bazı sistematik davranışlar sergilediği bilinmektedir [46]:

- Ağır ve küresel çekirdekler tipik olarak yaklaşık 2,5 MeV'lik dar bir GDR genişliğine sahipken, hafif çekirdekler yaklaşık 5 MeV'lik geniş bir GDR genişliğine sahiptir.
- GDR'ye ait deneysel uyarılma enerjisi, A kütle numarasına bağlı olarak aşağıdaki fonksiyon ile ifade edilebilir:

$$E_x = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{1/6} \text{ MeV}$$

- GDR gücü Thomas-Reiche-Kuhn (TRK) toplam kuralına uyar:

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sigma_{\gamma}(E) dE = 60 \left( \frac{NZ}{A} \right) \text{ MeV} \cdot \text{mb}$$

- GDR küresel çekirdeklerde tek bir tepe noktasına sahipken, prolate ve oblate deformasyona sahip çekirdeklerde iki tepeli, triaxial deformasyonlu çekirdeklerde ise üç tepeli bir yapıya bürünür. İki tepeli yapıda 1. ve 2. piklerin birbirine göre yükseklikleri ve genişlikleri çekirdeğin prolate ve oblate deformasyona sahip olmasına göre farklılık gösterir.

### 2.3.3. Teorik çalışmalar

GDR'nin araştırılması için 20. yüzyılın başlarına kadar geliştirilen teorik yöntemler *J. Speth* (1991) [282], *P.F. Bortignon, A. Bracco ve R.A. Broglia* (1998) [283] ile *M.N. Harakeh ve A. Woude* (2001) [46] tarafından oluşturulan derlemelerde ayrıntılı olarak incelenmiştir. Bu kısımda tez konusu ile ilgili olduğundan sadece deforme çekirdekler için özellikle de son yıllarda yapılan teorik çalışmalara değinilecektir.

2000'li yıllarla birlikte öz uyumlu ve Skyrme kuvvetlerinin hesaba katıldığı modeller GDR uyarılmalarına ait çeşitli özelliklerin araştırılmasında kullanılmaya başlanmıştır. 2005 yılında *Maruhn vd.*  $^{152}\text{Dy}$ ,  $^{188}\text{Os}$  ve  $^{238}\text{U}$  çekirdeklerinde GDR'ye ait foto-soğurma tesir kesitlerini SLy6 ve SkI3 Skyrme parametrelerin kullanıldığı Zamana Bağlı Skyrme-Hartree-Fock (TDHF) yöntemi ile hesaplamışlardır [18]. *Nesterenko vd.* yaptıkları bir dizi çalışmada ise farklı Skyrme kuvvetlerini içeren Öz-Uyumlu Ayrılabilir Rastgele Faz Yaklaşımını (SRPA) kullanarak  $^{154}\text{Sm}$  [11],  $^{238}\text{U}$  [11],  $^{254}\text{No}$  [11],  $^{150}\text{Nd}$  [16],  $^{238}\text{U}$ [16] ve  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeklerinde GDR özelliklerini teorik olarak incelemişlerdir [284]. 2008 yılında *Kleinig vd.* çift kütleli  $^{156,160}\text{Gd}$ ,  $^{166,168}\text{Er}$ ,  $^{170-176}\text{Yb}$ ,  $^{176-180}\text{Hf}$ ,  $^{182-186}\text{W}$ ,  $^{186-192}\text{Os}$ ,  $^{232}\text{Th}$  ve  $^{234-238}\text{U}$  çekirdeklerinin GDR özelliklerini SRPA (SLy6) yardımıyla teorik olarak araştırmışlardır [13]. 2012 yılında *Fracasso vd.*  $^{16}\text{O}$ ,

$^{120}\text{Sn}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{178}\text{Os}$ ,  $^{190}\text{W}$  ve  $^{238}\text{U}$  çekirdeklerinde GDR özelliklerini SLy5 ve T44 Skyrme parametrelerini içeren Skyrme-Hartree-Fock (TDHF) yöntemini kullanılarak hesaplamışlardır [19]. 2021 yılında *Donaldson vd.*  $^{142-150}\text{Nd}$  ve  $^{152}\text{Sm}$  çekirdeklerinin 10-22 MeV enerji bölgesindeki  $E1$  uyarılma özelliklerini Kuaziparçacık-Fonon Model (QPM) ve Skyrme Ayrılabilir Rastgele Faz Yaklaşımı (SSRPA) ile hesaplamışlardır [17]. 2021 yılında *Mennana ve Oulne*  $^{128-164}\text{Sm}$  çekirdeklerinde GDR'yi SLy6, SVbas, SLy5 ve UNEDF1 Skyrme parametrelerini içeren Zamana Bağlı Skyrme-Hartree-Fock (TDHF) yöntemi ile incelemiştir [21].

Yoğunluk Fonksiyon Teorisinin (DFT) nükleer yapı özelliklerine uygulanmasında karşılaşılan bazı önemli zorlukların ortadan kaldırılması söz konusu yöntemin GDR probleminde de kullanılmasına zemin oluşturmuştur. Özellikle 2010'lu yıllarda DFT ile GDR'nin araştırıldığı bir dizi çalışma yapılmıştır. 2011 yılında *Stetcu vd.*  $^{172}\text{Yb}$ ,  $^{188}\text{Os}$  ve  $^{238}\text{U}$  çekirdeklerinde GDR'yi Zamana Bağlı Yoğunluk Fonksiyonel Teorisi (TDDFT) ile [29] ile araştırırken, 2019 yılında *Lalazissis ve Ring*  $^{108-136}\text{Sn}$  ve  $^{208}\text{Pb}$  çekirdeklerinde GDR'ye ait özellikleri Zamana Bağlı Ortak Değişken Yoğunluk Fonksiyonel Teorisi (TDCDFT) [30] yardımıyla hesaplamışlardır.

Bu ana akım modellerin yanında rölativistik etkileşmelerin dikkate alındığı Rölativistik QRPA (RQRPA) 2009 yılında *Paar vd.* [26] tarafından  $^{140}\text{Ce}$  çekirdeğinin, Sonlu Genlik Yöntemi (FAM) QRPA metodu 2016 yılında *Oishi vd.* [32] tarafından çift kütleli  $^{152-164}\text{Gd}$ ,  $^{156-168}\text{Dy}$ ,  $^{162-174}\text{Er}$ ,  $^{168-178}\text{Yb}$ ,  $^{174-184}\text{Hf}$  ve  $^{180-190}\text{W}$  çekirdeklerinin, Zaman Engelleme Yaklaşımı (Time Blocking Approximation–TBA) 2016 yılında *Tselyaev vd.* [38] tarafından  $^6\text{O}$ ,  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{132}\text{Sn}$  ve  $^{208}\text{Pb}$  çekirdeklerinin, Genişletilmiş Kuantum Moleküler Dinamiği (EQMD) 2017 yılında *Wang vd.* [39] tarafından  $^{130-150}\text{Nd}$  ve  $^{134-154}\text{Sm}$  çekirdeklerinin GDR özelliklerinin araştırılmasında kullanılmıştır.

Tezde tek-A'lı çekirdek hamiltoniyeninin kırılan Öteleme ve Galileo simetrilerinin onarılmasında kullanılan Pyatov Yöntemi geçmiş yıllarda çift-çift kütle numaralı çekirdek hamiltoniyeninin kırılan Öteleme ve Galileo simetrilerinin onarılmasında da başarıyla uygulanmış ve TGI-QRPA formüle edilmiştir. TGI-QRPA uzun yıllardır çift-çift kütleli deforme çekirdeklerin özellikle düşük enerjili  $E1$  uyarılmalarının araştırılmasında başarıyla kullanılmaktadır. 2018 yılında *Demirci Saygı* ilk kez TGI-QRPA metodunu kullanarak çift-çift kütleli deforme çekirdeklerin GDR bölgesi uyarılmalarını, toplam kurallarını, seviye yapılarını ve foto-soğurma tesir kesitlerini

hesaplamıştır [166]. Bu çalışmayla birlikte TGI-QRPA'dan son yıllarda çift-çift kütle numaralı çekirdeklerde PDR ve GDR özelliklerinin araştırılmasında da yararlanılmaktadır. Söz konusu metot kullanılarak çift kütleli  $^{142-152}\text{Nd}$  [158],  $^{152-162}\text{Gd}$  [45],  $^{154-164}\text{Dy}$  [43],  $^{156-170}\text{Er}$  [42] çekirdeklerinin PDR ve GDR bölgesine ait ince yapılar ve foto-soğurma tesitleri araştırılmıştır.

### 3. TEK-A'LI DEFORME ÇEKİRDEKLERDE $E1$ UYARILMALARININ İNCELENMESİ

Nükleer çok cisim probleminde ortalama alan yaklaşımı, atom çekirdeğinin yapısı araştırmak için oldukça kullanışlı ve sıklıkla tercih edilen bir yöntemdir [151–153,285]. Bu yaklaşım özellikle model uzayının son derece büyük olduğu ağır çekirdeklerin tanımlanmasında oldukça etkili bir çözüm sunar.

Ortalama alan yaklaşımının çeşitli avantajları olmasına rağmen, bazı dezavantajları da vardır. En önemli dezavantaj, korunum yasalarını ihlal etmesidir [155,165,286–291]. Örneğin, deforme çekirdeklerde ortalama alan yaklaşımı nedeniyle çekirdek hamiltoniyeni dönme ve öteleme işlemi altında değişmez değildir [155]. Goldstone teoremine göre [154] özellikle elektromanyetik geçişler söz konusu olduğunda kendiliğinden meydana gelen bu simetri kırılmaları çekirdeklerin elektromanyetik spektrumuna sahte hallerin karışmasına yol açtığından ciddi problemler oluşturur [165,288–290]. Her ne kadar sahte haller gerçek uyarılmalara tamamen ortogonal olsa da, çekirdek hareketine bağlı değildirler ve sadece bozulan simetrilere bağlı olarak meydana gelirler [286,292]. Bu nedenle güvenilir ve anlamlı sonuçlar elde etmek için çekirdek hareketini temsil eden gerçek titreşimleri bu sahte hallerden ayırmak gerekir.

Bu sorunun üstesinden gelmenin bir yolu grup teorisine dayalı projeksiyon yöntemidir. Bu yöntemde simetri grubu sürekli bir Lie grubundan (öteleme, parçacık numarası, dönme vb.) veya parite içeren ayrı bir gruptan oluşur. Operatörlerin grup teorisi yaklaşımlarını ve Jeneratör Koordinat Yöntemini (GCM) kullanarak oluşturulan projeksiyon teknikleri, ortalama alan dalga fonksiyonlarının bozulan öteleme ve dönme simetrilerini düzeltmeyi ve parçacık sayısını korumayı mümkün kılar [151]. Şimdiye kadar, Rölativistik Enerji Yoğunluk Fonksiyonları (EDF) ile GCM yoluyla açısız momentum projeksiyonu kullanılarak geniş bir aralıktaki çift-çift çekirdeklerdeki düşük enerjili seviyelerin tanımlanmasında büyük başarı elde edilmiştir [293–297]. Son zamanlarda, tek-A'lı çekirdeklerin özelliklerini tanımlamak için parçacık sayısı ile üç eksenli (triaxial) deforme Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) durumlarını yansıtan açısız momentum projeksiyonuna dayalı bir yöntem önerilmiştir [298]. Bu yöntem  $^{25}\text{Mg}$  çekirdeğine uygulanmış ve etkin yükler ya da etkin momentler

dahil edilmeden, hem negatif hem de pozitif pariteli seviyelerin yapısı, statik momentleri ve elektromanyetik geçiş olasılıkları için deneyle tatmin edici bir uyum elde edilmiştir [299]. Yakın zamanlarda  $^{24,25,26}\text{Ne}$ 'nin düşük enerji spektrumları ve  $^{26}\text{Ne}$ 'nin PDR bölgesi özellikleri, açısal momentum projeksiyonunun dahil edildiği Antisimetrik Moleküler Dinamik (AMD) metodu kullanılarak teorik olarak araştırılmıştır. GCM, düşük enerjili kuvvetlere katkıda bulunan büyük genlikli modları verimli bir şekilde tanımlayabilse de küçük genlikli  $1p-1h$  konfigürasyonları içermediğinden  $E1$  güç dağılımını tanımlamakta başarılı değildir. Bununla birlikte,  $1p-1h$  konfigürasyonlarını içeren AMD metodu kullanılarak hesaplanan PDR enerjisi ve gücü deneysel verilerle oldukça uyumludur [300]. Ancak projeksiyon metodunda kullanılan dalga fonksiyonları ve matris elemanları karmaşık yapıda olduklarından elde edilen analitik ifadeler çoğu zaman bazı kabuller yapmayı ve basit yaklaşımlardan yararlanmayı gerekli kılarlar.

Sahte halleri gerçek uyarılmalardan ayırmanın bir başka yolu, atom çekirdeğindeki kolektif uyarılmaları hesaplamak için standart bir yöntem haline gelen QRPA veya onun gelişmiş versiyonu QPNM'i kullanmaktır [301]. Sahte hallerin QPNM'de ortadan nasıl kaldırılabileceğini açıklayan öz uyumlu veya fenomenolojik ortalama alan yaklaşımlarını içeren çeşitli prosedürler literatürde tanıtılmıştır [46,155,184,286,292,302–314]. Fenomonolojik ortalama alan yaklaşımı için önerilen yöntemler arasında *Pyatov* yöntemi, bozulan simetrilerin onarılmasında oldukça basit ve etkili yollardan biridir [155,184,304–306]. Bu yöntemde, nükleer Hamiltoniyenin bozulan simetrileri, evrensel korunum yasalarına göre belirlenen ayrılabilir kuvvetler aracılığıyla onarılır. Bu ayrılabilir kuvvetler, ortalama alan ile öz uyumlu olduğundan etkileşme güç sabitleri sadece ortalama alan parametrelerine bağlıdır ve bu nedenle hesaplamalar ek bir parametre içermez [184,304–306]. Şimdiye kadar bu prosedür hem küresel [155,306,315] hem de deforme çift-çift [121,123,126,232,316] çekirdeklerin bozulan öteleme ve Galileo simetrisinin restorasyonu için kullanılmıştır. Yöntemin genelleştirilmiş bir versiyonu, hem çift-çift [121,123,124,126,156] hem de tek-A'lı [160–162,317,318] deforme çekirdeklerdeki dönme değişmezlik problemine de uygulanmıştır.

### 3.1. Kırılan Simetrilerin Pyatov Yöntemiyle Onarılması

Çekirdek içindeki nükleonların bağımsız hareketini temsil eden tek parçacık hamiltoniyeni ikinci kuantumlanma tasvirinde,

$$H_E = \sum_v E_v a_v^+ a_v \quad (3.1)$$

şeklinde yazılabilir [125,155]. Açısal momentum ( $J$ ), çizgisel momentum ( $p$ ), parçacık sayısı ( $N$ ) gibi korunan herhangi fiziksel bir büyüklük  $F$  operatörü ile tanımlanırsa, bu operatör ikinci kuantumlanma tasvirinde şu şekilde ifade edilir [125,155]:

$$F_\mu = \sum_{vv'} f_{vv'}^{(\mu)} a_v^+ a_{v'} \quad (3.2)$$

(3.1) ve (3.2) ifadelerinde  $E_v$  tek parçacık enerjisi,  $a_v^+$  ( $a_v$ ) parçacık üretme (yok etme) operatörleri,  $f_{vv'}^{(\mu)}$ ,  $F$  operatörünün  $v$ ,  $v'$  durumları arasındaki tek parçacık matris elemanıdır.  $F$  operatörü korunan herhangi bir niceliği temsil ettiğinden  $[H_E, F_\mu] = 0$  olmalıdır [125,155]. Ancak,  $F$  operatörünün matris elemanı köşegen (diagonal) değilse bu komütasyon sıfıra eşit değildir:

$$[H_E, F_\mu] = \sum_{vv'} (E_v - E_{v'}) f_{vv'}^{(\mu)} a_v^+ a_{v'} \neq 0 \quad (3.3)$$

Başka bir değişle,  $H_E$  ifadesi üniter  $U(\varphi) = e^{i\varphi F}$  dönüşüm grubu altında değişmez değildir. Burada  $\varphi$ , grup parametresidir. Örneğin öteleme simetrisi için  $\varphi = \mathbf{R}$  ve  $F = \mathbf{p}$ , dönme simetrisi için ise  $\varphi = \boldsymbol{\theta}$  ve  $F = \mathbf{J}$  halini alır [125,155].

Pyatov yöntemine göre restorasyon kuvveti aşağıdaki gibi seçilebilir:

$$h = -\frac{1}{2\gamma} \sum_\mu [H_E, F_\mu]^+ [H_E, F_\mu] \quad (3.4)$$

(3.4)'deki ayrılabilir efektif etkileşme ifadesini tek parçacık ( $H_E$ ) hamiltoniyenine eklenmesiyle

$$[H_E + h, F_\mu] = 0 \quad (3.5)$$

koşulu sağlanmış olur. (3.4) ifadesi (3.5)'de yerine yazılırsa,

$$[H_E, F_\mu] - \frac{1}{2\gamma} \left\{ \sum_\mu [H_E, F_\mu], [F_\mu, [H_E, F_\mu]] \right\}_+ = 0 \quad (3.6)$$

ifadesi elde edilir. Burada  $\{ \}_+$  antikomütatör,  $\gamma$  restorasyon kuvvetinin güç parametresidir ( $H_E$  ve  $F_\mu$  'nin Hermit operatörleri olduğuna dikkat edilmelidir). (3.6) ifadesinde

$$\left[ F_\mu, \left[ H_E, F_\mu \right] \right] = c = \text{sabit} \equiv \gamma \quad (3.7)$$

olduğunda  $\left[ H_E + h, F_\mu \right] = 0$  koşulunun tam olarak yerine getirileceği açıktır. Genel durumda çift komütasyon her zaman sabit bir sayı olmayabilir. Ancak RPA, QRPA veya QPNM'de kullanılan kuazi-bozon yaklaşımında bu komütasyon bağıntısı

$$\left[ F_\mu, \left[ H_E, F_\mu \right] \right]_{RPA} = \langle \psi_0 | \left[ F_\mu, \left[ H_E, F_\mu \right] \right] | \psi_0 \rangle \quad (3.8)$$

şeklinde QRPA taban durumu (fonon vakumu ( $\psi_0$ )) üzerinden ortalama değerine eşit olduğundan çift komütasyon her zaman  $c$  gibi bir sabite eşit olacak ve (3.6) koşulu sağlanacaktır [125,155].

### 3.2. Öteleme ve Galileo Değişmez Kuaziparçacık-Fonon Nükleer Model (TGI-QPNM)

Tek-A'lı deforme çekirdeklere izovektör  $E1$  uyarılmaları için QPNM hamiltoniyeni en genel haliyle [301];

$$H = H_{sqp} + W_1^{col.} + W_1^{int.} \quad (3.9)$$

şeklinde verilebilir . Burada,

$$H_{sqp} = \sum_{\tau} \sum_{q\rho} \varepsilon_q^{\tau} \alpha_{q\rho}^+(\tau) \alpha_{q\rho}(\tau) \quad (3.10)$$

çekirdekdeki tek-kuaziparçacık hareketini temsil eden ve çiftlenim etkileşimleri ile ortalama alan olarak eksenel simetrik Woods-Saxon potansiyelini içeren tek-kuaziparçacık hamiltoniyendir [301].

$$W_1^{col.} = \sum_{\tau\tau'} \sum_{\mu=0,\pm 1} (2\delta_{\tau\tau'} - 1) \left\{ \kappa_1 \sum_{ss'} r_{ss'}^{\mu\tau'} U_{ss'}^{\tau} g_{ss'}^i (Q_{i\mu} + Q_{i\mu}^+) \sum_{tt'} r_{tt'}^{\mu\tau'} U_{tt'}^{\tau'} g_{tt'}^{i'} (Q_{i'\mu} + Q_{i'\mu}^+) \right\} \quad (3.11)$$

çekirdekte izovektör  $E1$  uyarılmalarını üreten kolektif nükleon hareketini ve



$$W_1^{int.} = \sum_{\tau\tau'} \sum_{\mu=0,\pm 1} (2\delta_{\tau\tau'} - 1) \left\{ \begin{array}{l} \kappa_1 \sum_{ss'} r_{ss'}^{\mu\tau} V_{ss'}^\tau B_{ss'}^\tau \sum_{tt'} r_{tt'}^{\tau'} U_{tt'} g_{tt'}^{\tau'} (Q_{i'\mu} + Q_{i'\mu}^+) + \\ + \kappa_1 \sum_{ss'} r_{ss'}^{\mu\tau} U_{ss'}^\tau g_{ss'}^i (Q_{i\mu} + Q_{i\mu}^+) \sum_{tt'} r_{tt'}^{\mu\tau'} V_{tt'}^{\tau'} B_{tt'}^{\tau'} \end{array} \right\} \quad (3.12)$$

ise tek-kuaziparçacık hareketi ile kolektif titreşimler arasındaki etkileşmeyi ifade etmektedir [301]. (3.10)-(3.12) ifadelerinde  $\tau(\tau') = n, p$  olup,  $ss'$  ve  $tt'$  sırasıyla nötron ve proton tek-parçacık seviyelerinin kuantum sayılarıdır.  $qq'$ , nötron ve proton sistemlerine göre sırasıyla  $ss'$  ve  $tt'$  olur.  $\varepsilon_q^\tau$  kuaziparçacık enerjisidir [301].  $\alpha_{q\rho}^+$  ( $\alpha_{q\rho}$ ) kuaziparçacık üretme (yok etme) operatörleri olup bu ifadede yer alan  $\rho = \pm$  zaman tersinir (time-conjugate) seviyelerini temsil etmektedir.  $\kappa_1$ , izovektör dipol etkileşme güç parametresi,  $r_{qq'} = \langle q | r_1 Y_{1\mu} + (-1)^\mu Y_{1-\mu} | q' \rangle$  dipol operatörünün matris elemanıdır.  $V_{qq'} = u_q u_{q'} - v_q v_{q'}$  ve  $U_{qq'} = u_q v_{q'} + u_{q'} v_q$  terimleri Bogolyubov dönüşüm katsayılarını ( $u_q$  ile  $v_q$ ) içerir.  $B_{qq'} = \sum_\rho \alpha_{q\rho}^+ \alpha_{q'\rho}$  ve  $g_{qq'}^{i\mu} = \psi_{ss'}^{i\mu}(\tau) + \varphi_{ss'}^{i\mu}(\tau)$ 'dir [301]. Ayrıca,

$$Q_{i\mu}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_\tau \sum_{qq'} [\psi_{qq'}^{i\mu}(\tau) A_{qq'}^+(\tau) - \varphi_{qq'}^{i\mu}(\tau) A_{qq'}(\tau)] \quad (3.13)$$

QRPA fononlarıdır ve iki-kuaziparçacık süper pozisyonu olarak tanımlanmaktadır. Bu ifadede

$$A_{qq'}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_\rho \rho \alpha_{q-\rho}^+ \alpha_{q'\rho}^+ \quad , \quad A_{qq'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_\rho \rho \alpha_{q'-\rho} \alpha_{q\rho} \quad (3.14)$$

iki kuaziparçacık operatörleri,  $\psi_{ss'}^i$  ve  $\varphi_{ss'}^i$ , iki-kuaziparçacık genlikleridir.

(3.9) QPNM hamiltoniyeninde yer alan tek kuaziparçacık Hamiltoniyenin ( $H_{sqp}$ ) ortalama alan yaklaşımı nedeniyle sahip olduğu pek çok simetri bozulmaktadır. Örneğin deforme çekirdeklerde tek kuaziparçacık hamiltoniyeni dönme işlemi altında değişmez değildir. Bu durumda ortaya çıkan spin ve paritesi  $1^+$  olan sahte haller  $M1$  uyarılmalarına karışmaktadır. Bir başka örnek olarak çekirdek hamiltoniyenin öteleme simetrisinin ortalama alan yaklaşımı nedeniyle bozulması verilebilir. Bu durumda ortaya çıkan sahte hallerin spin ve pariteleri  $1^-$  olduğundan bunlar da

çekirdeğin  $E1$  uyarılmalarına karışmaktadır. Bu durumda sahte titreşimler gerçek titreşimlerle karışmakta ve teorik sonuçların güvenilirliğini azaltmaktadır.

### 3.2.1. Öteleme değişmezliğin Pyatov yöntemiyle onarılması

Tek-kuaziparçacık Hamiltoniyenin öteleme (translational) değişmezliğinin bozulması sonucu ortaya çıkan sahte haller, çekirdeğin ağırlık merkezinin uzayda ötelenmesine karşı gelmektedir. Öteleme değişmezliğin bozulması nedeniyle toplam çizgisel momentum korunmamaktadır. Diğer bir deyişle,

$$\left[ H_{sqp}, P_{\mu}^{\tau} \right] \neq 0 \quad (3.15)$$

tek-parçacık hamiltoniyeni ile  $\mathbf{P}$  momentum operatörü komut değildir ve sahte  $1^-$  titreşimleri gerçek titreşimlere karışmaktadır [213]. *Pyatov* yöntemine göre bozulan öteleme değişmezliği restore etmek için ayrılabilir efektif etkileşme ifadesi

$$h_{\Theta} = -\frac{1}{2g} \sum_{\tau} \sum_{\mu=0, \pm 1} \left[ H_{sqp}, P_{\mu}^{\tau} \right]^+ \left[ H_{sqp}, P_{\mu}^{\tau} \right] \quad (3.16)$$

şeklinde seçilir.  $\mu=0$  değeri  $K=0$  uyarılmalarına,  $\mu=\pm 1$  değeri  $K=1$  uyarılmalarına karşılık gelir.  $h_{\Theta}$  ifadesi (3.15)'deki tek parçacık hamiltoniyenine eklenirse bozulan öteleme simetrisi restore edilmiş olur [213]:

$$\left[ H_{sqp} + h_{\Theta}, P_{\mu}^{\tau} \right] = 0 \quad (3.17)$$

Nükleonların çizgisel momentumunu temsil eden  $P_{\mu}^{\tau}$  operatörünün kuaziparçacık  $\otimes$  fonon tasvirindeki ifadesi aşağıdaki biçimdedir:

$$P_{\mu}^{\tau}(\tau) = \sum_{qq'} p_{qq'} M_{qq'} B_{qq'} + \sum_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} w_{qq'}^{i\mu} (Q_{i\mu}^+ - Q_{i\mu}) \quad (3.18)$$

Burada  $p_{qq'} = \langle q | p_{\mu} | q' \rangle$  lineer momentum operatörünün küresel bileşenlerinin ( $\mu$ ) tek parçacık matris elemanı,  $M_{qq'} = u_q u_{q'} + v_q v_{q'}$  ve  $L_{qq'} = u_q v_{q'} - u_{q'} v_q$  olarak verilir, burada  $u_s$  ile  $v_s$  Bogolyubov dönüşüm katsayıları,  $w_{qq'}^{i\mu} = \psi_{ss'}^i(\tau) - \phi_{ss'}^i(\tau)$ 'dir [301]. Denklem (3.16)'daki komütasyonlar

$$\left[ H_{sqp}, P_{\mu}^{\tau} \right] = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'}^{(-)} p_{qq'} M_{qq'} B_{qq'} + \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'}^{\tau} L_{qq'} g_{qq'}^{i\mu} (Q_{i\mu}^+ + Q_{i\mu}) \quad (3.19)$$

$$\left[ H_{sqp}, P_\mu^\tau \right]^+ = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'}^{(-)} p_{qq'} M_{qq'} B_{qq'} + \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'}^\tau L_{qq'} \mathcal{G}_{qq'}^{i\mu} (Q_{i\mu}^+ + Q_{i\mu}) \quad (3.20)$$

şeklinde elde edilir. Burada  $\varepsilon_{qq'}^{(-)}(\tau) = \varepsilon_{qq'}^\tau - \varepsilon_{qq'}^\tau$ 'dur. (3.16) ifadesindeki  $\mathcal{G}$ , öteleme restorasyon kuvvetinin etkileşme güç sabitidir ve

$$\mathcal{G}_\mu = \sum_\tau \left\langle \psi_{K_0}(\tau) \left[ P_\mu^+(\tau), [H_{sqp}, P_\mu(\tau)] \right] \psi_{K_0}(\tau) \right\rangle \quad (3.21)$$

komütasyon bağıntısıyla belirlenir. (3.22)'de  $\psi_{K_0}$  ilgilenilen tek-A'lı çekirdeğin taban durum dalga fonksiyonudur ve  $\psi_0$  fonon vakumu olmak üzere  $\psi_{K_0} = \alpha_{K_0}^+(\tau) |\psi_0\rangle$  şeklinde tek kuaziparçacık olarak alınır. (3.21) ifadesindeki çift katlı komütasyon çözümlenerek, taban durum dalga fonksiyonu üzerinden beklenen değeri alınırsa  $\mathcal{G}_\mu$  ifadesi

$$\mathcal{G}_\mu = 2 \sum_\tau \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'}^\tau p_{qq'}^2(\tau) L_{qq'}^2(\tau) \quad (3.23)$$

olarak bulunur [301].

### 3.2.2. Galileo değişmezliğin Pyatov yöntemiyle onarılması

Simetri bozulmalarıyla ilgili bir diğer problem, çiftlenim potansiyellerinin Galileo dönüşümleri altında değişmez kalmamasından ileri gelmektedir [153]. Oysa parçacıklar arasındaki tüm etkileşmeler göreceli hızlara bağlıdır ve Galileo dönüşümlerine göre değişmez olmalıdır. Süperakışkan modelde çiftlenim etkileşmesi hıza bağlı olmasına rağmen nükleonların durağan halde çiftler oluşturduğu varsayımından dolayı lokal Galileo değişmezliğin bozulması söz konusudur [213]. Çiftlenim potansiyelinin Galileo değişmezliğinin bozulması nedeniyle

$$\left[ U_\Delta^\tau, R_\mu^\tau \right] \neq 0 \quad (3.24)$$

çiftlenim potansiyeli  $U_\Delta^\tau$  ile çekirdek kütle merkezi yer konum vektörü  $R_\mu^\tau$  komut değildir. Pyatov yöntemine göre bozulan Galileo değişmezliği restore etmek için ayarlanabilir efektif etkileşme ifadesi [213]

$$h_\Delta = -\frac{1}{2\beta} \sum_\tau \sum_{\mu=0,\pm 1} \left[ U_\Delta^\tau, R_\mu^\tau \right]^+ \left[ U_\Delta^\tau, R_\mu^\tau \right] \quad (3.25)$$

şeklinde seçilir.  $h_\Delta$  ifadesi (3.24)'deki çiftlenim potansiyeline eklenirse bozulan Galileo simetrisi restore edilmiş olur:

$$\left[ U_\Delta^\tau + h_\Delta, R_\mu^\tau \right] = 0$$

Burada çiftlenim potansiyeli

$$U_\Delta^\tau = -\frac{\Delta_\tau}{2} \left[ \Gamma^+ + \Gamma \right] \quad (3.26)$$

ve

$$\Gamma^+ = \sum_v a_v^+ a_v^+ \quad , \quad \Gamma = \sum_v a_v^- a_v^- \quad (3.27)$$

şeklinindedir. Öte yandan  $R_\mu$  kütle merkezi (*c.m.*) koordinat vektörüdür ve kuaziparçacık  $\otimes$  fonon tasvirindeki ifadesi aşağıdaki biçimindedir:

$$R_\mu^\tau = \sum_{qq'} r_{qq'} V_{qq'} B_{qq'} + \sum_{qq'} r_{qq'} U_{qq'} \mathcal{G}_{qq'}^{i\mu} (Q_{i\mu}^+ + Q_{i\mu}) \quad (3.28)$$

Denklem (3.25)'teki komütasyonlar

$$\left[ U_\Delta^\tau, R_\mu^\tau \right] = -\sum_\tau \Delta_\tau \sum_{qq'} r_{qq'}^\tau L_{qq'} (\mathfrak{B}_{qq'} - \mathfrak{D}_{qq'}^+) + \sum_\tau \Delta_\tau \sum_{qq'} r_{qq'}^\tau M_{qq'} \mathcal{W}_{qq'} (Q_{i\mu}^+ - Q_{i\mu}) \quad (3.29)$$

$$\left[ U_\Delta^\tau, R_\mu^\tau \right]^+ = -\sum_\tau \Delta_\tau \sum_{qq'} r_{qq'}^\tau L_{qq'} (\mathfrak{B}_{qq'}^+ - \mathfrak{D}_{qq'}) + \sum_\tau \Delta_\tau \sum_{qq'} r_{qq'}^\tau M_{qq'} \mathcal{W}_{qq'} (Q_{i\mu} - Q_{i\mu}^+) \quad (3.30)$$

şeklinde elde edilir. Burada iki kuaziparçacık operatörleri

$$\mathfrak{B}_{qq'} = \alpha_{\bar{q}}^+ \alpha_{\bar{q}'} \quad , \quad \mathfrak{D}_{qq'} = \alpha_q^+ \alpha_{q'} \quad (3.31)$$

$$\mathfrak{B}_{qq'}^+ = \alpha_{\bar{q}'}^+ \alpha_{\bar{q}} \quad , \quad \mathfrak{D}_{qq'}^+ = \alpha_{q'}^+ \alpha_q$$

şeklinindedir. (3.25) ifadesindeki  $\beta$ , Galileo restorasyon kuvvetinin etkileşme güç sabitidir ve

$$\beta_\mu = \sum_\tau \langle \psi_{K_0}(\tau) \left[ R_\mu^+(\tau), [U_\mu^\tau, R_\mu(\tau)] \right] \psi_{K_0}(\tau) \rangle \quad (3.32)$$

komütasyon bağıntısıyla belirlenir [301]. İfadedeki çift katlı komütasyon çözümlenerek, taban durum dalga fonksiyonu üzerinden beklenen değeri alınırsa  $\beta_\mu$  ifadesi

$$\beta_\mu = 2 \sum_\tau \Delta_\tau \sum_{qq'} r_{qq'}^2(\tau) M_{qq'} U_{qq'} \quad (3.33)$$

olarak bulunur [301].

### 3.2.3. TGI-QPNM'de özdeğer ve özfonksiyon probleminin çözümü

Tek-A'lı deforme çekirdeklerin  $E1$  özelliklerinin teorik olarak araştırılmasında kullanılan (3.9) QPNM hamiltoniyenine  $h_\Theta$  ve  $h_\Delta$  etkin restorasyon kuvvetleri eklenirse TGI-QPNM hamiltoniyeni [301]

$$H = H_{sqp} + W_1^{col.} + W_1^{int.} + h_\Theta + h_\Delta \quad (3.34)$$

şeklinde yazılır. Böylece bozulan öteleme ve Galileo simetrisi onarılmış olur. Tek-A'lı bir çekirdek için QPNM dalga fonksiyonu tek-kuaziparçacık ve kuaziparçacık $\otimes$ fonon bileşenlerinden oluşur [150,164,301]:

$$\psi_K^j(\tau) = \left\{ N_K^j(\tau) \alpha_K^+(\tau) + \sum_{i\mu} \sum_v G_j^{i\mu\nu} \alpha_v^+(\tau) Q_{i\mu}^+ \right\} |\psi_0\rangle \quad \mu = 0, \pm 1 \quad (3.35)$$

Burada  $\psi_0$  kor çekirdeğinin taban durum dalga fonksiyonu,  $N_K^j$  ve  $G_j^{i\mu\nu}$  sırasıyla tek-kuaziparçacık ve kuaziparçacık $\otimes$ fonon karışım genlikleridir. (3.35) dalga fonksiyonu [150,164,301]

$$\langle \psi_K^j(\tau) | \psi_K^j(\tau) \rangle = (N_K^j)^2 + \sum_{i\mu} \sum_v (G_j^{i\mu\nu})^2 = 1 \quad (3.36)$$

normalizasyon (birimleme) koşuluna uymaktadır.  $\psi_K^j$  dalga fonksiyonu üzerinden (3.34) hamiltoniyenin beklenen değeri alınırsa aşağıdaki ifade elde edilir:

$$\begin{aligned} \langle \psi_K^j(\tau) | \psi_K^j(\tau) \rangle = & 2(N_K^j)^2 \varepsilon_K^\tau + \sum_{i\mu} \sum_v (G_j^{i\mu\nu})^2 (\omega_i + \varepsilon_v^\tau) + \\ & 2N_K^j \sum_{i\mu} \sum_v G_j^{i\mu\nu} \left\{ 4\kappa_1 \frac{1}{N_\tau} r_{Kv}^\tau V_{Kv} W_{qq'}^{i\mu} - \frac{2}{g} \varepsilon_{Kv}^{(-)} p_{Kv}^\tau M_{Kv} G_{qq'}^{i\mu} + \frac{2}{\beta} \Delta_\tau r_{Kv}^\tau L_{Kv} D_{qq'}^{i\mu} \right\} \end{aligned} \quad (3.37)$$

Burada

$$W_{qq'}^{i\mu} = \tau_z (W_{ss'}^{i\mu} - W_{tt'}^{i\mu}) \quad , \quad G_{qq'}^{i\mu} = G_{ss'}^{i\mu} + G_{tt'}^{i\mu} \quad , \quad D_{qq'}^{i\mu} = D_{ss'}^{i\mu} + D_{tt'}^{i\mu} \quad (3.38)$$

ve

$$W_{qq'}^{i\mu} = \frac{1}{N_\tau} \sum_{qq'} r_{qq'}^\tau U_{qq'} g_{qq'}^{i\mu}, \quad G_{qq'}^{i\mu} = \sum_{qq'} \varepsilon_{ss'} p_{qq'}^\tau L_{qq'} g_{qq'}^{i\mu}, \quad D_{qq'}^{i\mu} = \Delta_\tau \sum_{qq'} r_{qq'}^\tau M_{qq'} w_{qq'}^{i\mu} \quad (3.39)$$

kısaltmaları yapılmıştır.  $\tau_z$  ifadesi nötron sistemi için  $\tau_z = 1$ , proton sistemi içinse  $\tau_z = -1$  değerini alır. Bulunan beklenen değer (3.37) ve dalga fonksiyonunun normalizasyon koşulu (3.36) kullanılarak varyasyon prensibi (Lagrange Çarpanlar Metodu) [150,164,301]

$$\delta \left\{ \langle \psi_K^j(\tau) | H | \psi_K^j(\tau) \rangle - \langle \psi_{K_0}(\tau) | H | \psi_{K_0}(\tau) \rangle - \eta_K^j \left[ (N_K^j)^2 + \sum_{i\mu} \sum_{j,\nu} (G_j^{i\mu\nu})^2 - 1 \right] \right\} = 0 \quad (3.40)$$

uygulanırsa,

$$P(\eta_K) \equiv \varepsilon_K^\tau - \eta_K^\tau - \sum_{i\mu} \sum_{\nu} \frac{(2\tau_z \kappa_1 N_\tau^{-1} r_{K\nu}^\tau V_{K\nu} \bar{\mathcal{L}}_i - \varepsilon_{K\nu}^{(-)} p_{K\nu}^\tau M_{K\nu} + \Delta_\tau r_{K\nu}^\tau L_{K\nu} \mathcal{L}_i)^2}{\omega_{i\mu} Y_{i\mu} (\omega_{i\mu} + \varepsilon_\nu^\tau - \eta_K^\tau)} = 0 \quad (3.41)$$

seküler denklemi elde edilir [301]. Seküler denklemin kökleri ( $\eta_K^j, j=1,2,3,\dots$ ) tek kütle numaralı çekirdeğin uyarılmış durum enerjilerini verir. Burada

$$\mathcal{L}_i = \frac{\omega_{i\mu} (\tilde{F} S_\Delta - M \Upsilon_\Delta)}{S_\Delta \Upsilon_\Delta + \tilde{F} (\beta - \tilde{K})}, \quad \bar{\mathcal{L}}_i = \frac{1}{2\kappa_1} \frac{S_\Delta^2 + (\beta - \tilde{K}) M}{S_\Delta \Upsilon_\Delta \omega_{i\mu} + \omega_{i\mu} \tilde{F} (\beta - \tilde{K})} \quad (3.42)$$

$$S_\Delta = S_\Delta^n + S_\Delta^p, \quad M = M_n + M_p, \quad \Upsilon_\Delta = \Upsilon_n - \Upsilon_p, \quad \tilde{K} = K_n + K_p$$

$$\tilde{F} = \frac{\tilde{M}}{\omega_{i\mu}^2}, \quad \tilde{M} = \left( \frac{1}{N} M_n - \frac{1}{Z} M_p \right) \quad (3.43)$$

ve

$$K_\tau = 2\Delta_\tau^2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'}^2 M_{qq'}^2}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_{i\mu}^2)}, \quad S_\Delta^\tau = 2\Delta_\tau \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} M_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_{i\mu}^2)} \quad (3.44)$$

$$\Upsilon_\tau = 2\Delta_\tau \frac{1}{N} \sum_{qq'} \frac{r_{qq'}^2 U_{qq'} M_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_{i\mu}^2)}, \quad M_\tau = 2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 r_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} U_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_{i\mu}^2)}$$

şeklindedir.  $\omega_{i\mu}$  kor çekirdeğin  $I^\pi=1^-$  fonon enerjilerini temsil etmektedir ( $i$  fonon numarası). Normalizasyon şartı ile seküler denklem kullanılarak  $N_K^j$  ve  $G_j^{i\mu\nu}$  genlikleri için aşağıdaki ifadeler elde edilebilir:

$$(N_K^j)^{-2} = 1 + \sum_{i\mu} \sum_v \left( \frac{2\tau_z N_\tau^{-1} \kappa_1 r_{Kv} V_{Kv} \overline{\mathcal{E}}_i - \varepsilon_{Kv}^{(-)} p_{Kv} M_{Kv} + \Delta_\tau r_{Kv} L_{Kv} \mathcal{E}_i}{\omega_{i\mu} Y_{i\mu} (\omega_{i\mu} + \varepsilon_v^\tau - \eta_K^\tau)} \right)^2 \quad (3.45)$$

$$G_j^{i\mu\nu} = -N_K^j \left\{ \frac{2\tau_z N_\tau^{-1} r_{Kv} V_{Kv} \overline{\mathcal{E}}_i - \varepsilon_{Kv}^{(-)} p_{Kv} M_{Kv} + \Delta_\tau r_{Kv} L_{Kv} \mathcal{E}_i}{\sqrt{\omega_{i\mu} Y_{i\mu} (\omega_{i\mu} + \varepsilon_v^\tau - \eta_K^\tau)}} \right\} \quad (3.46)$$

### 3.2.4. TGI-QPNM'de elektrik özellikleri

Deforme çekirdeklere (3.35) dalga fonksiyonu ile ifade edilen iç hareket ve  $D(\theta_e)$  ( $\theta_e$  Euler açıları olmak üzere) ile temsil edilen nükleer dönme hareketi elektromanyetik moment oluşturmaktadır. Bu nedenle tek-A'lı deforme çekirdeklerin elektromanyetik geçiş özelliklerini hesaplamak için bu iki hareketten gelen katkıları içeren tam dalga fonksiyonunun kullanılması gerekmektedir. Tam dalga fonksiyonu [153]

$$\Psi_{MK}^I(\theta_e, K) = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left[ D_{MK}^I(\theta_e) \psi_K(K+) + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I(\theta_e) \psi_K(K-) \right] \quad (3.47)$$

kullanılarak indirgenmiş elektromanyetik multipol geçiş ifadesi en genel haliyle

$$B(\Pi\lambda \uparrow; I_0 K_0 \rightarrow IK) = \left| \langle I_0 K_0 \lambda K - K_0 | IK \rangle \langle \psi_K | M(\Pi\lambda, K - K_0) | \psi_{K_0} \rangle \right. \\ \left. + (-1)^{I_0+K_0} \langle I_0 - K_0 \lambda K + K_0 | IK \rangle \langle \psi_K | M(\Pi\lambda, K + K_0) | \psi_{K_0} \rangle \right|^2 \quad (3.48)$$

şeklinde elde edilir.  $K > 1/2$  olan tek-A'lı bir çekirdeğin taban durumundan uyarılmış durumlarına  $E1$  geçişleri için bu ifade

$$B(E1 \uparrow; I_0 K_0 \rightarrow IK) = \langle I_0 K_0 1\mu | IK \rangle^2 \langle \psi_K^j(\tau) | M(E1, \mu) | \psi_{K_0}(\tau) \rangle^2 \quad \mu = 0, \pm 1 \quad (3.49)$$

olarak yazılabilir. Burada  $\langle I_0 K_0 1\mu | IK \rangle$  ve  $\langle \psi_K^j | M(E1, \mu) | \psi_{K_0} \rangle$  sırasıyla taban halden uyarılmış duruma geçiş için Clebsch-Gordon katsayısı ve bu geçişler için elektrik dipol operatörünün beklenen değeridir.  $I_0 K_0$  ve  $IK$  ise sırası ile taban durum ve uyarılmış durumların kuantum sayılarıdır. Elektrik dipol operatörü kuaziparçacık-fonon tasvirinde

$$M(E1, \mu) = -\frac{1}{2} \sum_{\tau} e_{eff}^{\tau} \left\{ \sum_{qq'} r_{qq'}^{\mu, \tau} V_{qq'}^{\tau} B_{qq'}^{\tau} + \sum_{i\mu} \sum_{qq'} r_{qq'}^{\mu, \tau} U_{qq'}^{\tau} g_{qq'}^{i\mu} (Q_{i\mu} + Q_{i\mu}^+) \right\} \quad (3.50)$$

şeklinde yazılabilir. (3.49) ifadesinde yer alan  $\langle \psi_K^j | M(E1, \mu) | \psi_{K_0} \rangle$  beklenen değeri

$$\langle \psi_K^j | M(E1, \mu) | \psi_{K_0} \rangle = \sum_{\tau} e_{eff}^{\tau} N_K^j(\tau) N_{K_0}^j(\tau) r_{KK_0}^{\tau} V_{KK_0} + N_{K_0}^j \sum_{i\mu} G_j^{i\mu K_0} \sum_{\tau} e_{eff}^{\tau} \sum_{qq'} r_{qq'}^{\tau} U_{qq'}^{\tau} g_{qq'}^{i\mu} \quad (3.51)$$

bulunur. (3.49)'de yerine yazılırsa tek-A'lı bir çekirdek için TGI-QPNM bazında taban durumdan uyarılmış durumlara  $E1$  geçişlerini veren ifade

$$B(E1 \uparrow; I_0 K_0 \rightarrow IK) = \frac{\langle I_0 K_0 1\mu | IK \rangle^2}{4} \left| e_{eff}^{\tau} N_K^j(\tau) N_{K_0}(\tau) r_{KK_0}^{\mu, \tau} V_{KK_0} + N_{K_0}(\tau) \sum_{i\mu} G_j^{i\mu K_0} \sum_{\tau} \sum_{qq'} e_{eff}^{\tau} r_{qq'}^{\tau} U_{qq'}^{\tau} g_{qq'}^{i\mu} \right|^2 \quad (3.52)$$

olarak elde edilir [301]. Bu ifade tek-A'lı bir çekirdekte taban durumdan uyarılmış duruma geçiş olasılıklarını verir.  $e_{eff}^{\tau}$  ifadesi efektif yük olarak ifade edilir ve nötron sistemi için  $e_{eff}^n = -Z/A$ , proton sistemi için ise  $e_{eff}^p = N/A$  olur [301]. Burada N, Z ve A sırasıyla çekirdeğin nötron sayısı, proton sayısı ve kütle numarasıdır.

