

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

**DEFORME ÇEKİRDEKLERDE DEV DİPOL
REZONANSLARIN İNCELENMESİ**

**DOKTORA TEZİ
Nilüfer DEMİRCİ SAYĞI**

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Filiz ERTUĞRAL YAMAÇ

Temmuz 2018

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DEFORME ÇEKİRDEKLERDE DEV DİPOL
REZONANSLARIN İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ

Nilüfer DEMİRCİ SAYĞI

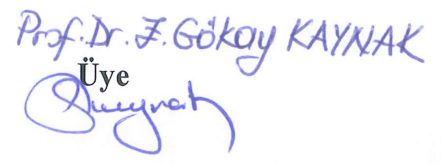
Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 09/07/2018 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği/oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Elşen VELİ
Jüri Başkanı
E. ABİP

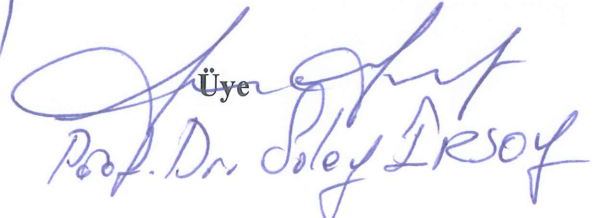
Prof. Dr. Recep AKKAYA

Üye


Prof. Dr. F. Gökay KAYNAK
Üye


Üye


Prof. Dr. Filiz Ertugral Yamaç

Üye


Prof. Dr. Soley IRSOY

BEYAN

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

Nilüfer DEMİRCİ SAYGI

09.07.2018

TEŞEKKÜR

Doktora çalışmamda danışmanlığımı üstlenen, bilgi ve tecrübelerini benimle paylaşan, destek olan, çalışmamın tamamlanmasında büyük emeği olan Sayın Prof. Dr. Filiz ERTUĞRAL YAMAÇ'a, teşekkürlerimi sunarım.

Katkı ve yardımlarından dolayı Sayın Prof. Dr. Ali KULİEV, Dr. Emre TABAR, Doç. Dr. Hakan YAKUT, Doç. Dr. Ekber GULİYEV, Prof. Dr. Recep AKKAYA, Prof. Dr. Soley ERSOY, Huseyngulu QULİYEV, Sevinj ALİYEVA, Gamze HOŞGÖR, Elif KEMAH'a, bilgi ve tecrübelerinden istifade ettiğim Fizik bölümünün bütün hocalarına teşekkür ederim.

I like to dedicate following lines to Prof. Dr. Andrea VITTURI from University of Padua, Italy and I like to thank him, grazie mille. I have worked with you in a really limited short time, however I am feeling luck enough that I had a chance to meet with you, to discuss physics topics, broadened my research horizon and altered my perspective over the research items.

Benim için hiçbir fedakârlıktan kaçınmayan, hayatım boyunca maddi ve manevi desteklerini hep hissettiğim, onlar olmasa yapamayacağım, sevgili ailem Serpil, İsmail, Yasemin, Süleyman, Emine ve Emir DEMİRCİ'ye, en büyük şanslarım eşim Dr. Bahadır SAYGI, oğlum Gökalp SAYGI'ya sonsuz teşekkür ederim.

Bu tez çalışmasının maddi açıdan desteklenmesine olanak sağlayan Sakarya Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeler Koordinatörlüğüne ve Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) Komisyon Başkanlığına (Proje No:117F245) teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR	i
İÇİNDEKİLER	ii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ	v
ŞEKİLLER LİSTESİ	vii
TABLolar LİSTESİ	xiii
ÖZET	xvi
SUMMARY	xvii

BÖLÜM 1.

GİRİŞ	1
-------------	---

BÖLÜM 2.

TEORİ	12
2.1. Çekirdek Modelleri	12
2.1.1. Sıvı damla modeli	12
2.1.2. Kabuk model	14
2.1.3. Ortalama alan tabanlı mikroskobik teoriler	20
2.1.4. Süperakışkan model	22
2.1.5. Kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı	30
2.2. Nükleer Uyarılmalar	36
2.2.1. Makas mod	39
2.2.2. Kuadrupol-oktupol mod	40
2.2.3. Cüce dipol rezonans	41
2.2.4. Dev rezonans	43
2.2.4.1. Dev monopol rezonans	51
2.2.4.2. Dev dipol rezonans	53

2.2.4.2.1. İzovektör dev dipol rezonans	57
2.2.4.2.2. İzoskaler dev dipol rezonans	59
2.2.4.3. Dev kuadrupol rezonans	60

BÖLÜM 3.

ÇİFT-ÇİFT KÜTLE NUMARALI DEFORME ÇEKİRDEKLERİN ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARININ ARAŞTIRILMASI	62
3.1. Simetri Kırınımları, Sahte Haller ve Etkin Kuvvetler	62
3.2. Deforme Çekirdeklere Elektrik Dipol Uyarılmaları	63
3.3. Çift-Çift Deforme Çekirdekler İçin QRPA Metodu	65
3.3.1. Öteleme ve Galileo değişmez olmayan QRPA model	66
3.3.2. Öteleme değişmez QRPA model	71
3.3.3. Galileo değişmez QRPA model	75
3.3.4. Öteleme ve Galileo değişmez QRPA model	79

BÖLÜM 4.

ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERİN BAZI NÜKLEER ÖZELLİKLERİNİN ARAŞTIRILMASI	83
4.1. Dipol Fotoabsorbsiyon Tesir Kesiti	83
4.1.1. Elektrik dipol dev rezonans'ın deformasyon ile yarılması	87
4.2. Toplam Kuralları	89
4.3. İntegre Edilmiş Tesir Kesitleri	93
4.4. Radyasyon Kalınlığı	95

BÖLÜM 5.

BULGULAR	98
5.1. Çift-Çift $^{142-152}\text{Nd}$ İzotop Zincirine Ait Bulgular	101
5.2. Çift-Çift $^{144-154}\text{Sm}$ İzotop Zincirine Ait Bulgular	113
5.3. Çift-Çift $^{152-164}\text{Gd}$ İzotop Zincirine Ait Bulgular	125
5.4. Çift-Çift $^{156-168}\text{Dy}$ İzotop Zincirine Ait Bulgular	135
5.5. Çift-Çift $^{180-190}\text{W}$ İzotop Zincirine Ait Bulgular	141
5.6. Çift-Çift $^{236-238}\text{U}$ İzotop Zincirine Ait Bulgular	149

BÖLÜM 6.

TARTIŞMA VE ÖNERİLER 159

KAYNAKLAR 163

EKLER 176

ÖZGEÇMİŞ 224

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

β	: Çekirdeğin deformasyon parametresi
Δ	: Gap parametresi
δ	: Ortalama alan potansiyelinin deformasyon parametresi
λ	: Kimyasal potansiyel
π	: Parite
$\alpha^+ (\alpha)$: Kuaziparçacık üretme (yok etme) operatörü
σ_{abs}	: Fotoabsorbsiyon tesir kesiti
Γ_0	: Dipol radyasyon kalınlığı
Γ_0^{red}	: İndirgenmiş dipol radyasyon kalınlığı
A	: Kütle numarası
$a^+(a)$: Parçacık üretme (yok etme) operatörü
B(E1)	: İndirgenmiş elektrik dipol uyarılma ihtimali
Dy	: Disporsiyum
Gd	: Gadalinyum
GI	: Galileo değişmez
HS	: Harmonik salıncı
I	: Spin
J	: Açısal momentum operatörü
K	: Toplam açısal momentumun simetri eksenindeki izdüşümü
N	: Nötron sayısı
Nd	: Neodmiyum
NRF	: Nükleer rezonans flüoresans
NTGI	: Öteleme ve Galileo değişmez olmayan
$Q^+(Q)$: Fonon üretme (yoketme) operatörü
QRPA	: Kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı

R	: Nükleer yarıçap
RPA	: Rastgele faz yaklaşımı
Sm	: Samaryum
sp	: Tek parçacık
sqp	: Tek kuaziparçacık
TDA	: Tamm-Dancoff yaklaşımı
TGI	: Öteleme ve Galileo değişmez
TI	: Öteleme değişmez
W	: Tungsten
WS	: Woods-Saxon potansiyeli
Z	: Atom numarası
σ	: Spin operatörü
τ	: İzotopik spin operatörü

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1. Atomik çekirdek tablosu	3
Şekil 2.1. Sıvı Damla Modeli tarafından hesaplanan bağlanma enerjileri ile deneysel olarak ölçülen bağlanma enerjileri arasındaki fark	13
Şekil 2.2. Deforme çekirdekler için asimptotik kuantum numaraları	16
Şekil 2.3. Nükleer potansiyeller	17
Şekil 2.4. Schrödinger dalga denkleminin soldan sağa sırasıyla Woods-Saxon potansiyeli ve Woods-Saxon'a yapılan spin-orbit düzeltmesi ile çözüldüğünde elde edilen enerji kabuklarının sıralaması	19
Şekil 2.5. ⁵⁰ Sn izotoplarının uyarılma spektrumu	23
Şekil 2.6. İzovektör E1 ve M1 modlarına yol açan nötronların protonlara karşı kollektif titreşimlerinin klasik iki akışkan olarak gösterimi	38
Şekil 2.7. Nükleer dipol uyarılma spektrumu	38
Şekil 2.8. Oktupol dipol modun makroskopik yorumu	40
Şekil 2.9. PDR uyarılması	41
Şekil 2.10. Atomik çekirdeğinin enerji (w) ve momentum (q) transferinin bir fonksiyonu olarak karakteristik cevabı (tesir kesiti, σ)	43
Şekil 2.11. Küresel ve deforme çekirdeklere dev rezonans	44
Şekil 2.12. Bothe ve Genter deney seti	45
Şekil 2.13. Çekirdeğin dev rezonans modları	47
Şekil 2.14. Mikroskopik tasvirde dev rezonans	48
Şekil 2.15. E1 ve E2 nin shell model seviyeleri arasındaki tek parçacık geçişlerinin şematik gösterimi	49
Şekil 2.16. ²⁰⁸ Pb çekirdeği için dev rezonans multipollerinin şematik gösterimi ..	50
Şekil 2.17. ¹¹⁶ Sn ve ²⁰⁸ Pb için ISGMR güç dağılımı deneysel verileri ve verilerin Lorentz dağılımı ile fit edilmesi	51

Şekil 2.18. Sıkıştırma modülü olan K_A nın K_∞ bir fonksiyonu olarak gösterilmesi	52
Şekil 2.19. Goldhaber ve Teller modeline göre GDR titreşiminin şematik gösterimi	55
Şekil 2.20. Abartılmış bir ayrılma uzaklığı ile gösterilmiş dev dipol rezonansın Goldhaber-Teller modelinde geometrik varsayımın bir temsili	56
Şekil 2.21. Steinwedel Jensen modeline göre GDR titreşiminin şematik gösterimi	56
Şekil 2.22. Rezonans enerjisinin kütle numarasıyla değişimi	57
Şekil 2.23. ISGQR güç dağılımı	61
Şekil 4.1. Ağır kütleli çekirdeklere tesir kesitlerinin enerjiye göre değişimi ...	84
Şekil 4.2. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotoplarında $K=0$ ve $K=1$ dalları için bulunan güç fonksiyonunun kullanılmasıyla bulunan dipol fotoabsorbsiyon tesir kesitinin enerjiye göre değişiminin teorik ve deneysel değerlerinin karşılaştırılması	87
Şekil 4.3. Deforme çekirdeklere $K=0$ ve $K=1$ için proton-nötron ötelenme salınım modları	88
Şekil 4.4. ^{208}Pb , ^{132}Sn , ^{120}Sn çekirdeklerinin EWSR kümülatif değerlerinin enerjiye göre değişim grafiği	92
Şekil 4.5. Dipol radyasyon kalınlığı ve spin	95
Şekil 5.1. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması	104
Şekil 5.2. Çift-çift $^{144-152}\text{Nd}$ izotoplarının $K=0$ ve $K=1$ dallarındaki toplam $B(E1)$ değeri oranlarının karşılaştırılması	105
Şekil 5.3. Çift-çift ^{150}Nd çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması .106	
Şekil 5.4. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI QRPA ile elde edilen teorik değerleri ve deneysel verilerin karşılaştırılması	107
Şekil 5.5. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin E_1 ve E_2 değerlerinin deneysel verilerle karşılaştırılması	109

Şekil 5.6. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin TGI QRPA modelde izovektör ve izoskaler katkılarının enerjiye bağlı dağılımı	111
Şekil 5.7. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dalları için elektrik dipol enerji ağırlıklı toplamlarının yüzdellik dağılımının gösterilmesi	112
Şekil 5.8. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen $K=0$ ve $K=1$ dallarının $\Sigma B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması	115
Şekil 5.9. Çift-çift $^{146-154}\text{Sm}$ izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen $K=0$ ve $K=1$ dallarının $\Sigma B(E1)$ değerleri oranlarının karşılaştırılması.	116
Şekil 5.10. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel değerlerin karşılaştırılması	117
Şekil 5.11. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel değerlerin karşılaştırılması	118
Şekil 5.12. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı radyasyon kalınlığı Γ_0 değerlerinin karşılaştırılması	119
Şekil 5.13. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı olmayan radyasyon kalınlığı Γ_{red} değerlerinin karşılaştırılması	120
Şekil 5.14. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin izovektör ve izoskaler katkılarının elektrik dipol enerji diyagramında gösterilmesi.	121
Şekil 5.15. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dalları için elektrik dipol enerji ağırlıklı toplamlarının yüzdelliklerinin gösterilmesi	122
Şekil 5.16. Çift-çift ^{154}Sm çekirdeğinin fotoabsorbsiyon tesir kesitinin hesaplanmasında Lorentz ve Kuliev-Salamov fonksiyonlarının karşılaştırılması	123
Şekil 5.17. Çift-çift $^{152-164}\text{Gd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması	127
Şekil 5.18. Çift-çift $^{152-164}\text{Gd}$ izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen $K=0$ ve $K=1$ dallarının $\Sigma B(E1)$ değerleri oranlarının karşılaştırılması.	128

Şekil 5.19. ^{160}Gd çekirdeğinin TGI, TI, GI, NTGI modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması	129
Şekil 5.20. ^{160}Gd çekirdeğinin öteleme değişmez modelde hesaplanan 1-1 uyarımlarına karışan sahte hallerin dağılımı	131
Şekil 5.21. Çift-çift $^{152-164}\text{Gd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile başka teorik ve deneysel değerlerin karşılaştırılması	132
Şekil 5.22. ^{154}Gd çekirdeğinin dönme değişmez QRPA ve öteleme-Galileo değişmez QRPA kullanılarak 8-20 MeV aralığında hesaplanan $B(\Pi 1)$ değerlerinin gösterilmesi	133
Şekil 5.23. ^{154}Gd çekirdeğinin 8-20 MeV enerji aralığında, elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının, dönme değişmez QRPA ve TGI-QRPA modelleri ile $K=0$ ve $K=1$ dalları için hesaplanan enerji ağırlıklı toplam kuralına katkılarının karşılaştırılması	134
Şekil 5.24. Çift-çift $^{156-168}\text{Dy}$ izotop zinciri çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması	137
Şekil 5.25. Çift-çift $^{156-168}\text{Dy}$ izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen $K=0$ ve $K=1$ dallarının $\Sigma B(E1)$ değerleri oranlarının karşılaştırılması.	138
Şekil 5.26. Çift-çift $^{156-168}\text{Dy}$ izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen $K=0$ ve $K=1$ dallarının $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması	139
Şekil 5.27. Çift-çift $^{156-168}\text{Dy}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile başka teorik sonuçların karşılaştırılması	140
Şekil 5.28. Çift-çift $^{180-190}\text{W}$ izotop zinciri çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması	143
Şekil 5.29. Çift-çift $^{180-190}\text{W}$ izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen $K=0$ ve $K=1$ dallarının $\Sigma B(E1)$ değerleri oranlarının karşılaştırılması.	144
Şekil 5.30. Çift-çift $^{180-190}\text{W}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI QRPA ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel verilerin karşılaştırılması	145

Şekil 5.31. ^{180}W izotopu için TGI QRPA model ile hesaplanan iki kuaziparçacık seviyelerinin katkısının 2-4 MeV, 4-8 MeV ve 8-20 MeV enerji aralıklarındaki dağılımı	147
Şekil 5.32. ^{190}W izotopu için TGI QRPA model ile hesaplanan iki kuaziparçacık seviyelerinin katkısının 2-4 MeV, 4-8 MeV ve 8-20 MeV enerji aralıklarındaki dağılımı	148
Şekil 5.33. Çift-çift $^{236-238}\text{U}$ izotop zinciri çekirdeklerinin K=0 ve K=1 dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması	151
Şekil 5.34. Çift-çift $^{236,238}\text{U}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI QRPA ile elde edilen teorik değerleri ve deneysel verilerin karşılaştırılması	152
Şekil 5.35. ^{156}Sm ve ^{164}Gd izotopları için K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA ile hesaplanan σ_0 integre edilmiş tesir kesitleri sonuçlarının deneysel verilerle karşılaştırılması	153
Şekil 5.36. ^{156}Sm ve ^{164}Gd izotopları için K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA ile hesaplanan σ_{-1} integre edilmiş tesir kesitleri sonuçlarının deneysel verilerle karşılaştırılması	153
Şekil 5.37. ^{156}Sm ve ^{164}Gd izotopları için K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA ile hesaplanan σ_{-2} integre edilmiş tesir kesitleri sonuçlarının deneysel verilerle karşılaştırılması	154
Şekil 5.38. $^{142-152}\text{Nd}$, $^{144-150}\text{Sm}$, $^{152-164}\text{Gd}$, $^{156-168}\text{Dy}$, $^{180-190}\text{W}$ izotoplarının K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA ile hesaplanan $\sum B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması	155
Şekil 5.39. $^{142-152}\text{Nd}$, $^{144-150}\text{Sm}$, $^{152-164}\text{Gd}$, $^{156-168}\text{Dy}$, $^{180-190}\text{W}$ ve $^{236-238}\text{U}$ izotoplarının K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA ile hesaplanan maksimum $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması	156
Şekil 5.40. $^{142-152}\text{Nd}$, $^{144-150}\text{Sm}$, $^{152-164}\text{Gd}$, $^{156-168}\text{Dy}$, $^{180-190}\text{W}$ izotoplarının K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA ile hesaplanan enerji ağırlıksız ve enerji ağırlıklı radyasyon kalınlığı Γ_0^{red} ve Γ_0 değerlerinin karşılaştırılması..	157

Şekil 5.41 Deforme $^{144-152}\text{Nd}$, $^{146-150}\text{Sm}$, $^{152-164}\text{Gd}$, $^{156-168}\text{Dy}$, $^{180-190}\text{W}$
izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen $K=0$ ve $K=1$
dallarının $\Sigma B(E1)$ değerleri oranlarının karşılaştırılması 158

TABLolar LİSTESİ

Tablo 2.1. Tek parçacık seviyelerinin çekirdeğin şekline göre bağlı bulunduğu özelliklerin karşılaştırılması	15
Tablo 2.2. Bazı ortalama alan teorileri	21
Tablo 2.3. Parçacık-boşluk uyarılmaları olarak çok kutuplu uyarılmalar	49
Tablo 2.4. Nükleer uyarılmalar ve özellikleri	50
Tablo 4.1. İntegre edilmiş tesir kesitlerinin deneysel değerleri	94
Tablo 5.1. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametresi değerleri ile $K=0$ ve $K=1$ dalları için β_2 , δ_2 deformasyon parametreleri	101
Tablo 5.2. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve kırınımlı modele göre $K=0$ ve $K=1$ durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması	103
Tablo 5.3. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotoplarının E_1 ve E_2 değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması	109
Tablo 5.4. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametresi değerleri ile $K=0$ ve $K=1$ dalları için β_2 , δ_2 deformasyon parametreleri	113
Tablo 5.5. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve kırınımlı Brown modeline göre $K=0$ ve $K=1$ durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması .	114
Tablo 5.6. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgesindeki Lorentz eğrisi parametreleri	124

Tablo 5.7. Çift-çift $^{152-164}\text{Gd}$ izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametresi değerleri ile $K=0$ ve $K=1$ dalları için β_2 , δ_2 deformasyon parametreleri	125
Tablo 5.8. Çift-çift $^{152-164}\text{Gd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve kırınımlı modele göre $K=0$ ve $K=1$ durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması	126
Tablo 5.9. Çift-çift $^{156-168}\text{Dy}$ izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametresi değerleri ile $K=0$ ve $K=1$ dalları için β_2 , δ_2 deformasyon parametreleri	135
Tablo 5.10. Çift-çift $^{156-168}\text{Dy}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve kırınımlı modele göre $K=0$ ve $K=1$ durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1,i)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması	136
Tablo 5.11. Çift-çift $^{180-190}\text{W}$ izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametresi değerleri ile $K=0$ ve $K=1$ dalları için β_2 , δ_2 deformasyon parametreleri	141
Tablo 5.12. Çift-çift $^{180-190}\text{W}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve kırınımlı modele göre $K=0$ ve $K=1$ durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1,i)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması	142
Tablo 5.13. Çift-çift $^{180,190}\text{W}$ çekirdeklerinin 1 \cdot 0 ve 1 \cdot 1 uyarılmalarının, TGI QRPA ile hesaplanan en büyük $B(E1)$ değerlerinin elektrik dipol karakteristiklerinin (enerji, $B(E1)$, Nilsson kuantum sayıları ve genlik ($[Nnz\Lambda\Sigma]$, $\psi_{ss'i}$) değeri) karşılaştırılması. Burada, fonon dalga fonksiyonuna katkısı %2'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinin yapıları ($\psi_{\pm 0,2}$) verilmiştir	146
Tablo 5.14. Çift-çift $^{236-238}\text{U}$ izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametresi değerleri ile $K=0$ ve $K=1$ dalları için β_2 , δ_2 deformasyon parametreleri	149

- Tablo 5.15. Çift-çift $^{236-238}\text{U}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve kırınımlı modele göre $K=0$ ve $K=1$ durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1, i)\omega_i$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması 150
- Tablo 5.16. ^{154}Sm ve ^{156}Gd izotoplarına ait integre edilmiş tesir kesiti (σ_0 , σ_{-1} , σ_{-2}) değerlerinin TGI QRPA ve deneysel sonuçlarının karşılaştırılması . 152

ÖZET

Anahtar kelimeler: Çift-çift deforme çekirdek, QRPA, elektrik dipol geçiş, dev dipol rezonans

Bu tez çalışmasında çift-çift deforme çekirdekler için spini ve paritesi $I^\pi = 1^-$ olan durumların Dev Dipol Rezonans (Giant Dipole Resonance-GDR) uyarılmaları, Kuazi Parçacık Rastgele Faz (QRPA) yaklaşımı çerçevesinde incelenmiştir. Bu yaklaşımla ortalama potansiyelin kırılan simetrisinin restorasyonu için izoskaler ve izovektör ayrılabilir etkileşmeler özuyumlu olarak belirlenmiştir. İzovektör dipol-dipol etkileşmesinin tek bir parametresini içeren model, GDR'nin deforme çekirdeklerde yarılmasını, $K=0$ ve $K=1$ dalları için enerjilerini, deneysel verilere uygun bir şekilde açıklamaktadır. Model (TGI) ile, QRPA yaklaşımında restorasyonun gerçekleşmediği (NTGI), yalnız öteleme değişmezliğin (TI) ve yalnız Galileo değişmezliğin (GI) restore edilmesiyle elde edilen yaklaşımlarla, gerçekleştirilen restorasyonların spektruma karışan sıfır enerjili sahte hallerin (Goldstone modu) ayrılmasına katkısı incelenmiştir. Hesaplamalar restorasyon kuvvetlerinin Hamiltoniyen'e eklenmesiyle $B(E1)$ gücünün parçalandığını ve bu durumun enerji spektrumunun dağılımını değiştirdiğini göstermiştir.

Çift-çift deforme ve geçiş çekirdeklerinden $^{142-152}\text{Nd}$, $^{144-154}\text{Sm}$, $^{152-164}\text{Gd}$, $^{156-168}\text{Dy}$, $^{180-190}\text{W}$, $^{236-238}\text{U}$ izotoplarının $I^\pi K = 1^-1$ ve $I^\pi K = 1^-0$ geçişleri için indirgenmiş geçiş olasılıkları ($B(E1)$) ve enerji (ω_i) değerleri model çerçevesinde hesaplanmıştır. Bununla birlikte aynı büyüklükler küresel ^{208}Pb çekirdeği için de hesaplanmıştır. İncelenen tüm çekirdekler için GDR bölgesinde $\Delta K=1$ dalının baskın olduğu görülmüştür. Deforme çekirdekler için hesaplanan toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitinin (σ_{abs}) $K=0$ ve $K=1$ dallarından gelen, sırasıyla 11-12 MeV ile 15-16 MeV enerji aralıklarında bulunan pik değerlerinin spektrumda oluşturduğu hörgüçlü yapı deneysel ve diğer teorik çalışmaların verileriyle uyumlu sonuçlar vermiştir. Ayrıca elektrik dipol geçişlerinin bazı karakteristik özelliklerinden, asimptotik kuantum numaraları $[Nn_z \Lambda \Sigma]$, radyasyon kalınlıkları $\Gamma(E1)$, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları $\Gamma_{red}(E1)$ ve integre edilmiş tesir kesitleri σ_0 , σ_{-1} , σ_{-2} araştırılmıştır.

INVESTIGATIONS OF GIANT DIPOLE RESONANCE IN DEFORMED NUCLEI

SUMMARY

Keywords: Even-even deformed nuclei, QRPA, electric dipole transition, giant dipole resonance

Giant dipole resonance (GDR) excitation of $I^\pi = 1^-$ states in even-even deformed nuclei were investigated in the framework Quasi Random Phase Approximation (QRPA) in this thesis. Isoskaler and isovector interactions for the restoration of broken symmetries in the mean-field potential have been determined self-consistently. The model including a single parameter of isovector dipole-dipole interaction explains the splitting of GDR in deformed nuclei, the energies of $K=0$ and $K=1$ branches in coherent with experimental observables. In this thesis, we have looked into details the effect of zero energy spurious state on the spectrum using the cases of QRPA with no restoration (NTGI), only restoration of Translational Invariance (TI), only restoration of Galileo Invariance (GI) and restoration of both Translational Invariance and Galileo Invariance. The calculations have revealed that splitting of the B(E1) strength and distribution of energy spectrum have been shifted when restoration forces added to Hamiltonian.

The B(E1) reduced transition probabilities of $I^\pi K = 1^-1$ and $I^\pi K = 1^-0$ and (ω_i) energies have been calculated for the $^{142-152}\text{Nd}$, $^{144-154}\text{Sm}$, $^{152-164}\text{Gd}$, $^{156-168}\text{Dy}$, $^{180-190}\text{W}$ and $^{236-238}\text{U}$ isotopes using the model. The same quantities are also calculated for the spherical ^{208}Pb isotope. $\Delta K=1$ branch in the GDR region was observed that is dominant. Calculated photo absorption cross section (σ_{abs}) is in good agreement with experimental data for deformed nuclei where the peaks in the range of 11-12 MeV and 15-16 MeV comes from $K=0$ and $K=1$ branch for deformed nuclei. Furthermore, $[Nn_z\Lambda\Sigma]$ asymptotic quantum numbers, $\Gamma(\text{E1})$ decay width, reduced transition probabilities $\Gamma_{\text{red}}(\text{E1})$ and integrated cross section σ_0 , σ_{-1} , σ_{-2} have been investigated using some of the feature of electric dipole transitions.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Nükleer yapının çeşitli özelliklerini ve nükleonlar arasındaki temel etkileşmeleri yansıtması bakımından kolektif uyarılmalar, nükleer fizikte teorik ve deneysel olarak incelenen en önemli konulardan biri olmuştur (Harakeh ve Woude 2001; Ring ve Schuck, 2004). Kolektif uyarılmaların güncel nükleer elektromanyetik uyarılma spektrumunda sırasıyla, düşük uyarılma enerjilerinde makas mod (Scissor Mode-SM), kuadrupol-oktopol (Quadrupole Octupole-QOC) mod, nötron bağlanma enerjisine yakın enerjilerde cüce dipol rezonans (Pygmy Dipole Resonance-PDR) ve yüksek uyarılma enerjilerinde dev dipol rezonans (Giant Dipole Resonance-GDR) yer almaktadır (Habs, 2013).

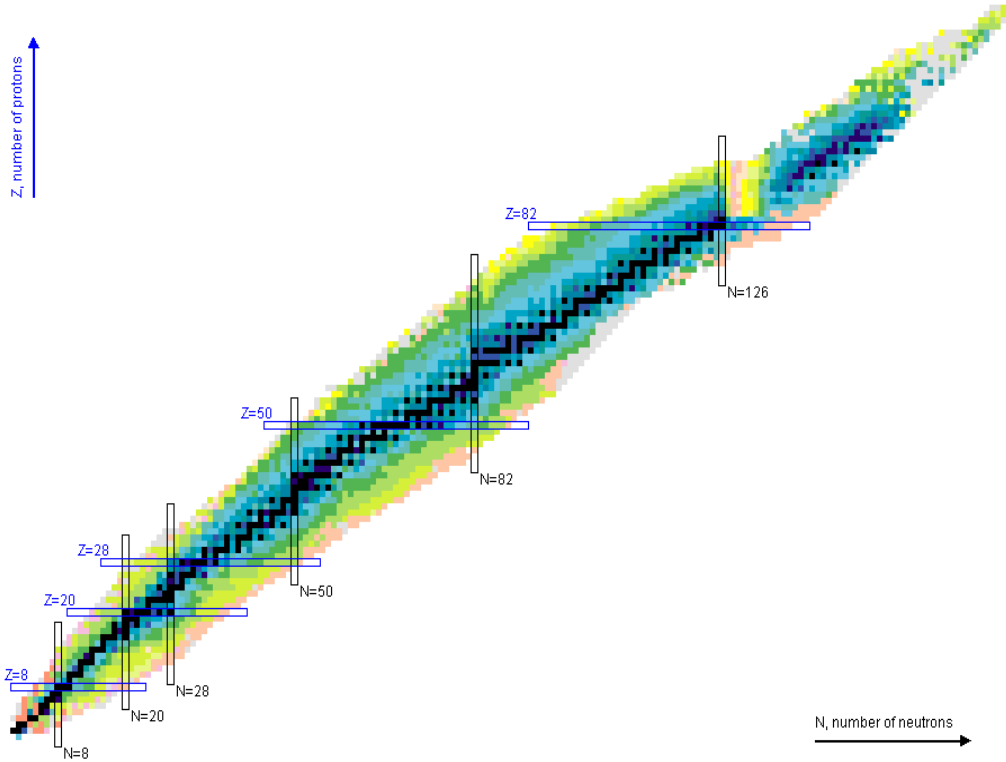
Kolektif uyarılmalar içerisinde bulunan dipol titreşimler özel bir öneme sahiptir. Dipol rezonanslar, çekirdekteki nükleonların kolektif hareketi ve tek parçacık geçişleriyle tanımlanabilen uyarılmalar olarak bilinmektedirler (Van der Woude, 1991). Dipol uyarılmalar paritelerine göre ikiye ayrılmaktadır. Bunlardan spini ve paritesi $I^\pi=1^+$ olanlar manyetik dipol ($M1$), spini ve paritesi $I^\pi=1^-$ olanlar ise elektrik dipol ($E1$) özelliktedir. Nötron ve proton sayısının sihirli sayılardan uzaklaşmasıyla birlikte küresel simetrisi bozulan aksel simetrik deforme çekirdekler için $I^\pi=1^-$ titreşimlerinin $K=\pm 1$ ve $K=0$ gibi iki bağımsız dalı bulunmaktadır (Okamoto 1958). Bu dallar, deforme çekirdeklerin aksel simetriden dolayı toplam açısal momentumlarının z eksenini üzerindeki izdüşümü olan $j_z=K$ kuantum sayısının korunması ile ilişkilidir. $K=\pm 1$ ve $K=0$ dalları sırasıyla, çekirdekteki simetri eksenine dik ve simetri eksenine paralel olan titreşimlere karşı gelmektedirler. Bu yüzden, aksel simetrik deforme çekirdeklerin elektrik dev dipol özelliklerinin incelenmesinde, nükleonlar arasındaki etkileşmelerin karakterinin ve güç parametrelerinin belirlenmesinde, modellerin test edilmesinde kullanılan teoride bu dallar göz önünde bulundurulmaktadır.

Nükleer yapının temel yapı taşlarından biri olan, “Dev Rezonans Fiziği” (Bertrand, 1981) olarak da ifade edilebilen (kapsamlı, ayrı bir alan olan) dev rezonanslar atomik çekirdeklerde nükleon ayırma enerjisinden (8-10 MeV) daha büyük uyarılma enerjilerinde, açısal momentum (ΔL), spin (ΔS), izospin (ΔT) ve parite kuantum sayılarına göre farklılaşan rezonans durumlarıdır (Baldwin ve Klaiber, 1947; Goldhaber ve Teller, 1948; Bortignon ve ark., 2003; Poltoratska ve ark., 2014;). Elektrik dipol uyarılmalar tarafından üretilen önemli bir fenomen olan dev dipol rezonans (GDR), makroskopik açıdan çekirdekteki nötronların protonlara karşı titreşimleri, mikroskobik açıdan pek çok parçacık-boşluk (p-h) seviyelerinin uyumlu süperpozisyonu olarak ifade edilebilmektedir (Varlamov ve ark., 1999; Harakeh ve Woude, 2001; Oishi, ve ark., 2016).

Nükleer titreşim modlarının incelenmesi, çekirdeğin yapısı ve nükleer bağlanma konularında değerli bilgiler sağlamaktadır. Kolektif serbestlik dereceleri nükleer yapının birçok yönünü karakterize etmektedir. Bir çekirdeğin dış etkiye (pertürbasyon) verdiği tepki, sıklıkla kolektif modlarla ilişkili bir sonuç sergilemektedir: dönmeler ve titreşimler. Tüm nükleonların tutarlı salınımlarıyla karakterize edilen en temel uyarılmalar olan dev titreşimler veya dev rezonanslar ile genel nükleer özellikler olan boyut, şekil, protonların ve nötronların dağılımları, nükleer maddenin sıkışabilirliği gibi konular derinlemesine incelenmektedir. Yalnızca genel özellikler için değil aynı zamanda, nükleon-nükleon etkileşimlerinin özelliklerinin detayları ve rezonans sönümlenme mekanizmasını belirleyen dağılma süreçlerindeki farklı serbestlik dereceleri arasındaki etkileşimler gibi daha karmaşık süreçlerin incelenmesinde de kullanılmaktadırlar. Dev rezonansların uyarılma enerjileri ve bozunum özellikleri çoğunlukla β -kararlılık çizgisinde olan çekirdekler (Şekil 1.1.) için ölçülmüştür (Paar ve ark., 2007). Bu ölçümlerin kararsız (deforme) çekirdek bölgelerine uzatıldığı çalışmalar oldukça seyrek.

β -kararlılık çizgisinden çok uzakta bulunan çekirdeklerin çok kutuplu tepkileri ve egzotik uyarılma modlarının olası oluşumu, hızla büyüyen bir araştırma alanını sunmaktadır (Paar ve ark., 2007). Radyoaktif iyon demetleri üretilebilir olana kadar fizik deneyleri, kararlı çekirdekler veya uzun ömürlü kararsız çekirdeklerle kısıtlıdır.

Yeni hızlandırıcıların ortaya çıkmasıyla günümüzde nötron zengini deforme çekirdeklere de erişmek mümkündür.



Şekil 1.1. Atomik çekirdek tablosu. Çekirdekler, nötron sayısına (apsis) ve proton sayısına (ordinat) göre sınıflandırılır. β -Kararlılık vadisi siyah kutular olarak gösterilir. Diğer kararsız çekirdekler üretim mekanizmalarına bağlı olarak farklı renklerde gösterilir, hafif-iyonla indüklenen reaksiyonlar (yeşil), parçalanma işlemleri (koyu mavi), füzyon aktarma reaksiyonları (yeşil) ve radyoaktif bozunma zincirleri (eflatun). Gri bölgedeki çekirdekler tahmin edilmekle birlikte henüz gözlemlenmemiştir. Çekirdeklerin varlığının sınırları, pembe alan (proton damla hattı ve nötron damla hattı) ile gösterilir.

Deforme bir çekirdeğin yapısı ve özellikleri, nükleer fizikteki temel sorulardan biri olmayı sürdürmektedir. Bununla birlikte dev rezonans kolektif modları, nükleer alanda önemli araştırma konularındandır. Deforme çekirdeklere dev rezonanslar, süpernova patlamalar, nötron yıldızları oluşumu gibi bazı astrofizik olayları anlamak için önemlidir. Kararlı çekirdekler için oldukça çalışılan bir alan olan dev rezonansların, farklı davranışlar sergilemeleri nedeniyle deforme çekirdekler için de çalışılmasına gerek duyulmaktadır. Dev rezonanslar hakkındaki bilgilerimizi kararlılık bölgesinden deforme çekirdeklere doğru genişletmek gerekmektedir (Bagchi, 2015).

Çekirdeğin temel uyarılmaları ve onların anlaşılmasında mikroskopik nükleer teorisinin temel taşı oluşturulan dev rezonanslar ilk kez Migdal tarafından 1944 yılında

teorik olarak öngörölmüş ve deneysel olarak 1947 yılında Baldwin ve Klaiber tarafından 15 MeV civarında enerjiye sahip fotonların, uranyum hedef çekirdeği ile (γ, n) reaksiyonunda fotoabsorbsiyon tesir kesitinde keskin bir artışın gözlenmesi ile keşfedilmiştir. Bu çalışma, GDR'nin özelliklerinin çalışıldığı fotoabsorbsiyon deneylerinin başlangıcı olmuştur. Çift-çift deforme çekirdeklerde GDR ile ilgili yapılan deneysel çalışmalar ile enerji, toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitleri, integre edilmiş tesir kesitleri ve rezonans genişliği (width) ile ilgili deneysel veriler elde edilmiş ve tartışılmıştır. Toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitleri deforme çekirdeklerden; ^{148}Nd (Vasilijev ve ark., 1969), ^{150}Nd (Vasilijev ve ark., 1969), ^{150}Sm (Vasilijev ve ark., 1969), ^{152}Sm (Vasilijev ve ark., 1969), ^{154}Sm (Gurevich ve ark., 1980; Vasilijev ve ark., 1969), ^{156}Gd (Gurevich ve ark., 1980), ^{168}Er (Gurevich ve ark., 1980), ^{174}Yb (Gurevich ve ark., 1980), ^{178}Hf (Gurevich ve ark., 1980; Goryachev ve ark., 1976), ^{180}Hf (Gurevich ve ark., 1981), $^{182, 184, 186}\text{W}$ (Gurevich ve ark., 1980), ^{232}Th (Gurevich ve ark., 1976), ^{238}U (Gurevich ve ark., 1976) için araştırılmıştır. Bununla birlikte integre edilmiş tesir kesitleri; $^{186, 188, 190, 192}\text{Os}$ (Berman ve ark., 1979), ^{154}Sm (Gurevich ve ark., 1981), ^{156}Gd (Gurevich ve ark., 1981), ^{160}Gd (Berman ve ark., 1969), ^{186}W (Berman ve ark., 1969), ^{168}Er (Gurevich ve ark., 1981), ^{174}Yb (Gurevich ve ark., 1981), ^{178}Hf (Gurevich ve ark., 1981), ^{180}Hf (Gurevich ve ark., 1981), $^{182, 184, 186}\text{W}$ (Gurevich ve ark., 1981), ^{232}Th (Gurevich ve ark., 1976; Veysiere ve ark., 1973; Caldwell ve ark., 1980), ^{234}U (Gurevich ve ark., 1976), ^{238}U (Gurevich ve ark., 1976; Veysiere ve ark., 1973; Caldwell ve ark., 1980), $^{238, 240}\text{Pu}$ (Gurevich ve ark., 1976), ^{238}U (Gurevich ve ark., 1976), ^{208}Pb (Harvey ve ark., 1964; Veysiere ve ark., 1970), ^{234}U (Berman ve ark., 1986) çekirdekleri için verilmiştir. Dev dipol rezonansın karakteristik özelliklerinden olan, toplam rezonans genişliği de deforme çekirdeklerden ^{178}Hf (Gurevich ve ark., 1976; Gurevich ve ark., 1981), ^{180}Hf (Gurevich ve ark., 1976; Gurevich ve ark., 1981), ^{182}W (Gurevich ve ark., 1976; Gurevich ve ark., 1981), ^{184}W (Gurevich ve ark., 1978; Gurevich ve ark., 1981), ^{186}W (Gurevich ve ark., 1978; Gurevich ve ark., 1981), ^{142}Nd (Youngblood ve ark., 1976), ^{144}Sm (Youngblood ve ark., 1976; Horen ve ark., 1974), ^{148}Sm (Youngblood ve ark., 1976), ^{154}Sm (Youngblood ve ark., 1976, Horen ve ark., 1974; Gurevich ve ark., 1978; Gurevich ve ark., 1981), ^{174}Yb (Youngblood ve ark., 1976), ^{208}Pb (Youngblood ve ark., 1976), ^{156}Gd (Gurevich ve ark., 1978;

Gurevich ve ark., 1981), ^{168}Er (Gurevich ve ark., 1978), ^{174}Yb (Gurevich ve ark., 1978; Gurevich ve ark., 1981), $^{186, 188, 190, 192}\text{Os}$ (Berman ve ark., 1979), ^{234}U (Berman ve ark., 1986), $^{236, 238}\text{U}$ (Caldwell ve ark., 1980), ^{232}Th (Caldwell ve ark., 1980) izotopları için araştırılmıştır. Bu çalışmalarda, deneysel zorluklardan dolayı seviyelerin özelliklerinin genellikle toplam değerleri verilmektedir. Bu durum, dev dipol modun özelliklerinin A kütle sayısının veya deformasyon parametresinin bir fonksiyonu gibi sistematik analizinde zorluklara neden olmaktadır. Deneysel çalışmalardan elde edinilen dev rezonanslar hakkındaki bilgi, hızlandırıcılar, yeni araçlar ve dedektör sistemlerinin gelişimi ile yakından ilişkilidir. Deneysel nükleer fizik araştırmalarında bu sistemlerin gelişimi ile birlikte kararsız çekirdek demetlerini kullanmak üzerine büyük bir eğilim olacağı, dev rezonansların bu yeni alanda önemli derecede rol alacağı düşünülmektedir (Woude, 1996).

Deneysel olarak gözlemlenen sonuçların daha iyi anlaşılabilmesi için teorik modeller kritik önem taşımaktadır. Bu nedenle periyodik tablo boyunca ağırdan hafife kadar pek çok çekirdeğe ait deneysel verilerin açıklanmasında çok sayıda farklı teorik model önerilmiştir. Deforme çekirdeklerin dev dipol rezonans özellikleri teorik olarak mikroskobik modeller kullanılarak incelenmiştir. Ortalama alan (mean field) yaklaşımında 1 parçacık 1 boşluk uyarılmaları açıklanabilirken çift parçacık (two body) uyarılmaları, kohorent uyarılmalar, kolektiflik ve rezonans genişliği (width) açıklanamamaktadır (Ring ve Schuck, 1980; Lacroix, Ayik ve Chomaz, 2004). Dev rezonansların incelendiği diğer bir yaklaşım olan Tamm-Dancoff'da sadece uyarılmış durumların kuazi parçacık etkileşimi hesaba katılmış, taban durumuna değinilmemiştir. Taban durumundaki etkileşmelerin göz ardı etmesi bu yöntemin eksik yönlerinden biri olmuştur. Diğer bir yaklaşım olan rastgele faz yaklaşımında (RPA) ise bu durum düzeltilerek kuazi parçacıkların etkileşimleri göz önüne alınmıştır. Bu yaklaşımın ardından çiftlenimi ve deformasyonu göz önünde bulunduran yaklaşım kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı (QRPA) geliştirilmiştir. Enerji merkezleri, kolektif seviyeler, rezonans genişliği ve deformasyon etkisini açıklaması bakımından QRPA dev rezonansları en kapsamlı şekilde açıklayan mikroskopik yaklaşımlardan biridir. Bu yaklaşım temelli teorik çalışmalardan biri, Yoshida ve Nakatsukasa (2011)'nin Neodyum ve Samaryum çekirdeklerinin $K=0$

ve $K=1$ için fotoabsorbsiyon tesir kesitlerini QRPA metoduyla Hartree-Fock-Bogoliubov yaklaşımı temelinde ve Skyrme enerji yoğunluk fonksiyonu kullanılarak incelendiği çalışmadır. Oishi ve ark. (2016) tarafından gerçekleştirilen bir diğer çalışmada ise Skyrme nükleer yoğunluk fonksiyon teorisi çerçevesinde ve sonlu genlik metodu (finite amplitude method) kullanılarak $K=0$ ve $K=1$ için çift çift $^{152-164}\text{Gd}$, $^{156-164}\text{Dy}$, $^{162-174}\text{Er}$, $^{168-178}\text{Yb}$, $^{174-184}\text{Hf}$, $^{180-190}\text{W}$ izotopları için fotoabsorbsiyon tesir kesitleri hesaplanmıştır. Kuliev ve ark. (2001) Galileo değişmezlik içeren öteleme değişmez dev dipol rezonans modelinde Pyatov-Salamov metodu kullanarak deformasyon limitindeki küresel çekirdekler ^{128}Te , ^{140}Ce , ^{138}Ce için integre edilmiş tesir kesitleri ve $B(E1)$ değerlerini hesaplamışlardır. ^{208}Pb , ^{120}Sn ve ^{132}Sn çekirdekleri için fonon çiftlenimli QRPA metodu kullanılan bir diğer çalışmada (Sarchi ve ark., 2004) bulunan fotoabsorbsiyon tesir kesitleri deneysel değerler ile karşılaştırmıştır. Ayrıca bu çalışmada aynı çekirdeklerin merkezi enerjileri QRPA ve QRPA-PC kullanarak karşılaştırılmıştır. Son yıllarda çekirdeklerin elektrik dipol geçiş olasılığı, GDR kalınlığı, integre edilmiş tesir kesitleri hesaplamaları ile ilgili sayılı çalışma yapılmış olsa da bu çalışmalarda ya tez çalışmamızda kullandığımız yaklaşımdan farklı yaklaşımlarla GDR ve PDR özellikleri ele alınmış ya da farklı sınıftaki dev rezonanslar (dev monopol, dev kuadrupol) incelenmiştir. Bu nedenle çift-çift deforme çekirdeklerin elektrik dipol özellikleri ile ilgili deneysel verilerin açıklanabilmesi veya gelecekte yapılması planlanan deneysel çalışmalara öngörü oluşturabilmesi için, birçok deneysel çalışmada da belirtildiği üzere, GDR modu ile ilgili teorik çalışmalara ihtiyaç duyulmaktadır. (Paar ve ark., 2007; Kapitonov, 2015; Scheck ve ark., 2016).