### 3.3. Deforme Çekirdeklerin Tamamlayıcı Özellikleri

#### 3.3.1. Radyasyon genişlikleri

Geçiş olasılıklarının yanı sıra  $E1$  uyarılmalarına ait diğer önemli fiziksel büyüklükler  $\Gamma(E1)$  elektrik dipol ve  $\Gamma^{red}(E1)$  indirgenmiş elektrik dipol radyasyon genişlikleridir. Tek-A'lı deforme çekirdeklerle yapılan deneylerde parite tayini mümkün olmadığından  $E1$  ve  $M1$  uyarılmaları birbirinden ayrıştırılamamaktadır [150,301]. Bu nedenle tek-A'lı deforme çekirdekte  $E1$  radyasyon genişlikleri ve indirgenmiş değerleri sırasıyla

$$g\Gamma(E1) = 1.0467 \times E_{\gamma}^3 \times B(E1 \uparrow) (e^2 fm^2 \times 10^{-3}) \quad [meV] \quad (3.53)$$

$$g\Gamma^{red}(E1) = 1.0467 \times B(E1 \uparrow) (e^2 fm^2 \times 10^{-3}) \quad [meV MeV^{-3}] \quad (3.54)$$



ile hesaplanır. Burada  $g = \frac{2J_0 + 1}{2J + 1}$ ,  $J_0$  taban durum ve  $J$  uyarılmış durum spinlerine bağlı olan istatistiksel faktördür [150,301].

### 3.3.2. Foto-soğurma tesir kesitleri

GDR'nin ortaya çıktığı enerjilerde seviye yoğunluğu çok fazla olduğundan gözlenen seviyelerin ince yapısını deneysel olarak tespit etmek şu an için mümkün değildir. Bu nedenle GDR bölgesine ait deney sonuçları dipol geçişlerinin dağılımları hakkında bilgi veren foto-soğurma tesir kesitleri ile verilir. Söz konusu durumu dikkate alarak tek-A'lı deforme çekirdeklerin GDR bölgesindeki E1 geçişleri için foto-soğurma tesir kesitleri TGI-QPNM bazında elde edilen güç fonksiyonları ile hesaplanmıştır. Güç fonksiyonu

$$b(\Pi \uparrow, n) = \sum_j B(\Pi \uparrow) \rho_\Delta(n - n_j) \quad (\Pi = M1 \text{ veya } E1) \quad (3.55)$$

olarak verilmektedir [319]. Burada

$$\rho_\Delta(n - n_j) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{n^2 + \Delta^2/4} \quad (3.56)$$

Lorentz fonksiyonu,  $\Delta$  (MeV) ise Lorentz parametresidir. GDR için önemli bir fiziksel nicelik olan foto-soğurma tesir kesitleri ( $\sigma_{E1}$ ) güç fonksiyonu yardımıyla

$$\sigma_{E1} = 0.4025 \times n_j \times b(E1 \uparrow, n) \quad (3.57)$$

bağıntısından hesaplanabilir [319]. Burada  $\sigma_{E1}$  mb,  $n_j$  MeV ve  $b(E1 \uparrow, n)$   $fm^2 MeV^{-1}$  birimlerindedir.

### 3.3.3. İntegrali alınmış tesir kesitleri

GDR'ye ait deneysel verilerin yorumlanmasında önemli araçlardan biri de integrali alınmış tesir kesitleridir [319]. Bu değerler, modelden bağımsız tahminlerle karşılaştırılabilmektedir. Farklı kattan integrali alınmış tesir kesitleri, toplam foto-soğurma tesir kesitlerinin  $k$ 'inci momentiyle doğrudan ilişkilidir [319]:

$$\sigma_k = \int_{E_{min.}}^{E_{max.}} E^k \sigma_\gamma(E) dE = \frac{16\pi^3 e^2}{9\hbar c} \sum_j E_j^{k+1} B_j(E1 \uparrow; I_0 K_0 \rightarrow I_f K_f) \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.58)$$

Burada  $E_{max}$ . ve  $E_{min}$ . sırasıyla ilk ve son enerjileri (integral sınırlarını) temsil etmektedir.

**a) Sıfıncı moment ( $\sigma_0$ ) (Thomas-Reiche-Kuhn (TRK) toplam kuralı)**

Thomas-Reiche-Kuhn (TRK) toplam kuralı, enerjiye göre integrali alınmış  $E1$  foto-soğurma tesir kesitleridir ve

$$\sigma_0 = \int_{E_{min.}}^{E_{max.}} \sigma_{\gamma}(E) dE = 60 \left( \frac{NZ}{A} \right) \text{MeV} \cdot \text{mb} \quad (3.59)$$

şeklinde ifade edilir [268,319]. Burada  $N$ ,  $Z$  ve  $A$  sırasıyla çekirdeğin nötron sayısı, proton sayısı ve kütle numarasıdır.

**b) Birinci moment ( $\sigma_{-1}$ ) (Bremsstrahlung ağırlıklı tesir kesiri)**

Bremsstrahlung ağırlıklı tesir kesiti olarak da bilinen integrali alınmış tesir kesitinin birinci momentini

$$\sigma_{-1} = \int_{E_{min.}}^{E_{max.}} \sigma_{\gamma} E^{-1}(E) dE \propto A^{4/3} \quad (3.60)$$

şeklinindedir [268,319]. Bu eşitliğe Bremsstrahlung ağırlıklı tesir kesiti denmesinin temel nedeni Bremsstrahlung spektrumunun enerji bağımlılığının sıklıkla  $1/E$  ile tahmin edilmesidir [268]. Öte yandan integrali alınmış tesir kesitinin birinci momentini  $A^{4/3}$  ile orantılıdır.

**c) İkinci moment ( $\sigma_{-2}$ ) (Elektrik dipol polarizabilitesi)**

Nükleer dipol polarizabilite (polarizasyon kabiliyeti) ( $\alpha_D$ ) ve simetri enerjisi ( $a_{sim}$ ) ile bağlantılı olan integrali alınmış tesir kesitinin ikinci momentini,

$$\sigma_{-2} = \int_{E_{min.}}^{E_{max.}} \sigma_{\gamma} E^{-2}(E) dE = \frac{\pi^2 e^2}{20 \hbar c} \frac{R^2 A}{a_{sim}} = \frac{2\pi^2}{\hbar c} \alpha_D \quad (3.61)$$

ile tanımlanabilir [268,319]. Burada  $R$ , nükleer yarıçaptır.

#### 4. SAYISAL SONUÇLAR

Bu bölümde, analitik ifadeleri bir önceki kısımda verilen mikroskobik TGI-QPNM yöntemi kullanılarak nadir toprak bölgesinde yer alan  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$  tek-A'lı deforme çekirdeklerinin 2-20 MeV enerji aralığındaki  $E1$  uyarılma özellikleri incelenmiştir.

İlk adım olarak, TGI-QPNM hesaplamalarının temelini oluşturan tek parçacık uzayını elde edebilmek için, nötron ve proton tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları aksel simetrik Woods-Saxon potansiyelinin çözümünden bulunmuştur [320]. Bu potansiyelde, ölçülen  $B(E2)$  elektrik kuadrupol geçiş ihtimallerinden elde edilen kuadrupol deformasyon parametreleri ( $\beta_2$ ) kullanılmıştır [321]. Bir sonraki adımda, nükleonlar arasındaki çiftlenimler BCS (Bardeen, Cooper, and Schrieffer) yaklaşımıyla hesaba katılarak Bogolyubov Kanonik Dönüşümleri ile parçacık uzayından kuaziparçacık uzayına geçilmiştir. Bu dönüşüm işleminde Lipkin-Nogami eşleştirme modeli [322] ile hesaplanan çiftlenim parametreleri ( $\Delta_\tau$ ) ile *V.G. Soloviev* tarafından önerilen prosedüre göre belirlenen kimyasal potansiyeller ( $\lambda_\tau$ ) kullanılmıştır [285]. Hesaplamalarda kullanılan izovektör dipol-dipol etkileşme güç parametresi ( $\chi_1$ ) *Pyatov ve Salamov*'un 1977 yılındaki çalışmasına uygun olarak  $\chi_1=250-400 A^{-5/3}\text{fm}^{-2}\text{MeV}$  aralığında seçilmiştir [155].  $\chi_1$ 'in bu değerlerinin hem küresel [155,315] hem deforme çift-çift kütle numaralı [42–45,119–123,125,126,158,159] çekirdeklere gözlenen  $E1$  uyarılmalarını başarılı bir biçimde açıkladığı geçmiş yıllarda yapılan çalışmalarda ortaya konmuştur.

Tablo 4.1'de çalışmada ele alınan çekirdekler için taban durum spin-pariteleri ( $K^\pi$ ), Nilsson kuantum sayıları ( $[Nn_zA]\Sigma$ ), kuadrupol deformasyon parametreleri ( $\beta_2$ ), nötron ve proton BCS çiftlenim parametreleri ( $\Delta_n$  ve  $\Delta_p$ ), kimyasal potansiyeller ( $\lambda_n$  ve  $\lambda_p$ ) ile izovektör dipol-dipol etkileşme güç parametreleri ( $\chi_1$ ) verilmiştir.

**Tablo 4.1.**  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin  $E1$  hesaplamalarında kullanılan taban durum spin-pariteleri, Nilsson konfigürasyonları, kuadrupol deformasyon parametreleri, çiftlenim etkileşme sabitleri, kimyasal potansiyelleri ve izovektör dipol-dipol etkileşme güç parametreleri.

Çekirdek	$K^\pi[\text{Nn}_z\Lambda]\Sigma$	$\beta_2$ [321]	$\Delta_n$ [MeV]	$\Delta_p$ [MeV]	$\lambda_n$ [MeV]	$\lambda_p$ [MeV]	$\chi^1$ [ $A^{-5/3}\text{fm}^{-2}\text{MeV}$ ]
$^{161}\text{Dy}$	$5/2^+ [642] \uparrow$	0,3360(13)	0,937	1,039	-7,754	-6,810	300
$^{163}\text{Dy}$	$5/2^- [523] \downarrow$	0,3391(27)	0,913	1,034	-7,387	-7,397	300
$^{165}\text{Ho}$	$7/2^- [523] \uparrow$	0,3486(21)	0,919	1,023	-7,006	-7,974	300
$^{167}\text{Er}$	$7/2^+ [633] \uparrow$	0,3396(26)	0,950	1,090	-7,522	-6,712	400
$^{169}\text{Tm}$	$1/2^+ [411] \downarrow$	0,3361(13)	0,903	0,994	-7,092	-7,274	300
$^{175}\text{Lu}$	$7/2^+ [404] \downarrow$	0,3226(44)	0,874	0,983	-6,701	-7,097	250

$^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$  çekirdekleri için elde edilen sayısal sonuçlar tezin amacına uygun olarak iki kısımda sunulmuştur.

İlk kısımda, ele alınan çekirdeklerin düşük enerji bölgesinde (2–4 MeV) yer alan  $E1$  uyarılma özelliklerine ait teorik sonuçlara yer verilerek mevcut deneysel veriyle karşılaştırma yapılmıştır. Daha önceki bölümlerde de sık sık değinildiği gibi tek-A'lı çekirdekler ile gerçekleştirilen NRF deneylerinde anizotropik açısal dağılımlardan dolayı parite tayini mümkün olmadığından [129]  $M1$  ve  $E1$  uyarılmaları birbirinden ayrıştırılamamakta ve deneysel veriler her iki dipol geçişinden de katkılar içermektedir. Bu durum göz önüne alındığında deneysel veriler ile gerçekçi bir karşılaştırma yapabilmek adına, bu kısımda,  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$  çekirdekleri için TGI-QPNM ile hesaplanan  $E1$  geçiş özelliklerinin yanı sıra, Dönme Değişmez Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (RI-QPNM) ile hesaplanan  $M1$  geçiş özelliklerine de yer verilmiştir. RI-QPNM'in genel formülizasyonu Ref [164,323]'te ayrıntılı olarak verilmiş ve tek-A'lı deforme çekirdeklerde gözlenen  $M1$  uyarılmalarını açıklamadaki başarısı yakın geçmişte yapılan çalışmalarda elde edilen sonuçlarla kanıtlanmıştır [160–163,301,317,318,324–327].

İkinci kısımda ise  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin yüksek enerji bölgesindeki ( $E \geq 4$  MeV)  $E1$  uyarılma özellikleri ele alınmıştır. Deforme çekirdeklerde  $E1$  uyarılmalarının 4-9 MeV enerji aralığında Cüce Dipol Rezonansı (PDR), 9-20 MeV enerji aralığında ise Dev Dipol Rezonansı (GDR) meydana getirdiği göz önüne alınarak ele alınan çekirdeklerin yüksek enerjili  $E1$  uyarılmalarına ait sayısal veriler 4-9 MeV ve 9-20 MeV enerji aralıkları için ayrı ayrı sunulmuştur. Elde edilen sonuçlar mevcut deneysel veriyle kıyaslanarak yorumlanmıştır.

#### 4.1. Düşük Enerji Bölgesindeki $E1$ Uyarılmalarının Araştırılması (2–4 MeV)

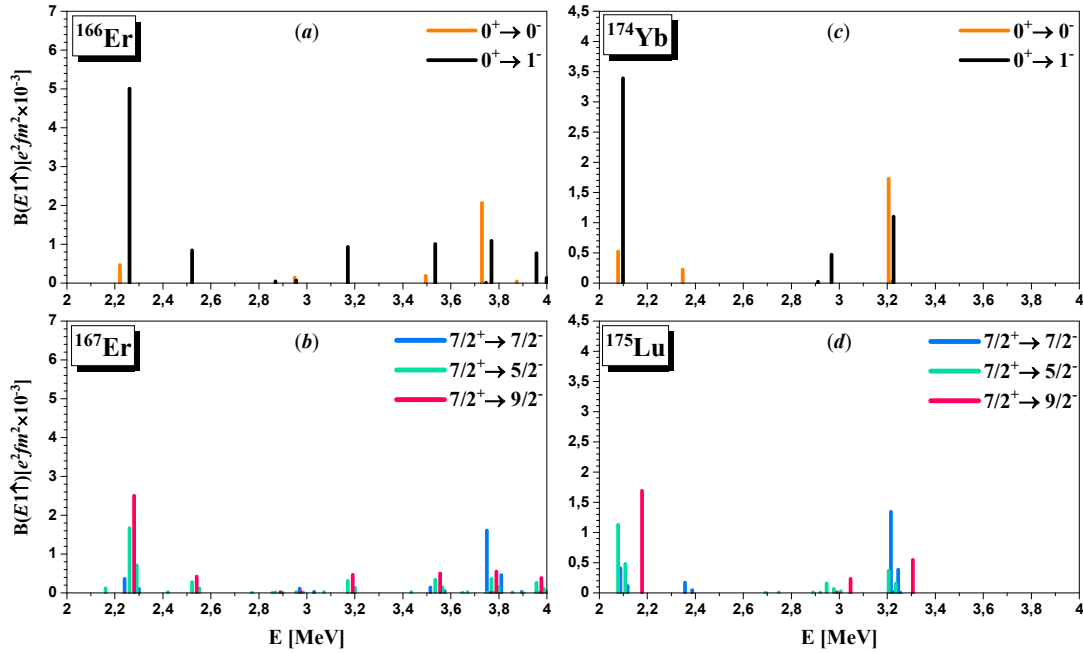
Bu kısımda tek-A'lı  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  deforme çekirdeklerinin düşük enerji bölgesine ait  $E1$  özellikleri için TGI-QPNM ile elde edilen sayısal sonuçlar sunulmuştur.

Mikroskobik TGI-QPNM'de korun dışında kalan tek nükleon korun  $1^-$  fononlarıyla etkileşir. Bu nedenle tek-A'lı çekirdeklerin uyarılma seviyeleri hesaplanırken komşu çift-çift çekirdeklerinin (kor çekirdeğinin)  $I^\pi K = 1^-1$  fononları kullanılır. Tek-A'lı çekirdek ile komşu çift-çift kütleli çekirdeğin spektrumlarının karşılaştırılması, tek-A'lı çekirdeğin  $E1$  uyarılmalarına ait karakteristiklerin araştırılmasında bilgi verici olabilir. Örnek olarak Şekil 4.1'de  $^{167}\text{Er}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin düşük enerjili  $E1$  spektrumları  $^{166}\text{Er}$  ve  $^{174}\text{Yb}$  kor çekirdeklerinin düşük enerjili  $E1$  spektrumları ile karşılaştırılmıştır. Şekil 4.1 (a) ve (c)'de  $^{166}\text{Er}$  ve  $^{174}\text{Yb}$  çekirdeklerinin 2–4 MeV enerji aralığında TGI-QRPA kullanılarak  $\Delta K = 0$  ve  $\Delta K = \pm 1$  uyarılmaları için hesaplanan  $B(E1)$  indirgenmiş geçiş ihtimalleri sırasıyla turuncu ve siyah düz çizgiler ile gösterilmiştir (TGI-QRPA modeli için ayrıntılı bilgilere Ref [103,126,158,166,213]'ten ulaşılabilir). Şekil 4.1 (b) ve (d)'de ise  $^{167}\text{Er}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin  $K^\pi = 7/2^-$ ,  $K^\pi = 5/2^-$  ve  $K^\pi = 9/2^-$  seviyeleri için 2–4 MeV enerji aralığında TGI-QPNM kullanılarak hesaplanan  $B(E1)$  indirgenmiş geçiş ihtimalleri sırasıyla mavi, yeşil ve pembe renkteki düz çizgiler ile gösterilmiştir.

Şekil 4.1'den de görüldüğü gibi tek-A'lı çekirdekler ile onlara komşu çift kütleli çekirdeklerin dipol güçlerinin karşılaştırılmasında en dikkat çekici durum, tek-A'lı çekirdeğin  $E1$  spektrumunun kor çekirdeğinkine göre daha fazla parçalanmış olmasıdır. Açıkça görülmektedir ki çift-çift çekirdekte belli bir enerjide ortaya çıkan  $E1$  gücü, tek-A'lı çekirdeğe geçildiğinde hemen hemen aynı enerjide ortaya çıkmaktadır. Ancak  $E1$  operatörünün çiftlenim özelliklerinden dolayı söz konusu  $E1$  gücü birbirine çok yakın enerjilerdeki seviyelerce paylaşılmaktadır [326]. Tek-A'lı çekirdeklerin dipol spektrumlarının karakteristik özelliklerinden olan aşırı parçalanmayı meydana getiren mekanizmayı detaylı olarak açıklamak faydalı olacaktır:

Tek-A'lı çekirdekte  $E1$  operatörünün  $\Delta K = \pm 1$  dalı,  $\{K_0, I_0 = K_0\}$  taban durumundan kuantum sayıları  $\{(K_0 - 1, I_0 - 1), (K_0 - 1, I_0), (K_0 - 1, I_0 + 1),$

$(K_0 + 1, I_0 + 1)$  olan uyarılma seviyeleri ile birleşir. Böylece çift çekirdeklerdeki  $E1$  geçişleri komşu tek-A'lı çekirdekte dört farklı  $E1$  seviyesi tarafından paylaşılır [150].  $\Delta K = 0$  dalına ait  $E1$  gücü ise  $\{(I_0, K_0), (I_0 + 1, K_0)\}$  olan iki  $E1$  seviyesi tarafından taşınır [150]. Bu durumu birkaç sayısal örnekle ele alalım:



**Şekil 4.1.**  $^{167}\text{Er}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin 2–4 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile elde edilen  $E1$  spektrumlarının,  $^{166}\text{Er}$  ve  $^{174}\text{Yb}$  çekirdeklerinin aynı enerji aralığında TGI-QRPA ile elde edilen  $E1$  spektrumları ile karşılaştırılması.

$^{166}\text{Er}$  çekirdeğinin  $E = 2,26$  MeV uyarılma enerjisinde,  $\Delta K = 1$  dalına ait  $B(E1 \uparrow) = 5,01 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$  büyüklüğündeki  $E1$  gücü  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinde  $E = 2,26$  MeV 'deki  $I_f^\pi K_f = 5/2^- 5/2$ ,  $E = 2,29$  MeV 'deki  $I_f^\pi K_f = 7/2^- 5/2$ ,  $E = 2,16$  MeV 'deki  $I_f^\pi K_f = 9/2^- 5/2$  ve  $E = 2,28$  MeV 'deki  $I_f^\pi K_f = 9/2^- 9/2$  seviyeleri arasında sırasıyla  $B(E1 \uparrow) = 1,67 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ ,  $B(E1 \uparrow) = 0,71 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ ,  $B(E1 \uparrow) = 0,12 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$  ve  $B(E1 \uparrow) = 2,5 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$  olacak şekilde paylaşılmıştır.

$^{166}\text{Er}$  çekirdeğinde  $\Delta K = 0$  dalına ait,  $E = 3,77$  MeV uyarılma enerjisinde bulunan ve büyüklüğü  $B(E1 \uparrow) = 2,07 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$  olan bir  $E1$  gücü, tek-A'lı  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinde  $E = 3,77$  MeV ve  $E = 3,81$  MeV uyarılma enerjilerinde bulunan  $I_f^\pi K_f = 7/2^- 7/2$  ile

$I_f^\pi K_f = 9/2^- 7/2$  durumları arasında sırasıyla  $B(E1 \uparrow) = 1,61 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$  ve  $B(E1 \uparrow) = 0,46 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$  olacak şekilde paylaşılmıştır.

$^{174}\text{Yb}$  çekirdeğinin  $\Delta K = 1$  dalına ait en büyük  $E1$  geçiş ihtimali  $B(E1 \uparrow) = 3,39 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$  gücü ile  $E = 2,1$  MeV uyarılma enerjisinde ortaya çıkmaktadır. Tek-A'lı  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğine geçildiğinde bu güç,  $I_f^\pi K_f = 5/2^- 5/2$ ,  $I_f^\pi K_f = 7/2^- 5/2$ ,  $I_f^\pi K_f = 9/2^- 5/2$  ve  $I_f^\pi K_f = 9/2^- 9/2$  durumları arasında sırasıyla  $B(E1 \uparrow) = 1,13 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ ,  $B(E1 \uparrow) = 0,48 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ ,  $B(E1 \uparrow) = 0,08 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$  ve  $B(E1 \uparrow) = 1,70 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$  olacak şekilde paylaşılır. Bu durumların yerleştiği enerjiler sırasıyla,  $E = 2,08$  MeV,  $E = 2,11$  MeV,  $E = 1,88$  MeV ve  $E = 2,18$  MeV'dir.

$^{174}\text{Yb}$  çekirdeğinde  $\Delta K = 0$  dalına ait  $E = 3,21$  MeV uyarılma enerjisinde  $B(E1 \uparrow) = 1,73 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$  olarak hesaplanan  $E1$  gücü,  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinde  $E = 3,22$  MeV'deki  $I_f^\pi K_f = 7/2^- 7/2$  ve  $E = 3,24$  MeV'deki  $I_f^\pi K_f = 9/2^- 7/2$  durumlarına sırasıyla  $B(E1 \uparrow) = 1,34 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$  ve  $B(E1 \uparrow) = 0,39 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$  olacak şekilde dağılmıştır.

Şekil 4.1 tek-A'lı çekirdeklerde  $E1$  uyarılmalarının ortaya çıkmasında esas etkenin kor fononları ile tek kalan nükleonun çiftlenimi olduğunu ve bu çiftlenimde tek kalan nükleonun adeta bir seyirci rolü üstlendiğini ortaya koymaktadır. Esasen kor dışında kalan tek nükleon bu etkileşmeler ile oluşan  $E1$  gücünü dağıtmakla görevlidir. Şekil 4.1'deki sonuçlar kor çekirdeğinin  $E1$  spektrumuna bakarak, komşu tek kütleli çekirdeğinin spektrumu üzerine tahminde bulunmanın mümkün olduğunu göstermektedir [164].

Tablo 4.2'de tez kapsamında incelenen  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  deforme çekirdeklerinin 2–4 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan seviye yapıları verilmiştir. İlk sütun çekirdek isimlerini, sonraki üç sütun sırasıyla çekirdeklerin uyarılma durumlarını, uyarılma enerjilerini,  $E1$  geçiş ihtimallerini ve bunların seviye yapılarını göstermektedir. Karşılaştırma yapabilmek adına Tablo 4.2'nin son dört sütununda ele alınan tek-A'lı çekirdeklerin korlarına ait uyarılma enerjileri,  $E1$  geçiş ihtimalleri, uyarılma durumlarının fonon yapıları verilmiştir.

**Tablo 4.2.**  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinde 2–4 MeV enerji aralığındaki  $E1$  uyarılma seviyelerinin mikroskobik yapısı. İlk sütun çekirdek isimlerini, sonraki üç sütun sırasıyla uyarılma durumlarını, uyarılma enerjilerini,  $E1$  geçiş ihtimallerini ve bu uyarılma durumlarının seviye yapılarını göstermektedir. Son dört sütunda ise sırasıyla kor çekirdeklerinin uyarılma enerjileri,  $E1$  geçiş ihtimalleri, bu uyarılmaları oluşturan fononların iki kuaziparçacık yapısı ve dalga fonksiyonlarına katkısı (%) verilmiştir.

Çekirdek	Tek Çekirdek				Kor Çekirdek			
	$I_f^\pi K_f$	$E_j$ [MeV]	$B(E1 \uparrow) \cdot 10^{-3}$ [ $e^2 \text{fm}^2$ ]	$\% (G_i^{i\mu\nu})^2 [Nn_z \Lambda] \Sigma \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$	$\omega_i$ [MeV]	$B(E1 \uparrow) \cdot 10^{-3}$ [ $e^2 \text{fm}^2$ ]	İki Kuaziparçacık Yapısı	(%)
$^{161}\text{Dy}$	3/2 <sup>-</sup> 3/2	1,97	2,33	% 99,9 [642] $\uparrow \otimes Q_1^{(11)}$	1,98 <sub>1</sub>	6,99	<i>nn</i> 523 $\downarrow$ -642 $\uparrow$	99,9
	5/2 <sup>-</sup> 3/2	2,06	1,00					
	7/2 <sup>-</sup> 3/2	1,78	0,17					
	7/2 <sup>-</sup> 7/2	2,08	3,47					
	5/2 <sup>-</sup> 5/2	2,99	1,15	% 99,9 [642] $\uparrow \otimes Q_2^{(10)}$	2,98 <sub>2</sub>	1,61	<i>pp</i> 532 $\uparrow$ -413 $\downarrow$	99,9
	7/2 <sup>-</sup> 5/2	3,02	0,46					
	3/2 <sup>-</sup> 3/2	3,46	1,73	% 99,9 [642] $\uparrow \otimes Q_7^{(11)}$	3,47 <sub>7</sub>	5,19	<i>nn</i> 532 $\downarrow$ -651 $\uparrow$	99,9
	5/2 <sup>-</sup> 3/2	3,55	0,74					
	7/2 <sup>-</sup> 3/2	3,27	0,12					
	7/2 <sup>-</sup> 7/2	3,57	2,58					
$^{163}\text{Dy}$	3/2 <sup>+</sup> 3/2	2,52	0,64	% 99,9 [523] $\downarrow \otimes Q_3^{(11)}$	2,51 <sub>3</sub>	1,72	<i>nn</i> 521 $\downarrow$ -651 $\uparrow$	99,9
	5/2 <sup>+</sup> 3/2	2,54	0,28					
	7/2 <sup>+</sup> 3/2	2,32	0,05					
	7/2 <sup>+</sup> 7/2	2,62	0,97					
	3/2 <sup>+</sup> 3/2	3,00	1,00	% 99,9 [523] $\downarrow \otimes Q_5^{(11)}$	3,00 <sub>5</sub>	3,39	<i>pp</i> 532 $\uparrow$ -413 $\uparrow$	99,9
	5/2 <sup>+</sup> 3/2	3,02	0,43					
	7/2 <sup>+</sup> 3/2	2,80	0,07					
	7/2 <sup>+</sup> 7/2	3,10	1,49					
	5/2 <sup>+</sup> 5/2	3,04	1,14	% 99,9 [523] $\downarrow \otimes Q_2^{(10)}$	3,02 <sub>2</sub>	1,66	<i>pp</i> 532 $\uparrow$ -413 $\downarrow$	99,9
	7/2 <sup>+</sup> 5/2	3,07	0,46					



**Tablo 4.2. (Devamı)**  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinde 2–4 MeV enerji aralığındaki  $E1$  uyarılma seviyelerinin mikroskobik yapısı. İlk sütun çekirdek isimlerini, sonraki üç sütun sırasıyla uyarılma durumlarını, uyarılma enerjilerini,  $E1$  geçiş ihtimallerini ve bu uyarılma durumlarının seviye yapılarını göstermektedir. Son dört sütunda ise sırasıyla kor çekirdeklerinin uyarılma enerjileri,  $E1$  geçiş ihtimalleri, bu uyarılmaları oluşturan fononların iki kuaziparçacık yapısı ve dalga fonksiyonlarına katkısı (%) verilmiştir.

Çekirdek	Tek Çekirdek				Kor Çekirdek								
	$I_f^z K_f$	$E_j$ [MeV]	$B(E1 \uparrow) \cdot 10^{-3}$ [ $e^2 \text{ fm}^2$ ]	$\% (G_i^{i\mu\nu})^2 [Nn_z \Lambda] \Sigma \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$	$\omega_i$ [MeV]	$B(E1 \uparrow) \cdot 10^{-3}$ [ $e^2 \text{ fm}^2$ ]	İki Kuaziparçacık Yapısı	(%)					
$^{165}\text{Ho}$	$7/2^+ 7/2$	2,13	0,40	% 99,9 [523] $\uparrow \otimes Q_1^{(10)}$	2,18 <sub>1</sub>	0,53	$nn$ 523 $\downarrow$ -642 $\uparrow$	99,9					
	$9/2^+ 7/2$	2,17	0,12										
	$5/2^+ 5/2$	2,82	3,71	% 99,9 [523] $\uparrow \otimes Q_6^{(11)}$	3,02 <sub>6</sub>	10,45	$nn$ 521 $\uparrow$ -651 $\uparrow$	99,9					
	$7/2^+ 5/2$	2,85	1,54										
	$9/2^+ 5/2$	2,62	0,33										
	$9/2^+ 9/2$	2,92	5,00										
$7/2^+ 7/2$	3,98	0,755	% 99,9 [523] $\uparrow \otimes Q_6^{(10)}$	3,98 <sub>6</sub>	0,97	$pp$ 532 $\uparrow$ -413 $\uparrow$	99,9						
$9/2^+ 7/2$	3,99	0,211											
$^{167}\text{Er}$	$5/2^- 5/2$	2,26	1,67	% 99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_1^{(11)}$	2,26 <sub>1</sub>	5,01	$nn$ 523 $\downarrow$ -642 $\downarrow$	99,9					
	$7/2^- 5/2$	2,29	0,71										
	$9/2^- 5/2$	2,06	0,12										
	$9/2^- 9/2$	2,28	2,50	% 99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_4^{(10)}$	3,77 <sub>4</sub>	2,07	$pp$ 523 $\uparrow$ -404 $\downarrow$	99,9					
	$7/2^- 7/2$	3,77	1,61										
	$9/2^- 7/2$	3,81	0,46										
	$5/2^- 5/2$	3,77	0,36						% 99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_8^{(11)}$	3,77 <sub>8</sub>	1,09	$pp$ 523 $\uparrow$ -404 $\uparrow$	99,9
	$7/2^- 5/2$	3,80	0,16										
	$9/2^- 5/2$	3,57	0,03										
$9/2^- 9/2$	3,79	0,55											

**Tablo 4.2. (Devamı)**  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinde 2–4 MeV enerji aralığındaki  $E1$  uyarılma seviyelerinin mikroskobik yapısı. İlk sütun çekirdek isimlerini, sonraki üç sütun sırasıyla uyarılma durumlarını, uyarılma enerjilerini,  $E1$  geçiş ihtimallerini ve bu uyarılma durumlarının seviye yapılarını göstermektedir. Son dört sütunda ise sırasıyla kor çekirdeklerinin uyarılma enerjileri,  $E1$  geçiş ihtimalleri, bu uyarılmaları oluşturan fononların iki kuaziparçacık yapısı ve dalga fonksiyonlarına katkısı (%) verilmiştir.

Çekirdek	Tek Çekirdek				Kor Çekirdek			
	$I_f^\pi K_f$	$E_j$ [MeV]	$B(E1 \uparrow) \cdot 10^{-3}$ [ $e^2 \text{ fm}^2$ ]	$\% (G_i^{i\mu})^2 [Nn_z \Lambda] \Sigma \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$	$\omega_i$ [MeV]	$B(E1 \uparrow) \cdot 10^{-3}$ [ $e^2 \text{ fm}^2$ ]	İki Kuaziparçacık Yapısı	(%)
$^{169}\text{Tm}$	1/2 <sup>-</sup> 1/2 <sup>-</sup>	2,504	0,68	% 99,9 [411] ↓ ⊗ $Q_3^{(11)}$	2,504 <sub>3</sub>	2,05	<i>nn</i> 523 ↓ -642 ↑	99,9
	1/2 <sup>-</sup> 1/2 <sup>-</sup>	2,404	0,29					
	3/2 <sup>-</sup> 1/2 <sup>-</sup>	2,304	0,05					
	3/2 <sup>-</sup> 3/2 <sup>-</sup>	2,644	1,03					
	1/2 <sup>-</sup> 1/2 <sup>-</sup>	3,451	1,99	% 99,9 [411] ↓ ⊗ $Q_5^{(10)}$	3,501 <sub>5</sub>	2,85	<i>pp</i> 523 ↑ -404 ↓	99,9
	3/2 <sup>-</sup> 1/2 <sup>-</sup>	3,611	0,86					
	1/2 <sup>-</sup> 1/2 <sup>-</sup>	3,501	2,02	% 99,9 [411] ↓ ⊗ $Q_4^{(11)}$	3,620 <sub>4</sub>	5,65	<i>nn</i> 402 ↑ -512 ↓	99,9
	1/2 <sup>-</sup> 1/2 <sup>-</sup>	3,531	0,85					
	3/2 <sup>-</sup> 1/2 <sup>-</sup>	3,492	0,01					
	3/2 <sup>-</sup> 3/2 <sup>-</sup>	3,602	2,76					
$^{175}\text{Lu}$	7/2 <sup>-</sup> 7/2 <sup>-</sup>	2,089	0,41	% 99,9 [404] ↓ ⊗ $Q_1^{(10)}$	2,078 <sub>1</sub>	0,525	<i>nn</i> 514 ↑ -633 ↑	99,9
	9/2 <sup>-</sup> 7/2 <sup>-</sup>	2,119	0,12					
	5/2 <sup>-</sup> 5/2 <sup>-</sup>	2,08	1,13	% 99,9 [404] ↓ ⊗ $Q_1^{(11)}$	2,078 <sub>1</sub>	3,39	<i>nn</i> 514 ↑ -633 ↑	99,9
	7/2 <sup>-</sup> 5/2 <sup>-</sup>	2,11	0,43					
	9/2 <sup>-</sup> 5/2 <sup>-</sup>	1,88	0,08					
	9/2 <sup>-</sup> 9/2 <sup>-</sup>	2,18	1,69	% 99,9 [404] ↓ ⊗ $Q_3^{(10)}$	3,205 <sub>3</sub>	1,73	<i>pp</i> 523 ↓ -404 ↓	99,9
	7/2 <sup>-</sup> 7/2 <sup>-</sup>	3,22	1,34					
9/2 <sup>-</sup> 7/2 <sup>-</sup>	3,24	0,39						

Tablo 4.2'deki sonuçlar  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin 2–4 MeV enerji aralığındaki tüm  $E1$  seviyelerinin yapısının baskın bir şekilde kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımlarından oluştuğunu ortaya koymaktadır. Ele alınan çekirdekte söz konusu karışımların ilgilenilen seviyelerin dalga fonksiyonunun normuna katkısı %99 civarındayken tek-kuaziparçacık katkısı %0,1'i geçmemektedir. Bu durum tek-A'lı deforme çekirdekte çiftlenmeden kalan nükleonun adete bir seyirci gibi davrandığının kanıtıdır.

$^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin uyarılma seviyelerine en büyük katkıyı veren kuaziparçacık  $\otimes$  fonon konfigürasyonları sırasıyla  $[642]\uparrow \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$ ,  $[523]\downarrow \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$ ,  $[523]\downarrow \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$ ,  $[633]\uparrow \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$ ,  $[411]\downarrow \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$  ve  $[404]\downarrow \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$  şeklindedir. Elde edilen bu sonuç ele alınan çekirdekte düşük enerjili  $E1$  seviyelerinin yapısını oluşturan kuaziparçacık  $\otimes$  fonon konfigürasyonlarını, taban durum kuaziparçacığı ile çiftlenen kor fononlarının meydana getirdiğini göstermektedir. Öte yandan söz konusu kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımlarını oluşturan kor fononlarının  $(Q_i^{(\lambda\mu)})$  mikroskobik yapısı incelendiğinde tamamının *iki-kuazinötron* ( $nn$ ) ya da *iki-kuaziproton* ( $pp$ ) çiftlerinden oluştuğu görülmektedir. Örneğin  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinde  $Q_1^{(11)}$  fononu, fonon dalga fonksiyonuna katkısı %99,9 olan  $nn$   $523\downarrow-642\downarrow$  *iki-kuazinötron* çiftinden ya da  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinde  $Q_3^{(10)}$  fononu, fonon dalga fonksiyonuna %99,9 katkı veren  $pp$   $523\downarrow-404\downarrow$  *iki-kuaziproton* çiftinden oluşmaktadır. Benzer yapı ele alınan diğer tek-A'lı çekirdekte de gözlenmiştir. Bu sonuçlar,  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinde 2–4 MeV enerji aralığında yer alan  $E1$  uyarılmalarının kolektif yapıda olmadıklarını göstermektedir.

$^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin düşük enerjili  $E1$  uyarılma spektrumlarının mevcut deneysel veriyle ayrıntılı ve etkin bir karşılaştırmasını yapabilmek adına sayısal sonuçlar aşağıda her bir çekirdek için ayrı ayrı verilmiştir.

#### 4.1.1. $^{161,163}\text{Dy}$ çekirdeklerine ait sayısal sonuçlar

Tek kütle numaralı  $^{161,163}\text{Dy}$  çekirdeklerinin taban durum spin ve paritesi sırasıyla  $K^\pi = 5/2^+$  ve  $K^\pi = 5/2^-$ 'dir [328]. Bu nedenle  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeği için taban durumdan  $K^\pi = 5/2^-$ ,  $K^\pi = 3/2^-$  ve  $K^\pi = 7/2^-$  seviyelerine,  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeği için ise taban

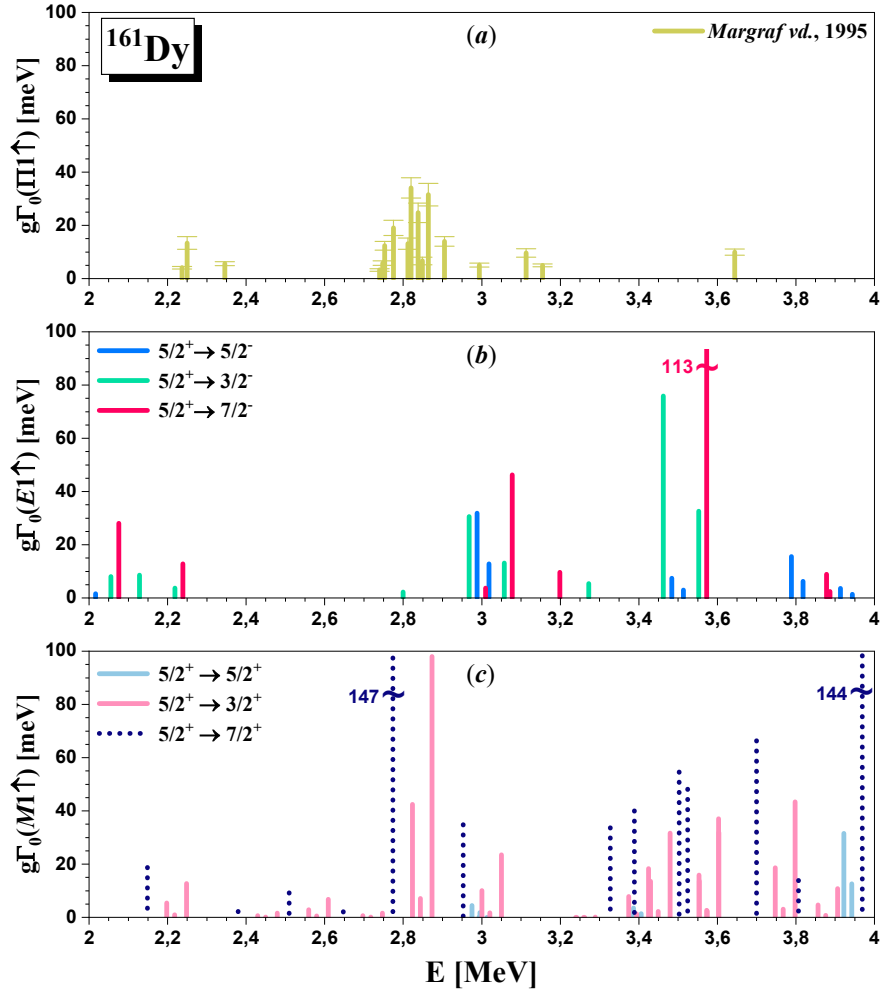
durumdan  $K^\pi = 5/2^+$ ,  $K^\pi = 3/2^+$  ve  $K^\pi = 7/2^+$  seviyelerine  $E1$  geçişleri mümkündür [325].

Şekil 4.2’de  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeğinin düşük enerji bölgesi için TGI-QPNM ve RI-QPNM ile hesaplanan  $g\Gamma_0(E1\uparrow)$  ve  $g\Gamma_0(M1\uparrow)$  dipol radyasyon genişliklerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması yer almaktadır. Şekil 4.2(a)’da *Margraf vd. (1995)* [131] tarafından yapılan NRF deneyinin sonuçları sarı düz çizgi ile gösterilmiştir. Şekil 4.2(b)’de TGI-QPNM ile hesaplanan  $K^\pi=5/2^-$ ,  $K^\pi=3/2^-$  ve  $K^\pi=7/2^-$  uyarılma seviyelerine ait  $E1$  radyasyon genişlikleri sırasıyla mavi, yeşil ve pembe düz çizgiler ile, Şekil 4.2(c)’de ise RI-QPNM kullanılarak hesaplanan  $K^\pi=5/2^+$ ,  $K^\pi=3/2^+$  ve  $K^\pi=7/2^+$  uyarılma seviyelerine ait  $M1$  radyasyon genişlikleri sırasıyla mavi, pembe düz ve lacivert kesikli çizgiler ile tasvir edilmiştir.  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeğinin  $M1$  dipol gücü sonuçları *Tabar vd. (2021)* [325] gerçekleştirilen çalışmadan alınmıştır.

Şekil 4.2’den de görüldüğü gibi *Margraf vd. (1995)* [131] tarafından yapılan deneyde 17 dipol geçişi tespit edilmiştir ve bunların büyük bir çoğunluğu (10 tanesi)  $E \approx 2,8$  MeV enerji bölgesinde toplanmıştır.  $E \approx 2,8$  MeV civarında gözlenen 10 seviyenin dipol radyasyon genişlikleri toplamı  $\sum g\Gamma_0(\Pi\uparrow) = (164,65 \pm 22,9) \text{ meV}$  olarak rapor edilmiştir. TGI-QPNM sonuçlarına göre  $E \approx 2,8$  MeV civarında sadece bir adet,  $I_f^\pi K_f = 7/2^- 3/2$  uyarılma durumuna ait  $g\Gamma_0(E1\uparrow) = 2,19 \text{ meV}$  büyüklüğünde  $E1$  geçişi bulunmaktadır. RI-QPNM sonuçlarına göre ise söz konusu enerji civarında 6 adet  $M1$  geçişi yer almaktadır ve bunların radyasyon genişliği toplamı  $\sum g\Gamma_0(M1\uparrow) = 297,18 \text{ meV}$ ’dir.  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeğinde  $E \approx 2,8$  MeV civarı için teorik olarak ön görülen toplam radyasyon genişliği deneyde tespit edilenden daha büyüktür.

Deneyde  $E \approx 2,25$  MeV uyarılma enerjisine yerleşmiş  $g\Gamma_0(\text{III}\uparrow) = (13,34 \pm 2,38) \text{ meV}$  büyüklüğünde bir dipol geçişi mevcuttur [131]. RI-QPNM ile aynı enerjide  $I_f^\pi K_f = 3/2^+ 3/2$  durumuna ait  $g\Gamma_0(M1\uparrow) = 12,7 \text{ meV}$  büyüklüğünde bir  $M1$  gücü hesaplanmıştır. Deneysel hatalar çerçevesinde bu seviye için deney ve teorinin uyumlu olduğu söylenebilir. Bu nedenle,  $E \approx 2,25$  MeV uyarılma enerjisindeki dipol gücünün spin ve paritesi  $K^\pi = 3/2^+$  olabilir. Yine deneyde  $E \approx 2,82$  MeV uyarılma enerjisinde bulunan  $g\Gamma_0(\text{III}\uparrow) = (34,11 \pm 3,8) \text{ meV}$  büyüklüğünde bir dipol geçişi ölçülmüştür

[30]. RI-QPNM aynı enerjide, büyüklüğü  $g\Gamma_0(M1\uparrow) = 42,4 \text{ meV}$  olan ve  $I_f^\pi K_f = 5/2^+ 3/2$  uyarılma durumuna ait bir  $M1$  geçişi ön görmektedir. Bu seviye için, deneysel hatalar çerçevesinde, deney ve teorinin birbirine yakın olduğu söylenebilir. Bu nedenle  $E \approx 2,82 \text{ MeV}$  enerjideki dipol geçişinin spin ve paritesi  $K^\pi = 3/2^+$  olabilir.



**Şekil 4.2.**  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeğinin teorik olarak hesaplanan dipol radyasyon genişliklerinin deneysel verilerle karşılaştırılması. (a) Margraf vd. [131] tarafından 1995 yılında yapılan NRF deney sonuçları, (b) TGI-QPNM ile hesaplanan  $E1$  radyasyon genişlik sonuçları, (c) RI-QPNM ile hesaplanan  $M1$  radyasyon genişlik sonuçları [6].

2-4 MeV enerji aralığındaki teorik dipol spektrumlarına bakıldığında;  $M1$  uyarılmalarının  $E \approx 3,2 \text{ MeV}$  ve çevresi hariç homojen bir dağılım sergilediği,  $E1$  uyarılmalarının ise özellikle  $E \approx 2,1 \text{ MeV}$ ,  $E \approx 3,0 \text{ MeV}$ ,  $E \approx 3,5 \text{ MeV}$  ve  $E \approx 3,9 \text{ MeV}$  enerjileri civarında öbikleştiği görülmektedir. TGI-QPNM, 2,25–2,8 MeV enerji bölgesinde hiç  $E1$  geçiş ihtimali ön görmemiştir.  $E1$  geçişleri varlıklarını

$E \approx 2,8$  MeV sonrasında baskın bir biçimde göstermektedir.  $E \approx 2,8$  MeV öncesi toplam  $E1$  radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 64,97$  meV iken,  $E \approx 2,8$  MeV sonrası  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 371,21$  meV'dir. Öte yandan teorik sonuçlara göre  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeğinde  $E \approx 2,8$  MeV'den küçük enerjilerde  $K^\pi = 5/2^-$  seviyesine ait hiçbir  $E1$  geçişi yoktur. Teorik sonuçlara göre  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığında öngörülen 88 seviyenin 26 tanesi  $E1$  karakterli, 62 tanesi ise  $M1$  karakterlidir. Söz konusu enerji aralığındaki toplam dipol radyasyon genişliğine  $M1$  uyarılmalarının katkısı %70,14 iken,  $E1$  uyarılmalarının katkısı %29,86'dır.

Tablo 4.3'te  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeği için 2,2-3,7 MeV enerji aralığında RI+TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol radyasyon genişlikleri ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişlikleri deneysel verilerle karşılaştırılmıştır [131].

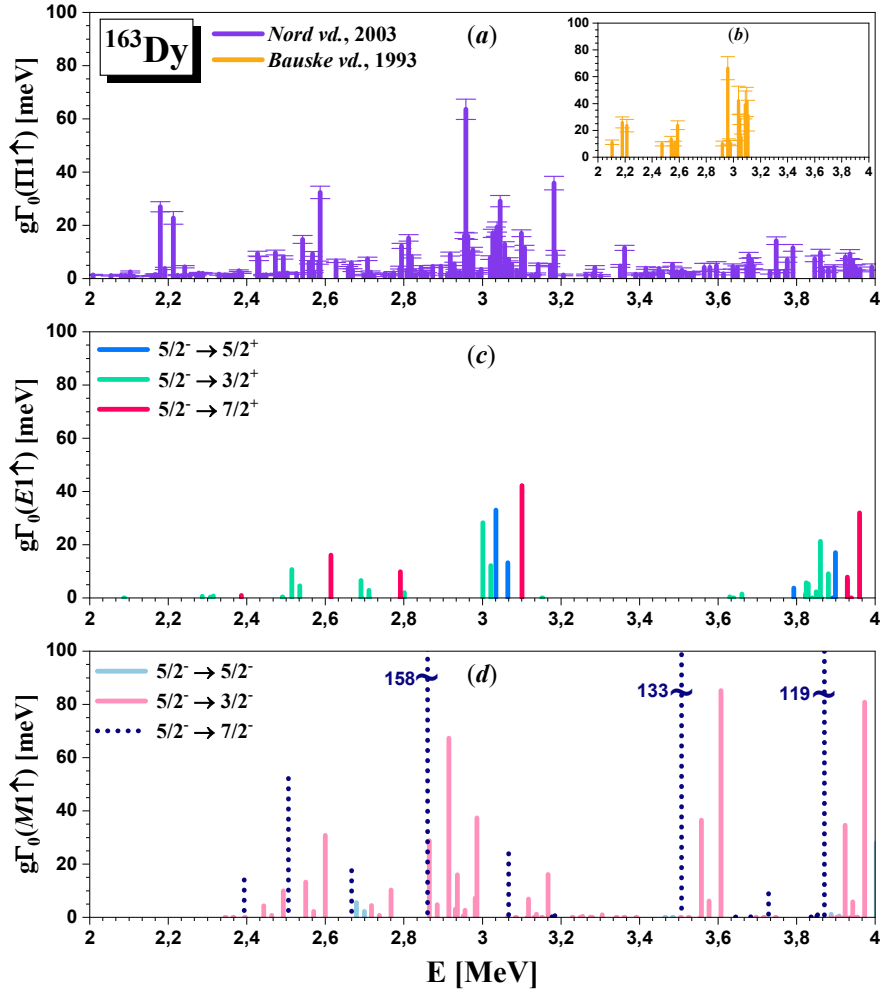
**Tablo 4.3.**  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeğinin 2,2–3,7 MeV enerji aralığında RI- ve TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliklerinin *Margraf vd.* (1995) [131] tarafından elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılması.  $M1$  uyarılmaları için  $\pi=+$  iken  $E1$  uyarılmaları için  $\pi=-$ dir.

$K^\pi$	$\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow)$ [meV]			$\sum g\Gamma_0^{red}(\Pi 1 \uparrow)$ [meV · MeV <sup>-3</sup> ]		
	<i>Teori</i>		<i>Deney</i>	<i>Teori</i>		<i>Deney</i>
	<i>M1</i>	<i>E1</i>	<i>M1+E1</i>	<i>M1</i>	<i>E1</i>	<i>M1+E1</i>
$5/2^\pi$	2,07	55,0	–	0,5	1,94	–
$3/2^\pi$	392	160,0	–	14,1	4,46	–
$7/2^\pi$	391	173,0	–	14,1	4,93	–
<b>Toplam</b>	<b>785,07</b>	<b>388,0</b>	<b>217±30,5</b>	<b>28,7</b>	<b>11,33</b>	<b>10,2±1,45</b>

$^{161}\text{Dy}$  çekirdeği için 2,2-3,7 MeV enerji aralığında *Margraf vd.* (1995) [131] tarafından yapılan NRF deneyinde tespit edilen 17 seviyenin dipol radyasyon genişlikleri toplamı  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (217 \pm 30,5)$  meV'dir. TGI-QPNM hesaplamalarında aynı enerji aralığındaki toplam  $E1$  radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 388,0$  meV olarak, RI-QPNM hesaplamalarında toplam  $M1$  radyasyon genişliği ise  $\sum g\Gamma_0(M1 \uparrow) = 785,07$  meV olarak hesaplanmıştır. RI+TGI-QPNM hesaplamalarında elde edilen toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow + M1 \uparrow) = 1174$  meV, *Margraf vd.* [131] tarafından yapılan deneyde tespit edilen toplam dipol radyasyon genişliğinin yaklaşık 5 katıdır.

Söz konusu enerji aralığında *Margraf vd.* (1995) [131] tarafından tespit edilen seviyelerin toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0^{red}(\Pi\uparrow) = (10,2 \pm 1,45) \text{ meV} \cdot \text{MeV}^{-3}$  iken, TGI-QPNM ile hesaplanan toplam indirgenmiş  $E1$  radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0^{red}(E1\uparrow) = 11,33 \text{ meV} \cdot \text{MeV}^{-3}$ , RI-QPNM ile hesaplanan toplam indirgenmiş  $M1$  radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow) = 28,7 \text{ meV} \cdot \text{MeV}^{-3}$ 'dir. Teorik olarak elde edilen toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0^{red}(E1\uparrow + M1\uparrow) = 40,03 \text{ meV} \cdot \text{MeV}^{-3}$ , deneysel değerin yaklaşık 3,5 katıdır.

Şekil 4.3'te  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinin 2–4 MeV enerji bölgesi için TGI-QPNM ve RI-QPNM ile hesaplanan  $g\Gamma_0(E1\uparrow)$  ve  $g\Gamma_0(M1\uparrow)$  dipol radyasyon genişliklerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir. Şekil 4.3(a)'da *Nord vd.* (2003) [129] tarafından yapılan NRF deneyinin sonuçları mor düz çizgi ile, Şekil 4.3(b)'de *Bauske vd.* (1993) [242] tarafından yapılan NRF deneyinin sonuçları turuncu düz çizgi ile gösterilmiştir. Şekil 4.3(c)'de TGI-QPNM ile hesaplanan  $K^\pi=5/2^+$ ,  $K^\pi=3/2^+$  ve  $K^\pi=7/2^+$  uyarılma seviyelerine ait  $E1$  radyasyon genişlikleri sırasıyla mavi, yeşil ve pembe düz çizgilerle, Şekil 4.3(d)'de RI-QPNM kullanılarak hesaplanan  $K^\pi=5/2^-$ ,  $K^\pi=3/2^-$  ve  $K^\pi=7/2^-$  uyarılma seviyelerine ait  $M1$  radyasyon genişlikleri ise sırasıyla mavi, pembe düz ve lacivert kesikli çizgilerle tasvir edilmiştir.  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinin  $M1$  geçişlerine ait RI-QPNM sonuçları *Tabar vd.* (2021) [325] gerçekleştirilen çalışmadan alınmıştır.



**Şekil 4.3.**  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinin teorik olarak hesaplanan dipol radyasyon genişlik deneysel verilerle karşılaştırılması. (a) *Nord vd.* [129] ve (b) *Bauske vd.* [242] tarafından yapılan NRF deney sonuçları, (c) TGI-QPNM ile hesaplanan  $E1$  radyasyon genişlik sonuçları, (d) RI-QPNM ile hesaplanan  $M1$  radyasyon genişlik sonuçları verilmektedir [325].

$^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinin düşük enerji bölgesindeki dipol geçişleri iki farklı NRF deneyi ile incelenmiştir. İlk deney *Bauske vd.* [242] tarafından 1993 yılında Stuttgart Üniversitesi Radyasyon Fiziği Enstitüsü'nde yapılmıştır. Yaklaşık 10 yıl sonra yine aynı tesiste fakat hassasiyeti 1 merteye arttırılmış düzeneklerle *Nord vd.* (2003) [129] tarafından bir NRF deneyi daha gerçekleştirilmiştir [10]. *Bauske vd.* (1993) [242] tarafından yapılan NRF deneyinde 2–4 MeV enerji aralığında 17 adet dipol geçişi tespit edilmişken, *Nord vd.* (2003) [129] tarafından yapılan deneyde aynı enerji aralığında 146 adet dipol geçişi tespit edilmiştir. Hassasiyetin sadece 1 merteye arttırılması ile elde edilen seviye sayısı yaklaşık 7 kat artmıştır.



Şekil 4.3'ten *Bauske vd. (1993) [242]* tarafından gerçekleştirilen NRF deneyinde 2,18 MeV uyarılma enerjisi civarında  $g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (25,9 \pm 4,1) \text{ meV}$  ve  $g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (26,99 \pm 1,90) \text{ meV}$  radyasyon genişliğine sahip iki adet dipol geçişi tespit edildiği, *Nord vd. (2003) [129]* tarafından gerçekleştirilen çalışmada da ilk deneyle uyumlu olarak aynı uyarılma enerjilerinde radyasyon genişlikleri sırasıyla  $g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (23,6 \pm 4,6) \text{ meV}$  ve  $g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (22,80 \pm 2,34) \text{ meV}$  olan iki dipol geçişi tespit edildiği görülmektedir. İki deneysel çalışmada da rapor edilmiş olan bu geçişler teorik olarak öngörülemezdir [325]. Bu iki seviyenin doğası hakkında tahminde bulunabilmek adına çift-çift kütleli komşu çekirdeğin dipol spektrumunun incelenmesi faydalı olabilir. Çünkü nadir toprak bölgesindeki çift-çift kütleli çekirdekler için yürütülen sistematik çalışmalardan  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinde gözlenen bu iki pikle aynı enerjilerde (1,5–2 MeV)  $I^\pi K = 1^-0$  oktupol titreşim bantlarının ortaya çıktığı ve bu bantlara ait  $E1$  geçişlerinin de genellikle bir ya da iki pikte toplandığı bilinmektedir [107,182]. Nitekim *Zilges vd. 1991 yılında*  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinin koru olan  $^{162}\text{Dy}$  ile yaptıkları çalışmada  $E \approx 1,983 \text{ MeV}$  'de böyle bir oktupol geçişi gözlemişlerdir [107]. Kor-parçacık çiftlenim mekanizması göz önüne alındığında [153],  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinde kor dışında kalan tek nükleonun  $^{162}\text{Dy}$  çekirdeğindeki  $I^\pi K = 1^-0$  oktupol titreşim durumlarıyla çiftleniminin bu çekirdekte oktupol  $\otimes$  parçacık durumlarının oluşmasına yol açabileceği açıktır [329]. Bu çiftlenimin bir sonucu olarak,  $^{162}\text{Dy}$  kor çekirdeğinde  $E \approx 1,983 \text{ MeV}$  'de gözlemlenen  $\Delta K = 0$  dalına ait  $E1$  geçişi, beklendiği gibi  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinde iki  $E1$  geçişi arasında paylaşılacaktır [325]. Öte yandan bu dipol geçişlerinin  $^{162}\text{Dy}$ 'daki  $E1$  geçiş enerjisine çok yakın enerjilerde ortaya çıkması da beklenmektedir [150]. Bu argümanlar ışığında  $^{163}\text{Dy}$  için yapılan NRF deneylerinde  $E \approx 2,2 \text{ MeV}$  uyarılma enerjisi civarında tespit edilen iki  $E1$  geçişinin büyük olasılıkla tek kalan (valans) nötronun komşu çift-çift çekirdekteki  $K = 0$  oktupol durumlarıyla çiftlenmesinden kaynaklandığı söylenebilir [325]. Mevcut TGI-QPNM hesaplamalarında oktupol-oktupol etkileşimleri hesaba katılmadığından bu iki seviye teorik olarak öngörülemezdir.

*Nord vd. (2003) [129]* tarafından  $E \approx 2,49 \text{ MeV}$  uyarılma enerjisinde tespit edilen  $g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (7,97 \pm 0,65) \text{ meV}$  radyasyon genişliğine sahip dipol seviyesinin  $M1$  karakterli olması kuvvetle muhtemeldir. Çünkü RI-QPNM ile yapılan hesaplamalarda

aynı enerjide  $g\Gamma_0(M1\uparrow) = 10,0 \text{ meV}$  radyasyon genişliğine sahip ve  $I_f^\pi K_f = 3/2^- 3/2$  durumuna ait bir  $M1$  geçişi elde edilmiştir.

*Bauske vd.* (1993) [242] ile *Nord vd.* (2003) [129] tarafından yapılan deneylerde ölçülen en büyük radyasyon genişlikleri sırasıyla  $g\Gamma_0(\Pi1\uparrow) = (66,4 \pm 8,6) \text{ meV}$  ve  $g\Gamma_0(\Pi1\uparrow) = (63,58 \pm 3,81) \text{ meV}$  olup  $E \approx 2,958 \text{ MeV}$  'de ortaya çıktığı görülmektedir. Şekil 4.3'ten görüldüğü gibi bu enerji değerinde teorik olarak güçlü dipol geçişleri öngörülmemekle birlikte 2,86–2,96 MeV enerji aralığında radyasyon genişlikleri  $g\Gamma_0(M1\uparrow) = 0,52 \text{ meV}$  ile  $g\Gamma_0(M1\uparrow) = 158 \text{ meV}$  arasında değişen toplam 9 adet  $M1$  karakterli seviyesi belirlenmiştir.

*Nord vd.* (2003) [129] tarafından yapılan deneyde  $E \approx 3,02 \text{ MeV}$  uyarılma enerjisinde ortaya çıkan dipol seviyesinin radyasyon genişliği  $g\Gamma_0(\Pi1\uparrow) = (7,84 \pm 0,68) \text{ meV}$  olarak ölçülmüştür. TGI-QPNM ile yapılan hesaplamalarda aynı enerjide  $g\Gamma_0(E1\uparrow) = 12,123 \text{ meV}$  radyasyon genişliğine sahip bir  $E1$  geçişinin bulunmuş olması nedeniyle NRF deneyinde tespit edilen geçişin  $E1$  karakterli olma ihtimali yüksektir. Teorik sonuçlar söz konusu geçişin taban durumdan  $I_f^\pi K_f = 5/2^+ 3/2$  durumuna olduğunu göstermektedir.

3,2-4 MeV enerji bölgesinde *Bauske vd.* (1993) [242] tarafından yapılan NRF deneyinde dipol geçişi gözlenmemesine rağmen *Nord vd.* (2003) [129] tarafından yapılan deneyde söz konusu bölgede tespit edilen seviyelerin dipol radyasyon genişlikleri  $\sum g\Gamma_0(\Pi1\uparrow) = (100,46 \pm 20,75) \text{ meV}$  'dir. Teorik sonuçlarımıza göre bu bölgedeki  $M1$  ve  $E1$  radyasyon genişlikleri sırasıyla  $\sum g\Gamma_0(E1\uparrow) = 107,65 \text{ meV}$  ve  $\sum g\Gamma_0(M1\uparrow) = 687,31 \text{ meV}$  'dir. Bu radyasyon genişlikleri toplamı  $\sum g\Gamma_0(E1\uparrow + M1\uparrow) = 794,96 \text{ meV}$  olup deneysel değer yaklaşık 7 katıdır.

2-4 MeV aralığında TGI-ve RI-QPNM ile hesaplanan spektrumlara bakıldığında; tıpkı  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeğinde olduğu gibi  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinde de  $M1$  geçişlerinin tüm enerji bölgesine dağıldığı ancak  $E1$  geçişlerinin  $E \approx 2,6 \text{ MeV}$ ,  $E \approx 3,1 \text{ MeV}$  ve  $E \approx 3,9 \text{ MeV}$  enerjileri civarında öbikleştiği görülmektedir. TGI-QPNM hesaplarına göre 2,8-3 MeV ve 3,2-3,6 MeV enerji aralığında hiçbir  $E1$  geçişi yoktur. Bu nedenle bu bölgelerde gözlenen tüm dipol geçişlerinin  $M1$  karakterli olma ihtimali yüksektir.

$E1$  uyarılmaları özellikle  $E \approx 3$  MeV 'den büyük enerjilerde kendini göstermektedir. 2-3 MeV enerji aralığı için hesaplanan toplam  $E1$  radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 80,9$  meV iken, 3-4 MeV enerji aralığı için hesaplanan toplam  $E1$  radyasyon genişliği ise  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 221,87$  meV 'dir. Teorik spektrumlarda dikkat çeken diğer bir nokta  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeğinde olduğu gibi  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinde de  $E \approx 3$  MeV 'den küçük enerjilerde  $K^\pi = 5/2^-$  seviyelerine ait herhangi bir  $E1$  geçiş ihtimalinin olmayışıdır. Öte yandan teorik sonuçlara göre  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığında öngörülen 130 seviyenin 45 tanesi  $E1$  karakterli, 85 tanesi ise  $M1$  karakterlidir ve söz enerji aralığındaki toplam dipol radyasyon genişliğine  $M1$  uyarılmalarının katkısı %78,82 iken,  $E1$  uyarılmalarının katkısı %21,18'dir.

Tablo 4.4'te  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeği için RI+TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol radyasyon genişlikleri ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişlikleri *Bauske vd.* (1993) ile *Nord vd.* (2003) tarafından elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılmıştır [129,242,325].

**Tablo 4.4.**  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinin 2-4 MeV enerji aralığında RI- ve TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliklerinin *Bauske vd.* (1993) [242] ile *Nord vd.* (2003) [129] tarafından elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılması.  $M1$  uyarılmaları için  $\pi=+$  iken  $E1$  uyarılmaları için  $\pi=-$ 'dir.

Enerji Aralığı [MeV]	$K^\pi$	$\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow)$ [meV]			$\sum g\Gamma_0^{red}(\Pi 1 \uparrow)$ [meV · MeV <sup>-3</sup> ]		
		Teori		Deney	Teori		Deney
		$M1$	$E1$	$M1+E1$	$M1$	$E1$	$M1+E1$
2,1-3,1 ( <i>Bauske vd.</i> 1993)	$5/2^\pi$	7,67	46,2	–	0,39	1,67	–
	$3/2^\pi$	244,6	69,32	–	11,53	3,16	–
	$7/2^\pi$	266,0	69,0	–	12,20	3,16	–
	<b>Toplam</b>	<b>518,27</b>	<b>184,52</b>	<b>416±88</b>	<b>24,12</b>	<b>7,99</b>	<b>20,5±4,2</b>
2-4 ( <i>Nord vd.</i> 2003)	$5/2^\pi$	16,2	73	–	0,34	2,16	–
	$3/2^\pi$	534	109	–	17,54	3,86	–
	$7/2^\pi$	533	109	–	17,39	3,85	–
	<b>Toplam</b>	<b>1083,2</b>	<b>291</b>	<b>886,42±103</b>	<b>35,27</b>	<b>9,87</b>	<b>38,2±4,17</b>

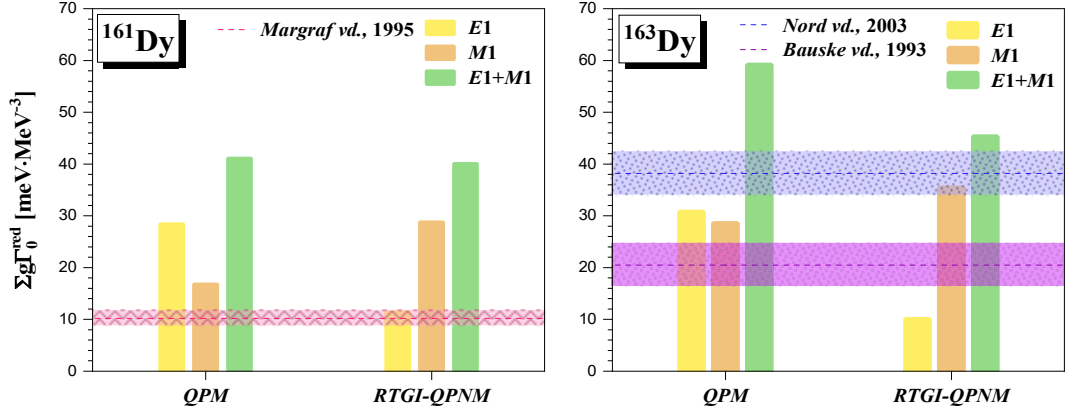
*Bauske vd.* (1993) tarafından yapılan NRF deneyinde  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeği için 2,1-3,1 MeV enerji aralığında tespit edilen 17 seviyenin dipol radyasyon genişliği toplamı  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (416 \pm 88)$  meV olarak rapor edilmiştir [242]. Söz konusu bölgede TGI-QPNM ile hesaplanan toplam  $E1$  radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 184,52$  meV, RI-QPNM ile hesaplanan toplam  $M1$  radyasyon

genişliği ise  $\sum g\Gamma_0(M1\uparrow) = 518,27 \text{ meV}$ 'dir. Buna göre 2,1-3,1 MeV enerji aralığında teorik elde edilen toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1\uparrow + M1\uparrow) = 702,79 \text{ meV}$ 'dir. Bu değer söz konusu aralıkta *Bauske vd.* (1993) [242] tarafından ölçülen deneysel dipol radyasyon genişliğinin yaklaşık 1,7 katı kadardır.

*Nord vd.* tarafından 2003 yılında 2-4 MeV enerji aralığı için gerçekleştirilen yüksek hassasiyetli NRF deneyinde ise 146 seviye tespit edilmiş ve bunların dipol radyasyon genişlikleri toplamı  $\sum g\Gamma_0(\Pi1\uparrow) = (886,42 \pm 103,13) \text{ meV}$  olarak bulunmuştur [129]. TGI- ve RI-QPNM ile 2-4 MeV enerji aralığındaki toplam  $E1$  ve toplam  $M1$  radyasyon genişlikleri ise sırasıyla  $\sum g\Gamma_0(E1\uparrow) = 291,0 \text{ meV}$  ve  $\sum g\Gamma_0(M1\uparrow) = 1083,2 \text{ meV}$  olarak hesaplanmıştır. Buna göre 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak tespit edilen 130 geçişe ait toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1\uparrow + M1\uparrow) = 1.374,2 \text{ meV}$  dir ve bu değer *Nord vd.* (2003) [129] tarafından ölçülen dipol radyasyon genişliğinin yaklaşık 1,4 katıdır.

<sup>161,163</sup>Dy çekirdeklerinin düşük enerjili dipol uyarılmaları farklı teorik modellerle de ele alınmıştır. *Devi vd.* (1996) Etkileşen Bozon-Fermiyon Modelini (IBFM) [250] ve *Vargas vd.* (2003) pseudo-SU(3) Kabuk Modelini [254] kullanarak <sup>163</sup>Dy çekirdeğinin, *Soloviev vd.* (1996) ise Kuaziparçacık Fonon Modeli (QPM) [150] kullanarak <sup>161</sup>Dy ile <sup>163</sup>Dy çekirdeklerinin düşük enerji bölgesine ait dipol geçişleri teorik olarak incelemiştir. IBFM [250] ve SU(3) [254] hesaplamalarını içeren çalışmalar sadece  $M1$  geçiş olasılıklarını kapsamaktadır. QPM kullanılarak yapılan çalışmalarda ise hem  $M1$  hem de  $E1$  geçiş olasılıkları hesaplanmıştır [150]. Mikroskobik bir yaklaşım olduğundan söz konusu modeller arasında sadece QPM, dipol spektrumunda gözlenen aşırı parçalı yapıyı açıklayabilmiştir [150]. Bu nedenle RI- ve TGI-QPNM sonuçlarımızı QPM sonuçlarıyla kıyaslamak kullandığımız teorinin başarısını ortaya koyabilmek adına önem arz etmektedir. Bu amaçla Şekil 4.4'te, <sup>161,163</sup>Dy çekirdeklerinde 2-4 MeV enerji aralığındaki dipol geçişleri için RI+TGI-QPNM ile elde ettiğimiz sonuçlar QPM [150] sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. Grafikteki sarı, turuncu ve yeşil renkteki sütunlar sırasıyla  $M1$ ,  $E1$  ve  $M1+E1$  geçişleri için toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliklerini temsil etmektedir. Sol taraftaki grafikte <sup>161</sup>Dy çekirdeği için *Margraf vd.* (1995) [131] tarafından yapılan NRF deneyinin

sonuçları hata oranlarıyla birlikte (pembe çizgi), sağ taraftaki grafikte ise  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeği için *Nord vd.* (2003) [129] ile *Bauske vd.* (1993) [242] tarafından yapılan NRF deney sonuçları hata oranlarıyla birlikte (sırasıyla mavi ve mor çizgi) ile verilmiştir.



**Şekil 4.4.** RI- ve TGI-QPNM kullanılarak hesaplanan toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliklerinin *Soloviev vd.* (1996) [150] tarafından QPM metodu kullanılarak hesaplanan sonuçlar ile karşılaştırılması. Grafik ayrıca deneysel NRF sonuçlarını da içermektedir [129,131,242].

Teorik sonuçları karşılaştırmaya geçmeden önce bu iki modelin temel farklılıklarını ortaya koymak karşılaştırma neticesini yorumlamak adına elzemdir. *Soloviev vd.* (1996) [150] tarafından kullanılan QPM Hamiltoniyeni, ortalama alan deforme Woods-Saxon potansiyelini, monopol çiftlenim etkileşimi ile parçacık-boşluk ( $ph$ ) ve parçacık-parçacık ( $pp$ ) ayrılabilir artık (residual) etkileşimlerini içerir [150,325]. Artık etkileşimleri içeren terimler,  $M1$  hesaplamaları için kuadropol-kuadropol ( $\lambda\mu=21$ ) etkileşmelerinden,  $E1$  hesaplamaları için ise oktopol-oktopol ( $\lambda\mu=30$  ve  $\lambda\mu=31$ ) etkileşmelerinden oluşur [150,325]. Bu çalışmada bozulan dönme simetrisi nedeniyle oluşan sahte haller, kuadropol-kuadropol etkileşme güç parametresinin uygun bir değerde seçilmesi ile gerçek dipol geçişlerinden ayrılır. Öte yandan, çalışmada bozulan öteleme (translasyonel) simetrisinden kaynaklı sahte hallerin nasıl yalıtıldığına dair bir bilgi verilmemiştir [325]. QPM Hamiltoniyeni, artık etkileşimler açısından bu tez çalışmasında kullanılan RI- ve TGI-QPNM hamiltoniyenlerinden farklıdır. RI- ve TGI-QPNM hamiltoniyenleri kuadropol ve oktopol tipi artık etkileşimleri içermez [325]. Ayrıca *Soloviev vd.* (1996) tarafından kullanılan standart QPM'den farklı olarak bu tez çalışmasında kullanılan ve 3. bölümde sunulan dalga fonksiyonu (3.34) sadece tek-fononlu terimlerden oluşmaktadır. Diğer taraftan RI- ve TGI-QPNM

hamiltoniyenlerinde sahte hallerin tam olarak yalıtılmasına olanak sağlayan ve Pyatov tarafından geliştirilen prosedürün kullanıldığını tekrar hatırlamak faydalı olacaktır.

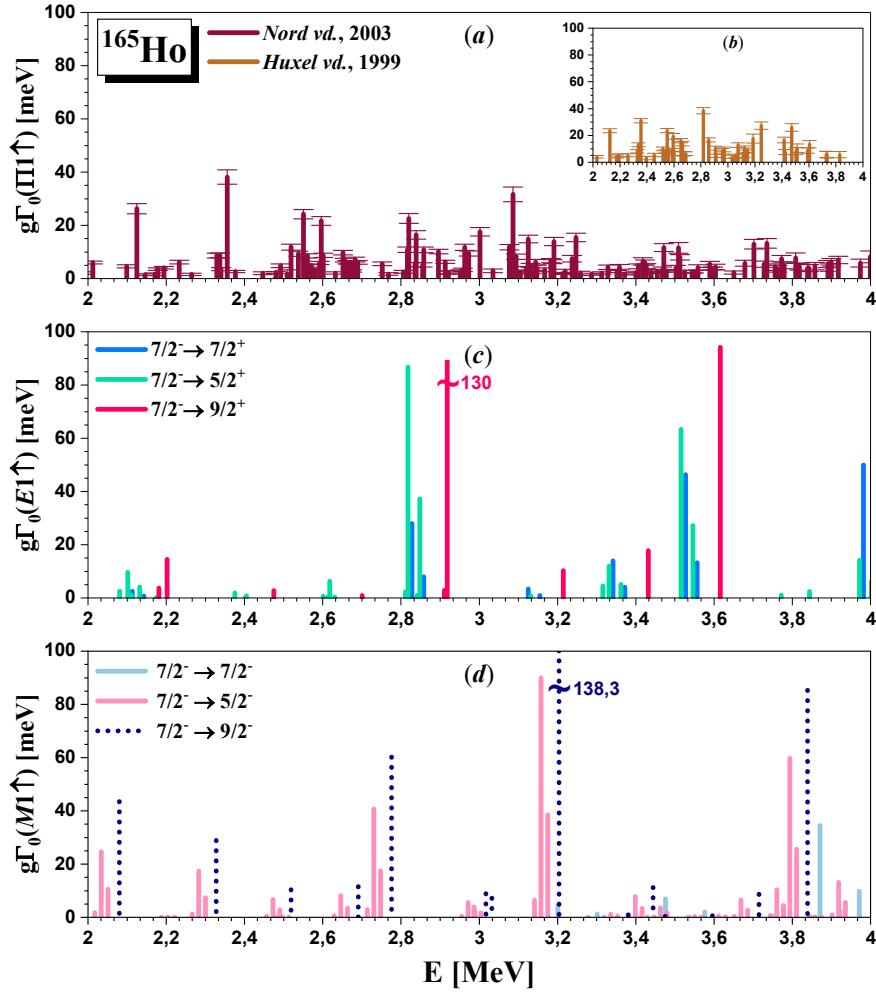
Artık iki teorik yaklaşımın farklılıklarını ve sınırlarını bildiğimize göre sonuçlarını karşılaştırıp çıkarımlarda bulunabiliriz. Şekil 4.4'ten görüldüğü gibi RI- ve TGI-QPNM kullanılarak elde edilen  $\sum g\Gamma_0^{red}(E1\uparrow + M1\uparrow)$  toplam indirgenmiş radyasyon genişlikleri ile QPM'de öngörülen  $\sum g\Gamma_0^{red}(E1\uparrow + M1\uparrow)$  toplam indirgenmiş radyasyon genişlikleri arasında tatmin edici bir uyum vardır. RI-QPNM'de,  $M1$  uyarılmalarının oluşmasından yalnızca spin-spin etkileşimleri sorumludur. Buna karşılık önceden de belirtildiği gibi QPM'de  $M1$  uyarılmalarını elde etmek için spin-spin multipol ile kuadropol-kuadropol (Q-Q) etkileşimleri kullanılmaktadır. Bu temel farklılığa rağmen iki teoriden elde edilen  $\sum g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$  sonuçlarının birbiriyle tutarlı olmasının altında yatan neden RI-QPNM'deki efektif restorasyon kuvvetlerinin Q-Q tipi etkileşimler olmasıdır. Bu sebeple RI-QPNM'de serbest parametre içeren (etkileşme güç parametresi) ek bir Q-Q etkileşimini hesaba katmaya gerek yoktur. Aslında 1995 yılında *Raduta vd.* yaptıkları çalışmada deforme çekirdeklerdeki  $M1$  uyarılmalarının temelde spin-spin etkileşimlerinden kaynaklandığını ve kuadropol-kuadropol kuvvetlerinin  $M1$  gücünü azaltmaktan sorumlu olduğunu göstermiştir [200]. RI-QPNM metodunda bu azalma, Q-Q tipi efektif restorasyon kuvvetlerinden kaynaklanmaktadır. Öte yandan Şekil 4.4'ten QPM ile hesaplanan  $\sum g\Gamma_0^{red}(E1\uparrow)$  değerlerinin, TGI-QPNM ile hesaplanandan yaklaşık 2 kat daha büyük olduğu görülmektedir. Bu farkın temel nedeniyse QPM'de kullanılan ve TGI-QPNM'de dikkate alınmayan oktipol-oktipol etkileşimleridir. Deforme çekirdeklerde oktipol-oktipol etkileşimlerinin 0-4 MeV enerji aralığındaki  $E1$  gücünü arttırdığı bilinmektedir [240]. İzovektör dipol-dipol etkileşimlerinin de hesaba katılmasıyla  $E1$  kuvvetinin azaldığı ve deneysel değerlere yaklaştığı bilinmektedir. Fakat *Soloviev vd.* (1996) QPM hesaplamalarında sadece oktipol-oktipol etkileşimlerini dikkate almış, izovektör dipol-dipol etkileşimlerini hesaplamalara dahil etmemişlerdir [150].

#### 4.1.2. $^{165}\text{Ho}$ çekirdeğine ait sayısal sonuçlar

Tek protonlu  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi  $K^\pi = 7/2^-$  'dir [328]. Bu nedenle  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeği için taban durumdan  $K^\pi = 7/2^+$ ,  $K^\pi = 5/2^+$  ve  $K^\pi = 9/2^+$  seviyelerine  $E1$  geçişleri mümkündür [301].

Şekil 4.5'te  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinin 2-4 MeV enerji bölgesi için TGI-QPNM ve RI-QPNM ile hesaplanan  $g\Gamma_0(E1\uparrow)$  ve  $g\Gamma_0(M1\uparrow)$  dipol radyasyon genişliklerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir. Şekil 4.5(a)'da *Nord vd. (2003)* [129] tarafından yapılan NRF deneyinin sonuçları bordo düz çizgi ile, Şekil 4.5(b)'de *Huxel vd. (1999)* [132] tarafından yapılan NRF deneyinin sonuçları ise kahverengi düz çizgi ile gösterilmiştir. Şekil 4.5(c)'de TGI-QPNM ile hesaplanan  $K^\pi=7/2^+$ ,  $K^\pi=5/2^+$  ve  $K^\pi=9/2^+$  uyarılma seviyelerine ait  $E1$  radyasyon genişlikleri sırasıyla mavi, yeşil ve pembe düz çizgiyle, Şekil 4.5(d)'de RI-QPNM kullanılarak hesaplanan  $K^\pi=7/2^-$ ,  $K^\pi=5/2^-$  ve  $K^\pi=9/2^-$  uyarılma seviyelerine ait  $M1$  radyasyon genişlikleri ise sırasıyla mavi, pembe düz çizgi ve lacivert kesikli çizgiyle tasvir edilmiştir.  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinin  $M1$  geçişlerine ait RI-QPNM sonuçları *Tabar vd. (2020)* [301] tarafından gerçekleştirilen çalışmadan alınmıştır.

$^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinin düşük enerji bölgesindeki dipol geçişleri iki farklı NRF deneyi ile incelenmiştir. İlk deney *Huxel vd.* tarafından 1999 yılında Almanya'nın Darmstadt şehrinde bulunan Darmstadt Teknik Üniversitesi'ndeki süper iletken elektron lineer hızlandırıcı S-DALINAC'ta yapılmıştır [132]. Yaklaşık 4 yıl sonra *Nord vd. (2003)* Stuttgart Üniversitesi Radyasyon Fiziği Enstitüsü'ndeki Dynamitron hızlandırıcısında bir NRF deneyi daha gerçekleştirilmiştir [129]. Bu çalışmada %100 verimliliğe sahip üç Germanyum (Ge) detektörü kullanılarak duyarlılık yaklaşık 2-3 kat arttırılmıştır [129]. Şekil 4.5'te de görüldüğü gibi Darmstadt [132] ve Stuttgart [129] sonuçlarının deneysel hatalar göz önüne alındığında makul seviyede uyumlu olduğunu söylemek mümkündür [129]. Bununla birlikte Stuttgart [129] deneyinde hassasiyetin arttırılmasıyla çok sayıda yeni zayıf dipol geçişi tespit edilmiş ve böylece dipol radyasyon genişliklerinin toplamı değişmiştir. Bu nedenle, genel olarak, iki NRF deneyinde elde edilen çoğu verinin bire bir karşılığı bulunmamaktadır.



**Şekil 4.5.**  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinin teorik olarak hesaplanan dipol radyasyon genişliklerinin deneysel verilerle karşılaştırılması. **(a)** *Nord vd.* [129] tarafından 2003 yılında ve **(b)** *Huxel vd.* [132] tarafından 1999 yılında yapılan NRF deney sonuçları, **(c)** TGI-QPNM ile hesaplanan  $E1$  radyasyon genişlik sonuçları, **(d)** RI-QPNM ile hesaplanan  $M1$  radyasyon genişlik sonuçları [301].

Sonuçların karşılaştırılmasını ve yorumlanmasını kolaylaştırmak adına deneysel dipol spektrumu belirli enerji aralıklarıyla gruplandırılacaktır. Bu aralıkların seçiminde deneysel spektrumların öbekleştiği bölgeler dikkate alınmıştır.  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dipol radyasyon genişlik sonuçları üç bölgeye ayrılarak incelenecektir;

2-2,8 MeV enerji aralığı ilk bölge olarak ele alınmıştır. Söz konusu enerji bölgesinde *Huxel vd.* (1999) [132] ile *Nord vd.* (2003) [129] tarafından yapılan NRF deneylerinde tespit edilen seviyelerin dipol radyasyon genişlikleri sırasıyla  $\sum g\Gamma_0(\Pi\Pi\uparrow) = (269 \pm 31,10) \text{ meV}$  ve  $\sum g\Gamma_0(\Pi\Pi\uparrow) = (312 \pm 33,88) \text{ meV}$  'dir. Teorik sonuçlarımıza göre bu bölgedeki  $E1$  ve  $M1$  radyasyon genişlikleri sırasıyla



$\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 52,72 \text{ meV}$  ve  $\sum g\Gamma_0(M1 \uparrow) = 300,58 \text{ meV}$  'dir. Bu radyasyon genişliklerinin toplamı  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow + M1 \uparrow) = 353,3 \text{ meV}$  olup *Nord vd. (2003) [129]* tarafından yapılan deney sonuçları ile uyumludur.

İkinci bölge olarak 2,8-3,2 MeV enerji aralığı seçilmiştir. Söz konusu enerji bölgesinde *Huxel vd. (1999) [132]* tarafından 13 seviye, *Nord vd. (2003) [129]* tarafından ise 31 seviye tespit edilmiştir. NRF deneylerinde tespit edilen bu seviyelerin dipol radyasyon genişlikleri sırasıyla  $\sum g\Gamma_0(\Pi1 \uparrow) = (152 \pm 26,82) \text{ meV}$  ve  $\sum g\Gamma_0(\Pi1 \uparrow) = (240 \pm 28,45) \text{ meV}$  'dir. TGI-QPNM sonuçlarına göre bu bölgedeki E1 radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 301,14 \text{ meV}$ , RI- QPNM sonuçlarına göre bu bölgedeki M1 radyasyon genişliği ise  $\sum g\Gamma_0(M1 \uparrow) = 283,12 \text{ meV}$  'dir. Teorik hesaplamalarımız sonucu elde edilen radyasyon genişlikleri toplamı deneysel değerlerin yaklaşık 2,5 katıdır.

Son bölge olarak ise 3,2-4 MeV enerji aralığı ele alınmıştır. Söz konusu bölge için *Huxel vd. (1999) [132]* ile *Nord vd. (2003) [129]* tarafından tespit edilen dipol radyasyon genişlikleri sırasıyla  $\sum g\Gamma_0(\Pi1 \uparrow) = (136 \pm 26,9) \text{ meV}$  ve  $\sum g\Gamma_0(\Pi1 \uparrow) = (264 \pm 53,68) \text{ meV}$  'dir. Teorik ön görümlere göre söz konusu bölgede E1 ve M1 radyasyon genişlikleri sırasıyla  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 395,33 \text{ meV}$   $\sum g\Gamma_0(M1 \uparrow) = 345,43 \text{ meV}$  'dir. Teorik hesaplamalarımız sonucu elde edilen radyasyon genişlikleri toplamı deneysel değerlerin yaklaşık 2,5 katıdır.

2-4 MeV enerji aralığında TGI- ve RI-QPNM ile hesaplanan spektrumlara bakıldığında;  $^{161,163}\text{Dy}$  çekirdeklerinden farklı olarak  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinde hem M1 ve hem de E1 geçişlerinin tüm enerji bölgesine dağıldığını söylemek mümkündür. Sadece TGI-QPNM, 2,9-3,2 MeV enerji bölgesinde hiç E1 geçiş ihtimali ön görmemiştir.  $E \approx 2,8 \text{ MeV}$  uyarılma enerjisi öncesi toplam E1 radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 52,72 \text{ meV}$  iken,  $E \approx 2,8 \text{ MeV}$  sonrası  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 696,47 \text{ meV}$  'dir. Öte yandan teorik sonuçlara göre  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığında öngörülen 134 seviyenin 47 tanesi E1 karakterli, 87 tanesi ise M1 karakterlidir ve bu enerji aralığındaki toplam dipol radyasyon genişliğine M1 uyarılmalarının katkısı %55,91 iken, E1 uyarılmalarının katkısı %44,09'dır.

Tablo 4.5'te  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeği için RI+TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol radyasyon genişlikleri ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişlikleri deneysel verilerle karşılaştırılmıştır [129,132,301].

**Tablo 4.5.**  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinin 2-4 MeV enerji aralığında RI- ve TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliklerinin *Huxel vd.* (1999) [132] ve *Nord vd.* (2003) [129] tarafından elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılması.  $M1$  uyarılmaları için  $\pi=+$  iken  $E1$  uyarılmaları için  $\pi=-$ 'dir.

$K^\pi$	$\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow)$ [meV]			$\sum g\Gamma_0^{red}(\Pi 1 \uparrow)$ [meV·MeV <sup>-3</sup> ]		
	Teori		Deney	Teori		Deney
	M1	E1	M1+E1	M1	E1	M1+E1
$5/2^\pi$	82,53	185,20	–	1,23	4,91	–
$3/2^\pi$	451,5	287,15	–	18,33	11,08	–
$7/2^\pi$	416,0	276,84	–	17,80	10,0	–
<b>Toplam</b>	<b>950,03</b>	<b>749,19</b>	<b>557,0±84,82*</b> <b>816,0±116,01**</b>	<b>37,36</b>	<b>25,99</b>	<b>25,3±3,45*</b> <b>35,8±4,39**</b>

\* *Huxel vd.* (1999) [132]

\*\* *Nord vd.* (2003) [129]

*Huxel vd.* (1999) tarafından yapılan NRF deneyinde  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeği için 2-4 MeV enerji aralığında tespit edilen 45 seviyenin dipol radyasyon genişliği toplamı  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (557 \pm 84,82) \text{ meV}$  olarak rapor edilmiştir [132]. *Nord vd.* (2003) tarafından yapılan NRF deneyinde ise aynı enerji aralığında tespit edilen 120 seviyenin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (816 \pm 116,01) \text{ meV}$ 'dir [129]. Söz konusu bölgede TGI-QPNM kullanılarak yapılan hesaplamalarda toplam  $E1$  radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 749,19 \text{ meV}$ , RI-QPNM kullanılarak yapılan hesaplamalarda ise toplam  $M1$  radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(M1 \uparrow) = 950,03 \text{ meV}$  olarak bulunmuştur.

*Nord vd.* (2003) [129] tarafından yapılan NRF deneyinde tespit edilen toplam radyasyon genişliği, *Huxel vd.* (1999) [132] tarafından yapılan NRF deneyinde tespit edilen toplam radyasyon genişliğine göre daha yüksektir. *Nord vd.* (2003) [129] tarafından yapılan deneyde hassasiyetin artırılması 2-4 MeV enerji aralığında daha fazla dipol gücünün tespit edilmesini sağlamıştır. Ancak tekrar deneyinde elde edilen deneysel gücün 1,5 kat artmış olmasına karşın, teorik olarak hesaplanan toplam radyasyon genişliği deneysel sonuçların yaklaşık 2 katı büyüklüğündedir. Aslında deforme tek-A'lı çekirdeklerde teori ve deney arasındaki bu tutarsızlığın temel

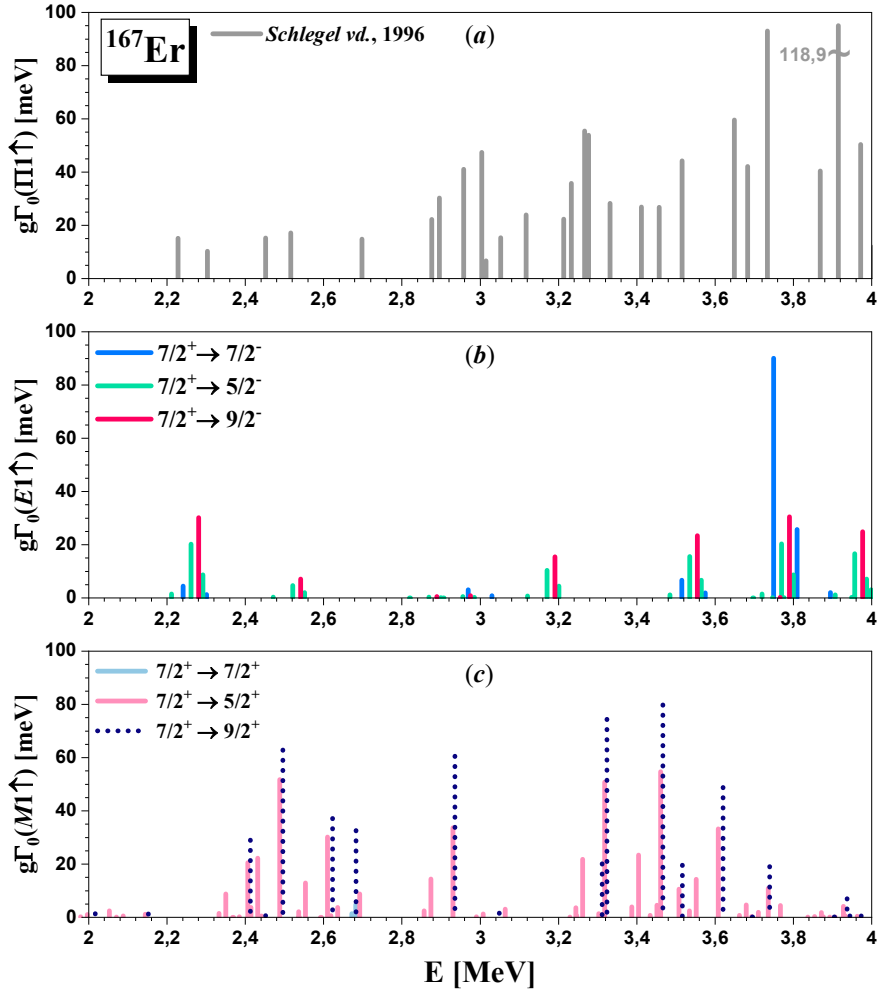
nedenlerinden biri deneysel problemlerdir [176]. Tek-A'lı deforme çekirdeklerde seviye yoğunluğunun fazla olduğu ve dipol kuvvetinin birkaç zayıf seviyeye bölüdüğü bilinen bir gerçektir [176]. Bu zayıf geçişleri günümüz NRF teknolojisinde dahi tespit etmek mümkün değildir. Bu nedenle tespit edilemeyen birçok seviye deneyin arka plan spektrumunda çözülmeden kalır [132].