Bu çalışmada kapalı kabuk yakınındaki, iyi deforme, nötronu eksik veya fazla olan deforme ve geçiş çift-çift çekirdeklerin spini ve paritesi $I^\pi = 1^-$ olan durumlarının yüksek enerjili GDR modunun sistematığı ve özellikleri ilk kez QRPA model çerçevesinde, ortalama potansiyelin kırılan simetrisinin restorasyonu için izoskaler ve izovektör ayrılabilir etkileşmelerin özuyumlu olarak seçilmesiyle serbest parametre içermeyen bir yaklaşım kullanılarak incelenmiştir. QRPA temelinde yer alan Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) yaklaşımından ötürü, ortalama alan potansiyeli ile ilişkili olarak kendiliğinden tek parçacık hamiltoniyeni

simetriklerinin kırılması var olan titreşim seviyelerinin içerisine, titreşim hareketinin dışında sıfır enerjili farklı seviyelerin (sahte haller) karışmasına neden olmaktadır. Sahte haller içermesinden dolayı 1^- dipoller çekirdeğin iç uyarılmalarını tam karşılamamaktadır (Feiflik ve ark., 1968). Bu yüzden, bu sahte hallerin enerji spektrumundan çıkarılması için çeşitli yaklaşımlar kullanılmıştır. Bu yaklaşımlardan biri Marshalek ve Weneser (1969)'in metodlarının Pyatov ve Chernej (1972) tarafından geliştirilmesiyle ileri sürülmüştür (Pyatov, 1974; Kuliev ve Pyatov, 1968; Pyatov ve Salamov, 1977). Bu sahte hallerin giderilmesi hamiltoniyenin restorasyonu ile mümkündür. Bu çalışmada, QRPA bazında restorasyonun gerçekleşmediği (NTGI), yalnız öteleme değişmezliğin (TI), yalnız Galileo değişmezliğin (GI) ve hem öteleme hem Galileo değişmezliğin (TGI) restore edildiği dört model elde edilmiştir. Modellerle gerçekleştirilen restorasyonların, spektruma karışan sıfır enerjili sahte hallerin (Goldstone modu) ayrılmasına katkısı incelenmiştir. Bu modeller ile çekirdeklerin indirgenmiş geçiş olasılıkları, enerjileri hesaplanarak karşılaştırılmıştır. İncelenen çekirdeklerin elektrik dipol uyarılmalarının bazı karakteristik özelliklerinin incelenmesinde Öteleme ve Galileo (Lorentz) Değişmez (Translational Galilean Invariant-TGI) Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı modeli kullanılmıştır (Quasiparticle Random Phase Approximation-QRPA) (Kuliev ve ark., 2000). Bu teori daha önce düşük enerjili seviyelerin özelliklerinin incelenmesinde kullanılmıştır. Bu çalışmada teorik temelin bu şekilde seçilmesinin nedenlerinden biri daha önce bu bölge üzerinde bu teori ile yapılmış herhangi bir çalışmanın gerçekleştirilmemiş olması, bir diğeri ise daha önce aynı model kullanılarak düşük enerjili elektrik dipol uyarılmaları için gerçekleştirilmiş olan çalışmanın başarısıdır (Kuliev ve ark., 2010). Öteleme ve Galileo değişmez QRPA modelinin geliştirildiği ve makas mod enerji bölgesinde (4 MeV'e kadar) birkaç elektrik dipol uyarılmanın gözlenebileceğinin öngörüldüğü bu çalışma, Amerika Triangle Üniversitesi Nükleer Laboratuvarında Nükleer Rezonans Floresans tekniği kullanılarak ^{232}Th çekirdeği için yapılan deney sonucunda ilk kez gözlenmiştir. Teorik ve deneysel sonuçlar arasında başarılı bir örtüşme sağlanmıştır (Kuliev ve ark., 2010; Adekola ve ark., 2011). Bu sonuç, düşük enerji bölgelerini açıklamakta başarı sağlayan Öteleme ve Galileo Değişmez QRPA modelin GDR bölgesi için de uygun sonuçlar verebileceği

öngörüsünü oluşturarak bu çalışmanın modeli olarak seçilmesinin motivasyonunu oluşturmuştur.

Modern nükleer yapı teorisi çalışmaları zaman içerisinde, kararlı çekirdeklerin makroskopik ve mikroskopik incelemelerinden egzotik bölgeye, kararlılık vadisinden kısa ömürlü çekirdeklere ve nükleer astrofizik uygulamalarına dönüşmüştür. Temel sorun, nükleer özelliklerin, nükleer uyarılmaların ve reaksiyonların birleşik tanımını sağlayacak tutarlı bir mikroskopik teorik çerçeve oluşturmaktır (Paar ve ark., 2007). Bu bağlamda, bu çalışmada kullanılan mikroskopik teorik çerçeveyi oluşturan TGI QRPA modelinde ortalama alan ve çiftlenim potansiyellerinin neden olduğu öteleme ve Galileo değişmezliğin kırınımının restore edildiği bir hamiltoniyen kullanılmıştır. Bu hamiltoniyenin NGI, GI ve TI modellerinden farkı ortaya konmaya çalışılmıştır. Bu hamiltoniyende restore eden kuvvetlerin ayrılabilir bir şekilde özuyumlu seçilmesi modelin serbest parametre içermemesini sağlamıştır. Kullanılan model ile $^{142-152}\text{Nd}$, $^{144-150}\text{Sm}$, $^{152-164}\text{Gd}$, $^{156-168}\text{Dy}$, $^{180-190}\text{W}$ ve $^{236-238}\text{U}$ izotop zincirlerinde bulunan geçiş ve deforme çekirdeklerin dev dipol rezonans özellikleri araştırılmıştır.

İkinci bölümde kolektif uyarılma modlarının, teorik ve deneysel incelenmesinde kullanılan yaklaşımlar ve çekirdek modelleri hakkında bilgiler sunulmuştur. Bu bölümde, incelenen çekirdekler için diğer çekirdek potansiyellerine göre daha gerçekçi ve uygun olan, tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonlarının hesaplanmasında kullanılan Woods-Saxon potansiyelinin özellikleri ortaya konmuştur. İncelenen çekirdeklerin süperakışkan özelliklerinden dolayı temel alınan süperakışkan model parametrelerinin elde edildiği denklemlere yer verilmiştir. Çalışmanın modelini oluşturan QRPA'nın temel denklemleri verilmiştir. Bu bölümde ayrıca, kolektif uyarılma modlarına, bu modlardan elektrik dipol geçişlerine ve bu geçişlerin özelliklerine yer verilmiştir. Özellikle elektrik dipol uyarılmalarından olan dev dipol rezonansın temel özellikleri incelenmiştir.

Üçüncü bölümde ortalama alan potansiyellerinin neden olduğu kırılmış simetritler, kırılan bu simetritlerin restorasyonunu sağlamak için ortalama alan potansiyeli ile özuyumlu olarak seçilen etkin kuvvetler ve bu restorasyonu sağlayan kuantum

mekaniksel Pyatov yöntemi ele alınmıştır. Söz konusu yöntem QRPA model çerçevesinde, deforme çift-çift çekirdekler için, yalnızca öteleme değişmezlik (TI), yalnızca Galileo değişmezlik (GI) ve hem öteleme hem de Galileo değişmezliği (TGI) restore etmekte kullanılmıştır. Elde edilen analitik ifadeler yer verilmiştir.

Dördüncü bölümde, elektrik dipol geçişin karakteristik özelliklerinden olan fotoabsorbsiyon tesir kesitleri ve radyasyon kalınlıkları verilmiştir. Fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin elde edilmesinde kullanılan enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kuralları, güç fonksiyonu ifadelerine yer verilmiştir. Deforme çekirdeklerin fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinde görülen yarıma ve Lorentz parametreleri incelenmiştir.

Beşinci bölümde çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$, $^{144-154}\text{Sm}$, $^{152-164}\text{Gd}$, $^{156-168}\text{Dy}$, $^{180-190}\text{W}$ ve $^{236-238}\text{U}$ izotopları için elde edilen sayısal sonuçlar verilmiştir. $150 < A < 190$ çift-çift deforme çekirdek bölgesinde bulunan $I^\pi K = 1^-1$ ve $I^\pi K = 1^-0$ geçişleri için indirgenmiş geçiş olasılıkları (B(E1)) ve enerji (ω_i) değerleri, K=0 ve K=1 dalları için toplam fotoabsorbsiyon tesir kesiti sonuçları sunulmuştur. Bununla birlikte karşılaştırma yapmak için daha ağır deforme çekirdeklerden $A > 220$ bölgesinde bulunan $^{236-238}\text{U}$ izotopları için elde edilen sonuçlara yer verilmiştir. Ayrıca elektrik dipol geçişlerinin bazı karakteristik özelliklerinden, asimptotik kuantum numaraları ($[Nn_z \Lambda \Sigma]$), radyasyon kalınlıkları $\Gamma(E1)$, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları $\Gamma_{\text{red}}(E1)$ ve integre edilmiş tesir kesitleri sonuçları verilmiştir. Verilen tüm sonuçlar diğer deneysel ya da teorik çalışmalar ile karşılaştırılmıştır.

Altıncı bölümde tez çalışmasından elde edilen sonuçlar sunulmuş, deneysel ve teorik çalışmalar için öngörülerde bulunulmuştur.

Bu tez çalışmasında aşağıdaki araştırma sorularına cevap aranmıştır:

1. Nükleer dipol uyarılma spektrumunun GDR enerji bölgesinde, spin ve paritesine göre (I^π) hangi dipol mod (1⁻elektrik ya da 1⁺ manyetik) daha

baskındır? Bu modların $K=0$ ve $K=1$ dallarında enerji ağırlıklı toplamlarına katkıları ne şekildedir?

2. Dipol uyarılmaların karakteristik büyüklüklerinin elde edilmesinde öteleme ve Galileo değişmezliğin restore edildiği modelin (TGI QRPA), öteleme ve Galileo değişmezliğin restore edilmediği (NTGI QRPA), sadece Galileo değişmezliğin restore edildiği (GI QRPA) ve sadece öteleme değişmezliğin restore edildiği (TI QRPA) yaklaşımların sonuçları arasındaki farklılıklar nelerdir? Restorasyonların, $B(E1)$ gücüne ve enerji spektrumunun dağılımına bir etkisi bulunmakta mıdır?
3. Dev dipol rezonans bölgesindeki uyarılmalarda, TGI QRPA'da yer alan izoskaler ve izovektör etkin kuvvetlerin uyarılma spektrumundaki dağılıma katkısı ne şekildedir?
4. GDR enerji bölgesindeki toplam $B(E1)$ değerleri için K 'nın hangi dalı baskındır? $K=0$ ve $K=1$ dallarının enerji ağırlıklı toplamlarına katkıları ne şekildedir?
5. Düşük enerji seviyelerinde $10-20 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ olduğu bilinen (Zilges ve ark., 1991) indirgenmiş geçiş olasılığının GDR bölgesindeki değeri yaklaşık olarak kaç $e^2 \text{fm}^2$ dir?
6. 8-20 MeV enerji aralığında $K=0$ ve $K=1$ dallarının toplam $B(E1)$ değerlerinin oranları $SB(E1, K=1)/SB(E1, K=0)$ nasıl değişmektedir?
7. GDR enerji bölgesinde $K=0$ ve $K=1$ dallarının toplam $B(E1)$ değerleri, deformasyonun değişimiyle nasıl değişmektedir?
8. 8-20 MeV enerji aralığında $K=0$ ve $K=1$ dallarında oluşan maksimum $B(E1)$ değerleri nasıl değişmektedir?
9. Dev dipol rezonans bölgesinde teorik olarak elde ettiğimiz elektrik dipolün karakteristik özelliklerine (fotoabsorbsiyon tesir kesiti ve enerji değerleri) ait sonuçların deneysel çalışmalarla elde edilen verilerden farklılığı var mıdır?
10. Dipol fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin hesaplanmasında kullanılan Lorentz ve Kuliev-Salamov fonksiyonlarının farklılıkları nedir?
11. GDR enerji bölgesinde, elektrik dipol enerji ağırlıklı radyasyon kalınlığı ($\Gamma_0(E1)$) ve enerji ağırlıksız radyasyon kalınlığı ($\Gamma_0^{red}(E1)$) değerleri, $K=0$ ve $K=1$ dalları için hangi aralıkta değişmektedir?

12. Fotoabsorbsiyon tesir kesiti enerji grafiğinde yer alan, GDR'nin karakteristik büyüklükleri olan tesir kesiti (σ), rezonans genişliği (Γ) ve enerjinin (E) TGI QRPA ile bulunan teorik değerlerinin deneysel verilerin yorumlanmasına katkısı nedir?
13. TGI QRPA yaklaşımıyla teorik olarak elde edilen integre edilmiş tesir kesiti (σ_0, σ_{-1} ve σ_{-2}) sonuçlarının deneysel verilerin yorumlanmasına katkısı nedir?
14. Deforme çekirdeklerin GDR enerji bölgesindeki enerji spektrumlarında iki kuaziparçacık yapısı (nötron-nötron ya da proton-proton çiftlenimleri-nn-pp) nasıl dağılım göstermektedir?

BÖLÜM 2. TEORİ

Bu bölümde çekirdek modelleri ve dipol uyarılmalarına ait bilgilere yer verilmiştir.

2.1. Çekirdek Modelleri

İnsanlık, tarihsel süreç içerisinde içinde var olduğu evreni anlamak için çabalamaktadır. Bu çaba öncelikle etrafında var olan maddeyi anlama gayreti ile başlamış, değişen zaman, zarifleşen zihin yapısı ve gelişen teknoloji ile birlikte kuarklara kadar ilerlemiştir. Tarihsel gelişim içerisinde nükleer fizik ve nükleer fiziği içeren olaylar önemli bir yer tutmaktadır. 19. yy sonlarında radyoaktivitenin keşfi ile başlayan nükleer fizik 1930'lu yıllarda gelişen matematik özellikle de kuantum mekaniği yardımı ile temellerine kavuşmuş ve teorik felsefenin bir dalı olarak tarihte yerini almıştır. Nükleer yapı fiziğinde yapılan deneylerin teknolojinin gelişimine paralel olarak ilerlemesi ile birlikte artan deneysel verileri açıklama gerekliliği nükleer modellere olan ilgiyi giderek artırmıştır. Bu bağlamda Sıvı Damla Modeli ve Nükleer Kabuk Modeli genel olarak kabul edilen iki modeldir. Sıvı Damla Modeli çekirdeği bir sıvının damlası ile analogi yaparak açıklamaya çalışırken, Nükleer Kabuk Modeli nötron ve protonların kuantum boyutunda davranışlarını ele almaktadır (Hans, 2011). Bu bölümde çekirdeği anlamak için ortaya atılan bu çekirdek modelleri ve bu iki modelden türetilen modellerden bahsedilecektir.

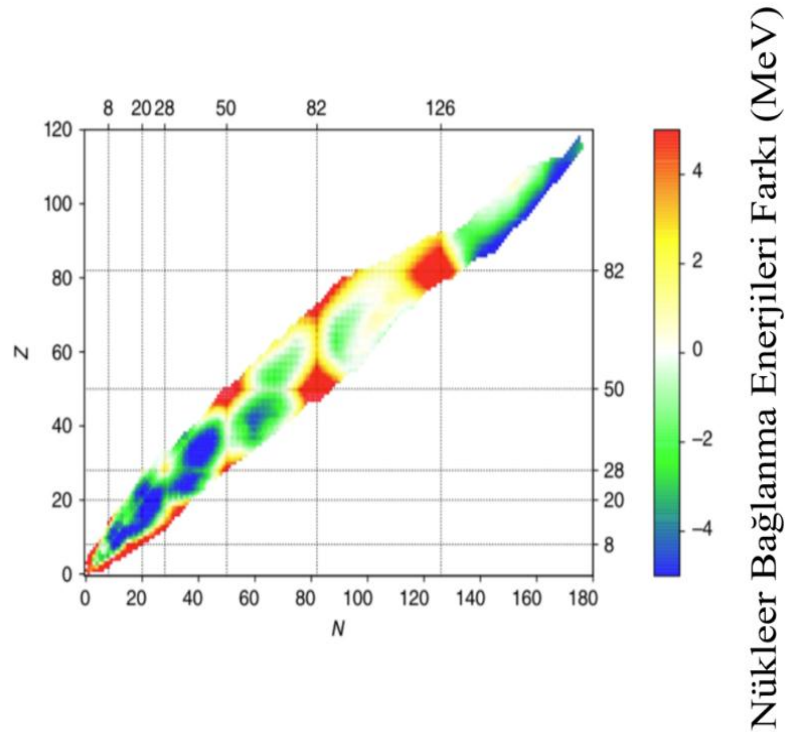
2.1.1. Sıvı damla modeli

Sıvı Damla Modeli (SDM) tarihsel olarak ilk ortaya atılan çekirdek modelidir. Bu modelde Niel Bohr'un "çekirdeğin içerisine giren bir nükleon burada yer alan ve oldukça etkili olan nükleer etkileşme nedeni ile kendisine has özelliklerini kaybeder" birleşik çekirdek fikrinden esinlenilmiştir. Sıvı damla modelinde nükleonların

bireysel hareketi önemini yitirmekte, nükleer madde yüklü bir sıvı damlası gibi hareket etmektedir. Bu hareket tarzı moleküler fizikteki van der Waals etkileşimine benzetilmektedir çünkü ele alınan bir sıvı damlasını da bir arada tutan kuvvet kısa menzillidir. Bu model yarı deneysel bir model olmakla birlikte nükleer bağlanma enerjisini nötronlar ve protonların bir fonksiyonu olarak tanımlamaktadır. Ayrıca, çoğu çekirdeğin kararlılığını incelemek için de etkili bir yoldur. Weiszacker (1935) tarafından geliştirilen sıvı damla modelinde, nükleonların bağlanma enerjisi,

$$B(N, Z) = a_h A - a_y A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}} - a_{sim} \frac{(A-2Z)^2}{A} - \frac{a_e}{A^{3/4}} \quad (2.1)$$

formülü ile hesaplanmaktadır (Bethe ve Bacher, 1935). Burada a_h , a_y , a_c , a_{sim} ve a_e sırasıyla hacim, yüzey, Coulomb, simetri ve eşlenme katsayılarını ifade etmektedir ve deneysel olarak elde edilmektedirler. Sıvı damla modeli tarafından ortaya konan nükleer bağlanma enerjileri deneysel sonuçlara oldukça yakın değerler üretmektedir. Bu model nükleer ayrışma reaksiyonlarını açıklamakta oldukça başarılı olmuştur.



Şekil 2.1. Sıvı Damla Modeli tarafından hesaplanan bağlanma enerjileri ile deneysel olarak ölçülen bağlanma enerjileri arasındaki fark (Zelevinsky, 2017).

Diğer yandan, SDM çekirdeklerin bağlanma enerjisini açıklamakta yetersiz kalmaktadır. Bazı çekirdeklerin bağlanma enerjileri sıvı damla modelinin tahmin ettiği değerlerden sistematik sapmalar sergilemektedirler. Bağlanma enerjilerinde meydana gelen bu sapmalar sadece belirli proton ya da nötron sayılarında meydana gelmektedir. Şekil 2.1.'de SDM tarafından hesaplanan bağlanma enerjileri ile deneysel olarak ölçülen bağlanma enerjileri arasındaki fark gösterilmektedir. Bu eksikliğin giderilmesi için yapılan çalışmalar yeni sonuçlar doğurmuştur. Son hali olan kollektif (ortak) model Rainwater (1950), A. Bohr ve B. Mottelson (1953) tarafından çekirdekteki vibrasyon (titreşim) ve rotasyon (dönme) hareketlerinin anlaşılmasına yardımcı olularak geliştirilmiştir

2.1.2. Kabuk model

Atom çekirdeğinin homojen bir sıvı damlası gibi olmadığı ve atom gibi kabuk yapısına sahip olduğunun ortaya çıkmasıyla kabuk model gelişmeye başlamıştır. Çekirdeğin kabuk modelinin oluşturulmasında Pauli dışarlama ilkesi temel bir role sahiptir. Buna göre, protonlar ve nötronlar (elektronların yanı sıra) yarım spinlere sahiptir ve Fermi–Dirac istatistiklerine uymak zorundadırlar. Atom çekirdeğinin kabuk modeli, spin (J) ve parite (P) gibi nükleer taban durumlarının kuantum karakteristiklerini ve ayrıca bazı uyarılmış durumların doğasını açıklamakta başarılı olmuştur. Bununla birlikte, çekirdeklerdeki özdeş nükleonların eşlenmesi ve nükleer kabukların oluşumundaki spin-yörünge etkileşiminin önemli rolü gibi olayları da açıklamıştır (Ishkanov ve Kapitanov, 2015). 1950'lerin başında çalışılmaya başlandıktan (bağımsız olarak Mayer ile Haxel, Jensen ve Suess tarafından) sonra, nükleer kabuk modeli nükleer yapının anlaşılmasında önemli bir rol oynamıştır.

Sıvı damla modeli ile hesaplanan, bağlanma enerjilerinde sapmalar meydana gelen çekirdekler atom fiziğindeki soygazlara benzetilebilir. Geleneksel olarak bağlanma enerjilerinde sapmaların meydana geldiği proton ya da nötron sayıları 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 olarak verilir ve bu sayılar sihirli sayılar olarak adlandırılır (Iskhanov ve Kapitanov, 2015). Bu durumu açıklamak için Schrödinger dalga denklemi farklı nükleer potansiyeller ile çözülmüş ve sihirli sayılar elde edilmeye çalışılmıştır. Bu

amaçla kullanılan ilk potansiyel analitik çözümleri elde edilebilen kare kuyu potansiyelidir, fakat bu potansiyel ilk üç sihirli sayı dışındaki sayıları türetememiştir (2, 8, 20, 34, 58, ...) (Soloviev, 1976). Harmonik Osilatör potansiyeli bir diğer potansiyel olarak ele alınmıştır, lakin bu potansiyel de isteneni vermemiştir. Harmonik Osilatör potansiyeli ile elde edilen sihirli sayı adayları şöyledir 2, 8, 20, 40, 70, 112 ve 168. Bir diğer potansiyel Nilsson potansiyelidir. Küresel bir çekirdek için başlayan çalışmalar (Nilsson, 1955) deforme bir alanda meydana gelen çiftlenimin hesaba katılmasıyla tek parçacık spektrumları hesaplanarak devam etmiştir (Meng, 2016). Öncelikle küresel harmonik osilatör içerisindeki tek parçacık hareketi, nükleonların kendine özgü hareketinin seviye spektrumu hesaplanmıştır. Deforme nükleer alan içerisindeki parçacık hareketi çiftlenim ve spin-orbit ayrımı ile silindirik simetrik bir harmonik osilatör potansiyelinden meydana gelen tek parçacık hamiltoniyeni tarafından yönetilmektedir. Çekirdeğin tek parçacık seviyelerinin sınıflandırılması ortalama potansiyelin simetrisine bağlıdır. Bu seviyelerin sınıflandırılması bazı özelliklere bağlıdır. Bu özellikler çekirdeğin şekline göre değişim gösterebilmektedir (Tablo 2.1.).

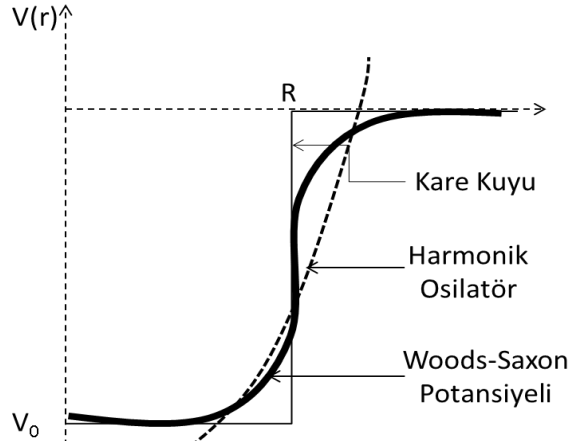
Tablo 2.1. Tek parçacık seviyelerinin çekirdeğin şekline göre bağlı bulunduğu özelliklerin karşılaştırılması

Küresel çekirdekler	Eksenel simetrik elipsoidal çekirdek
Enerji	Enerji
Parite	Parite
Toplam açısal momentum j ve onun izdüşümü Ω	Tüm açısal momentumun nükleer simetri eksenindeki izdüşümü K

Tablo 2.1.'de görüldüğü gibi eksenel simetrik deforme çekirdeklere tek parçacık seviyelerinin sınıflandırılmasında j geçerli bir kuantum sayısı değildir. Bununla birlikte çekirdek eksenel simetrik değilse j ile birlikte K kuantum sayısının da önemini yitirmektedir (Soloviev, 1976).

parçacık seviyelerini tümüyle temsil etmemektedir bu eksikliği gidermek için asimptotik kuantum numaraları kullanılmaktadır.

Tek parçacıklı bir sistemi tanımlamak için kullanılan bir diğer potansiyel Woods-Saxon potansiyelidir. Woods-Saxon potansiyeli Haxel ve ark. (1949) ile Mayer (1950) tarafından geliştirilip spin-orbit etkileşimlerinin eklenmesi ile gerçekçi nükleer potansiyel olarak elde edilmiştir. Nükleon saçılma deneylerinden elde edilen sonuçla nükleer potansiyelin, nükleer madde dağılımına benzediği ve Şekil 2.3.'de gösterilen sonlu derinlikte ve küresel simetrik olan Woods-Saxon potansiyeli ile temsil edilebileceği anlaşılmıştır. Nilsson potansiyeli yüksek duvarlıdır bu nedenle nükleer potansiyel yaklaşım için iyi bir yaklaşım değildir. Ancak asimptotik kuantum numaraları her iki potansiyel için geçerlidir.



Şekil 2.3. Nükleer potansiyeller (Heyde, 1994)

Şekil 2.3.'deki R nükleer yarıçaptır. Woods-Saxon potansiyelinin yüzey etrafındaki kısmı saçılma reaksiyonlarında önem arz etmektedir. Çekirdek içerisinde nükleonların yoğunluk dağılımını çok iyi ifade eden Woods-Saxon potansiyeli çekirdek dışında üstel (eksponansiyel) olarak sıfıra gitmektedir. Potansiyel iki kısımdan oluşmaktadır: birinci kısım nükleonların ürettiği izoskaler ve izovektör ortalama alan potansiyeli iken ikinci kısım ise spin-orbital potansiyelidir (Soloviev, 1976). Hamiltonyen operatörü aşağıdaki gibidir:

$$H = \frac{\hbar}{2m} \nabla^2 + \frac{-V_0^\tau}{1 + \exp((r - R)/a)} - V_{ls}(r) \mathbf{ls}. \quad (2.2)$$

Denklem 2.2'nin ikini ve üçüncü ifadesindeki V_0^τ ve V_{ls} açıkça şu şekilde verilir.,

$$V_0^\tau = V_0 + V_1^\tau \quad (2.3)$$

$$V_0(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp[(r - R_0)/a]} \quad (2.4)$$

$$V_1^\tau = \tau_z \eta \frac{N - Z}{A} V_0 ; \quad \eta = \frac{V_1}{4V_0} \quad (2.5)$$

$$V_{ls}(r) = -\xi \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \quad (2.6)$$

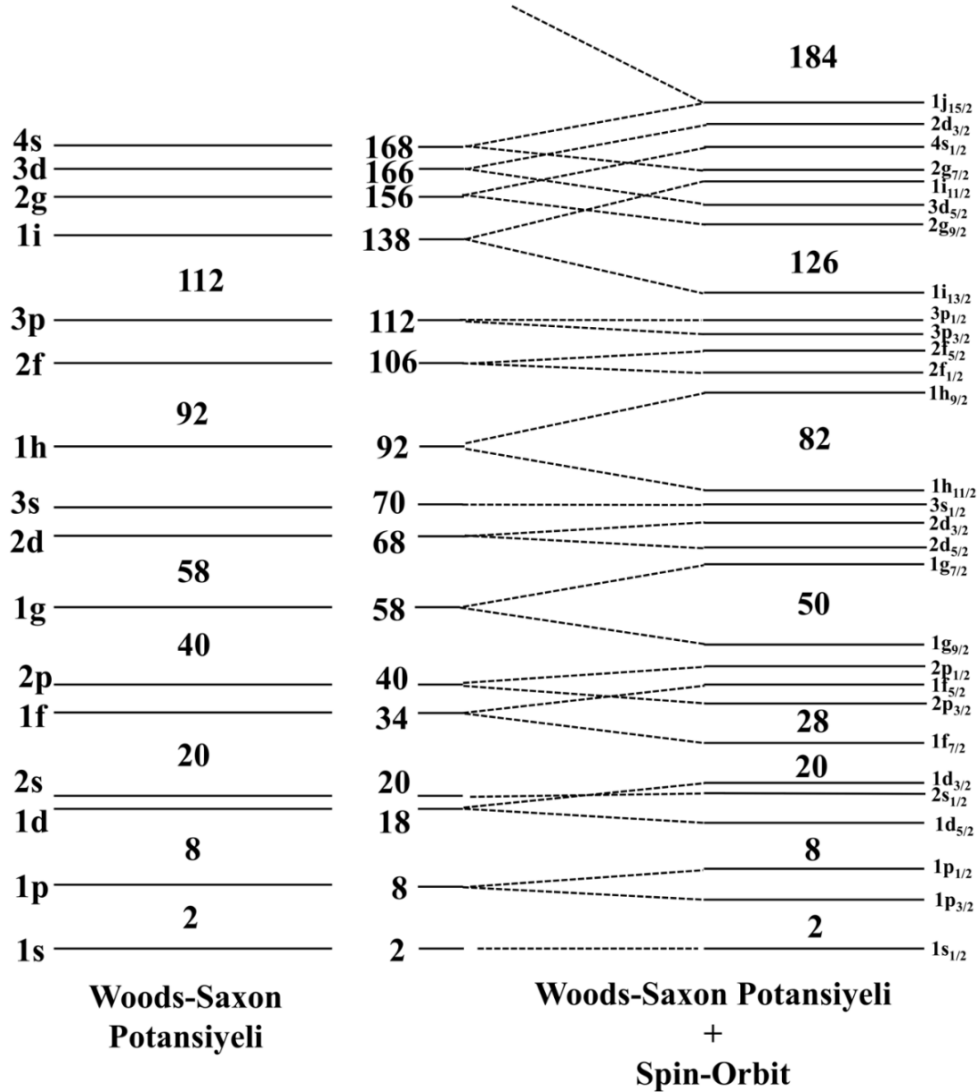
Woods-Saxon potansiyelinin izovektör (V_I) kısmından dolayı nötron ve proton sistemlerinin derinliği birbirinden farklıdır:

$$V_0^N = V_0(r) \left[1 - 0.63 \frac{N - Z}{A} \right] \quad \text{ve} \quad V_0^Z = V_0(r) \left[1 + 0.63 \frac{N - Z}{A} \right] \quad (2.7)$$

Burada $V_0 = 53 \text{ MeV}$, $R_0 = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1.24 \times 10^{-13} \text{ cm}$, yüzey kalınlığı $a = 0.63 \times 10^{-13} \text{ cm}$, spin-yörünge etkileşme parametresi $\xi = 0.263 \times [1 + 2(N - Z/A)] (10^{-13} \text{ cm})^2$ dir (Kuliev ve Pyatov, 1968). Eşitlik 2.2.'deki potansiyel ifadelerine yüzey etkisinin ihmal edildiği aşağıdaki gibi verilen Coulomb potansiyeli eklenmelidir:

$$V_c(r) = \frac{(Z-1)e^2}{r} \begin{cases} \frac{3r}{2R_0} - \frac{1}{2}(r/R_0)^3 & , \quad r \leq R_0 \\ 1 & , \quad r > R_0 \end{cases} \quad (2.8)$$

Denklem 2.2.'de verilen Hamiltonyen ile Schrödinger dalga denklemi çözüldüğünde Şekil 2.4.'te de görüldüğü üzere küresel çekirdekler için sihirli sayılar elde edilmiştir.



Şekil 2.4. Schrödinger dalga denkleminin soldan sağa sırasıyla Woods-Saxon potansiyeli ve Woods-Saxon'a yapılan spin-orbit düzeltmesi ile çözüldüğünde elde edilen enerji kabuklarının sıralaması (Krane, 1987)

Deforme Kabuk Model: Nükleonların ortalama bir alan içerisinde bağımsız olarak hareket etmesi üzerine olan varsayım kabuk modeli ve diğer tüm mikroskobik teorilerin temelini oluşturmaktadır. Bu ortalama alanı oluşturan potansiyel nükleonlar ve nükleonların yapmış olduğu etkileşimler tarafından üretilmektedir. En basit şekli ile ele aldığımızda bu potansiyel kuyusu küreseldir. Fakat bu kapalı kabuklara sahip ya da kapalı kabuk komşuluğunda doğru olan bir durumdur. Kapalı kabuk bölgesinden uzaklaşmaya başladığı andan itibaren artık potansiyelin de

küresellikten sapacağını hesaba katma zorunluluğu ortaya çıkmaktadır. Deforme potansiyel düşüncesi birçok deneysel gözlemi açıklamak için önem arz etmektedir. Bu deneysel gözlemler dönme bantlarının varlığı, çok büyük dört kutuplu momentler, büyük dört kutuplu geçiş olasılıkları, 16 kutuplu matris elemanları ve fisyon izomer olarak sıralanabilir. Bir önceki bölümde Woods-Saxon potansiyelinin küresel çekirdekleri açıklamaktaki başarısından bahsetmiştik, o halde Woods-Saxon potansiyelini deforme çekirdekler için genelleştirmek akla uygun olacaktır (Faessler ve Sheline, 1966; Ring ve Schuck, 2004).

$$V(r, \beta, \phi) = -V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-R(r, \beta, \phi)}{a(\beta, \phi)}\right) \right]^{-1} \quad (2.9)$$

$$V_{ls}(r, \beta, \theta) = 2\xi(\mathbf{p} \times \mathbf{s})gradV(r, \beta, \theta) \quad (2.10)$$

Burada, β deformasyon parametresi, p çizgisel momentumdur (Soloviev, 1976).

2.1.3. Ortalama alan tabanlı mikroskobik teoriler

Yalnızca taban seviyesinin özelliklerini değil aynı zamanda uyarılmış seviyelerin de mikroskobik yapısını ve seviye şemalarını başarılı bir şekilde tanımlamaktadırlar (Harakeh ve Woude, 2001). Bu yaklaşımlar aşağıda sıralanmıştır.

- Hartree-Fock Öz Uyumlu Alan: Temelde bu metot etkileşim halinde olan çok-cisim problemini, iki-cisim potansiyelini girdi olarak kullanarak, bir alan içerisinde etkileşmeyen parçacıklar problemine indirger. Kütlesi yaklaşık $A = 20$ olan hafif çekirdekler için bu metot tüm çekirdeğe uygulanabilir. Bu modelde, nükleonlar Pauli prensibine uygun olarak, mevcut en düşük tek parçacık hallerini doldurur. Orta ve ağır çekirdekler için ise bu metot çekirdeğin dışında kalan zayıf ya da valans nükleonlar arasındaki etkileşim hesaba katılarak kullanılabilir. Bu metot her ne kadar hesaplamalarda kolaylık sağlasa da nükleonlar arası kuvvetin uzun menzil bileşenini (rezidüel etkileşim) ihmal etmektedir. Yakın zamanda yapılan hesaplamaların çoğunda

bu etkileşim ele alınmaya çalışılmıştır. Bu girişimler arasında kayda değer olanları kuazi-parçacık ya da BCS'dir.

- Tamm-Dancoff Yaklaşımı: Nükleer uyarılmaların gerçekçi mikroskobik yaklaşımla ele alan en basit yöntemdir, HF yaklaşımına temellendirilmiştir.
- Zamana Bağımlı Hartree-Fock Yaklaşımı: Hartree-Fock teorisinin değişik varyasyonlarından birisi de zamana bağımlı Hartree-Fock yöntemidir. Bu yöntem zaman bağımlı fenomenlerin örneğin uyarılmış seviyelerin hesaplaması için kullanılır.
- Rastgele Faz Yaklaşımı: Zamana bağımlı Hartree-Fock Yaklaşımının bir alternatif metodudur. Plazma salınımdan esinlenilmiştir ve Bohm ve Pines tarafından geliştirilmiştir. Bu teori Zamana Bağlı Hartree-Fock teorisinden daha düşük dereceli çözümler üretir.
- Etkileşen Bozon Modeli: Çift açısız momentum taşıdıkları ve çiftlenmiş nükleonların bozonları oluşturduğu varsayılır.
- BCS Metodu: Bu yaklaşım nükleer kuvvetin kısa menzillik etkileşimini hesaba katar ve uzun menzilli pertürbasyon metodu ile ele alır. Bu teori Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) tarafından süper iletkenlik için geliştirilen yöntemden esinlenilmiştir.

Bu ve benzeri daha genelleştirilmiş teoriler deforme çekirdekler için geliştirilmiş ve uygulanmıştır (Hans, 2011). Tablo 2.2.'de nükleonlar arası etkileşimleri içeren ve içermeyen bazı ortalama alan teorilerinin dinamik ve statik olma durumlarına göre gruplandırılmaları verilmiştir.

Tablo 2.2. Bazı ortalama alan teorileri (Ebata ve Nakatsukasa, 2013)

	Statik	Dinamik
Eşleşme yok	Hartree-Fock (HF)	Zaman Bağımlı HF (TDHF, RPA)
BCS eşleşmesi varken	HF+BCS	TDHF+BCS
Eşleşme varken	Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB)	TDHFB (QRPA)

RPA: Random Phase Approximation; QRPA Quasi-particle RPA)

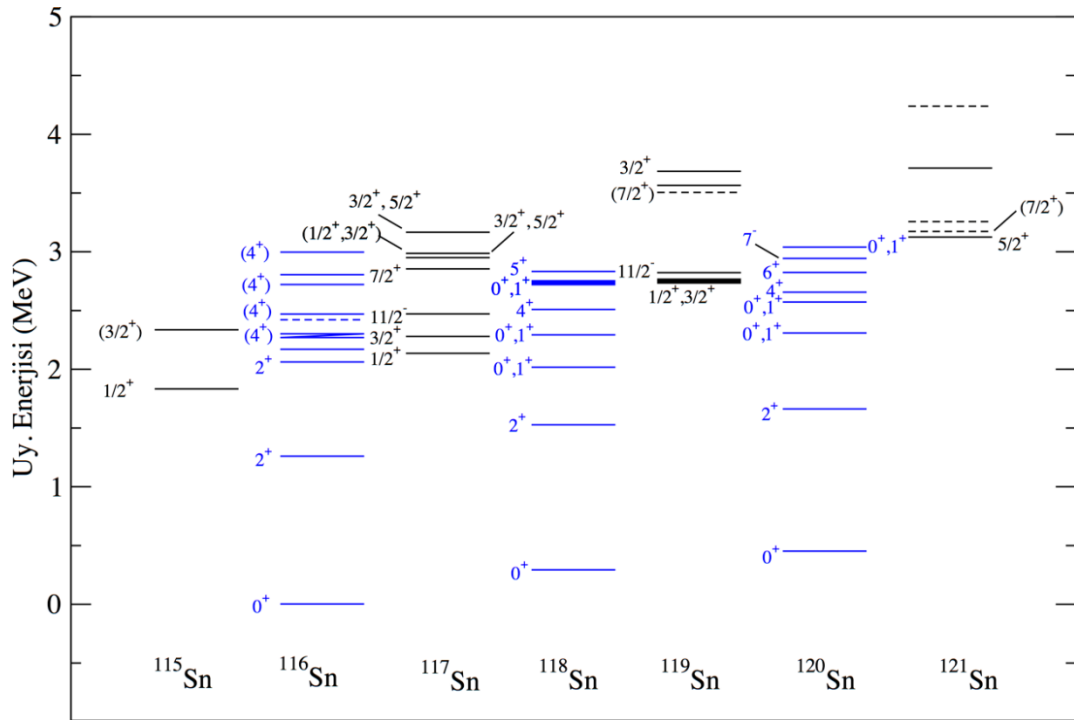
Nükleonlarda bulunan kuarkların bağlanmasından güçlü etkileşimler sorumlu olmasına rağmen, nükleonların bağlanması etkin kuvvetler ile açıklanabilir. Nükleonların çekirdek içerisindeki hareketlerini doğru bir şekilde tanımlayabilmek

için çekirdeği, nükleonların nükleer kuvvet ile etkileşime giren bir fermiyonik çok cisimli kuantum sistem olarak tanımlamak gerekir. Genel olarak, Schrödinger denklemi çözümlenmelidir, burada Hamiltoniyen bir kinetik terim ve iki cisimli, üç cisimli ve daha yüksek dereceli etkileşim terimlerini içermelidir.

2.1.4. Süperakışkan model

Önceki bölümlerde ele alınan kabuk modeli ve geliştirilmiş model, çekirdeklerin birçok özelliğini açıklamayı ve çekirdeklerin yükleri ve kütle sayıları değişikçe genel eğilimlerini ortaya koymayı mümkün hale getirmiştir. Bununla birlikte, kabuk modeli veya geliştirilmiş model çerçevesinde açıklanamayan belirli özellikler vardır. Bu durum, çekirdeklerin taban ve uyarılmış durumlarının özelliklerinin tanımlanmasında farklı bir yaklaşıma ihtiyaç olduğunu göstermektedir. Bu özellikler ve eğilimler arasındaki en önemlilerden bazıları:

- Çift ve tek kütleli çekirdeklerin kütleleri arasındaki fark,
- Çift-çift çekirdeklerin uyarılmış seviyelerinin spektrumlarında bir enerji boşluğunun varlığı, tek ve tek-tek çekirdeklerin spektrumlarında böyle bir boşluğun olmaması (Şekil 2.5.),
- Tek parçacık seviyelerinin yoğunluğu,
- Çekirdeklerin denge deformasyonları ve kütle sayısına bağlılığı,
- Kollektif hareketler durumunda çekirdeklerin eylemsizlik parametrelerinin değerleridir (Sitenko ve Tartakovski, 1997; Ring ve Shuck, 2004).



Şekil 2.5. ^{50}Sn izotoplarının uyarılma spektrumu. Çift-çift izotoplarda ($A=116, 118, 120$) seviyeler arasında boşluk bulunurken, tek kütleli izotoplarda ($A=115, 117, 119, 121$) bu boşluk bulunmamaktadır (Ring ve Shuck, 2004)

Yukarıda bahsedilen var olan modellerin açıklayamadığı durumlar süperakışkan modelin gelişimine neden olmuştur. Rezidüel kısa menzilli kuvvetlerin doğası iki nükleon arasında, açısal momentumun sıfıra eşit olduğu, çok güçlü bir etkileşime (çiftlenim etkisi) neden olur. Çekirdeklerin süperakışkanlık özelliği, nükleon-nükleon çifti korelasyonlarından kaynaklanır ve bu korelasyonlar nükleonlar arasındaki rezidual etkileşimin bir tezahürüdür. Bu nedenle, bu korelasyona genellikle süper iletken çifti korelasyonları denir. Çekirdeklerin özelliklerinin açıklanmasında özellikle önemli bir rol oynayan kısa menzilli çiftlenim etkileşiminin rezidüel etkileşimden ayrılması mümkündür. Bazı deneysel veriler (örneğin, hafif çekirdekte son nötronun bağlanma enerjisi, taban durumlarındaki çift-çift çekirdeklerin sıfır spinleri vs.), bu çekirdek nükleonlarının, toplam açısal momentumun bileşenleri haricinde aynı enerji ve aynı kuantum sayılarına sahip seviyelerde olduğu zaman, iki nükleon arasında güçlü bir korelasyon bulunduğuna işaret etmektedir. Modelde, rezidüel etkileşim daha rafine yöntemlerle tamamen farklı olarak hesaba katılmaktadır. Nükleonlar arasındaki rezidüel etkileşimi, yani nükleonlar arasındaki korelasyonu dikkate almak kabuk model çerçevesinde çok zahmetli bir iş olduğu için genellikle, kabuk modelinde korelasyon hesabı yapılmaz,

yani çekirdeğin kendine has bir alanda (öz uyumlu-self consistent) bağımsız olarak hareket ettiği varsayılır. Süper akışkan modeldeki kuazi parçacıklara geçiş, kuazi parçacıklar arasındaki etkileşim ihmal edildiyse bile korelasyon etkilerinin önemli bir bölümünü hesaba katmamızı sağlamaktadır.