*Enders vd.* (1998), dalgalanma analizi (fluctuation analysis) adı verilen istatistiksel bir yöntemin deneysel verilerin değerlendirilmesinde kullanılarak bu uyumsuzluğun üstesinden gelinebileceğini belirtmişlerdir [243,330]. *Nord vd.* (2003) [129] tarafından yapılan NRF deneyinde elde edilen  $^{165}\text{Ho}$  dipol spektrumuna dalgalanma analizi uygulanarak 2,5–4 MeV enerji aralığı için toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0^{red} = (82_{-14}^{+13}) \text{ meV} \cdot \text{MeV}^{-3}$  olarak bulunmuştur. Söz konusu aralıkta RI+TGI-QPNM metotlarıyla elde edilen toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliği ise  $\sum g\Gamma_0^{red} = 63,35 \text{ meV} \cdot \text{MeV}^{-3}$  'tür. Deneysel hatalar göz önüne alındığında teorik sonuçların dalgalanma analizi sonuçları ile NRF deneyine oranla daha uyumlu olduğunu söylemek mümkündür [301].

#### 4.1.3. $^{167}\text{Er}$ çekirdeğine ait sayısal sonuçlar

Tek nötronlu  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi  $K^\pi=7/2^+$  'dır [328]. Bu nedenle  $^{167}\text{Er}$  çekirdeği için taban durumdan  $K^\pi=7/2^-$ ,  $K^\pi=5/2^-$  ve  $K^\pi=9/2^-$  seviyelerine  $E1$  geçişleri mümkündür [164].

Şekil 4.6'da  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinin 2-4 MeV enerji bölgesi için TGI-QPNM ve RI-QPNM ile hesaplanan  $g\Gamma_0(E1\uparrow)$  ve  $g\Gamma_0(M1\uparrow)$  dipol radyasyon genişliklerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması yer almaktadır. Şekil 4.6(a)'da *Schlegel vd.* (1996) [133] tarafından yapılan NRF deneyinin sonuçları gri düz çizgi ile gösterilmiştir. Şekil 4.6(b)'de TGI-QPNM ile hesaplanan  $K^\pi=7/2^-$ ,  $K^\pi=5/2^-$  ve  $K^\pi=9/2^-$  uyarılma seviyelerine ait  $E1$  radyasyon genişlikleri sırasıyla mavi, yeşil ve pembe düz çizgiyle, Şekil 4.6(c)'de ise RI-QPNM kullanılarak hesaplanan  $K^\pi=7/2^+$ ,  $K^\pi=5/2^+$  ve  $K^\pi=9/2^+$  uyarılma seviyelerine ait  $M1$  radyasyon genişlikleri ise sırasıyla mavi, pembe düz ve lacivert kesikli çizgiyle tasvir edilmiştir.  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinin  $M1$  dipol gücü sonuçları *Tabar* (2015)'den alınmıştır [164].



**Şekil 4.6.**  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinin teorik olarak hesaplanan dipol radyasyon genişliklerinin deneysel verilerle karşılaştırılması. **(a)** *Schlegel vd.* (1996) [133] tarafından yapılan NRF deney sonuçları, **(b)** TGI-QPNM ile hesaplanan  $E1$  radyasyon genişlik sonuçları, **(c)** RI-QPNM ile hesaplanan  $M1$  radyasyon genişlik sonuçları [164].

*Schlegel vd.* tarafından 1996 yılında Almanya’da bulunan Darmstadt Teknik Üniversitesi’ndeki S-DALINAC’ta  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinin düşük enerji bölgesi için NRF deneyi gerçekleştirilmiştir [133]. Bu NRF deneyinin sonuçları birçok açıdan ilgi çekicidir. Bunun en temel nedeni,  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinin düşük enerji bölgesinde gözlenen seviyelerin bireysel dipol radyasyon genişliklerinin oldukça büyük olmasıdır. Örneğin  $E \approx 3,734$  MeV enerjide  $g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = 93,06$  meV büyüklüğünde ve  $E \approx 3,915$  MeV enerjide  $g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = 118,9$  meV büyüklüğünde oldukça yüksek dipol radyasyon genişliklerinin var olduğu görülmektedir. Bu sonuçlar şimdiye kadar tek-A’lı deforme çekirdekler için yapılan hiçbir NRF deneyinde gözlenmemiştir [133].

2,2-2,3 MeV enerji bölgesinde deneyde tespit edilen 2 adet dipol seviyesinin toplam radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = 25,35 \text{ meV}$  'dir [133]. TGI-QPNM hesaplamalarında söz konusu bölgede ön görülen 6 adet dipol seviyesinin toplam radyasyon genişliği ise  $\sum g\Gamma_0(E 1 \uparrow) = 64,98 \text{ meV}$  'dir. RI-QPNM hesaplamalarına göre bu bölgede hiç  $M 1$  geçişi yoktur.

Deneyde, 2,8-3,2 MeV aralığında tespit edilen 7 seviyenin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = 186,9 \text{ meV}$  olarak rapor edilmiştir [133]. TGI- ve RI-QPNM hesaplamalarında söz konusu enerji bölgesi için ön görülen toplam  $E 1$  ve toplam  $M 1$  radyasyon genişlikleri ise sırasıyla  $\sum g\Gamma_0(E 1 \uparrow) = 37,79 \text{ meV}$  ve  $\sum g\Gamma_0(M 1 \uparrow) = 117,29 \text{ meV}$  'dir. Bu enerji bölgesinde teorik ön görülerin NRF deneyi sonuçları ile uyumlu olduğu söylenebilir.

3,2-3,5 MeV enerji aralığında NRF deneyinde tespit edilen 7 seviyenin dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = 213,55 \text{ meV}$  'dir. TGI-QPNM ile yapılan hesaplamalarda söz konusu bölge için  $E 1$  seviyesi ön görülmemiştir. RI-QPNM ile yapılan hesaplamalarda ise farklı enerjilere yerleşmiş çok sayıdaki  $M 1$  seviyesinin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(M 1 \uparrow) = 334,40 \text{ meV}$  olarak bulunmuştur.

3,5-4 MeV enerji aralığı, özellikle deneyde tespit edilen yüksek dipol radyasyon genişliklerinden dolayı ilgi çekicidir. Deneyde, söz konusu bölge için tespit edilen 7 seviyenin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = 448,61 \text{ meV}$  olarak rapor edilmiştir [133]. TGI-QPNM ile yapılan hesaplamalarda elde edilen 23 adet  $E 1$  seviyesinin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E 1 \uparrow) = 287,07 \text{ meV}$ , RI-QPNM ile yapılan hesaplamalarda elde edilen 25 adet  $M 1$  seviyesinin toplam dipol radyasyon genişliği ise  $\sum g\Gamma_0(M 1 \uparrow) = 166,95 \text{ meV}$  'dir. Özetle, 3,5-4 MeV enerji aralığında RI+TGI-QPNM ile elde edilen toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E 1 \uparrow + M 1 \uparrow) = 454,02 \text{ meV}$  olup, deneyde tespit edilen toplam radyasyon genişliği ile oldukça uyumludur. Fakat bireysel güç dağılımı bakımından deneyde tespit edilen seviyeler, teorik sonuçlara göre daha yüksektir.

NRF deneyinde tespit edilmiş iki yüksek dipol seviyesini daha detaylı incelemek bilgi verici olacaktır. Bunlardan ilki  $E \approx 3,73 \text{ MeV}$  uyarılma enerjisine yerleşmiş

$g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = 93,06 \text{ meV}$  büyüklüğündeki dipol geçiştir. TGI-QPNM,  $E \approx 3,75 \text{ MeV}$  uyarılma enerjisinde  $I_f^x K_f = 7/2^- 7/2$  uyarılma durumuna ait  $g\Gamma_0(E 1 \uparrow) = 90,1 \text{ meV}$  büyüklüğünde bir  $E 1$  geçişi ön görmektedir. Hesaplamalarda elde edilen bu  $E 1$  seviyesi hem uyarılma enerjisi hem de radyasyon genişliği bakımından NRF deneyinde tespit edilen dipol seviyesine oldukça yakındır. Deneyde tespit edilen bir diğer güçlü dipol geçişi ise  $E \approx 3,92 \text{ MeV}$  'de  $g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = 118,90 \text{ meV}$  radyasyon genişliğiyle ortaya çıkmıştır. Bu seviyenin teorik sonuçlarda bir karşılığı bulunamamıştır.

2-4 MeV enerji aralığındaki teorik dipol spektrumuna bakıldığında;  $E 1$  uyarılmalarının  $E \approx 2,3 \text{ MeV}$ ,  $E \approx 2,5 \text{ MeV}$ ,  $E \approx 3 \text{ MeV}$ ,  $E \approx 3,2 \text{ MeV}$ ,  $E \approx 3,5 \text{ MeV}$ ,  $E \approx 3,8 \text{ MeV}$  ve  $E \approx 4 \text{ MeV}$  enerji bölgelerinde öbikleşen bir dağılım sergilediği,  $M 1$  gücünün ise neredeyse tüm spektruma dağıldığı görülmektedir. İncelenen diğer çekirdeklerde olduğu gibi  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinde de  $E 1$  gücü kendini özellikle  $E \approx 3 \text{ MeV}$  sonrasında baskın bir biçimde gösterir.  $E \approx 3 \text{ MeV}$  öncesi toplam  $E 1$  dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E 1 \uparrow) = 86,9 \text{ meV}$  iken,  $E \approx 3 \text{ MeV}$  sonrası  $\sum g\Gamma_0(E 1 \uparrow) = 325 \text{ meV}$  'dir. Öte yandan teorik sonuçlara göre  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığında öngörülen 125 seviyenin 48 tanesi  $E 1$  karakterli, 82 tanesi ise  $M 1$  karakterlidir ve bu enerji aralığındaki toplam dipol radyasyon genişliğine  $M 1$  uyarılmalarının katkısı %69,15 iken,  $E 1$  uyarılmalarının katkısı %30,85'dir.

Tablo 4.6'da  $^{167}\text{Er}$  çekirdeği için 2-4 MeV enerji aralığında RI- ve TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol radyasyon genişlikleri ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişlikleri, *Schlegel vd.* (1996) tarafından elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılmıştır [133].

**Tablo 4.6.**  $^{167}\text{Er}$  çekirdeğinin 2-4 MeV enerji aralığında RI- [164] ve TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliklerinin deneysel verilerle karşılaştırılması [133].  $M1$  uyarılmaları için  $\pi=+$  iken  $E1$  uyarılmaları için  $\pi=-$ dir.

$K^\pi$	$\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow)$ [meV]			$\sum g\Gamma_0^{red}(\Pi 1 \uparrow)$ [meV · MeV <sup>-3</sup> ]		
	Teori		Deney [133]	Teori		Deney [133]
	M1	E1	M1+E1	M1	E1	M1+E1
$7/2^\pi$	6,16	137,0	–	0,32	3,04	–
$5/2^\pi$	474,52	138,0	–	19,37	5,18	–
$9/2^\pi$	442,72	138,0	–	19,4	5,17	–
<b>Toplam</b>	<b>923,4</b>	<b>412,0</b>	<b>957,42</b>	<b>39,09</b>	<b>13,39</b>	<b>27,47</b>

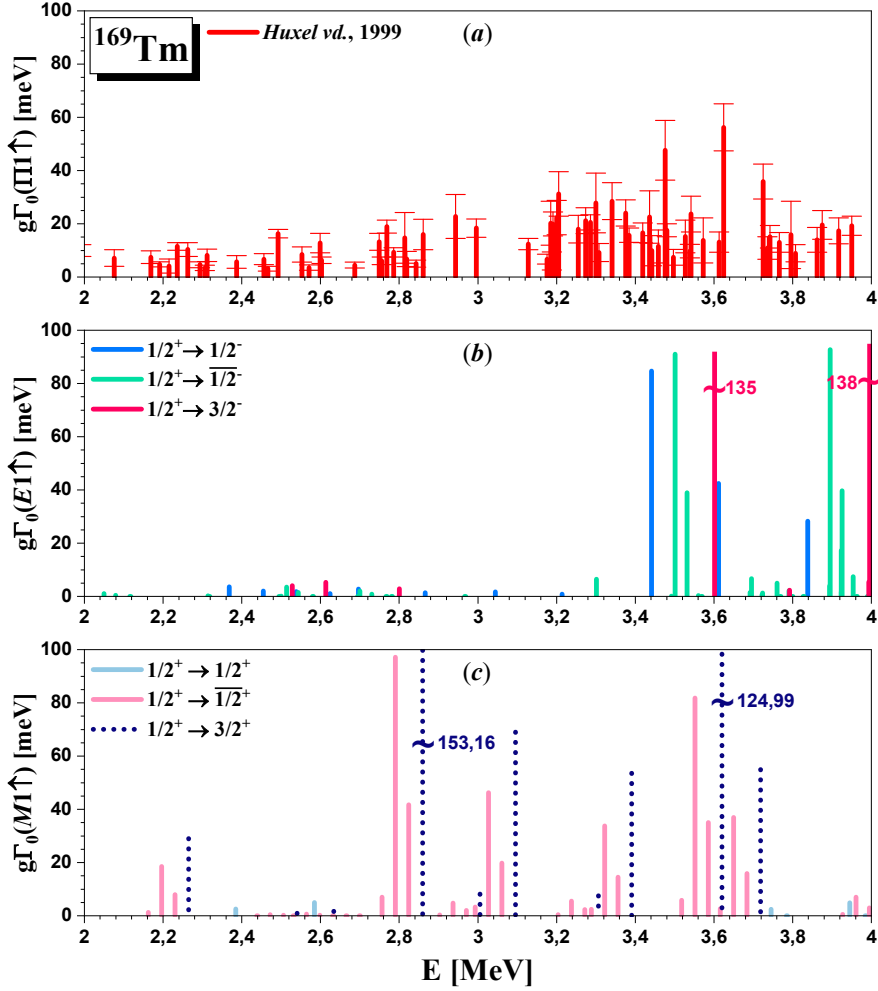
$^{167}\text{Er}$  çekirdeği için 2-4 MeV enerji aralığında *Schlegel vd.* (1996) tarafından gerçekleştirilen NRF deneyinde dipol radyasyon genişliği toplamları  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = 957,42 \text{ meV}$  olan 26 adet seviye tespit edilmiştir [133]. TGI-QPNM kullanılarak yapılan hesaplamalarda toplam  $E1$  radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 412,0 \text{ meV}$ , RI-QPNM kullanılarak yapılan hesaplamalarda  $M1$  radyasyon genişliği ise  $\sum g\Gamma_0(M1 \uparrow) = 923,4 \text{ meV}$  olarak bulunmuştur. Bu radyasyon genişliklerinin toplamı  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow + M1 \uparrow) = 1335,4 \text{ meV}$  olup, deneysel verilerin yaklaşık 1,5 katıdır.

#### 4.1.4. $^{169}\text{Tm}$ çekirdeğine ait sayısal sonuçlar

$^{169}\text{Tm}$  çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi  $K^\pi = 1/2^+$  'dir [328]. Bu nedenle  $^{169}\text{Tm}$  çekirdeği için taban durumdan  $K^\pi = 1/2^-$ ,  $K^\pi = \overline{1/2}^-$  ve  $K^\pi = 3/2^-$  seviyelerine  $E1$  geçişleri mümkündür [301].

Şekil 4.7'de  $^{169}\text{Tm}$  çekirdeğinin düşük enerji bölgesi için TGI- ve RI-QPNM ile hesaplanan  $g\Gamma_0(E1 \uparrow)$  ve  $g\Gamma_0(M1 \uparrow)$  dipol radyasyon genişliklerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması yer almaktadır. Şekil 4.7(a)'da *Huxel vd.* (1999) [132] tarafından yapılan NRF deneyinin sonuçları kırmızı düz çizgi ile gösterilmiştir. Şekil 4.7(b)'de TGI-QPNM ile hesaplanan  $K^\pi = 1/2^-$ ,  $K^\pi = \overline{1/2}^-$  ve  $K^\pi = 3/2^-$  uyarılma seviyelerine ait  $E1$  radyasyon genişlikleri sırasıyla mavi, yeşil ve pembe düz çizgiyle, Şekil 4.7(c)'de RI-QPNM ile hesaplanan  $K^\pi = 1/2^+$ ,  $K^\pi = \overline{1/2}^+$  ve  $K^\pi = 3/2^+$  uyarılma seviyelerine ait  $M1$  radyasyon genişlikleri sırasıyla mavi, pembe düz ve lacivert kesikli

çizgiyle tasvir edilmiştir.  $^{169}\text{Tm}$  çekirdeğinin  $M1$  dipol radyasyon genişliği sonuçları *Tabar vd. (2020)*'den alınmıştır [301].



**Şekil 4.7.**  $^{169}\text{Tm}$  çekirdeğinin teorik olarak hesaplanan dipol radyasyon genişliklerinin deneysel verilerle karşılaştırılması. (a) *Huxel vd. (1999)* [132] tarafından yapılan NRF deney sonuçları, (b) TGI-QPNM ile hesaplanan  $E1$  radyasyon genişlikleri sonuçları, (c) RI-QPNM ile hesaplanan  $M1$  radyasyon genişlikleri sonuçları [301].

$^{169}\text{Tm}$  çekirdeğinin düşük enerji bölgesine ait dipol seviyelerinin araştırıldığı deneysel çalışma 1999 yılında *Huxel vd.* tarafından Almanya'da bulunan S-DALINAC'ta gerçekleştirilmiştir [132]. Sonuçların karşılaştırılmasını ve yorumlanmasını kolaylaştırmak adına deneysel dipol spektrum iki bölgeye ayrılarak incelenecektir;

İlk bölge 2-3 MeV enerji aralığını kapsamaktadır. Söz konusu bölgede deneysel olarak tespit edilen 28 dipol seviyesinin toplam radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi I \uparrow) = (260 \pm 74, 12) \text{ meV}$ 'dir [132]. TGI-QPNM ile yapılan hesaplamalarda 2-3 MeV enerji aralığı için elde edilen toplam  $E1$  radyasyon genişliği



$\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 34,33 \text{ meV}$ , RI-QPNM ile yapılan hesaplamalarda elde edilen  $M1$  radyasyon genişliği ise  $\sum g\Gamma_0(M1 \uparrow) = 382,99 \text{ meV}$  'dir.

İkinci bölge olarak 3-4 MeV enerji aralığı ele alınmıştır. NRF deneyinde dedekte edilen 38 seviyenin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi1 \uparrow) = (715 \pm 208,51) \text{ meV}$  'dir [132]. Söz konusu enerji aralığında TGI-QPNM hesaplamalarında elde edilen  $E1$  radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 474,93 \text{ meV}$  iken, RI-QPNM hesaplamalarında elde edilen  $M1$  radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(M1 \uparrow) = 646,28 \text{ meV}$  'dir. Bu bölgede  $E \approx 3,476 \text{ MeV}$  ve  $E \approx 3,625 \text{ MeV}$  enerjilerinde sırasıyla  $g\Gamma_0(\Pi1 \uparrow) = (47,63 \pm 11,18) \text{ meV}$  ve  $g\Gamma_0(\Pi1 \uparrow) = (56,23 \pm 8,82) \text{ meV}$  radyasyon genişlikleriyle gözlenen iki dipol geçişinin teoride bire bir karşılığı yoktur. Ancak söz konusu bölgede çok yüksek  $E1$  ve  $M1$  seviyelerinin olduğu görülmektedir.

Görüldüğü gibi  $^{169}\text{Tm}$  için TGI-QPNM hesaplamaları sonucunda elde edilen  $E1$  seviyelerinin neredeyse tamamı  $E \approx 3 \text{ MeV}$  sonrasında toplanmıştır.  $M1$  seviyeleri,  $E1$  seviyelerine oranla daha çok parçalanmıştır ve  $M1$  seviyeleri neredeyse tüm spektruma dağılmaktadır.  $^{169}\text{Tm}$  çekirdeğinde  $E1$  gücü kendini özellikle  $E \approx 3,4 \text{ MeV}$  sonrasında baskın bir biçimde gösterir.  $E \approx 3,4 \text{ MeV}$  öncesi toplam  $E1$  dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 33,42 \text{ meV}$  iken,  $E \approx 3,4 \text{ MeV}$  sonrası  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 756,68 \text{ meV}$  'dir. Öte yandan teorik sonuçlara göre  $^{169}\text{Tm}$  çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığında öngörülen 116 seviyenin 62 tanesi  $E1$  karakterli, 54 tanesi ise  $M1$  karakterlidir ve söz enerji aralığındaki toplam dipol radyasyon genişliğine  $M1$  uyarılmalarının katkısı %56,29 iken,  $E1$  uyarılmalarının katkısı %43,71'dir.

Tablo 4.7'de  $^{169}\text{Tm}$  çekirdeği için 2-4 MeV enerji aralığında RI+TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol radyasyon genişliği ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliği *Huxel vd.* (1999) tarafından elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılmıştır [132].

**Tablo 4.7.**  $^{169}\text{Tm}$  çekirdeğinin 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ve TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliklerinin deneysel verilerle karşılaştırılması [132,301].  $M1$  uyarılmaları için  $\pi=+$  iken  $E1$  uyarılmaları için  $\pi=-$ dir.

$K^\pi$	$\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow)$ [meV]			$\sum g\Gamma_0^{red}(\Pi 1 \uparrow)$ [meV · MeV <sup>-3</sup> ]		
	Teori		Deney [132]	Teori		Deney [132]
	M1	E1	M1+E1	M1	E1	M1+E1
$1/2^\pi$	14,9	170,4	–	0,62	4,30	–
$1/2^\pi$	499,8	326,7	–	17,27	6,89	–
$1/2^\pi$	502,9	293,0	–	17,73	6,39	–
<b>Toplam</b>	<b>1017,6</b>	<b>790,1</b>	<b>975±282,63</b>	<b>35,62</b>	<b>17,58</b>	<b>32,8±9,40</b>

Huxel vd. (1999) tarafından yapılan NRF deneyinde 2-4 MeV enerji aralığında tespit edilen 66 seviyenin toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (975,0 \pm 282,63) \text{ meV}$  olarak rapor edilmiştir [132]. Söz konusu bölgede TGI-QPNM ile hesaplanan toplam  $E1$  radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 790,1 \text{ meV}$ , RI-QPNM ile hesaplanan toplam  $M1$  radyasyon genişliği ise  $\sum g\Gamma_0(M1 \uparrow) = 1017,6 \text{ meV}$  olarak bulunmuştur. Buna göre 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak elde edilen toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow + M1 \uparrow) = 1807,7 \text{ meV}$  olup, deneysel değerin yaklaşık 1,5 katıdır.  $^{169}\text{Tm}$  çekirdeği için 2,5–4 MeV enerji aralığında dalgalanma analizi ile elde edilen toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0^{red} = (62_{-12}^{+21}) \text{ meV} \cdot \text{MeV}^{-3}$ 'dir [132]. Deneysel hatalar göz önüne alındığında RI+TGI-QPNM hesaplamaları ile elde edilen toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliğinin  $\sum g\Gamma_0^{red} = 47,85 \text{ meV} \cdot \text{MeV}^{-3}$ , NRF deneyine kıyasla, dalgalanma analizi sonuçları ile çok daha uyumlu olduğu söylenebilir [301].

#### 4.1.5. $^{175}\text{Lu}$ çekirdeğine ait sayısal sonuçlar

Tek protonlu  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi  $K^\pi = 7/2^+$ 'dir [328]. Bu nedenle  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeği için taban durumdan  $K^\pi = 7/2^-$ ,  $K^\pi = 5/2^-$  ve  $K^\pi = 9/2^-$  seviyelerine  $E1$  geçişleri mümkündür [326].

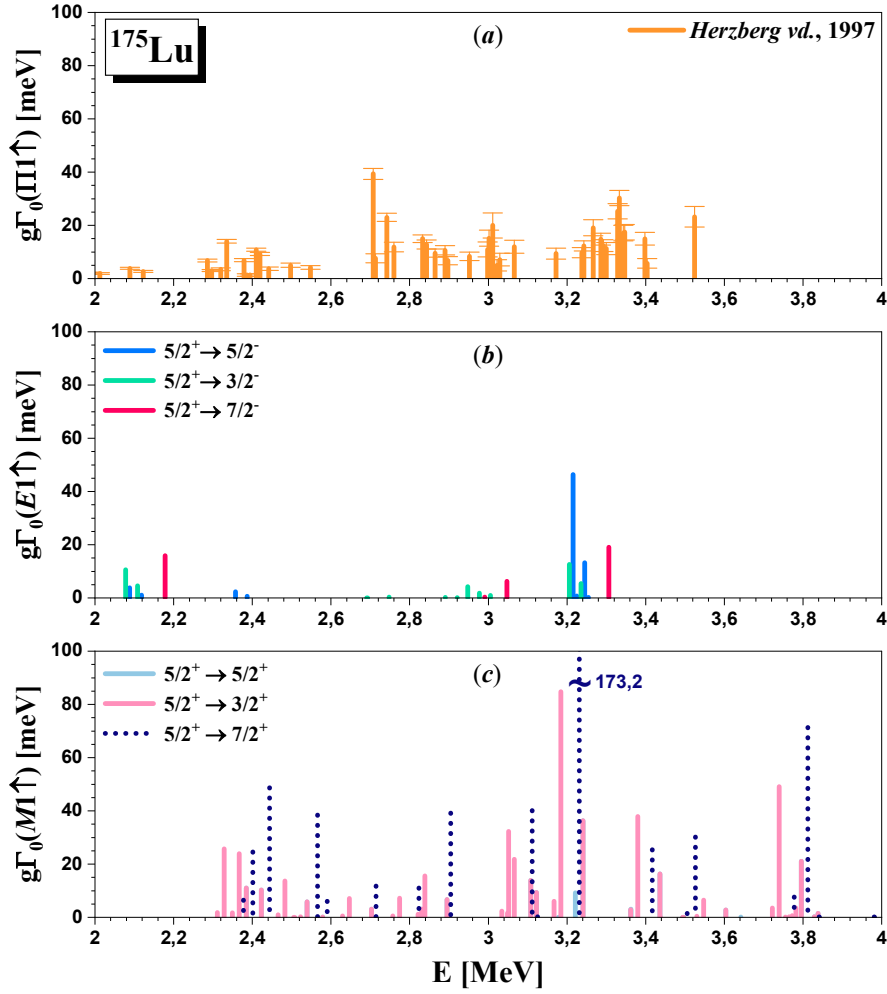
Şekil 4.8'de  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinin düşük enerji bölgesi için TGI-QPNM ve RI-QPNM ile hesaplanan  $g\Gamma_0(E1 \uparrow)$  ve  $g\Gamma_0(M1 \uparrow)$  dipol radyasyon genişliklerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması yer almaktadır. Şekil 4.8(a)'da Herzberg vd. (1997) [134]

tarafından yapılan NRF deneyinin sonuçları turuncu düz çizgi ile gösterilmiştir. Şekil 4.8(b)'de TGI-QPNM ile hesaplanan  $K^\pi=1/2^-$ ,  $K^\pi=\overline{1/2^-}$  ve  $K^\pi=3/2^-$  uyarılma seviyelerine ait  $E1$  radyasyon genişlikleri sırasıyla mavi, yeşil ve pembe düz çizgiyle, Şekil 4.8(c)'de ise RI-QPNM kullanılarak hesaplanan  $K^\pi=1/2^+$ ,  $K^\pi=\overline{1/2^+}$  ve  $K^\pi=3/2^+$  uyarılma seviyelerine ait  $M1$  radyasyon genişlikleri sırasıyla mavi, pembe düz ve lacivert kesikli çizgiyle tasvir edilmiştir.  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinin RI-QPNM ile hesaplanan  $M1$  dipol gücü sonuçları *Tabar vd. (2022)*'den alınmıştır [326].

*Herzberg vd. [134]* tarafından yapılan NRF deneyinde  $E \approx 2,089$  MeV uyarılma enerjisinde tespit edilen dipol seviyesinin radyasyon genişliği  $g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (3,85 \pm 0,34)$  meV olup, bu seviyenin  $E1$  karakterli olma ihtimali yüksektir. Çünkü TGI-QPNM hesaplamalarında aynı enerjide  $g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 3,83$  meV radyasyon genişliğine sahip,  $I_f^\pi K_f = 7/2^- 7/2$  uyarılma durumuna ait bir  $E1$  geçişi elde edilmiştir. Ayrıca bu enerjide RI-QPNM hiç  $M1$  gücü ön görmemiştir.

NRF deneyinde  $E \approx 2,38$  MeV 'de ortaya çıkan dipol seviyesinin radyasyon genişliği  $g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (6,90 \pm 0,59)$  meV olarak ölçülmüştür [134]. RI-QPNM hesaplamalarına göre aynı enerjide  $g\Gamma_0(M1 \uparrow) = 6,44$  meV radyasyon genişliğine sahip, taban durumdan  $I_f^\pi K_f = 9/2^+ 9/2$  durumuna ait bir  $M1$  geçişi bulunmuş olması nedeniyle NRF deneyinde tespit edilen seviyenin  $M1$  karakterli olma ihtimali kuvvetle muhtemeldir.

NRF deneyinde,  $E \approx 2,42$  MeV uyarılma enerjisinde  $g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (9,25 \pm 0,61)$  meV büyüklüğünde bir dipol geçişi tespit edilmiştir [134]. Aynı enerjide RI-QPNM ile yapılan hesaplamalarda  $I_f^\pi K_f = 5/2^+ 5/2$  uyarılma durumuna ait  $g\Gamma_0(M1 \uparrow) = 10,26$  meV büyüklüğünde  $M1$  radyasyon genişliği hesaplanmıştır. Deneysel hatalar çerçevesinde teori ve deney uyumlu olduğundan gözlenen bu seviyenin spin ve paritesi  $K^\pi=5/2^+$  olabilir.



**Şekil 4.8.**  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinin teorik olarak hesaplanan dipol radyasyon genişliklerinin deneysel verilerle karşılaştırılması. **(a)** Herzberg vd. (1997) [134] tarafından yapılan NRF deney sonuçları, **(b)** TGI-QPNM ile hesaplanan  $E1$  radyasyon genişlik sonuçları, **(c)** RI-QPNM ile hesaplanan  $M1$  radyasyon genişlik sonuçları.

NRF deneyinde [134],  $E \approx 2,71$  MeV uyarılma enerjisine yerleşmiş  $g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (7,63 \pm 1,72)$  meV radyasyon genişliğine sahip olan dipol seviyesinin  $M1$  karakterli olma ihtimali yüksektir. Çünkü RI-QPNM ile aynı enerjide  $g\Gamma_0(M1 \uparrow) = 11,74$  meV radyasyon genişliğine sahip bir  $M1$  gücü hesaplanmıştır.

Deneyde [134],  $E \approx 2,84$  MeV uyarılma enerjisinde  $g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (12,78 \pm 1,68)$  meV radyasyon genişliğine sahip bir dipol seviyesi dedekte edilmiş ve yine aynı enerjide RI-QPNM ile  $I_f^\pi K_f = 7/2^+ 5/2$  uyarılma durumuna ait  $g\Gamma_0(M1 \uparrow) = 15,58$  meV radyasyon genişliğine sahip bir  $M1$  seviyesi hesaplanmıştır.

NRF deneyinde [134],  $E \approx 3,30$  MeV uyarılma enerjisinde bulunan ve  $g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (11,29 \pm 2,26)$  meV radyasyon genişliğine sahip dipol seviyesinin E1 karakterli olması kuvvetle muhtemeldir. Çünkü, söz konusu enerjide hiç M1 geçişi öngörülmezken,  $I_f^\pi K_f = 9/2^- 9/2$  uyarılma durumuna ait ve  $g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 19,0$  meV radyasyon genişliğine sahip bir E1 seviyesi öngörülmektedir.

2-4 MeV aralığında TGI-ve RI-QPNM ile hesaplanan spektrumlara bakıldığında;  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinin E1 seviyelerinin  $E \approx 2,2$  MeV,  $E \approx 3$  MeV ve  $E \approx 3,2$  MeV çevresinde öbekleşen bir dağılım sergilediği, M1 seviyelerinin ise  $E \approx 2,3$  MeV sonrası tüm spektruma homojen dağıldığı görülmektedir. TGI-QPNM,  $E \approx 3,2$  MeV sonrasında hiç E1 geçişi öngörmemektedir. Spektrumda M1 gücünün oldukça baskın olduğu net bir şekilde görülmektedir. RI ve TGI-QPNM,  $E \approx 2,71$  MeV 'de gözlenen  $g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (39,32 \pm 2,1)$  meV 'lik güçlü geçişi ön görememişlerdir. Teorik sonuçlara göre  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığında öngörülen 102 seviyenin 23 tanesi E1 karakterli, 79 tanesi ise M1 karakterlidir ve söz enerji aralığındaki toplam dipol radyasyon genişliğine M1 uyarılmalarının katkısı %87,47 iken, E1 uyarılmalarının katkısı %12,53'dir.

Tablo 4.8'de  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeği için 2-3,5 MeV enerji aralığında RI+TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol radyasyon genişlikleri ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişlikleri Herzberg vd. (1996) tarafından elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılmıştır [134,326].

**Tablo 4.8.**  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinin 2-3,5 MeV enerji aralığında RI- ve TGI-QPNM ile hesaplanan toplam dipol ve toplam indirgenmiş dipol radyasyon genişliklerinin deneysel verilerle karşılaştırılması [134,326]. M1 uyarılmaları için  $\pi=+$  iken E1 uyarılmaları için  $\pi=-$ dir.

$K^\pi$	$\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow)$ [meV]			$\sum g\Gamma_0^{red}(\Pi 1 \uparrow)$ [meV · MeV <sup>-3</sup> ]		
	Teori		Deney [134]	Teori		Deney [134]
	M1	E1	M1+E1	M1	E1	M1+E1
$7/2^\pi$	19,41	68,40	–	0,56	2,62	–
$5/2^\pi$	405,3	40,61	–	16,48	2,51	–
$9/2^\pi$	426,0	41,40	–	18,20	2,60	–
<b>Toplam</b>	<b>850,71</b>	<b>150,41</b>	<b>516,6±77,38</b>	<b>35,24</b>	<b>7,73</b>	<b>21,41±2,96</b>

Herzberg vd. (1997) [134] tarafından yapılan NRF deneyinde  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeği için 2-3,5 MeV enerji aralığında tespit edilen 45 seviyenin toplam dipol radyasyon genişliği

$\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (516,6 \pm 77,38) \text{ meV}$  'dir. Söz konusu bölgede TGI-QPNM kullanılarak yapılan hesaplamalarda öngörülen toplam  $E1$  radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow) = 150,41 \text{ meV}$  iken, RI-QPNM ile yapılan hesaplamalarda öngörülen toplam  $M1$  radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(M1 \uparrow) = 850,71 \text{ meV}$  'dir. RI+TGI-QPNM ile elde edilen toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(E1 \uparrow + M1 \uparrow) = 1001,12 \text{ meV}$  olup, deneysel değerin yaklaşık 1,7 katıdır.

#### 4.2. Düşük Enerji Bölgesinde Deney ve Teori Arasındaki Karşılaştırmadan Elde Edilen Sonuçların Tartışılması

Bu kısımda, önceki paragraflarda teorik ve deneysel sonuçların ele alınan her bir çekirdek için ayrı ayrı kıyaslanması sonucu ortaya çıkan durum özetlenerek ayrıntılı olarak tartışılacaktır.

Tek-A'lı çekirdekler için yapılan NRF deneylerinde ortaya çıkan en önemli problem spin ve parite tayinin mümkün olmamasıdır. Bu nedenle gözlenen dipol seviyelerinden hangisinin  $M1$ , hangisinin  $E1$  karakterli olduğu bilinmemektedir. Bununla birlikte deneyde tespit edilen dipol seviyelerinin taban durumdan hangi uyarılma durumuna geçişi temsil ettiğini de belirlemek mümkün değildir. Elde ettiğimiz ve bir önceki kısımda sunduğumuz teorik sonuçlar RI- ve TGI-QPNM'in tüm bu bilinmeyenlere ışık tutabilecek yetkinliğe sahip olduğunu göstermiştir.

Yapılan karşılaştırmalarda dikkat çeken durumlardan biri, teorik hesaplamalarda elde edilen dipol seviyelerine ait biresysel radyasyon genişliklerinin deneysel değerlere kıyasla çok daha büyük olmasıdır. Hatta çoğu çekirdekte 2-3 katlık farklar oluştuğu görülmüştür. Bunun başlıca nedeni kullanılan RI- ve TGI-QPNM'de harmonik olmayan etkilerin dikkate alınmamasıdır. Bu etkiler dikkate alındığında tek fononlu dalga fonksiyonlarına 2- ve 3-fononlu konfigürasyonlar karışır [331]. Dalga fonksiyonunda 2- ve 3-fononlu bileşenlerin yer alması ile özellikle 3 MeV'in üzerindeki enerjilerde bulunan seviyelerin dipol radyasyon genişlikleri parçalanarak civar enerjilerde ortaya çıkan yeni seviyelere dağılır. Böylece hem seviyelerin dipol radyasyon genişlikleri azalmış hem de spektrumdaki parçalanma artmış olur [51,132]. Ancak bu karmaşık konfigürasyonların geçiş matris elemanları bir-fononlu konfigürasyonlara göre çok daha küçüktür [51]. Bu nedenle çoklu fonon yapıları spektrumdaki parçalanmanın artmasına neden olurken belli bir enerji aralığındaki

toplam özellikleri (örneğin toplam dipol radyasyon genişliklerini ve toplam indirgenmiş dipol geçiş olasılıklarını) neredeyse hiç etkilememektedir [51,132]. Bu nedenle bir önceki kısımda RI- ve TGI-QPNM’de elde edilen dipol modlara ait toplam özellikler  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$  tek-A’lı deforme çekirdekleri için ayrı ayrı verilmiş ve deneysel sonuçlarla detaylı bir karşılaştırma yapılmıştır.

Bu karşılaştırmadan çıkan sonuçlar incelendiğinde RI- ve TGI-QPNM ile elde edilen toplam  $(M1+E1)$  dipol radyasyon ve toplam  $(M1+E1)$  indirgenmiş dipol genişliklerinin karşılık gelen deneysel değerlerden daha büyük olduğu görülmüştür. Öyle ki deney ile teori arasındaki fark  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinde yaklaşık 2 kat iken  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeğinde yaklaşık 5 kata kadar çıkmaktadır. Toplam kuralları çerçevesinde yapılan hesaplamalar tek-A’lı çekirdeklerdeki toplam dipol gücü ile komşu çift-çift çekirdeklerdeki toplam gücün yaklaşık olarak birbirine eşit olması gerektiğini öngörmektedir [248]. Nitekim çift-çift çekirdeğe bir nükleon eklenmesinin çekirdeklerdeki dipol güç dağılımında böylesine büyük bir fark oluşturması da beklenmez [166,194,194,244,246]. Bu tez çalışması kapsamında kor çekirdekleri için yapılan hesaplamalar da bu durumu doğrulamaktadır. Tablo 4.9’da  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$  tek-A’lı deforme çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan toplam indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimallerinin söz konusu çekirdeklerin koru olan  $^{160,162}\text{Dy}$ ,  $^{164}\text{Dy}$ ,  $^{166}\text{Er}$ ,  $^{168}\text{Er}$ ,  $^{174}\text{Yb}$  için aynı enerji aralığında TGI-QRPA ile hesaplanan toplam indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimalleri ile karşılaştırılması verilmiştir.

**Tablo 4.9.** İncelenen tek kütle numaralı çekirdekler için TGI-QPNM ve onların kor çekirdekleri TGI-QRPA kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimallerinin karşılaştırılması.

Tek-A		Kor	
Çekirdek	$\sum B(E1\uparrow)$ [ $e^2 fm^2 \times 10^{-3}$ ]	Çekirdek	$\sum B(E1\uparrow)$ [ $e^2 fm^2 \times 10^{-3}$ ]
$^{161}\text{Dy}$	17,77	$^{160}\text{Dy}$	15,74
$^{163}\text{Dy}$	9,63	$^{162}\text{Dy}$	9,76
$^{165}\text{Ho}$	24,64	$^{164}\text{Dy}$	23,22
$^{167}\text{Er}$	12,80	$^{166}\text{Ho}$	12,80
$^{169}\text{Tm}$	17,88	$^{168}\text{Er}$	17,02
$^{175}\text{Lu}$	7,47	$^{174}\text{Yb}$	8,06

Tablo 4.9’dan açıkça görülmektedir ki tek-A’lı  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığında elde edilen toplam  $E1$  geçiş ihtimalleri ile  $^{160,162}\text{Dy}$ ,  $^{164}\text{Dy}$ ,  $^{166}\text{Ho}$ ,  $^{168}\text{Er}$  ve  $^{174}\text{Yb}$  kor çekirdekleri için aynı enerji aralığında elde

edilen toplam  $E1$  geçiş ihtimalleri birbirine çok yakındır. Bu noktada akla ilk gelen soru: *peki çift kütleli çekirdekten tek-A'lı çekirdeğe geçildiğinde korunması beklenen toplam güç deneylerde neden gözlenememektedir?*

Bu sorunun yanıtı deney düzeneklerinde yatmaktadır. *Nord vd. (2003) [129]* yaptıkları çalışmada, çift-çift kütleli çekirdekten tek-A'lı çekirdeğe geçildiğinde kaybolan dipol gücünün büyük bir kısmının deneysel koşullarla ilişkili olduğunu göstermişlerdir. Bu çalışmada, düşük enerjili dipol uyarılmaları daha önce deneysel olarak belirlenmiş olan  $^{163}\text{Dy}$  ve  $^{165}\text{Ho}$  çekirdekleri için önceki deneylere göre duyarlılığı 1 merteye artırılan NRF düzeneği kullanılarak tekrar deneyleri gerçekleştirilmiştir. 1993 yılında *Bauske vd.* tarafından Stuttgart'da bulunan Dynamitron hızlandırıcısında yapılan NRF deneyinde 17 seviye tespit edilmiş ve bunların dipol radyasyon genişlikleri toplamı  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (416 \pm 88) \text{ meV}$  olarak rapor edilmiştir [242]. Yaklaşık 10 yıl sonra *Nord vd. (2003)* yine aynı tesiste yaptıkları deneyde bu çekirdek için 146 seviye tespit etmiş ve bunların dipol radyasyon genişlikleri toplamı olarak bulunmuştur [129]. Görüldüğü gibi yeni teknoloji ve hassasiyeti arttırılmış deney düzenekleri ile aynı çekirdek için aynı tesiste yapılan NRF deneyinde dedekte edilen seviye sayısı yaklaşık 6 katına, toplam dipol radyasyon genişliği ise 2 katına çıkmıştır. Aynı durum  $^{165}\text{Ho}$  çekirdeğinde de mevcuttur. 1999 yılında *Huxel vd. [132]* tarafından Almanya'nın Darmstadt şehrinde S-DALINAC'ta gerçekleştirilen NRF deneyinde 45 seviye tespit edilirken, yaklaşık 4 yıl sonra *Nord vd. [129]* tarafından Almanya'nın Stuttgart şehrinde Dynamitron hızlandırıcısında yapılan deneyde 120 seviye tespit edilmiştir. İlk deneyde elde edilen toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (557 \pm 84,82) \text{ meV}$  iken, ikinci deneyde elde edilen toplam dipol radyasyon genişliği  $\sum g\Gamma_0(\Pi 1 \uparrow) = (816 \pm 116,01) \text{ meV}$ 'dir.

Hassasiyeti arttırılmış deney düzenekleriyle arka plana (background) gömülü kalan ve tespit edilememiş dipol gücünün büyük bir kısmının dedekte edilebildiği görülmektedir. Ancak buna rağmen yine de kayıp gücün tamamını elde etmek şu an için mevcut detektör teknolojisi ile mümkün olmamaktadır [332]. Bunun en büyük nedeni, tek-A'lı çekirdeklerin sahip oldukları yarım spin değerlerinden dolayı seviye yoğunluğunun fazla olmasıdır. Bu nedenle dipol güç çok fazla seviyeye küçük şiddetlerle dağılır. Her ne kadar kullanılan detektörlerin hassasiyetleri arttırılmış olsa da bu küçük seviyeler günümüz teknolojisinde dahi tespit edilememektedir [129]. Bu



problemin çözümü için  $^{165}\text{Ho}$  ve  $^{169}\text{Tm}$  başlıkları altında da bahsedildiği gibi *Enders vd.* (1997, 1998) [243,330] tarafından önerilen ve istatistiksel bir yöntem olan dalgalanma analizi kullanılmaktadır. Ancak bu yöntem tez kapsamında incelenen sadece iki adet çekirdeğe ( $^{165}\text{Ho}$  ve  $^{169}\text{Tm}$ ) uygulanmıştır. Dalgalanma analizi yöntemi kullanılarak tek-A'lı diğer tüm çekirdekler için kayıp olan dipol gücünü ortaya çıkarmak büyük önem arz etmektedir.

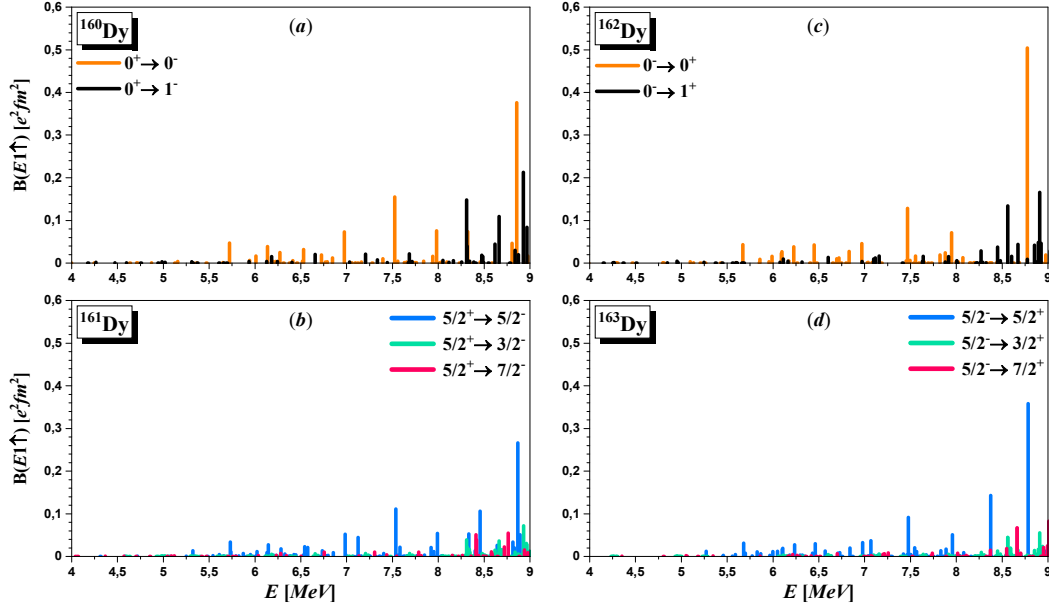
Tez kapsamında incelenen tüm çekirdekler için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM  $M1$  spektrumuna TGI-QPNM  $E1$  spektrumunun eklenmesi dipol seviyelerinin dağılımı bakımından deney ile teori arasındaki uyumu artırmıştır. Elde ettiğimiz sonuçlar, pek çok çalışmada deneysel ve teorik sonuçları kıyaslayabilmek için kullanılan, düşük enerji bölgesine ait dipol geçişlerinin tümünün  $M1$  karakterli olduğu kabulünün çok gerçekçi bir varsayım olmadığını göstermektedir [129,176,243]. Zira TGI-QPNM, söz konusu bölgede kayda değer büyüklükte  $E1$  geçişlerinin de var olduğunu ön görmektedir. Hatta bazı çekirdeklere 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam  $M1$  geçişlerine oldukça yakın büyüklüğe sahip  $E1$  geçişleri hesaplanmıştır.