Çekirdeğin süper-akışkan modeli, bağımsız-parçacık modelinin öz uyumlu ortalama alanına dayanır, bununla birlikte, süperiletkenliğin çift korelasyonlarına neden olan, nükleon-nükleon etkileşimlerinin kısa menzilli kısmı hesaba katılır. Süperakışkan model, çekirdek yapısının mikroskobik bir tanımını verir. Süperakışkan model hesaplamalarında, aynı zamanda öz uyumlu ortalama alan gibi uzun menzilli etkileşimle ilişkili olan çok kutuplu kuvvetler de göz önünde bulundurulur. Çekirdeğin yapısını incelemek için kullanılan yaygın ve etkili yöntemlerden biri olan yaklaşımda bu uzun menzilli kalıcı etkileşim hesaba katılmaktadır. Böylece, süperiletkenliğin çift korelasyonlarına izin verilmesi çekirdeklerin bazı önemli özelliklerini açıklamayı mümkün kılmış ve çekirdeğin süperakışkan modelinin geliştirilmesine yol açmıştır (Sitenko ve Tartakovski, 1997).

Süperakışkan modelde, çekirdeğin içindeki bağımsız nükleonların, bağımsız-parçacık modelinde olduğu gibi aynı tek parçacık halleri ile karakterize edildiği varsayılmaktadır. Nükleonların çiftlenmesi bu nedenle, bağımsız-parçacık modelinin kuantum sayıları vasıtasıyla tarif edilebilir. Örneğin, bir nükleon, n , l , j ve m kuantum sayıları kümesi tarafından tanımlanırsa, çiftlenmiş nükleon, kuantum sayıları n , l , j ve $-m$ kümesiyle tanımlanmalıdır. Nükleon çiftini ayırmak için belirli bir enerjiye ihtiyaç duyulur ve bu durum tüm nükleonların çiftlendiği çift-çift çekirdeklerde taban durumu ile ilk uyarılmış durum arasında bir enerji boşluğunun ortaya çıkmasına yol açar (ve çekirdeğin toplam açısal momentumu böylece sıfıra eşittir). Benzeri bir enerji boşluğu, diğer fermiyon sistemlerinin enerji spektrumlarında, örneğin metallerdeki elektronlarda da görülür. Spektrumdaki boşluğun varlığı nedeniyle, sistem harici pertürbasyonlara karşı belirli bir istikrar geliştirerek süper iletkenlik fenomenine neden olur. Bu fenomen, eş bozonlardan oluşan süper akışkan sistemlerin özelliğiyle ilgilidir çünkü, belirli koşullar altında metallerdeki elektronlar gibi çekirdekteki nükleonlar da çiftler halinde bir araya

gelirler ve bu çiftlerin toplamı, her çift tamsayılı spine sahipmiş gibi, bir Bose gazı örneği olarak kabul edilebilir. Düşük sıcaklıklarda bu Bose gazı, süperakışkanlığa sahip olabilir. Metallerde elektronların süper iletkenlik fenomeni teorisi çift kavramını kullanarak bu şekilde yapılandırılmıştır (Bardeen ve ark., 1957; Bogolyubov, 1958; Bogolyubov ve ark., 1958). Çekirdek durumunda benzer özellik genellikle süperiletkenlik yerine süper akışkanlık olarak adlandırılır. Deforme çekirdeklerin enerji spektrumunda enerji aralığının (gap) olması ile süperiletken metallerin enerji spektrumlarında da enerji aralığının olması benzerliği, çekirdekler için süperakışkan modelin Bogolyubov tarafından kuantum mekaniksel olarak geliştirilmesi ile sonuçlanmıştır. Bogolyubov parçacık uzayını kuazi parçacık uzayını genişleterek bağımsız parçacıklar modelini bağımsız kuazi parçacık modeline dönüştüren Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) yaklaşımını geliştirmiştir. Barden, Cooper, Schieffer (BCS teorisi) tarafından, Bogolyubov'un çalışmaları süperiletkenlik olayını açıklamak için kullanılmıştır. Süperiletkenlik özelliğinin çekirdeğe uygulanmasıyla ortaya çıkan bu model süperakışkan model olarak isimlendirilmiştir.

Süperakışkan çalışmalarının temelinde yatan metod ikinci kuantalama formalizmidir. Bu formalizmde fermion sistemine ait herhangi bir dalga fonksiyonu otomatik olarak anti-simetriktir. Olağan gösterimde, fonksiyon hesaplamalara uygun olmayan bir formda yazılırken, yeni gösterim çok basit bir form olup bu gösterim hesaplamalar için elverişlidir. Üretme ve yok etme operatörleri (Hamiltoniyen ve dalga fonksiyonlarında görünür), sırasıyla belirli bir seviyedeki nükleonları biraraya getirerek sayısını artırır ya da azaltır. Bu üretme ve yok etme operatörlerinin doğrusal bir kanonik dönüşümü vasıtasıyla, yeni operatörler meydana gelebilirken, genel durumda, bireysel nükleonların değil, belirli kuazi-parçacık türlerinin üretilmesi ve yok edilmesinden sorumludur ve bu kuazi-parçacıklar, nükleon ve boşluk seviyelerinin üstüste bindirilmesidir. $a_{s\sigma}^+$ ve $a_{s\sigma}$ operatörleri, s durumunda parçacık üretme ve yok etme operatörleri olmak üzere, aşağıdaki anti-komütasyon bağıntılarına uyarlar.

$$\begin{aligned}
a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma}^+ &= \delta_{ss'} \delta_{\sigma\sigma'} \\
a_{s\sigma} a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma} &= 0 \\
a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'}^+ + a_{s'\sigma'}^+ a_{s\sigma}^+ &= 0
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Süperakışkan modelde parçacık üretme ve yok etme operatörleri kuaziparçacık tasvirinde aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\begin{aligned}
a_{s\sigma} &= u_s \alpha_{s,-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+ \\
a_{s\sigma}^+ &= u_s \alpha_{s,-\sigma}^+ + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}
\end{aligned} \tag{2.12}$$

Burada $\alpha_{s\sigma}^+$ ve $\alpha_{s\sigma}$ operatörleri kuaziparçacık üretme (yok etme) operatörleridir. (2.13) ifadesindeki şart sağlandığında, tüm reel u_s ve v_s reel fonksiyonları için (2.12) ifadesindeki operatörler fermiyonları temsil eden operatörler olarak kullanılmaktadır.

$$\eta_s = u_s^2 + v_s^2 - 1 = 0 \tag{2.13}$$

Üretme ve yok etme operatörleri açısından ifade edilen Hamilton operatörü, kanonik dönüşümün katsayılarına da bağlı olacaktır. Bu katsayılar, varyasyon prensibi kullanılarak taban durumunda sistemin enerjisini en aza indirgeyerek bulunabilir. Burada, çekirdeğin Hamiltonyeninin özfonksiyonlarını ve özdeğerlerini bulma problemi, Hamiltoniyenin sayısal köşegenleştirmesine ve nükleonların iki parçacık etkileşimlerinden rezidüel etkileşimi ayırma problemine indirgenmektedir. Süper akışkan modelde rezidüel etkileşimlerin ele alınmasında yeni yöntemler kullanılır, bunun sayesinde çok parçacıklı sistemin özelliklerini incelemek daha kolaydır. Süperakışkan nükleer modelin temel eşitlikleri pekçok yolla türetilebilir. Burada varyasyon prensibine dayalı bir yol izlenecektir. Çiftlenme korelasyonlarını ele alan metot çok geneldir ve bu korelasyonlar ortalama alanın simetri özelliklerine veya açık bir biçimine bağlı değildir. Dolayısıyla ilk önce temel denklemler genel biçimde türetilir ve daha sonra küresel veya deforme çekirdeklere uygun gelen özel bir formu elde edilebilmesi için bu denklemler düzenlenir. Süperakışkan model çerçevesinde Hamiltoniyen şu şekilde yazılmaktadır;

$$H_0 = H_{ortalama} + H_{\text{çiftlenim}} \quad (2.14)$$

Bu ifadedeki terimler sırasıyla, parçacıkların ortalama bir potansiyel alan içerisindeki bağımsız hareketlerini ve parçacıkların çiftlenim etkileşmelerini ifade etmektedir. Çiftlenim etkileşmelerini ifade eden terim aşağıdaki gibi gösterilebilir.

$$H_{\text{çiftlenim}} = -\sum_{qq'} G(q+, q-; q', q'+) a_{q+}^+ a_{q-}^+ a_{q'} a_{q'+} \quad (2.15)$$

Çiftlenme korelasyonlarına sebep olan kuvvetler, kısa menzilli kuvvetlerdir. Bu kuvvetler, çiftlenme kuvvetlerinin momentum gösteriminde sabit olurken, farklı tek parçacık durumları için matris elemanlarında yaklaşık olarak aynıdır. Bu yüzden, $G(q+, q-; q', q'+)$ matris elemanını q ve q' 'den bağımsız olarak görülebilir. Bu durumda matris elemanı şu şekilde ifade edilir:

$$G(q+, q-; q', q'+) = G \quad (2.16)$$

Orta ve ağır çekirdeklerdeki süperakışkan çiftlenim korelasyonlarına yol açan, rezidüel nükleon-nükleon etkileşiminin kısa menzilli kısmı aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$H_{\text{çiftlenim}} = -G_N \sum_{ss'} a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'} a_{s'+} - G_Z \sum_{tt'} a_{t+}^+ a_{t-}^+ a_{t'} a_{t'+} \quad (2.17)$$

Burada G_N nötron, G_Z ise proton için çiftlenim etkileşmesi sabitlerini ifade etmektedir. Nötron ve protonlar için, ayrı ayrı çözüm elde edilebileceği için süperakışkan modelde nötron ve proton sistemlerinin Hamiltoniyenleri ayrı ayrı ele alınabilir.

$$H_0 = H_0(n) + H_0(p) \quad (2.18)$$

İkinci kuantumlanma notasyonu ve (2.17) ifadesi göz önüne alınarak Hamiltoniyenler şu şekilde yazılabilir.

$$\begin{aligned} H_0(n) &= \sum_{s\sigma} \{E_0(s) - \lambda_n\} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_N \sum_{ss'} a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} \\ H_0(p) &= \sum_{t\sigma} \{E_0(t) - \lambda_p\} a_{t\sigma}^+ a_{t\sigma} - G_Z \sum_{tt'} a_{t+}^+ a_{t-}^+ a_{t'-} a_{t'+} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Burada $E_0(s)$ ve $E_0(t)$ nükleonların ortalama alan potansiyelindeki tek parçacık enerjileridir. Lagrange çarpanı olan λ_n ve λ_z kimyasal potansiyel olarak ifade edilmektedir. Çiftlenim korelasyonlarının tanımında kullanılan matematiksel yaklaşımlar parçacık sayısının korunmamasına neden olmaktadır. Bu durumun ortadan kaldırılması için, ele alınan seviyelerin ortalamalarının alındığını gösteren (2.20) eşitliklerinin geçerli olduğu, yani ortalama parçacık sayısının korunduğunu ele alalım.

$$N = \sum_{s\sigma} \langle |a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma}| \rangle \quad Z = \sum_{t\sigma} \langle |a_{t\sigma}^+ a_{t\sigma}| \rangle \quad (2.20)$$

Bunun için (2.19) ifadesine eklenen lagrange çarpanları ile ($-\lambda_n N$ ve $-\lambda_z Z$) tek parçacık enerjilerinin sıfırdan değil kimyasal potansiyel olarak adlandırılan, fermi enerji düzeyine yakın olan, enerji değerlerinden (λ_n ve λ_z) başladığı kabul edilmektedir. Tek kuazi-parçacık hamiltoniyenin elde edilmesi için (2.19) hamiltoniyenin kuazi-parçacık tasvirinde ifade edilip beklenen değeri alınmalıdır. Bu gösterimde, çift sayıda nötron ve protona sahip bir sistemin taban durumu kuazi parçacık vakumu olarak tanımlanır. Bu duruma karşı gelen dalga fonksiyonu ψ_0 , tüm $s\sigma$ ve $t\sigma$ durumları için geçerli olan şu eşitliklerle belirlenebilir:

$$\begin{aligned} \alpha_{s\sigma} \psi_0 &= 0 \\ \alpha_{t\sigma} \psi_0 &= 0 \\ \psi_0^* \alpha_{s\sigma}^+ &= 0 \\ \psi_0^* \alpha_{t\sigma}^+ &= 0 \end{aligned} \quad (2.21)$$

(2.11)-(2.13) ifadeleri göz önüne alınırsa (2.19) hamiltoniyenin beklenen değeri şu şekilde ifade edilir;

$$\langle \psi_0 | H_o(n) | \psi_0 \rangle = 2 \sum_s \{ E(s) - \lambda_n \} v_s^2 - G_N \left(\sum_s u_s v_s \right)^2 \quad (2.22)$$

$$\langle \psi_0 | H_o(p) | \psi_0 \rangle = 2 \sum_t \{ E(t) - \lambda_p \} v_t^2 - G_Z \left(\sum_s u_t v_t \right)^2 \quad (2.23)$$

Burada varyasyon prensibi uygulanırsa,

$$\delta \left\{ \langle \psi_0 | H_o(n) | \psi_0 \rangle + \sum_s \mu_s \eta_s \right\} = 0 \quad (2.24)$$

$$\delta \left\{ \langle \psi_0 | H_o(p) | \psi_0 \rangle + \sum_t \mu_t \eta_t \right\} = 0 \quad (2.25)$$

Bu ifadelerin çözümünden, süperakışkan model için aşağıdaki temel eşitlikler elde edilir.

$$\begin{aligned} v_s^2 &= \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} & u_s^2 &= \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \\ v_t^2 &= \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(t) - \lambda_p}{\varepsilon(t)} \right\} & u_t^2 &= \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(t) - \lambda_p}{\varepsilon(t)} \right\} \end{aligned} \quad (2.26)$$

$$\varepsilon_s = \sqrt{(E_s - \lambda_n)^2 + \Delta_n^2} \quad \varepsilon_t = \sqrt{(E_t - \lambda_p)^2 + \Delta_p^2}$$

Burada ε nükleonların tek kuaziparçacık enerjisidir. Δ , nükleonlar arası çiftlenim gücünün ölçüsü olan gap parametresidir (Literatürde C_n olarak da gösterilmektedir).

Nötron ve proton sistemlerinin gap parametreleri için (2.27) eşitliği elde edilir.

$$\Delta_n = G_N \sum u_s v_s \quad \Delta_p = G_Z \sum u_t v_t \quad (2.27)$$

Ayrıca,

$$N = 2 \sum_s v_s^2 \quad Z = 2 \sum_t v_t^2 \quad (2.28)$$

bulunur. Burada $2v_s^2$ ve $2v_t^2$ nötron ve proton seviyelerinin parçacık yoğunluğunu ifade ederken, $2u_s^2 = 2(1-v_s^2)$ ifadesinden $2u_s^2$ ve $2u_t^2$ nötron ve proton seviyelerinin boşluk yoğunluklarını göstermektedir (Soloviev, 1976).

2.1.5. Kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı

Nükleer uyarılmaları incelemek için rastgele faz yaklaşımı (RPA) iyi kurulmuş ve hızlı hesaplama yapılabilen bir yöntemdir. Bu yöntemdeki esas fikir, çekirdeğin uyarılmış seviyelerini basit bir bağımsız parçacık modeli dalga fonksiyonu temelinde genişleterek, elde etmeye çalışmaktır. Temel, bir parçacığın bir boşluk bırakarak izin verilen boş bir yörüngeye hareketi olarak adlandırılan parçacık-boşluk durumlarından oluşmaktadır. Bununla birlikte, Fermi seviyesi etrafındaki parçacıklar arasında hareket eden bir artık (rezidüel) etkileşim ortaya çıkmaktadır. Bu etkileşim parçacık-boşluk temelinde diyagonalize edilebilir ve daha sonra uyarılmış durumların doğru bir şekilde tanımlanması sağlanabilmektedir. Bu stratejiye Tamm-Dancoff yaklaşımı (TDA) veya basit parçacık-boşluk teorisi denmektedir (Rowe, 1970). TDA ilk olarak Tamm tarafından kuantum alan teorisinde formüle edilmiş, ardından Dancoff tarafından geliştirilmiştir. TDA süperakışkan çiftlenim korelasyonlarını içermemektedir. Uyarılmış seviyelerdeki kuazi-parçacık etkileşimlerinin dikkate alındığı yaklaşımda taban durumu etkileşimleri etki etmemektedir. Bu nedenle, çift-çift çekirdeğin taban durumu kuazi-parçacık boşluğudur (vacuum). TDA'nın ana eksikliği, taban ve uyarılmış durumların asimetric davranışdır (Soloviev, 1976). TDA'nın önemli bir eksikliği toplam kurallarını karşılamamasıdır bu durum da düşük enerjili kolektif uyarılmaların hafife alınmasına neden olmaktadır (Rowe, 1970). Bunun için artık etkileşimin taban

seviyesinin kendisinin üzerindeki etkisi hesaba katılmalıdır bu parçacık-boşluk hallerinin üst üste gelmesidir. Bu prosedüre rastgele faz yaklaşımı (Random Phase Approximation-RPA) denmektedir. TDA'daki eksiklik kuazi-parçacık etkileşimlerini içeren tüm seviyelerde RPA ile düzeltilmiştir. Başlangıçta Bohm ve Pines (1953) tarafından elektron gazlarında plazma titreşimlerini tanımlamak için kullanılmıştır. RPA terimi, keyfi fazlara sahip olacağı ve böylece ortalama olarak birbirlerini sönmlediği varsayımıyla kolektif alandan farklı frekanslı modların ihmal edilmesine işaret etmektedir. Nükleer uygulamalarda birbirini sönmlediği varsayılan fazlar fermiyon değiş tokuş korelasyonlarıdır ve ilgili operatörlerin bozon olarak ele alınmasına olanak sağlamaktadır.

Standart RPA denklemleri, taban durumu çekirdeğinin kapalı bir kabuk yapısına sahip olduğunu varsayar. Fermi seviyesinin altındaki tüm tek parçacık yörüngeleri tamamen işgal edilmiştir. Bu oldukça kısıtlayıcı bir durumdur ve sadece sınırlı sayıdaki çekirdeklerin ele alınmasına izin vermektedir. Açık kabuklu çekirdeği incelemek için, bunun yerine kuazi-parçacık RPA (Quasiparticle Random Phase Approximation-QRPA) yöntemi kullanılabilir. Bu metotta hem ortalama alan katkılarını hem de eşleşmeyi içeren bir bağımsız parçacık yaklaşımından yola çıkılır (Rowe, 1970; Ring ve Shuck, 2000). Eşleşmenin, açık kabuk çekirdeği için özellikle önemli olduğu bilinmektedir. Bununla birlikte, bu, aynı zamanda, kuazi-parçacıklar(parçacık ve boşluk süperpozisyonları) arasındaki etkin kuvvetleri içeren bir artık etkileşimi de gerektirmektedir. Hartree-Fock Bogoluybov çözümlerinin üzerine inşa edilen Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (Quasiparticle Random Phase Approximation-QRPA) tutarlı bir yaklaşımdır. QRPA, herhangi bir elektromanyetik (dipol, kuadropol, oktopol, vb.) uyarımdan kaynaklanan düşük kollektif titreşim durumlarından dev rezonanslara kadar pek çok sayıdaki nükleer fenomeni tanımlamayı sağlamaktadır. Ortalama alan yaklaşımına dayanarak, son gelişmeler sayesinde tek çekirdekli dahil olmak üzere neredeyse tüm nüklitlere uygulanabilmektedir (Versteegen ve ark., 2016)

QRPA, nükleer titreşimlerin mikroskobik açıdan incelenmesinin temelini oluşturan ikinci kuantumlama (second quantization) metodunun etkili formülasyonlarından

biridir. İkinci kuantumlama yönteminin, özuyumlu alan metodu ile karşılaştırıldığında belirli avantajları vardır. Komütasyon ilişkileri ile ilgili normalleşme koşulu, titreşim durumlarının dalga fonksiyonlarını daha açık bir şekilde ifade etmesi bunlardan bazılarıdır (Soloviev, 1976).

Süperakışkan çekirdekler için RPA'nın QRPA'ya geliştirilmesiyle Hamiltoniyen Hartree-Bogolybov ikinci kuantumlanma tasvirinde

$$H = H_{sqp} + H_v \quad (2.29)$$

şeklinde yazılır (Rowe, 2010). Burada H_{sqp} kuaziparçacık hareketin, H_v incelenen kolektif modun Hamiltoniyenini ifade etmektedir. Bu terimler,

$$H_{sqp} = \sum_q \varepsilon_q(\tau) \alpha_q^+(\tau) \alpha_q(\tau) \quad (2.30)$$

$$H_v = -\frac{1}{4} \sum_{qq'} G(q^+, q^-; q'^-, q'^+) a_{q^+}^+ a_{q^-}^+ a_{q'^-} a_{q'^+} \quad (2.31)$$

şeklinindedir. (2.30) ifadesindeki $\varepsilon_s(\tau)$ nükleonların tek-kuaziparçacık enerjisidir.

$$H\psi_i = E\psi_i \quad (2.32)$$

(2.32) genel Schrödinger denkleminde, kuazi-parçacık çiftlerinin süperpozisyonu olarak görülen uyarılma durumlarının QRPA'da ifade edildiği tek fononlu dalga fonksiyonu

$$|\psi_i\rangle = Q_i^+ |\psi_0\rangle = \sum_{\mu, \tau} [\psi_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}^+(\tau) - \phi_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (2.33)$$

ile verilmektedir (Soloviev, 1976). Burada Q_i^+ fonon üretme operatörü, $|\psi_0\rangle$ ise çekirdeğin taban durumuna karşı gelen fonon vakumudur yani $Q_i\psi_0 = 0$ 'dır. $\psi_{qq'}^i$,

ve $\varphi_{qq'}^i$, birimleme koşulunu sağlayan katsayılardır ve $A_{qq'}^+ = \{\alpha_{\tilde{q}}^+ \alpha_{q'}^+\}_{I^{\pi_K}}$ ve $A_{qq'} = \{\alpha_q \alpha_{\tilde{q}}\}_{I^{\pi_K}}$ ile verilen operatörlerdir. (2.32) ve (2.33)'den,

$$HQ_i^+ |\psi_0\rangle = EQ_i^+ |\psi_0\rangle \quad (2.34)$$

elde edilir.

$$HQ_i^+ = [H, Q_i^+] + Q_i^+ H \quad (2.35)$$

olduğundan, (2.35) denklemini (2.34)'de yerine yazılırsa,

$$[H, Q_i^+] |\psi_0\rangle + Q_i^+ H |\psi_0\rangle = EQ_i^+ |\psi_0\rangle \quad (2.36)$$

elde edilir. $Q_i^+ H |\psi_0\rangle = Q_i^+ E_0 |\psi_0\rangle$ olduğundan (2.36) ifadesi,

$$[H, Q_i^+] |\psi_0\rangle = (E_i - E_0) Q_i^+ |\psi_0\rangle = \omega_i Q_i^+ |\psi_0\rangle \quad (2.37)$$

dir. Burada ω_i uyarılma enerjisidir. Böylelikle (2.32) denklemini çift-çift çekirdekler için aşağıdaki operatör denklemine (hareket denklemi) dönüşmüş olur.

$$[H, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (2.38)$$

Yukarıdaki ifadelerde yer alan Q_i^+ (Q_i) fonon üretme (yok etme) operatörleri,

$$\begin{aligned} Q_i &= \frac{1}{2} \sum_i (X_{qq'}^i A_{qq'} - Y_{qq'}^i A_{qq'}^+) \\ Q_i^+ &= \frac{1}{2} \sum_i (X_{qq'}^i A_{qq'}^+ - Y_{qq'}^i A_{qq'}) \end{aligned} \quad (2.39)$$

şeklinde tanımlanmaktadır (Soloviev, 1976). Burada $A_{qq'}^+(A_{qq'})$ elektrik uyarılmalar ve geçişler için kuaziparçacık çifti üretme (yok etme) operatörü olup q ve q' tek parçacık enerji seviyelerine karşılık gelmektedir. (q, q') çiftleri belirli seçim kuralları ile ilişkili iki kuaziparçacık durumunu, $i=1,2,3,\dots$ ise uyarılmış hallerin dizisini belirlemektedir. İki kuaziparçacık genlikleri olan $X_{qq'}^i$ ve $Y_{qq'}^i$ katsayıları kare matristirler ve fonon operatörlerinin Bozon tipi komütasyon koşullarından çıkan, birimleme koşulunu sağlamaktadırlar.

$$\sum_{qq'} [X_{qq'}^i{}^2 - Y_{qq'}^i{}^2] = 1 \quad (2.40)$$

dir. $A_{qq'}^+(A_{qq'})$ kuaziparçacık çiftlenim operatörlerinin komütasyon koşulları aşağıdaki gibidir.

$$[A_{qq'}, A_{q_2q_2}^+] = \delta_{qq_2} \delta_{q'q_2} + \delta_{qq_2} \delta_{q'q_2} - \frac{1}{2} (\delta_{qq_2} B_{q_2q'} + \delta_{q'q_2} B_{q_2q} + \delta_{qq_2} B_{q_2q'} + \delta_{q'q_2} B_{q_2q}) \quad (2.41)$$

$$[A_{qq'}, A_{q_2q_2}] = [A_{qq'}^+, A_{q_2q_2}^+] = 0$$

(2.41) eşitliklerindeki $B_{qq'}$ operatörleri kuaziparçacık sayısına karşılık gelmektedir ve aşağıdaki gibi gösterilmektedir:

$$B_{qq'} = \sum_q \alpha_q^+ \alpha_{q'} \quad (2.42)$$

Çift-çift çekirdeklerin uyarılmış halleri taban durumundaki etkileşmelerden etkilendiği için, QRPA yaklaşımında çekirdeğin taban durumundaki kuaziparçacık sayısı sıfırdan farklıdır. Ancak taban haldeki kuaziparçacık sayısı çekirdeğin nükleon sayısından oldukça küçük olmasından dolayı (2.42) ifadesinin yaklaşık değeri

$$\langle \alpha_{q\rho}^+ \alpha_{q'\rho'} \rangle \approx 0 \quad (2.43)$$

olmaktadır. Bu yaklaşımla (2.41) ifadesinde eşitliğin sağındaki ikinci terim ihmal edilebilir. Böylelikle $A_{q_2q'_2}^+$ ve $A_{qq'}$ operatörleri bozon komütasyon bağıntıları ile tanımlanmış olmaktadır (Eşitlik 2.44). Bu yüzden bu yönteme kuazibozon yaklaşımı da denmektedir.

$$[A_{qq'}, A_{q_2q'_2}^+] = \delta_{qq_2} \delta_{q'_q'_2} + \delta_{qq_2} \delta_{q'_q_2} \quad (2.44)$$

Fonon operatörlerinin bozon komütasyon bağıntılarını gerçekleştirilmesi ile çekirdeğin taban ve uyarılmış durumlarının dalga fonksiyonlarının diklik ve birimleme koşulları sağlanmaktadır.

$$[Q_i, Q_{i'}] = [Q_i^+, Q_{i'}^+] = 0 \quad (2.45)$$

$$[Q_i, Q_{i'}^+] = \delta_{ii'} \quad (2.46)$$

(2.45) ve (2.46) komütasyon bağıntılarının sağlanmasında

$$\begin{aligned} \sum_{q,q'} (X_{qq}^i X_{qq'}^{i'} - Y_{qq}^i Y_{qq'}^{i'}) &= 2\delta_{ii'} \\ \sum_{q,q'} (X_{qq}^i Y_{qq'}^{i'} - X_{qq'}^{i'} Y_{qq}^i) &= 0 \\ \sum_i (X_{qq}^i X_{q_2q_2}^{i'} - Y_{qq}^i Y_{q_2q_2}^{i'}) &= \delta_{qq_2} \delta_{q'_q'_2} + \delta_{qq_2} \delta_{q'_q_2} \end{aligned} \quad (2.47)$$

ifadeleri kullanılır. (2.46) ifadesi bu eşitliklerden hareketle,

$$\begin{aligned} [Q_i, Q_{i'}^+] &= \frac{1}{2} \left[(X_{qq}^i A_{qq'} - Y_{qq}^i A_{qq'}^+), (X_{qq'}^{i'} A_{qq'}^+ - Y_{qq'}^{i'} A_{qq'}) \right] \\ [Q_i, Q_{i'}^+] &= \frac{1}{2} \left\{ X_{qq'}^{i'}{}^2 A_{qq'}^+ A_{qq'} - X_{qq}^i Y_{qq'}^{i'} A_{qq'} A_{qq'} - X_{qq'}^i Y_{qq}^i A_{qq'}^+ A_{qq'}^+ + Y_{qq'}^{i'}{}^2 A_{qq'}^+ A_{qq'} - \right. \\ &\quad \left. \left[X_{qq'}^{i'}{}^2 A_{qq'}^+ A_{qq'} - X_{qq}^i Y_{qq'}^{i'} A_{qq'}^+ A_{qq'} - X_{qq'}^i Y_{qq}^i A_{qq'} A_{qq'} + Y_{qq'}^{i'}{}^2 A_{qq'}^+ A_{qq'} \right] \right\} \\ [Q_i, Q_{i'}^+] &= \frac{1}{2} \left\{ (X_{qq'}^{i'}{}^2 - Y_{qq'}^{i'}{}^2) A_{qq'} A_{qq'}^+ - (X_{qq'}^i{}^2 - Y_{qq'}^i{}^2) A_{qq'}^+ A_{qq'} + \right. \\ &\quad \left. (X_{qq}^i Y_{qq'}^{i'} - X_{qq'}^{i'} Y_{qq}^i) A_{qq'}^+ A_{qq'} + (X_{qq'}^i Y_{qq}^i - X_{qq}^i Y_{qq'}^{i'}) A_{qq'} A_{qq'}^+ \right\} \\ [Q_i, Q_{i'}^+] &= (A_{qq'} A_{qq'}^+ - A_{qq'}^+ A_{qq'}) \quad (2.48) \end{aligned}$$

(2.44) ifadesinin yardımıyla, $[Q_i, Q_i^+] = \delta_{ii}$, elde edilmiş olur. (2.47) bağıntılarının yardımıyla A_{qq}^+ ve A_{qq} , operatörlerinin fonon operatörleri cinsinden karşılıkları

$$A_{qq} = \sum_i (X_{qq}^i Q_i + Y_{qq}^i Q_i^+) \quad (2.49)$$

$$A_{qq}^+ = \sum_i (X_{qq}^i Q_i^+ + Y_{qq}^i Q_i) \quad (2.50)$$

şeklindedir. QRPA genellikle matris formunda formüle edilmektedir. Elde edilen büyüklükler,

$$\begin{pmatrix} F & E \\ E & F \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^i \\ Y^i \end{pmatrix} = \omega_i \begin{pmatrix} X^i \\ -Y^i \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

eşitliğini sağlamaktadırlar. Bu eşitlikteki F ve E ifadeleri aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$\begin{aligned} F &= \langle \psi_0 | [A, [H, A^+]] | \psi_0 \rangle \\ E &= -\langle \psi_0 | [A, [H, A]] | \psi_0 \rangle \end{aligned} \quad (2.52)$$

X_{qq}^i ve Y_{qq}^i , kuaziparçacık genliklerinin ve ω_i enerjilerinin belirlenmesi için elde edilen matris denklemleri çözülmelidir.

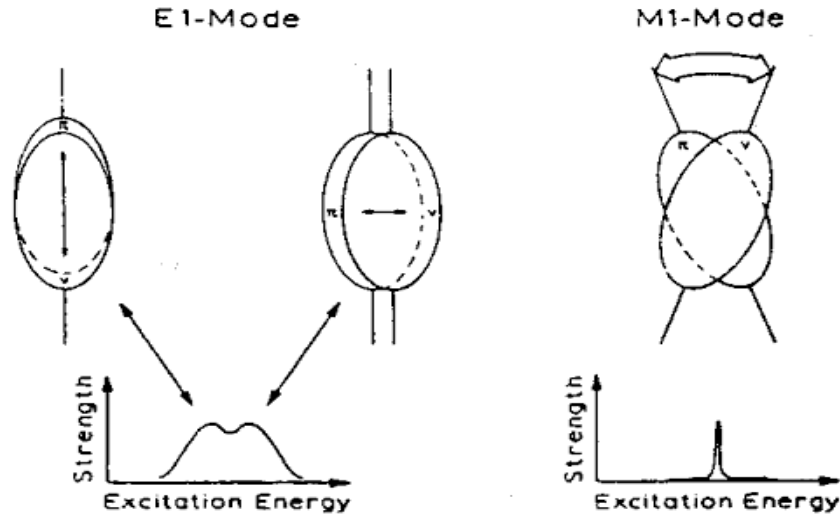
2.2. Nükleer Uyarılmalar

Çekirdeğin incelendiği en eski yollardan biri kuantum sıvı damlası yaklaşımıdır. Burada, bir sıvıyı oluşturan parçacıkların görmezden gelindiği gibi, çekirdeği oluşturan protonlar ve nötronlardan ziyade bunların oluşturduğu sistem göz önünde bulundurulur. Bu şekilde çekirdek akışkan olarak resmedildikten sonra çekirdeğin şekli hakkında varsayımlarda bulunurken, deneysel verilerden kapalı kabuk çekirdeklerin denge şeklinin küresel olduğu, nötron ve proton sayısı sihirli sayılardan

uzaklaştıkça şeklin küresellikten kayda değer ölçüde uzaklaştığı, taban durumunun eksenel deforme (prolate ya da oblate) olduğu bilinmektedir. Nükleer yapının sıkıştırılmayacak akışkan özelliğinden dolayı çekirdek üzerindeki dinamik uyarımlar, çekirdeğin şeklinin dalgalanmaması ile sonuçlanacaktır. Kollektif titreşimler ele alındığında, çekirdeğin şekli yüzey parametrelerinin irdelenmesiyle incelenebilir. Yüzeyin açısız momentumuna göre tarif edilecek olursa,

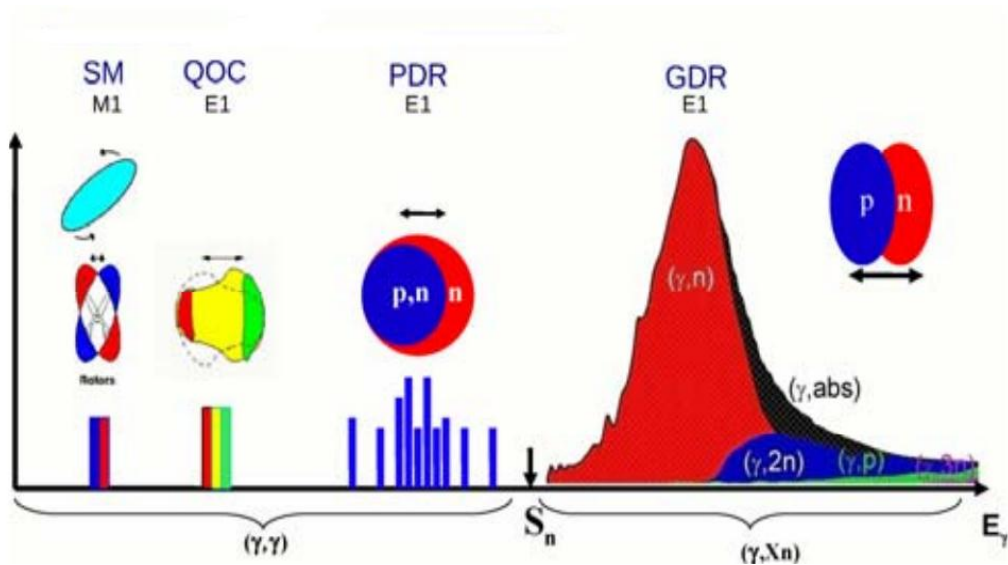
- Monopol (L=0): nükleer akışkanının boyutunun salındığı, yani çekirdeğin sıkıştırılmazlığını gösteren yüksek enerjili moddur.
- Dipol (L=1): nükleer akışkanın merkezinin genel bir ötelenmesine karşılık gelmektedir. nötron ve proton akışkanlarının birbirlerine karşı titreştiği kollektif izovektör mod bunun örneğidir (Şekil 2.6.). Taban durumunun üzerinde monopol rezonansa yakın meydana gelmesi bu modda, nötron ve proton akışkanlarının birbirlerine çok sıkı bir şekilde yapıştıklarını ve ayrılmalarının zor olduğunu göstermektedir.
- Kuadropol (L=2): hemen hemen tüm çekirdeklere baskın bir titreşim özelliğidir.
- Oktopol(L=3): oktopol seviye genellikle en düşük uyarılmış seviyedir ve pek çok çekirdekte gözlenmektedir (Walet, 2010).

Parite göz önünde bulundurulduğunda iki farklı dipol uyarılması mevcuttur. Spin seviyesi ve paritesine göre $I^\pi = 1^+$ olanlar manyetik (M1), $I^\pi = 1^-$ olanlar elektrik dipol (E1) karakterlidir (Bohr ve Mottelson, 1997). Bunlardan, hem M1 hem de E1 uyarılmaları, nükleer yapı modellerinin sıkı bir şekilde test edilmelerini sağlamaktadırlar (Pietrella ve ark., 1997).



Şekil 2.6. İzovektör E1 ve M1 modlarına yol açan nötronların protonlara karşı kolektif titreşimlerinin klasik iki akışkan olarak gösterimi (Iudice, 1992).

Çekirdeklerin elektrik dipol (E1) modları, parçacık emisyon eşiğinin üzerinde bulunan, yüksek uyarımlı kolektif mod olan dev dipol rezonans tarafından belirlenmektedir (Berman ve Fultz, 1975). Bunun nedeni, bu modun özelliklerinin deneysel ve teorik olarak uzun yıllardır çalışılıyor olmasıdır. Bununla birlikte, GDR modunun altında, nötron bağlanma enerjisine yakın bölgede yer alan cüce rezonans, kuadropol-oktopol (spin orbital mod) ve daha düşük enerji bölgesinde manyetik dipol karakterli makas mod uyarılmaları mevcuttur (Şekil 2.7.).



Şekil 2.7. Nükleer dipol uyarılma spektrumu (Habs, 2013).

2.2.1. Makas mod

Temel düşük enerjili manyetik ve elektrik dipol modlarının özellikleri son yıllarda nükleer yapı fiziğinde ilgi çeken konulardır. Bu ilgi, Iudice ve Palumbo (1978) tarafından deforme olmuş çekirdeğin yörüngesel M1 makas modunun tahmin edilmesi ve daha sonra ağır deforme çekirdeklerde kolektif M1 modunun Bohle ve ark., (1984) tarafından keşfedilmesiyle artmıştır. Iudice ve Palumbo (1978) tüm çekirdeklerde bulunduğu bilinen elektrik dipol dev rezonansının izovektör kolektif uyarım olduğu ve protonların nötronlara karşı translasyonel salınımı olarak yarıklasik bir yorumu bulunmasından dolayı iki akışkan olarak resmedilen proton ve nötron hareketinin deforme olmuş çekirdeklerde ek uyarım modlarının varlığını öndördüğünü belirterek, nötron ve proton akışkanlarının, ortak bir eksen etrafında ters fazlı döner salınımlar yaparak bir izovektör manyetik rezonansı oluşturabileceğini ifade etmişlerdir. Deforme olmuş çekirdeklerdeki makas modu, nükleer valans kabuğunun oldukça kolektif izovektör uyarımlarının en belirgin örneğidir, etkileşen bozon modeline göre (IBM-2) karışık simetri seviyeleri olarak tanımlanmaktadır ve proton-nötron serbestlik derecelerine göre tamamen simetrik olmayan durumları belirtmektedir (Kneissl ve ark., 2006).

Atom çekirdeğinin içerisinde hareket eden nükleonlar doğal olarak yörünge ve spin manyetizmasını üretirler. Bazı kütle bölgelerinde -özellikle kapalı kabuklar arasındaki çekirdekler için- yörünge manyetizması birçok nükleonun ortak etkisine neden olabilmektedir. Kolektif modlardan, proton ve nötronların faz dışı hareketinden ve elektromanyetik problemlerle uyarılan oldukça düşük enerjilerde manyetik dipol modlarından kaynaklananlar (makas mod) en belirgin olanlardan biridir. Bunların yanı sıra, daha yüksek uyarım enerjilerinde, işbirlikli etkiler, kolektif spin-flip modlarına ve hatta daha şimdiye kadar doğrudan deneylerde bile görülmeyen daha yüksek sahte kolektif dipol modlarına yol açabilmektedir (Heyde ve ark., 2010). Atomik çekirdeklerdeki düşük enerjili kolektif modlar, hem küresel hem de deforme olmuş çekirdekler için, nükleer yoğunluklu salınımlar sergilemektedir. Bu modlarda, proton yoğunluğu ve nötron yoğunluğu hem simetrik hem de simetrik olmayan şekilde hareket gerçekleştirmektedirler. Simetrik olmayan kolektif

manyetik dipol modda proton nötron yoğunluğuna karşı rotasyonel salınım gerçekleşmektedir (Richter, 1983).

Orbital manyetik dipol uyarımı, deforme olmuş protonun ve nötron sıvılarının birbirine karşı makas benzeri titreşimine geometrik, makroskopik bir resme karşılık gelir (Iudice, 1997). Bu nedenle bu M1 modu Makas Modu olarak adlandırılır. Proton ve nötron cisimlerinin çekirdeğin simetri eksenine dik veya dik olarak titreştiği elektrikli Dev Dipol Rezonansının (GDR) manyetik analogudur (Kneissl ve ark., 1995). Bu manyetik mod, Richter ve meslektaşları tarafından yüksek çözünürlüklü elektron saçılım deneylerinde keşfedildi (Bohle, ve ark., 1984) Bu arada çok sayıda elektron ve foton saçılma deneyinde incelenmiştir.

2.2.2. Kuadrupol-oktupol mod

Düşük enerji seviyelerindeki elektrik dipol uyarımları Iachello (1984) tarafından çekirdekteki yeni bir kolektif mod grubu olarak önerilmiştir. Buna göre bu mod, asimetric şekillerin bir yansıması olarak görülebilir. Çekirdeğin oktupol uyarımları araştırmalarında, statik veya dinamik oktupol deformasyonların nadir toprak bölgesi ve aktinit bölgesinin çekirdeklerinde sıklıkla gözlenen güçlü elektrik dipol geçişlerini açıklayabileceği önerilmiştir (Cottle ve Bromley, 1986).



Şekil 2.8. Oktupol dipol modun makroskopik yorumu (Spieker ve ark., 2015).

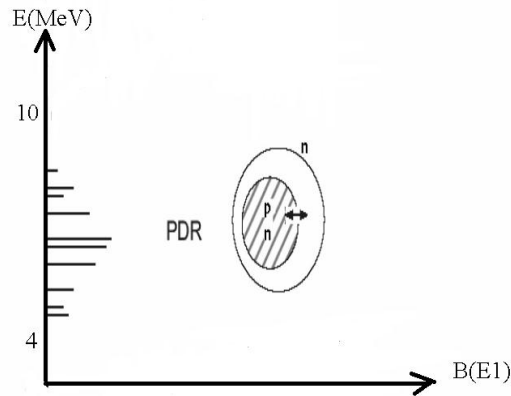
Kuvvetli şekilde deforme olmuş çekirdeklerde, oktupol titreşimi, kuadrupol deforme çekirdek ile eşlenir (Şekil 2.8.). Bu durum $J^\pi=1^-$ kuantum sayısı ile ifade edilir. Küresel çekirdeklerde de $J = 1$ durumlarından nispeten güçlü E1 taban durumu geçişleri gözlemlenmiştir. Kuadrupol oktupol dipol uyarımlarının, oktupol 3^-

titreşimi ile kuadrupol 2^+ titreşiminin birleşmesinden dolayı ortaya çıktığı öne sürülmüştür (Herzberg ve ark., 1995b)

İki fonon halleri çekirdeklerde ilginç bir fenomendir. Bir süre için çift kuadrupol $2^+ \otimes 2^+$ multiplleti bir dizi çekirdekte gözlenirken, çift oktopol $3^- \otimes 3^-$ durumları için deneysel kanıtlar son zamanlara kadar oldukça seyrek olmuştur. Karışık kuadrupol oktopol $2^+ \otimes 3^-$ multiplletleri, ^{144}Sm çekirdeğinde gözlenmiştir. Ayrıca aynı kütle bölgesinde iki fonon-parçacık uyarımı gözlemlenmiştir (Herzberg ve ark., 1995a). Geometrik modelde, deforme olmuş çekirdeklerdeki oktopol titreşim bantları, oktopol fononun kuadrupol deforme olmuş çekirdeğe bağlanması olarak yorumlanmaktadır (Pietrella ve ark., 1997).