#### 4.3. Yüksek Enerji Bölgesindeki $E1$ Uyarılmalarının Araştırılması ( $E \geq 4$ MeV)

Bu kısımda tek-A'lı  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  deforme çekirdeklerinin 4-20 MeV enerji aralığındaki  $E1$  özellikleri TGI-QPNM metodu ile incelenmiştir. Tek-A'lı çekirdeklere ait sonuçları vermeden önce çift-çift çekirdekten tek-A'lı çekirdeğe geçildiğinde bu enerji bölgesinde  $E1$  spektrumunun nasıl değiştiğini ortaya koymak faydalı olacaktır.

Şekil 4.9'da ilk örnek olarak  $^{161,163}\text{Dy}$  çekirdeklerinin teorik  $E1$  spektrumu ile  $^{160,162}\text{Dy}$  kor çekirdeklerinin teorik  $E1$  spektrumları karşılaştırılmıştır. Şekil 4.9 (a)'da  $^{160}\text{Dy}$  kor çekirdeğinin 4-9 MeV enerji aralığında  $\Delta K = 0$  ve  $\Delta K = 1$  geçişleri için TGI-QRPA ile hesaplanan  $B(E1 \uparrow)$  indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimalleri, Şekil 4.9 (b)'de  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeğinin 4-9 MeV enerji aralığında taban durumdan  $K^\pi = 5/2^-$ ,  $K^\pi = 3/2^-$  ve  $K^\pi = 7/2^-$  uyarılma seviyelerine geçişler için TGI-QPNM ile hesaplanan  $B(E1 \uparrow)$  indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimalleri, Şekil 4.9 (c)'de  $^{162}\text{Dy}$  kor çekirdeğinin 4-9 MeV enerji aralığında  $\Delta K = 0$  ve  $\Delta K = 1$  geçişleri için TGI-QRPA ile hesaplanan  $B(E1 \uparrow)$  indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimalleri, Şekil 4.9 (d)'de  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinin 4-9 MeV enerji

aralığında taban durumdan  $K^\pi = 5/2^+$ ,  $K^\pi = 3/2^+$  ve  $K^\pi = 7/2^+$  uyarılma seviyelerine geçişler için TGI-QPNM ile hesaplanan  $B(E1 \uparrow)$  indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimalleri verilmiştir.

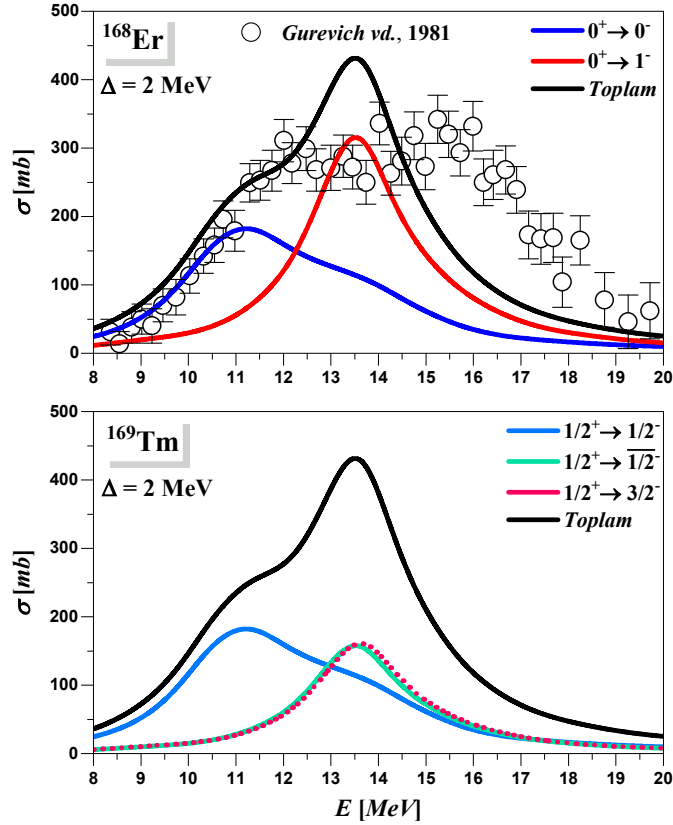


**Şekil 4.9.**  $^{161,163}\text{Dy}$  çekirdeklerinin 4–9 MeV enerji aralığında elde edilen  $E1$  spektrumunun çift kütleli  $^{160,162}\text{Dy}$  çekirdeklerinin spektrumu ile karşılaştırılması. (a)  $^{160}\text{Dy}$  kor çekirdeğinin 4-9 MeV enerji TGI-QRPA ile hesaplanan  $B(E1 \uparrow)$  indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimalleri. (b)  $^{161}\text{Dy}$  çekirdeğinin 4-9 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan  $B(E1 \uparrow)$  indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimalleri. (c)  $^{162}\text{Dy}$  kor çekirdeğinin 4-9 MeV enerji aralığında TGI-QRPA ile hesaplanan  $B(E1 \uparrow)$  indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimalleri. (d)  $^{163}\text{Dy}$  çekirdeğinin 4-9 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan  $B(E1 \uparrow)$  indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimalleri.

Şekil 4.9'daki sonuçlar, düşük enerji bölgesinde olduğu gibi 4-9 MeV (PDR) bölgesinde de çift-çift çekirdekten tek çekirdeğe geçildiğinde  $E1$  spektrumundaki parçalanmanın arttığını göstermektedir. Kısım 1.1'de de bahsedildiği gibi  $E1$  operatörünün özelliklerinden dolayı  $\Delta K = 0$  dalına ait seviyelere karşılık gelen  $E1$  gücü *iki*,  $\Delta K = 1$  dalına ait seviyelere karşılık gelen  $E1$  gücü ise *dört* durum arasında paylaşılır.

Bir başka örnek olarak Şekil 4.10'da  $^{169}\text{Tm}$  çekirdeği için 8-20 MeV enerji aralığında (GDR bölgesi) TGI-QPNM ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesitlerinin  $^{168}\text{Er}$  kor çekirdeğinin aynı enerji aralığında TGI-QRPA kullanılarak hesaplanan foto-soğurma

tesir kesitleriyle karşılaştırılması verilmiştir. Şekil 4.10'da, *Gurevich vd.* tarafından 1981 yılında Sovyetler Birliği Bilimler Akademisinde (günümüzde Rusya Bilimler Akademisi olarak bilinir) bulunan Nükleer Araştırma Enstitüsü'nde  $^{168}\text{Er}$  çekirdeği için ölçülen toplam foto-soğurma tesir kesiti sonuçları da yer almaktadır [281].



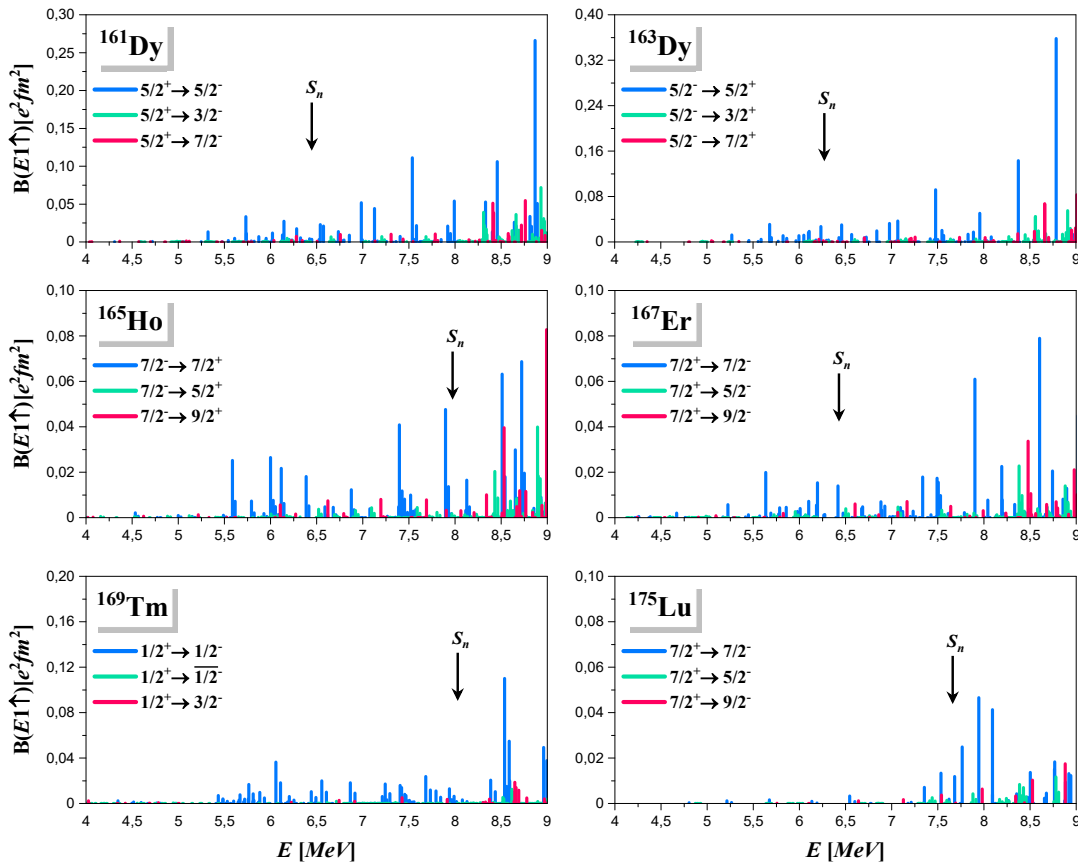
**Şekil 4.10.**  $^{169}\text{Tm}$  çekirdeğinin GDR bölgesi için TGI-QPNM foto-soğurma tesir kesitlerinin,  $^{168}\text{Er}$  kor çekirdeğinin aynı bölgede yer alan TGI-QRPA foto-soğurma tesir kesitleriyle karşılaştırılması. Üstteki grafikte  $^{168}\text{Er}$  çekirdeğinin deneysel olarak belirlenen foto-soğurma tesir kesiti dağılımları da yer almaktadır [281].

Şekil 4.10'da en dikkat çeken noktalardan biri  $^{169}\text{Tm}$  çekirdeğinin foto-soğurma tesir kesiti sonuçlarının  $^{168}\text{Er}$  çekirdeğinin foto-soğurma tesir kesiti sonuçlarıyla neredeyse bire bir aynı olmasıdır. Çekirdeğe bir nükleon eklenmesiyle GDR yapısının önemli ölçüde değişmesi beklenmediğinden [264] şaşırtıcı değildir. Bu sonuç tek-A'lı çekirdeklerin GDR bölgesi incelenirken deneyin mevcut olmadığı durumlarda kor çekirdeklerine ait deneysel sonuçların teoriyi test etmek amacıyla kullanılabileceğini göstermektedir.

Bundan sonraki paragraflarda tek-A'lı  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin yüksek enerji bölgesine ait  $E1$  spektrumları ve  $E1$  uyarılmalarına ait özellikler ayrıntılı olarak ele alınacaktır.

Yaygın olarak Cüce (pygmy) dipol rezonans (PDR) olarak adlandırılan ve nötron ayrılma enerjisi ( $S_n$ ) çevresinde bulunan  $E1$  gücünün çift-çift kütleli deforme çekirdeklerdeki doğası, çok sayıda çalışmanın varlığına rağmen henüz tam olarak anlaşılammıştır [52,53]. Öte yandan tek-A'lı deforme çekirdekler için PDR bölgesinde yapılmış herhangi bir çalışma literatürde mevcut değildir. Bu nedenle PDR bölgesindeki  $E1$  uyarılmalarının davranışlarının ilk kez TGI-QPNM ile incelenecek olması bundan sonra tek-A'lı deforme çekirdekler ile yapılacak çalışmalara ilham olacaktır.

Şekil 4.11'de tez kapsamında incelenen tek-A'lı  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin 4-9 MeV enerji bölgesi için TGI-QPNM ile hesaplanan  $E1$  gücünün dağılımı verilmiştir. Grafiklerde taban durumdan  $\Delta K=0$ ,  $\Delta K=-1$  ve  $\Delta K=+1$  geçişleri sırasıyla mavi, yeşil ve pembe renk ile temsil edilmiştir. İncelenen çekirdeklerin  $S_n$  değerleri sırasıyla 6,45 MeV, 6,27 MeV, 7,98 MeV, 6,43 MeV, 8,03 MeV ve 7,66 MeV'dir.



Şekil 4.11.  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdekleri için TGI-QPNM ile hesaplanan  $B(E1\uparrow)$  değerlerinin 4-9 MeV enerji aralığındaki dağılımı.

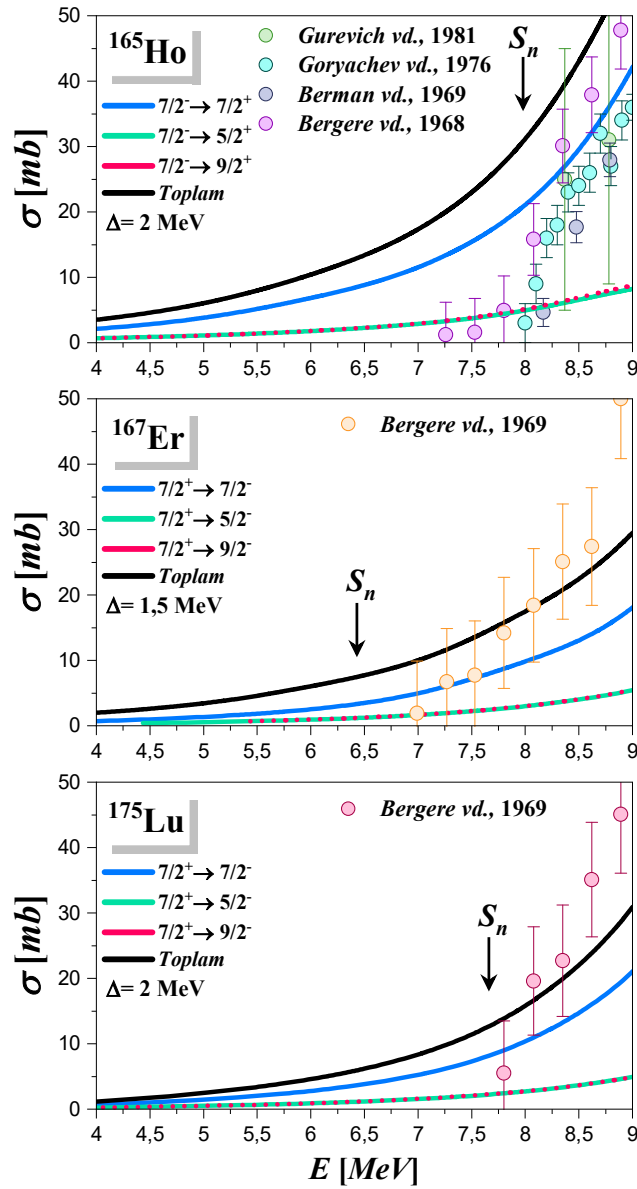
Şekil 4.11'deki sonuçlar, incelenen çekirdeklerde, 4-9 MeV enerji aralığındaki  $E1$  gücüne  $\Delta K = 0$  dalından gelen katkının,  $\Delta K = \pm 1$  dalından gelen katkıdan daha fazla olduğunu göstermektedir. Bu nedenle spektrumda 9 MeV'in altındaki uyarılma enerjilerinde  $\Delta K = 0$  dalına ait  $E1$  geçişleri baskındır.  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeği hariç diğer tüm çekirdeklerde  $E1$  geçişleri 5,5 MeV sonrası baskın dipol uyarılma mekanizması haline gelirken  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinde  $E1$  geçişleri 7,5 MeV enerjisinden sonra kendini gösterir. *Savran vd.* (2013) [52] ile *Bracco vd.* (2019) [53] tarafından çift-çift çekirdekler için yapılan kapsamlı çalışmalarda GDR'nin düşük enerji kuyruğuna ait ve nötron ayrılma enerjilerine yakın enerjilerde ortaya çıkan  $E1$  uyarılmaları PDR olarak tanımlanmıştır. Bu tanıma istinaden Şekil 4.11'de  $S_n$  civarında TGI-QPNM tarafından ön görülen  $E1$  uyarılmalarının PDR'a ait olduğu söylenebilir.

Aslında PDR'nin yeni bir uyarılma modu mu yoksa sadece GDR'nin düşük enerji bölgesine tekabül eden kuyruğu mu olduğu hala devam eden tartışmalardan biridir [52]. Bu modun doğasını anlamak için son on yıl içinde  $^{40}\text{Ca}$  [55],  $^{48}\text{Ca}$  [36],  $^{58}\text{Ni}$  [55],  $^{90}\text{Zr}$  [55],  $^{94}\text{Mo}$  [72],  $^{124}\text{Sn}$  [54,70],  $^{138}\text{Ba}$  [69],  $^{140}\text{Ce}$  [69] ve  $^{208}\text{Pb}$  [55] çekirdekleri için izoskaler ve izovektör problemler ile elde edilen deneysel verilerin birleştirildiği yeni ölçümler gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmalar, nötronca zengin çekirdeklerde nötron ayrılma enerjisi ( $S_n$ ) etrafındaki enerjilerde  $E1$  güç dağılımının iki farklı kısımdan oluştuğunu göstermiştir [64-66]. İlk kısım, yaklaşık 6 MeV'e kadar olan daha düşük enerjilerde meydana gelir ve hem izoskaler ( $\alpha, \alpha'\gamma$ ) hem de izovektör ( $\gamma, \gamma'$ ) problemler ile gözlemlenebilirken, ikinci kısım ise 6 MeV'den büyük enerjilerde ortaya çıkar gelir ve sadece izovektör ( $\gamma, \gamma'$ ) problemler ile gözlemlenebilir [52,53].

PDR'nin genel özellikleri teorik olarak birçok model kullanılarak incelenmiştir (bkz: Kısım 2.4.3). Bu çalışmaların ortak sonucu, izoskaler  $E1$  geçişlerinin PDR'nin yeni bir uyarılma modu olduğu, izovektör  $E1$  geçişlerinin ise GDR'nin düşük enerjili kuyruğu olduğu doğrultusundadır. Bu tez çalışmasında da olduğu gibi mikroskobik modellerde, hemen hemen tüm izoskaler dipol uyarılmaları sahte hallere karşılık gelir. Bu nedenle hesaplamalarda dikkate alınmaz. Pek çok araştırmacı izoskaler uyarılmalar oluşturmak için ikinci dereceden dipol korelasyonlarını ( $r^3 Y_{1\mu}$ ) kullansa da [53], bu tür bir korelasyonu uygulamak mevcut çalışmanın kapsamı dışındadır.

Yukarıdaki tartışmaların ışığında, tez kapsamında PDR bölgesi için TGI-QPNM ile öngörülen  $E1$  geçiş ihtimalleri izovektör karakterli olmaları nedeniyle IVGDR'nin düşük enerjili kuyruğuna ait olabilirler [155].

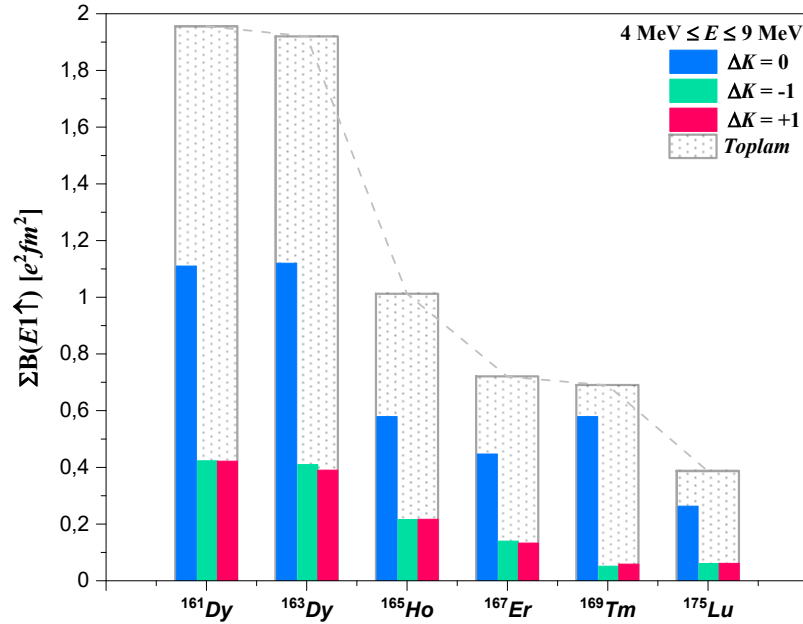
İncelenen çekirdekler için nötron ayrılma enerjisi ( $S_n$ ) etrafında ne yazık ki deneysel veri mevcut değildir. Bununla birlikte, kısmen PDR bölgesini kapsayan deneysel foto-soğurma tesir kesiti sonuçları karşılaştırma amacıyla kullanılabilir. Şekil 4.12'de  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin 4–9 MeV enerji bölgesindeki foto-soğurma tesir kesiti deneyleri teorik sonuçlar ile karşılaştırılmıştır.



Şekil 4.12.  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin 4-9 MeV enerji aralığında teorik foto-soğurma tesir kesiti sonuçlarının karşılık gelen deneysel verilerle karşılaştırılması [141,146,146,281].

Şekil 4.12'den 4-9 MeV enerji aralığında deneysel ve teorik foto-soğurma tesir kesitlerinin incelenen tüm çekirdekler için aynı eğilimi izlediği görülebilir. Özellikle  $^{167}\text{Er}$  için teorik tahminler deneysel veriyle [149] tatmin edici bir uyum içindedir. Daha önce bahsedildiği gibi, bu enerji bölgesindeki  $E1$  seviyelerinin çoğu  $\Delta K = 0$  geçişlerinden kaynaklanmaktadır;  $\Delta K = \pm 1$  geçişlerinden gelen katkı toplam foto-soğurma kesitlerini az miktarda etkiler.

Şekil 4.13'te tek-A'lı  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin 4-9 MeV enerji bölgesindeki  $\sum B(E1 \uparrow)$  toplam indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimalleri verilmiştir. Burada  $\Delta K = 0$ ,  $\Delta K = -1$  ve  $\Delta K = +1$  dallarına ait geçişler sırasıyla mavi, yeşil ve pembe renk ile temsil edilirken, gri renkli sütun tüm seviyelerin toplamını ifade etmektedir.

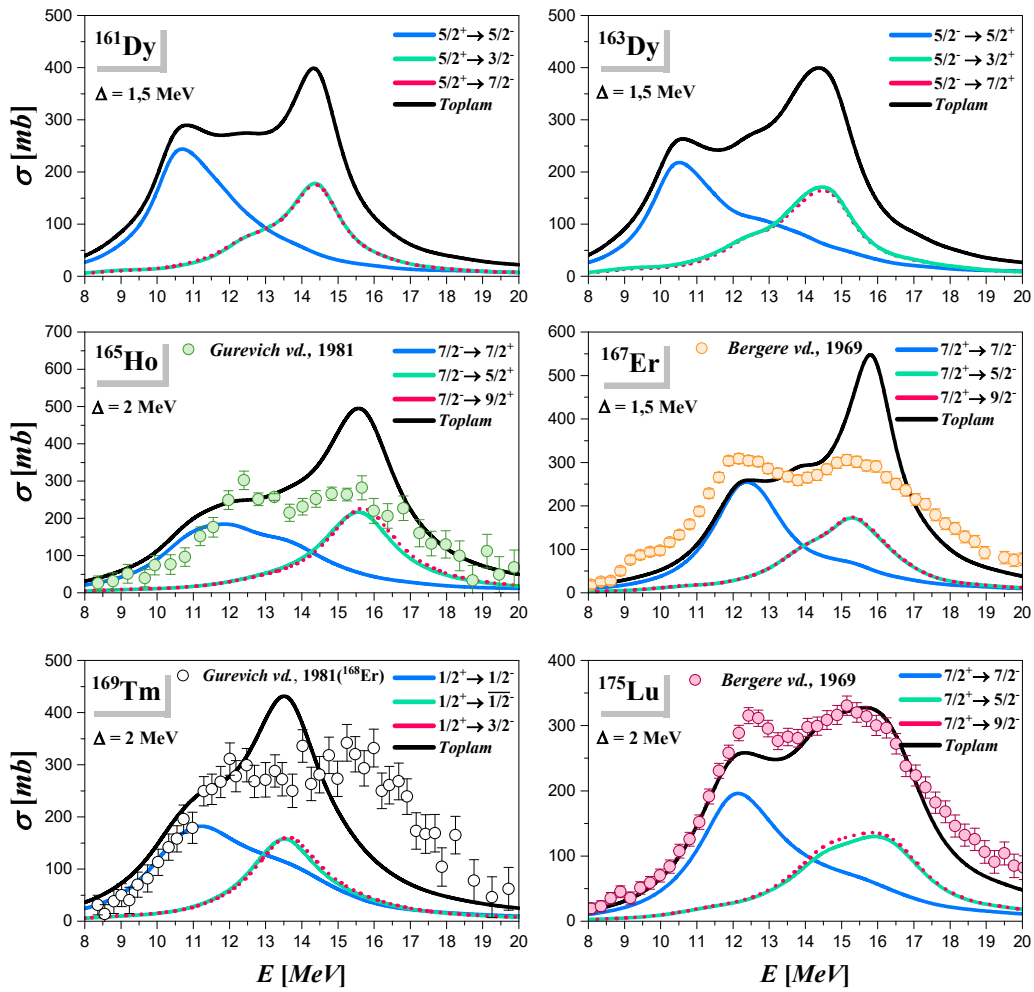


**Şekil 4.13.**  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin 4-9 MeV enerji aralığında toplam indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimallerinin karşılaştırılması.

Şekil 4.13'teki verilere göre  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdekleri için 4-9 MeV enerji aralığında TGI-QPNM hesaplamalarında elde edilen toplam indirgenmiş  $E1$  geçiş ihtimalleri sırasıyla  $\sum B(E1 \uparrow) = 1,96 e^2 fm^2$ ,  $\sum B(E1 \uparrow) = 1,92 e^2 fm^2$ ,  $\sum B(E1 \uparrow) = 1,01 e^2 fm^2$ ,  $\sum B(E1 \uparrow) = 0,72 e^2 fm^2$ ,  $\sum B(E1 \uparrow) = 0,69 e^2 fm^2$  ve  $\sum B(E1 \uparrow) = 0,39 e^2 fm^2$ 'dir. Görüldüğü gibi söz konusu bölge için hesaplanan toplam  $E1$  gücü kütle numarasına bağlı olarak azalmaktadır. Öte yandan incelenen

çekirdeklerin PDR bölgesi için verilen toplam geçiş ihtimalleri, 2-20 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam geçiş ihtimallerinin sırasıyla %4,26, %4,03, %1,96, %1,61, %1,62 ve %0,74 kadarını oluşturur.

Şekil 4.14'te  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin TGI-QPNM ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesiti sonuçları sunulmuştur.  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin foto-soğurma tesir kesiti deney sonuçlarına da Şekil 4.14'te yer verilmiştir [149,281]. GDR'nin ortaya çıktığı enerjilerde seviye yoğunluğu çok büyük olduğundan gözlenen seviyelerin ince yapısını deneysel olarak tespit etmek şu an için mümkün değildir. Bu nedenle GDR bölgesine ait deney sonuçları dipol geçişlerinin dağılımları hakkında bilgi veren foto-soğurma tesir kesitleri ile verilir. İncelenen çekirdeklerin IVGDR bölgesindeki  $E1$  geçişleri için TGI-QPNM bazında foto-soğurma tesir kesitleri Bölüm 3'te verilen (3.57) ifadesi ile hesaplanmıştır.



Şekil 4.14. Tez kapsamında incelenen tüm çekirdeklerin TGI-QPNM ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesiti sonuçları. Grafikte ayrıca  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin deneysel verileri de sunulmuştur [149,281].



TGI-QPNM ile yapılan hesaplamalarda incelenen tüm çekirdeklerin  $E1$  gücünün 2-25 MeV gibi geniş bir aralığa yayıldığı görülmüştür. Şekil 4.14'ten de görüldüğü gibi neredeyse tüm güç 8-20 MeV enerji bölgesinde yoğunlaşır. Küresel çekirdeklere GDR bölgesine ait  $E1$  geçişlerinin  $\Delta K = 0$  ve  $\Delta K = \pm 1$  dalları aynı enerjilerde meydana geldiğinden bu çekirdeklere GDR'nin geniş yayımlı bir pikten oluştuğu bilinmektedir. Öte yandan deforme olmuş çekirdeklere ise deformasyon nedeniyle  $\Delta K = 0$  ve  $\Delta K = \pm 1$  dallarının farklı enerjilerde ortaya çıkmakta ve bu nedenle deforme çekirdeklere GDR iki pikli bir yapı göstermektedir [126,153,166]. Şekil 4.14'de incelenen tüm çekirdeklere GDR'nin biri  $\Delta K = 0$  diğeri ise  $\Delta K = \pm 1$  geçişlerinden oluşan iki pike ayrıldığı açıkça görülmektedir. Öte yandan, bu çalışmada dikkate alınan tek-A'lı çekirdekler prolate deformasyona sahiptir ve beklendiği gibi GDR'nin  $\Delta K = 0$  dalı,  $\Delta K = \pm 1$  dalından daha düşük enerjilerde ortaya çıkar.  $\Delta K = 0$  geçişleri özellikle 8-13 MeV enerji aralığında hakimken,  $\Delta K = \pm 1$  geçişleri 13-18 MeV enerji aralığında hakimdir.  $\Delta K = 0$  dalının GDR'ye katkısı çok zayıf olmasına rağmen, özellikle 9-20 MeV'de bu dala ait uyarılmaların yapıcı girişimi GDR'nin şekillenmesinde belirleyicidir.

Şekil 4.14'te gösterildiği gibi, teorik ve deneysel spektrum neredeyse aynı trendi izlemektedir. Bununla birlikte,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{167}\text{Er}$  için elde edilen teorik spektrumdaki ikinci pikler deneysel olanlardan daha yüksektir. Bunun nedeni, Kısım 4.2'de de belirtildiği gibi tez çalışmasında sadece bir-fononlu etkileşimlerin dikkate alınması olabilir. *Soloviev vd.* (1978) çift kütleli  $^{124}\text{Te}$ ,  $^{140}\text{Ce}$  ve  $^{142}\text{Ce}$  çekirdeklerinin GDR bölgesine ait teorik çalışmalarında  $2p$ ,  $3p...$  gibi çok fononlu durumların ele alınmasıyla ikinci pikin yüksekliğinin azalacağını belirtmişlerdir [40].  $^{169}\text{Tm}$  çekirdeğinde  $\sim 13$  MeV'in üzerindeki enerjilerde teorik foto-soğurma tesir kesitlerinin dağılımı deney ile uyumlu değildir.  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinin ikinci piki deney ile uyum içindeyken ilk piki deneyin altında kalmıştır.  $^{167}\text{Er}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin teorik eğrileri 17 MeV'in üzerinde deneysel olandan sapmaktadır. Deneysel spektrum yalnızca nötron verim reaksiyonunu içerdiğinden, bu tutarsızlık şaşırtıcı değildir [13]. Nötron verim reaksiyonları,  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ ,..., kanallarından gelen nötron katkıları artırır ve bu; foto-soğurma tesir kesiti rezonansının sağ kuyruk kısmını yükseltir [152].

Tepe enerjileri ve toplam foto-soğurma tesir kesitlerinin integrali alınmış farklı kattan momentleri, GDR'nin özellikleri hakkında değerli bilgiler veren önemli

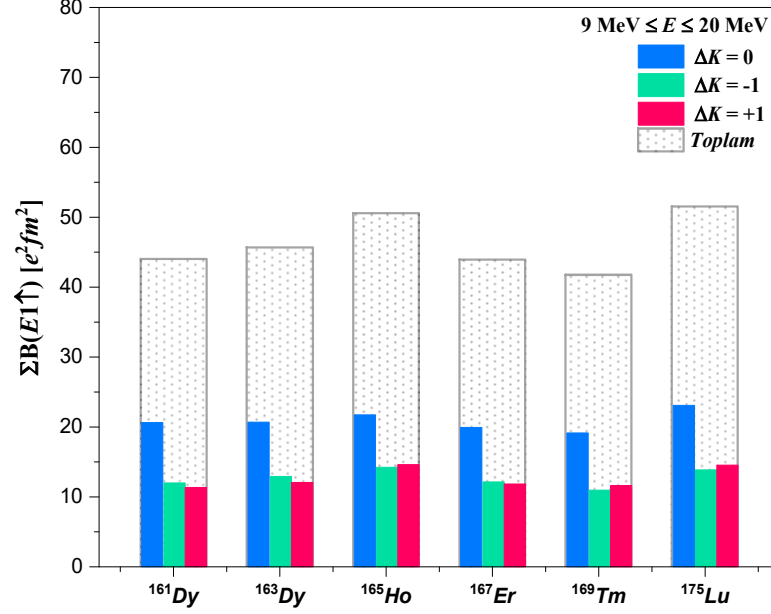
göstergelerdir. TGI-QPNM'in öngörü gücünü değerlendirmek amacıyla, Tablo 4.10'da TGI-QPNM ile hesaplanan  $E_1$  birinci tepe ve  $E_2$  ikinci tepe merkez enerjileri ve toplam foto-soğurma tesir kesitlerinin sıfırcı ( $\sigma_0$ ), birinci ( $\sigma_{-1}$ ) ve ikinci ( $\sigma_{-2}$ ) kattan momentleri deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

**Tablo 4.10.**  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdekleri için 8-20 MeV enerji aralığında TGI-QPNM ile hesaplanan foto-soğurma tesir kesitlerinin farklı kattan ( $k$ ) momentleri ( $\sigma_k$ ) ile  $\Delta K=0$  ve  $\Delta K=\pm 1$  modlarının yerleştiği enerjiler ( $E_1$  ve  $E_2$ ).

Çekirdek		$E_1$ [MeV]	$E_2$ [MeV]	$K^\pi$	$\sigma_{-2}$ [mb/MeV]	$\sigma_{-1}$ [mb]	$\sigma_0$ [MeV×b]
$^{161}\text{Dy}$	Teori	10,42	14,39	$5/2^-$	7,70	88,25	0,97
				$3/2^-$	3,70	51,97	0,70
				$7/2^-$	3,92	52,26	0,71
				<b>Toplam</b>	<b>15,32</b>	<b>192,48</b>	<b>2,38</b>
$^{163}\text{Dy}$	Teori	10,33	14,20	$5/2^+$	8,44	91,46	1,03
				$3/2^+$	4,10	55,40	0,77
				$7/2^+$	4,07	55,57	0,78
				<b>Toplam</b>	<b>16,60</b>	<b>202,43</b>	<b>2,58</b>
$^{165}\text{Ho}$	Teori	11,90	15,60	$7/2^+$	7,20	84,88	1,02
				$5/2^+$	3,81	56,24	0,85
				$9/2^+$	3,78	56,18	0,85
				<b>Toplam</b>	<b>14,79</b>	<b>197,30</b>	<b>2,72</b>
	<i>Deney</i> [281]	12,30	15,20	–	10,1±0,3	155±4,4	1,86±0,06
	<i>Deney</i> [333]	12,31	16,23	–	16,1	218	3,60
<i>Deney</i> [334]	12,07	15,62	–	11,17	194±14	2,79±0,25	
<i>Deney</i> [146]	12,28	15,78	–	11,56	166	–	
<i>Deney</i> [148]	12,12	15,75	–	10,93	–	2,37±0,24	
$^{167}\text{Er}$	Teori	12,14	15,86	$7/2^-$	6,21	78,15	1,00
				$5/2^-$	2,48	50,83	0,78
				$9/2^-$	3,36	50,74	0,78
				<b>Toplam</b>	<b>12,05</b>	<b>179,72</b>	<b>2,55</b>
<i>Deney</i> [335]	12,0	15,45	–	13,6±1,0	186±0,15	2,70±0,19	
$^{169}\text{Tm}$	Teori	11,20	13,50	$1/2^-$	7,32	87,52	1,02
				$1/2^-$	3,46	46,09	0,62
				$3/2^-$	3,54	46,08	0,62
				<b>Toplam</b>	<b>14,32</b>	<b>180,41</b>	<b>2,26</b>
$^{175}\text{Lu}$	Teori	11,63	15,03	$7/2^-$	9,57	94,16	0,94
				$5/2^-$	4,56	56,47	0,71
				$9/2^-$	4,80	58,97	0,74
				<b>Toplam</b>	<b>18,93</b>	<b>209,61</b>	<b>2,40</b>
<i>Deney</i> [335]	12,35	15,52	–	12,9±1,0	182±0,15	2,65±0,18	

Tablo 4.10'da teorik ve deneysel  $E_1$  ve  $E_2$  tepe enerji değerleri karşılaştırıldığında, incelenen tüm tek kütleli çekirdekler için tatmin edici bir uyumun olduğu görülmektedir. Ayrıca, foto-soğurma tesir kesitlerinin farklı kattan momentleri için TGI-QPNM ile elde edilen sonuçlar da karşılık gelen deneysel değerlere yakındır.

Şekil 4.15'te tek-A'lı  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin 9-20 MeV enerji bölgesine ait  $E1$  geçiş ihtimalleri toplamı  $\sum B(E1 \uparrow)$  verilmiştir. Burada  $\Delta K = 0$ ,  $\Delta K = -1$  ve  $\Delta K = +1$  dalları sırasıyla mavi, yeşil ve pembe renkle, tüm seviyelerin toplam değerleri ise gri renk ile temsil edilmiştir.



**Şekil 4.15.**  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin 9–20 MeV enerji aralığında toplam  $E1$  geçiş ihtimallerinin karşılaştırılması.

$^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdekleri için TGI-QPNM ile yapılan hesaplamalarda 9-20 MeV enerji aralığında elde edilen toplam  $E1$  geçiş ihtimalleri sırasıyla,  $B(E1 \uparrow) = 43,99 e^2 fm^2$ ,  $B(E1 \uparrow) = 45,67 e^2 fm^2$ ,  $B(E1 \uparrow) = 50,59 e^2 fm^2$ ,  $B(E1 \uparrow) = 43,93 e^2 fm^2$ ,  $B(E1 \uparrow) = 41,74 e^2 fm^2$  ve  $B(E1 \uparrow) = 51,52 e^2 fm^2$  'dir. PDR'den farklı olarak söz konusu bölge için hesaplanan toplam  $E1$  gücü ile kütle numarası arasında herhangi bir ilişki yoktur. Öte yandan incelenen çekirdeklerin GDR bölgesi için verilen toplam geçiş ihtimalleri, bu izotoplarda 2-20 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam geçiş ihtimallerinin sırasıyla %95,72, %95,95, %98,01, %98,35, %98,34 ve %99,23 kadarını oluşturur.

Yüksek enerji bölgesiyle ilgili önemli bir soru, bu bölgedeki dipol geçişlerinin ne kadar kolektif olduğudur. PDR bölgesinin kolektifliği, özellikle küresel çift-çift çekirdekler [4, 85] için birkaç makalede tartışılmıştır. Tek kütleli çekirdekte ise son yıllarda *Tabar vd.* tarafından TGI-QPNM kullanılarak bazı deforme nadir toprak ve

aktinit bölgesi çekirdeklerinin PDR ve GDR bölgesinin kolektifliği üzerine çalışmalar yapılmıştır [38, 39, 50, 54, 104].

Tablo 4.11’de tez kapsamında incelenen çekirdeklerin 4-20 MeV enerji aralığındaki  $E1$  geçiş ihtimallerinin seviye yapıları verilmiştir. Tek-A’lı deforme çekirdeklere  $E1$  operatörünün özellikleri gereği seviye yoğunluğu oldukça fazla olduğu için burada sadece 4-9 MeV ve 9-20 MeV enerji bölgeleri için  $\Delta K = 0$  ve  $\Delta K = \pm 1$  dallarına ait en güçlü  $E1$  geçişlerine yer verilmiştir. Tabloda ilk sütun çekirdek isimlerini, sonraki dört sütun çekirdeklerin uyarılma durumlarını, uyarılma enerjilerini,  $E1$  geçiş ihtimallerini ve seviye yapılarını göstermektedir. Son beş sütun ise sırasıyla tek-A’lı çekirdeklerin seviyesine katkı veren fononu, bu fononun yapısını, fononun dalga fonksiyonuna % katkısını, fonon seviyesindeki toplam iki-kuaziparçacık sayısını ve tüm fononların % kaçının iki-kuazinötron ( $nn$ ) % kaçının iki-kuaziprotondan ( $pp$ ) oluştuğunu göstermektedir. Burada en yüksek katkıya sahip ilk üç kuaziparçacık çifti verilmiştir.

Daha önce de bahsedildiği gibi TGI-QPNM ile incelenen PDR bölgesi, izovektör karakterli olduğundan bu bölgeye ait  $E1$  uyarılmalarının GDR’nin düşük enerjili kuyruğu olma ihtimali yüksektir. Bu noktada önem arz eden konulardan biri PDR ve GDR durumları arasındaki farkları ortaya koymaktır. Kor çekirdeklerinin iki-kuaziparçacık konfigürasyonları GDR ve PDR durumları arasındaki farkların bulunmasına yardımcı olabilir. Şimdi tez kapsamında incelenen çekirdeklerin PDR ve GDR bölgesine ait seviye yapılarını daha yakından inceleyelim:

**Tablo 4.11.** Tez kapsamında incelenen tüm çekirdeklerin 4–20 MeV bölgesine ait seviye yapısı.

Çekirdek	TGI-QPNM					TGI-QRPA				
	$I_f^\pi K_f$	$E_j$ [MeV]	$B(E1\uparrow)$ [ $e^2 fm^2$ ]	$\sum_{I_f} B(E1\uparrow)$ [ $e^2 fm^2$ ]	$\% (G_i^{i\mu\nu})^2 [Nn_z \Lambda] \Sigma \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$	Fonon	Fonon Yapısı	Fonon katkısı (%)	Toplam iki-kuaziparçacık sayısı	% nn, % pp katkısı
$^{161}\text{Dy}$	5/2 <sup>-</sup> 5/2	8,87	0,27	0,38	%99,9 [642] $\uparrow \otimes Q_{70}^{(10)}$	$Q_{70}^{(10)}$	nn 512 $\uparrow$ -413 $\downarrow$	9,33	40	%65,0 nn %35,0 pp
	7/2 <sup>-</sup> 5/2	8,46	0,11				nn 550 $\uparrow$ -651 $\downarrow$	25,93		
	3/2 <sup>-</sup> 3/2	8,93	0,072	0,108	%99,9 [642] $\uparrow \otimes Q_{53}^{(11)}$	$Q_{53}^{(11)}$	pp 521 $\uparrow$ -411 $\downarrow$	9,89	27	%58,52 nn %81,48 pp
	5/2 <sup>-</sup> 3/2	8,96	0,031				pp 420 $\uparrow$ -521 $\uparrow$	16,36		
	7/2 <sup>-</sup> 3/2	8,91	0,005				pp 301 $\uparrow$ -402 $\uparrow$	34,96		
	5/2 <sup>-</sup> 5/2	10,42	4,08	5,71	%99,9 [642] $\uparrow \otimes Q_{93}^{(10)}$	$Q_{93}^{(10)}$	nn 521 $\uparrow$ -422 $\downarrow$	37,39	68	%51,47 nn %48,53 pp
	7/2 <sup>-</sup> 5/2	10,01	1,63				nn 521 $\downarrow$ -420 $\uparrow$	17,96		
	3/2 <sup>-</sup> 3/2	14,40	1,98	2,97	%99,9 [642] $\uparrow \otimes Q_{130}^{(11)}$	$Q_{130}^{(11)}$	pp 512 $\uparrow$ -413 $\uparrow$	12,93	78	%57,69 nn %42,31 pp
	5/2 <sup>-</sup> 3/2	14,43	0,85				nn 541 $\downarrow$ -622 $\downarrow$	19,67		
	7/2 <sup>-</sup> 3/2	14,38	0,14				nn 400 $\downarrow$ -301 $\downarrow$	31,11		
7/2 <sup>-</sup> 7/2	14,48	3,09	3,09							
$^{163}\text{Dy}$	5/2 <sup>+</sup> 5/2	8,79	0,36	0,50	%99,9 [523] $\downarrow \otimes Q_{74}^{(10)}$	$Q_{74}^{(10)}$	nn 512 $\uparrow$ -413 $\downarrow$	5,74	36	%69,5 nn %30,5 pp
	7/2 <sup>+</sup> 5/2	8,38	0,14				nn 550 $\uparrow$ -651 $\downarrow$	26,93		
	3/2 <sup>+</sup> 3/2	8,91	0,055	0,082	%99,9 [523] $\downarrow \otimes Q_{45}^{(11)}$	$Q_{45}^{(11)}$	nn 411 $\downarrow$ -532 $\downarrow$	9,940	18	%16,7 nn %83,3 pp
	5/2 <sup>+</sup> 3/2	8,94	0,023				pp 422 $\uparrow$ -523 $\uparrow$	32,31		
	7/2 <sup>+</sup> 3/2	8,89	0,004				pp 532 $\uparrow$ -633 $\uparrow$	35,23		
	7/2 <sup>+</sup> 7/2	9,01	0,083	0,083						
	5/2 <sup>+</sup> 5/2	10,34	5,28	7,39	%99,9 [523] $\downarrow \otimes Q_{97}^{(10)}$	$Q_{97}^{(10)}$	pp 310 $\uparrow$ -411 $\downarrow$	5,21	73	%45,21 nn %54,79 pp
	7/2 <sup>+</sup> 5/2	9,93	2,11				pp 550 $\uparrow$ -431 $\downarrow$	5,52		
	3/2 <sup>+</sup> 3/2	14,21	1,29	1,93	%99,9 [523] $\downarrow \otimes Q_{147}^{(11)}$	$Q_{147}^{(11)}$	nn 521 $\downarrow$ -422 $\downarrow$	11,50	77	%55,84 nn %44,16 pp
	5/2 <sup>+</sup> 3/2	14,24	0,55				nn 431 $\downarrow$ -532 $\downarrow$	16,32		
7/2 <sup>+</sup> 3/2	14,19	0,09	pp 512 $\uparrow$ -413 $\uparrow$				22,19			
7/2 <sup>+</sup> 7/2	14,32	1,93	1,93							

**Tablo 4.11. (Devamı)** Tez kapsamında incelenen tüm çekirdeklerin 4–20 MeV bölgesine ait seviye yapısı.

Çekirdek	TGI-QPNM					TGI-QRPA																																																																																																																																																																
	$I_f^\pi K_f$	$E_j$ [MeV]	$B(E1 \uparrow)$ [ $e^2 fm^2$ ]	$\sum_{I_f} B(E1 \uparrow)$ [ $e^2 fm^2$ ]	$\% (G_i^{i\mu\nu})^2 [Nn_i \Lambda] \Sigma \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$	Fonon	Fonon Yapısı	Fonon katkısı (%)	Toplam iki-kuaziparçacık sayısı	% nn, % pp katkısı																																																																																																																																																												
$^{165}\text{Ho}$	5/2-5/2	8,51	0,063	0,081	%99,9 [523] $\downarrow \otimes Q_{59}^{(10)}$	$Q_{59}^{(10)}$	pp 523 $\uparrow$ -413 $\uparrow$	5,01	17	%29,4 nn %70,6 pp																																																																																																																																																												
	7/2-5/2	8,54	0,018				pp 532 $\uparrow$ -422 $\uparrow$ pp 550 $\uparrow$ -431 $\downarrow$	11,00 74,79			3/2-3/2	8,89	0,040	0,06	%99,9 [523] $\downarrow \otimes Q_{76}^{(11)}$	$Q_{76}^{(11)}$	pp 404 $\uparrow$ -505 $\uparrow$	11,66	28	%35,71 nn %64,29 pp	5/2-3/2	8,92	0,017	pp 422 $\uparrow$ -523 $\uparrow$	28,80	7/2-3/2	8,69	0,003	pp 532 $\uparrow$ -633 $\uparrow$	30,80	7/2-7/2	8,99	0,083	0,083							5/2-5/2	12,13	2,52	3,24	%99,9 [523] $\uparrow \otimes Q_{121}^{(10)}$	$Q_{121}^{(10)}$	nn 541 $\downarrow$ -651 $\downarrow$	2,22	56	%53,57 nn %46,43 pp	7/2-5/2	12,16	0,72	pp 550 $\uparrow$ -440 $\uparrow$ pp 550 $\uparrow$ -660 $\uparrow$	6,55 69,01	3/2-3/2	15,60	1,31	1,90	%99,9 [523] $\uparrow \otimes Q_{255}^{(11)}$	$Q_{255}^{(11)}$	nn 402 $\downarrow$ -303 $\downarrow$	7,51	87	%39,08 nn %60,92 pp	5/2-3/2	15,63	0,56	nn 422 $\uparrow$ -514 $\downarrow$	25,01	7/2-3/2	15,51	0,03	nn 431 $\uparrow$ -523 $\downarrow$	25,72	7/2-7/2	15,70	1,91	1,91							$^{167}\text{Er}$	7/2-7/2	8,60	0,079	0,102	%99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_{73}^{(10)}$	$Q_{73}^{(10)}$	nn 521 $\downarrow$ -411 $\downarrow$	11,99	32	%87,5 nn %12,5 pp	9/2-7/2	8,19	0,023	nn 523 $\downarrow$ -413 $\downarrow$ nn 743 $\downarrow$ -633 $\downarrow$	19,16 25,49	5/2-5/2	8,38	0,023	0,035	%99,6 [633] $\uparrow \otimes Q_{48}^{(11)}$	$Q_{48}^{(11)}$	pp 413 $\uparrow$ -514 $\uparrow$	13,92	29	%20,69 nn %79,31 pp	7/2-5/2	8,41	0,010	pp 404 $\uparrow$ -505 $\uparrow$	17,77	9/2-5/2	8,36	0,002	pp 532 $\uparrow$ -633 $\uparrow$	24,52	9/2-9/2	8,48	0,034	0,034	%99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_{48}^{(11)}$						7/2-7/2	12,02	2,85	3,67	%98,5 [633] $\uparrow \otimes Q_{127}^{(10)}$	$Q_{127}^{(10)}$	pp 541 $\uparrow$ -431 $\uparrow$	3,51	67	%47,76 nn %52,24 pp	9/2-7/2	11,61	0,82	pp 550 $\uparrow$ -440 $\uparrow$ pp 312 $\downarrow$ -411 $\uparrow$	14,31 52,09	5/2-5/2	15,76	1,99	2,98	%99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_{149}^{(11)}$	$Q_{149}^{(11)}$	nn 431 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	4,06	94	%56,38 nn %43,62 pp	7/2-5/2	15,79	0,85	nn 431 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	6,11	9/2-5/2	15,74	0,14	nn 541 $\uparrow$ -633 $\downarrow$	44,59
	3/2-3/2	8,89	0,040	0,06	%99,9 [523] $\downarrow \otimes Q_{76}^{(11)}$	$Q_{76}^{(11)}$	pp 404 $\uparrow$ -505 $\uparrow$	11,66	28	%35,71 nn %64,29 pp																																																																																																																																																												
	5/2-3/2	8,92	0,017				pp 422 $\uparrow$ -523 $\uparrow$	28,80																																																																																																																																																														
	7/2-3/2	8,69	0,003				pp 532 $\uparrow$ -633 $\uparrow$	30,80			7/2-7/2	8,99	0,083	0,083							5/2-5/2	12,13	2,52	3,24	%99,9 [523] $\uparrow \otimes Q_{121}^{(10)}$	$Q_{121}^{(10)}$	nn 541 $\downarrow$ -651 $\downarrow$	2,22	56	%53,57 nn %46,43 pp	7/2-5/2	12,16	0,72	pp 550 $\uparrow$ -440 $\uparrow$ pp 550 $\uparrow$ -660 $\uparrow$	6,55 69,01	3/2-3/2	15,60	1,31	1,90	%99,9 [523] $\uparrow \otimes Q_{255}^{(11)}$	$Q_{255}^{(11)}$	nn 402 $\downarrow$ -303 $\downarrow$	7,51	87	%39,08 nn %60,92 pp	5/2-3/2	15,63	0,56	nn 422 $\uparrow$ -514 $\downarrow$	25,01	7/2-3/2	15,51	0,03	nn 431 $\uparrow$ -523 $\downarrow$	25,72	7/2-7/2	15,70	1,91	1,91							$^{167}\text{Er}$	7/2-7/2	8,60	0,079	0,102	%99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_{73}^{(10)}$	$Q_{73}^{(10)}$	nn 521 $\downarrow$ -411 $\downarrow$	11,99	32	%87,5 nn %12,5 pp	9/2-7/2	8,19	0,023	nn 523 $\downarrow$ -413 $\downarrow$ nn 743 $\downarrow$ -633 $\downarrow$	19,16 25,49	5/2-5/2	8,38	0,023	0,035		%99,6 [633] $\uparrow \otimes Q_{48}^{(11)}$	$Q_{48}^{(11)}$	pp 413 $\uparrow$ -514 $\uparrow$	13,92	29	%20,69 nn %79,31 pp	7/2-5/2	8,41	0,010	pp 404 $\uparrow$ -505 $\uparrow$	17,77	9/2-5/2	8,36	0,002	pp 532 $\uparrow$ -633 $\uparrow$	24,52	9/2-9/2	8,48	0,034	0,034	%99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_{48}^{(11)}$						7/2-7/2	12,02	2,85	3,67	%98,5 [633] $\uparrow \otimes Q_{127}^{(10)}$	$Q_{127}^{(10)}$	pp 541 $\uparrow$ -431 $\uparrow$	3,51	67	%47,76 nn %52,24 pp	9/2-7/2	11,61	0,82	pp 550 $\uparrow$ -440 $\uparrow$ pp 312 $\downarrow$ -411 $\uparrow$	14,31 52,09	5/2-5/2	15,76	1,99	2,98	%99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_{149}^{(11)}$	$Q_{149}^{(11)}$	nn 431 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	4,06	94	%56,38 nn %43,62 pp	7/2-5/2	15,79	0,85	nn 431 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	6,11	9/2-5/2	15,74	0,14	nn 541 $\uparrow$ -633 $\downarrow$	44,59	9/2-9/2	15,86				2,91	2,91												
	7/2-7/2	8,99	0,083	0,083																																																																																																																																																																		
	5/2-5/2	12,13	2,52	3,24	%99,9 [523] $\uparrow \otimes Q_{121}^{(10)}$	$Q_{121}^{(10)}$	nn 541 $\downarrow$ -651 $\downarrow$	2,22	56	%53,57 nn %46,43 pp																																																																																																																																																												
	7/2-5/2	12,16	0,72				pp 550 $\uparrow$ -440 $\uparrow$ pp 550 $\uparrow$ -660 $\uparrow$	6,55 69,01			3/2-3/2	15,60	1,31	1,90	%99,9 [523] $\uparrow \otimes Q_{255}^{(11)}$	$Q_{255}^{(11)}$	nn 402 $\downarrow$ -303 $\downarrow$	7,51	87	%39,08 nn %60,92 pp	5/2-3/2	15,63	0,56	nn 422 $\uparrow$ -514 $\downarrow$	25,01	7/2-3/2	15,51	0,03	nn 431 $\uparrow$ -523 $\downarrow$	25,72	7/2-7/2	15,70	1,91	1,91							$^{167}\text{Er}$	7/2-7/2	8,60	0,079	0,102	%99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_{73}^{(10)}$	$Q_{73}^{(10)}$	nn 521 $\downarrow$ -411 $\downarrow$	11,99	32	%87,5 nn %12,5 pp	9/2-7/2	8,19	0,023	nn 523 $\downarrow$ -413 $\downarrow$ nn 743 $\downarrow$ -633 $\downarrow$	19,16 25,49	5/2-5/2	8,38	0,023	0,035	%99,6 [633] $\uparrow \otimes Q_{48}^{(11)}$	$Q_{48}^{(11)}$	pp 413 $\uparrow$ -514 $\uparrow$	13,92	29		%20,69 nn %79,31 pp	7/2-5/2	8,41	0,010	pp 404 $\uparrow$ -505 $\uparrow$	17,77	9/2-5/2	8,36	0,002	pp 532 $\uparrow$ -633 $\uparrow$	24,52	9/2-9/2	8,48	0,034	0,034	%99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_{48}^{(11)}$							7/2-7/2	12,02	2,85	3,67	%98,5 [633] $\uparrow \otimes Q_{127}^{(10)}$	$Q_{127}^{(10)}$	pp 541 $\uparrow$ -431 $\uparrow$	3,51	67	%47,76 nn %52,24 pp	9/2-7/2	11,61	0,82	pp 550 $\uparrow$ -440 $\uparrow$ pp 312 $\downarrow$ -411 $\uparrow$	14,31 52,09	5/2-5/2	15,76	1,99	2,98	%99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_{149}^{(11)}$	$Q_{149}^{(11)}$	nn 431 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	4,06	94	%56,38 nn %43,62 pp	7/2-5/2	15,79	0,85	nn 431 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	6,11	9/2-5/2	15,74	0,14	nn 541 $\uparrow$ -633 $\downarrow$	44,59	9/2-9/2	15,86	2,91	2,91																																							
	3/2-3/2	15,60	1,31	1,90	%99,9 [523] $\uparrow \otimes Q_{255}^{(11)}$	$Q_{255}^{(11)}$	nn 402 $\downarrow$ -303 $\downarrow$	7,51	87	%39,08 nn %60,92 pp																																																																																																																																																												
	5/2-3/2	15,63	0,56				nn 422 $\uparrow$ -514 $\downarrow$	25,01																																																																																																																																																														
7/2-3/2	15,51	0,03	nn 431 $\uparrow$ -523 $\downarrow$				25,72																																																																																																																																																															
7/2-7/2	15,70	1,91	1,91																																																																																																																																																																			
$^{167}\text{Er}$	7/2-7/2	8,60	0,079	0,102	%99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_{73}^{(10)}$	$Q_{73}^{(10)}$	nn 521 $\downarrow$ -411 $\downarrow$	11,99	32	%87,5 nn %12,5 pp																																																																																																																																																												
	9/2-7/2	8,19	0,023				nn 523 $\downarrow$ -413 $\downarrow$ nn 743 $\downarrow$ -633 $\downarrow$	19,16 25,49			5/2-5/2	8,38	0,023	0,035	%99,6 [633] $\uparrow \otimes Q_{48}^{(11)}$	$Q_{48}^{(11)}$	pp 413 $\uparrow$ -514 $\uparrow$	13,92	29	%20,69 nn %79,31 pp	7/2-5/2	8,41	0,010	pp 404 $\uparrow$ -505 $\uparrow$	17,77	9/2-5/2	8,36	0,002	pp 532 $\uparrow$ -633 $\uparrow$	24,52	9/2-9/2	8,48	0,034	0,034	%99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_{48}^{(11)}$							7/2-7/2	12,02	2,85	3,67	%98,5 [633] $\uparrow \otimes Q_{127}^{(10)}$	$Q_{127}^{(10)}$	pp 541 $\uparrow$ -431 $\uparrow$	3,51	67	%47,76 nn %52,24 pp	9/2-7/2	11,61	0,82	pp 550 $\uparrow$ -440 $\uparrow$ pp 312 $\downarrow$ -411 $\uparrow$	14,31 52,09	5/2-5/2	15,76	1,99	2,98	%99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_{149}^{(11)}$	$Q_{149}^{(11)}$	nn 431 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	4,06	94		%56,38 nn %43,62 pp	7/2-5/2	15,79	0,85	nn 431 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	6,11	9/2-5/2	15,74	0,14	nn 541 $\uparrow$ -633 $\downarrow$	44,59	9/2-9/2	15,86	2,91	2,91																																																																																					
	5/2-5/2	8,38	0,023	0,035	%99,6 [633] $\uparrow \otimes Q_{48}^{(11)}$	$Q_{48}^{(11)}$	pp 413 $\uparrow$ -514 $\uparrow$	13,92	29	%20,69 nn %79,31 pp																																																																																																																																																												
	7/2-5/2	8,41	0,010				pp 404 $\uparrow$ -505 $\uparrow$	17,77																																																																																																																																																														
	9/2-5/2	8,36	0,002				pp 532 $\uparrow$ -633 $\uparrow$	24,52																																																																																																																																																														
	9/2-9/2	8,48	0,034	0,034	%99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_{48}^{(11)}$																																																																																																																																																																	
	7/2-7/2	12,02	2,85	3,67	%98,5 [633] $\uparrow \otimes Q_{127}^{(10)}$	$Q_{127}^{(10)}$	pp 541 $\uparrow$ -431 $\uparrow$	3,51	67	%47,76 nn %52,24 pp																																																																																																																																																												
	9/2-7/2	11,61	0,82				pp 550 $\uparrow$ -440 $\uparrow$ pp 312 $\downarrow$ -411 $\uparrow$	14,31 52,09			5/2-5/2	15,76	1,99	2,98	%99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_{149}^{(11)}$	$Q_{149}^{(11)}$	nn 431 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	4,06	94	%56,38 nn %43,62 pp	7/2-5/2	15,79	0,85	nn 431 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	6,11	9/2-5/2	15,74	0,14	nn 541 $\uparrow$ -633 $\downarrow$	44,59	9/2-9/2	15,86	2,91	2,91																																																																																																																																				
	5/2-5/2	15,76	1,99	2,98	%99,9 [633] $\uparrow \otimes Q_{149}^{(11)}$	$Q_{149}^{(11)}$	nn 431 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	4,06	94	%56,38 nn %43,62 pp																																																																																																																																																												
	7/2-5/2	15,79	0,85				nn 431 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	6,11																																																																																																																																																														
9/2-5/2	15,74	0,14	nn 541 $\uparrow$ -633 $\downarrow$				44,59																																																																																																																																																															
9/2-9/2	15,86	2,91	2,91																																																																																																																																																																			

**Tablo 4.11. (Devamı)** Tez kapsamında incelenen tüm çekirdeklerin 4–20 MeV bölgesine ait seviye yapısı.

Çekirdek	TGI-QPNM					TGI-QRPA					
	$I_f^\pi K_f$	$E_j$ [MeV]	$B(E1 \uparrow)$ [ $e^2 fm^2$ ]	$\sum_{I_f} B(E1 \uparrow)$ [ $e^2 fm^2$ ]	$\% (G_i^{i\mu\nu})^2 [Nn_z \Lambda] \Sigma \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$	Fonon	Fonon Yapısı	Fonon katkısı (%)	Toplam iki-kuaziparçacık sayısı	% nn, % pp katkısı	
$^{169}\text{Tm}$	1/2 <sup>-</sup> 1/2	8,54	0,11	0,17	%99,9[411]↓ ⊗ $Q_{48}^{(10)}$	$Q_{48}^{(10)}$	nn 550↑-651↓	15,61	32	%62,5 nn %37,5 pp	
	3/2 <sup>-</sup> 1/2	8,59	0,06				nn 532↓-642↓	20,41			
				nn 532↓-642↓	20,85						
		1/2 <sup>-</sup> $\overline{1/2}$	8,61	0,013	0,019	%99,9[411]↓ ⊗ $Q_{80}^{(11)}$	$Q_{80}^{(11)}$	pp 523↑-624↑	17,78	15	%86,7 nn %13,3 pp
	1/2 <sup>-</sup> 1/2	8,52	0,005	pp 301↑-402↑				20,48			
	3/2 <sup>-</sup> 1/2	8,41	0,001	nn 750↑-651↑				58,56			
	3/2 <sup>-</sup> 3/2	8,65	0,019								
		1/2 <sup>-</sup> 1/2	11,20	2,58	3,87	%99,9[411]↓ ⊗ $Q_{86}^{(10)}$	$Q_{86}^{(10)}$	pp 530↑-651↓	2,24	17	%35,29 nn %64,71 pp
	3/2 <sup>-</sup> 1/2	10,95	1,29	nn 532↓-622↓				30,72			
					pp 310↑-420↑	55,85					
		1/2 <sup>-</sup> $\overline{1/2}$	13,50	2,01	3,01	%99,9[411]↓ ⊗ $Q_{230}^{(11)}$	$Q_{230}^{(11)}$	pp 642↑-532↓	4,04	94	%57,45 nn %42,55 pp
	1/2 <sup>-</sup> 1/2	13,54	0,86	pp 503↑-404↑				5,41			
3/2 <sup>-</sup> 1/2	13,31	0,14	nn 301↓-402↓	35,49							
3/2 <sup>-</sup> 3/2	13,60	3,05									
$^{175}\text{Lu}$	7/2 <sup>-</sup> 7/2	7,95	0,047	0,059	%99,9[404]↓ ⊗ $Q_{58}^{(10)}$	$Q_{58}^{(10)}$	nn 523↓-633↓	39,18	26	%50 nn %50 pp	
	9/2 <sup>-</sup> 7/2	7,68	0,012				pp 550↑-431↓	36,42			
				pp 532↓-422↓	6,81						
		5/2 <sup>-</sup> 5/2	8,78	0,012	0,018	%99,9[404]↓ ⊗ $Q_{50}^{(11)}$	$Q_{50}^{(11)}$	nn 550↓-651↑	16,01	11	%100 nn
	7/2 <sup>-</sup> 5/2	8,81	0,005	nn 501↑-402↑				39,95			
	9/2 <sup>-</sup> 5/2	8,76	0,001	nn 530↑-642↓				40,18			
	9/2 <sup>-</sup> 9/2	8,88	0,018								
		7/2 <sup>-</sup> 7/2	11,63	4,10	5,27	%99,9[404]↓ ⊗ $Q_{88}^{(10)}$	$Q_{88}^{(10)}$	pp 530↑-431↓	5,94	51	%49,02 nn %50,98 pp
	9/2 <sup>-</sup> 7/2	11,22	1,17	pp 514↑-404↑				18,25			
					pp 521↑-422↓	27,84					
		5/2 <sup>-</sup> 5/2	13,82	1,01	1,51	%99,9[404]↓ ⊗ $Q_{142}^{(11)}$	$Q_{142}^{(11)}$	nn 411↑-503↓	7,94	41	%63,41 nn %36,59 pp
	7/2 <sup>-</sup> 5/2	13,86	0,43	pp 651↑-752↑				15,61			
9/2 <sup>-</sup> 5/2	13,81	0,07	pp 512↑-413↑	43,89							
9/2 <sup>-</sup> 9/2	13,93	1,53									

<sup>161</sup>Dy çekirdeğinin 4-9 MeV enerji aralığında en güçlü  $E1$  geçiş ihtimalinin bulunduğu  $K^\pi = 5/2^-$  seviyesine %99,9 oranla  $[642] \uparrow \otimes Q_{70}^{(10)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımından,  $K^\pi = 3/2^-$  ve  $K^\pi = 7/2^-$  seviyelerine %99,9 oranla  $[642] \uparrow \otimes Q_{53}^{(11)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımından katkı gelir.  $Q_{70}^{(10)}$  fononunun yapısı %65 oranla iki-kuazinötron, %35 oranla iki-kuaziproton çiftinden;  $Q_{53}^{(11)}$  fononunun yapısı ise %58,52 oranla iki-kuazinötron, %81,48 oranla iki-kuaziproton çiftinden oluşur. 9-20 MeV enerji aralığında en güçlü  $E1$  geçiş ihtimalinin bulunduğu  $K^\pi = 5/2^-$  seviyesine %99,9 oranla  $[642] \uparrow \otimes Q_{93}^{(10)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımından,  $K^\pi = 3/2^-$  ve  $K^\pi = 7/2^-$  seviyelerine %99,9 oranla  $[642] \uparrow \otimes Q_{130}^{(11)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımından katkı gelir.  $Q_{93}^{(10)}$  fononunun yapısı %51,47 oranla iki-kuazinötron, %48,53 oranla iki-kuaziproton çiftinden,  $Q_{130}^{(11)}$  fononunun yapısı ise %57,69 oranla iki-kuazinötron, %42,31 oranla iki-kuaziproton çiftinden oluşur.

<sup>163</sup>Dy çekirdeğinin 4-9 MeV enerji aralığında en güçlü  $E1$  geçiş ihtimalinin bulunduğu  $K^\pi = 5/2^+$  seviyesine en büyük katkı  $[523] \downarrow \otimes Q_{74}^{(10)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımından,  $K^\pi = 3/2^+$  ve  $K^\pi = 7/2^+$  seviyelerine en büyük katkı ise  $[523] \downarrow \otimes Q_{45}^{(11)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımından gelir.  $Q_{74}^{(10)}$  fononunun yapısı %69,5 oranla iki-kuazinötron, %30,5 oranla iki-kuaziproton çiftinden;  $Q_{45}^{(11)}$  fononunun yapısı %16,7 oranla iki-kuazinötron, %83,3 oranla iki-kuaziproton çiftinden oluşur. 9-20 MeV enerji aralığında en güçlü  $E1$  geçiş ihtimalinin bulunduğu  $K^\pi = 5/2^+$  seviyesine en büyük katkı  $[523] \downarrow \otimes Q_{97}^{(10)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımından,  $K^\pi = 3/2^+$  ve  $K^\pi = 7/2^+$  seviyelerine en büyük katkı  $[523] \downarrow \otimes Q_{147}^{(11)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımından katkı gelir.  $Q_{97}^{(10)}$  fononu 73 farklı iki-kuaziparçacık çiftinden oluşur ve bunların %45,21'i iki-kuazinötron, %54,79'u iki-kuaziproton karakterlidir.  $Q_{147}^{(11)}$  fononu ise 77 farklı iki-kuaziparçacık çiftinden oluşur ve bunların %55,84'ü iki-kuazinötron, %44,16'sı iki-kuaziproton karakterlidir.

<sup>165</sup>Ho çekirdeğinin 4-9 MeV enerji aralığında en güçlü  $E1$  geçiş ihtimalinin bulunduğu  $K^\pi = 5/2^-$  seviyesine %99,9 oranla  $[523] \uparrow \otimes Q_{59}^{(10)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon



bileşeninden,  $K^\pi = 3/2^-$  ve  $K^\pi = 7/2^-$  seviyelerine %99,9 oranla  $[523] \uparrow \otimes Q_{76}^{(11)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon bileşeninden katkı gelir.  $Q_{59}^{(10)}$  fononunun yapısı %29,4 oranla iki-kuazinötron, %70,6 oranla iki-kuaziproton çiftinden;  $Q_{76}^{(11)}$  fononunun yapısı ise %35,71 oranla iki-kuazinötron, %64,29 oranla iki-kuaziproton çiftinden oluşur. 9-20 MeV enerji aralığında en güçlü  $E1$  geçiş ihtimalinin bulunduğu  $K^\pi = 5/2^-$  seviyesine %99,9 oranla  $[523] \uparrow \otimes Q_{121}^{(10)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon bileşeninden,  $K^\pi = 3/2^-$  ve  $K^\pi = 7/2^-$  seviyelerine %99,9 oranla  $[523] \uparrow \otimes Q_{255}^{(11)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon bileşeninden katkı gelir.  $Q_{121}^{(10)}$  fononunun yapısı %53,57 oranla iki-kuazinötron, %46,43 oranla iki-kuaziproton çiftinden,  $Q_{255}^{(11)}$  fononunun yapısı ise %39,08 oranla iki-kuazinötron, %60,92 oranla iki-kuaziproton çiftinden oluşur.

<sup>167</sup>Er sahip olduğu kuaziparçacık  $\otimes$  fonon konfigürasyonlarının dalga fonksiyonuna katkıları sebebiyle dikkat çeken bir çekirdektir. Bu çekirdeğin bazı seviyelerinin yapılarına farklı kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımlarından da katkılar gelmektedir. Örneğin 9-20 MeV enerji aralığında en güçlü  $E1$  geçiş ihtimalinin bulunduğu  $K^\pi = 7/2^-$  seviyesine en büyük katkıyı veren  $[633] \uparrow \otimes Q_{127}^{(10)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımı seviye yapısının %98,5'ini oluşturur. Bununla birlikte,  $[633] \uparrow \otimes Q_{124}^{(10)}$ ,  $[633] \uparrow \otimes Q_{125}^{(10)}$  ve  $[633] \uparrow \otimes Q_{126}^{(10)}$  konfigürasyonları da seviye yapısına sırası ile %0,21, %0,83 ve %0,20 katkı vermektedir.  $Q_{127}^{(10)}$  fononu 67 farklı iki-kuaziparçacık çiftinden oluşur, bunların %47,76'sı iki-kuazinötron, %52,24'ü ise iki-kuaziprotondur.  $Q_{124}^{(10)}$  fononu 23 farklı iki-kuaziparçacık çiftinden oluşur, bunların %26,09'u iki-kuazinötron, %73,91'i iki-kuaziprotondur.  $Q_{125}^{(10)}$  fononu 52 farklı iki-kuaziparçacık çiftinden oluşur ve bunların %40,38'i iki-kuazinötron, %59,62'si iki-kuaziprotondur.  $Q_{126}^{(10)}$  fononu ise 14 farklı iki-kuaziparçacık çiftinden oluşur ve bunların %21,43'ü iki-kuazinötron, %78,57'si iki-kuaziproton'dur. Başka bir örnek olarak  $K^\pi = 5/2^-$  seviyesi verilebilir. Bu seviyeye en büyük katkıyı %99,6 oranla  $[633] \uparrow \otimes Q_{48}^{(11)}$  bileşeni verirken,  $[633] \uparrow \otimes Q_{49}^{(11)}$  bileşeni de seviyeye %0,18 oranında katkı verir.

<sup>169</sup>Tm çekirdeğinin 4-9 MeV enerji aralığında en güçlü  $E1$  geçiş ihtimalinin bulunduğu  $K^\pi = 1/2^-$  seviyesine ait en güçlü  $E1$  geçişinin seviye yapısına en büyük katkıyı

$[411]\downarrow \otimes Q_{48}^{(10)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımı verir.  $Q_{48}^{(10)}$  fononunun yapısı %62,5 oranla iki-kuazinötron, %37,5 oranla iki-kuaziproton çiftinden oluşur.  $K^\pi = \overline{1/2^-}$  ve  $K^\pi = 3/2^-$  seviyelerine ait en güçlü  $E1$  geçişlerinin seviye yapısına en büyük katkı ise  $[411]\downarrow \otimes Q_{80}^{(11)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon konfigürasyonundan gelir.  $Q_{80}^{(11)}$  fononunun yapısı %86,7 oranla iki-kuazinötron, %13,3 oranla iki-kuaziproton çiftinden oluşur. 9-20 MeV enerji aralığında ise tüm uyarılma seviyelerine ait en güçlü  $E1$  geçiş ihtimallerinin seviye yapısına en büyük katkılar  $[411]\downarrow \otimes Q_{86}^{(10)}$  ve  $[411]\downarrow \otimes Q_{230}^{(11)}$  karışımlarından gelir.  $Q_{86}^{(10)}$  fononu 17 farklı iki-kuaziparçacık çiftinden oluşur ve bunların %35,29'u iki-kuazinötron, %64,71'i iki kuaziproton iken;  $Q_{230}^{(11)}$  fononu 94 farklı iki-kuaziparçacık çiftinden oluşur ve bunların %57,45'u iki-kuazinötron, %42,55'i iki kuaziprotondur.

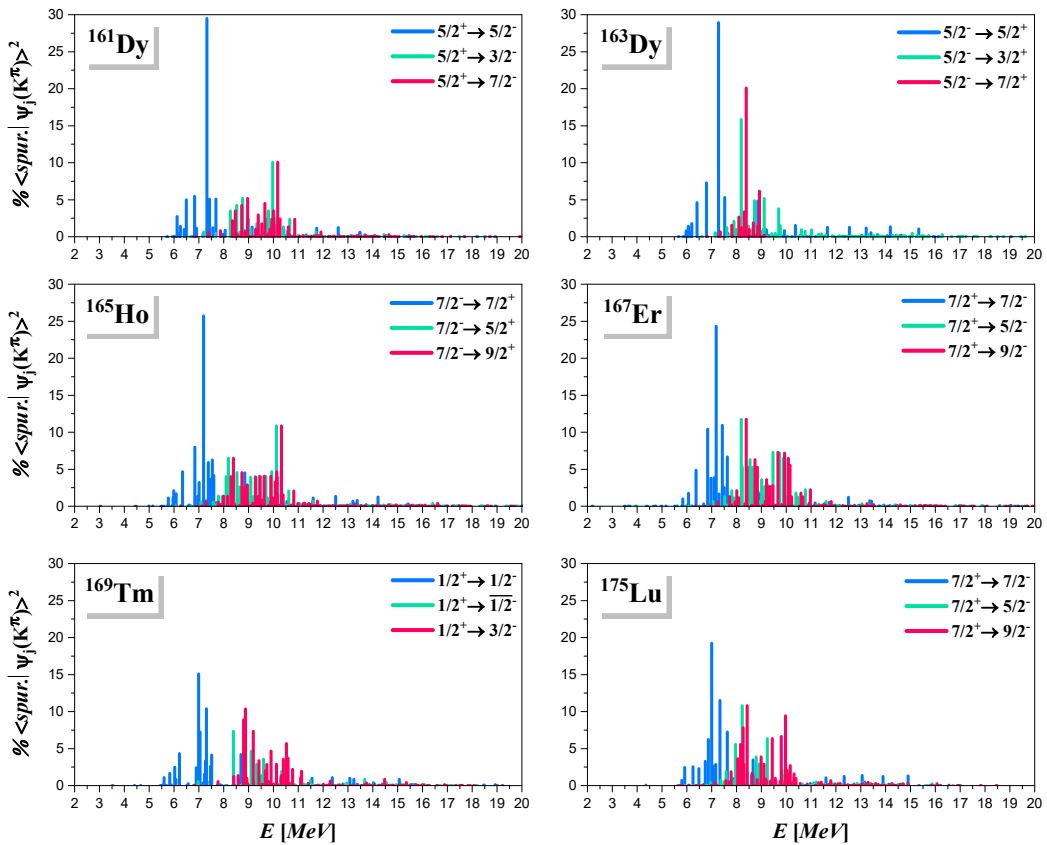
$^{175}\text{Lu}$  çekirdeğinin 4-9 MeV enerji aralığında en güçlü  $E1$  geçiş ihtimalinin bulunduğu  $K^\pi = 7/2^-$  seviyesinin yapısına en büyük katkı  $[404]\downarrow \otimes Q_{58}^{(10)}$  konfigürasyonundan,  $K^\pi = 5/2^-$  ve  $K^\pi = 9/2^-$  seviyelerinin yapısına ise en büyük katkı  $[404]\downarrow \otimes Q_{50}^{(11)}$  konfigürasyonundan gelir.  $Q_{58}^{(10)}$  fononunun yapısı %50 iki-kuazinötron, %50 iki-kuaziproton çiftinden,  $Q_{50}^{(11)}$  fononunun yapısı %100 iki-kuazinötron çiftinden oluşur. 9-20 MeV enerji aralığında en güçlü  $E1$  geçiş ihtimalinin bulunduğu  $K^\pi = 7/2^-$  seviyesinin yapısına en büyük katkı  $[404]\downarrow \otimes Q_{88}^{(10)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımından,  $K^\pi = 5/2^-$  ve  $K^\pi = 9/2^-$  seviyelerinin yapısına en büyük katkı ise  $[404]\downarrow \otimes Q_{142}^{(11)}$  kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımından gelir.  $Q_{88}^{(10)}$  fononunun mikroskobik yapısı %49,02 oranla iki-kuazinötron, %50,98 oranla iki-kuaziproton çiftinden;  $Q_{142}^{(11)}$  fononunun mikroskobik yapısı ise %63,41 oranla iki-kuazinötron, %36,59 oranla iki-kuaziproton çiftinden oluşur.

Sonuçlar  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinde 4-20 MeV enerji aralığındaki seviyelerin yapısının baskın bir şekilde kuaziparçacık  $\otimes$  fonon karışımlarından oluştuğunu göstermektedir. Bu çekirdeklerin seviye yapılarına en büyük katkı sırasıyla  $[642]\uparrow \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$ ,  $[523]\downarrow \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$ ,  $[523]\downarrow \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$ ,  $[633]\uparrow \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$ ,  $[411]\downarrow \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$ ,  $[404]\downarrow \otimes Q_i^{(\lambda\mu)}$  bileşenlerinden gelir. Bu bileşenlerin genlikleri

normun yaklaşık %98–99'unu oluşturur ve tek-kuaziparçacık genlikleri %0,1'i geçmemektedir. Bu bulgular, tek-A'lı çekirdekte kor dışındaki tek nükleonun seyirci gibi davrandığını göstermektedir [39].

Tablo 4.11'de de görüldüğü gibi PDR ve GDR bölgesindeki QPRA fononlarının yapısı çok sayıda iki-kuaziparçacık durumundan oluşur. Sonuçların analizi, incelenen tüm çekirdekte 10 MeV'in üzerindeki enerjilerde her iki tür nükleonun da  $E1$  seviyelerinin mikroskobik yapısına katkıda bulunduğunu gösterirken, 10 MeV'in altındaki enerjilerde bir tür nükleonun seviye yapısında daha baskın olduğunu (özellikle  $nn$ ) göstermektedir. PDR bölgesindeki tek-fonon durumlarının baskın nötron yapısı, çift-çift  $S_n$  izotopları, birkaç  $N=82$  izotonu ve deforme olmuş bir dizi çift-çift çekirdek için elde edilen son teorik bulgularla uyumludur [85].

Son olarak kırılan öteleme ve Galileo simetrilerin restore edilmesinin teorik  $E1$  sonuçlarını nasıl etkilediğinden bahsedilecektir. Bunu göstermek için, incelenen tek-A'lı çekirdekler için sahte ve uyarılmış durumlar arasındaki overlap integralleri hesaplanmış ve uyarma enerjilerine göre overlap integrallerinin karesinin dağılımı Şekil 4.16'da sunulmuştur.



Şekil 4.16.  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin 2-20 MeV aralığında sahte hallerinin dağılımı.

Şekil 4.16 sahte durum karışımlarının incelenen tüm çekirdekler için herhangi bir  $E1$  seviyesinde %30'u geçmediğini göstermektedir. Bu katkılar öncelikle 6-11 MeV enerji bölgesinde lokalizedir ve 6 MeV'in altındaki enerjilerde seviyeleri zayıf bir şekilde etkiler. Görüldüğü gibi özellikle PDR bölgesinin tamamı ile GDR bölgesinin ilk yarısında sahte hallerin etkisi çok fazladır. Bu sonuçlar, öteleme ve Galileo simetrilerinin restore edilmesinin ne derece önem arz ettiğinin açık bir kanıtıdır.

## 5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında tek-A'lı deforme çekirdeklerin 2-20 MeV enerji bölgesindeki  $E1$  uyarılma özelliklerinin araştırılması amacıyla Öteleme ve Galileo Değişmez Kuaziparçacık Fonon Nükleer Modeli (TGI-QPNM) formüle edilmiştir. Geliştirilen modelde, ortalama alan yaklaşımları nedeniyle nükleer Hamiltoniyenin kırılan öteleme ve Galileo değişmezliğini restore etmek ilk olarak *N.I. Pyatov* tarafından önerilen bir restorasyon metodu kullanılmıştır. Bu yöntemin önemli bir avantajı, restorasyon kuvvetlerinin ortalama alanla öz-uyumlu olması ve böylece hesaplamalarda ek bir serbest parametreye gerek duyulmamasıdır. TGI-QPNM'in başarısını test etmek için nadir toprak bölgesinde yer alan deforme  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin  $E1$  özellikleri hesaplanmış, elde edilen sonuçlar literatürde var olan deneysel çalışmalarla karşılaştırılmıştır.

Deforme  $^{161,163}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  ve  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeklerinin düşük enerji bölgesine (2-4 MeV), PDR bölgesine (4-9 MeV) ve GDR bölgesine (9-20 MeV) ait  $B(E1)$  indirgenmiş elektrik dipol geçiş ihtimalleri,  $g\Gamma_0(E1)$  elektrik dipol radyasyon genişlikleri,  $g\Gamma_0^{red}(E1)$  indirgenmiş elektrik dipol radyasyon genişlikleri ve bunların integral özellikleri ( $\sum B(E1)$ ,  $\sum \Gamma_0(E1)$ ,  $\sum \Gamma_0^{red}(E1)$ ,  $E1$  rezonans enerjisi) TGI-QPNM ile hesaplanmıştır. Düşük enerji bölgesindeki dipol geçişlerin deneysel olarak tespitini sağlayan NRF tekniği ile tek-A'lı çekirdeklere spin ve parite tayini yapılamamaktadır. Bu nedenle söz konusu bölgede baskın olduğu iyi bilinen makas mod uyarılmalarına da yer verilmiştir. Hesaplamalardan elde edilen sonuçlar kısaca şöyle sıralanabilir:

- a) 2-20 MeV enerji bölgesindeki  $E1$  seviyelerinin neredeyse tamamı saf kuaziparçacık  $\otimes$  fonon bileşenlerinden oluşmaktadır. Dalga fonksiyonundaki tek-kuaziparçacık bileşeninin bu seviyelerin yapısına katkısı genellikle oldukça küçüktür ve %0,1'i aşmaz.
- b) Yapılan hesaplamalar,  $E1$  seviyelerinin kolektifliğinin uyarılma enerjisiyle orantılı olarak arttığını ortaya koymaktadır. 4 MeV'in altındaki seviyeler kolektif değilken, PDR ve GDR bölgelerindeki geçişler güçlü bir kolektiflik

gösterir. Öte yandan  $E1$  seviyelerinin yapıları PDR ve GDR bölgelerini birbirinden ayırmak için fikir verici olabilir. PDR bölgesindeki QPRA fononlarının yapısında genellikle bir tür nükleon (özellikle iki-kuazinötron) daha baskınken, GDR bölgesindeki QRPA fononlarının yapısında her iki tür nükleon da baskındır.

- c) 2-4 MeV enerji bölgesinde  $M1$  geçişlerinin yanı sıra önemli miktarda  $E1$  geçişleri de bulunmaktadır.  $E1$  geçişlerinin düşük enerjili dipol dağılımına katkısı, incelenen tek-A'lı çekirdekler için teori ve deney arasındaki uyumu artırır.
- d) 2-4 MeV enerji aralığındaki  $E1$  spektrumunda hem  $\Delta K = 0$  hem de  $\Delta K = \pm 1$  geçişleri görülür. 6-20 MeV enerji aralığında deformasyon nedeniyle  $E1$  rezonansı  $\Delta K = 0$  ve  $\Delta K = \pm 1$  modlarına bölünür. Genel olarak 6-10 MeV arasındaki enerjilerde  $\Delta K = 0$  modu daha baskınken, 10 MeV'den sonraki enerjilerde  $\Delta K = \pm 1$  modu daha baskındır.
- e) 2-4 MeV uyarılma enerjisinde hesaplanan toplam  $M1$  ve toplam  $E1$  radyasyon genişlikleri karşılık gelen deneysel verilerin üzerindedir. Bunun nedeni, deneysel olarak gözlenen dipol gücünü bir kısmının, deforme tek-A'lı çekirdeklerdeki aşırı seviye yoğunluğu nedeniyle arka planda gizlenmiş olmasıdır. İstatistiksel dalgalanma analizi, gizli kalan gücün önemli bir kısmının çıkarılmasını mümkün kılar. Bu nedenle dalgalanma analizlerinden elde edilen toplam dipol gücü ile TGI-QPNM hesaplamalarından elde edilen toplam dipol gücü arasındaki uyum  $^{165}\text{Ho}$  ve  $^{169}\text{Tm}$  çekirdekleri için oldukça tatmin edicidir.
- f) Tek-A'lı deforme çekirdekte  $S_n$  değeri yakınlarında ortaya çıkması beklenen ve doğası henüz net bir şekilde belirlenemeyen PDR geçişleri TGI-QPNM ile elde edilmiştir. Mevcut foto-soğurma tesit kesiti hesaplamaları deneysel verilerle uyum içindedir.
- g) GDR bölgesinde ölçülen foto-soğurma tesir kesitlerinin dağılımları, TGI-QPNM hesaplamalarıyla tatmin edici şekilde uyumludur. Teorik olarak hesaplanan tepe enerjileri ve rezonans genişlikleri ile toplam tesir kesitlerinin farklı kattan momentleri deneysel değerlerle uyumludur. Bununla birlikte,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}$  ve  $^{169}\text{Tm}$  çekirdekleri için hesaplanan foto-soğurma tesir kesitlerinin özellikle ikinci tepe maksimum değerleri deneysel değerlerin

üzerindedir. Bu sapmalar muhtemelen mevcut çalışmada göz ardı edilen iki ve üç fonon durumları gibi karmaşık konfigürasyonlardan kaynaklanmaktadır.

Yapılan bu tez çalışması ve elde edilen sonuçların literatürdeki büyük bir eksikliği dolduracağı açıktır. Elde ettiğimiz sonuçlar özellikle de son yıllarda hem deneysel hem de teorik çalışmaların ilgi odağı haline gelen PDR'nin tek-A'lı deforme çekirdeklerde de var olacağını göstermesi bakımından önemlidir. Teorik öngörülerin deneysel araştırma gruplarının elde ettiği gözlemlere ışık tutarak, bu gözlemlerin açıklamasında yardımcı olacağı, bu alanda yeni deneysel çalışmaların yapılmasını teşvik edeceği düşünülmektedir.

İleriki dönemlerde tek-A'lı deforme çekirdeklerde prolate-oblate geçişi ile GDR arasındaki ilişkinin araştırılması, oktupol-oktupol etkileşmelerinin ve dalga fonksiyonlarındaki 2-fononlu bileşenlerin  $E1$  spektrumları üzerine etkilerinin teorik olarak incelenmesi planlanmaktadır.





## KAYNAKLAR

- [1] Bothe, W., & Gentner, W. (1937). Atomumwandlungen durch  $\gamma$ -Strahlen. *Zeitschrift für Physik*, 106, 236-248.
- [2] Migdal, A. (1944). Quadrupole and dipole  $\gamma$ -radiation of nuclei. *J. Phys. Acad. Sci. USSR*, 8(1-6), 331.
- [3] Baldwin, G. C., & Klaiber, G. S. (1947). Photo-fission in heavy elements. *Physical Review*, 71(1), 3.
- [4] Baldwin, G. C., & Klaiber, G. S. (1948). X-ray yield curves for  $\gamma$ -n reactions. *Physical Review*, 73(10), 1156.
- [5] Goldhaber, M., & Teller, E. (1948). On nuclear dipole vibrations. *Physical Review*, 74(9), 1046.
- [6] Steinwedel, H., & D. Jensen, J. H. (1950). Hydrodynamik von kerndipolschwingungen. *Zeitschrift für Naturforschung A*, 5(8), 413-420.
- [7] Varlamov, A. V., Varlamov, V. V., Rudenko, D. S., & Stepanov, M. E. (1999). *Atlas of giant dipole resonances. Parameters and graphs of photonuclear reaction cross sections*. International Atomic Energy Agency. International Nuclear Data Committee.
- [8] *Russia Lomonosov Moscow State University Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Centre for Photonuclear Experiments Data database "Nuclear Reaction Database (EXFOR)"*. (t.y.). Geliş tarihi 23 Eylül 2023, gönderen <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/>
- [9] *USA National Nuclear Data Center database "CSISRS and EXFOR Nuclear reaction experimental data"*. (t.y.). Geliş tarihi 23 Eylül 2023, gönderen <https://www-nds.iaea.org/exfor/>
- [10] *The experimental nuclear reaction data (EXFOR): Extended computer database and Web retrieval system*. (2018, Nisan). Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900218300627>
- [11] Nesterenko, V. O., Kleinig, W., Kvasil, J., Vesely, P., Reinhard, P.-G., & Dolci, D. S. (2006). Self-consistent separable random-phase approximation for Skyrme forces: Giant resonances in axial nuclei. *Physical Review C*, 74(6), 064306. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.74.064306>
- [12] Nesterenko, V. O., Kleinig, W., Kvasil, J., Vesely, P., & Reinhard, P.-G. (2008). TDDFT with skyrme forces: Effect of time-odd densities on electric giant resonances. *International Journal of Modern Physics E*, 17(1), 89-99. Scopus. <https://doi.org/10.1142/S0218301308009586>

- [13] Kleinig, W., Nesterenko, V. O., Kvasil, J., Reinhard, P.-G., & 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. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.78.044313>
- [14] Donaldson, L. M., Bertulani, C. A., Carter, J., Nesterenko, V. O., Von Neumann-Cosel, P., Neveling, R., Ponomarev, V. Yu., Reinhard, P.-G., Usman, I. T., Adsley, P., Brummer, J. W., Buthelezi, E. Z., Cooper, G. R. J., Fearick, R. W., Förtsch, S. V., Fujita, H., Fujita, Y., Jingo, M., Kleinig, W., ... Tamii, A. (2018). Deformation dependence of the isovector giant dipole resonance: The neodymium isotopic chain revisited. *Physics Letters B*, 776, 133-138. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.11.025>
- [15] Nesterenko, V. O., Kvasil, J., & Reinhard, P.-G. (2002). Separable random phase approximation for self-consistent nuclear models. *Physical Review C*, 66(4), 044307. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.66.044307>
- [16] Nesterenko, V. O., Kleinig, W., Kvasil, J., Vesely, P., & Reinhard, P.-G. (2007). Giant Dipole Resonance in Deformed Nuclei: Dependence on Skyrme Forces. *International Journal of Modern Physics E*, 16(02), 624-633. <https://doi.org/10.1142/S0218301307006071>
- [17] Donaldson, L. M., Carter, J., von Neumann-Cosel, P., Nesterenko, V. O., Neveling, R., Reinhard, P.-G., Usman, I. T., Adsley, P., Bertulani, C. A., Brümmer, J. W., Buthelezi, E. Z., Cooper, G. R. J., Fearick, R. W., Förtsch, S. V., Fujita, H., Fujita, Y., Jingo, M., Kheswa, N. Y., Kleinig, W., ... Tamii, A. (2020). Fine Structure of the Isovector Giant Dipole Resonance in  $^{142-150}\text{Nd}$  and  $^{152}\text{Sm}$ . *Physical Review C*, 102(6), 064327. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.102.064327>
- [18] Maruhn, J. A., Reinhard, P. G., Stevenson, P. D., Stone, J. R., & Strayer, M. R. (2005). Dipole giant resonances in deformed heavy nuclei. *Physical Review C*, 71(6), 064328. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.71.064328>
- [19] Fracasso, S., Suckling, E. B., & Stevenson, P. D. (2012). Unrestricted Skyrme-tensor time-dependent Hartree-Fock model and its application to the nuclear response from spherical to triaxial nuclei. *Physical Review C*, 86(4), 044303. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.86.044303>
- [20] Mennana, A. A. B., Bassem, Y. E., & Oulne, M. (2020). Giant dipole resonance and shape evolution in Nd isotopes within TDHF method. *Physica Scripta*, 95(6), 065301. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/ab73d8>
- [21] Mennana, A. A. B., & Oulne, M. (2021). Giant dipole resonance in Sm isotopes within TDHF method. *The European Physical Journal Plus*, 136(1), Article 1. <https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-020-01017-z>
- [22] Paar, N., Nikšić, T., Vretenar, D., & Ring, P. (2005). Isotopic dependence of the pygmy dipole resonance. *Physics Letters B*, 606(3), 288-294. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.12.011>
- [23] Pena Arteaga, D. (2007). *Relativistic quasiparticle random phase approximation in deformed nuclei* [Doktora Tezi, Münih Teknik Üniversitesi].