2.2.3. Cüce dipol rezonans

70'li yılların sonunda nükleer fizik alanında yapılan deneylerde GDR'nin kuyruğunda bir yumru gözlemlendi (Şekil 2.9.) ve yapılan teorik çalışmalar (Soloviev ve ark., 1978) ile bu yapıya cüce dipol rezonans (pygmy dipol rezonans) adı verildi.



Şekil 2.9. PDR uyarılması (Şahin, 2009)

Cüce dipol rezonans (Pygmy dipol rezonans-PDR), nükleon emisyon eşiğine yakın olan enerjilerde yer alan bir elektrik dipol uyarımıdır ve gücü, dev dipol rezonansının (GDR)kinden çok daha küçük olduğu için soft E1 ya da pygmy olarak adlandırılmaktadır (Paar ve ark., 2007; Ponomarev, 2014). Pygmy dipol rezonansının fenomenolojik olarak, $N=Z$ koruna karşı nötron fazlalığının titreşiminden

kaynaklanabileceği öngörülmektedir (Avdeenkov ve Kamerdzhev, 2008; Wieland ve Bracco, 2011). Bu yüzden deneysel ve teorik araştırmalar bu dipol cevabını anlamak için genelde nötron zengini çekirdekler ile çalışmalara başlamıştır (Savran ve ark., 2013).

PDR'nin doğası son zamanlarda araştırmacıların ilgisini çeken bir konudur (Yoshida ve Nakatsukasa, 2011). PDR'nin varlığına olan ilginin nedenleri üç kategoride toplanabilir.

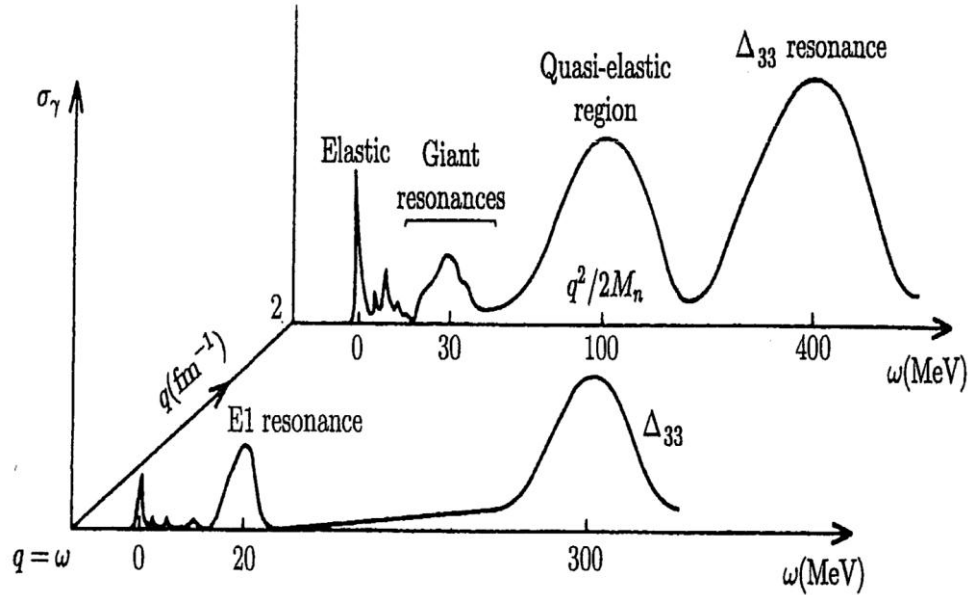
- Nükleer Astrofizik: Nötronca zengin çekirdeklerdeki PDR varlığı, nötron yakalama tesir kesitini arttıracaktır böylelikle nükleosentez r-sürecinin oranı da artacaktır (Daoutidis ve Goriely, 2012). Bu etki, simülasyonlar ve güneş sistemindeki orta-ağır çekirdeklerde gözlenen bolluk arasındaki mevcut çelişkiyi açıklığa kavuşturabilir (Arnould ve ark., 2007).
- PDR ve bazı fiziksel değerler arasındaki ilişki: Cüce rezonansın varlığı ile nükleer madde simetri enerjisinin ve dolayısıyla nötron kabuk (skin), statik dipol polarizasyonu ve Landau'nun etkin nükleon-nükleon etkileşiminin parametreleri değerleri arasındaki ilişkiden PDR'ye olan ilgiyi oluşturan nedenlerden bir diğeridir (Carbone ve ark., 2010; Reinhard ve Nazarewicz, 2010).
- PDR ile ilgili duyulan gerçek bir merak: Bu uyarının açıklığa kavuşturulması gereken birçok yönü vardır. Bunlardan biri, PDR'ler tüm orta ve ağır çekirdeklerde mi mevcuttur? veya bu uyarı türü sadece nötron zengin çekirdeklerde mi bulunur? Yanıtlanması gereken bir başka soru da, bu rezonansların GDR'nin düşük enerji kuyruğu mu yoksa farklı bir uyarım tipini mi temsil ettikleridir. PDR'lerin kollektif nükleer hareketler tarafından üretilmesi veya nötron fazlalığı, yani $N > Z$ ile çekirdeklerin spesifik kabuk yapısı ile ilgili tek parçacık (s.p.) uyarımları ile üretilmesi durumunda açıklığa kavuşturulmaya devam edilecektir (Co' ve ark., 2013).

Yukarıda sıralanan amaçlar doğrultusunda GDR'den düşük enerjilerde yer alan PDR'nin yapısını anlamak için son yıllarda birçok çalışma gerçekleştirilmiştir. Farklı

teorik yaklaşımlar ile özellikleri incelenen PDR ile ilgili hem teorik hem de deneysel olarak daha fazla çalışma yapılmalıdır.

2.2.4. Dev rezonans

Bir sistemin özelliklerini incelemek için kullanılabilecek en güçlü yöntemlerden biri, onu zayıf dışsal bir pertürbasyona tabi tutmak ve tepkisini incelemektir. Atomik çekirdeğin foton absorpsiyon ya da bir parçacık saçılması sonucundaki cevabı Şekil 2.10.'da sisteme aktarılan enerjinin ve doğrusal momentumun bir fonksiyonu olarak verilmektedir (Harakeh ve Woude, 2001).

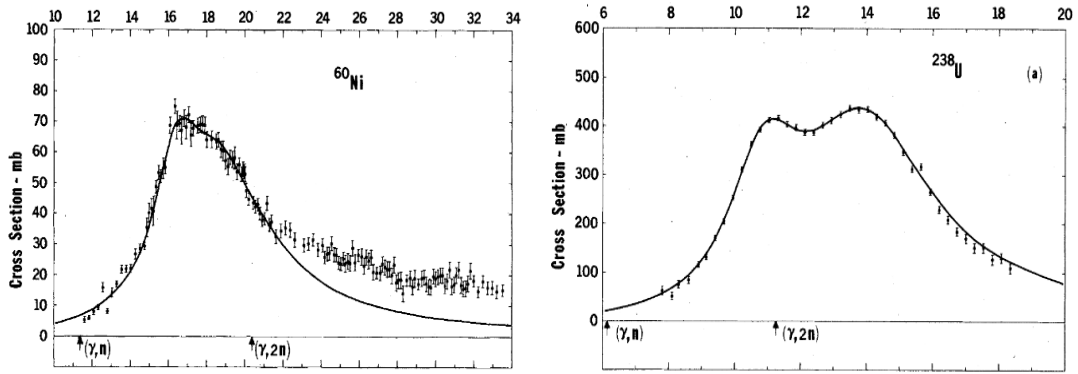


Şekil 2.10. Atomik çekirdeğin enerji (ω) ve momentum (q) transferinin bir fonksiyonu olarak karakteristik cevabı (tesir kesiti, σ). Şekillerden altta olani foton absorpsiyonu, üstte olani parçacık saçılmasını $q \neq \omega$ göstermektedir. (Harakeh ve Woude, 2001)

Şekilde alt eğri, foton absorpsiyonu için cevabı (tesir kesiti) gösterir, bu durumda momentum aktarımı enerji transferine eşittir. Yaklaşık 10 MeV'a kadar çekirdek, çoğunlukla yalnızca bir veya birkaç parçacık içeren nispeten basit durumların uyarılması yoluyla tepki verir. 10-30 MeV enerji aralığında sistem geniş rezonans cevabı sergiler. Buna dev rezonanslar denir. Üst eğride yaklaşık 100 MeV'lik bir enerji aktarımının etrafında bulunan, geniş rezonans, çekirdeğin içindeki tek bir nükleon merminin yarı esnek dağılımına karşılık gelirken, Δ_{33} rezonansı nükleon uyarımından kaynaklanmaktadır. (Harakeh ve Woude, 2001). Dev rezonanslar,

çekirdeğin içindeki tüm olmasa da çoğu parçacığın kollektif hareketine karşılık gelmektedir. Bu kollektif hareketin varlığı kuantum çok-cisimli sistemlerin ortak özelliğidir. Kuantum-mekaniksel olarak rezonans, taban durumu ile kollektif durum arasındaki geçişe karşılık gelmektedir ve gücü geçiş genliği ile tanımlanmaktadır. Geçiş gücünün, sistemin temel özelliklerine (örneğin; parçacık sayısı, sistemin büyüklüğü gibi...) bağlı olduğu öngörülmektedir. (Harakeh & Woude, 2001).

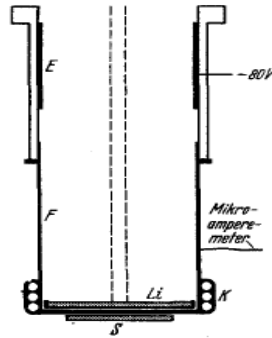
Dev rezonans, yüksek frekanslı, sönümlü, nükleer sistemin denge yoğunluğu/şekli çevresinde (yaklaşık) harmonik yoğunluk/şekil titreşimi olarak görülebilir. Dev rezonans üç gözlenebilir büyüklük tarafından tanımlanmaktadır: enerji, genişlik, güç. Küresel ve deforme çekirdekler için dev rezonansa tipik birer örnek Şekil 2.11.'de verilmiştir (Harakeh & Woude, 2001).



Şekil 2.11. Küresel (sol) ve deforme (sağ) çekirdeklerde dev rezonans (Berman ve Fultz, 1975)

Şekil 2.11.'de küresel ^{60}Ni çekirdeği için fotonların fotoabsorbsiyon tesir kesitleri foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak verilmiştir. Eğri, Lorentz rezonans dağılımına uymaktadır. Deforme ^{238}U çekirdeği için fotonükleer kesit iki tepe noktasına sahiptir; biri deformasyon eksenini boyunca ve diğeri deformasyon eksenine dik bir dipol titreşimine karşılık gelmektedir. Bu tür kesit, deforme olmuş çekirdekler için tipiktir. Bu titreşim, fotonların elektromanyetik dipol alanı tarafından uyarılan dev dipol rezonansı olarak bilinir. Diğer birçok titreşim modları mümkündür. Dev rezonans, tüm nükleonların ortak bir hareketi olduğundan, karakteristik özellikleri çekirdeğin toplu yapısına bağlıdır.

Dev rezonans çalışmalarında tarihsel gelişim ele alınacak olursa, dev rezonans tanımlaması ilk kez Bothe ve Günter (1937)'in yaptıkları deneysel çalışmanın makalesinde yer almıştır. Deneysel setleri Şekil 2.12.'de verilen çalışmalarında Li (p, γ) reaksiyonundan elde ettikleri γ radyasyonu ile uyarılmış Cu, P, Te, Mo... vb. gibi elementlerin radyoaktivitelerinin ölçüm sonuçları bulunmaktadır. Deneysel set, su ile soğutulan bir Faradaykap'ın bir parçası olarak Li hedef, Cockroft-Walton gaz sisteminden elde edilen 300 keV'luk proton demeti ile bombardıman edilmiştir. Entegre gama yoğunluğu Li-hedeften biraz uzakta bulunan bir Geiger sayacı ile ölçülmüştür. (Woude, 1996). Tesir kesiti ölçümleri beklenenden büyük çıkmıştır (~17 MeV). Çalışmalarında bu durumu “*mümkün rezonans durumlar burada belirleyici bir rol oynamaktadır*” şeklinde yorumlamışlardır. Deneysel düzenekleri Şekil 2.12.'deki gibidir.

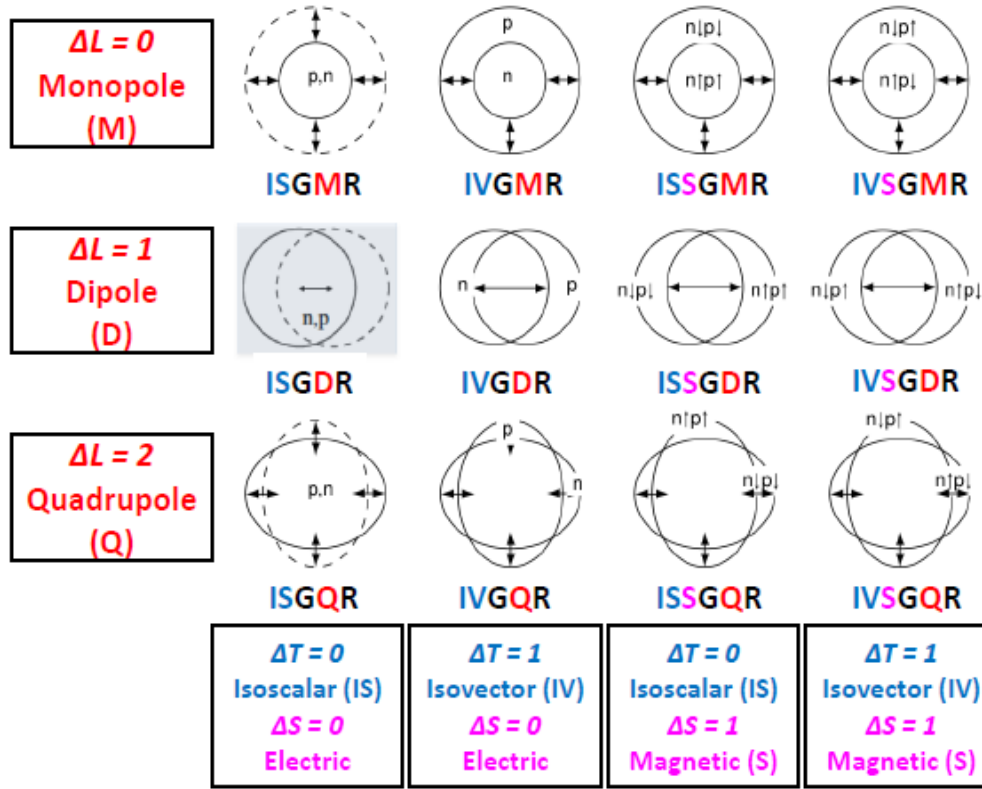


Şekil 2.12. Bothe ve Genter deney seti (Bothe ve Gentner, 1937).

GDR'nin varlığı teorik olarak ilk kez Migdal (1945) tarafından tahmin edilmiştir. 1947'de, sürekli bremsstrahlung spektrumu kullanılarak Baldwin ve Klaiber tarafından deneysel olarak varlığı doğrulanmıştır (Woude, 1996; Ishkhanov ve Troshchiev, 2011;). (γ, n) foto-dizentegrasyonun yanı sıra foto-fisyon reaksiyonları ile yüksek frekanslı rezonans varlığı gözlemlenmiştir (Goldhaber ve Teller, 1948). Bowman ve ark. (1964), güçlü deforme çekirdekler için normal olan, fisil çekirdeklerin dev dipol rezonanslarının iki maksimuma sahip olduğunu ilk kez gözlemlenmişlerdir (Gurevich ve ark., 1976). Yapılan bu ilk çalışmaların ardından GDR'nin en hafif olanlar dışındaki bütün çekirdekler için genel bir özellik olduğu ve biçim ile genişliğinin nükleer kütle numarası A ile düzgün bir şekilde değiştiği belirlenmiştir (Goetze ve Speth, 1982). Çalışmalar sonucunda dev dipol rezonansların

yanı sıra farklı rezonanslar da bulunmuştur. Nötron eşiğinin üzerindeki inelastik elektron saçılması 1971 (Pitthan ve Wlacher) ile 1972 (Fuduka ve Torizuka) ve inelastik proton saçılması 1972 (Lewis ve Bertrand) yıllarında yapılan çalışmalar sonucunda izoskaler dev kuadropol, bunu takiben 1977'de (Youngblood et all.) izoskaler dev monopol rezonanslar keşfedilmiştir. (Goeke ve Speth, 1982; Woude, 1996). 1980'de sıcak çekirdeklerde dev rezonanslar, 1985'de multifonon DGDR, DGQR ve 2000'lerde cüce dipol rezonanslar ile ilgili yapılan çalışmalar dev rezonans tarihi için önemli çalışmalardır. Deneysel çalışmaların teknolojinin gelişimine paralel olarak gelişmesiyle dev rezonans modları ve özellikleri ile ilgili yenilikler bulunmaya devam etmektedir.

Dev rezonansların pek çok modu bulunmaktadır. Bu modlar makroskopik ve mikroskopik olarak sınıflandırılabilir. Bu modların sınıflandırılmasını kısaca ele alalım. Makroskopik tasvirde dev rezonans modları kutup (L), spin (S) ve izospin (T) kuantum numaralarına bağlı olarak sınıflandırılmaktadırlar. Çeşitli dev rezonansların uyarılmasından kaynaklanan titreşim örnekleri ilk üç çokkutupluluğa ($\Delta L=0,1,2$) göre şematik olarak Şekil 2.13.'de gösterilmektedir (Poltoratska ve ark., 2014).

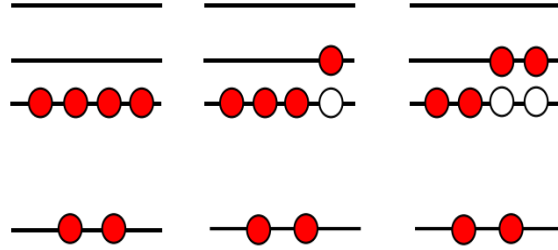


Şekil 2.13. Çekirdeğin dev rezonans modları (Van der Woude, 1991).

Bu sınıflandırmada nötron ve protonun aynı fazda titreşimi izoskaler, zıt fazda titreşimleri izovektör mod olarak ifade edilmektedir. Benzer şekilde elektrik (skaler) ve manyetik (vektörel) modlar ise çekirdekteki spin yukarı ve spin aşağılarının sırasıyla aynı fazda ve zıt fazda titreşmesidir (Harakeh, 2018).

- $\Delta S=0$ ve $\Delta T=0$ elektrik moddur. İzoskaler titreşimler çok kutuplu yapıya göre $\Delta L= 0,2,\dots$ ile tanımlanır ve protonlar nötronlar ile eş fazda salınım yapar. $\Delta L = 1$ titreşimi mevcut değildir. Birinci derecede, bu durum çekirdeğin bir bütün olarak öteleme hareketine karşılık gelmektedir ve dolayısıyla içsel bir nükleer uyarım değildir. Bununla birlikte, daha yüksek derecede bir $\Delta L = 1$ titreşimi bulunmaktadır.
- $\Delta S=0$ ve $\Delta T=1$ elektrik moddur. İzovektör titreşimler çok kutuplu yapıya göre ΔL ile tanımlanır, proton ve nötronlar birbirlerine göre zıt fazda titreşim yapmaktadırlar. Aynı multipol mod için nötron ve proton dağılımının ayrılması için daha fazla enerji gerektiğinden izovektör olan izoskaler olandan daha yüksek uyarılma enerjisidir.

- $\Delta S=1$ ve $\Delta T=0$ manyetik moddur. İzoskaler titreşimlerde spini \uparrow olan nükleonlar, spini \downarrow olan nükleonlara karşı titreşirler ve çok kutuplu yapıya göre ΔL ile tanımlanırlar
- $\Delta S=1$ ve $\Delta T=1$ manyetik moddur. İzovektör modlarda spini $\downarrow(\uparrow)$ olan protonlar, spini $\uparrow(\downarrow)$ olan nötronlara karşı titreşirler.



Şekil 2.14. Mikroskopik tasvirde dev rezonans. Ortalama alanda dolu olan taban seviyesi (soldaki), bir parçacık-bir boşluk durumu (ortadaki) ve iki parçacık-iki boşluk durumu (sağdaki)

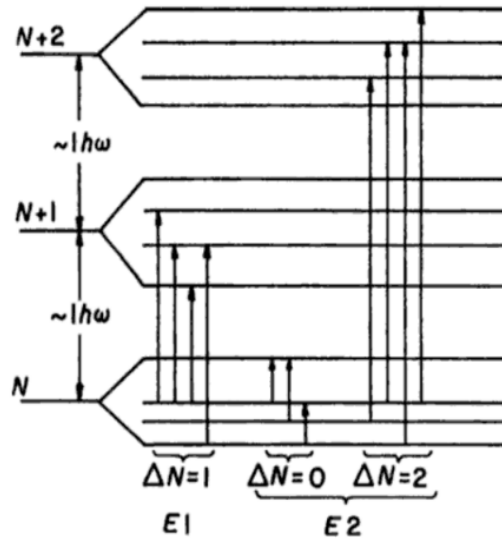
Mikroskopik olarak dev rezonanslar, parçacık-boşluk uyarılmalarının uyumlu bir süperpozisyonu olarak tanımlanabilir (Şekil 2.14.). Bu durum, bir tek cisim operatörünün çekirdeğin taban durumuna etkisi ile açıklanabilir (Frascaria, 1993).

$$|\Psi_{GR}^{\lambda,\sigma,\tau}\rangle = O^{\lambda,\sigma,\tau} |\Psi_{g.s.}\rangle \quad (2.53)$$

Burada $\lambda(L)$ rezonansın çok kutupluluğunu σ ve τ ise spin ve izospin yapısını göstermektedir. Geçiş operatörü çok kutupluluğu ($\sum_{m,i} r_i^\lambda Y_m^\lambda$) ve uygun spin-izospin operatörlerini içermektedir. Geçiş operatörünün ikinci kuantumlama formaliziminde,

$$O_v^{\lambda,\sigma,\tau} = \sum_{m,i} C_v^{m,i} [a_m^+ a_i]_{\lambda,\sigma,\tau} \quad (2.54)$$

olarak verilmektedir. a_m^+ ve a_i sırasıyla tek parçacık üretme ve tek parçacık yok etme (tek boşluk üretme) operatörleridir. Kabuk modeli yardımıyla mikroskopik açıdan dev rezonansların nicel özellikleri Şekil 2.15.'de gösterilmiştir.



Şekil 2.15. E1 ve E2 nin shell model seviyeleri arasındaki tek parçacık geçişlerinin şematik gösterimi (Van der Woude, 1991)

Buna göre, takip eden kabukların tek parçacık dalga fonksiyonlarının paritesi N, N+1, N+2,...ve onların enerji farklılıkları $\hbar\omega$ olarak değişmektedir. Buna göre dev rezonans mikroskobik sınıflandırılması Tablo 2.3.'de verilmiştir.

Tablo 2.3. Parçacık-boşluk uyarılmaları olarak çok kutuplu uyarılmalar (Harakeh ve Woude, 2006)

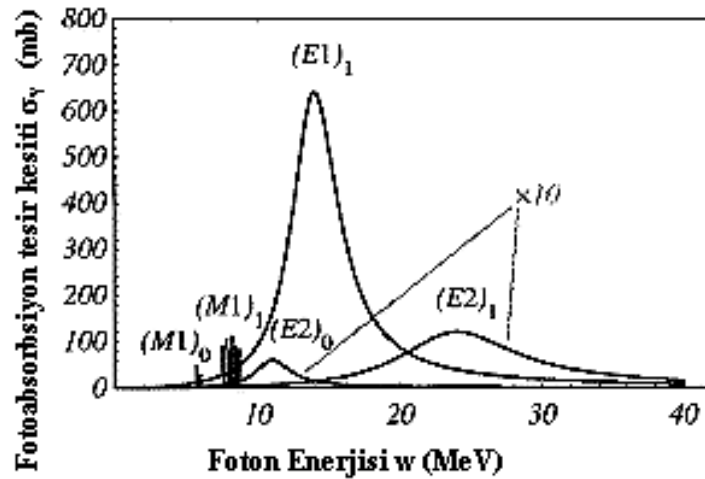
Monopol	$\lambda=0$	$0\hbar\omega$		$2\hbar\omega$	
Dipol	$\lambda=1$		$1\hbar\omega$		
Kuadropol	$\lambda=2$	$0\hbar\omega$		$2\hbar\omega$	
Oktopol	$\lambda=3$		$1\hbar\omega$		$3\hbar\omega$
Hexadepol	$\lambda=4$	$0\hbar\omega$		$2\hbar\omega$	$4\hbar\omega$

Daha detaylı olarak dipol uyarılmaların sınıflandırılması ve genel özellikleri Tablo 2.4.'de verilmiştir. Bu tabloda çekirdeğin rezonans türleri kutup, spin ve izospinlerine göre sınıflandırılmış, rezonansların uyarılma enerjileri, rezonans genişlikleri, bunlar için kullanılan yöntemler ve diğer rezonanslardan ayıran belirgin farklılıkları verilmiştir.

Tablo 2.4. Nükleer uyarılmalar ve özellikleri (Paetz gen. Schieck, 2014)

Rezonans Türü	Karakter	ΔL	ΔS	ΔT	Uyarılma enerjisi	Genişlik (MeV)	Kullanılan Yöntem	Ayrıcalığı
ISGMR	E0	0	0	0(IS)	$80A^{-1/3}$	3-5	(α, α')	Nükleer sıkıştırılabilirlik
IVGMR	E0	0		1(IV)	$59A^{-1/6}$	10-15	Yük değiş tokuşu	
ISGDR	M1	1	1	0(IS)				
IVGDR	E1	1	1	1(IV)	$31.2A^{-1/3} + 20A^{-1/6}$	4-8	Fotoabsorbsiyon	İlk keşfedilen 1937
ISGQR	E2	2	0	0(IS)	$64.7A^{-1/6}$	$90A^{-2/3}$	(p, p') (e, e')	
IVGQR	E2	2	0	1(IV)	$130A^{-1/3}$	5-15		
ISGOR	E3	3	0	0(IS)	$41A^{-1/3}$			Düşük enerji LEOR
ISGOR	E3	3	0	0(IS)	$108A^{-1/3}$	$140A^{-2/3}$		Yüksek enerji HEOR
GT	M1	0	1	1(IV)	5-10		(p, p') (p, n) (n, p)	β bozunumu
Pigme Rezonans	E1	1	0	1(IV)	9-12	2-4	(p, n) $(^3\text{He}, t)$	Nötron kabuk, simetri enerjisi
Makas Mod	M1	1	1	1(IV)	sabit ≈ 3		(e, e')	Rotasyonel bileşen

Kurşun (^{208}Pb) çekirdeği için yukarıda bahsedilen dev rezonans modlarının gösterimi Şekil 2.16.'da verilmiştir.

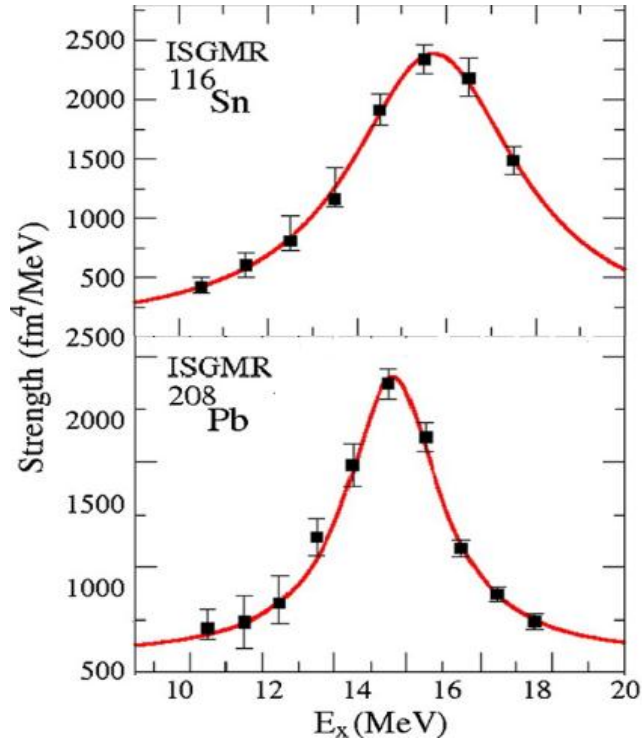


Şekil 2.16. ^{208}Pb çekirdeği için dev rezonans multipollerinin şematik gösterimi. $(E1)_1$: İzovektör dev elektrik dipol rezonans, $(M1)_0$: izoskaler dev manyetik dipol rezonans, $(M1)_1$: izovektör dev manyetik dipol rezonans, $(E2)_0$: izoskaler dev elektrik kuadropol rezonans, $(E2)_1$: İzovektör dev elektrik kuadropol rezonans (Schumacher ve ark., 1994).

Şekil 2.16.'dan ^{208}Pb çekirdeği için 8-20 MeV aralığında baskın olan dev rezonans modunun izovektör dev dipol rezonans olduğu görülmektedir. Bununla birlikte şekilde manyetik dipol uyarılmalarının yaklaşık 10 MeV'e kadar olduğu, kuadropol modların da enerji spektrumunda yer aldığı gösterilmektedir.

2.2.4.1. Dev monopol rezonans

Nükleer yoğunluğun denge noktası etrafındaki küçük dalgalanmalardır. Nükleer maddenin sıkıştırılmazlığının potansiyel olarak etkilediği nükleer özellikler arasında “solunum modu (breathing mode)” frekansı en hassas olanlarındandır (Blaizot, 1980). Bu mod dev monopol rezonans (GMR) olarak adlandırılmaktadır ve Youngblood ve diğ. (1977) tarafından gerçekleştirilen deneyle iyi bir şekilde tanımlanmıştır. Nükleer sıkışmaları incelemek için en iyi bilinen solunum modu basit yapısından dolayı iyi bir araç olan izoskaler GMR'dir (Treiner ve ark., 1981). Protonların nötronlar dışarıya doğru hareket ederken içe doğru hareket ettikleri ya da bunun tersinin geçerli olduğu izovektör dev monopol rezonans nükleer maddenin hacim ve yüzey simetri enerjisi ile doğrudan ilişkili olup, nükleer yapının ve Coulomb etkisinin anlaşılmasında öneme sahiptir (Glendenning, 1988).

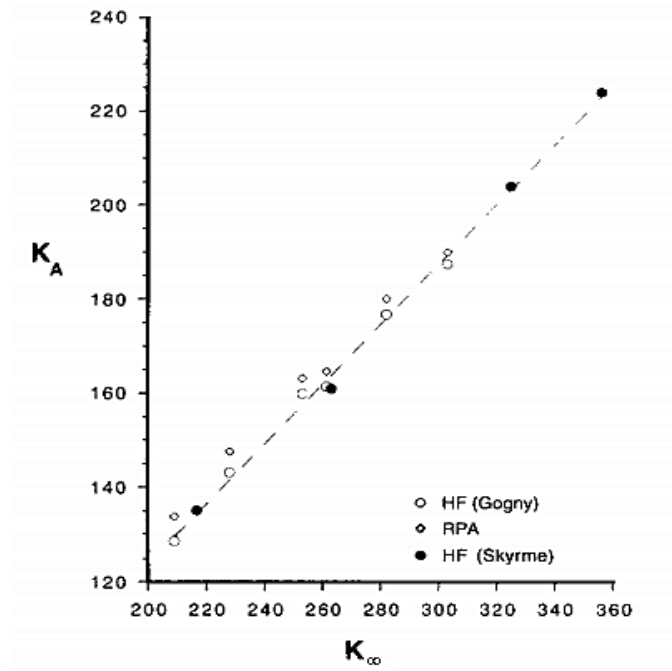


Şekil 2.17. ¹¹⁶Sn ve ²⁰⁸Pb için ISGMR güç dağılımı deneysel verileri ve verilerin Lorentz dağılımı ile fit edilmesi (Patel ve ark., 2014)

GMR'nin ilişkili olduğu nükleer sıkıştırılmazlık (K_∞) doyma yoğunluğunda nükleer maddenin hal denkleminin eğriliğinin bir ölçüsüdür (Bohr ve Mottelson, 1998). Nükleer sıkıştırılmazlık;

$$K_\infty = 9\rho_B \left| \frac{\partial^2 E / A}{\partial \rho_B^2} \right|_{\rho_B} \quad (2.55)$$

ile verilir ρ nükleonların doyma yoğunluğu, E nükleer maddenin toplam enerjisi, A kütle numarasıdır. K_∞ direkt olarak ölçülememektedir (Vesely ve ark., 2012). Çoğunlukla mikroskopik hesaplamalara dayanan çeşitli teorik analizler, 30 MeV tahmini belirsizliği ile nükleer madde sıkıştırma modülü için $K_\infty \sim 210$ MeV gibi bir değer elde edilmiştir (Blaizot ve ark., 1995).



Şekil 2.18. Sıkıştırma modülü olan K_A 'nın K_∞ bir fonksiyonu olarak gösterilmesi. Burada iki büyüklük arasında lineer bir ilişki olduğu görülmektedir (Blaizot, 1995)

İzoskaler dev monopol rezonansının (ISGMR) merkezci enerjisi, sonlu nükleer maddenin nükleer sıkıştırılmazlığı K_∞ ile ilişkili olan, çekirdek sıkıştırma modülü (K_A) ile doğrudan ilişkilidir (Şekil 2.18.) ki bu K_∞ hakkında ve dolayısıyla GMR'nin

uygulama alanları olan süpernova patlamaları ve nötron yıldızı dinamiği hakkında değerli bilgiler vermektedir (Patel ve ark., 2014).

2.2.4.2. Dev dipol rezonans

Atomik çekirdek, etkileşen nükleonların karmaşık bir kuantum sistemidir. Kısmen dolmuş kabuklara sahip parçacıkların düşük frekanslı geçişlerine ait çalışmaların yoğun bir şekilde çalışıldığı dönemde, nükleer dinamikteki yeni bakış kapalı kabukların uyarılması ile ilgili çalışmalar olmuştur. Bu kolektif uyarılmalar ile ilgili klasik örnek Dev Dipol Rezonans (Giant Dipole Resonance-GDR)'dir (Mottelson, 1976). Atomik çekirdeğin yapısını anlamada foton içeren reaksiyonlar önemli katkı yapmıştır. Periyodik tablo boyunca birçok çekirdek için foto-nükleer reaksiyonlar gerçekleştirilmiştir (Berman ve Flutz, 1975). Bu reaksiyonlarda, istisnasız tüm çekirdeklerin fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinde, nükleon eşik enerjisinin üzerindeki enerji aralığında (8-30 MeV) geniş bir maksimum (GDR) gözlenmiştir (Ishkhanov ve Troshchiev, 2011). Bununla sonuçla birlikte GDR sistematüğini tasvir etmek üzere pekçok çalışma gerçekleştirilmiştir.

Fotonlarla GDR özelliklerinin araştırıldığı çalışmaların sağladığı bazı avantajlar bulunmaktadır. Her şeyden önce γ ışınlarının özellikleri kapsamlı olarak araştırılmıştır ve bu çalışmalarda çekirdeklerle, iyi bilinen elektromanyetik etkileşim söz konusudur. Elektromanyetik etkileşim nükleer olana göre nispeten zayıftır, bu da pertürbasyon teorisi tekniğinin kullanılmasını mümkün kılmaktadır. Fotonlarla, nispeten küçük pertürbasyonların bir çekirdeğe uygulanması nükleer yapıyı araştırmak için en uygun araçlardandır. Bu nedenle, foton dalga boyu ($\lambda \approx 10-20$ Fermi) E1 dev rezonansının enerji bölgesinde nükleer boyutlarını aşar; bu, γ -geçiş olasılığı için geçerli olan uzun dalga yaklaşımıdır. Sonuç olarak, ilk önce elektrik dipol salınımları uyarılır. Farklı bir çokkutupluluğun kolektif hareketi bastırılır, bu da dev dipol rezonansının özelliklerini saf biçimde incelemeyi mümkün kılmaktadır (Masur ve Mel'nikova, 2006).

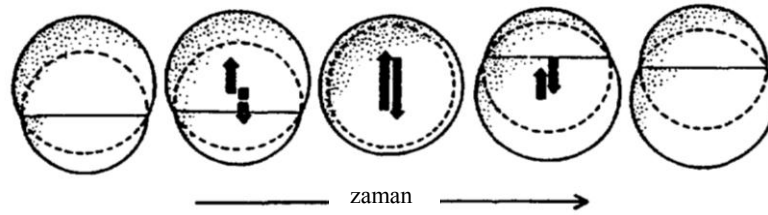
GDR deneysel ve teorik fotonükleer reaksiyon çalışmalarında daima ilgi odağı olmuştur. GDR'nin teorik tanımlamasının ilk denemeleri sıvı damlası modeli kullanılarak gerçekleştirilmiştir (Masur ve Mel'nikova, 2006) Bir bütün olarak hareket eden çekirdek tarafından elektrik dipol radyasyonunun emilimi için temel frekansa karşılık gelir ve en basit şekilde çekirdekdeki tüm protonların tüm nötronlara karşı kolektif (toplu) titreşimi olarak ifade edilebilir (Oishi ve ark., 2016). Bu tanım Goldhaber ve Teller'in yarı-klasik hidrodinamik modeli (1948)'ne aittir. Bu tanıma alternatif, kabuk modeline dayalı olarak, parçacık-boşluk durumlarının süperpozisyonu olmasıdır. Aslında, Wilkinson (1956)'nın dev rezonansın bağımsız parçacık modeli tanımını temel alan parçacık-boşluk teorisi, büyük oranda Brown ve Bolsterli (1959) tarafından dev rezonansa ilişkin detayları açıklamak için geliştirilmiştir. Bu yaklaşım, dev rezonans durumlarının bozunma modlarının (dallanma oranları, açısız dağılımları, polarizasyonları ve benzerleri) hesaplanmasında, özellikle hafif çekirdekler için uygundur (Berman, 1975).

Dev dipol rezonans (GDR), elektrik dipol (E1) fotonlar ile atomik çekirdek arasındaki etkileşimden kaynaklanmaktadır ve 40-50 MeV'a kadar çekirdeklerin fotonları absorpsiyon tesir kesitlerinde hakimdir. Elektrik dipol uyarılmalar tarafından üretilen önemli bir fenomendir. Bu fenomenin incelendiği yaklaşık 70 yıl, yüksek enerjili nükleer uyarılmaların dinamiklerini anlamada temel rol oynadığını göstermiştir (Kapitanov, 2015). GDR'nin en önemli özelliklerinden biri şeklidir (fotoabsorpsiyon kesitinin enerjiye bağımlılığı). Farklı laboratuvarlarda, bremsstrahlung ve kuasi-monokromatik radyasyon ile gerçekleştirilen deneysel araştırmalara bağlı olarak, periyodik tablo üzerinde pekçok izotop için fotonükleer tesir kesitlerde veri birikimi sağlanmıştır (Varlamov ve ark., 2008). Bu nükleer veriler nükleer fizik ve mühendislik için büyük öneme sahiptir (Shibata, 2015). Foto uyarılmaların temel bir şekli olan GDR ile çekirdekler incelenebilir (Rhine ve ark., 2015). Bu nedenle GDR makroskopik ve mikroskobik olarak teorik açıdan incelenmiş, incelenmeye de devam edilmektedir.

Makroskopik açıdan GDR'nin, kolektif model içerisindeki yorumunun altında yatan temel teorik fikir proton ve nötron kütle merkezlerinin birbirlerinden ayrılmasıdır. Bu

ayrılma sayesinde çekirdekte büyük bir dipol moment meydana gelmektedir (Greiner, 1996). Jensen tarafından ortaya atılan fikri takiben bu fenomeni ilk formüle eden Goldhaber ve Teller (1948)'dir bu bilim insanlarını Steinwedel ve Jensen (1950) takip etmiştir. Bu makroskopik modelleri kısaca ele alalım.

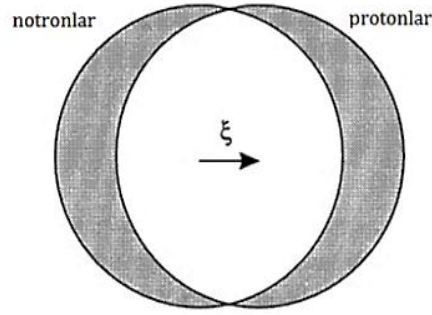
Goldhaber-Teller Modeli: Goldhaber ve Teller (1948) dev rezonansın ilk teorik açıklamasını yapmışlardır. Protonların nötronlara göre olan hareketini tanımlayarak, bu hareketin dev rezonansa sebep olduğunu ileri sürmüşlerdir (Şekil 2.19.)



Şekil 2.19. Goldhaber ve Teller modeline göre GDR titreşiminin şematik gösterimi (Chomaz, 1997)

Bu duruma neden olacak 3 temel olasılık olduğu ortaya konulmuştur:

1. Protonlar ve nötronlar geri çağırıcı bir kuvvet altında yer değiştirme hareketi yaparlar ve bu kuvvet yer değiştirmenin kendisi ile orantılıdır, bu yer değiştirme çekirdeğin büyüklüğünden bağımsızdır. (Bu durum geçerliğini ilk yitirenlerden birisidir çünkü bu durumda A kütle numarasından bağımsız rezonans enerjisi ortaya çıkmaktadır).
2. Çekirdeğin yüzeyinde protonlar ve nötronlar arasında bir fark yoktur, fakat içeride yoğunluklar arasında bir fark vardır. Geri çağırıcı kuvvet bu yoğunluk farkı arasındaki gradyent ile orantılıdır.
3. Proton ve nötronların her biri birbirini içine nüfuz eden küresel bir sistem oluştururlar, fakat birbirlerine karşı konumlanmışlardır, Şekil 2.20. bu durumu görsel hale getirmektedir. Açıkçası bu saf dipol durumdur ve günümüzde Goldhaber-Teller modeli olarak bilinen yaklaşımın temelidir.

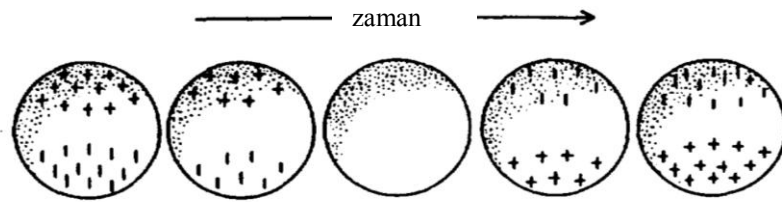


Şekil 2.20. Abartılmış bir ayrılma uzaklığı ile gösterilmiş dev dipol rezonansın Goldhaber-Teller modelinde geometrik varsayımın bir temsili

Bu yaklaşımda, harmonik potansiyel ile birlikte dev rezonansın frekansı $A^{-1/6}$ ile orantılıdır.

$$\hbar\omega = \hbar \sqrt{\frac{3a_{sim}}{4\epsilon m}} \sqrt{\frac{A^2}{ZNR}} \approx \frac{45 \text{ MeV}}{A^{1/6}} \quad (2.56)$$

Steinwedel-Jensen Modeli: Steinwedel-Jensen (1950) Modelinde, dev dipol rezonans çekirdeğin toplam yoğunluğu değişmezken nötron ve protonların yerel oranlarında meydana gelen değişimle birlikte dinamik olarak kutuplanması olarak hesaplanır (Şekil 2.21.). Bu dinamik ele alış, sıvı damla modelindeki potansiyel enerji ve hidrodinamik dönmez akışkan için kinetik enerji varsayımına dayanır.

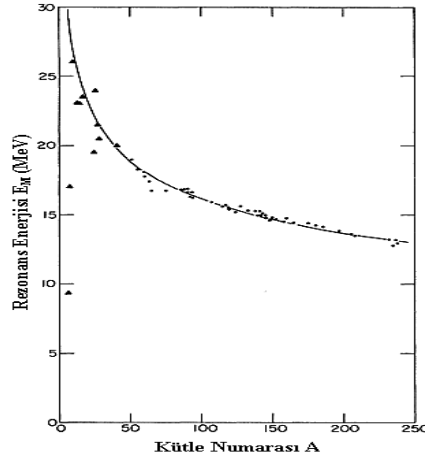


Şekil 2.21. Steinwedel Jensen modeline göre GDR titreşiminin şematik gösterimi (Chomaz, 1997)

Bu yaklaşımda, dev rezonansın frekansı $A^{-1/3}$ ile orantılıdır. Bu sonuç deneysel olarak elde edilen sonuçlara yakınlık göstermektedir.

$$\hbar\omega = \sqrt{\frac{4ZN}{A^2}} \frac{76,5 \text{ MeV}}{A^{1/3}} \quad (2.57)$$

Şekil 2.22.'de, gözlemlenen rezoans enerjileri ile kütle numarası A arasındaki ilişkinin saf bir Goldhaber-Teller ya da saf bir Steinwedel-Jensen modeli ile tutarsız olduğunu göstermektedir.



Şekil 2.22. Rezonans enerjisinin kütle numarasıyla değişimi (Myers, 1977)

Atom numarası küçük çekirdekler için $A^{1/6}$, büyük olanlar için $A^{1/3}$ ile orantılı bir geçiş olduğu görülmüştür. Bu bağlamda teori ile olan temel anlaşma GDR centroid enerjisi için,

$$E_m = 31,2 A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6} \quad (2.58)$$

ifadesiyle sağlanmıştır (Berman ve Futz, 1975).

2.2.4.2.1. İzovektör dev dipol rezonans

Dev rezonanslar çekirdekte kolektif modların en iyi örneğini temsil etmektedirler. Rezonans parametrelerinin kütle-sayısı bağıllığı nükleer dev rezonansların karakteristiğidir ve bu parametreler yardımıyla kararlı olmayan dinamikler ve çekirdeğin kütle özellikleri hakkında bilgi elde edilmektedir (Harakeh ve Woude, 2006). En eski ve en bilinen dev rezonans, fotoabsorpsiyon deneylerinden izovektör E1 uyarımı için yüksek seçicilik nedeniyle izovektör dev dipol rezonans (Isovector Giant Dipole Resonance-IVGDR)'dir. IVGDR'nin özellikleri, özellikle Lepretre ve ark., (1976) tarafından Saclay, Berman ve Flutz (1975) tarafından Livermore

laboratuvarlarında (γ , xn) tipi deneyler kullanılarak kapsamlı bir şekilde çalışılmıştır. Bu laboratuvarlardaki deney düzenekleri, nötron bağlanma enerjisinin üzerindeki, büyük ölçekli astrofizik reaksiyon ağları, reaktör tasarımı, nükleer atık transmutasyonu gibi uygulamalarla ilgili istatistiksel reaksiyon hesaplamalarında kullanılan önemli bir nicelik olan γ güç fonksiyonları ile ilgili önemli bilgi kaynaklarıdır. Bir diğer deney tekniği realistik Coulomb uyarımı ile çekirdeklere elektrik dipol-gücü dağılımlarının çıkarılması için Tamii ve ark., (2009) ve Neveling ve ark., (2011) tarafından geliştirilmiştir. Her ne kadar bu deneyler, nötron eşığının çevresindeki kuvveti ve dipol polarizasyonuna olan katkısı etrafında odaklansa da, bu veriler aynı zamanda IVGDR enerji bölgesindeki foto-absorpsiyon kesitleri hakkında bilgi sağlamışlardır. Yakın zamanda Donaldson ve ark., (2018) tarafından, Güney Afrika iTemba laboratuvarında proton inelastik saçılma deneyiyle de IVGDR özellikleri incelenmiş ve diğer deney türleriyle elde edilen sonuçlarla karşılaştırma yapılmıştır.

IVGDR mikroskobik nükleer teori açısından, fotoabsorpsiyon deneylerinden ilk gözlemlenen olduğu ve tanımı için birçok temel teorik kavramın geliştirilmesini tetiklediği için merkezi bir rol oynamıştır. (Poltoratska ve ark., 2014; Hashimoto ve ark., 2015). Genişliği farklı sönümlenme mekanizmalarıyla ilişkili iken, merkezi enerji değeri (centroid) nükleer kütle ile ilgilidir (Bortignon ve ark., 1998; Harakeh ve Woude, 2006). IVGDR, yaklaşık 15 MeV'lik bir enerjiyle bir gama ışını kullanarak fotoabsorpsiyon deneylerinde gözlemlenebilir. Mermi olarak gönderilen gama ışınının enerjisinden dolayı ($\hbar\omega_\gamma \approx 15 \text{ MeV}$) ilgili dalga boyu, nükleer yarıçaptan ($R=5-7 \text{ fm}$) daha büyüktür. Bu nedenle, çekirdek bir bütün olarak sabit elektrik alanında bulunur. Sonuç olarak, protonlar E yönünde hareket ederlerken, nötronlar, kütlelerin merkezinin sabit kalması ve momentumu korumak için ters yönde hareket ederler. Öte yandan çekici nükleer kuvvet, nötronların ve protonların hareketini tersine çeviren bir restorasyon kuvveti olarak işlev görür (Ceruti, 2016). IVGDR'nin gerçekleştirilen deneysel çalışmaların derlendiği (Berman ve Flutz 1975; Bergere 1977; Dietrich ve Berman, 1988) ya da farklı teorik yaklaşımlarla özelliklerinin incelendiği çalışmalara göre, IVGDR'nin daha önce de bahsedilen genel özelliklerini şu şekilde sıralayabiliriz:

- IVGDR fenomeni oldukça geneldir ve hafif ^4He çekirdeğinden ağır ^{238}U 'a kadar tüm çekirdeklerde görülür (Masur ve Mel'nikova, 2006).
- Hafif çekirdeklerde IVGDR güç dağılım piki daha dar iken, ağır küresel çekirdekler için bu dağılım Lorentz dağılımı şeklindedir.
- Deforme çekirdeklerde IVGDR güç dağılımı iki eğriden oluşmaktadır. Düşük ve yüksek değerlerde olan bu eğriler nötronun protona karşı hareketinin gerçekleştiği eksenlerle ilgilidir.
- IVGDR'nin uyarılma enerjisi, A ile oldukça iyi bir şekilde elde edilebilir.

$$E_m = 31,2 A^{-1/3} + 20,6 A^{-1/6}$$

- IVGDR gücü Thomas-Reiche-Kuhn(TRK) toplam kuralı ile ifade edilebilir.

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sigma_{\gamma}^{abs} dE = \frac{60NZ}{A} (1 + \kappa)$$

κ tüm izovektör rezonansların mezon değişim katkılarına bağlı bir faktördür $A > 100$ çekirdekleri için bu değer 0.1 ile 0.2 arasında bir değer almaktadır. E_{\min} nötron koparma enerjisi, E_{\max} 25 MeV'dir. (Harakeh ve Van der Woude, 2006).

- IVGDR tesir kesiti verisine göre oluşturulan eğrinin genişliğinin bulunması için genel eğilim, Lorentz fitinin kullanılmasıdır. Buna göre genişlik kapalı kabuklarda yaklaşık 4MeV civarında olurken, kabuklar arasında bulunan ve deforme çekirdekler için bu değer artmaktadır.
- IVGDR şekli spesifik nükleer yüzey özellikleri ile ilişkilidir.

2.2.4.2.2. İzoskaler dev dipol rezonans

Dev monopol rezonansı (GMR) gibi izoskalar dev dipol rezonansı (Isoscalar Giant Dipole Resonance-ISGDR) da uyarılma enerjileri, çekirdek içerisindeki nükleonun hareketinin tanımlanmasında çok önemli bir rol oynayan nükleer eşitliğin önemli bir bileşeni ve aynı zamanda tip II süpernova patlamaları ile ilgili olan nükleer maddenin sıkıştırılmazlığı ile doğrudan ilişkili olduğu için ilgi çeken modlardan biridir (Itoh ve ark., 2002).

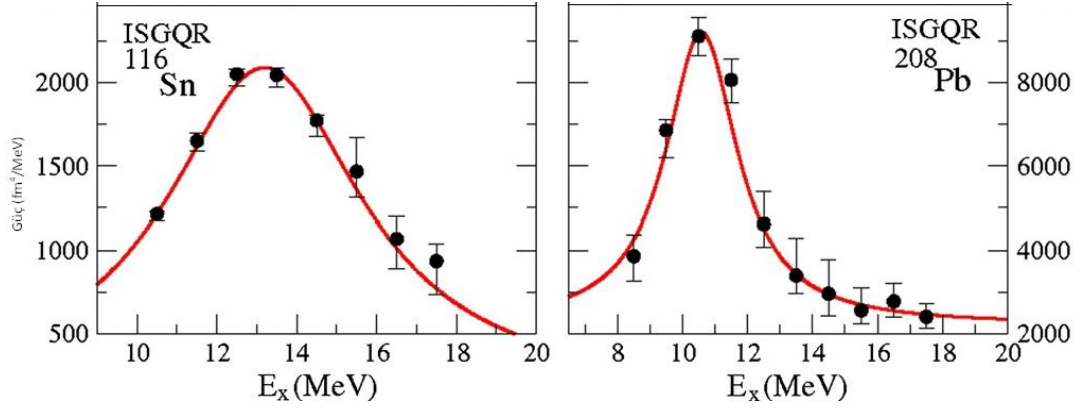
Şekil 2.15.'de ^{208}Pb çekirdeği için dev rezonans modlarının gösteriminde de görülmektedir ki E1 multipolü için izoskaler bileşen tüm çekirdeğin Thomson saçılması ile özdeşdir ve bu nedenle ayrı bir uyarım modu olarak görülmemektedir (Hütt ve ark., 2000). ISGDR geçiş operatörü, çekirdeğin kütle merkezinin ötelenmesini uyarmaktadır ve bu durum içsel bir nükleer uyarıma yol açmamaktadır. Bununla birlikte, ikinci mertebeden bu operatör, içsel $1h\omega$ ve $3h\omega$ nükleer uyarılmalarına yol açabilir ki izoskaler dipol gücü çoğunlukla, $3h\omega$ uyarımında bulunmaktadır ve $3h\omega$ izoskaler dipol modu bir sıkıştırma modu olarak görülmektedir.

ISGDR ile ilgili durum aşağıdaki gibi özetlenebilir:

- $3h\omega$ ISGDR gücü $24 \leq A \leq 208$ aralığında birçok çekirdekte yer almaktadır.
- $A \geq 90$ çekirdekleri için nükleer güç dağılımının merkezi (centroid) enerji değeri $\approx 120A^{-1/3}$ MeV; $A \leq 90$ için gözlemlenen nükleer güç dağılımının merkezi sürekli olarak azalır ($A = 24$ 'te yaklaşık $60A^{-1/3}$ MeV).
- $A \geq 90$ çekirdekleri için, güç yaklaşık 10 ila 15 MeV arasında geniş bir aralıkta dağılırken, E1 EWSR'nin % 100'üne yakındır.
- Mikroskopik HF-RPA hesaplamaları, skyrme etkileşimlerini kullanarak merkezdeki enerjileri tahmin etmektedir.
- Bir dizi çekirdekte $1h\omega$ izoskaler dipol gücü gözlenmiştir. HF-RPA hesaplamaları da bu kadar düşük gücü öngörmektedir (Harakeh ve Woude, 2006).

2.2.4.3. Dev kuadropol rezonans

İnelastik elektron saçılması (Pitthan ve Wlacher, 1971; Fuduka ve Torizuka 1972; Nagao ve Torizuka, 1973) ve inelastik proton saçılması (Lewis ve Bertrand, 1972) deneyleri sonucunda keşfedilen dev kuadropol rezonans (Giant Quadrupole Resonance-GQR), izovektör dev dipol rezonanstan sonra deneysel olarak keşfedilen ikinci kollektif moddur. ISGQR'nin güç dağılımına örnekler Şekil 2.23.'de verilmiştir.



Şekil 2.23. ISGQR güç dağılımı. ^{116}Sn ve ^{208}Pb için deneysel verilerin Lorentz dağılımı ile fit edilmesi (Patel ve ark., 2014)

Düşük enerjili kuadropol uyarılmalarının özellikleri kapalı kabukların dışındaki parçacıkların sayısına bağlı iken (nötronca zengin çekirdeklerin izoskalar dipol tepkisinde görülen düşük enerjili pik için olana benzer bir şekilde) yüksek enerjili modların kütle numarası A ile düzgün bir şekilde değişmesi beklenir. ISGQR durumunda, uyarılma enerjisi tahmin edilebilir -harmonik osilatör dikkate alındığında- kabuk enerji aralığı ve eğer nükleer efektif etkileşim hızı bağlıysa, nükleon efektif kütle yani $\sqrt{m/m^*}$ ile orantılı olur. Bu orantı nedeniyle, mikroskopik öz-uyumlu hesapların ISGQR üzerindeki deneylerle karşılaştırılması, nükleer ortamda gömülü olan nükleonları karakterize eden en önemli niceliklerden biri olan m^* değeri hakkında değerli bilgiler sağlamıştır (Roca-Maza ve ark., 2018).

BÖLÜM 3. ÇİFT-ÇİFT KÜTLE NUMARALI DEFORME ÇEKİRDEKLERİN ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARININ ARAŞTIRILMASI

3.1. Simetri Kırınımları, Sahte Haller ve Etkin Kuvvetler

Nükleer kuvvetlerin karmaşıklığı ve çok sayıda bağımsız dereceye sahip sistemlerin detaylı tarifinde doğan zorluklar nedeniyle nükleer seviyelerin simetri özellikleri açısından ve koruma yasalarının uygulanmasıyla karakterize edilmeleri, nükleer olayların analizinde belirgin bir rol oynamaktadır. Nükleer fizikte simetri yasaları, kısmen, uzay-zaman koordinat sisteminin dönüşümleri ile olan etkileşimlerin değişmezliğinden kaynaklanmaktadır. Sürekli dönüşümler (öteleme, dönme ve Lorentz) altındaki değişmezlik evrensel geçerliliğe sahip olarak görülmektedir. Nükleer olayların incelenmesi, bu simetrilerin geçerlilik derecesinin aydınlatılmasında önemli bir katkı sağlamıştır (Bohr and Mottelson, 1997). Doğa içinde simetriler, karmaşık bir fiziksel sistemi basit bir şekilde tarif etmemize ve davranışını daha iyi anlamamıza yardımcı olmaktadır. Aslında, simetriler, kuantum mekaniğinde sistemin tanımlanması için belirleyici kuantum sayılarına dönüşen korunma yasaları ile kuvvetli şekilde ilişkilidir. Bir nükleer sistemde birçok simetri varlığı tanımlanmıştır. Simetrileri araştırmak, fizik biliminin tüm alanlarında temel bir hedeftir. Bununla birlikte, olası bir simetri kırılması, farklı ve yeni durumların oluşmasına neden olmaktadır (Ceruti 2016).

Simetri kırılmalarına neden olan durumlardan biri çekirdeğin incelendiği yaklaşımın özelliğidir. Bu çalışmanın konusu olan çift-çift deforme çekirdeklerin mikroskobik olarak incelendiği yaklaşım Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımıdır (QRPA). QRPA temelinde yer alan Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) yaklaşımından ötürü tek parçacık hamiltoniyeni simetrileri kırılmaktadır. Bu simetri kırınımları, ortalama alan potansiyeli ile ilişkili olarak kendiliğinden oluşmakta ve incelenen çekirdeğin var olan titreşim seviyelerinin içerisine, titreşim hareketinin dışında sıfır enerjili farklı

seviyelerin (Goldstone modu) karışmasına neden olmaktadır. Gerçek titreşim seviyeleri arasına karışan bu seviyeler sahte haller olarak ifade edilmektedirler.

Simetri kırınımının neden olduğu sahte haller çekirdeğin teorik olarak incelenen enerji spektrumu değerleri ile ilgili sonuçların doğruluktan sapmasına neden olmaktadır. Hesaplamaların daha sağlıklı sonuçlar vermesi için kırılan simetriten yüzünden çekirdek enerji spektrumuna karışan bu sahte hallerin ayrılması gerekmektedir. Bu işlem Pyatov ve Chernej (1972) tarafından gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmada, sahte hallerin ayrılması (restorasyon) için ortalama alanda radyal kısmı ayrılan etkin kuvvetler izoskaler olarak seçilmiştir. Sahte hallerin ayrılması için kullanılan başka bir yaklaşım Kuliev ve ark., (2000) tarafından gerçekleştirilmiştir. Kuliev ve ark., (2000) yaklaşımında, ortalama alandaki izovektör ve coulomb potansiyellerini göz ardı ederek etkin kuvvetleri yalnızca izoskaler alan Pyatov'un yaklaşımını geliştirerek izovektör terim katkısı yapmıştır. Bu yaklaşım Ertuğral (2007)'in çalışmasında, geçiş ve nadir toprak bölgelerinde bulunan çift-çift deforme çekirdeklerin, 2-4 MeV enerji bölgesinde, elektrik dipol özelliklerinin incelenmesinde Galileo değişmezliğin kırınımının (süperakışkan çekirdekte çift etkileşme potansiyellerinin sebep olduğu) restorasyonunu sağlayan etkin kuvvetlerin seçilmesinde uygulanmıştır. Bu çalışmada, izoskaler ve izovektör restore edici kuvvetlerin iki-kuaziparçacık eşik enerjisinin altındaki düşük enerjilerde $I^\pi=1^-$ hallerinin yeni bir dalını ürettiği gösterilmiştir. Kuliev ve ark., (2000) yaklaşımı hem elektrik hem de manyetik dipol uyarılmalarının incelendiği çalışmalarda uygulanmış, başarılı sonuçlar elde edilmiştir (Kuliev ve ark., 2002; Guliyev ve ark., 2006, 2009a, 2009b, 2013; Ertuğal ve ark., 2009).

3.2. Deforme Çekirdekte Elektrik Dipol Uyarılmaları

Elektrik dipol geçişlerinin en karakteristik büyüklüklerinden biri indirgenmiş geçiş ihtimalidir. Bu büyüklük 1^- uyarılmaları için B(E1) olarak ifade edilmektedir ve aşağıdaki şekilde verilmektedir.

$$B(E1, I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = \sum_{\mu} \langle I_i 1 K_i \mu | I_f K_f \rangle^2 | M(0^+ \rightarrow 1^- K) |^2 \quad (3.1)$$

Burada $\langle I_i 1 K_i \mu | I_f K_f \rangle$ Clebsh-Gordon katsayıları, $M(0^+ \rightarrow 1^- K)$ ise uyarılma matris elemanıdır (Bohr ve Mottelson 1997). Denklem (2.29)'da $(|\psi_i \rangle = Q_i^+ |\psi_0 \rangle = \sum_{\mu, \tau} [\psi_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}^+(\tau) - \phi_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}(\tau)] |\Psi_0 \rangle)$ verilen QRPA metodunda 1^- seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları ifadesi kullanılarak, 1^- seviyeleri için tek fononlu taban durumundan uyarılma matris elemanı, şu şekilde yazılmaktadır ($Q_i |\Psi_0 \rangle = 0$ olduğundan):

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = \langle \Psi_0 | Q_n^+ M(E1, \mu) | \Psi_0 \rangle \quad (3.2)$$

Burada $M(E1)$ elektrik dipol operatörü olup

$$M(E1, \mu) = e_p \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sum_{i=1}^Z (r Y_{1\mu})_i \quad (3.3)$$

ile verilmektedir. Bu ifadedeki e_p protonun elektrik yüküdür. Elektrik dipol geçiş operatörleri, deney ve teorik sonuçların karşılaştırılması ile elde edilen, efektif yükler kullanılarak ifade edilebilir (Bohr ve Mottelson, 1997).

$$M(E1, \mu) = -\frac{1}{2} \sum_{\tau=n,p} e_{eff}^{\tau} \sum_{i=1}^A \tau_z^i r_{\mu}^i \quad (3.4)$$

Dipol uyarılma matris elemanı, incelenen çekirdeklerin süperakışkanlık özelliğinden dolayı Bogolyubov dönüşümleri altında farklı betimlenebilmektedir:

$$M(E1) = \sum_{qq'} r_{qq'} (u_q u_{q'} - v_q v_{q'}) B_{qq'} + \sum_{qq'} r_{qq'} (u_q v_{q'} + u_{q'} v_q) (A_{qq'}^+ + A_{q'q}) \quad (3.5)$$

Burada ilk terim kuazibozon, ikinci terim kuaziparçacık özelliklerini içermektedir. Denklem düzenlenip komutasyon özelliklerinden yararlanılıp nötron ve proton için ayrı yazıldığında, elektrik dipol geçiş matris elemanı aşağıdaki olur:

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -\frac{e^p_{eff}}{2} \sum_{ss'} r_{ss'} u_{ss'} g_{ss'} - \frac{e^n_{eff}}{2} \sum_{vv'} r_{vv'} u_{vv'} g_{vv'} \quad (3.6)$$

İndirgenmiş geçiş olasılığının belirlenmesi için elektrik dipol geçiş matris elemanının elde edilmesinde kullanılan terimler, aşağıda QRPA metodunun farklı yaklaşımlar altında restore edilmesiyle, elde edilmiştir.

3.3. Çift-Çift Deforme Çekirdekler İçin QRPA Metodu

Bu çalışmada geçiş ve nadir toprak bölgesinde yer alan çift-çift deforme çekirdeklerin QRPA model çerçevesinde 1^- seviyelerinin tek fononlu elektrik dipol özellikleri, nötron bağlanma enerjisinin yukarısında bulunan enerji bölgesindeki özellikleri incelenmiştir. QRPA modeli kullanılarak yapılan hesaplamalarda simetri kırınımlarının neden olduğu sahte hallerin yalıtılması Kuliev ve ark., (2000) yaklaşımı ile gerçekleştirilmiştir. Restore edici kuvvetlerin eklenmesinin elektrik dipol rezonansın öteleme ve Galileo değişmezliğine etkisini belirlemek amacıyla QRPA yaklaşımı hesaplamaları dört başlık altında gerçekleştirilmiştir.

1. Hiçbir restorasyonun olmadığı yaklaşım:
Öteleme ve Galileo değişmez olmayan QRPA model (NTGI QRPA)
2. Yalnızca öteleme değişmezliğin restore edildiği yaklaşım:
Öteleme değişmez QRPA model (TI QRPA)
3. Yalnızca Galileo invaryanlığın restore edildiği yaklaşım:
Galileo değişmez QRPA model (GI QRPA)
4. Hem öteleme hem de Galileo değişmezliğin restore edildiği yaklaşım:
Öteleme ve Galileo değişmez QRPA model (TGI QRPA)

Yapılan analitik hesaplamalarda öncelikle her yaklaşım için Hamiltoniyenler elde edilmiştir. Hamiltoniyenlerin özdeğer ve özfonksiyonlarını bulmak için QRPA'nın bilinen yöntemleriyle $[H, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+$ hareket denklemi çözülmüş ve 1^- seviyelerinin enerjisi olan ω_i kökleri ve dalga fonksiyonunun $g_{qq'} = \Psi_{qq'} + \Phi_{qq'}$ ve

$W_{qq'} = \Psi_{qq'} - \Phi_{qq'}$ genlikleri elde edilmiştir. QRPA hareket denklemleri dört yaklaşım için çözülmüş, 1^- seviyelerinin enerjisi olan ω_i kökleri ve dalga fonksiyonunun $\psi_{qq'}^i$ ve $\varphi_{qq'}^i$ katsayıları bulunmuştur. Bu işlemler aşağıda ayrı ayrı verilmiştir.

3.3.1. Öteleme ve Galileo değişmez olmayan QRPA model (NTGI QRPA)

Spini ve paritesi $I^\pi = 1^-$ olan uyarılmalar için, öteleme ve Galileo değişmez olmayan QRPA model hamiltoniyeni şu şekilde ifade edilir (Pyatov ve Salamov, 1977);

$$H = H_{sqp} + W_{dip} \quad (3.7)$$

Bu ifadedeki ilk terim olan H_{sqp} tek-kuazi parçacık hareketinin Hamiltoniyeninin temel formunu ifade etmektedir (ikinci kuantumlanma metodu yaklaşımı kullanılarak) (Pyatov ve Salamaov, 1977).

$$H_{sqp} = \sum_{\gamma} \varepsilon_{\gamma} \alpha_{\gamma}^+ \alpha_{\gamma} \quad (3.8)$$

Bu ifadedeki α^+ ve α operatörleri daha önce bahsedilen Bogolyubov dönüşümlerinin fermiyonlar için kuazi parçacık üretme ve yok etme operatörleri, ε_{γ} tek parçacık ortalama alanı üzerinden alınmış nükleonların tek-kuaziparçacık enerjisidir. Üretme ve yok etme operatörlerinin B operatörü ifadesindeki yerleri aşağıdaki gibidir (Soloviev, 1976)

$$B(q, q') = \sum_{\sigma} \alpha_{q\sigma}^+ \alpha_{q'\sigma} \quad (3.9)$$

Burada $\sigma = \pm 1$ zaman dönüşümü işlemi ile ilgili durumları göstermektedir. Kuazi parçacık sayısına karşılık gelen B operatörü genel olarak,

$$B_{qq}(\tau) = \sum_{q\tau} \alpha_q^+(\tau) \alpha_q(\tau) + \alpha_{q_0}^+(\tau) \alpha_{q_0}(\tau) \quad (3.10)$$

olarak ifade edilmektedir. Burada, kuantum numaralarından q hem proton hem nötron seviyelerini ifade etmektedir. Böylelikle, H_{sqp} aşağıdaki genel forma dönüşmektedir (Soloviev, 1976).

$$H_{sqp} = \sum_{q\tau} \varepsilon_q(\tau) \left\{ \alpha_q^+(\tau) \alpha_q(\tau) + \alpha_{q_0}^+(\tau) \alpha_{q_0}(\tau) \right\} \quad (3.11)$$

(3.7) ifadesindeki ikinci terim olan W_{dip} nötron ve protonların dipol titreşimlerini temsil etmektedir (Pyatov ve Salamov, 1977). Öteleme değişmez dipol-dipol etkileşimleri için aşağıdaki izovektör form kullanılacaktır.

$$W_{dip} = \frac{3}{2\pi} \chi_1 \left(\frac{NZ}{A} \right)^2 \left(\mathbf{R}_N - \mathbf{R}_Z \right)^2 \quad (3.12)$$

Burada, χ_1 izovektör dipol-dipol çiftlenim sabiti, R_N ve R_Z proton ve nötron sistemlerinin kütle merkezinin koordinatıdır. Burada tüm sabit sayıları bir yerde toplarsak κ_1 aşağıdaki şekilde yazılır.

$$\kappa_1 = \frac{3}{2\pi} \chi_1 \left(\frac{NZ}{A} \right)^2 \quad (3.13)$$

Bu durumda W_{dip} nötron ve protonların izovektör dipol-dipol etkileşimi

$$W_{dip} = \kappa_1 \left(\mathbf{R}_N - \mathbf{R}_Z \right)^2 \quad (3.14)$$

olur. (3.14) ifadesindeki R kütle merkezinin genel hali aşağıdaki şekilde yazılır.

$$R_\mu = \sum_{qq'} r_{qq'}^\mu \left\{ a_q^+ a_{q'} + a_{q_0}^+ a_{q_0'} \right\} \quad (3.15)$$

(3.15) ifadesindeki μ indisi deforme çekirdekler için $\mu=0$ olduğunda $K=0$ uyarılmalarını, $\mu=\pm 1$ ise $K=1$ uyarılmalarını üretmektedir. Bu ifadede a parçacık

operatöründen α quasi parçacık operatörüne geçelim. Burada aşağıdaki kuaziparçacık operatörlerini kullanırsak

$$\begin{aligned} A_{qq'}^+ &= \alpha_{q'}^+ \alpha_q^+ \\ A_{q'q} &= \alpha_q \alpha_{q'} = -\alpha_{q'} \alpha_q \end{aligned} \quad (3.16)$$

yarıçap ifadesi (3.17)'deki gibi bulunmuş olur.

$$R_\mu = \sum_{qq'} r_{qq'}^\mu u_{qq'} (A_{qq'}^+ + A_{qq'}) \quad (3.17)$$

Bu ifadedeki parantez içini fonon operatörleri kullanarak düzenleyelim (Soloviev, 1976)

$$Q_i = \frac{1}{2} \sum_{q,q'} \{ \psi_{qq'}^i A(q,q') - \phi_{qq'}^i A^+(q,q') \} \quad (3.18)$$

$$Q_i^+ = \frac{1}{2} \sum_{q,q'} \{ \psi_{qq'}^i A^+(q,q') - \phi_{qq'}^i A(q,q') \} \quad (3.19)$$

(3.18) ve (3.19) ifadeleriyle yapılan işlemler sonucunda

$$\begin{aligned} A(q,q') &= \sum_i \{ \psi_{qq'}^i Q_i + \phi_{qq'}^i Q_i^+ \} \\ A^+(q,q') &= \sum_i \{ \psi_{qq'}^i Q_i^+ + \phi_{qq'}^i Q_i \} \end{aligned} \quad (3.20)$$

bulunur. (3.20) ifadeleri taraf tarafa toplanır ve $g_{qq'} = \psi_{qq'}^i + \phi_{qq'}^i$ olarak alınırsa,

$$A(q,q') + A^+(q,q') = \sum_i \sqrt{2} g_{qq'} (Q_i + Q_i^+) \quad (3.21)$$

olur. (3.21) ifadesi (3.17)'de yerine yazıldığında yarıçap ifadesinin fonon operatörleri cinsinden genel hali elde edilmiş olur.

$$R_{\mu} = \sum_{qq'} r_{qq'}^{\mu} u_{qq'} \sum_i \sqrt{2} g_{qq'} (Q_i + Q_i^+) \quad (3.22)$$

Nötron ve proton arasındaki etkileşim dikkate alınarak $(\vec{R}_N - \vec{R}_Z)^2$ hesaplandığında

$$W_{dip} = 2\kappa_1 \sum_{q_1 q_1', q_2 q_2'} r_{q_1 q_1'} u_{q_1 q_1'} g_{q_1 q_1'} r_{q_2 q_2'} u_{q_2 q_2'} g_{q_2 q_2'} \sum_{ij} (Q_i + Q_i^+) (Q_j + Q_j^+) \quad (3.23)$$

olur. $W_{q_1 q_1'} = r_{q_1 q_1'} u_{q_1 q_1'} g_{q_1 q_1'}$ ve $W_{q_2 q_2'} = r_{q_2 q_2'} u_{q_2 q_2'} g_{q_2 q_2'}$ olmak üzere W_{dip} ifadesi,

$$W_{dip} = 2\kappa_1 \sum_{q_1 q_1', q_2 q_2'} W_{q_1 q_1'} W_{q_2 q_2'} \sum_{ij} (Q_i + Q_i^+) (Q_j + Q_j^+) \quad (3.24)$$

Genel haliyle bulunur. $B_{qq'}(\tau) = (\psi_{qq'}^2 + \varphi_{qq'}^2) Q_i^+ Q_i$ olduğundan

$$H_{spp} = \sum_{qq'\tau} \varepsilon_{qq'}(\tau) B_{qq'}(\tau) = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} (\psi_{qq'}^2 + \varphi_{qq'}^2) Q_i^+ Q_i \quad (3.25)$$

bulunur. İfadelerdeki notasyon karışıklığı engellenerek en genel haliyle NTGI model için hamiltoniyen ifadesi,

$$H = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} (\psi_{qq'}^2 + \varphi_{qq'}^2) Q_i^+ Q_i + 2\kappa_1 \sum_{q_1 q_1', q_2 q_2'} W_{q_1 q_1'} W_{q_2 q_2'} \sum_{jj'} (Q_j + Q_j^+) (Q_{j'} + Q_{j'}^+) \quad (3.26)$$

dir. Tek fononlu durumlar için (2.34)'de belirtilen hareket denklemi ifadesini kullanalım:

$$[H, Q^+] = [H_{spp}, Q^+] + [W_{dip}, Q^+] = \omega_i Q^+ \quad (3.27)$$

Bu ifadedeki ω_i 'ler 1- hallerin enerjileridir. Denklem (3.26) ifadesinde bulduklarımızı yerine koyarak enerji özdeğerlerini hesaplayalım. $g_{qq'} = \psi_{qq'} + \phi_{qq'}$, $w_{qq'} = \psi_{qq'} - \phi_{qq'}$ ve $W_{qq'} = r_{qq'} \mu_{qq'} g_{qq'}$ olmak üzere;

$$[H, Q_i^+] = \frac{1}{2} \sum_{qq'} \epsilon_{qq'} (g_{qq'}^2 + w_{qq'}^2) Q_i^+ + 2\kappa_1 \{W_{q_1q_1} W_{q_1q_1} - W_{q_1q_1} W_{q_2q_2} + W_{q_2q_2} W_{q_1q_1} + W_{q_2q_2} W_{q_2q_2}\} (Q_j + Q_j^+)$$

$$\omega_i = \sum_{qq'} \epsilon_{qq'} (g_{qq'}^2 + w_{qq'}^2) + 2\kappa_1 \{W_{q_1q_1} W_{q_1q_1} - W_{q_1q_1} W_{q_2q_2} + W_{q_2q_2} W_{q_1q_1} + W_{q_2q_2} W_{q_2q_2}\} \quad (3.28)$$

Burada,

$$\psi_{qq'} = \frac{g_{qq'} + w_{qq'}}{2} \quad \phi_{qq'} = \frac{g_{qq'} - w_{qq'}}{2} \quad (3.29)$$

eşitlikleri göz önünde bulundurularak denklem ψ ve ϕ cinsinden tekrar ifade edilirse hamiltoniyeinin özfonksiyonlarını hesaplamak için dalga fonksiyonunun birimleme koşulunu sağlayan (3.30) ve (3.31) ile verilen $g_{qq'}$ ve $w_{qq'}$ genlikleri ile $\psi_{qq'}$ ve $\phi_{qq'}$ katsayıları

$$\sum_{ss'} g_{ss'} w_{ss'} + \sum_{vv'} g_{vv'} w_{vv'} = 1 \quad (3.30)$$

$$\sum_{qq'\tau} [\psi_{qq'}^i(\tau) - \phi_{qq'}^i(\tau)] = 1 \quad (3.31)$$

elde edilmiştir.

$$g_{qq'} = -\tau_z \frac{1}{N_\tau} \frac{4\kappa_1 r_{qq'} \mu_{qq'} \epsilon_{qq'}}{\epsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} W_1 ; \quad w_{qq'} = -\tau_z \frac{1}{N_\tau} \frac{4\kappa_1 r_{qq'} \mu_{qq'} \omega_i}{\epsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} W_1 \quad (3.32)$$

$$\psi_{qq'} = -\tau_z \frac{1}{N_\tau} \frac{2\kappa_1 r_{qq'} \mu_{qq'}}{\epsilon_{qq'} - \omega_i} W_1 ; \quad \phi_{qq'} = -\tau_z \frac{1}{N_\tau} \frac{2\kappa_1 r_{qq'} \mu_{qq'}}{\epsilon_{qq'} + \omega_i} W_1 \quad (3.33)$$

Burada $W_1 = W_n - W_p$ 'dir. Seküler denklem yazılıp denklemler katsayılar matrisi haline getirilerek çözüm yapılırsa

$$D(\omega_i) = 1 + 2\kappa_1 \left(\frac{F_n}{N^2} + \frac{F_p}{Z^2} \right) = 0 \quad (3.34)$$

denklemi elde edilir. Burada $F_\tau = \sum_{qq'}^\tau \frac{2\varepsilon_{qq'} r_{qq'}^2 u_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2}$ şeklindedir. Bu elde edilen

seküler denklemin çözümü ile uyarılma enerjileri bulunur. Bununla birlikte dalga fonksiyonun katsayıları da elde edildiğinden taban durumundan 1^- seviyelerine elektrik dipol geçişlerinin hesaplanması için kullanılacak olan elektrik geçiş operatörü,

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = \langle \psi_0 | [Q_i^+, M(E1)] | \psi_0 \rangle \quad (3.35)$$

biçiminde yazılır. Burada $M(E1) = -\frac{1}{2} \sum_{\tau=n,p} e_{eff}^\tau \sum_{i=1}^A \tau_z^i r_\mu^i$ elektrik dipol geçiş operatörü,

e_{eff}^τ nötron ve protonların efektif elektrik yükleri ve $|\psi_0\rangle$ fonon vakumudur.

3.3.2. Öteleme değişmez QRPA model (TI QRPA)

1^- uyarılmaları için, öteleme değişmezliğin restorasyonu için, eşitlik (3.7) ile verilen öteleme ve Galileo değişmez olmayan QRPA model hamiltoniyenine h_0 terimi eklenmektedir.

$$H = H_{sqp} + W_{dip} + h_0 \quad (3.36)$$

h_0 terimi ortalama alan potansiyeli ile kırılan öteleme değişmezliğini restore etmek için kullanılan izoskaler etkin kuvvet terimidir (Pyatov ve Salamov, 1977);

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma} \sum_{\mu} [H_{sqp}, P_{\mu}]^+ [H_{sqp}, P_{\mu}] \quad (3.37)$$

Burada γ çiftlenim parametresidir ve ortalama alan potansiyeli parametreleri ile belirlenmektedir.

$$\gamma_{\mu} = \langle 0 | [P_{\mu}^+, [H_{sqp}, P_{\mu}]] | 0 \rangle \quad (3.38)$$

(3.38) ifadesindeki P_{μ} kütle merkezi hareketinin çizgisel momentumu zamana bağlı olduğu için farklı simetri kuralları geçerlidir. Bu simetri kurallarını kullanarak ve kuaziparçacık tasviri ile P_{μ} şu şekilde elde edilir:

$$P_{\mu} = \sum_{qq'} v_{qq'} B_{qq'} + p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'}^+ - A_{qq'}) \quad (3.39)$$

$$H_{sqp} = \sum_{qq'\tau} \varepsilon_{qq'}(\tau) B_{qq'}(\tau) \text{ olduğundan,}$$

$$[H_{sqp}, P_{\mu}] = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'}^+ + A_{qq'}) \quad (3.40)$$

$$[H_{sqp}, P_{\mu}]^+ = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'} + A_{qq'}^+) \quad (3.41)$$

olarak elde edilir. Buradan çiftlenim parametresi;

$$\gamma_{\mu} = \langle 0 | [P_{\mu}^+, [H_{sqp}, P_{\mu}]] | 0 \rangle = [p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'}^+ - A_{qq'}), \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'}^+ + A_{qq'})] = 2 \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'}^2 L_{qq'}^2 \quad (3.42)$$

olur. Buradan h_0 ;

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma} \sum_{q_1 q_1'} \varepsilon_{q_1 q_1'} p_{q_1 q_1'} L_{q_1 q_1'} (A_{q_1 q_1'} + A_{q_1 q_1'}^+) \sum_{q_2 q_2'} \varepsilon_{q_2 q_2'} p_{q_2 q_2'} L_{q_2 q_2'} (A_{q_2 q_2'}^+ + A_{q_2 q_2'}) \quad (3.43)$$

(3.20) eşitliklerini kullanarak (3.43)'deki $(A_{q_1q_1'} + A_{q_1q_1'}^+)$ ve $(A_{q_2q_2'}^+ + A_{q_2q_2'})$ ifadeleri fonon operatörleri cinsinden yazılırsa,

$$h_0 = -\frac{1}{\gamma} \sum_{q_1q_1'} \varepsilon_{q_1q_1'} p_{q_1q_1'} L_{q_1q_1'} g_{q_1q_1'} \sum_{q_2q_2'} \varepsilon_{q_2q_2'} p_{q_2q_2'} L_{q_2q_2'} g_{q_2q_2'} \sum_k \sum_l (Q_k + Q_k^+) (Q_l + Q_l^+) \quad (3.44)$$

olur. $G_\tau = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} g_{qq'}$ olarak alınırsa ifade aşağıdaki gibi olur.

$$h_0 = -\frac{1}{\gamma} GG' \sum_k \sum_l (Q_k + Q_k^+) (Q_l + Q_l^+) \quad (3.45)$$

Böylelikle TI için (3.36)'da verilen Hamiltoniyenin açık halini elde etmek için W_{dip} ve H_{sqp} için daha önce verilen (3.24), (3.25) ve (3.45) eşitliğindeki terimler yerine yazılırsa,

$$H = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} (\psi_{qq'}^2 + \varphi_{qq'}^2) Q_i^+ Q_i + 2\kappa_1 \sum_{q_1q_1' q_2q_2'} W_{q_1q_1'} W_{q_2q_2'} \sum_{jj'} (Q_j + Q_j^+) (Q_{j'} + Q_{j'}^+) - \frac{1}{\gamma} GG' \sum_k \sum_l (Q_k + Q_k^+) (Q_l + Q_l^+) \quad (3.46)$$

elde edilir. Hamiltoniye (3.47) hareket denkleminde yerine yazılarak

$$[H, Q^+] = [H_{sqp}, Q^+] + [W_{dip}, Q^+] + [h_0, Q^+] = \omega_i Q^+ \quad (3.47)$$

gerekli işlemleri yapıldıktan sonra sistem denklemleri elde edilir.

$$g_{qq'} = \frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G - \tau_z 4\kappa_1 \frac{1}{N_\tau} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \widehat{W} \quad (3.48)$$

$$w_{qq'} = \frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \omega_i G - \tau_z 4\kappa_1 \omega_i \frac{1}{N_\tau} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \tilde{W} \quad (3.49)$$

$$\psi_{qq'} = (1 + \omega_i) \left[\frac{1}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G - \tau_z 2\kappa_1 \frac{1}{N_\tau} \frac{\varepsilon_{qq'} (r_\mu)_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \tilde{W} \right] \quad (3.50)$$

$$\varphi_{qq'} = (1 - \omega_i) \left[\frac{1}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G - \tau_z 2\kappa_1 \frac{1}{N_\tau} \frac{\varepsilon_{qq'} (r_\mu)_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \tilde{W} \right] \quad (3.51)$$

Burada $\tilde{W} = W_n - W_p$ ve $\tilde{W} = \frac{1}{N_\tau} \sum r_{qq'} u_{qq'} g_{qq'}^\tau$ şeklindedir. (3.48) ve (3.49)

ifadeleri kullanılarak katsayılar matrisi bulunur. Determinant sıfıra eşitlenerek TI QRPA model için seküler denklem elde edilir. Elde edilen seküler denklemden bu model için 1⁻ uyarılmalarının geçiş özellikleri için sayısal sonuçlar elde edilir.

Denklem (3.48) ile gösterilen dalga fonksiyonunun $g_{qq'}$ katsayısı (3.35) ifadesinde yazılırsa, indirgenmiş B(E1) geçiş ihtimali için

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -\frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left\{ \frac{e_{eff}^p}{\sqrt{2}} \left(M_p + \kappa_1 \bar{L}_i \frac{F_p}{Z} \right) + \frac{e_{eff}^n}{\sqrt{2}} \left(M_n - \kappa_1 \bar{L}_i \frac{F_n}{N} \right) \right\} \quad (3.52)$$

elde edilir.

Öteleme dönüşümlerinin, ortalama alan potansiyellerinden dolayı değişmez olmamasından dolayı toplam momentum korunmamaktaydı (Eşitlik 3.53).

$$[H_{sqp}, P_\mu] \neq 0 \quad (3.53)$$

Çekirdeğin 1^- uyarılma titreşimlerine, çekirdeğin kütle merkezinin titreşimlerinin de katılması ile oluşan sahte halleri restore etmek için hamiltoniyene h_0 ayrılabilir izoskaler etkin kuvvet (Eşitlik 3.44) eklenmesiyle;

$$\left[H, P_\mu \right] = \left[H_{sqp} + h_0, P_\mu \right] + \kappa_1 \left[\left(\vec{R}_N - \vec{R}_Z \right)^2, P_\mu \right] = 0 \quad (3.54)$$

komutasyon şartı sağlanmıştır. Momentum operatörüyle komutasyonunun sıfır olması, (3.36) eşitliği ile verilen Hamiltoniyenin öteleme değişmezliğinin restore edildiğini göstermiştir.

3.3.3. Galileo değişmez QRPA model (GI QRPA)

Bir sistem üzerine herhangi bir dış alan etki etmezse, Hamiltoniyen koordinat sisteminin ötelenmesi, uzay, zaman, koordinat eksenlerinin dönmesi ve sistemin tekdüze hareketi (Galilean veya Lorentz değişmezlik) bakımından değişmezdir. Çizgisel momentumu sıfır olmayan ($P=P_1-P_2$) sistemlerin özellikleri Galileo değişmezlik ile belirlenmektedir. Galileo değişmezlik, etkileşimlerin ve hareket denklemlerinin bir özelliğidir (Bohr ve Mottelson, 1998). Bu değişmezlikte göreceli hızlar parçacıklar arasındaki tüm etkileşmelerde etkilidir. Kuazi parçacık ortalama alanının hız bağımlılığı çok kutuplu kuvvetlerin ortaya çıkmasını indüklemektedir. Bu kuvvetler QRPA'da, çok kutuplu eşleşme kuvvetleri ile aynı etkileri üretmektedirler. Bu nedenle, Galileo değişmezliğinin kırılması, olağan artık etkileşimlerine atfedilemeyen, sahte çok kutuplu uyarımların yapısı üzerinde kesin bir etkiye sahiptir (Civitarese, Faessler ve Licciardo, 1992). Bu nedenle çiftlenim etkileşmesinin kırılan Galileo değişmezliğinin restorasyonu önem arz etmektedir.