- [24] Arteaga, D. P., & Ring, P. (2008). Relativistic random-phase approximation in axial symmetry. *Physical Review C*, 77(3), 034317. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.77.034317>
- [25] Arteaga, D. P., Khan, E., & 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>
- [26] Paar, N., Niu, Y. F., Vretenar, D., & Meng, J. (2009). Isoscalar and Isovector Splitting of Pygmy Dipole Structures. *Physical Review Letters*, 103(3), 032502. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.032502>
- [27] Péru, S., Gosselin, G., Martini, M., Dupuis, M., Hilaire, S., & Devaux, J.-C. (2011). Giant resonances in  $^{238}\text{U}$  within the quasiparticle random-phase approximation with the Gogny force. *Physical Review C*, 83(1), 014314. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.014314>
- [28] Péru, S., & Goutte, H. (2008). Role of deformation on giant resonances within the quasiparticle random-phase approximation and the Gogny force. *Physical Review C*, 77(4), 044313. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.77.044313>
- [29] Stetcu, I., Bulgac, A., Magierski, P., & Roche, K. J. (2011). Isovector giant dipole resonance from the 3D time-dependent density functional theory for superfluid nuclei. *Physical Review C*, 84(5), 051309. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.051309>
- [30] Lalazissis, G. A., & Ring, P. (2019). Giant resonances with time dependent covariant density functional theory. *The European Physical Journal A*, 55(12), 229. <https://doi.org/10.1140/epja/i2019-12869-0>
- [31] Avogadro, P., & Nakatsukasa, T. (2011). Finite amplitude method for the quasiparticle random-phase approximation. *Physical Review C*, 84(1), 014314. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.014314>
- [32] Oishi, T., Kortelainen, M., & 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>
- [33] Stoitsov, M., Kortelainen, M., Nakatsukasa, T., Losa, C., & Nazarewicz, W. (2011). Monopole strength function of deformed superfluid nuclei. *Physical Review C*, 84(4), 041305. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.041305>
- [34] Pei, J. C., Kortelainen, M., Zhang, Y. N., & Xu, F. R. (2014). Emergent soft monopole modes in weakly bound deformed nuclei. *Physical Review C*, 90(5), 051304. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.051304>
- [35] Liang, H., Nakatsukasa, T., Niu, Z., & Meng, J. (2013). Feasibility of the finite-amplitude method in covariant density functional theory. *Physical Review C*, 87(5), 054310. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.87.054310>
- [36] Inakura, T., Nakatsukasa, T., & Yabana, K. (2009). Self-consistent calculation of nuclear photoabsorption cross sections: Finite amplitude method with Skyrme functionals in the three-dimensional real space. *Physical Review C*, 80(4), 044301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.044301>

- [37] Lyutorovich, N., Tselyaev, V., Speth, J., Krewald, S., Grümmer, F., & Reinhard, P.-G. (2015). Isoscalar and isovector giant resonances in a self-consistent phonon coupling approach. *Physics Letters B*, 749, 292-297. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.08.003>
- [38] Tselyaev, V., Lyutorovich, N., Speth, J., Krewald, S., & Reinhard, P.-G. (2016). Application of an extended random-phase approximation to giant resonances in light-, medium-, and heavy-mass nuclei. *Physical Review C*, 94(3), 034306. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.034306>
- [39] Wang, S. S., Ma, Y. G., Cao, X. G., He, W. B., Kong, H. Y., & Ma, C. W. (2017). Investigation of giant dipole resonances in heavy deformed nuclei with an extended quantum molecular dynamics model. *Physical Review C*, 95(5), 054615. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.054615>
- [40] Soloviev, V. G., Stoyanov, Ch., & Voronov, V. V. (1978). The influence of the giant dipole resonance on radiative strength functions in spherical nuclei. *Nuclear Physics A*, 304(2), 503-519. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(78\)90247-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(78)90247-6)
- [41] Soloviev, V. G., Stoyanov, Ch., & Vdovin, A. I. (1977). Fragmentation of giant multipole resonances over two-phonon states in spherical nuclei. *Nuclear Physics A*, 288(3), 376-396. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(77\)90338-4](https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90338-4)
- [42] Quliyev, H., Guliyev, E., & Kuliev, A. (2023). Electric dipole response in  $^{156-170}\text{Er}$  nuclei. *Chinese Journal of Physics*, 85. <https://doi.org/10.1016/j.cjph.2023.06.008>
- [43] Quliyev, H., Demirci Saygi, N., Guliyev, E., & Kuliev, A. (2022). The electric dipole response of even-even  $^{154-164}\text{Dy}$  isotopes. *Physica Scripta*, 97. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/ac4863>
- [44] Quliyev, H., Guliyev, E., & Kuliev, A. (2021). Electric dipole strength in the deformed  $^{144,146,148,150,152,154}\text{Nd}$  nuclei. *Nuclear Physics A*, 1014, 122239. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2021.122239>
- [45] Guliyev, E., Quliyev, H., & Kuliev, A. (2020). Pygmy Dipole Resonance in the well deformed even-even  $^{152-162}\text{Gd}$ . *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 47. <https://doi.org/10.1088/1361-6471/abaca0>
- [46] Harakeh, M. N., & Woude, A. (2001). *Giant Resonances: Fundamental high-frequency modes of nuclear excitation* (C. 24). Oxford Studies in Nuclear Phys.
- [47] Bartholomew, G. A. (1961). Neutron capture gamma rays. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 11(1), 259-302.
- [48] Brzosko, J. S., Gierlik, E., Soltan Jr., A., & Wilhelmi, Z. (1969). Effect of the pigmy resonance on the calculations of the neutron capture cross section. *Canadian Journal of Physics*, 47(24), 2849-2857. <https://doi.org/10.1139/p69-348>
- [49] Savran, D., Babilon, M., Van Den Berg, A. M., Harakeh, M. N., Hasper, J., Matic, A., Wörtche, H. J., & Zilges, A. (2006). Nature of the Pygmy Dipole Resonance in  $^{140}\text{Ce}$  Studied in ( $\alpha, \alpha'$ ) Experiments. *Physical Review Letters*, 97(17), 172502. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.172502>

- [50] Savran, D., Fritzsche, M., Hasper, J., Lindenberg, K., Müller, S., Ponomarev, V. Yu., Sonnabend, K., & Zilges, A. (2008). Fine Structure of the Pygmy Dipole Resonance in  $^{136}\text{Xe}$ . *Physical Review Letters*, *100*(23), 232501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.232501>
- [51] Savran, D., Elvers, M., Endres, J., Fritzsche, M., Löher, B., Pietralla, N., Ponomarev, V. Y., Romig, C., Schnorrenberger, L., & Sonnabend, K. (2011). Fragmentation and systematics of the pygmy dipole resonance in the stable N=82 isotones. *Physical Review C*, *84*(2), 024326.
- [52] Savran, D., Aumann, T., & Zilges, A. (2013). Experimental studies of the Pygmy Dipole Resonance. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, *70*, 210-245. <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2013.02.003>
- [53] Bracco, A., Lanza, E. G., & Tamii, A. (2019). Isoscalar and isovector dipole excitations: Nuclear properties from low-lying states and from the isovector giant dipole resonance. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, *106*, 360-433. <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2019.02.001>
- [54] Decowski, P., Morsch, H. P., & Benenson, W. (1981). Low-lying isoscalar dipole excitations in  $^{208}\text{Pb}$ . *Physics Letters B*, *101*(3), 147-150.
- [55] Poelheken, T. D., Hesmondhalgh, S. K. B., Hofmann, H. J., Van der Woude, A., & Harakeh, M. N. (1992). Low-energy isoscalar dipole strength in  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  and  $^{208}\text{Pb}$ . *Physics Letters B*, *278*(4), 423-427.
- [56] Jung, A., Lindenstruth, S., Schacht, H., Starck, B., Stock, R., Wesselborg, C., Heil, R. D., Kneissl, U., Margraf, J., & Pitz, H. H. (1995). Electric and magnetic dipole excitations to bound states in  $^{70,72,74,76}\text{Ge}$ . *Nuclear Physics A*, *584*(1), 103-132.
- [57] Govaert, K., Bauwens, F., Bryssinck, J., De Frenne, D., Jacobs, E., Mondelaers, W., Govor, L., & Ponomarev, V. Y. (1998). Dipole excitations to bound states in  $^{116}\text{Sn}$  and  $^{124}\text{Sn}$ . *Physical Review C*, *57*(5), 2229.
- [58] Bauwens, F., Bryssinck, J., De Frenne, D., Govaert, K., Govor, L., Hagemann, M., Heyse, J., Jacobs, E., Mondelaers, W., & Ponomarev, V. Y. (2000). Dipole transitions to bound states in  $^{56}\text{Fe}$  and  $^{58}\text{Ni}$ . *Physical Review C*, *62*(2), 024302.
- [59] Zilges, A., Volz, S., Babilon, M., Hartmann, T., Mohr, P., & Vogt, K. (2002). Concentration of electric dipole strength below the neutron separation energy in N=82 nuclei. *Physics Letters B*, *542*(1), 43-48. [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(02\)02309-2](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)02309-2)
- [60] Ryezayeva, N., Hartmann, T., Kalmykov, Y., Lenske, H., von Neumann-Cosel, P., Ponomarev, V. Y., Richter, A., Shevchenko, A., Volz, S., & Wambach, J. (2002). Nature of Low-Energy Dipole Strength in Nuclei: The Case of a Resonance at Particle Threshold in  $^{208}\text{Pb}$ . *Physical Review Letters*, *89*(27), 272502.
- [61] Hartmann, T., Enders, J., Mohr, P., Vogt, K., Volz, S., & Zilges, A. (2002). Dipole and electric quadrupole excitations in  $^{40,48}\text{Ca}$ . *Physical Review C*, *65*(3), 034301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.65.034301>

- [62] Enders, J., Von Brentano, P., Eberth, J., Fitzler, A., Fransen, C., Herzberg, R.-D., Kaiser, H., Käubler, L., von Neumann-Cosel, P., & Pietralla, N. (2003). Nuclear resonance fluorescence experiments on  $^{204,206,207,208}\text{Pb}$  up to 6.75 MeV. *Nuclear Physics A*, 724(3-4), 243-273.
- [63] Hartmann, T., Babilon, M., Kamerdzhev, S., Litvinova, E., Savran, D., Volz, S., & Zilges, A. (2004). Microscopic Nature of the Pygmy Dipole Resonance: The Stable Ca Isotopes. *Physical Review Letters*, 93(19), 192501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.192501>
- [64] Volz, S., Tsoneva, N., Babilon, M., Elvers, M., Hasper, J., Herzberg, R.-D., Lenske, H., Lindenberg, K., Savran, D., & Zilges, A. (2006). The photoresponse of stable N=82 nuclei below 10 MeV. *Nuclear Physics A*, 779, 1-20. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2006.08.012>
- [65] Schwengner, R., Rusev, G., Benouaret, N., Beyer, R., Erhard, M., Grosse, E., Junghans, A. R., Klug, J., Kosev, K., & Kostov, L. (2007). Dipole response of  $^{88}\text{Sr}$  up to the neutron-separation energy. *Physical Review C*, 76(3), 034321.
- [66] Özel, B., Enders, J., von Neumann-Cosel, P., Poltoratska, I., Richter, A., Savran, D., Volz, S., & Zilges, A. (2007). Systematics of the pygmy dipole resonance in stable tin isotopes from resonant photon scattering. *Nuclear Physics A*, 788(1), 385-388. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2007.01.069>
- [67] Schwengner, R., Rusev, G., Tsoneva, N., Benouaret, N., Beyer, R., Erhard, M., Grosse, E., Junghans, A. R., Klug, J., & Kosev, K. (2008). Pygmy dipole strength in  $^{90}\text{Zr}$ . *Physical Review C*, 78(6), 064314.
- [68] Benouaret, N., Schwengner, R., Rusev, G., Dönau, F., Beyer, R., Erhard, M., Grosse, E., Junghans, A. R., Kosev, K., & Nair, C. (2009). Dipole strength in Y 89 up to the neutron-separation energy. *Physical Review C*, 79(1), 014303.
- [69] Endres, J., Savran, D., Van den Berg, A. M., Dendooven, P., Fritzsche, M., Harakeh, M. N., Hasper, J., Wörtche, H. J., & Zilges, A. (2009). Splitting of the pygmy dipole resonance in  $^{138}\text{Ba}$  and  $^{140}\text{Ce}$  observed in the  $(\alpha, \alpha'\gamma)$  reaction. *Physical Review C*, 80(3), 034302.
- [70] Endres, J., Litvinova, E., Savran, D., Butler, P. A., Harakeh, M. N., Harissopulos, S., Herzberg, R.-D., Krücken, R., Lagoyannis, A., Pietralla, N., Ponomarev, V. Y., Popescu, L., Ring, P., Scheck, M., Sonnabend, K., Stoica, V. I., Wörtche, H. J., & Zilges, A. (2010). Isospin Character of the Pygmy Dipole Resonance in  $^{124}\text{Sn}$ . *Physical Review Letters*, 105(21), 212503. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.212503>
- [71] Isaak, J., Savran, D., Fritzsche, M., Galaviz, D., Hartmann, T., Kamerdzhev, S., Kelley, J. H., Kwan, E., Pietralla, N., & Romig, C. (2011). Investigation of low-lying electric dipole strength in the semimagic nucleus  $^{44}\text{Ca}$ . *Physical Review C*, 83(3), 034304.
- [72] Derya, V., Endres, J., Harakeh, M. N., Savran, D., Wörtche, H. J., & Zilges, A. (2012). Systematic Study of the Pygmy Dipole Resonance. *Journal of Physics: Conference Series*, 366, 012012. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/366/1/012012>

- [73] Goriely, S. (1998). Radiative neutron captures by neutron-rich nuclei and the r-process nucleosynthesis. *Physics Letters B*, 436(1), 10-18. [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(98\)00907-1](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)00907-1)
- [74] Goriely, S., Khan, E., & Samyn, M. (2004). Microscopic HFB+QRPA predictions of dipole strength for astrophysics applications. *Nuclear Physics A*, 739(3-4), 331-352.
- [75] Litvinova, E., Ring, P., Tselyaev, V., & Langanke, K. (2009). Relativistic quasiparticle time blocking approximation. II. Pygmy dipole resonance in neutron-rich nuclei. *Physical Review C*, 79(5), 054312.
- [76] Goriely, S., & Khan, E. (2002). Large-scale QRPA calculation of  $E1$ -strength and its impact on the neutron capture cross-section. *Nuclear Physics A*, 706(1), 217-232. [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(02\)00860-6](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(02)00860-6)
- [77] Tsoneva, N., Goriely, S., Lenske, H., & Schwengner, R. (2015). Pygmy resonances and radiative nucleon captures for stellar nucleosynthesis. *Physical Review C*, 91(4), 044318. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.91.044318>
- [78] Bracco, A., Crespi, F. C. L., & Lanza, E. G. (2015). Gamma decay of pygmy states from inelastic scattering of ions. *The European Physical Journal A*, 51(8), 99. <https://doi.org/10.1140/epja/i2015-15099-6>
- [79] Chambers, J., Zaremba, E., Adams, J. P., & Castel, B. (1994). Pygmy dipole resonances in the calcium isotopes. *Physical Review C*, 50(6), R2671-R2674. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.50.R2671>
- [80] Wise, J. E., Connelly, J. P., Hersman, F. W., Heisenberg, J. H., Kim, W., Leuschner, M., Fayans, S. A., Platonov, A. P., Saperstein, E. E., & Ponomarev, V. Yu. (1992). Transition densities of collective excitations in Sn 118. *Physical Review C*, 45(6), 2701-2710. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.45.2701>
- [81] Carbone, A., Colo, G., Bracco, A., Cao, L.-G., Bortignon, P. F., Camera, F., & Wieland, O. (2010). Constraints on the symmetry energy and neutron skins from pygmy resonances in  $^{68}\text{Ni}$  and  $^{132}\text{Sn}$ . *Physical Review C*, 81(4), 041301.
- [82] Reinhard, P.-G., & Nazarewicz, W. (2010). Information content of a new observable: The case of the nuclear neutron skin. *Physical Review C*, 81(5), 051303.
- [83] Lanza, E. G., Vitturi, A., Andrés, M. V., Catara, F., & Gambacurta, D. (2011). Excitations of pygmy dipole resonances in exotic and stable nuclei via Coulomb and nuclear fields. *Physical Review C*, 84(6), 064602.
- [84] Inakura, T., Nakatsukasa, T., & Yabana, K. (2011). Emergence of pygmy dipole resonances: Magic numbers and neutron skins. *Physical Review C*, 84(2), 021302.
- [85] Hergert, H., Papakonstantinou, P., & Roth, R. (2011). Quasiparticle random-phase approximation with interactions from the similarity renormalization group. *Physical Review C*, 83(6), 064317.
- [86] Papakonstantinou, P., Hergert, H., Ponomarev, V. Y., & Roth, R. (2012). Low-energy dipole strength and the critical case of  $^{48}\text{Ca}$ . *Physics Letters B*, 709(3), 270-275.

- [87] Yüksel, E., Khan, E., & Bozkurt, K. (2012). Analysis of the neutron and proton contributions to the pygmy dipole mode in doubly magic nuclei. *Nuclear Physics A*, 877, 35-50.
- [88] Roca-Maza, X., Pozzi, G., Brenna, M., Mizuyama, K., & Colo, G. (2012). Low-lying dipole response: Isospin character and collectivity in  $^{68}\text{Ni}$ ,  $^{132}\text{Sn}$ , and  $^{208}\text{Pb}$ . *Physical Review C*, 85(2), 024601.
- [89] Dönau, F., Rusev, G., Schwengner, R., Junghans, A. R., Schilling, K. D., & Wagner, A. (2007). Effect of nuclear deformation on the electric-dipole strength in the particle-emission threshold region. *Physical Review C*, 76(1), 014317.
- [90] Zhang, S. Q., Bentley, I., Brant, S., Dönau, F., Frauendorf, S., Kämpfer, B., Schwengner, R., & Wagner, A. (2009). Instantaneous-shape sampling for calculation of the electromagnetic dipole strength in transitional nuclei. *Physical Review C*, 80(2), 021307.
- [91] Terasaki, J., & Engel, J. (2006). Self-consistent description of multipole strength: Systematic calculations. *Physical Review C*, 74(4), 044301.
- [92] Li, J., Colo, G., & Meng, J. (2008). Microscopic linear response calculations based on the Skyrme functional plus the pairing contribution. *Physical Review C*, 78(6), 064304.
- [93] Ebata, S., Nakatsukasa, T., Inakura, T., Yoshida, K., Hashimoto, Y., & Yabana, K. (2010). Canonical-basis time-dependent Hartree-Fock-Bogoliubov theory and linear-response calculations. *Physical Review C*, 82(3), 034306.
- [94] Martini, M., Péru, S., & Dupuis, M. (2011). Low-energy dipole excitations in neon isotopes and  $N = 16$  isotones within the quasiparticle random-phase approximation and the Gogny force. *Physical Review C*, 83(3), 034309.
- [95] Paar, N., Ring, P., Nikšić, T., & 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>
- [96] Piekarewicz, J. (2011). Pygmy resonances and neutron skins. *Physical Review C*, 83(3), 034319.
- [97] Piekarewicz, J. (2006). Pygmy dipole resonance as a constraint on the neutron skin of heavy nuclei. *Physical Review C*, 73(4), 044325. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.73.044325>
- [98] Vretenar, D., Niu, Y. F., Paar, N., & Meng, J. (2012). Low-energy isovector and isoscalar dipole response in neutron-rich nuclei. *Physical Review C*, 85(4), 044317.
- [99] Liang, J., Cao, L.-G., & Ma, Z.-Y. (2007). Pygmy and giant dipole resonances in Ni isotopes. *Physical Review C*, 75(5), 054320.
- [100] Ponomarev, V. (2014). Pygmy dipole resonance. *Journal of Physics: Conference Series*, 533(1), 012028. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/533/1/012028>



- [101] Tsoneva, N., Lenske, H., & Stoyanov, C. (2004). Probing the nuclear neutron skin by low-energy dipole modes. *Physics Letters B*, 586(3), 213-218. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.02.024>
- [102] Tsoneva, N., Lenske, H., & Stoyanov, Ch. (2004). Pygmy dipole resonances as a manifestation of the structure of the neutron-rich nuclei. *Nuclear Physics A*, 731, 273-280. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2003.11.038>
- [103] Quliyev, H. (2018). *Çift-Çift Deforme ve Yarı-Sihirli Çekirdeklerde Pygmy Dipol Rezonans'ın İncelenmesi* [Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi]. <https://www.proquest.com/docview/2700373189/abstract/39248A63B4FC4A9CPQ/16>
- [104] Berg, U. E. P., Bläsing, C., Drexler, J., Heil, R. D., Kneissel, U., Naatz, W., Ratzek, R., Schennach, S., Stock, R., Weber, T., Wickert, H., Fischer, B., Hollick, H., & Kollewe, D. (1984). Photoexcitation of low-lying collective states in  $^{156,158,160}\text{Gd}$ . *Physics Letters B*, 149(1-3), 59-63. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(84\)91551-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(84)91551-X)
- [105] Bohle, D., Richter, A., Steffen, W., Dieperink, A. E. L., Lo Iudice, N., Palumbo, F., & Scholten, O. (1984). New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus  $^{156}\text{Gd}$  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)
- [106] Heil, R. D., Kasten, B., Scharfe, W., Butler, P. A., Friedrichs, H., Hoblit, S. D., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Ludwig, M., & Müller, G. (1990). Parity assignments in nuclear resonance fluorescence experiments using Compton polarimeters. *Nuclear Physics A*, 506(2), 223-244.
- [107] Zilges, A., von Brentano, P., Friedrichs, H., Heil, R. D., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Pitz, H. H., & 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(2), 155-158. <https://doi.org/10.1007/BF01303826>
- [108] Fransen, C., Beck, O., Pitz, H. H., & Zilges, A. (1998). Systematics of low-lying electric dipole excitations in the  $A \approx 130-200$  mass region. *Physical Review C*, 57(1), 129-133.
- [109] Spieker, M., Pascu, S., & Zilges, A. (2015). Origin of Low-Lying Enhanced E1 Strength in Rare-Earth Nuclei. *PHYSICAL REVIEW LETTERS*.
- [110] Iachello, F. (1981). Electron scattering in the interacting boson model. *Nuclear Physics A*, 358, 89-112. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(81\)90308-0](https://doi.org/10.1016/0375-9474(81)90308-0)
- [111] Kusnezov, D., & Iachello, F. (1988). A study of collective octupole states in barium in the interacting boson model. *Physics Letters B*, 209(4), 420-424.
- [112] Engel, J., & Iachello, F. (1987). Interacting boson model of collective octupole states:(I). The rotational limit. *Nuclear Physics A*, 472(1), 61-84.
- [113] Tarpanov, D., Stoyanov, C., Van Giai, N., & Voronov, V. V. (2007). Low-Lying electric dipole transitions in tin isotopic chain within the RPA model. *Physics of Atomic Nuclei*, 70(8), 1402-1406. <https://doi.org/10.1134/S1063778807080133>

- [114] Tohyama, M., & Nakatsukasa, T. (2012). Fragmentation of electric dipole strength in  $N=82$  isotones. *Physical Review C*, 85(3), 031302. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.85.031302>
- [115] Adams, J. P., Castel, B., & Sagawa, H. (1996). Neutron halos and  $E1$  resonances in  $^{208}\text{Pb}$ . *Physical Review C*, 53(2), 1016-1017. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.53.1016>
- [116] Enders, J., von Brentano, P., Eberth, J., Fitzler, A., Fransen, C., Herzberg, R.-D., Kaiser, H., Käubler, L., von Neumann-Cosel, P., Pietralla, N., Ponomarev, V. Yu., Prade, H., Richter, A., Schnare, H., Schwengner, R., Skoda, S., Thomas, H. G., Tiesler, H., Weisshaar, D., & Wiedenhöver, I. (2000). Structure and evolution of electric dipole strength in  $204,206,208\text{Pb}$  below the neutron emission threshold. *Physics Letters B*, 486(3), 279-285. [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(00\)00730-9](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(00)00730-9)
- [117] Herzberg, R.-D., von Brentano, P., Eberth, J., Enders, J., Fischer, R., Huxel, N., Klemme, T., von Neumann-Cosel, P., Nicolay, N., Pietralla, N., Ponomarev, V. Yu., Reif, J., Richter, A., Schlegel, C., Schwengner, R., Skoda, S., Thomas, H. G., Wiedenhöver, I., Winter, G., & Zilges, A. (1997). Fine structure of the  $E1$  response in  $^{140}\text{Ce}$  below the particle threshold. *Physics Letters B*, 390(1), 49-54. [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(96\)01374-3](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(96)01374-3)
- [118] Guliyev, E., Ertuğral, F., & Kuliev, A. A. (2006). Low-lying magnetic dipole strength distribution in the  $\gamma$ -soft even-even  $^{130-136}\text{Ba}$ . *The European Physical Journal A*, 27, 313-320.
- [119] Guliyev, E., Kuliev, A. A., & Ertugral, F. (2009). Low-Lying Dipole Excitations in The Deformed Even-Even Isotopes  $^{154-160}\text{Gd}$ . *Acta Physica Polonica B*, 40(3).
- [120] Guliyev, E., Kuliev, A. A., & Ertugral, F. (2009). Low-lying magnetic and electric dipole strength distribution in the  $^{176}\text{Hf}$  nucleus. *The European Physical Journal A*, 39(3), 323-333. <https://doi.org/10.1140/epja/i2008-10722-3>
- [121] Guliyev, E., Kuliev, A. A., & 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>
- [122] Guliyev, E., Kuliev, A. A., von Neumann-Cosel, P., & Richter, A. (2002). Nature of the scissors mode in nuclei near shell closure: The tellurium isotope chain. *Physics Letters B*, 532(3), 173-178. [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(02\)01555-1](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)01555-1)
- [123] Kuliev, A. A., Guliyev, E., Ertugral, F., & Özkan, S. (2010). The low-energy dipole structure of  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  actinide nuclei. *The European Physical Journal A*, 43(3), 313-321.
- [124] Kuliev, A. A., Guliyev, E., & Gerçeklioglu, M. (2002). The dependence of the scissors mode on the deformation in the  $^{140-150}\text{Ce}$  isotopes. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 28(3), 407.

- [125] Ertuğral, F., Guliyev, E., Kuliev, A., & Yildirim, Z. (2009). Fine structure of the dipole excitations of the even-even  $^{160}\text{Gd}$  nucleus in the spectroscopic region. *Central European Journal of Physics*, 7, 731-737.
- [126] Tabar, E., Yakut, H., & Kuliev, 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, 143-164. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2018.09.040>
- [127] Besserer, J., Beck, O., Von Brentano, P., Eckert, T., Herzberg, R.-D., Jäger, D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., & Nord, A. (1997). Fragmentation of low-lying dipole strength in the odd-mass nucleus  $^{133}\text{Cs}$ . *Physical Review C*, 56(3), 1276.
- [128] Scheck, M., Von Brentano, P., Fransen, C., Kneissl, U., Kohstall, C., Linnemann, A., Mücher, D., Pietralla, N., Pitz, H. H., & Scholl, C. (2007). Dipole strength distributions of the stable odd-mass  $N = 82$  isotones  $^{139}\text{La}$  and  $^{141}\text{Pr}$ . *Physical Review C*, 75(4), 044313.
- [129] 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., & Werner, V. (2003). Low-energy photon scattering experiments of  $^{151,153}\text{Eu}$ ,  $^{163}\text{Dy}$ , and  $^{165}\text{Ho}$  and the systematics of the  $M1$  scissors mode in odd-mass rare-earth nuclei. *Physical Review C*, 67(3), 034307. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.67.034307>
- [130] Nord, A., Schiller, A., Eckert, T., Beck, O., Besserer, J., Von Brentano, P., Fischer, R., Herzberg, R.-D., Jäger, D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Pietralla, N., Pitz, H. H., Rittner, M., & 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), 2287-2295. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.54.2287>
- [131] Margraf, J., Eckert, T., Rittner, M., Bauske, I., Beck, O., Kneissl, U., Maser, H., Pitz, H. H., Schiller, A., Brentano, P. V., Fischer, R., Herzberg, R.-D., Pietralla, N., Zilges, A., & Friedrichs, H. (1995). Systematics of low-lying dipole strengths in odd and even Dy and Gd isotopes. *Physical Review C*, 52(5), 2429-2443. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.52.2429>
- [132] Huxel, N., Von Brentano, P., Eberth, J., Enders, J., Herzberg, R.-D., Von Neumann-Cosel, P., Nicolay, N., Pietralla, N., Prade, H., Rangacharyulu, C., Reif, J., Richter, A., Schlegel, C., Schwengner, R., Skoda, S., Thomas, H. G., Wiedenhöver, I., Winter, G., & Zilges, A. (1999). Complete scissors mode strength in heavy deformed odd-mass nuclei: A case study of  $^{165}\text{Ho}$  and  $^{169}\text{Tm}$ . *Nuclear Physics A*, 645(2), 239-261. [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(98\)00610-1](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(98)00610-1)
- [133] Schlegel, C., Von Neumann-Cosel, P., Richter, A., & Van Isacker, P. (1996). Unexpected properties of the scissors mode in the odd-mass nucleus  $^{167}\text{Er}$ . *Physics Letters B*, 375(1-4), 21-25. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(96\)00215-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(96)00215-8)

- [134] Herzberg, R.-D., Fransen, C., Fischer, R., Beck, O., Belic, D., Besserer, J., Von Brentano, P., Eckert, Th., Kneissl, U., Krischok, B., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Pietralla, N., Pitz, H. H., Wolpert, A., & Zilges, A. (1997). Observation of an octupole  $\otimes$  quasiparticle band in  $^{175}\text{Lu}$  using photon scattering experiments. *Physical Review C*, 56(5), 2484-2489. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.56.2484>
- [135] Wolpert, A., Beck, O., Belic, D., Besserer, J., Von Brentano, P., Eckert, T., Fransen, C., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Pietralla, N., & Pitz, H. H. (1998). Low-lying dipole excitations in the heavy, odd-mass nucleus  $^{181}\text{Ta}$ . *Physical Review C*, 58(2), 765-770. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.58.765>
- [136] Yevetska, O., Enders, J., Fritzsche, M., von Neumann-Cosel, P., Oberstedt, S., Richter, A., Romig, C., Savran, D., & Sonnabend, K. (2010). Dipole strength in the  $^{235}\text{U}(\gamma, \gamma')$  reaction up to 2.8 MeV. *Physical Review C*, 81(4), 044309.
- [137] Makinaga, A., Schwengner, R., Rusev, G., Dönau, F., Frauendorf, S., Bemmerer, D., Beyer, R., Crespo, P., Erhard, M., Junghans, A. R., Klug, J., Kosev, K., Nair, C., Schilling, K. D., & Wagner, A. (2010). Dipole strength in  $^{139}\text{La}$  below the neutron-separation energy. *Physical Review C*, 82(2), 024314. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.024314>
- [138] Makinaga, A., Massarczyk, R., Schwengner, R., Beard, M., Dönau, F., Anders, M., Bemmerer, D., Beyer, R., Hannaske, R., Junghans, A. R., Kempe, M., Kögler, T., Röder, M., Schmidt, K., & Wagner, A. (2014). Dipole strength of  $^{181}\text{Ta}$  for the evaluation of the  $^{180}\text{Ta}$  stellar neutron capture rate. *Physical Review C*, 90(4), 044301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.044301>
- [139] Deague, T. K., & Stewart, R. J. J. (1972). The photoneutron cross sections of  $^{139}\text{La}$  and  $^{141}\text{Pr}$ . *Nuclear Physics A*, 191(2), 305-320. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(72\)90517-9](https://doi.org/10.1016/0375-9474(72)90517-9)
- [140] Beil, H., Bergere, R., Carlos, P., Lepretre, A., & Veyssiere, A. (t.y.). *Giant dipole resonance in  $N = 82$  nuclei*. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(71\)90724-X](https://doi.org/10.1016/0375-9474(71)90724-X)
- [141] Bergère, R., Beil, H., & Veyssièrè, A. (1968). Photoneutron cross sections of La, Tb, Ho and Ta. *Nuclear Physics A*, 121(2), 463-480. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(68\)90433-8](https://doi.org/10.1016/0375-9474(68)90433-8)
- [142] Berman, B. L., Pywell, R. E., Dietrich, S. S., Thompson, M. N., McNeill, K. G., & Jury, J. W. (1987). Absolute photoneutron cross sections for Zr, I, Pr, Au, and Pb. *Physical Review C*, 36(4), 1286-1292. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.36.1286>
- [143] Bramblett, R. L., Caldwell, J. T., Berman, B. L., Harvey, R. R., & Fultz, S. C. (1966). Photoneutron Cross Sections of Pr  $^{141}$  and I  $^{127}$  from Threshold to 33 MeV. *Physical Review*, 148(3), 1198-1205. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.148.1198>
- [144] Carlos, P., Beil, H., Bergere, R., Lepretre, A., & Veyssiere, A. (1971). The giant dipole resonance in the transition region for the neodymium isotopes. *Nuclear Physics A*, 172(2), 437-448.

- [145] Boal, T. J., Muirhead, E. G., & Findlay, D. J. S. (t.y.). *The photoneutron cross section of  $^{151}\text{Eu}$ ,  $^{153}\text{Eu}$  and  $^{156}\text{Gd}$  in the giant resonance region.* [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(83\)90460-8](https://doi.org/10.1016/0375-9474(83)90460-8)
- [146] Berman, B. L., Kelly, M. A., Bramblett, R. L., Caldwell, J. T., Davis, H. S., & Fultz, S. C. (1969). Giant Resonance in Deformed Nuclei: Photoneutron Cross Sections for  $\text{Eu}^{153}$ ,  $\text{Gd}^{160}$ ,  $\text{Ho}^{165}$ , and  $\text{W}^{186}$ . *Physical Review*, 185(4), 1576-1590. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.185.1576>
- [147] Bramblett, R. L., Caldwell, J. T., Harvey, R. R., & Fultz, S. C. (1964). Photoneutron Cross Sections of  $\text{Tb}^{159}$  and  $\text{O}^{16}$ . *Physical Review*, 133(4B), B869-B873. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.133.B869>
- [148] Bramblett, R. L., Caldwell, J. T., Auchampaugh, G. F., & Fultz, S. C. (1963). Photoneutron Cross Sections of  $\text{Ta}^{181}$  and  $\text{Ho}^{165}$ . *Physical Review*, 129(6), 2723-2729. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.129.2723>
- [149] Bergère, R., Beil, H., Carlos, P., & Veyssière, A. (1969). Sections efficaces photoneutroniques de I, Ce, Sm, Er et Lu. *Nuclear Physics A*, 133(2), 417-437. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(69\)90644-7](https://doi.org/10.1016/0375-9474(69)90644-7)
- [150] Soloviev, V. G., Sushkov, A. V., Shirikova, N. Yu., & Iudice, N. L. (1997). Low-lying magnetic and electric dipole transitions in odd-mass deformed nuclei: A microscopic approach. *Nuclear Physics A*, 613(1-2), 45-68. [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(96\)00426-5](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(96)00426-5)
- [151] Sheikh, J. A., Dobaczewski, J., Ring, P., Robledo, L. M., & Yannouleas, C. (2021). Symmetry restoration in mean-field approaches. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 48(12), 123001. <https://doi.org/10.1088/1361-6471/ac288a>
- [152] Ring, P., & Schuck, P. (1980). *The Nuclear Many Body Problem*. New York: Springer-Verlag.
- [153] Bohr, A. N., & Mottelson, B. R. (1998). *Nuclear Structure (In 2 Volumes)*. World Scientific Publishing Company.
- [154] Goldstone, J., Salam, A., & Weinberg, S. (1962). Broken symmetries. *Physical Review*, 127(3), 965.
- [155] Pyatov, N. I., & Salamov, D. I. (1977). Conservation laws and collective excitations in nuclei. *Nukleonika*, 22(1), 127-141.
- [156] Kuliev, A. A., Akkaya, R., Ilhan, M., Guliyev, E., Salamov, C., & Selvi, S. (2000). Rotational-invariant model of the states with  $K^\pi=1^+$  and their contribution to the scissors mode. *International Journal of Modern Physics E*, 9(03), 249-261.
- [157] Bektasoglu, M., & Yakut, H. (2006). Low-Lying Dipole Strengths in  $^{162,164}\text{Dy}$  Nuclei. *Acta Physica Polonica B*, 37, 2705.
- [158] Demirci Saygı, N., Yamac, F., & Kuliev, A. (2020). Theoretical investigation of Giant dipole resonance in  $^{146-152}\text{Nd}$  isotopes with QRPA. *International Journal of Modern Physics E*, 29. <https://doi.org/10.1142/S0218301320500408>

- [159] Zenginerler, Z., Guliyev, E., Kuliev, A. A., Yakut, H., & Soluk, G. (2013). Systematic investigation of the low-lying dipole excitations in even-even  $^{124-136}\text{Ba}$  isotopes. *The European Physical Journal A*, 49(9), 107.
- [160] Tabar, E., Yakut, H., & Kuliev, A. (2019). Magnetic dipole response of the  $^{169}\text{Tm}$  nucleus. *Nuclear Physics A*, 981, 130-146. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2018.07.001>
- [161] Tabar, E., Yakut, H., & Kuliev, A. (2016). Microscopic description of ground state magnetic moment and low-lying magnetic dipole excitations in heavy odd-mass  $^{181}\text{Ta}$  nucleus. *International Journal of Modern Physics E*, 25(8). <https://doi.org/10.1142/S0218301316500531>
- [162] Tabar, E., Yakut, H., & Kuliev, 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>
- [163] Tabar, E. (2017). Investigation of low-lying magnetic dipole excitations in the  $^{153}\text{Eu}$  nucleus. *Turkish Journal of Physics*, 41(2), 133-142. <https://doi.org/10.3906/fiz-1610-21>
- [164] Tabar, E. (2015). *Tek Kütle Numaralı Nadir Toprak Deforme Çekirdeklerinin Makas mod Uyarılmalarının İncelenmesi* [Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi].
- [165] Rowe, D. J. (2010). *Nuclear Collective Motion: Models and Theory*. World Scientific.
- [166] Saygı, N. D. (2018). *Deforme Çekirdeklere Dev Dipol Rezonansların İncelenmesi* [Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi].
- [167] Eisenberg, J. M., & Greiner, W. (1987). *Nuclear Theory: Nuclear models*. North-Holland.
- [168] Zilges, A., Derya, V., Savran, D., Hennig, A., Pickstone, S. G., & Spieker, M. (2015). The Pygmy Dipole Resonance—status and new developments. *Journal of Physics: Conference Series*, 580(1), 012052.
- [169] Derya, V., Tsoneva, N., Aumann, T., Bhike, M., Endres, J., Gooden, M., Hennig, A., Isaak, J., Lenske, H., Löher, B., Pietralla, N., Savran, D., Tornow, W., Werner, V., & Zilges, A. (2016). Decay of quadrupole-octupole  $1^-$  states in  $^{40}\text{Ca}$  and  $^{140}\text{Ce}$ . *Physical Review C*, 93(3), 034311. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.034311>
- [170] Friedrichs, H., Häger, D., von Brentano, P., Heil, R. D., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Müller, G., Pitz, H. H., Schlitt, B., Schumacher, M., Wesselborg, C., & Zilges, A. (1994). Low-lying E1 and M1 strengths in the deformed nucleus  $^{160}\text{Gd}$ . *Nuclear Physics A*, 567(2), 266-280. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(94\)90148-1](https://doi.org/10.1016/0375-9474(94)90148-1)
- [171] Kneissl, U., Pietralla, N., & 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-R252. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/32/8/R01>

- [172] Kohstall, C., Belic, D., Von Brentano, P., Fransen, C., Herzberg, R.-D., Jolie, J., Kneissl, U., Lehmann, H., Linnemann, A., Matschinsky, P., Nord, A., Pietralla, N., Pitz, H. H., Scheck, M., Stedile, F., Werner, V., & Yates, S. W. (2001). Low-lying dipole excitations in the stable Cd isotopes: A systematics. *Physics of Atomic Nuclei*, 64(6), 1141-1146. <https://doi.org/10.1134/1.1383631>
- [173] Schlegel, C., Von Neumann-Cosel, P., Neumeyer, F., Richter, A., Strauch, S., Boer, J., Dasso, C., & Peterson, R. (1994). Depopulation of  $^{180}\text{Ta}^m$  by Coulomb excitation and possible astrophysical consequences. *Physical Review C*, 50. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.50.2198>
- [174] Hutter, C., Babilon, M., Bayer, W., Galaviz, D., Hartmann, T., Mohr, P., Müller, S., Rochow, W., Savran, D., Sonnabend, K., Vogt, K., Volz, S., & Zilges, A. (2002). Polarization sensitivity of a segmented HPGe detector up to 10MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 489(1), 247-256. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)00578-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)00578-8)
- [175] Büssing, M. A., Elvers, M., Endres, J., Hasper, J., Zilges, A., Fritzsche, M., Lindenberg, K., Müller, S., Savran, D., & Sonnabend, K. (2008). Parity assignments in  $^{140}\text{Ce}$  up to 7 MeV using Compton polarimetry. *Physical Review C*, 78(4), 044309. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.78.044309>
- [176] Heyde, K., von Neumann-Cosel, P., & Richter, A. (2010). Magnetic dipole excitations in nuclei: Elementary modes of nucleonic motion. *Reviews of Modern Physics*, 82(3), 2365.
- [177] Schwengner, R., Beyer, R., Döna, F., Grosse, E., Hartmann, A., Junghans, A. R., Mallion, S., Rusev, G., Schilling, K. D., Schulze, W., & Wagner, A. (2005). The photon-scattering facility at the superconducting electron accelerator ELBE. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 555(1-2), 211-219. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.09.024>
- [178] Govaert, K., Mondelaers, W., Jacobs, E., De Frenne, D., Persyn, K., Pommé, S., Yoneama, M.-L., Lindenstruth, S., Huber, K., Jung, A., Starck, B., Stock, R., Wesselborg, C., Heil, R.-D., Kneissl, U., & Pitz, H. H. (1994). Polarised bremsstrahlung nuclear resonance fluorescence set-up at the 15 MeV linac in Gent. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 337(2-3), 265-273. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)91094-4](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)91094-4)
- [179] Pietralla, N., Berant, Z., Litvinenko, V. N., Hartman, S., Mikhailov, F. F., Pinayev, I. V., Swift, G., Ahmed, M. W., Kelley, J. H., Nelson, S. O., Prior, R., Sabourov, K., Tonchev, A. P., & Weller, H. R. (2001). Parity Measurements of Nuclear Levels Using a Free-Electron-Laser Generated  $\gamma$ -Ray Beam. *Physical Review Letters*, 88(1), 012502. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.012502>
- [180] Savran, D., Müller, S., Zilges, A., Babilon, M., Ahmed, M. W., Kelley, J. H., Tonchev, A., Tornow, W., Weller, H. R., Pietralla, N., Li, J., Pinayev, I. V., & Wu, Y. K. (2005). Parity assignments in  $^{172,174}\text{Yb}$  using polarized photons and the  $K$  quantum number in rare earth nuclei. *Physical Review C*, 71(3), 034304. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.71.034304>

- [181] Tonchev, A. P., Hammond, S. L., Kelley, J. H., Kwan, E., Lenske, H., Rusev, G., Tornow, W., & Tsoneva, N. (2010). Spectral Structure of the Pygmy Dipole Resonance. *Physical Review Letters*, *104*(7), 072501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.072501>
- [182] Kneissl, U., Pitz, H. H., & Zilges, A. (1996). Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, *37*, 349-433.
- [183] Gabrakov, S. I., Kuliev, A. A., Pyatov, N. I., Salamov, D. I., & Schulz, H. (1972). Collective  $1^+$  states in doubly even deformed nuclei. *Nuclear Physics A*, *182*(3), 625-633. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(72\)90541-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(72)90541-6)
- [184] Kuliev, A., & Pyatov, N. (1974).  $K^\pi=1^+$  states and their contribution to the isoscalar  $E2$  resonance. *Yaderna Fizika*, *20*, 297-309.
- [185] Hilton, R. (1976). Talk presented at the International Conference on Nuclear Structure. *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*.
- [186] Suzuki, T., & Rowe, D. J. (1977). The splitting of giant multipole states of deformed nuclei. *Nuclear Physics A*, *289*(2), 461-474. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(77\)90046-X](https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90046-X)
- [187] Iudice, N. L., & Palumbo, F. (1978). New Isovector Collective Modes in Deformed Nuclei. *Physical Review Letters*, *41*(22), 1532-1534. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.41.1532>
- [188] Richter, A. (t.y.). Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics, Vol. 2. *edited by P. Blasi and R. A. Ricci (Tipografica Compositori, Bologna), 189*.
- [189] Bohle, D., K uchler, G., Richter, A., & Steffen, W. (1984). Further evidence for the new collective magnetic dipole mode in heavy deformed nuclei. *Physics Letters B*, *148*(4), 260-264. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(84\)90084-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(84)90084-4)
- [190] Mizusaki, T., Otsuka, T., & Sugita, M. (1991).  $M1$  excitation in Sm isotopes and the proton-neutron  $sdg$  interacting boson model. *Physical Review C*, *44*(4), R1277-R1280. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.44.R1277>
- [191] Abdelaziz, M., Thompson, M. J., Elliott, J. P., & Evans, J. A. (1988). Shell model and IBM descriptions of mixed symmetry or isovector  $M1$  transitions in the titanium isotopes. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, *14*(2), 219.
- [192] Sugawara-Tanabe, K., & Arima, A. (1988). Microscopic structure of collective  $1^+$  states in deformed nuclei. *Physics Letters B*, *206*(4), 573-578. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(88\)90698-3](https://doi.org/10.1016/0370-2693(88)90698-3)
- [193] Sarriguren, P., Moya de Guerra, E., & Nojarov, R. (1996). Spin  $M1$  excitations in deformed nuclei from self-consistent Hartree-Fock plus random-phase approximation. *Physical Review C*, *54*(2), 690-705. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.54.690>
- [194] Soloviev, V. G., Sushkov, A. V., Shirikova, N. Yu., & Lo Iudice, N. (1996). Effect of two RPA phonons on the spectrum of the low-lying magnetic dipole transitions in deformed nuclei. *Nuclear Physics A*, *600*(2), 155-178. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(96\)00020-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(96)00020-6)



- [195] Soloviev, V. G., Sushkov, A. V., Shirikova, N. Y., & Iudice, N. L. (1999). Dipole strength distribution in doubly even deformed nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 25(5), 1023-1042. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/25/5/307>
- [196] Speth, J., & Zawischa, D. (1988). Do low-energy scissors modes exist in deformed nuclei? *Physics Letters B*, 211(3), 247-251. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(88\)90897-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(88)90897-0)
- [197] Nojarov, R., & Faessler, A. (1990). Low-collective scissors mode. *Zeitschrift Für Physik A Atomic Nuclei*, 336(2), 151-157. <https://doi.org/10.1007/BF01290616>
- [198] Hamamoto, I., & Nazarewicz, W. (1992). Magnetic dipole strength in superdeformed nuclei. *Physics Letters B*, 297(1), 25-30. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(92\)91063-F](https://doi.org/10.1016/0370-2693(92)91063-F)
- [199] Hamamoto, I., & Magnusson, C. (1991). Deformation dependence of magnetic dipole strength below 4 MeV in doubly even rare earth nuclei. *Physics Letters B*, 260(1), 6-10. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(91\)90960-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(91)90960-X)
- [200] Raduta, A. A., Lo Iudice, N., & Ursu, I. I. (1995). Description of orbital and spin excitations within a projected spherical single-particle basis. *Nuclear Physics A*, 584(1), 84-102. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(94\)00510-T](https://doi.org/10.1016/0375-9474(94)00510-T)
- [201] Sarriguren, P., Guerra, E. M. de, Nojarov, R., & Faessler, A. (1994). Spin- and deformation-dependent orbital M1 strength in rare-earth nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 20(2), 315. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/20/2/010>
- [202] Nojarov, R., Faessler, A., Sarriguren, P., de Guerra, E. M., & Grigorescu, M. (1993). Orbital and spin M1 excitations in actinide nuclei. *Nuclear Physics A*, 563(3), 349-386. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(93\)90119-I](https://doi.org/10.1016/0375-9474(93)90119-I)
- [203] Sarriguren, P., Guerra, E. M. de, Nojarov, R., & Faessler, A. (1993). M1 spin strength distribution in  $^{154}\text{Sm}$ . *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 19(2), 291. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/19/2/011>
- [204] Zawischa, D., & Speth, J. (1990). Spin-flip magnetic dipole states in deformed nuclei. *Physics Letters B*, 252(1), 4-8. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(90\)91069-N](https://doi.org/10.1016/0370-2693(90)91069-N)
- [205] Zawischa, D., & Speth, J. (1991). Low energy orbital magnetic dipole excitations of heavy nonspherical nuclei. *Zeitschrift Für Physik A Hadrons and Nuclei*, 339(1), 97-109. <https://doi.org/10.1007/BF01282938>
- [206] Nojarov, R., Faessler, A., & Lipas, P. O. (1991). M1 strength and  $(e,e')$  form factors of  $^{46,48}\text{Ti}$  within the RPA. *Nuclear Physics A*, 533(3), 381-410. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(91\)90524-A](https://doi.org/10.1016/0375-9474(91)90524-A)
- [207] Magnusson, C. (1991). The effect of the presence of quadrupole pairing on the properties of  $K^\pi=1^+$  states in doubly even nuclei. *Physica Scripta*, 43(5), 460. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/43/5/004>
- [208] Faessler, A., Nojarov, R., & Scholtz, F. G. (1990). Magnetic dipole electroexcitations in rare-earth nuclei. *Nuclear Physics A*, 515(2), 237-272.