1^- uyarılmaları için, Galileo (Lorentz) değişmezliğin restorasyonu için, eşitlik 3.25 ile verilen öteleme ve Galileo değişmez olmayan QRPA model hamiltoniyenine h_Δ terimi eklenmektedir (Kuliev, Selam ve Küçükburşa, 2001);

$$H = H_{sqp} + W_{dip} + h_\Delta \quad (3.55)$$

h_{Δ} terimi çiftlenim etkileşmesinin kırılan Galileo değişmezliğini restore etmek için kullanılan terimdir (Gabraikov, Pyatov ve Salamov, 1977).

$$h_{\Delta} = -\frac{1}{2\beta} \sum_{\mu} [U_{\text{çift}}, R_{\mu}]^{+} [U_{\text{çift}}, R_{\mu}] \quad (3.56)$$

Burada, çiftlenim potansiyeli olan $U_{\text{çift}}$

$$U_{\text{çift}} = -\frac{\Delta}{2} (\Gamma^{+} + \Gamma) \quad (3.57)$$

ile verilmektedir (Kuliev ve ark., 2010). Δ enerji boşluğu, Γ^{+} ve Γ parçacık üretme ve yok etme operatörleri cinsinden, $\Gamma = \sum_{\nu} a_{\nu}^{-} a_{\nu}$ ve $\Gamma^{+} = \sum_{\nu} a_{\nu}^{+} a_{\nu}^{+}$ 'dır. R_{μ} ise (3.22)'de verilen çekirdeğin kütle merkezinin koordinatıdır. Çiftlenim potansiyelinden belirlenen çiftlenim parametresi; $\beta = \langle 0 | R_{\mu}^{+}, [U_{\text{çift}}, R_{\mu}] | 0 \rangle$ ile verilmektedir (Pyatov ve Salamov, 1977). a parçacık operatörü cinsinden yazılan Γ^{+} ve Γ operatörlerini kuaziparçacık tasvirinde yazalım (Soloviev, 1976):

$$\begin{aligned} a_s^{+} &= u_s \alpha_{\%}^{+} + v_s \alpha_s \\ a_{\%}^{+} &= u_s \alpha_s^{+} - v_s \alpha_{\%} \\ a_s &= u_s \alpha_{\%} + v_s \alpha_s^{+} \\ a_{s'} &= u_{s'} \alpha_{\%} + v_{s'} \alpha_{s'}^{+} \\ a_{\%} &= u_{s'} \alpha_{s'} - v_{s'} \alpha_{\%}^{+} \\ a_{\%}^{+} &= u_{s'} \alpha_{s'}^{+} - v_{s'} \alpha_{\%} \end{aligned} \quad (3.58)$$

ifadeleri yerine yazılıp qq' notasyonu ile genel bir şekilde ifade edilirse, (3.59) eşitlikleri elde edilir.

$$\begin{aligned} \Gamma^{+} &= u_q u_{q'} \alpha_q^{+} \alpha_{q'}^{+} - v_q v_{q'} \alpha_{q'} \alpha_q \\ \Gamma &= u_q u_{q'} \alpha_q \alpha_{q'} - v_q v_{q'} \alpha_{q'}^{+} \alpha_q^{+} \end{aligned} \quad (3.59)$$

Bu ifadeler (3.60)'da yerine yazılarak, (3.61) elde edilir.

$$[U_{\text{çift}}, R_\mu] = -\frac{\Delta}{2} \{ [\Gamma, R_\mu] + [\Gamma^+, R_\mu] \} \quad (3.60)$$

$$[U_{\text{çift}}, R_\mu] = -\Delta \sum_{qq'} \{ u_q u_{q'} + v_q v_{q'} \} r_{qq'} (A_{qq'}^+ - A_{q'q}) = -\Delta \sum_{qq'} M_{qq'} r_{qq'} (A_{qq'}^+ - A_{q'q}) \quad (3.61)$$

(3.61) eşitliğinde $M_{qq'} = u_q u_{q'} + v_q v_{q'}$ dir. (3.20) eşitliklerini kullanarak $A_{qq'}^+ - A_{q'q}$ eşitliği fonon operatörleri cinsinden yazılarak (3.61)'de yerine yazılırsa,

$$h_\Delta = -\frac{1}{\beta} \sum_{\mu} \sum_{q_3 q_3'} \Delta_{q_3 q_3'} M_{q_3 q_3'} w_{q_3 q_3'} r_{q_3 q_3'} \Delta_{q_4 q_4'} M_{q_4 q_4'} w_{q_4 q_4'} r_{q_4 q_4'} (\mathcal{Q}_k - \mathcal{Q}_k^+) (\mathcal{Q}_l^+ - \mathcal{Q}_l) \quad (3.62)$$

olur. (3.55)'de verilen Hamiltoniyenin açık halini elde etmek için W_{dip} ve H_{sqp} için daha önce verilen (3.24) ve (3.25) ile (3.62) eşitlikleri yerine yazılırsa,

$$H = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} (\psi_{qq'}^2 + \varphi_{qq'}^2) \mathcal{Q}_i^+ \mathcal{Q}_i + 2\kappa_1 \sum_{q_1 q_1' q_2 q_2'} W_{q_1 q_1'} W_{q_2 q_2'} \sum_{jj'} (\mathcal{Q}_j + \mathcal{Q}_j^+) (\mathcal{Q}_{j'} + \mathcal{Q}_{j'}^+) - \frac{1}{\beta} \sum_{\mu} \sum_{q_3 q_3' q_4 q_4'} \Delta_{q_3 q_3'} M_{q_3 q_3'} w_{q_3 q_3'} r_{q_3 q_3'} \Delta_{q_4 q_4'} M_{q_4 q_4'} w_{q_4 q_4'} r_{q_4 q_4'} (\mathcal{Q}_k - \mathcal{Q}_k^+) (\mathcal{Q}_l^+ - \mathcal{Q}_l) \quad (3.63)$$

elde edilir. Nötron ve proton sistemleri için ifade ayrı yazılır ve aşağıdaki sadeleştirmeler yapılırsa,

$$D = D_n + D_p \quad D_\tau = \Delta_\tau \sum_{qq'} M_{qq'} r_{qq'} w_{qq'}^\tau \quad (3.64)$$

$$\tilde{W} = W_n - W_p \quad \tilde{W} = \frac{1}{N_\tau} \sum_{qq'} r_{qq'} u_{qq'} g_{qq'}^\tau \quad (3.65)$$

Hamiltoniyen;

$$H = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} (\psi_{qq'}^2 + \varphi_{qq'}^2) Q_i^+ Q_i + 2\kappa_1 \sum_{jj'} W_{jj'} (Q_j + Q_j^+) (Q_{j'} + Q_{j'}^+) - \frac{1}{\beta} \sum_{\mu} \sum_{k,l} DD' (Q_k^+ - Q_k) (Q_l - Q_l^+) \quad (3.66)$$

şeklinde bulunmuş olur. Hareket denkleminde

$$[H, Q^+] = [H_{sqp}, Q^+] + [W_{dip}, Q^+] + [h_{\Lambda}, Q^+] = \omega_i Q^+ \quad (3.67)$$

yerine yazılırsa, varyasyon işlemleri yapıldıktan sonra

$$g_{qq'} = \frac{2\Delta_{\tau}}{\beta} \frac{r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \omega_i D - \tau_z 4\kappa_1 \frac{1}{N_{\tau}} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \widehat{W} \quad (3.68)$$

$$w_{qq'} = \frac{2\Delta_{\tau}}{\beta} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - \tau_z 4\kappa_1 \omega_i \frac{1}{N_{\tau}} \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \widehat{W} \quad (3.69)$$

$$\psi_{qq'} = (\varepsilon_{qq'} + \omega_i) \left[\frac{\Delta_{\tau}}{\beta} \frac{r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - \tau_z 2\kappa_1 \frac{1}{N_{\tau}} \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \widehat{W} \right] \quad (3.70)$$

$$\varphi_{qq'} = (-\varepsilon_{qq'} + \omega_i) \left[\frac{\Delta_{\tau}}{\beta} \frac{r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D + \tau_z 2\kappa_1 \frac{1}{N_{\tau}} \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \widehat{W} \right] \quad (3.71)$$

sistem denklemleri elde edilir. (3.68) ve (3.69) ifadelerini (3.64) ve (3.65)'de yerine yazarak katsayılar matrisi bulunur. Determinant sıfıra eşitlenerek GI QRPA model için seküler denklem elde edilir.

$$D(w_n) = \begin{vmatrix} -w_i^2 M_{\tau} & 2\kappa_1 w_i^2 \tilde{F} \\ w_i^2 \tilde{F} & -(1 + 2\kappa_1 F) \end{vmatrix} = 0 \quad (3.72)$$

Elde edilen seküler denklemden bu modelin 1^- uyarılmalarının geçiş özellikleri için sayısal sonuçlar elde edilir. Başlangıçta, çiftlenim etkileşmesinden dolayı kırılmış olan Galileo değişmezlik komutasyon şartını sağlamamaktaydı.

$$[U_{çift}, \hat{R}_\mu] \neq 0 \quad (3.73)$$

Galileo değişmezliği restore etmek için eklenen h_Δ ayrılabilir etkin kuvveti ile

$$[U_{çift} + h_\Delta, R_\mu] = 0 \quad (3.74)$$

komutasyon şartının sağlanması, Galileo değişmezliğin restore edildiğini göstermiştir.

3.3.4. Öteleme ve Galileo değişmez QRPA model (TGI QRPA)

Elektrik dipol 1^- seviyelerinin tek parçacık ortalama alan potansiyelinde çiftlenim etkileşmesi yapan bir sistemde Öteleme ve Galileo değişmez QRPA model Hamiltoniyeni; tek parçacık hamiltoniyeni H_{sqp} , restore edici h_0 ve h_Δ etkin kuvvetler ve dipol-dipol etkileşmesini ifade eden W_{dip} terimlerinden oluşmaktadır

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_\Delta + W_{dip} \quad (3.75)$$

Buradaki her bir ifade için bulunmuş olan (3.24), (3.25), (3.45) ve (3.62) eşitlikleri yerine yazılırsa Hamiltoniyen açık şekilde:

$$H = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} (\psi_{qq'}^2 + \varphi_{qq'}^2) Q_i^+ Q_i + 2\kappa_1 \sum_{jj'} W_{jj'} (Q_j + Q_j^+) (Q_{j'} + Q_{j'}^+) - \frac{1}{\gamma} GG' \sum_k \sum_l (Q_k + Q_k^+) (Q_l + Q_l^+) - \frac{1}{\beta} \sum_\mu \sum_{m,n} DD' (Q_m^+ - Q_m) (Q_n - Q_n^+) \quad (3.76)$$

şeklinde olur. Enerji özdeğerlerini bulmak için ifade hareket denkleminde yerine yazılırsa,

$$[H, Q^+] = [H_{sqp}, Q^+] + [h_{\Delta}, Q^+] + [h_0, Q^+] + [W_{dip}, Q^+] = \omega_i Q^+ \quad (3.77)$$

gerekli ara işlemler uygulandıktan sonra,

$$g_{qq'} = \frac{2 \varepsilon_{qq'}^2 P_{qq'} L_{qq'}}{\gamma \varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G + \omega_i \frac{2 \Delta_{\tau} r_{qq'} M_{qq'}}{\beta \varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - \tau_z 4 \kappa_1 \frac{1}{N_{\tau}} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \widehat{W} \quad (3.78)$$

$$w_{qq'} = \frac{2 \omega_i \varepsilon_{qq'} P_{qq'} L_{qq'}}{\gamma \varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G + \frac{2 \Delta_{\tau} \varepsilon_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{\beta \varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - \tau_z 4 \kappa_1 \omega_i \frac{1}{N_{\tau}} \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \widehat{W} \quad (3.79)$$

$$\psi_{qq'} = (\varepsilon_{qq'} + \omega_i) \left[\frac{1}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'} P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G + \frac{\Delta_{\tau}}{\beta} \frac{r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - \tau_z 2 \kappa_1 \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \widehat{W} \right] \quad (3.80)$$

$$\varphi_{qq'} = (\varepsilon_{qq'} - \omega_i) \left[\frac{1}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'} P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G - \frac{\Delta_{\tau}}{\beta} \frac{r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - \tau_z 2 \kappa_1 \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \widehat{W} \right] \quad (3.81)$$

elde edilir. Buradan seküler denklemi elde etmek için nötron ve proton sistemleri için ayrı ayrı sistem denklemleri elde edilir.

$$\widetilde{W} = W_n - W_p \quad W_{\tau}^0 = \frac{1}{N_{\tau}} \sum_{qq'} r_{qq'} u_{qq'} g_{qq'}^{\tau} \quad (3.82)$$

$$G = G_n + G_p \quad G_{\tau} = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} P_{qq'} L_{qq'} g_{qq'}^{\tau} \quad (3.83)$$

$$D = D_n + D_p \quad D_{\tau} = \Delta_{\tau} \sum_{qq'} r_{qq'} M_{qq'} w_{qq'}^{\tau} \quad (3.84)$$

(3.78) ve (3.79) ifadelerini (3.82), (3.83) ve (3.84) eşitliklerinde yerine yazalım. Burada, aşağıda verilen kısaltmaları göz önünde bulunduralım.

$$\begin{aligned}
 P_\tau &= 2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^3 P_{qq'}^2 L_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} & M_\tau &= 2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 P_{qq'} L_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \\
 Y_\tau &= 2 \sum_{qq'}^{(\tau)} \frac{r_{qq'}^2 M_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} & \gamma &= 2 \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} P_{qq'}^2 L_{qq'}^2 \\
 F_\tau &= 2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} (r_\mu)_{qq'}^2 u_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} & S_\Delta &= 2 \Delta \sum_{qq'}^{(\tau)} \frac{\varepsilon_{qq'} P_{qq'} L_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2}
 \end{aligned} \tag{3.85}$$

Buna göre nötron (n) ve proton (p) için ayrı yazıp işlemler yapıldığında,

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\gamma} M_\tau G + \frac{1}{\beta} \omega_i \tilde{D} - 2\kappa_1 F_\tau \tilde{W} &= 0 \\
 \frac{1}{\gamma} P_\tau G + \frac{1}{\beta} \omega_i S_\Delta D - 2\kappa_1 M_\tau \tilde{W} &= 0 \\
 \frac{1}{\gamma} \omega_i S_\Delta G + D_\Delta D + 2\kappa_1 Y_\tau \tilde{W} &= 0
 \end{aligned} \tag{3.86}$$

sistem denklemleri elde edilir. $\gamma - P = -\omega_i^2 M_\tau$; $D_\Delta = (1 - \frac{R_\Delta}{\beta})$; $\tilde{M} = \omega_i^2 \tilde{F}$;

$$\tilde{Y}_{\Delta np} = \frac{\Delta n}{N} Y_n - \frac{\Delta p}{P} Y_p; \quad R_\Delta = R_n \Delta_n^2 + R_p \Delta_p^2; \quad F = \frac{Z^2}{A^2} F_n + \frac{N^2}{A^2} F_p; \quad F_{np} = \frac{F_n}{N} + \frac{F_p}{Z};$$

$F_{n^2 p^2} = \frac{F_n}{N^2} + \frac{F_p}{Z^2}$ kısaltmalarını kullanarak (3.86) denklemleri düzenlenir. Bu

denklemlerden elde edilen katsayılar matrisi, çözümlerin sıfırdan farklı olması için, determinantın sıfıra eşit olması gerektiğinden;

$$D(\omega_n) = -\omega^2 \begin{vmatrix} M(\omega_i) & -S_\Delta & 2\kappa_1 \omega_i \tilde{F}_{np} \\ S_\Delta & \beta - R_\Delta & 2\kappa_1 \tilde{Y}_{\Delta np} \\ -\omega_i \tilde{F}_{np} & \omega_i \tilde{Y}_{\Delta np} & -(1 + 2\kappa_1 F_{n^2 p^2}) \end{vmatrix} = 0 \tag{3.87}$$

olur. Buradan determinant sifira eşitlenerek TGI QRPA modelin seküler denklemi elde edilmiştir.

Öteleme ve Galileo değişmez modelde indirgenmiş geçiş ihtimali için (3.35) ifadesini göz önüne alırsak, bu ifade (3.78) ifadesinden elde edilen dalga fonksiyonunun genlik katsayısı g_{qq} , yerine yazılırsa (3.88) ifadesine ulaşılır.

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -\frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left\{ \frac{e_{eff}^p}{\sqrt{2}} \left(\frac{M_p}{2} + \frac{1}{2} \omega_i \frac{\bar{L}_i}{\beta} \Delta_p K_p + \frac{1}{2} \kappa_1 \bar{L}_i \frac{F_p}{Z} \right) + \frac{e_{eff}^n}{\sqrt{2}} \left(\frac{M_n}{2} + \frac{1}{2} \omega_i \frac{\bar{L}_i}{\beta} \Delta_n K_n - \frac{1}{2} \kappa_1 \bar{L}_i \frac{F_n}{N} \right) \right\} = 0 \quad (3.88)$$

TGI-QRPA model için B(E1) değeri bulunurken, (3.1) eşitliğinde, elde edilen (3.88) matris elemanı yerine yazılmıştır. Elde edilen ifadeler yardımıyla 1^- uyarılmaların geçiş özellikleri hakkında sonuçlara ulaşılmıştır. Bu sonuçlar bulgular bölümünde verilmiştir.

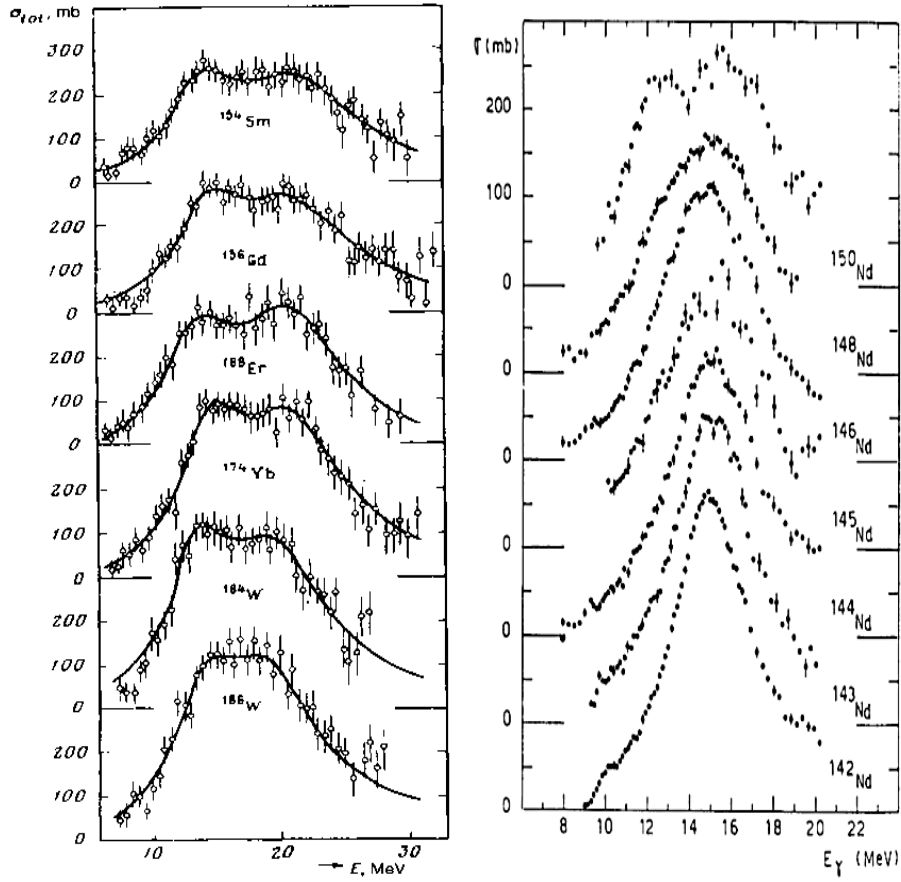
BÖLÜM 4. ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERİN BAZI NÜKLEER ÖZELLİKLERİNİN ARAŞTIRILMASI

Bu bölümde çift çift deforme çekirdeklerin nükleer özelliklerinden olan fotoabsorbsiyon tesir kesiti, toplam kuralları, integre edilmiş tesir kesitleri ve radyasyon kalınlığı konuları yer almaktadır.

4.1. Dipol Fotoabsorbsiyon Tesir Kesiti

Atom çekirdeğinin özelliklerinin anlaşılmasında fotonlar ile yapılan deneylerin (fotonükleer etkileşimler) sonuçları önemli katkılar sağlamıştır. Bu katkılar, çekirdeğin fotonlar ile elektromanyetik etkileşiminin kuantum elektrodinamiği (QED) çerçevesinde iyi tanımlanmış olması ve fotonlarla yapılan nükleer deneylerin, atom çekirdeğinin yapısının neden olduğu reaksiyonların spesifik özelliklerini açıkça ortaya koymasından kaynaklanmaktadır (Iskhanov ve Kapitanov, 2015).

Özellikle E1 rezonans bölgesindeki fotonükleer etkileşimlerin ayrıntılı incelenmesi, çekirdeğin temel özellikleri ile ilgili anlamlı bilgiler sağlamaktadır. Bu alanda dev dipol E1 rezonans özelliklerinin (GDR) kütle numarasına göre değişimi özellikle ilgi çekici bir konudur. Bu amaçla pek çok ağır çekirdek için fotoabsorbsiyon tesir kesiti çalışmaları yapılmıştır (Gurevich ve ark., 1974, 1976a, 1978, 1980, 1981; Carlos ve ark., 1974). Bu ölçümlerin genel olarak amacı GDR parametrelerinin A kütle sayısı ile nasıl değiştiğini gözlemlemektir (Kuznetsov ve ark., 2017).



Şekil 4.1. Ağır kütleli çekirdekte tesir kesitlerinin enerjiye göre değişimi (Gurevich ve ark., 1980 (sol); Carlos ve ark., 1974 (sağ)).

Şekil 4.1.'de, ağır çekirdekle yapılmış deneysel çalışmalardan elde edilmiş olan tesir kesitlerinin enerjinin bir fonksiyonu olarak gösterimi verilmektedir. Zayıf bir P dış alanında uyarılmış bir çekirdeğin dipol fotoabsorpsiyon tesir kesiti $\sigma_{E1}(E)$ aşağıdaki gibi ifade edilebilmektedir (Ring ve Shuck, 2004).

$$\sigma_{E1}(E) = \frac{4\pi^2 e^2}{hc} (E_f - E_0) \sum \left| \langle \Psi_f | M | \Psi_0 \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_0) \quad (4.1)$$

Burada M, bölüm 3'de verilmiş olan indirgenmiş geçiş matris elemanı, $\delta(E_f - E_0)$ ağırlık fonksiyonudur. Bu fonksiyon, $\delta(E_f - E_0) = \delta(\eta_i - \eta)$ notasyonu ile

$$\delta(\eta_i - \eta) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\eta_i - \eta)^2 + \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2} \quad (4.2)$$

olarak gösterilmektedir (Malov ve Soloviev, 1976; Bohr ve Mottelson, 1997; Hinohara ve ark., 2013). Bu ağırlık fonksiyonu Lorentz fonksiyonu olarak isimlendirilebilir. M1 uyarılmaları için yapılan bir çalışmada ağırlık fonksiyonu farklı bir gösterimle (Kuliev ve Salamov, 1984) şu şekilde ifade edilmiştir.

$$\rho_2(\omega - \omega_i) = \frac{1}{4\pi} \frac{\Delta^3}{\left[(\omega - \omega_i)^2 + (\Delta/2)^2\right]^2} \quad (4.3)$$

(4.2) ve (4.3) ifadelerinde, ortalama enerji aralığı olan Δ hesaplama sonuçlarının sunum şeklini belirlemektedir (Malov ve ark., 1985). Uyarılmış çekirdeğin spektrumunu düzgün bir şekilde elde etmek için, enerji değişkeninin, sonlu hayali bir parçası olarak Δ parametresi kolaylık sağlamak adına yer almaktadır. Bu parametre, her uyarılma için ek bir yapay genişlik anlamına gelmektedir. $(\eta_i - \eta)$ ya da $(\omega - \omega_i)$ uyarılmış ve taban seviyeleri arasındaki enerji farkıdır.

Eşitlik (4.1)'de bulunan geçiş matris elemanı, indirgenmiş geçiş olasılığı $\{B(E1; 0^+ \rightarrow 1^-) = B(\lambda, \eta)\}$ ifadesinde şu şekilde yer almaktadır (Ring ve Shuck, 2004):

$$B(\lambda, \eta) = \frac{1}{2I_i + 1} \left| \langle \Psi_f | \mathbb{M} | \Psi_0 \rangle \right|^2 \quad (4.4)$$

Güç fonksiyonu $(b(\lambda, \eta))$ genel olarak;

$$b(\lambda, \eta) = \sum_n \delta_\Delta(\eta - \eta_\Delta) B(\lambda, \eta) \quad (4.5)$$

olarak verilmektedir (Malov ve Soloviev, 1976; Bohr ve Mottelson, 1997; Hinohara ve ark., 2013). Yukarıdaki eşitliklerden hareketle güç fonksiyonu E1 uyarılmaları için aşağıdaki gibi yazılabilir (Soloviev ve ark., 1980; Malov ve ark., 1985).

$$S_{E1}(E) = b(E1, \eta) = \frac{1}{2\pi} \sum_i \frac{\Delta}{(\eta_i - \eta)^2 + \left(\frac{1}{2}\Delta\right)^2} B(E1; 0^+ \rightarrow 1^-) \quad (4.6)$$

O halde fotoabsorbsiyon tesir kesitinin güç fonksiyonuna bağlı olarak aşağıdaki gibi olur (Khuong ve ark., 1979; Ponomarev ve ark., 1994; Litvinova ve ark., 2018).

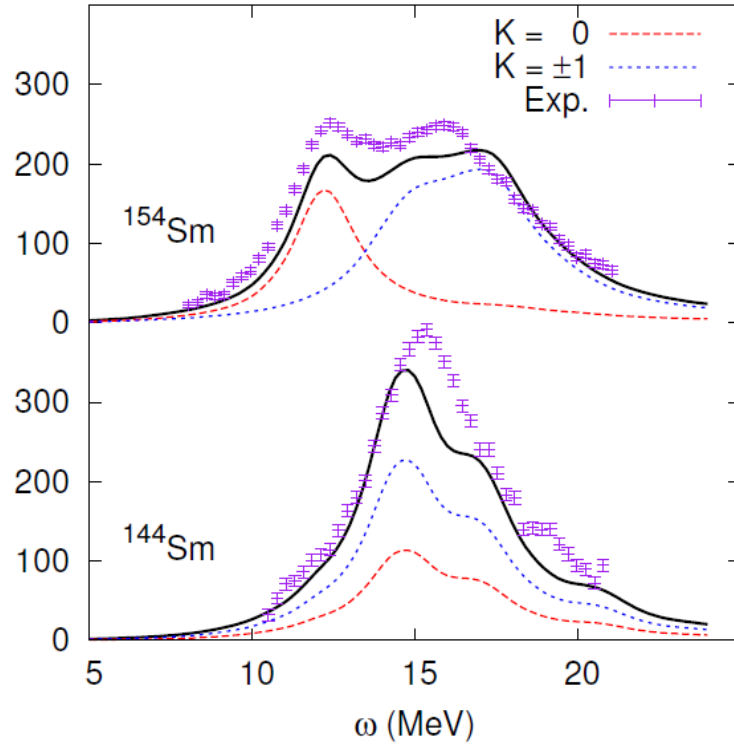
$$\sigma_{E1}(E) = \frac{16\pi^3 e^2}{9hc} ES_{E1}(E) \quad (4.7)$$

Bu ifadede $\sigma_{E1}(E)$ fotoabsorbsiyon tesir kesiti, E enerji, $S_{E1}(E)$ güç fonksiyonunu göstermektedir. Bu ifadedeki sabit değerler yerine yazılırsa ($hc = 197,3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$, $e^2 = 1.44 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$) en sade haliyle;

$$\sigma_{E1}(E) = 0,402 ES_{E1}(E) \quad (4.8)$$

olur (Ponomarev ve ark., 1994; Bohr ve Mottelson, 1997; Oishi ve ark., 2016). Eşitlik (4.8), bir model çevresinde kullanılan teori ile bulunan değerlerin, yapılmış olan deneysel çalışmalar ile karşılaştırılmasında yararlanılan bir eşitliktir. Bu şekilde bulunan fotoabsorbsiyon tesir kesitine bir örnek Şekil 4.2.'de verilmiştir.

Fotonların çekirdeklerle etkileşiminin absorpsiyon kesitindeki temel rezonans şekli, Şekil 4.2.'de verildiği gibi bir Lorentz eğrisinin şeklidir (Steinwedel ve Jensen, 1950; Danos, 1958; Berman ve Fultz, 1975). Şekil 4.2.'deki gibi, incelenen çekirdek için elde edilen fotoabsorbsiyon tesir kesiti değerleri grafiğe döküldüğünde, bu bilgilerin temsil ettikleri noktaların birleşimi iki nokta arasında çizilen yol gerçek ölçümden çıkan sonuca en yakın yerden geçmesini sağlayan eğri uygunluğuna bakıldığında, Lorentz eğrisinin uygun olduğu görülmektedir.



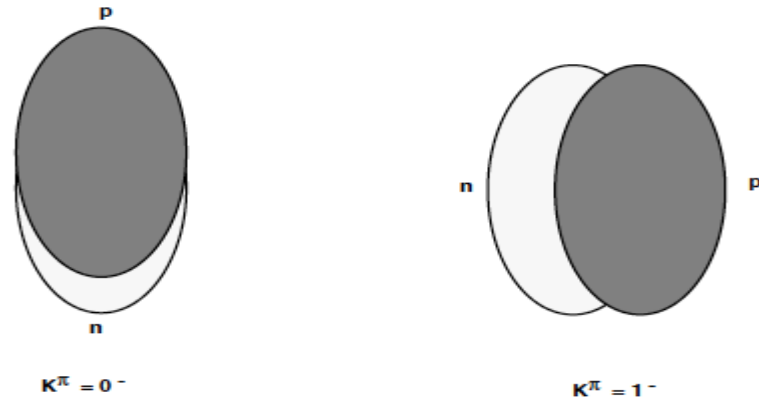
Şekil 4.2. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotoplarında $K=0$ ve $K=1$ dalları için bulunan güç fonksiyonunun kullanılmasıyla bulunan dipol fotoabsorbsiyon tesir kesitinin enerjiye göre değişiminin teorik ve deneysel değerlerinin karşılaştırılması (Oishi ve ark., 2016)

Lorentz eğrisinin üç parametresi (E_m , σ ve Γ) bulunmaktadır. E_m , σ ve Γ sırasıyla rezonans enerjisi, tepe (pik) tesir kesiti ve yarı maksimumun tam genişliğidir. Bu değerler fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin yorumlanmasında kullanılan parametrelerdir.

4.1.1. Elektrik dipol dev rezonans'ın deformasyon ile yarıılması

Dipol fotoabsorbsiyon tesir kesitinin, enerjiye göre değişim grafiğinde çekirdeğin küresel ya da deforme olmasına göre GDR pikinin şekli değişmektedir (Reswani ve ark., 1970) Küresel çekirdekler için grafik bir Lorentz çizgisinden (Goldhaber ve Teller, 1948; Steinwedel ve Jensen, 1950) oluşurken, deforme çekirdekler için iki Lorentz eğrisinin üst üste yerleştirilmesi ile oluşmaktadır (Okamoto, 1956; Danos, 1958).

GDR ile ilgili yoğun olarak gerçekleştirilen deneysel çalışmalarda deforme çekirdeklerin tesir kesiti enerji grafiklerinde birden fazla pikli yapı görülmektedir. Deforme çekirdeklerde, E1 dev rezonansının iki ayrı pike yarıldığı teorik olarak Okamoto (1958) ve Danos (1958) tarafından gösterilmiştir. Bu yarılmının açıklanmasında ölçeklendirme yolu kullanılmaktadır (Iudice, 2000). GDR'de nötron ve proton yoğunluklarının titreşimlerinin dalgalanma yoğunluğunu genellikle sürekli dalgalar olarak görülmektedir. Bu yüzden özdeğerlerin dalga boylarının $\lambda_i \sim R^i$ yarıçap ile orantılı olması öngörülmektedir. Özfrekansların dalga boyu ile olan ilişkisi düşünüldüğünde, özfrekanslar yaklaşık olarak $\omega_i \sim R^{-1}$ ile ölçeklendirilebilirler. Deforme çekirdeklerde yarıçap, çekirdeğin titreşim eksenine ilişkilidir. Deforme çekirdeklerde iki çeşit dipol titreşimi görülmektedir. Bunlardan biri simetri eksenine paralel yönde olukun bir diğeri simetri eksenine diktir (Ring ve Shuck, 2004). Bu nedenle deforme olmuş nükleer sistemin ana eksenler boyunca yarıçap değişiminden etkilenen bir frekans kayması meydana gelmektedir (Şekil 4.5.). Bu kayma $K=0$ ve iki katlı $K=1$ değerlerine göre rezonansın ikiye bölünmesidir (Krane ve Steffen, 1970; Iudice, 2000; Bortignon, 2003). Bu yüzden deforme çekirdeklerde frekansın, dolayısı ile dalgaboyunun, yarıçap (R_{\perp}) ve (R_{\parallel}) arttıkça farklılaşabileceği beklenmektedir.



Şekil 4.3. Deforme çekirdeklerde $K=0$ ve $K=1$ için proton-nötron ötelenme salınım modları (Iudice, 2000)

Elektrik dev dipol rezonans yarılmaları yaklaşık olarak aşağıdaki gibi verilir:

$$\frac{\omega_{\perp} - \omega_p}{\omega} \approx \frac{R_{\perp} - R_p}{R} = \delta \quad (4.9)$$

Eğer çekirdekler rastgele bir yönelme gösterirlerse, toplam absorpsiyon tesir kesiti aşağıdaki gibi verilir

$$\sigma = \frac{1}{3}\sigma_p + \frac{2}{3}\sigma_{\perp} \quad (4.10)$$

burada σ_{\parallel} ve σ_{\perp} sırasıyla simetri eksenine paralel ve dik (ekvatorial düzlem) polarize olmuş fotonlar için tesir kesitleridir. İstatistiksel çarpan, ekvatorial düzlemde meydana gelen salınım modlarında meydana gelen eş-enerjilik durumuna açıklama getirmektedir. $\sigma_{\parallel} \approx \sigma_{\perp}$ olduğundan dolayı, prolate çekirdekler için yarılmış olan eğrinin üst kısmı alt kısmın iki katı entegre edilmiş tesir kesitini içermektedir.

Şimdiye kadar var olan deneysel verilerden elde edilen sistematik, enerjide meydana gelen bu yarılmada deneysel gözlem ile teorik hesaplamalar arasında uyumluluk olduğunu göstermektedir ve gözlenen bu iki pikli yapı (hörgüç) sadece deforme çekirdeklere has bir özelliktir. Bu iki pikten yüksek enerjili olanı düşük enerjili olanın yaklaşık iki katı şiddete sahip olmaktadır (Iudice, 2000).

$$\frac{B(E1,0^+ \rightarrow K^{\pi}=1^-)}{B(E1,0^+ \rightarrow K^{\pi}=0^-)} = 2 \frac{w_{\parallel}}{w} ; 2(1-\delta) ; 1.5 \quad (4.11)$$

Eşitlik (4.11) bize deforme çekirdeklere $K=1$ ve $K=0$ modlarında oluşan indirgenmiş geçiş olasılığı oranlarının yaklaşık olarak 1.5 olduğunu göstermektedir (Iudice, 2000).

4.2. Toplam Kuralları

Dev rezonansların spektrumlarının analizinde, geçiş operatörleri ve hamiltoniyen veya bunların güçleri arasındaki matematiksel ilişkilerden türetilen toplam kuralların kullanılması oldukça faydalıdır. Çekirdeklerdeki elektromanyetik geçişlerin analizi için önemli olan toplam kuralları Levinger ve Bethe (1950) ile Gell-Mann ve Telegdi (1953) tarafından türetilmiştir. Özellikle Levinger ve Bethe tarafından verilen toplam

kurallarının hesaplanması ile ilk olarak GDR'nin γ ışınlarının elektrik dipol absorpsiyonuna bağlı olduğu kesin olarak belirtilmiştir (Baranger ve Vogt, 1969). Bu toplam kuralları, belirli bir çokkutuplu geçişin başlangıç durumundan uyarılmış seviyenin diğer tüm nükleer seviyelerine geçişlerinin toplam gücünü vermektedir.

GDR tesir kesitleri hesaplanırken toplam kuralları kolektif uyarılmaların teorisinde önemli bir yere sahiptir. Toplam kuralı hesaplamaları γ absorpsiyon tesir kesitinin çeşitli zamanlardaki değerlerini vererek, tesir kesitinin gerçek şeklinin belirlenmesini sağlamaktadır. Tesir kesitinin şekline yönelik olarak kullanılan bu yaklaşım, içerdiği parçaların kesin hesaplanmasındaki zorluk nedeniyle çok verimli olmamıştır. Tesir kesitinin şekli ile ilgili daha detaylı varsayımlarda bulunabilmek için modellerin kullanılması gerekmektedir (Baranger ve Vogt, 1969). Toplam kuralları farklı yaklaşım ve modellerle elde edilen genel özelliklerin test edilmesini sağlaması nedeniyle mikroskopik yaklaşımlarda kullanılmaktadır (Ring ve Shuck, 2004). Deneysel olarak, dev dipol rezonansının toplam kuralın yaklaşık % 80-90'ını tükettiği, böylece dipol gücüne yol açan en baskın uyarım mekanizması açık bir şekilde görülmüştür (Greiner ve Maruhn, 1996). Toplam kuralları, verilen bir uyarılmış seviyenin kolektiflik derecesinin niceliğinin hesaplanmasında önemli kolaylık sağlamaktadır. Genellikle iki toplam kuralı kullanılmaktadır: enerji ağırlıklı toplam kuralı (Energy Weighed Sum Rule-EWSR) ve enerji ağırlıklı olmayan toplam kuralı (Non Energy Weighed Sum Rule-NEWSR).

EWSR genel terimleriyle matematiksel olarak şu şekilde açıklanabilmektedir:

$$S(F)_{EWSR} = \sum_n w_n |\langle n|F|0\rangle|^2 = \frac{1}{2} \langle 0|F^+[H, F]|0\rangle \quad (4.12)$$

Burada, H mikroskopik Hamiltoniyen, F geçiş matris operatörü, $\langle n|$ ve $|0\rangle$ ise sırasıyla çok cisimli bir sistemin uyarılmış ve taban durumu dalga fonksiyonlarıdır. E1 dipol uyarılmaları için indirgenmiş matris elemanı $M(E1)$, kütle merkezi koordinatının tanımı kullanılarak;

$$M(E1) = e \sum_{k=1}^A \left(\frac{N-Z}{2A} - t_{zk} \right) \vec{r}_k \quad (4.13)$$

şeklinde verilir. Burada nötronlar için $t_z = +1/2$, protonlar için $t_z = -1/2$ dir. Nötron ve proton geçişleri için efektif yük sırasıyla $-eZ/A$, eN/A dır. Böylelikle EWSR;

$$\sum_n (E_n - E_0) B(E1, 0 \rightarrow n) = \frac{\hbar^2}{8\pi m} 9 (Z e_{peff}^2 + N e_{neff}^2) \quad (4.14)$$

E_0 ve E_n taban ve uyarılmış seviyelerin enerjileri olmak üzere, efektif yükler yerine yazılırsa, EWSR

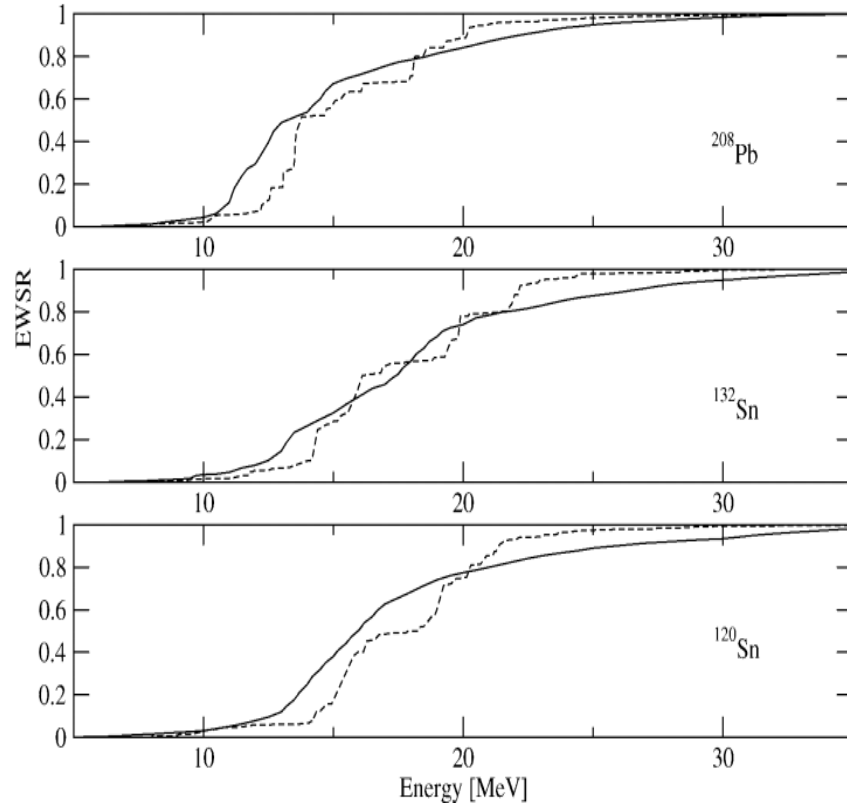
$$\sum_n (E_n - E_0) B(E1, 0 \rightarrow n) = \frac{\hbar^2}{8\pi m} 9 \left[Z \left(\frac{N}{A} \right)^2 e^2 + N \left(\frac{Z}{A} \right)^2 e^2 \right] = \frac{9\hbar^2}{8\pi m} \frac{NZ}{A} e^2 \quad (4.15)$$

olur (Harakeh, 2006). Burada $\hbar = 197.3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}/c$; $m=939,51 \text{ MeV}/c^2$ sabitleri yerine yazılırsa elektrik dipol EWSR aşağıdaki gibi bulunur.

$$\sum_n (E_n - E_0) B(E1, 0 \rightarrow n) = 14.8 \frac{NZ}{A} e^2 \text{fm}^2 \text{MeV} \quad (4.16)$$

(4.15) ifadesinde yük alışverişi ve hıza bağlı etkileşimler ihmal edilmiştir. Ancak elektrik dipol geçişlerinde nükleon-nükleon etkileşiminde yük değişimi söz konusu olduğunda bu ifadeye bir katkı gelmektedir (Bohr ve Mottelson, 1998).

Denklem (4.15) elektrik dipol geçişlerinde, modelden bağımsız olarak, modellerin çok parçacık sistemlerinde kullanılabilirliğinin test edilmesini sağlayan toplam kuralıdır. EWSR toplam değerlerinin enerjiye göre değişimini gösteren bir örnek Şekil 4.4.'de verilmiştir. Bu tez çalışmasında incelenen çekirdekler için EWSR yüzdelik değerlerinin enerjiye göre değişim grafikleri, bulgular ve ekler bölümlerinde yer almaktadır.



Şekil 4.4. ^{208}Pb , ^{132}Sn , ^{120}Sn çekirdeklerinin EWSR kümülatif değerlerinin enerjiye göre değişim grafiği (Sachi ve ark., 2004)

Bir diğer toplam kuralı olan NEWSR matematiksel olarak;

$$S(F)_{NEWSR} = |\langle n|F|0\rangle|^2 = \langle 0|F^+F|0\rangle \quad (4.17)$$

dir. Dalga fonksiyonunun antisimetrisi bir düzeltme faktörü z üzerinden hesaba katılırsa,

$$S(F)_{NEWSR} = (2\lambda + 1) \frac{Ze^2}{4\pi} \langle r^{2\lambda} \rangle_z \quad (4.18)$$

olur, z ; $\frac{1}{2}$ ile 1 arasında değer almaktadır. Bu toplam kuralı $\Delta T=0$ ve $\Delta T=1$ uyarılmalarını içermektedir. Bu ifade dalga fonksiyonuna, seçilen uzaya ve geçiş operatörünün karakteristiğine bağlıdır (Suhonen, 2007). NEWSR bu özelliklerinden dolayı model bağımlıdır. Modelden bağımsız olması ve güvenilir sonuçlar vermesinden ötürü genellikle EWSR tercih edilmektedir (Rowe, 2010).

4.3. İntegre Edilmiş Tesir Kesitleri

Başlangıç seviyesinin taban durumu olması durumunda toplam kuralları, foton enerjisinin çeşitli katları tarafından ağırlıklandırılan, fotoabsorbsiyon için integre edilmiş tesir kesitleri ile doğrudan ilişkilidir (Cannata ve Überall, 1980). Dipol absorpsiyon için toplam tesir kesiti, tüm son haller üzerinden toplam alınarak ve enerji üzerinden integre edilerek elde edilmektedir (Ring ve Shuck, 2004).

$$\sigma_n = \int E^n \sigma(E) dE \quad (4.19)$$

(4.19) ifadesi enerji ağırlıklı dipol toplamı olarak ifade edilmektedir. Dipol fotoabsorbsiyon için integre edilmiş (enerji ağırlıklı) tesir kesitleri aşağıdaki gibi ifade edilebilir (Pyatov ve Salamov, 1977)

$$\sigma_n = \int E^n \sigma_\gamma(E) dE = \frac{16\pi^3}{9hc} e^2 \sum_\gamma w_\gamma^{n+1} B(E1, 0 \rightarrow 1)_\gamma \quad (4.20)$$

Bu ifadede dipol toplamı Thomas-Reiche-Kuhn (TRK) toplam kuralı (Thomas, 1925; Kuhn, 1925; Reiche ve Thomas, 1925) ya da diğer bir deyişle “klasik dipol toplam kuralı” olarak ifade edilmektedir (Überall, 1971; Harakeh ve Woude, 2006). TRK toplam kuralı, fotoabsorbsiyonunun geçiş gücü ile orantılı olmasıyla, nükleer uyarılmalarda çeşitli dipol seviyelerinin kolektif özelliklerini yorumlamakta yaygın bir şekilde kullanılmaktadır (Au ve ark., 1997; Raduta ve ark., 2009). (4.20) ifadesinde n=0 alınmasıyla, dev dipol rezonans için toplam klasik enerji ağırlıklı toplam kuralı (integre edilmiş tesir kesiti) elde edilir.

$$\sigma_0 = \frac{16\pi^3}{9hc} e^2 \sum w B(E1) \text{ (MeV.barn)} \quad (4.21)$$

Bu eşitlik yukarıda bahsedilen TRK toplam kuralı ile ilişkilidir. Böylelikle (4.21);

$$\sigma_0 = \frac{16\pi^3}{9hc} e^2 \left\{ \frac{9}{4\pi} \frac{h^2}{2m} \frac{NZ}{A} \right\} = \frac{2\pi^2 e^2 h}{mc} \frac{NZ}{A} \text{ MeV.barn} \quad (4.22)$$

sonucunu vermektedir (Uberall, 1971; Rowe, 2010). (4.20) ifadesinden diğer integrale edilmiş tesir kesitleri;

$$\sigma_{-2} = \frac{16\pi^3}{9hc} e^2 \sum w^{-1} B(E1) \text{ (MeV}^{-1} \text{.barn)} \quad (4.23)$$

$$\sigma_{-1} = \frac{16\pi^3}{9hc} e^2 \sum B(E1) \text{ (barn)} \quad (4.24)$$

$$\sigma_{+1} = \frac{16\pi^3}{9hc} e^2 \sum w^{+2} B(E1) \text{ (MeV}^2 \text{.barn)} \quad (4.25)$$

$$\sigma_{+2} = \frac{16\pi^3}{9hc} e^2 \sum w^{+3} B(E1) \text{ (MeV}^3 \text{.barn)} \quad (4.26)$$

elde edilir (Masur ve Mel'nikova, 2006; Schreder, 2015). Ağır çekirdekler için yapılmış deneysel çalışmalardan elde edilmiş integrale edilmiş tesir kesitlerine örnekler Tablo 4.1.'de verilmiştir.

Tablo 4.1. İntegre edilmiş tesir kesitlerinin deneysel değerleri

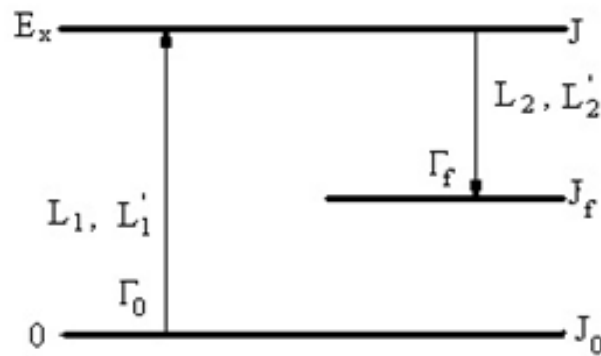
	σ_0 (MeV.b)	σ_{-1} (mb)	σ_{-2} (MeV ⁻¹ mb)	Çalışma
²³² Th	2.50±0.25	198±20	16±2	Veyssiere ve ark., 1973
	2.92±0.32	231±24	19±2	Gurevich ve ark., 1976a
²³⁸ U	2.98±0.15	235±15	19±1.5	Veyssiere ve ark., 1973
	2.95±0.29	229±22	18±1.8	Gurevich ve ark., 1976a
¹¹⁶ Sn	1.86	113	7.15	Leprtre ve ark., 1974
¹¹⁸ Sn	1.69	107	7.0	Leprtre ve ark., 1974
¹²⁰ Sn	2.14	128	8.1	Leprtre ve ark., 1974
¹²⁴ Sn	1.62	104	6.9	Leprtre ve ark., 1974

İntegre edilmiş tesir kesitleri elde edilen teorik sonuçların deneysel veriler ile karşılaştırılmasını sağlayan nükleer özelliklerden biridir. Bu çalışmada incelenen çekirdekler için hesaplanan integre edilmiş tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması Bölüm 5’de verilmiştir.

4.4. Radyasyon Kalınlığı

Atomik çekirdeğin elektrik ya da manyetik karakterli dipol uyarılmalarını araştırmak için esas olarak kullanılan yöntem Nükleer Rezonans Floresans (NRF) yöntemidir (Romig ve ark., 2015). NRF’de fiziğin en çok çalışılıp ve anlaşılmış alanlarından olan elektromanyetik etkileşmeler kullanılmaktadır. Buna göre, çekirdeğin seviyelerinden birinin elektromanyetik radyasyon ile uyarılması ve ardından bu seviyenin radyasyon salınımı yaparak bozunmasıyla seviyenin, herhangi bir modelden bağımsız olarak, enerji, spin ve pariteleri belirlenmektedir (Kneissl ve ark., 1996; Pitz ve ark., 1990).

Basit bir şekilde Şekil 4.5.’de gösterilen bu yöntemde L_1 ya da L_1' çokkutuplu radyasyon durumları ile çekirdek, spini J_0 olan ilk seviyeden (taban durumu) J olan orta seviyeye ve J_f olan son seviyeye uyarılır. Orta seviyeden son seviyeye geçişte L_2 ya da L_2' çokkutuplu radyasyon salınımı gerçekleşir. Burada Γ_0 ve Γ_f sırasıyla taban durumun ve son durumun dipol radyasyon kalınlığıdır.



Şekil 4.5. Dipol radyasyon kalınlığı ve spin (Kneissl ve ark., 1996)

Dipol radyasyon kalınlığı, enerjiye bağlı diferansiyel tesir kesiti ile belirlenebilmektedir. NRF deneylerinin çoğunda sürekli foton kaynağı (Bremsstrahlung) kullanılmaktadır. Bu nedenle enerjiye bağlı diferansiyel tesir kesiti (I_s) saçılan fotonların spektrumundan

$$I_s = \frac{2J_0 + 1}{2J + 1} \left(\pi \frac{hc}{E_x} \right)^2 \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} \frac{W(\Theta)}{4\pi} \quad (4.27)$$

ile elde edilir. Burada W açısal dağılım, Γ toplam dipol radyasyon kalınlığıdır. Esnek saçılmalarda ($\Gamma_0 = \Gamma_f$) olacağından, saçılma tesir kesiti Γ_0^2 / Γ ile orantılı olacaktır.

Γ dipol radyasyon kalınlığının deneysel olarak belirlenebileceği bir diğer yol uyarılmış seviyenin yarı ömür ölçüm sonuçlarının kullanılmasıdır (Kneissl ve ark., 1996). Dipol radyasyon kalınlığı ile yarı ömür arasındaki ilişki eşitlik (4.28)' de verilmiştir.

$$\Gamma = \frac{\eta}{\tau} \quad (4.28)$$

Burada, h Planck sabiti ve deneysel olarak elde edilen yarı ömür (τ) büyüklükleri kullanılarak radyasyon kalınlığı belirlenebilmektedir.

Radyasyon kalınlığı (taban durumu Γ_0 olan) aynı zamanda dipol geçişlerin karakteristik özelliklerinden olan indirgenmiş geçiş olasılıkları ile orantılıdır.

$$\Gamma_0 = 8\pi \sum_{\Pi L=1}^{\infty} \frac{(L+1)(E_\gamma / \eta c)^{2L+1}}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{2J_0 + 1}{2J + 1} B(\Pi L, E_\gamma) \uparrow \quad (4.29)$$

(4.29) ifadesinde, $B(\Pi L, E_\gamma \uparrow)$ ($\Pi = E$ (elektrik) veya M (manyetik)) indirgenmiş geçiş olasılıklarıdır. Çift çift çekirdekler için elektrik dipol geçişlerdeki geçiş kalınlığı ve indirgenmiş geçiş olasılığı

$$B(E1) \uparrow = 2,866 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} \quad e^2 fm^2 \quad (4.30)$$

eşitliği ile verilmektedir. Burada $g = \frac{2J_0 + 1}{2J + 1}$ istatistiksel oranı spin faktörüdür ve E_γ uyarılma enerjisi MeV, Γ_0 dipol radyasyon kalınlığı ise meV birimlerindedir. Teorik olarak yapılan hesaplamalar ile deneysel verilerin karşılaştırılmasını sağlamak amacıyla E1 geçişleri için, enerji ağırlıklı ($\Gamma_0(E1)$) ve enerji ağırlıksız olarak ($\Gamma_0^{red}(E1)$) elektrik dipol radyasyon kalınlığı için,

$$\Gamma_0(E1) = 0,349 w_i^3 [MeV] B(E1) [10^{-3} e^2 fm^2] meV \quad (4.31)$$

$$\Gamma_0^{red}(E1) = 0,349 B(E1) [10^{-3} e^2 fm^2] meV / MeV^3 \quad (4.32)$$

eşitlikleri kullanılabilir (Soloviev ve ark., 1997; Guliyev ve ark., 2010).

BÖLÜM 5. BULGULAR

Atomik çekirdek tablosunda yer alan, küresellikten deformeye ya da deformeden küreselliğe geçiş bölgesinde yerleşen çekirdekler, geçiş; son kabukları yarı dolmuş ya da yarı dolmuşa yakın olan çekirdekler, deforme çekirdeklerdir. Bu bölümde geçiş ve deforme çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$, $^{144-154}\text{Sm}$, $^{152-164}\text{Gd}$, $^{156-168}\text{Dy}$, $^{180-190}\text{W}$ ve $^{236-238}\text{U}$ izotopları için elektrik dipol uyarılmalarının incelenmesinde yapılan sayısal hesaplamaların sonuçları yer almaktadır. Önceki bölümlerde matematiksel ve teorik olarak açıkladığımız büyüklükler için yapılan hesaplamalar sonucu türetilen analitik ifadeler Fortran programlama dilinde yazılmış, hesaplama sonuçları elde edilmiştir. Çalışmamızda elektrik dipol uyarılmalarının aşağıda verilen karakteristik özelliklerinin dev dipol rezonans bölgesindeki sonuçları yer almaktadır.

1. QRPA metodu hesaplamaları

QRPA metodunun simetri kırınımlarının neden olduğu sahte hallerin Kuliev ve ark., (2000) ile öteleme ve Galileo değişmezliklerinin restore edildiği ve edilmediği, Bölüm 3'de analitik ifadelerine detaylı olarak yer verilen durumlar araştırılmıştır. NTGI, TI, GI, TGI model sonuçları karşılaştırılmıştır.

2. İndirgenmiş geçiş olasılıkları

Kullanılan NTGI, TI, GI ve TGI QRPA yaklaşımlarına göre her çekirdeğin indirgenmiş dipol geçiş oranı $B(E1)$ değerleri hesaplanmıştır.

3. Enerji

Her bir yaklaşıma göre tüm izotopların enerji spektrumları oluşturulmuştur. Tek parçacık enerjileri deforme Woods-Saxon potansiyelinden hesaplanmıştır (Dudek ve ark., 1984).

4. Fotoabsorbsiyon tesir kesiti (FATK)

İzotopların toplam elektrik dipol FATK'ları TGI QRPA yaklaşımı ile teorik olarak hesaplanmış, deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. Deforme

çekirdeklerde toplam FATK'ye $K=0$ ve $K=1$ dallarının katkısını incelemek için tüm izotopların her iki dallarının FATK'ları ayrı ayrı hesaplanmış ve buna göre grafikler çizilerek diğer teorik ve deneysel çalışmalarla karşılaştırma yapılmıştır.

5. Nilsson asimptotik kuantum numaraları

Her izotop için hesaplanan enerji seviyelerinde yer alan nötron-nötron (nn) ya da proton-proton (pp) çiftlerinin oluşturduğu seviyelerin asimptotik kuantum numaraları hesaplanmıştır. Bu seviyelerin sayısı oldukça fazla olduğu için yalnızca deforme ^{150}Nd izotopu için tüm seviyelerin sonuçları verilmiş (EK 2), diğer izotoplarda ise $K=0$ ve $K=1$ dallarından gelen yalnızca indirgenmiş geçiş olasılığı en büyük olan seviyenin nn, pp yapılarının genlik değerleri 0.2'den büyük olan seviyelerin asimptotik kuantum sayıları verilmiştir.

6. Radyasyon kalınlığı

Tüm izotopların enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız indirgenmiş dipol radyasyon kalınlıkları hesaplanmış ve şekillerle gösterilmiştir. Bulgular bölümünde tüm izotopların değerlerinin bulunduğu toplam bir şekil ve Sm çekirdeği izotopları için ayrı bir şekil verilmiştir. Diğer tüm çekirdeklerin izotopları için ayrı ayrı şekiller EK 1'de verilmiştir.

Bu hesaplamalarda kullanılan parametreler aşağıda verilmiştir. Buradaki parametreler serbest parametrelerle karıştırılmamalıdır. Bu parametreler deneysel veriler ve teorik işlemler sonucunda elde edilen belirli kaynaklarda aralıkları belirlenmiş fiziksel niceliklerdir.

1. Süperakışkan modelin Δ ve λ parametreleri

Süperakışkan çekirdek modeli bölümünde detaylı incelenen bu iki parametre, Soloviev (1976), Oishi ve ark. (2016), Los Alamos National Laboratory (<http://t2.lanl.gov/nis/data/astro/molnix96/paidat.html>) tarafından yayınlanan değerlerden elde edilmiş aralıklardan seçilmiş ve tüm izotoplar için tablolarda gösterilmiştir.

2. Deformasyon parametresi

Deforme çekirdeklerin elektrik dipol özelliklerinin hesaplamalarında şüphesiz kullanılacak parametrelerden bir tanesi deformasyon parametresidir. Kullanılan deformasyon parametreleri; çekirdek ortalama alan deformasyon parametresi δ_2 (potansiyelden gelen) ile deneysel kuadropol momentten bulunan β_2 (deformasyondan gelen)'dir. Çekirdeğin elektriksel yük dağılımına karşılık gelen kuadropol momentin deformasyon parametresi β_2 ile olan ilişkisi

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2 \beta_2 (1 + 0,36\beta_2) \quad (5.1)$$

ile verilmektedir. Bu ifadede yer alan Z çekirdekteki proton sayısını, R_0 ise çekirdek yarıçapını temsil etmektedir ($R_0 = 1,2 A^{1/3} fm$). İki deformasyon parametresi arasındaki ilişki;

$$\delta_2 = 0,945\beta_2 [1 - 2,56A^{-2/3}] + 0,34\beta_2^2 \quad (5.2)$$

dir (Bohr ve Motelson, 1997). Bu çalışmada, nükleer data merkezi (<https://www.nndc.bnl.gov/chart/>), Raman ve ark. (2001), Möller ve ark. (1995), Oishi ve ark. (2016), Gurevich ve ark. (1976a) gibi çalışmalardan β_2 deformasyon parametrelerinin alınıp (5.2) eşitliğinde yerine yazılmasıyla δ_2 deformasyon parametresi elde edilmiştir. Her iki parametreye ait değerler tüm izotoplar için tablolarda verilmiştir.

3. Güç parametresi

Çekirdeklerin elektrik dev dipol rezonanslarının enerjilerini ve geçiş özelliklerini açıklamakta kullanılan parametrelerden biri de χ güç parametresidir. Bu çalışmada, araştırılan izovektör dipol-dipol uyarılmaları için güç parametresi,

$$\chi = \rho A^{-5/3} fm^{-2} MeV \quad (5.3)$$

ile verilmektedir (Pyatov ve Salamov, 1977). İzovektör simetri potansiyeli ile bağlantılı olan χ güç parametresinde yer alan $\wp = 100-600$ aralığında (Pyatov ve Salamov, 1977; Guliyev ve ark., 2002; Linneman ve ark., 2003) değer alan sabit bir sayı iken A çekirdeğin kütle numarasını vermektedir. Bu çalışmada, \wp 'ye 300-600 aralığında değerler verilmiştir.

5.1. Çift-Çift $^{142-152}\text{Nd}$ İzotop Zincirine Ait Bulgular

Nd çekirdeğinin 142-152 kütle numaralı izotoplarına ait elektriksel dev dipol rezonans özelliklerinin incelenmesinde kullanılan parametreler Tablo 5.1.'de verilmiştir. Bu tabloda verilen süperakışkan model çiftlenim korelasyon parametresi değerleri, Soloviev (1976), Los Alamos National Laboratory Nükleer ve Parçacık fiziği sisteminden (<http://t2.lanl.gov/>) alınan değerler arasında yer almaktadır. Bununla birlikte her bir izotop için güç parametresi $300-500A^{-5/3} \text{fm}^{-2} \text{MeV}$ aralığında değer almıştır.

Tablo 5.1. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametresi değerleri ile $K=0$ ve $K=1$ dalları için β_2 , δ_2 deformasyon parametreleri

Çekirdek	Δ_n (MeV)	λ_n (MeV)	Δ_p (MeV)	λ_p (MeV)	β_2	δ_2
$^{142}_{60}\text{Nd}$	0,76	-8,336	0,99	-5,957	0,001	0,001
$^{144}_{60}\text{Nd}$	0,86	-6,914	1,02	-6,626	0,110	0,095
$^{146}_{60}\text{Nd}$	0,98	-6,903	1,10	-7,487	0,180	0,147
$^{148}_{60}\text{Nd}$	1,16	-6,606	1,14	-8,236	0,206	0,178
$^{150}_{60}\text{Nd}$	1,18	-6,627	1,16	-9,306	0,320	0,278
$^{152}_{60}\text{Nd}$	1,12	-6,304	0,97	-9,89	0,330	0,287

Nd çekirdeği çift-çift 142-152 izotop zincirinin 8-20 MeV enerji aralığında TGI, GI, TI ve NTGI QRPA yaklaşımlarıyla toplam indirgenmiş geçiş ihtimali, enerji ağırlıklı toplamları ve ortalama enerji değerleri $I^{\pi}K=1^{-}1$ ve $I^{\pi}K=1^{-}0$ dipol uyarılmaları için

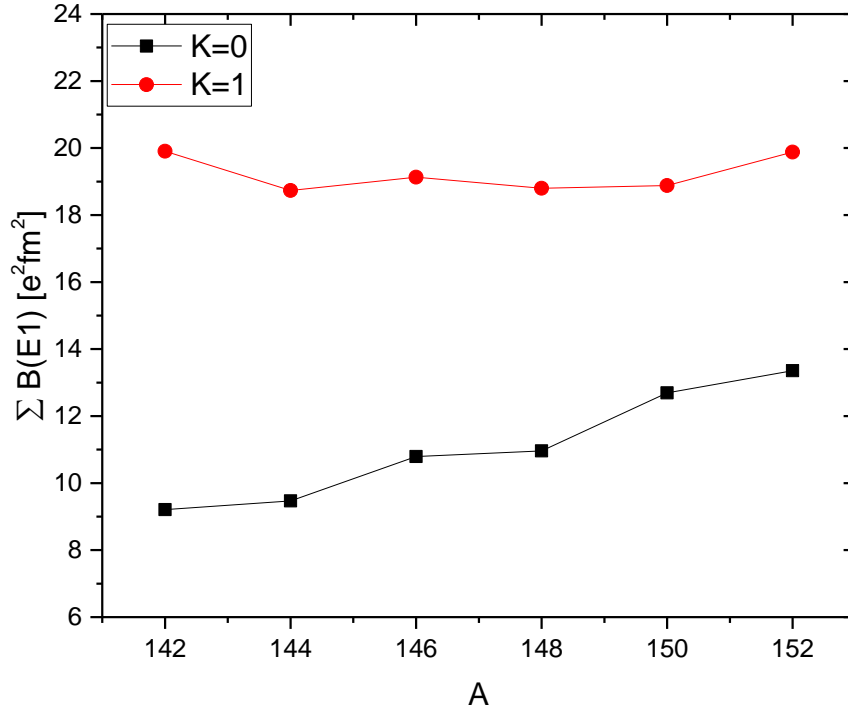
bulunmuş, Tablo 5.2.'de verilmiştir. Burada, ortalama enerji değerleri GDR bölgesindeki E1 geçiş matris elemanlarının enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kurallarından elde edilmiştir.

$$\bar{\omega} = \frac{\sum_i \omega_i B(E1)}{\sum_i B(E1)} \quad (5.4)$$

Tablo 5.2. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması

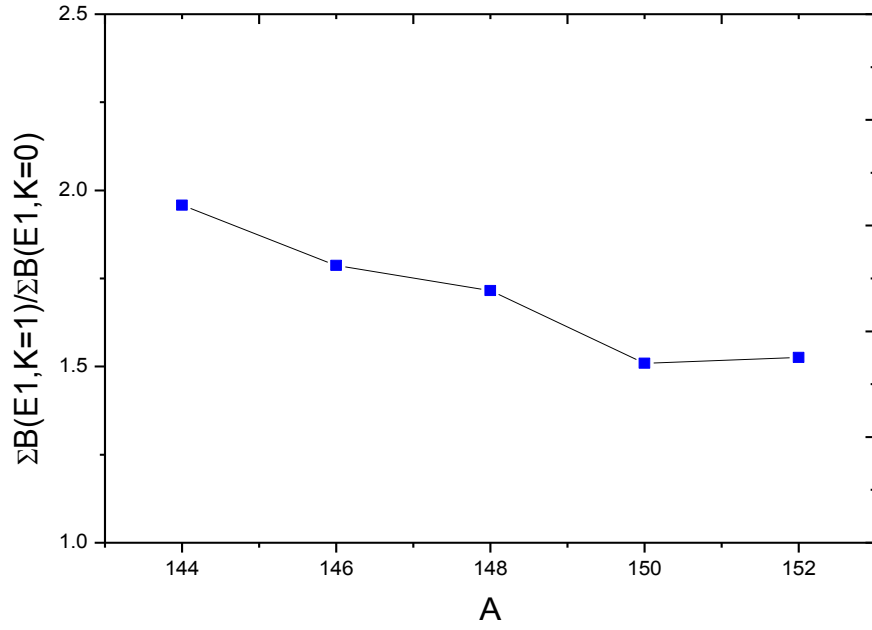
A	K	Öteleme +Galileo			Öteleme			Galileo			Öteleme +Galileo		
		Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Olmayan Model		
		$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)
142	0	7,3	89,8	12,4	9,4	110,1	11,7	1,0	106,3	11,6	9,4	111,2	11,9
	1	19,9	279,3	14,0	20,4	286,0	14,0	19,9	286,4	14,4	20,4	300,0	14,7
144	0	9,6	111,8	11,5	9,7	112,5	11,6	9,6	109,7	11,4	9,5	108,7	11,5
	1	18,8	298,5	15,8	19,1	284,4	14,9	18,7	284,4	15,6	18,7	281,6	15,0
146	0	10,8	121,6	11,2	11,1	124,8	11,3	10,9	121,7	11,1	10,8	120,9	11,2
	1	19,3	296,8	15,4	19,5	280,6	14,4	19,2	292,7	15,3	19,1	278,8	14,5
148	0	10,96	124,7	11,4	11,1	127,0	11,4	11,0	12,5	11,3	11,0	125,5	11,4
	1	18,8	276,1	14,7	18,7	273,8	14,6	18,5	290,3	15,7	18,4	291,1	15,8
150	0	12,4	150,3	12,2	12,3	150,4	12,3	12,5	151,6	12,1	12,4	149,6	12,1
	1	18,7	28,1	15,0	19,3	291,1	15,1	19,7	301,2	15,3	19,9	305,5	15,4
152	0	12,9	145,6	11,3	12,9	145,8	11,3	12,9	145,7	11,2	12,9	144,2	11,2
	1	19,7	301,1	15,3	19,6	302,6	15,4	19,3	310,7	16,1	19,3	310,8	16,1

Tablo 5.2.'den görüldüğü üzere elektrik dipol uyarılmalarının K=1 dalının değerleri K=0 dalından oldukça fazladır. Bu durum, her iki dal için TGI QRPA modelinden elde edilen toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin kütle numarasına göre değişim grafiği ile aşağıda ayrıca verilmiştir.



Şekil 5.1. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin K=0 ve K=1 dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması.

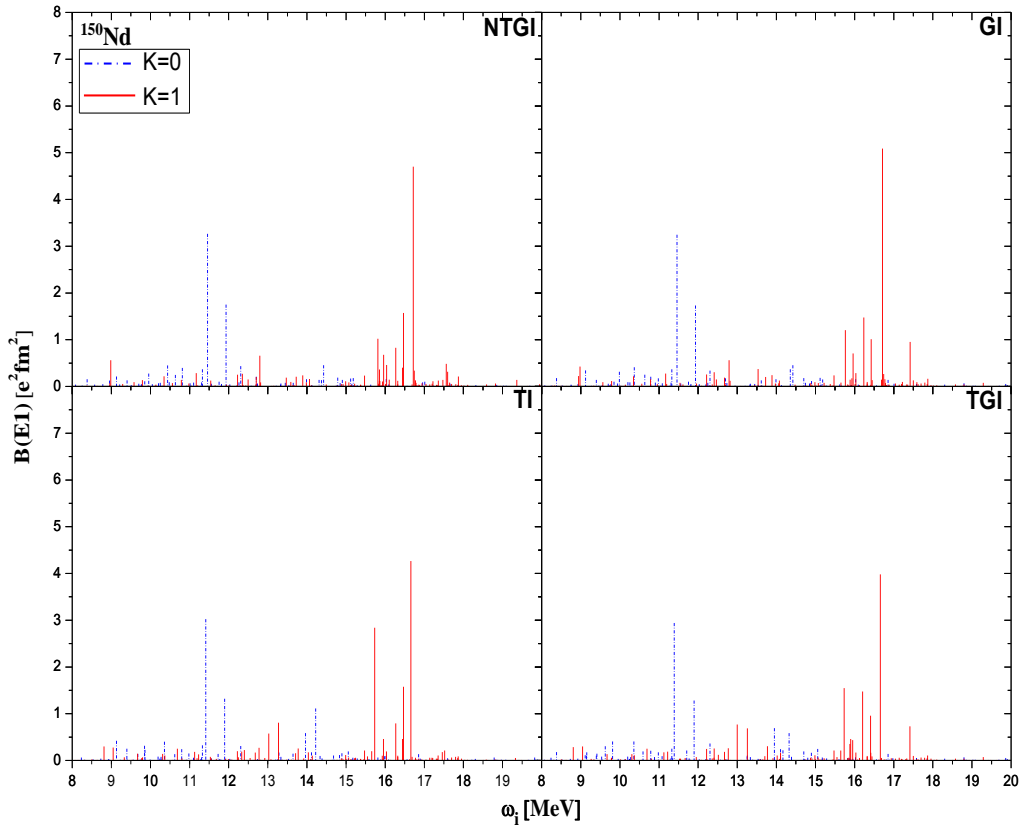
Şekil 5.1.'den çift-çift Nd izotop zincirinin GDR enerji bölgesinde K=1 dalının K=0 dalına göre daha baskın olduğu görülmektedir. K=0 dalında deformasyonun artmasıyla birlikte indirgenmiş geçiş olasılığı değerinde artış gözlenmektedir. Deforme çekirdekler için K=0 ve K=1 dallarının B(E1) değerleri arasındaki oranın yaklaşık olarak 1,5 olduğu eşitlik 4.11'de verilmiştir (Iudice, 2000). Buna göre, Nd izotopları için K=0 ve K=1 dallarının toplam indirgenmiş geçiş olasılıklarının oranı hesaplanmıştır. Bu oranlar Şekil 5.2.'de verilmiştir.



Şekil 5.2. Çift-çift $^{144-152}\text{Nd}$ izotoplarının K=0 ve K=1 dallarındaki toplam B(E1) değeri oranlarının karşılaştırılması.

İncelenen Nd çekirdeğinin 144 kütle numaralı izotopundan 152 kütle numaralı izotopuna doğru gidildikçe deformasyon artmaktadır. Özellikle 150 ve 152 kütle numaralı izotoplar iyi deforme edilmiştir (deformasyon parametreleri 0,3'den büyüktür). Şekil 5.2.'den TGI QRPA ile yapılan hesaplamalardan elde edilmiş olan toplam indirgenmiş geçiş olasılıklarının oranının deformasyonun artmasıyla azalıp, iyi deforme çekirdeklere 1,5 değerine yakın sonuçlar verdiği görülmüştür. TGI QRPA'dan elde edilen teorik sonuçlar, eşitlik (4.11) kullanılarak elde edilen değerlerle benzerlik göstermektedir.

QRPA modelinde deforme alanda kırılan simetritelerin restore edilmesi için, efektif olarak ayrılabilen etkin kuvvetlerin eklenmesiyle, elde edilen dört yaklaşımın etkisini K=0 ve K=1 dalları için karşılaştırmak amacıyla, B(E1) değerleri hesaplanmıştır. Elde edilen bulgular, her bir izotop için ayrı ayrı şekillerle gösterilmiştir. Aşağıda yalnızca deforme çift-çift ^{150}Nd izotopu için çizilen şekil yer almaktadır (Şekil 5.3.). Diğer çekirdeklere ait şekiller EK 1'de verilmiştir. Şekillerle NTGI, GI, TI ve TGI QRPA modellerinden elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır.

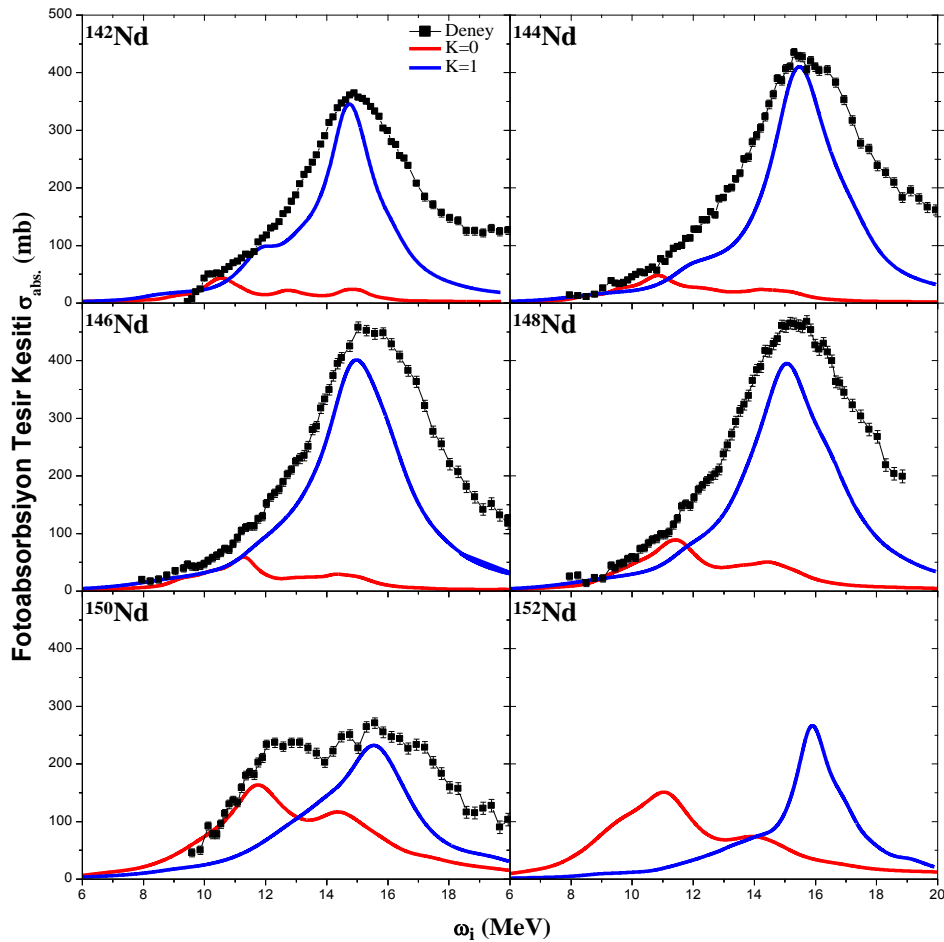


Şekil 5.3. Çift-çift ^{150}Nd çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 5.3.'den, 8-20 MeV enerji aralığındaki dev dipol rezonans bölgesinde her dört yaklaşımda da iki büyük seviye gözlenmektedir. TGI QRPA'da dev rezonansa büyük katkı sağlayan seviye, $K=1$ dalından gelen 16,65 MeV enerjili ve $B(E1)=3,98 \text{ e}^2\text{fm}^2$ indirgenmiş geçiş olasılıklı seviyedir. Bu seviye, öteleme ve Galileo değişmez olmayan, Goldstone dalının yalıtılmadığı durum olan NTGI'de 16,71 MeV enerjisine ve $B(E1)=4,7 \text{ e}^2\text{fm}^2$ indirgenmiş geçiş olasılığı değerine sahiptir. Galileo değişmez (GI) modelde bu seviye 16,71 MeV enerjisinde ve $B(E1)=4,9 \text{ e}^2\text{fm}^2$ iken, öteleme değişmez modelde (TI) enerji 16,65 MeV ve $B(E1)=4,26 \text{ e}^2\text{fm}^2$ dir. Öteleme ve Galileo değişmezliğin restorasyonu ile enerji dağılımının değiştiği, aynı zamanda dev rezonansa en büyük katkıyı sağlayan seviyenin $B(E1)$ değerinin %15,3 oranında azaldığı bulunmuştur. Goldstone dalının hem öteleme hem de Galileo değişmezlik restorasyonu ile $B(E1)$ gücü azalmış ve sahte haller yalıtılmıştır. Bununla birlikte, yalnızca Galileo değişmezliğin restorasyonu dev rezonansın enerji ve gücünde önemli bir değişiklik meydana getirmezken, yalnızca öteleme değişmezliğin restorasyonu $B(E1)$ gücünün % 9,4 oranında azalmasına neden olmuştur. Buradan

sahte hallerin yalıtılması için yalnızca öteleme değişmezliğin değil, öteleme değişmezlikle birlikte Galileo değişmezliğin de restorasyonunun gerekli olduğu görülmektedir.

$^{142-152}\text{Nd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin öteleme+Galileo değişmez model kullanılarak, eşitlik 4.8 ile, dev dipol rezonans için karşılaştırılabilir en temel büyüklük olan toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin $K=0$ ve $K=1$ dalları için ayrı ayrı hesaplanmasıyla elde edilen sonuçların deneysel sonuçlarla karşılaştırılması Şekil 5.4.'de verilmiştir. Bu hesaplamada, ağırlık fonksiyonu olarak Kuliev-Salamov fonksiyonu kullanılmıştır. Bu ifadede bulunan ortalama enerji aralığı parametresi (Δ) olarak 1.0 ile 2.0 MeV arasındaki değerler kullanılmıştır.



Şekil 5.4. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI QRPA ile elde edilen teorik değerleri ve deneysel (Carlos ve ark., 1974) verilerin karşılaştırılması.

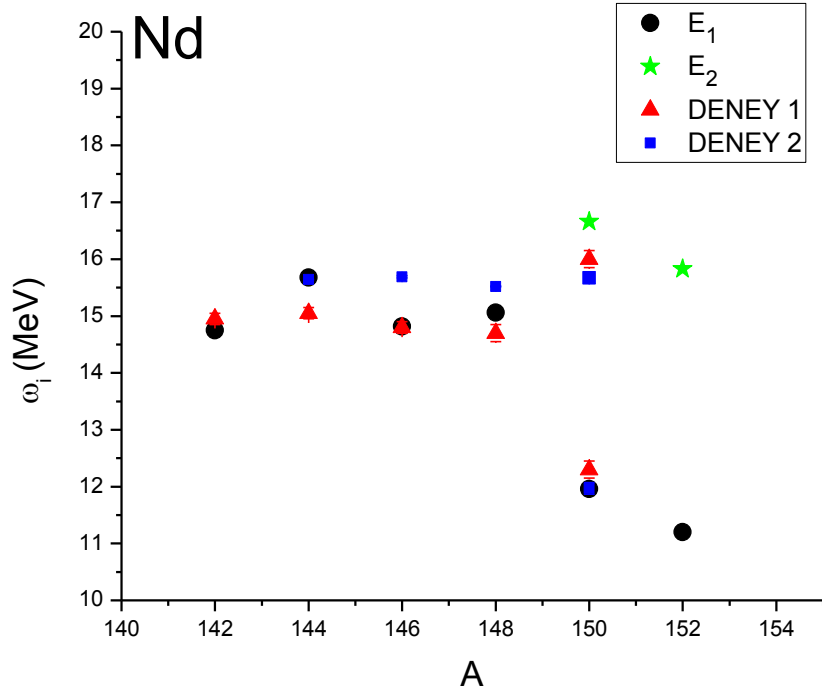
Yukarıda ifade edildiği gibi incelediğimiz Nd çekirdeklerinde 150 ve 152 kütle numaralı izotoplar iyi deforme olduklarından toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin enerjiye bağlı olarak çizildiği grafikte iki pikli (hörgüçlü) yapının olduğu, Nd'nin diğer izotopları geçiş çekirdekleri olduğundan bu izotopların toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinde tek pikli yapının gözlemlendiği bilinmektedir. Şekil 5.4.'den görüldüğü gibi, 142, 144, 146 ve 148 kütle numaralı Nd çekirdeklerinin deneysel olarak gözlenen tek pikli yapısına, teorik olarak bulunan değerler paralellik göstermiştir. Bu çekirdeklerde fotoabsorbsiyon tesir kesitine $K=0$ dalından gelen katkı oldukça düşüktür, iyi deforme olan çekirdeklere doğru gidildikçe $K=0$ dalından gelen katkı gittikçe artmaktadır. Bu çekirdeklerin fotoabsorbsiyon tesir kesiti grafiklerinde oluşan tek pike $K=1$ dalından gelen katkı çok büyüktür. İyi deforme 150 kütle numaralı Nd çekirdeğinde ise her iki daldan katkı gelmekte ve $K=0$ ve $K=1$ dallarının oluşturduğu değerlerin toplamı, deneysel sonuç ile örtüşmektedir. Deneysel sonucu bulunmayan 152 kütle numaralı Nd çekirdeği için bulunan teorik değerle, bu çekirdeğin yaklaşık olarak tesir kesitinin hangi değerde olabileceği ile ilgili olarak deneysel çalışmalara öngörülebilir bulunulabilmesi mümkündür. Çift-çift Nd izotoplarının teorik olarak bulunan tesir kesiti değerlerinin deneysel değerler ile uyum içerisinde çıkması, teorik olarak kullandığımız model ile elde ettiğimiz sonuçların doğruluğunun bir göstergesidir.

Fotoabsorbsiyon tesir kesiti-enerji grafiğinin pikli yapısında, toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitinin en yüksek olduğu andaki enerji değerleri (E_{max}), kullanılan teoriden elde edilen sonuçlar ile deneysel sonuçları karşılaştırmak için kullanılacak verilerden bir değeridir. E_{max} 'ın küresel ya da geçiş çekirdeklerinin fotoabsorbsiyon tesir kesiti grafiklerinin tek pikli olmasından dolayı tek enerji değeri (E_1) bulunurken, deforme çekirdeklerin hörgüçlü olmasından dolayı iki enerji değeri (E_1 ve E_2) bulunmaktadır. Nd çekirdekleri için teorik olarak elde edilen ve deneysel olarak bulunan değerler Tablo 5.3.'de verilmiştir.

Tablo 5.3. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotoplarının E_1 ve E_2 değerlerinin deneysel (^aCarlos ve ark., 1971; ^bDonaldson ve ark., 2018) veriler ile karşılaştırılması

Nd	E_1			E_2		
	Teori (MeV)	Deney ^a (MeV)	Deney ^b (MeV)	Teori (MeV)	Deney ^a (MeV)	Deney ^b (MeV)
142	14,748	$14,95 \pm 0,1$	-	-	-	-
144	15,677	$15,05 \pm 0,1$	$15,64 \pm 0,01$	-	-	-
146	14,878	$14,8 \pm 0,1$	$15,69 \pm 0,02$	-	-	-
148	15,059	$14,7 \pm 0,15$	$15,52 \pm 0,01$	-	-	-
150	11,96	$12,3 \pm 0,15$	$11,97 \pm 0,1$	16,659	$16 \pm 0,15$	$15,67 \pm 0,04$
152	11,20	-	-	15,827	-	-

Tablo 5.3. kullanılan teorinin deneysel verilere yakın sonuçlar verdiğini göstermiştir. Bu tablodaki değerler ayrıca Şekil 5.5.'de verilmiştir.

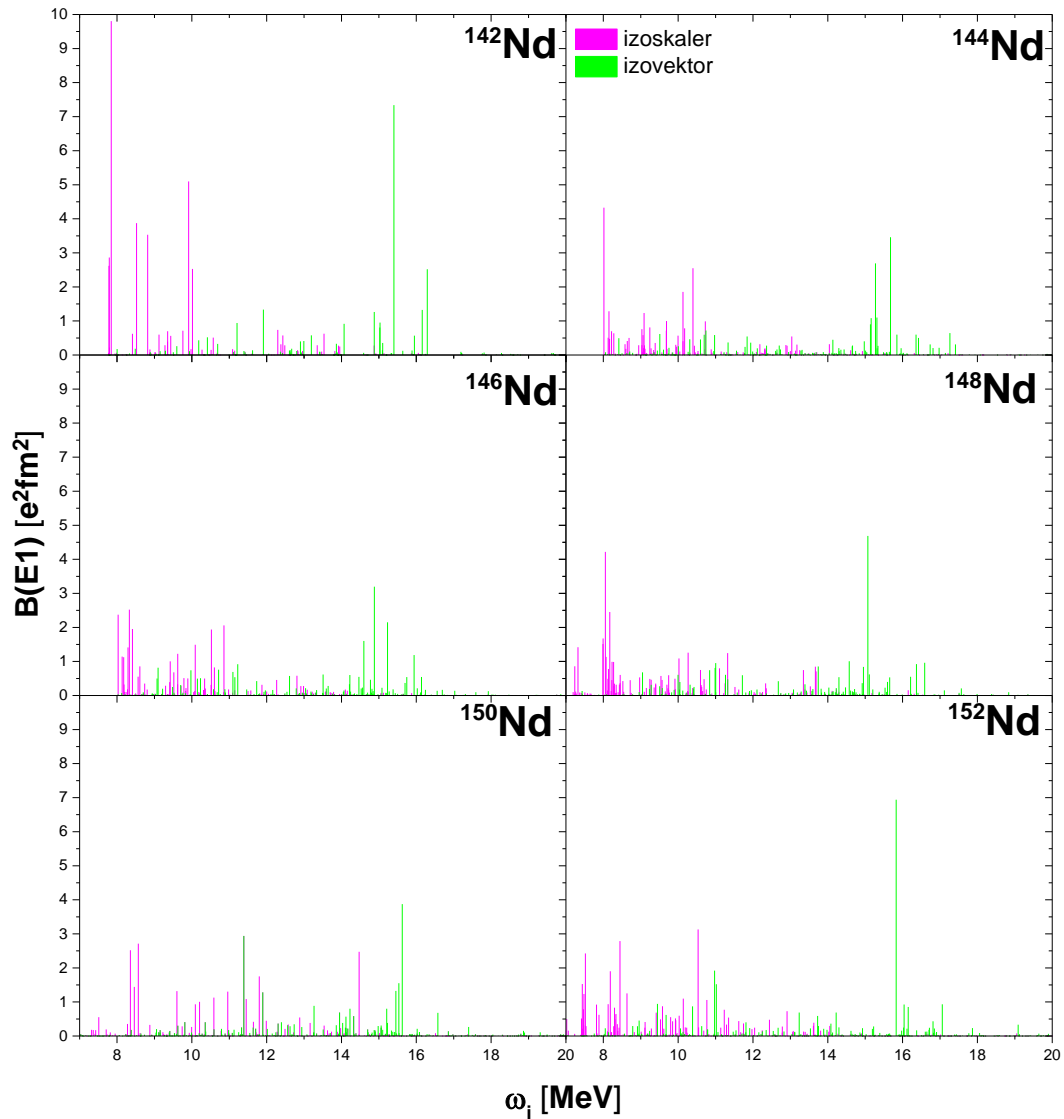


Şekil 5.5. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin E_1 ve E_2 değerlerinin deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 5.5.'den TGI QRPA ile ulaşılan E_1 ve E_2 enerji değerlerinden, çift-çift 142-148 kütle numaralı çekirdekler için bulunan değerlerin (E_1) deneysel veriler ile örtüştüğü

görülmektedir. Buradan, deformasyon parametresi düşük olan geçiş çekirdekleri için, elektrik dipol geçiş özelliklerinin incelenmesinde TGI QRPA modelinin deneysel verileri açıklamakta başarılı olduğu görülmüştür (Linneman ve ark., 2003). Bununla birlikte, 150 kütle numaralı Nd çekirdeği için E_1 ve E_2 teorik değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılmasında sonuçların deneysel hata çerçevesinde uyumlu olduğu görülmektedir. 152 kütleli iyi deforme Nd izotopu için karşılaştırma yapılacak bir deneysel veri bulunmamaktadır. Elde ettiğimiz sonuçları kullanarak, bundan sonra yapılabilecek deneysel çalışmalara bu izotop için öngörümüz, iki pikli hörgüçlü yapıda olduğu ve E_1 ile E_2 'nin sırasıyla yaklaşık olarak 11-12 MeV ve 15-16 MeV enerjileri civarında olacaktır.

Dev dipol rezonans bölgesindeki uyarılmalarda, TGI QRPA'da yer alan izoskaler ve izovektör etkin kuvvetlerin uyarılma spektrumundaki dağılıma katkısının ne şekilde olduğunu belirlemek için (3.87) determinantı kullanılmıştır. Bu determinanttan elde edilen seküler denklemdeki Δ alt indisli tüm ifadeler kapatılarak dipol-dipol etkileşimlerin saf izovektör kuvvetleri kaldırılmış ($\kappa=0$) ve izoskaler dalın enerjileri elde edilmiştir. Çift-çift Nd izotopları için hesaplanan izoskaler ve izovektör katkılar Şekil 5.6.'da verilmiştir.