- [209] Faessler, A., Khoa, D. T., Grigorescu, M., & Nojarov, R. (1990). Low-lying magnetic dipole excitations in actinide nuclei. *Physical Review Letters*, 65(24), 2978.
- [210] Soloviev, V. G., Sushkov, A. V., & Shirikova, N. Yu. (1994). Description of low-lying vibrational states and gamma-ray transitions between excited states in  $^{156}\text{Gd}$  and  $^{158}\text{Gd}$ . *Nuclear Physics A*, 568(2), 244-264. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(94\)90200-3](https://doi.org/10.1016/0375-9474(94)90200-3)
- [211] Soloviev, V. G., Sushkov, A. V., & Shirikova, N. Yu. (1996). Low-lying non-rotational states in highly deformed even-even nuclei in the rare-earth region. *Fizika Ehlementarnykh Chastits i Atomnogo Yadra*, 27(6), 1643-1704.
- [212] Soloviev, V. G., Sushkov, A. V., & Shirikova, N. Yu. (1996). Description of nonrotational states in  $^{160}\text{Dy}$ . *Physics of Atomic Nuclei*, 59(1), 51-61.
- [213] Ertuğral, F. (2007). *Deforme Çekirdeklerde Kuadropol Momentlerinin ve Dipol Titreşimlerinin Araştırılması* [Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi].
- [214] Yakut, H. (2009). *Nadir Toprak Deforme Çekirdeklerinde Kolektif Dipol Seviyelerin Elektrik ve Manyetik Dipol Özelliklerinin İncelenmesi* [Ph.D.].
- [215] Ziegler, W., Rangacharyulu, C., Richter, A., & Spieler, C. (1990). Orbital Magnetic Dipole Strength in  $^{148,150,152,154}\text{Sm}$  and Nuclear Deformation. *Physical Review Letters*, 20.
- [216] Kneissl, U. (1993). Strong Electric and Magnetic Dipole Excitations in Deformed Nuclei. *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia, JINR-E--4-93-58*.
- [217] Zilges, A., Von Brentano, P., Wesselborg, C., Heil, R. D., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Pitz, H. H., Seemann, U., & Stock, R. (1990). Observation of low-lying collective dipole transitions in the rare-earth nuclei  $^{172,174,176}\text{Yb}$ . *Nuclear Physics A*, 507(2), 399-412. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(90\)90300-B](https://doi.org/10.1016/0375-9474(90)90300-B)
- [218] Friedrichs, H., Lindenstruth, S., Schlitt, B., & Wesselborg, C. (t.y.). Identification of Strong E1 and M1 Groundstate Transitions in Deformed Rare Earth Nuclei. *Nuclear Physics A*.
- [219] Margraf, J., Heil, R. D., Kneissl, U., Maier, U., Pitz, H. H., Friedrichs, H., Lindenstruth, S., Schlitt, B., Wesselborg, C., Von Brentano, P., Herzberg, R.-D., & Zilges, A. (1993). Deformation dependence of low lying M1 strengths in even Nd isotopes. *Physical Review C*, 47(4), 1474-1477. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.47.1474>
- [220] Von Brentano, P., Zilges, A., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., & Pitz, H. H. (1994). Investigation of low lying electric and magnetic dipole excitations in heavy nuclei. *Nuclear Physics A*, 577(1-2), 191-196.
- [221] Johnson, E. L., Baum, E. M., DiPrete, D. P., Gatenby, R. A., Belgya, T., Wang, D., Vanhoy, J. R., McEllistrem, M. T., & Yates, S. W. (1995). Lifetime measurements of scissors mode excitations in  $^{162,164}\text{Dy}$ . *Physical Review C*, 52(5), 2382-2386. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.52.2382>

- [222] Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H. H., Von Brentano, P., Herzberg, R.-D., & Zilges, A. (1995). Photoexcitation of magnetic and electric dipole transitions in heavy nuclei. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 34, 285-294. [https://doi.org/10.1016/0146-6410\(95\)00023-C](https://doi.org/10.1016/0146-6410(95)00023-C)
- [223] Pietralla, N., Von Brentano, P., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Pitz, H. H., & Zilges, A. (1995). Correlation between low-lying  $M1$  and  $E2$  strength in heavy rare earth nuclei. *Physical Review C*, 52(5), R2317-R2321. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.52.R2317>
- [224] Maser, H., Lindenstruth, S., Bauske, I., Beck, O., Von Brentano, P., Eckert, T., Friedrichs, H., Heil, R. D., Herzberg, R.-D., Jung, A., Kneissl, U., Margraf, J., Pietralla, N., Pitz, H. H., Wesselborg, C., & Zilges, A. (1996). Systematics of low-lying dipole excitations in the deformed even-even nuclei  $^{164,166,168,170}\text{Er}$ . *Physical Review C*, 53(6), 2749-2762. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.53.2749>
- [225] Zilges, A., Von Brentano, P., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., & Pitz, H. H. (1996). Observation of magnetic and electric dipole excitations below neutron threshold in photon scattering experiments. *Nuclear Physics A*, 599(1-2), 147-152. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(96\)00056-5](https://doi.org/10.1016/0375-9474(96)00056-5)
- [226] Eckert, T., Beck, O., Besserer, J., Von Brentano, P., Fischer, R., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Pietralla, N., Pitz, H. H., Yates, S. W., & Zilges, A. (1997). Dipole excitations in the transitional nucleus  $^{144}\text{Nd}$  studied in photon scattering experiments. *Physical Review C*, 56(3), 1256-1265. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.56.1256>
- [227] Pietralla, N., Beck, O., Besserer, J., Von Brentano, P., Eckert, T., Fischer, R., Fransen, C., Herzberg, R.-D., Jäger, D., Jolos, R. V., Kneissl, U., Krischok, B., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Pitz, H. H., Rittner, M., Schiller, A., & Zilges, A. (1997). The scissors mode and other magnetic and electric dipole excitations in the transitional nuclei  $^{178,180}\text{Hf}$ . *Nuclear Physics A*, 618(1-2), 141-165. [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(97\)00054-7](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(97)00054-7)
- [228] Berg, U. E. P., & Kneissl, U. (1987). Recent Progress on Nuclear Magnetic Dipole Excitations. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 37, 33-69.
- [229] Enders, J., Guhr, T., Huxel, N., Rangacharyulu, C., & Richter, A. (2000). *Level spacing distribution of scissors mode states in heavy deformed nuclei q*.
- [230] Maser, H., Pietralla, N., von Brentano P., null, Herzberg, R., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H. H., & Zilges, A. (1996). Observation of the  $1^+$  scissors mode in the  $\gamma$ -soft nucleus  $^{134}\text{Ba}$ . *Physical Review C*, 54(5), R2129-R2133. <https://doi.org/10.1103/physrevc.54.r2129>
- [231] Von Brentano, P., Eberth, J., Enders, J., Esser, L., Herzberg, R.-D., Huxel, N., Meise, H., von Neumann-Cosel, P., Nicolay, N., & Pietralla, N. (1996). First observation of the scissors mode in a  $\gamma$ -soft nucleus: The case of  $^{196}\text{Pt}$ . *Physical Review Letters*, 76(12), 2029.

- [232] Linnemann, A., Von Brentano, P., Eberth, J., Enders, J., Fitzler, A., Fransen, C., Guliyev, E., Herzberg, R.-D., Käubler, L., Kuliev, A. A., Von Neumann-Cosel, P., Pietralla, N., Prade, H., Richter, A., Schwengner, R., Thomas, H. G., Weisshaar, D., & Wiedenhöver, I. (2003). Change of the dipole strength distributions between the neighbouring  $\gamma$ -soft nuclei  $^{194}\text{Pt}$  and  $^{196}\text{Pt}$ . *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)
- [233] Scheck, M., Von Garrel, H., Tsoneva, N., Belic, D., Von Brentano, P., Fransen, C., Gade, A., Jolie, J., Kneissl, U., Kohstall, C., Linnemann, A., Nord, A., Pietralla, N., Pitz, H. H., Stedile, F., Stoyanov, C., & Werner, V. (2004). Dipole strength distributions in the stable Ba isotopes  $^{134-138}\text{Ba}$ : A study in the mass region of a nuclear shape transition. *Physical Review C*, 70(4), 044319. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.70.044319>
- [234] Scheck, M., Belic, D., Von Brentano, P., Carroll, J. J., Fransen, C., Gade, A., von Garrel, H., Kneissl, U., Kohstall, C., & Linnemann, A. (2003). Photon scattering experiments off  $^{176}\text{Hf}$  and the systematics of low-lying dipole modes in the stable even-even Hf isotopes  $^{176,178,180}\text{Hf}$ . *Physical Review C*, 67(6), 064313.
- [235] Von Garrel, H., Brentano, P. V., Fransen, C., Friessner, G., Hollmann, N., Jolie, J., Käppeler, F., Käubler, L., Kneissl, U., Kohstall, C., Kostov, L., Linnemann, A., Mücher, D., Pietralla, N., Pitz, H. H., Rusev, G., Scheck, M., Schilling, K. D., Scholl, C., ... Wisshak, K. (2006). Low-lying  $E1$ ,  $M1$ , and  $E2$  strength distributions in  $^{124,126,128,129,130,131,132,134,136}\text{Xe}$ : Systematic photon scattering experiments in the mass region of a nuclear shape or phase transition. *Physical Review C*, 73(5), 054315. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.73.054315>
- [236] 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., & Zilges, A. (1990). Photoexcitation of low-lying dipole transitions in  $^{236}\text{U}$ . *Physical Review C*, 42(2), 771-774. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.42.771>
- [237] Adekola, A. S., Angell, C. T., Hammond, S. L., Hill, A., Howell, C. R., Karwowski, H. J., Kelley, J. H., & Kwan, E. (2011). Discovery of low-lying  $E1$  and  $M1$  strengths in  $^{232}\text{Th}$ . *Physical Review C*, 83(3), 034615. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.034615>
- [238] Iachello, F. (1985). Local versus global isospin symmetry in nuclei. *Physics Letters B*, 160(1-3), 1-4. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(85\)91455-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(85)91455-8)
- [239] Friedrichs, H., Schlitt, B., Margraf, J., Lindenstruth, S., Wesselborg, C., Heil, R. D., Pitz, H. H., Kneissl, U., Von Brentano, P., Herzberg, R. D., Zilges, A., Häger, D., Müller, G., & Schumacher, M. (1992). Evidence for enhanced electric dipole excitations in deformed rare earth nuclei near 2.5 MeV. *Physical Review C*, 45(3), R892-R895. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.45.R892>
- [240] Soloviev, V. G., & Sushkov, A. V. (1991). Electric-dipole transitions in doubly even deformed nuclei. *Physics Letters B*, 262(2-3), 189-192. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(91\)91552-7](https://doi.org/10.1016/0370-2693(91)91552-7)

- [241] Huxel, N., Ahner, W., Diesener, H., von Neumann-Cosel, P., Rangacharyulu, C., Richter, A., Spieler, C., Ziegler, W., De Coster, C., & Heyde, K. (1992). Search for low-lying magnetic dipole strength in the heavy odd-mass nucleus  $^{165}\text{Ho}$ . *Nuclear Physics A*, 539(3), 478-486.
- [242] Bauske, I., Arias, J. M., Von Brentano, P., Frank, A., Friedrichs, H., Heil, R. D., Herzberg, R.-D., Hoyler, F., Van Isacker, P., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H. H., Wesselborg, C., & Zilges, A. (1993). First observation of scissors mode states in an odd-mass nucleus. *Physical Review Letters*, 71(7), 975-978. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.975>
- [243] Enders, J., Huxel, N., von Neumann-Cosel, P., & Richter, A. (1997). Where is the scissors mode strength in odd-mass nuclei? *Physical Review Letters*, 79(11), 2010.
- [244] Van Isacker, P., & Frank, A. (1989). Scissors states in deformed odd-mass nuclei. *Physics Letters B*, 225(1-2), 1-4.
- [245] Frank, A., Arias, J. M., & Van Isacker, P. (1991). Search for scissors states in odd-mass nuclei. *Nuclear Physics A*, 531(1), 125-142.
- [246] Raduta, A. A., & Indice, N. L. (1989). Toward a microscopic description of the M1 states in deformed even-odd nuclei. *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei*, 334, 403-414.
- [247] Răduță, A. A., & Delion, D. S. (1990). The description of the collective M1 properties of the even-odd nuclei. *Nuclear Physics A*, 513(1), 11-28.
- [248] Ginocchio, J. N., & Leviatan, A. (1997). Magnetic dipole sum rules for odd-mass nuclei. *Physical Review Letters*, 79(5), 813.
- [249] Devi, Y. D., & Kota, V. K. B. (1992). M1 distributions in pn sdgIBFM for odd-A nuclei. *Physics Letters B*, 287(1-3), 9-13.
- [250] Devi, Y. D., & Kota, V. K. B. (1996). M1 distributions for  $^{163}\text{Dy}$  and  $^{157}\text{Gd}$  in the  $\text{SU}_{\text{sdg}}^{\text{BF}}(3)$  and  $\text{SU}_{\text{sd}}^{\text{BF}}(3) \times 1g$  limits of pn-sdgIBFM. *Nuclear Physics A*, 600(1), 20-36.
- [251] Devi, Y. D., & Kota, V. K. B. (1992). Scissors states with and without g-bosons in the interacting boson-fermion model for even-odd nuclei in the N= 82–126 shell. *Nuclear Physics A*, 541(2), 173-192.
- [252] Draayer, J. P., Beuschel, T., & Hirsch, J. G. (1999). M1 strengths in deformed nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 25(4), 605.
- [253] Draayer, J. P., Popa, G., Hirsch, J. G., & Vargas, C. E. (2003). E2 and M1 transition strengths in heavy deformed nuclei revisited. *Revista mexicana de física*, 49, 22-28.
- [254] Vargas, C. E., Hirsch, J. G., & Draayer, J. P. (2003). Microscopic description of the scissors mode in odd-mass heavy deformed nuclei. *Physics Letters B*, 551(1-2), 98-102.
- [255] Zilges, A., Balabanski, D. L., Isaak, J., & Pietralla, N. (2022). Photonuclear reactions—From basic research to applications. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 122, 103903. <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2021.103903>

- [256] Sonnabend, K., Savran, D., Beller, J., Büssing, M. A., Constantinescu, A., Elvers, M., Endres, J., Fritzsche, M., Glorius, J., & Hasper, J. (2011). The Darmstadt high-intensity photon setup (DHIPS) at the S-DALINAC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 640(1), 6-12.
- [257] Savran, D., van den Berg, A. M., Harakeh, M. N., Ramspeck, K., Wörtche, H. J., & Zilges, A. (2006). High resolution  $\gamma$ -spectroscopy at the Big-Bite Spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 564(1), 267-274. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.04.055>
- [258] Lanza, E. G., Pellegrini, L., Vitturi, A., & Andrés, M. V. (2023). Theoretical studies of Pygmy Resonances. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 129, 104006. <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2022.104006>
- [259] Mohan, R., Danos, M., & Biedenharn, L. C. (1971). Three-Fluid Hydrodynamical Model of Nuclei. *Physical Review C*, 3(5), 1740-1749. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.3.1740>
- [260] Igashira, M., Kitazawa, H., Shimizu, M., Komano, H., & Yamamuro, N. (1986). Systematics of the pygmy resonance in keV neutron capture  $\gamma$ -ray spectra of nuclei with  $N \approx 82-126$ . *Nuclear Physics A*, 457(2), 301-316. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(86\)90380-5](https://doi.org/10.1016/0375-9474(86)90380-5)
- [261] Van Isacker, P., Nagarajan, M. A., & Warner, D. D. (1992). Effect of the neutron skin on collective states of nuclei. *Physical Review C*, 45(1), R13-R16. Scopus. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.45.R13>
- [262] Catara, F., Lanza, E. G., Nagarajan, M. A., & Vitturi, A. (1997). Effect of large neutron excess on the dipole response in the region of the giant dipole resonance. *Nuclear Physics A*, 624(3), 449-458. [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(97\)00485-5](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(97)00485-5)
- [263] Bohr, N. (1938). Nuclear photo-effects. *Nature*, 141(3564), 326-327.
- [264] Danos, M. (1958). On the long-range correlation model of the photonuclear effect. *Nuclear Physics*, 5, 23-32.
- [265] Ishkhanov, B. S., & Kapitonov, I. M. (2021). Giant dipole resonance of atomic nuclei. Prediction, discovery, and research. *Physics-Uspokhi*, 64(2), 141.
- [266] Okamoto, K. (1958). Intrinsic quadrupole moment and the resonance width of photonuclear reactions. *Physical Review*, 110(1), 143.
- [267] Carlos, P., Beil, H., Bergere, R., Leprêtre, A., De Miniac, A., & Veysiere, A. (1974). The giant dipole resonance in the transition region of the samarium isotopes. *Nuclear Physics A*, 225(1), 171-188.
- [268] Berman, B. L., & Fultz, S. (1975). Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons. *Reviews of Modern Physics*, 47(3), 713.
- [269] Fuller, E. G., & Hayward, E. (1962). The nuclear photoeffect in holmium and erbium. *Nuclear Physics*, 30, 613-635.
- [270] Fuller, E. G., & Hayward, E. (1962). The photodisintegration of bismuth and the lead isotopes. *Nuclear Physics*, 33, 431-448.

- [271] Gavrilov, B. I., & Lazareva, L. E. (1957). Yields of Photoneutrons from Intermediate and Heavy Nuclei. *Soviet Phys. JETP*, 3.
- [272] Korotkova, V. A., Cherenkov, P. A., & Chuvilo, I. V. (1956). Photofission Cross Sections of Uranium and Thorium. *Soviet Phys. (Doklady)*, 1.
- [273] Lejkin, E. M., Osokina, R. M., & Ratner, B. S. (1955). Investigation of the  $\gamma$ -p Reaction in Nickel. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 102, 493-493.
- [274] Osokina, R., & Ratner, B. (1956). Investigation of the ( $\gamma$ , p) Reaction in Zinc. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 32(1), 20.
- [275] Young, L. M. (1972). *Photoneutron Cross-Sections and Spectra from Monoenergetic Photons on Yttrium, Praseodymium, Lead and Bismuth in Giant-Resonance* [Doktora Tezi, Illinois Üniversitesi].
- [276] Calarco, J. R. (1969). *Photoneutron Spectra From Monoenergetic Photon on Lead-208 in the Giant Resonance*. University of Illinois at Urbana-Champaign.
- [277] Weil, J. W., & McDaniel, B. D. (1953). The production of protons from carbon by monoenergetic gamma rays. *Physical Review*, 92(2), 391.
- [278] Tipler, P. A., Axel, P., Stein, N., & Sutton, D. C. (1963). Interpretation of Quasi-Elastic Scattering of 11-19 MeV Monochromatic Photons by Holmium Using Zero-Point Vibrations in the Hydrodynamic Model. *Physical Review*, 129(5), 2096.
- [279] Kuchnir, F. T., Axel, P., Criegee, L., Drake, D. M., Hanson, A. O., & Sutton, D. C. (1967). Neutron Spectra from Monoenergetic Photons on Bismuth. *Physical Review*, 161(4), 1236-1248. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.161.1236>
- [280] Tzara, C. (1957). A method of producing a narrow spectrum of high-energy photons. *Compt. Rend*, 56, 245.
- [281] Gurevich, G. M., Lazareva, L. E., Mazur, V. M., Merkulov, S. Yu., Solodukhov, G. V., & Tyutin, V. A. (1981). Total nuclear photoabsorption cross sections in the region  $150 < A < 190$ . *Nuclear Physics A*, 351(2), 257-268. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(81\)90443-7](https://doi.org/10.1016/0375-9474(81)90443-7)
- [282] Speth, J. (1991). *Electric and magnetic giant resonances in nuclei* (C. 7). World Scientific.
- [283] Bortignon, P. F., Bracco, A., & Broglia, R. A. (1998). *Giant Resonances: Nuclear Structure at Finite Temperature* (1. bs). CRC Press. <https://doi.org/10.1201/9780203753224>
- [284] Nesterenko, V. O., Vishnevskiy, P. I., Reinhard, P.-G., Repko, A., & Kvasil, J. (2023). *Microscopic analysis of dipole electric and magnetic strengths in  $^{156}\text{Gd}$*  (arXiv:2309.04294). arXiv. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2309.04294>
- [285] Soloviev, V. (1976). *Theory of Complex Nuclei*. Pergamon Press.
- [286] Donati, P., Døssing, T., Shimizu, Y. R., Bortignon, P. F., & Broglia, R. A. (1999). A complex integration technique to remove spurious states associated with spontaneously broken symmetries in RPA calculations. *Nuclear Physics A*, 653(1), 27-44. [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(99\)00155-4](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(99)00155-4)

- [287] J.M. Eisenberg and W. Greiner: Nuclear Theory, Vol. 3; Microscopic Theory of the Nucleus, North-Holland, Amsterdam and London, 1972.
- [288] 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)
- [289] Thouless, D. J., & Valatin, J. G. (1962). Time-dependent Hartree-Fock equations and rotational states of nuclei. *Nuclear Physics*, 31, 211-230. [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(62\)90741-1](https://doi.org/10.1016/0029-5582(62)90741-1)
- [290] Marshalek, E. R., & Weneser, J. (1969). Nuclear rotation and the random-phase approximation. *Annals of Physics*, 53(3), 569-624. [https://doi.org/10.1016/0003-4916\(69\)90037-2](https://doi.org/10.1016/0003-4916(69)90037-2)
- [291] Bender, M., Heenen, P.-H., & Reinhard, P.-G. (2003). Self-consistent mean-field models for nuclear structure. *Reviews of Modern Physics*, 75(1), 121-180. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.75.121>
- [292] Repko, A., Kvasil, J., & Nesterenko, V. O. (2019). Elimination of spurious modes within quasiparticle random-phase approximation. *Physical Review C*, 99(4), 044307. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.044307>
- [293] Li, Z. P., Li, C. Y., Xiang, J., Yao, J. M., & Meng, J. (2012). Enhanced collectivity in neutron-deficient Sn isotopes in energy functional based collective Hamiltonian. *Physics Letters B*, 717(4), 470-473. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.09.061>
- [294] Lu, K. Q., Li, Z. X., Li, Z. P., Yao, J. M., & Meng, J. (2015). Global study of beyond-mean-field correlation energies in covariant energy density functional theory using a collective Hamiltonian method. *Physical Review C*, 91(2), 027304. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.91.027304>
- [295] Quan, S., Chen, Q., Li, Z. P., Nikšić, T., & Vretenar, D. (2017). Global analysis of quadrupole shape invariants based on covariant energy density functionals. *Physical Review C*, 95(5), 054321. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.054321>
- [296] Delaroche, J.-P., Girod, M., Libert, J., Goutte, H., Hilaire, S., Péru, S., Pillet, N., & Bertsch, G. F. (2010). Structure of even-even nuclei using a mapped collective Hamiltonian and the D1S Gogny interaction. *Physical Review C*, 81(1), 014303. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.014303>
- [297] Nikšić, T., Vretenar, D., & Ring, P. (2011). Relativistic nuclear energy density functionals: Mean-field and beyond. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 66(3), 519-548. <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2011.01.055>
- [298] Bally, B., Avez, B., Bender, M., & Heenen, P.-H. (2012). Symmetry restoration for odd-mass nuclei with a skyrme energy density functional. *International Journal of Modern Physics E*, 21(05), 1250026. <https://doi.org/10.1142/S0218301312500267>
- [299] Bally, B., Avez, B., Bender, M., & Heenen, P.-H. (2014). Beyond Mean-Field Calculations for Odd-Mass Nuclei. *Physical Review Letters*, 113(16), 162501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.162501>



- [300] Kimura, M. (2017). Structure and decay of the pygmy dipole resonance in  $^{26}\text{Ne}$ . *Physical Review C*, 95(3), 034331. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.034331>
- [301] Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A., Hosgor, 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*, 1001. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2020.121885>
- [302] Meyer-ter-Vehn, J. (1979). Exact removal of spurious states in RPA calculations. *Zeitschrift Für Physik A Atoms and Nuclei*, 289(3), 319-323. Scopus. <https://doi.org/10.1007/BF01415795>
- [303] Mizuyama, K., & Colò, G. (2012). Subtraction of the spurious translational mode from the random-phase approximation response function. *Physical Review C*, 85(2), 024307. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.85.024307>
- [304] Pyatov, N. I., & Chernej, M. I. (1972). Rotational invariance, inertia and 1+-state moments in deformed nuclei. *Yadernaya Fizika*, 16(5), 931-940.
- [305] Baznat, N. I., & Pyatov, N. I. (1974). *Rotational invariance and effective charges for E2 transitions with  $\Delta K=1$  in odd-mass nuclei*. Joint Inst. for Nuclear Research.
- [306] Pyatov, N. I., Gabrakov, S. I., & Salamov, D. I. (1977). Effects of violation of Galilean invariance of pairing. *Sov. J. Nucl. Phys.(Engl. Transl.);(United States)*, 26(2). <https://www.osti.gov/biblio/6750889>
- [307] Van Giai, N., & Sagawa, H. (1981). Monopole and dipole compression modes in nuclei. *Nuclear Physics A*, 371(1), 1-18. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(81\)90741-7](https://doi.org/10.1016/0375-9474(81)90741-7)
- [308] Dönauf, F. (2005). Suppression of Modes in the Random Phase Approximation. *Physical Review Letters*, 94(9), 092503. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.092503>
- [309] Nikšić, T., Vretenar, D., & Ring, P. (2006). Beyond the relativistic mean-field approximation. II. Configuration mixing of mean-field wave functions projected on angular momentum and particle number. *Physical Review C*, 74(6), 064309. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.74.064309>
- [310] Arsenyev, N. N., & Severyukhin, A. P. (2010). Separabelized Skyrme interaction and characteristics of giant dipole resonances. *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 7(2), 112-116. Scopus. <https://doi.org/10.1134/S154747711002007X>
- [311] Kvasil, J., Nesterenko, V. O., Kleinig, W., Reinhard, P.-G., & Vesely, P. (2011). General treatment of vortical, toroidal, and compression modes. *Physical Review C*, 84(3), 034303. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.034303>
- [312] Robledo, L. M., Rodríguez, T. R., & Rodríguez-Guzmán, R. R. (2018). Mean field and beyond description of nuclear structure with the Gogny force: A review. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 46(1), 013001. <https://doi.org/10.1088/1361-6471/aadebd>

- [313] Nakatsukasa, T., Inakura, T., & Yabana, K. (2007). Finite amplitude method for the solution of the random-phase approximation. *Physical Review C*, 76(2), 024318. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.76.024318>
- [314] Frauendorf, S. (2001). Spontaneous symmetry breaking in rotating nuclei. *Reviews of Modern Physics*, 73(2), 463-514. Scopus. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.73.463>
- [315] Cakmak, N., Cakmak, S., Selam, C., & Unlu, S. (2018). Dipole and spin-dipole strength distributions in  $^{124,126,128,130}\text{Te}$  isotopes. *Pramana - Journal of Physics*, 90(2). Scopus. <https://doi.org/10.1007/s12043-017-1503-z>
- [316] Guliyev, E., Kuliev, A., & Guner, M. (2010). Electric dipole strength distribution below the E1 giant resonance in  $N = 82$  nuclei. *Central European Journal of Physics*, 8(6), 961-969. Scopus. <https://doi.org/10.2478/s11534-010-0021-0>
- [317] Tabar, E., & 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>
- [318] Tabar, E. (2019). A theoretical study on the ground and low-energy magnetic dipole characteristics of  $^{239}\text{Pu}$  nucleus. *Nuclear Physics A*, 987, 202-221. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2019.04.004>
- [319] Tabar, E., Yakut, H., Hosgor, G., & Kemah, E. (2022). Pygmy and isovector giant dipole resonance in  $^{175}\text{Lu}$ . *The European Physical Journal A*, 58(6). <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-022-00749-z>
- [320] Cwiok, S., Dudek, J., Nazarewicz, W., Skalski, J., & Werner, T. (1987). Single-particle energies, wave functions, quadrupole moments and g-factors in an axially deformed woods-saxon potential with applications to the two-centre-type nuclear problems. *Computer Physics Communications*, 46(3), 379-399.
- [321] Pritychenko, B., Birch, M., Singh, B., & Horoi, M. (2016). Tables of E2 transition probabilities from the first  $2^+$  states in even-even nuclei. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 107, 1-139.
- [322] Möller, P., & Nix, J. R. (1992). Nuclear pairing models. *Nuclear Physics A*, 536(1), 20-60.
- [323] Hoşgör, G. (2017). *Tek-A'lı  $^{151-159}\text{Eu}$  ve  $^{151-161}\text{Gd}$  Çekirdeklerinin Manyetik Dipol Uyarılmalarının İncelenmesi* [Yüksek Lisans Tezi, Sakarya Üniversitesi].
- [324] Yakut, H., Guliyev, E., Guner, M., Tabar, E., & Zenginerler, Z. (2012). QPNM calculation for the ground state magnetic moments of odd-mass deformed nuclei:  $^{157-167}\text{Er}$  isotopes. *Nuclear Physics A*, 888, 23-33. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2012.05.010>
- [325] Tabar, E., Yakut, H., Hosgor, G., & Kemah, E. (2021). Electromagnetic dipole transitions below 4 MeV in odd-neutron  $^{161,163}\text{Dy}$ . *Nuclear Physics A*, 1014. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2021.122252>
- [326] Tabar, E., Yakut, H., Hosgor, G., & Kemah, E. (2022). Scissors mode and effects of the low-lying E1 excitations on the dipole distributions in  $^{175}\text{Lu}$ . *Physica Scripta*, 97(6). <https://doi.org/10.1088/1402-4896/ac6d18>

- [327] Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A., Hosgor, G., Kemah, E., & Quliyev, H. (2020). Investigation of the electric dipole ( $E1$ ) excitations in  $^{181}\text{Ta}$  nucleus. *The European Physical Journal A*, 56(10). <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00274-x>
- [328] *Evaluated and Compiled Nuclear Structure Data*. (t.y.). Geliş tarihi 28 Eylül 2023, gönderen <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>
- [329] Soloviev, V. G. (1996). Vibrational states in odd deformed nuclei. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 63(8), 607-610. <https://doi.org/10.1134/1.567074>
- [330] Enders, J., Huxel, N., Kneissl, U., von Neumann-Cosel, P., Pitz, H. H., & Richter, A. (1998). Unresolved dipole strength in spectra of the  $^{157}\text{Gd}$  reaction. *Physical Review C*, 57(2), 996-999. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.57.996>
- [331] Soloviev, V. (1992). *Theory of Atomic Nuclei, Quasi-particle and Phonons*. CRC Press.
- [332] Kwan, E., Rusev, G., Adekola, A. S., Dönauf, F., Hammond, S. L., Howell, C. R., Karwowski, H. J., Kelley, J. H., Pedroni, R. S., Raut, R., Tonchev, A. P., & Tornow, W. (2011). Discrete deexcitations in U 235 below 3 MeV from nuclear resonance fluorescence. *Physical Review C*, 83(4), 041601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.041601>
- [333] Goryachev, B., Kuznetsov, V., & Orlin, V. (t.y.). Giant Resonance in the Strongly Deformed Nuclei  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{166}\text{Er}$ , and  $^{178}\text{Hf}$ . *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 23, 609.
- [334] Bergere, R., Beil, H., & Veysiere, A. (1968). Photoneutron cross sections of La, Tb, Ho and Ta. *Nuclear Physics A*, 121(2), 463-480.
- [335] Bergere, R., Beil, H., Carlos, P., & Veysiere, A. (1969). Sections efficaces photoneutroniques de I, Ce, Sm, Er et Lu. *Nuclear Physics A*, 133(2), 417-437.



## ÖZGEÇMİŞ

Ad-Soyad : Gamze HOŞGÖR

### ÖĞRENİM DURUMU:

- **Lisans** : 2015, Gazi Üniversitesi, Polatlı Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü
- **Yükseklisans** : 2017, Sakarya Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı

### MESLEKİ DENEYİM VE ÖDÜLLER:

- 2018 yılında YÖK 100/2000 Bursu kazandı.
- 2020 yılında TÜBİTAK 2211-A Yurt İçi Doktora Burs Programları kapsamında başarı bursu kazandı.

### TEZDEN TÜRETİLEN ESERLER:

- Tabar, E., Yakut, Hoşgör, G., Kemah, E., (2022), “Scissors Mode and Effects of the Low-lying  $E1$  Excitations on the Dipole Distributions in  $^{175}\text{Lu}$ ”, *Physica Scripta*, 97 (6), 065303, DOI: 10.1088/1402-4896/ac6d18.
- Tabar, E., Yakut, Hoşgör, G., Kemah, E., (2022), “Pygmy and Isovector Giant Dipole Resonance in  $^{175}\text{Lu}$ ”, *European Physical Journal A*, 58 (6), 101, DOI: 10.1140/epja/s10050-022-00749-z.
- Tabar, E. Hoşgör, G., Yakut, H., Kemah, E., (2022) “Calculation of the Electric Dipole ( $E1$ ) Resonance in  $^{167}\text{Er}$  from threshold to 22 MeV”, XV. International Conference on Nuclear Structure Properties, 20-23 June 2022, Kırıkkale / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Tabar, E., Yakut, Hoşgör, G., Kemah, E., (2021), “Electromagnetic dipole transitions below 4 MeV in odd-neutron  $^{161,163}\text{Dy}$ ”, *Nuclear Physics A*, 1014, 122252, DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2021.122252.
- 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*, 1001, 121885, DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2020.121885.
- Hoşgör, G. ve Tabar, E., (2019) “A Theoretical Study of the Low-lying Electric Dipole ( $E1$ ) Strength in  $^{163}\text{Dy}$  within the QRPA”, 5<sup>th</sup> International Conference on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology, 172-175.
- Hoşgör, G. ve Tabar, E., “A Theoretical Study of the Low-lying Electric Dipole ( $E1$ ) Strength in  $^{163}\text{Dy}$  within the QRPA”, 5<sup>th</sup> International Conference on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology, 2-4 Mayıs 2019, Amasya / Türkiye, (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(11), DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/1402-4896/acfe5b>
- 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”, *European Physical Journal A*, 59, 135, DOI: 10.1140/epja/s10050-023-01054-z.
- Hoşgör, G. ve Tabar, E., (2023) “Polarization Effects on gR-factors in Odd-Mass Deformed Nuclei”, 16th International Conference on Nuclear Structure Properties, 8-10 May 2023, Karabük / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Hoşgör, G., Tabar, E. ve Karademirci, Y., (2023) “Understanding the Low-Energy Electromagnetic Dipole Response in  $^{155}\text{Sm}$  Nucleus: A Theoretical Perspective”, 16th International Conference on Nuclear Structure Properties, 8-10 May 2023, Karabük / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Kemah E., Yakut, H., Tabar, E., Hoşgör, G. ve Kuliev, A.A., (2023) “Investigation of the Ground-State M1 moments in  $^{229,231}\text{Th}$  Isotopes”, 16th International Conference on Nuclear Structure Properties, 8-10 May 2023, Karabük / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Yakut, H., Tabar, E., Kemah, E., Hoşgör, G., (2022) “Microscopic Calculation of the Electromagnetic Dipole Strength for  $^{239,243}\text{Pu}$  Isotopes”, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 50 (1), 015104.
- Ekici, M. R., Tabar, E., Atasoy, A., Bulut, E., Hoşgör, G., (2022) “Effect of hydrochloric acid and hydrofluoric acid treatment on the morphology, structure and gamma permeability of 2D MXene  $\text{Ti}_3\text{C}_2\text{Tx}$  electrodes”, *Canadian Metallurgical Quarterly*, 1-22, DOI: <https://doi.org/10.1080/00084433.2022.2124108>.
- Kemah, E., Tabar, E., Yakut, H., Hoşgör G., (2022) “First Theoretical Identification of the Magnetic Dipole Moment of the 97.43 keV State in  $^{153}\text{Eu}$ ”, *Sakarya University Journal of Science* 26(5) - 967-973, DOI: <http://dx.doi.org/10.16984/saufenbilder.1123474>.
- Yakut H., Tabar E., Kemah E., Hoşgör G., (2022) “Low-Energy Electric Dipole Strength in the  $^{241}\text{Pu}$ ”, *Turkish Physical Society 38th International Physics Congress*, 31 Ağustos – 4 Eylül 2022, Muğla, Bodrum / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Hoşgör G, Tabar E., Kemah E., Yakut H., (2022) “Low-Lying Electric and Magnetic Dipole Response of the  $^{143}\text{Nd}$ ”, *Turkish Physical Society 38th International Physics Congress*, 31 Ağustos – 4 Eylül 2022, Muğla, Bodrum / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Tabar, E. Yakut, H., Kemah, E., Hoşgör, G., (2022) “Theoretical Study of the Giant Dipole Resonance in the  $^{233}\text{Th}$  Nucleus”, *XV. International Conference on Nuclear Structure Properties*, 20-23 June 2022, Kırıkkale / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Tabar, E., Yakut, H., Kemah, E., Hoşgör, G., (2021), “Theoretical description of pygmy and giant dipole resonances in  $^{237}\text{Np}$ ”, *Physica Scripta*, 96 (12), 125315, DOI: 10.1088/1402-4896/ac35c4.

- 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*, 96 (7), 075303, DOI: 10.1088/1402-4896/abfacb.
- Tabar, E., Yakut, H., Kemah, E., Demirci Saygı, N., Hoşgör, G., Quliyev, H., Kuliev, A. A., (2021), “Systematics of electric dipole excitations for odd-mass  $^{233-239}\text{U}$  isotopes” *Nuclear Physics A*, 1008, 122138, DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2021.122138.
- Yakut, H., Tabar, E., Kemah, E., Hoşgör, G., (2021) “The Comparison of the Low-Lying Dipole States in the N=144 Nuclei”, *Turkish Physical Society 37<sup>nd</sup> International Physics Congress*, 1-5 Eylül 2021, Muğla, Bodrum / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Tabar, E., Hoşgör, G., Yakut, H., Kemah, E., (2021) “Theoretical Study of Giant Dipole Resonance in  $^{159}\text{Tb}$ ”, *Turkish Physical Society 37<sup>nd</sup> International Physics Congress*, 1-5 Eylül 2021, Muğla, Bodrum / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Yakut, H., Tabar, E., Hoşgör, G., Kemah, E., (2021) “Magnetic Properties of the Odd-Mass  $^{155-159}\text{Tb}$  Nuclei”, *Turkish Physical Society 37<sup>nd</sup> International Physics Congress*, 1-5 Eylül 2021, Muğla, Bodrum / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A. A., Hoşgör, G., Kemah, E., Quliyev, H., (2020), “Investigation of the electric dipole ( $E1$ ) excitations in  $^{181}\text{Ta}$  nucleus”, *European Physical Journal A*, 56(10):271, 1-10, DOI: 10.1140/epja/s10050-020-00274-x.
- Tabar, E., Yakut, H., Kemah, E., Hoşgör, G., Quliyev, H., (2020) “Electric Dipole Excitations in  $^{233}\text{U}$  within TGI-QPNM”, *Turkish Physical Society 36<sup>nd</sup> International Physics Congress*, 1-5 Eylül 2020, İstanbul / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A. A., Quliyev, H., Hoşgör, G., Kemah, E., (2020) “Microscopic Investigation of Low- and High-Lying Electric Dipole Resonance in odd-mass  $^{153}\text{Eu}$ ” *Turkish Physical Society 36<sup>nd</sup> International Physics Congress*, 1-5 Eylül 2020, İstanbul / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Yakut, H., Tabar, E. ve Hoşgör, G., (2019), “Effects of the Isoscalar and Isovector Interaction on the Ground-State Magnetic Moments of the Odd-Mass  $^{137-145}\text{Ce}$  Nuclei”, *Canadian Journal of Physics*, 97(11), 1887-1190, DOI: 10.1139/cjp-2018-0697.
- Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A.A., Quliyev, H., Hoşgör, G., (2017), “Magnetic Moments and g factors in odd-mass Ho isotopes”, *Chinese Physics C*, 41(7), 074101 (9 pages), DOI: 10.1088/1674-1137/41/7/074101.
- Tabar, E. ve Hoşgör, G., (2019) “Electric Dipole ( $E1$ ) Strength in  $^{139}\text{La}$  Nuclei Below the Neutron-Separation Energy”, *Book of Full Text Proceedings Turkish Physical Society 35<sup>nd</sup> International Physics Congress (TPS35)*, Vol.01, No.09, pp.519-523.
- Tabar, E. ve Hoşgör, G., (2019) “Electric Dipole ( $E1$ ) Strength in  $^{139}\text{La}$  Nuclei Below the Neutron-Separation Energy”, *Turkish Physical Society 35<sup>nd</sup> International Physics Congress*, 4-9 Eylül 2019, Muğla, Bodrum / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Hoşgör, G., Demirci Saygı, N., Bablak, B. ve Ertuğral Yamaç, F., (2019) “Electric Dipole Structure of  $^{192}\text{Os}$  in the 0-20 MeV Energy Range”, *5<sup>th</sup> International Conference on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology*, 2-4 Mayıs 2019, Amasya / Türkiye, (Sözlü Sunum).

- Yakut, H., Tabar, E. ve Hoşgör, G., (2018) “Effects of Isoscalar and Isovector Interaction on the Ground-State Magnetic Moments of the Odd-Mass  $^{137-145}\text{Ce}$  Nuclei”, Turkish Physical Society 34<sup>nd</sup> International Physics Congress, 5-9 Eylül 2018, Muğla, Bodrum / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Tabar, E., Yakut, H., ve Hoşgör, G., (2018) “Strength Functions for Collective Excitations in Deformed  $^{164}\text{Dy}$ ”, Turkish Physical Society 34<sup>nd</sup> International Physics Congress, 5-9 Eylül 2018, Muğla, Bodrum / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Hoşgör, G., Yakut, H. ve Tabar, E., (2017) “Spin polarization effects on magnetic dipole moment of  $^{153,155}\text{Eu}$ ”, AIP Conference Proceedings, 1815, 060011, DOI: 10.1063/1.4976407.
- Hoşgör, G., Yakut, H., Tabar, E. ve Kuliev, A. A., (2017) “On the ground-state magnetic dipole properties of the  $^{153}\text{Sm}$  nucleus”, X. International Conference on Nuclear Structure Properties, 20-22 Eylül 2017, Karabük / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Yakut, H., Tabar, E., Kuliev, A. A. ve Hoşgör, G., (2017) “Systematics of low-lying magnetic dipole excitations in odd-proton Ho isotope chain”, X. International Conference on Nuclear Structure Properties, 20-22 Eylül 2017, Karabük / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Yakut, H., Tabar, E., Kuliev, A. A. ve Hoşgör, G., “Properties of the scissors mode in the odd-mass  $^{151-161}\text{Gd}$  isotopes”, Turkish Physical Society 33<sup>rd</sup> International Physics Congress, 6-10 Eylül 2017, Muğla, Bodrum / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Yakut, H., Tabar, E., Hoşgör, G., ve Quliyev, H., (2017) “The Ground-State Magnetic Moments of odd-A  $^{173-177}\text{Lu}$  Isotopes”, Turkish Physical Society 33<sup>rd</sup> International Physics Congress, 6-10 Eylül 2017, Muğla, Bodrum / Türkiye, (Poster Sunum).
- Tabar, E., Yakut, H., Quliyev, H. ve Hoşgör, G., (2017) “Investigation of the scissors mode in  $^{161}\text{Dy}$  nucleus”, 3<sup>rd</sup> International Conference on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology, 10-12 Mayıs 2017, Adana / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Tabar, E. ve Hoşgör, G., (2016) “Low-lying  $M1$  excitations in heavy deformed  $^{153}\text{Eu}$ ”, Turkish Physical Society 32<sup>nd</sup> International Physics Congress, 6-9 Eylül 2016, Muğla, Bodrum / Türkiye, (Sözlü Sunum).
- Hoşgör, G., Yakut, H. ve Tabar, E., (2016) “Spin polarization effects on magnetic dipole moment of  $^{153,155}\text{Eu}$ ”, Turkish Physical Society 32<sup>nd</sup> International Physics Congress, 6-9 Eylül 2016, Muğla, Bodrum / Türkiye, (Sözlü Sunum).