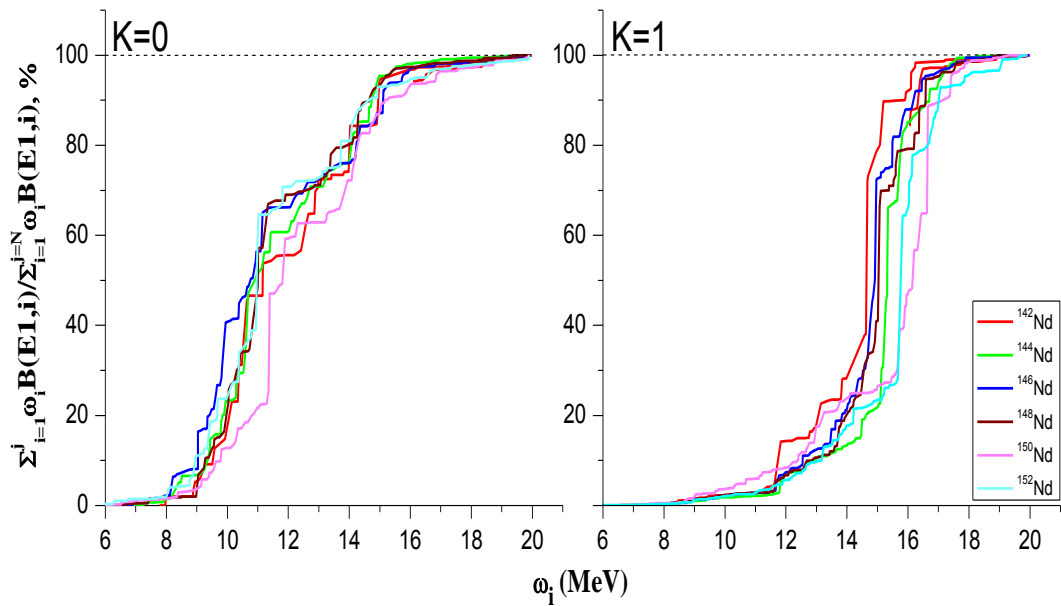


Şekil 5.6. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin TGI QRPA modelde izovektör ve izoskaler katkılarının enerjiye bağlı dağılımı

GDR'nin makroskopik açıdan proton ve nötron kütle merkezlerinin birbirlerine karşı hareketi olduğu, kütle merkezlerinin aynı yönde (izoskaler) ya da zıt yönde (izovektör) olduğu iki hareket türünün bulunduğu bilinmektedir. Yapılan çalışmalar göstermektedir ki (Şekil 2.16.) GDR enerji bölgesinde baskın olan izovektör moddur. Şekil 5.6.'dan, TGI QRPA yaklaşımında kullanılan hamiltoniyende bulunan izoskaler kuvvetlerin enerji spektrumunda 8-10 MeV enerji bölgesinde yoğunlaşan değerler verdiği, izovektör kuvvetlerin olduğu durumda ise 8-20 MeV enerji aralığında yayılan bir spektrum elde edildiği görülmektedir. İzoskaler kuvvetlerin katkısı nötron bağlanma enerjisine yakın olan PDR'ye yakın bir bölgede yoğunlaşmıştır. Paar ve

Horvat (2014)'ın ^{132}Sn için yaptıkları çalışmada gösterdikleri gibi izoskaler katkının 8-10 MeV enerji aralığında yoğunlaştığı bir bölge bulunmaktadır. Şekil 5.6.'dan ayrıca izoskaler ve izovektör kuvvetler ile ilgili önemli başka bir sonuç daha çıkmaktadır: izovektör kuvvetler izoskaler kuvvetler üzerinde yıkıcı bir girişime sahiptirler.

Bu çalışmada incelenen bir diğer özellik çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotoplarının $K=0$ ve $K=1$ dallarının elektrik dipol enerji ağırlıklı toplam kurallarına katkılarının incelenmesidir. Bunun için, $I^\pi K=1^-1$ ve $I^\pi K=1^-0$ geçişlerindeki her seviye için hesaplanan enerji ağırlıklı toplamaların (EWSR), toplam EWSR'ye oranının yüzdelik değerleri hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar Şekil 5.7.'de verilmiştir.



Şekil 5.7. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dalları için elektrik dipol enerji ağırlıklı toplamalarının yüzdelik dağılımının gösterilmesi.

Şekilden görüldüğü gibi dev rezonans bölgesinde, $I^\pi K=1^-0$ seviyelerinin toplam kuralına asıl katkısı (%70) 11-13 MeV enerjisine kadar sağlanmışken, $I^\pi K=1^-1$ seviyelerinin katkısı 15-16 MeV civarında önemli derecede artmaktadır (%80-90). Buradan, daha önceden de ifade edildiği üzere, dev dipol rezonans bölgesi enerji spektrumunda $\Delta K=0$ seviyelerinin 11-13 MeV, $\Delta K=1$ seviyelerinin 15-16 MeV aralığında iki maksimum gösterdikleri sonucu çıkmaktadır.

5.2. Çift-Çift $^{144-154}\text{Sm}$ İzotop Zincirine Ait Bulgular

Çift-çift Sm çekirdeğinin 144-154 kütle numaralı izotoplarına ait elektriksel dev dipol rezonans özelliklerinin incelenmesinde kullanılan parametreler Tablo 5.4.'de verilmiştir.

Tablo 5.4. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametresi değerleri ile $K=0$ ve $K=1$ dalları için β_2 , δ_2 deformasyon parametreleri

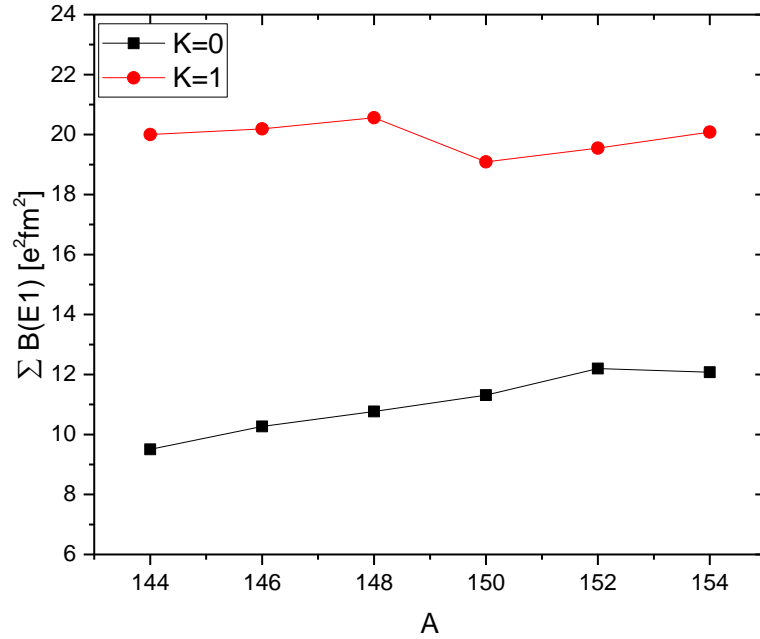
Çekirdek	Δ_n (MeV)	λ_n (MeV)	Δ_p (MeV)	λ_p (MeV)	β_2	δ_2
$^{144}_{62}\text{Sm}$	0.98	-8.967	1.22	-5.032	0.0010	0.0010
$^{146}_{62}\text{Sm}$	1.05	-7.889	1.22	-5.721	0.1400	0.121
$^{148}_{62}\text{Sm}$	1.01	-7.427	1.22	-6.423	0.1610	0.139
$^{150}_{62}\text{Sm}$	1.15	-7.199	0.97	-7.148	0.1933	0.167
$^{152}_{62}\text{Sm}$	1.16	-7.126	0.97	-7.948	0.2785	0.242
$^{154}_{62}\text{Sm}$	1.01	-6.820	1.01	-8.604	0.3000	0.260

Sm çekirdeği izotop zincirinin 8-20 MeV enerji aralığında TGI, GI, TI ve NTGI QRPA modelleri kullanılarak hesaplanan toplam indirgenmiş geçiş ihtimali, enerji ağırlıklı toplam kuralı ve ortalama enerji değerleri $I^{\pi K=1-1}$ ve $I^{\pi K=1-0}$ dipol uyarılmaları için bulunmuş, Tablo 5.5.'de verilmiştir

Tablo 5.5. Çift-çift $^{144-154}$ Smizotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması

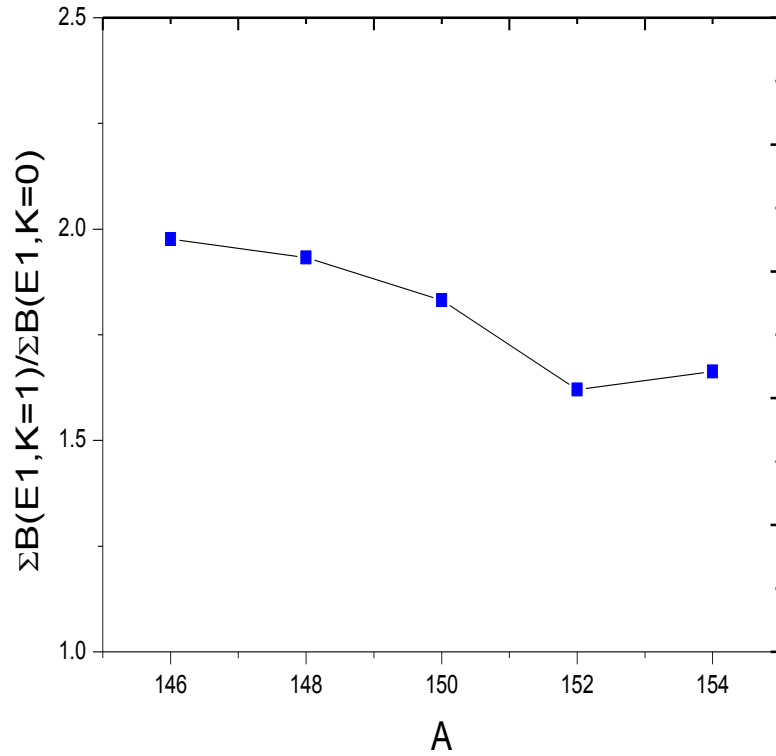
A	K	Öteleme +Galileo			Öteleme			Galileo			Öteleme +Galileo		
		Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Olmayan Model		
		$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)
144	0	9,536	112,553	11,802	9,825	116,665	11,874	9,490	112,069	11,808	9,710	117,184	12,067
	1	20,653	295,738	14,319	20,997	300,609	14,317	20,596	300,361	14,583	21,035	312,215	14,842
146	0	10,162	116,406	11,4545	10,470	121,157	11,5729	10,255	11,712	11,420	10,371	120,384	11,607
	1	20,081	294,542	14,6676	20,178	294,087	14,6042	20,395	304,201	14,915	20,906	315,510	15,092
148	0	10,576	121,885	11,5246	11,179	129,606	11,593	11,033	12,264	11,440	11,146	128,949	11,569
	1	20,436	298,081	14,586	20,873	302,561	14,495	20,713	307,911	14,865	20,962	315,244	15,039
150	0	11,184	125,092	11,1847	11,118	124,058	11,580	11,233	125,314	11,155	11,229	125,411	11,168
	1	20,486	215,041	14,041	20,430	294,603	14,494	20,794	308,085	14,816	20,831	308,670	14,818
152	0	11,963	140,240	11,7224	12,035	141,432	11,7516	12,030	141,027	11,722	12,033	141,052	11,721
	1	19,389	294,952	15,2125	19,174	293,270	15,2945	19,080	303,533	15,908	19,119	304,704	15,936
154	0	12,074	139,419	11,546	11,819	136,497	11,549	12,050	139,172	11,549	12,025	139,055	11,563
	1	20,083	303,607	15,117	19,872	301,438	15,169	19,475	312,112	16,025	19,398	310,828	16,023

$^{144-154}\text{Sm}$ çekirdeği için elde edilen sonuçlardan elektrik dipol uyarılmalarının $K=1$ dalındaki değerlerin $K=0$ dalından fazla olduğu görülmektedir. Bu durum, TGI QRPA modelinden elde edilen toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin kütle numarasına göre değişim grafiği Şekil 5.8.'de verilmiştir.



Şekil 5.8. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen $K=0$ ve $K=1$ dallarının $\Sigma B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması

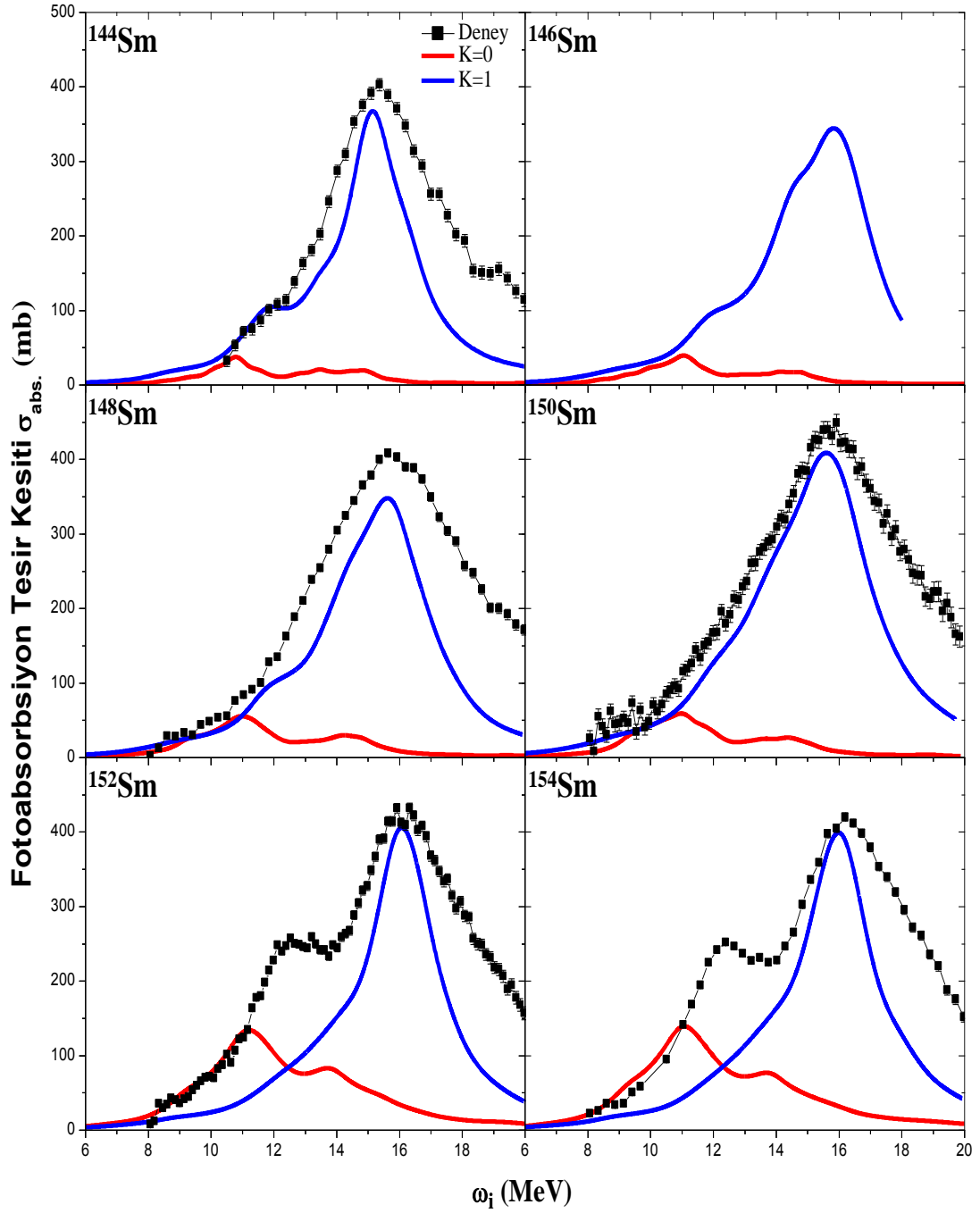
Şekil 5.8.'den 8-20 MeV enerji aralığında $K=1$ dalının $K=0$ dalından baskın olduğu ve $K=0$ dalının katkısının deforme çekirdeklere doğru gidildikçe arttığı gözlenmektedir. Toplam $B(E1)$ değerlerinin bu iki dal için oranları Şekil 5.9.'da verilmiştir.



Şekil 5.9. Çift-çift $^{146-154}\text{Sm}$ izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen K=0 ve K=1 dallarının $\Sigma B(E1)$ değerleri oranlarının karşılaştırılması

Şekilden görüldüğü gibi deforme çekirdekte K=1 ve K=0 dallarının toplam indirgenmiş geçiş olasılıkları oranları yaklaşık olarak 1,6 değerinden deformasyonun azaldığı çekirdeklere doğru gidildikçe 2 değerine yaklaşmaktadır. Eşitlik 4.11'den deformasyon azaldıkça bu değerlere ulaşılması beklenen bir sonuçtur.

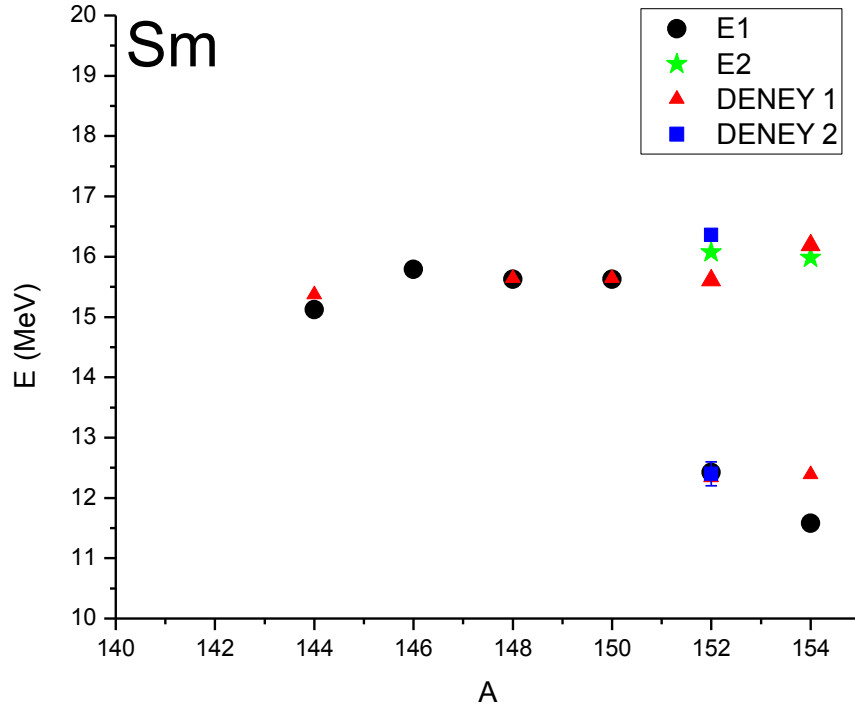
Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin öteleme+Galileo değişmez model verileri kullanılarak eşitlik (4.8) ile dev dipol rezonans için en temel büyüklük olan toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin K=0 ve K=1 dalları için ayrı ayrı hesaplanmasıyla elde edilen sonuçların deneysel verilerle karşılaştırılması Şekil 5.10.'da verilmiştir. Burada, kullanılan ortalama enerji aralığı parametresi (Δ) için 1.0 ile 2.0 arasındaki değerler kullanılmıştır. Ağırlık fonksiyonu olarak Kuliev-Salamov (1984) fonksiyonu kullanılmıştır.



Şekil 5.10. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel (Carlos, 1974) değerlerin karşılaştırılması

Şekil 5.10.'dan görüldüğü gibi, 144-150 arasındaki izotopların tek pikli yapısının TGI QRPA model teorik sonuçları ve deneysel verileri uyum içerisindedir. 152 ve 154 kütle numaralı izotopların deforme özelliklerinden ötürü hörgüçlü yapılarının gözlenmesinde de teorik sonuçlar ve deneysel veriler paralellik göstermişlerdir.

Deforme çekirdeklerin iki pikli yapısında $K=1$ dalından gelen katkı oldukça büyüktür. Çift-çift Sm izotoplarının teorik olarak bulunan tesir kesiti değerlerinin deneysel veriler ile uyum içerisinde çıkması, teorik olarak kullandığımız modelin uygunluğunu göstermektedir.

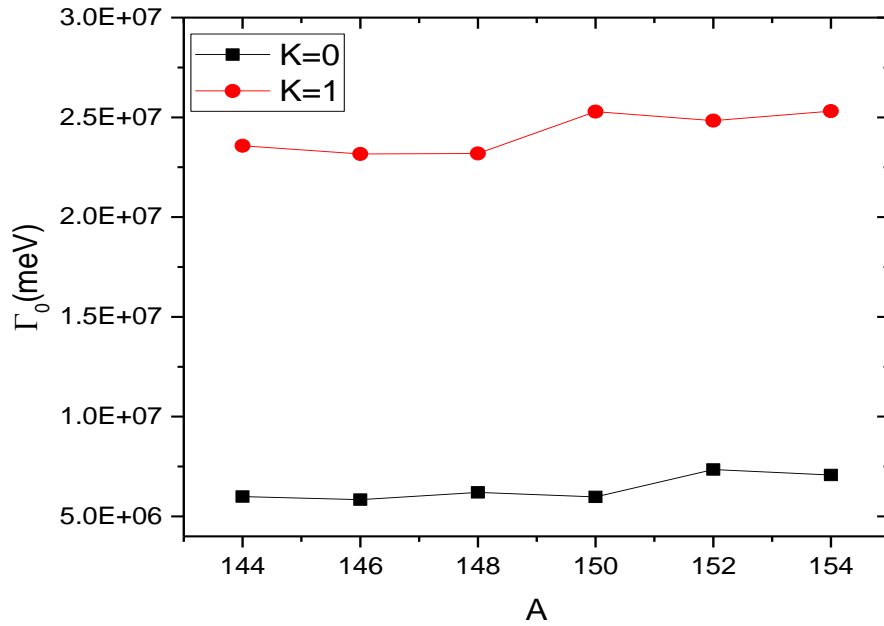


Şekil 5.11. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel değerlerin karşılaştırılması

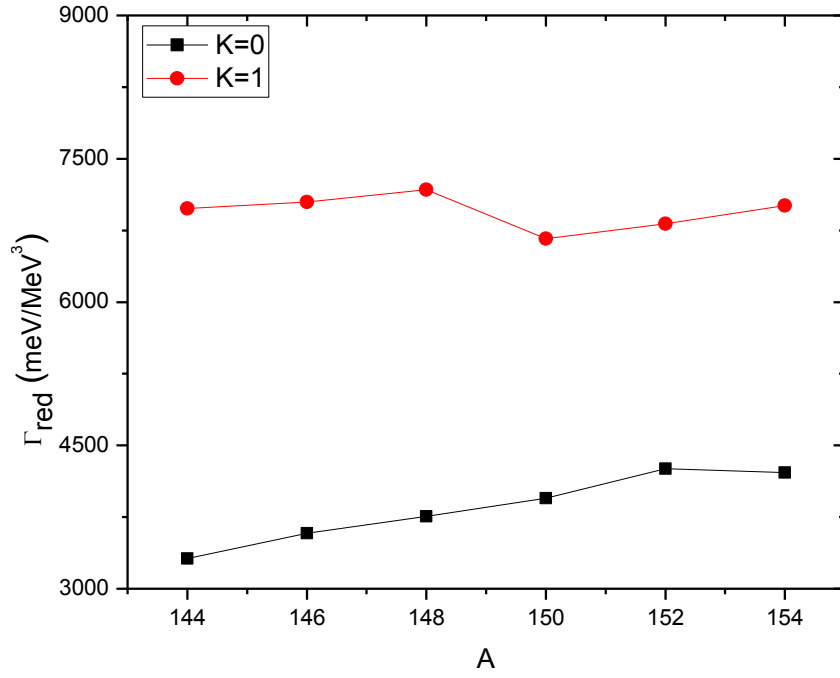
Fotoabsorbsiyon tesir kesiti-enerji şekillerinin tek pikli olanlarının maksimum enerjileri (E_1) ile deforme çekirdeklerin maksimum enerjilerinin (E_1 ve E_2) teorik olarak elde edilen sonuçları ve deneysel verilerin karşılaştırılması Şekil 5.11.'de verilmiştir. Şekil 5.11.'den Sm'un 144-148-150 kütle numaralı izotopları için TGI QRPA ile elde edilen E_1 enerjileri, deneysel verilerle örtüşmektedir. Buradan daha önce de ifade edildiği üzere TGI QRPA'nın geçiş çekirdeklerinin özelliklerini açıklamakta başarılı olduğu sonucu çıkmaktadır. 152 kütle numaralı deforme çekirdek için $K=0$ dalından gelen katkının daha fazla olduğu E_1 ile verilen teorik değer deneysel değerler ile örtüştüğü, $K=1$ dalından gelen katkının daha fazla olduğu E_2 'nin teorik sonucunun iki deneysel değer arasında yer aldığı gözlenmiştir. 154 kütle numaralı Sm izotopunun E_2 enerji değeri deneysel veri ile örtüşürken, E_1 değeri deneysel veri ile hata çerçevesinde yakın çıkmıştır. Buradan, TGI QRPA ile

elde edilen teorik fotoabsorbsiyon tesir kesiti değerlerinin deneysel verileri uygun bir şekilde açıkladığı görülmektedir.

Bu çalışmada araştırılan nükleer özelliklerden bir diğeri radyasyon kalınlığıdır. İndirgenmiş geçiş olasılığı ve enerji ile ilişkili bir büyüklük olan radyasyon kalınlığı ile enerjiye bağlı olmayan indirgenmiş radyasyon kalınlığı değerleri bu tez çalışmasındaki tüm izotoplar için araştırılmıştır. Bulgular bölümünde yalnızca Sm çekirdeği izotopları için bulunan değerlere yer verilmiştir. Diğer izotoplara ait bulgular EK 1’de verilmiştir. Sm çekirdeği izotopları için K=0 ve K=1 dallarının Γ_0 radyasyon kalınlığı ve Γ_{red} indirgenmiş radyasyon kalınlığı değerleri Şekil 5.12. ve Şekil 5.13.’de verilmiştir.



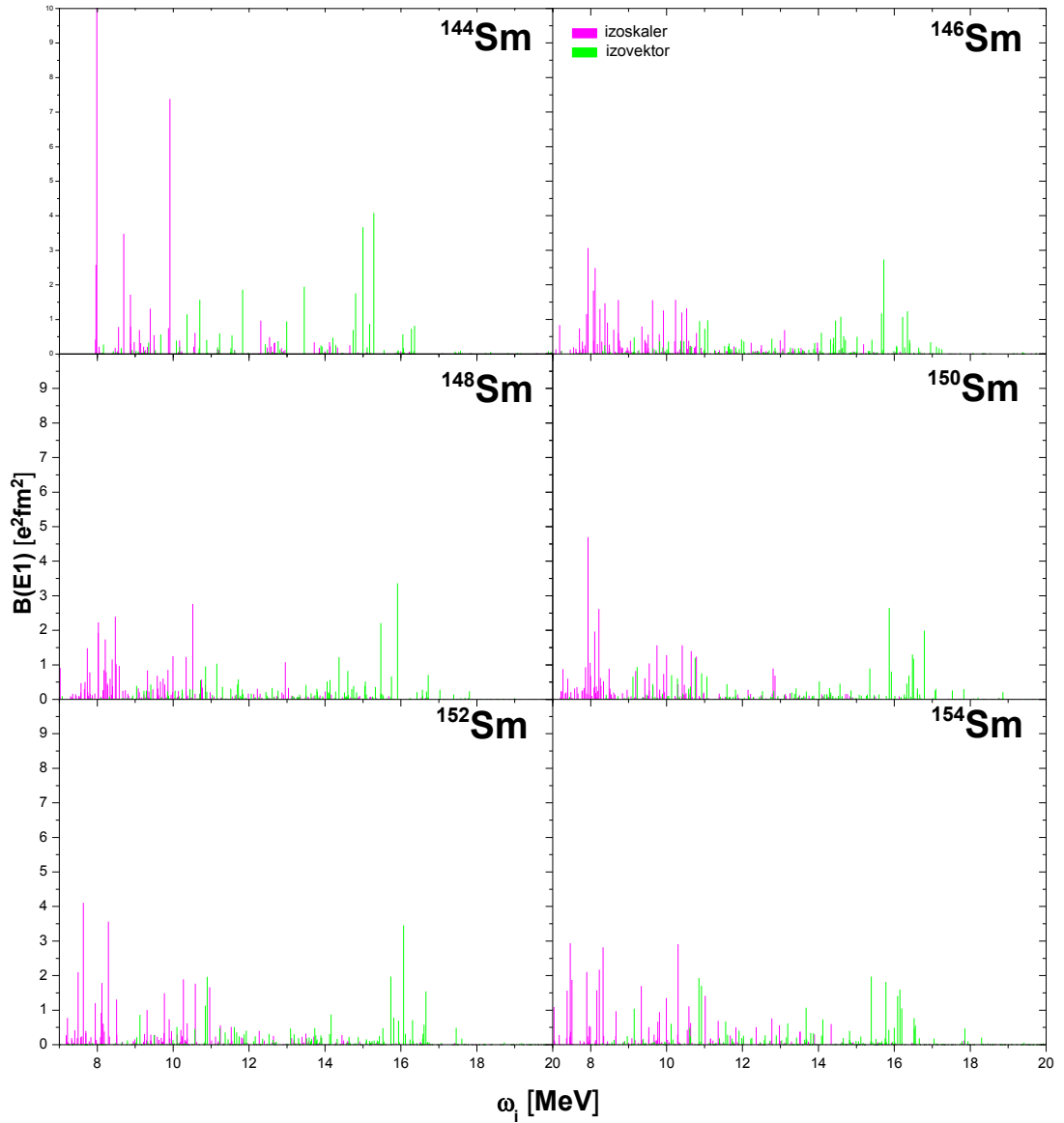
Şekil 5.12. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı radyasyon kalınlığı Γ_0 değerlerinin karşılaştırılması



Şekil 5.13. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı olmayan radyasyon kalınlığı Γ_{red} değerlerinin karşılaştırılması

Radyasyon kalınlığı değerleri enerji ve $B(E1)$ değerleri ile ilişkili olduğu için $K=1$ dalı için elde edilen değerlerin $K=0$ dalı için elde edilenlerden daha büyük çıkması beklenen bir sonuçtur.

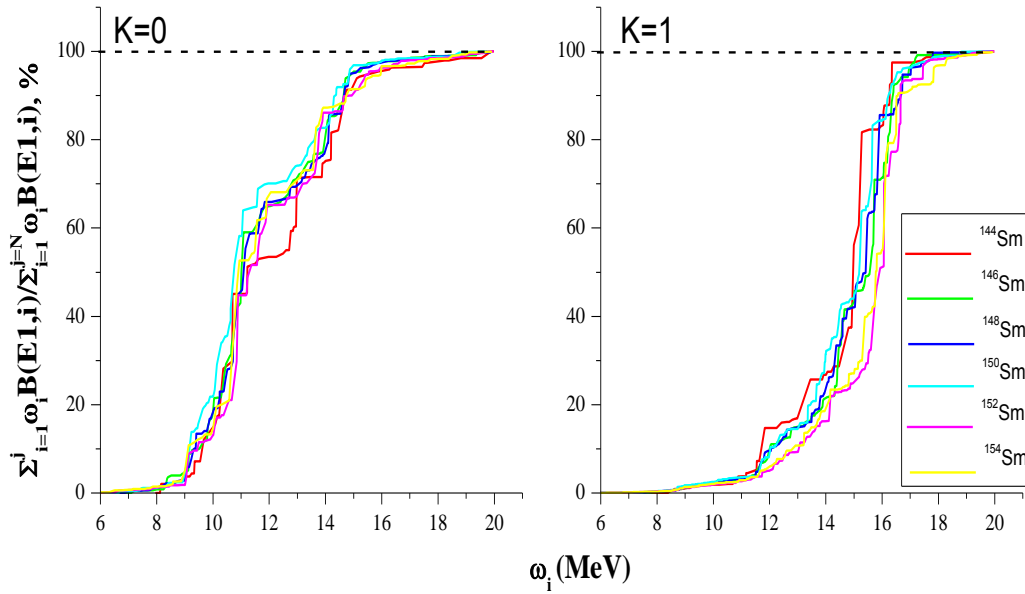
Dev dipol rezonans bölgesindeki uyarılmalarda, TGI QRPA'da yer alan izoskaler ve izovektör etkin kuvvetlerin uyarılma spektrumundaki dağılıma katkısının ne şekilde olduğunun belirlendiği Nd çekirdeği izotopları verilen sonuçların (Şekil 5.6.) başka bir çekirdek için de benzerlik gösterip göstermediğini belirlemek için aynı hesaplamalar Sm izotopları için de elde edilmiştir. Teorik hesaplamalarda, dipol-dipol etkileşimlerin saf izovektör kuvvetlerinin kaldırılması yoluyla izoskaler dalın enerjileri elde edilmiştir. Bu şekilde bulunan izoskaler ve izovektör katkıları Şekil 5.14.'de verilmiştir.



Şekil 5.14. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin izovektör ve izoskaler katkılarının elektrik dipol enerji diyagramında gösterilmesi

Şekil 5.14.'den Sm ve Nd izotopları için bulunan sonuçların benzerlik gösterdiği görülmektedir. İzovektör kuvvetlerin katkılarının 8-20 MeV aralığında dağıldığı, izoskaler kuvvetlerin dağılımının 8-10 MeV civarında yoğunlaştığı ve izovektör kuvvetlerin izoskaler kuvvetler üzerinde yıkıcı girişim oluşturduğu sonuçları elde edilmiştir.

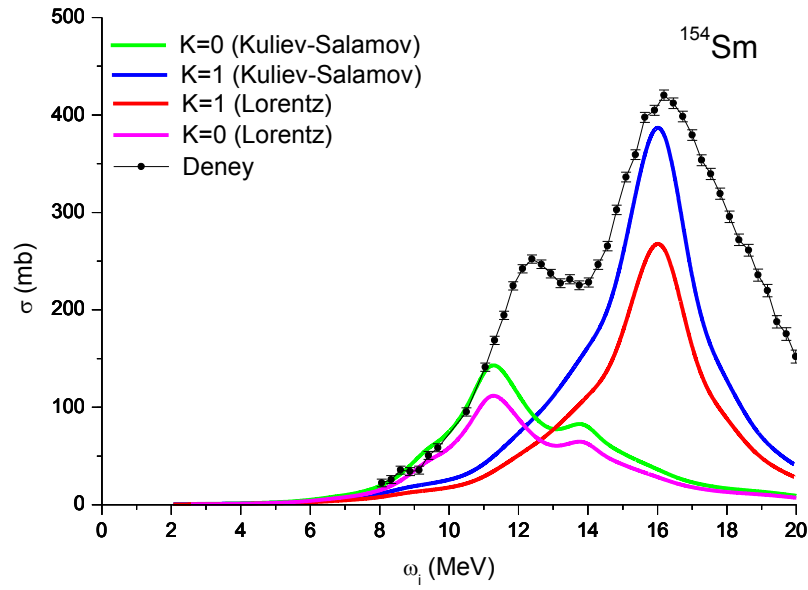
Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotoplarının $K=0$ ve $K=1$ dallarının elektrik dipol enerji ağırlıklı toplam kurallarına katkılarının incelenmesiyle Şekil 5.15. elde edilmiştir.



Şekil 5.15. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dalları için elektrik dipol enerji ağırlıklı toplamlarının yüzdelerinin gösterilmesi

Buna göre, dev rezonans bölgesinde, $I^\pi K=1^0$ 'ın %70 katkısı 11-13 MeV'e kadar sağlanmışken, $I^\pi K=1^1$ için %90 katkının keskin bir artışla 15-16 MeV civarında olduğu bulunmuştur. Buradan, daha önceden de ifade ettiğimiz üzere, deforme çekirdekler için dev dipol rezonans bölgesi enerji spektrumunda $\Delta K=1$ geçişinin 15-16 MeV, $\Delta K=0$ geçişinin 11-12 MeV değerlerinde toplam kurallarının büyük bir oranını karşıladıkları sonucu çıkmaktadır.

Toplam elektrik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesiti hesaplamalarında teorik olarak kullanılan modelden elde edilen sonuçları deneysel verilerle karşılaştırılmak için bu çalışmada (4.1) eşitliği kullanılmıştır. Denklem (4.1)'de bulunan $\delta(w - \Omega_i)$ ağırlık fonksiyonu, genel olarak literatürde (4.2) eşitliği ile verilen Lorentz fonksiyonu şeklinde kullanılmaktadır. Ağırlık fonksiyonu için kullanılacak bir diğer fonksiyon Kuliev-Salamov (Denklem 4.3) fonksiyonudur. Bu çalışmada bu iki fonksiyonun fotoabsorbsiyon tesir kesiti hesaplamalarındaki etkileri araştırılmıştır. Lorentz ve Kuliev-Salamov fonksiyonlarının deforme ^{154}Sm izotopu için, aynı Δ değeri kullanılarak, $K=0$ ve $K=1$ dallarına göre fotoabsorbsiyon tesir kesitleri için verdiği sonuçlar karşılaştırılmıştır (Şekil 5.16.).



Şekil 5.16. Çift-çift ^{154}Sm çekirdeğinin fotoabsorbsiyon tesir kesitinin hesaplanmasında Lorentz ve Kuliev-Salamov fonksiyonlarının karşılaştırılması

Şekil 5.16.'dan görüldüğü üzere K=0 ve K=1 dalları için. Kuliev-Salamov fonksiyonu kullanılarak elde edilen sonuçlar da Lorentz fonksiyonunda olduğu gibi deforme çekirdeklerin fotoabsorbsiyon tesir kesitlerindeki hörgüçlü yapıyı göstermektedir. Şekilden Kuliev-Salamov fonksiyonu ile hesaplanan değerler ile Lorentz fonksiyonundan hesaplanan değerlerin benzer dağılım gösterdikleri, Kuliev-Salamov fonksiyonunun deneysel verilerle daha iyi bir uyum sergilediği görülmüştür. Lorentz fonksiyonu ile güç fonksiyonunun kolay elde edilmesi hesaplamalarda bir avantaj sağlarken enerji arttıkça çok dik bir şekilde azalması dezavantajlı yanıdır. Bu durum, hesaplamaların doğruluğunun azalmasına neden olabilmektedir. Bunu engellemek için Kuliev-Salamov fonksiyonunu bazen kullanmak uygundur (Soloviev, 1992). Bu çalışmada da bu yüzden Kuliev-Salamov fonksiyonu kullanılarak sonuçlar elde edilmiştir.

Fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin enerjiye bağlı grafikleri oluştururken kullanılan en önemli parametrelerden bir tanesi rezonans genişliğidir (Γ). Rezonans genişliği değeri, sembolleri aynı olan elektrik dipol radyasyon kalınlığı ile karıştırılmamalıdır. Rezonans genişliği Lorentz eğrisi parametrelerinden biri olup, rezonans pikinin yarı maksimumunun genişliğidir. Aşağıda, teorik olarak elde edilen sonuçlardan ulaşılan fotoabsorbsiyon-enerji grafiğinin (Şekil 5.10.) Lorentz eğrisi ile fit edilmesiyle

bulunan. rezonans genişliği değerleri ve deneysel veriler ile karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 5.6. Çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgesindeki Lorentz eğrisi parametreleri

A	E_1 (MeV)	σ_1 (mb)	Γ_1 (MeV)	Γ_1 deney (MeV)	E_2 (MeV)	σ_2 (mb)	Γ_2 (MeV)	Γ_2 deney (MeV) ^a
144	15.154	384.521	2.435		-	-	-	
146	15.834	354.897	3.153		-	-	-	
148	15.622	365.479	3.412	5.15 ^a	-	-	-	
150	15.599	425.635	3.752	6.03 ^a	-	-	-	
152	12.420	177.638	4.539	3.12 ^a 4.73±0.65 ^b	16.080	444.075	3.95	4.87 ^a 6.36±0.14 ^b
154	11.584	197.400	4.233	3.05 ^a	16.015	428.239	3.77	4.95 ^a

^a Carlos ve ark., 1974; ^bDonaldson ve ark., 2018

Tablo 5.6.'ya göre, Γ_1 için 148 ve 150 kütle numaralı izotopların teorik değerleri deneysel (Carlos ve ark., 1974) değerlere göre daha düşüktür. Bununla birlikte deforme olan 152 kütle numaralı Sm çekirdeği için verilen iki deneysel veriden biri olan Carlos ve ark. (1974)'dan büyük, Donaldson ve ark. (2018)'in hata aralığında değere sahiptir. ^{154}Sm izotopu için elde edilen sonuç deneysel veriden büyüktür. Γ_2 için her iki deforme çekirdeğin de teorik rezonans genişliği değeri deneysel verilerden düşük çıkmıştır. Deforme çekirdekler için; Γ_1 değeri 2018'de yapılan deney ile örtüşürken 1974'de yapılan deney yaklaşık 1 MeV büyük çıkmaktadır. Bu değer için bir deney sonucunun uyumlu, diğerinin farklı çıkması 1974'deki deney sonuçlarının duyarlılığının düşük olabileceğini düşündürmektedir. Γ_2 değeri her iki çekirdek için düşük çıkmıştır. Bu değerlerin ufak da olsa farklılıklarının nedeninin deneysel çalışmalarda tesir kesiti grafiğinin toplam olarak çizilmiş olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Bu çalışmada deneysel çalışmalardan en önemli farklılığımızı oluşturan K=0 ve K=1 dallarından gelen katkıları ayrı ayrı verilmesi, bu değerlerin olduğundan daha küçük bulmamıza neden olabilmektedir.

5.3. Çift-Çift $^{152-164}\text{Gd}$ İzotop Zincirine Ait Bulgular

Gd çekirdeğinin 152-164 kütle numaralı izotoplarına ait elektriksel dev dipol rezonans özelliklerinin incelenmesinde kullanılan parametreler Tablo 5.7.'de verilmiştir.

Tablo 5.7. Çift-çift $^{152-164}\text{Gd}$ izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametresi değerleri ile $K=0$ ve $K=1$ dalları için β_2 , δ_2 deformasyon parametreleri

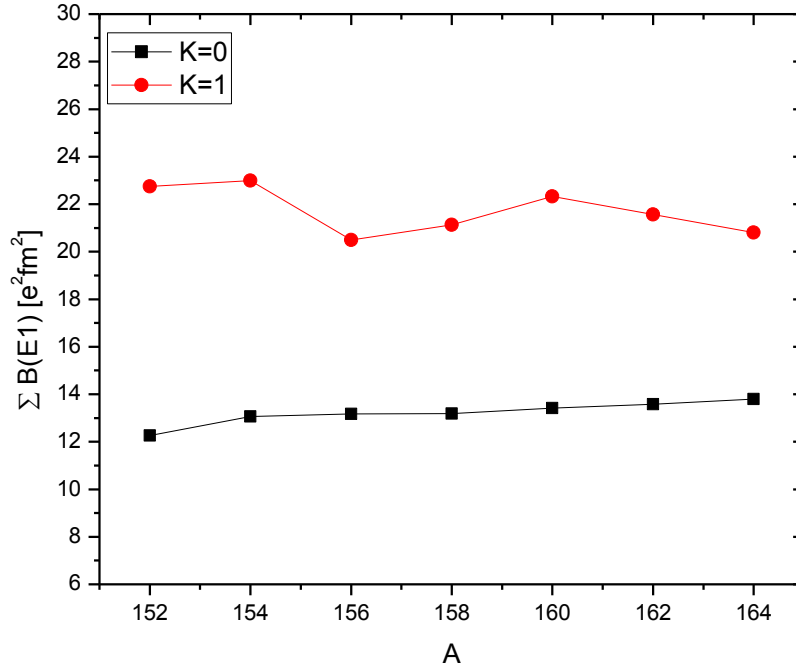
Çekirdek	Δ_n (MeV)	λ_n (MeV)	Δ_p (MeV)	λ_p (MeV)	β_2	δ_2
$^{152}_{64}\text{Gd}$	1.16	-8.046	1.01	-6.159	0.235	0.204
$^{154}_{64}\text{Gd}$	1.16	-7.825	0.97	-6.821	0.3105	0.270
$^{156}_{64}\text{Gd}$	1.10	-7.525	0.92	-7.408	0.340	0.296
$^{158}_{64}\text{Gd}$	1.12	-7.188	0.84	-7.990	0.3484	0.303
$^{160}_{64}\text{Gd}$	1.04	-6.828	1.17	-8.603	0.349	0.304
$^{162}_{64}\text{Gd}$	1.04	-6.433	1.18	-9.178	0.358	0.312
$^{164}_{64}\text{Gd}$	1.06	-6.000	1.19	-9.750	0.358	0.312

Gd çekirdeği izotop zincirinin 8-20 MeV enerji aralığında TGI, GI, TI ve NTGI QRPA yaklaşımlarıyla toplam indirgenmiş geçiş ihtimali, enerji ağırlıklı toplam kuralı ve ortalama enerji değerleri $I^{\pi K=1-1}$ ve $I^{\pi K=1-0}$ dipol uyarılmaları için bulunmuş, Tablo 5.8.'de verilmiştir..

Tablo 5.8. Çift-çift $^{152-164}\text{Gd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması.

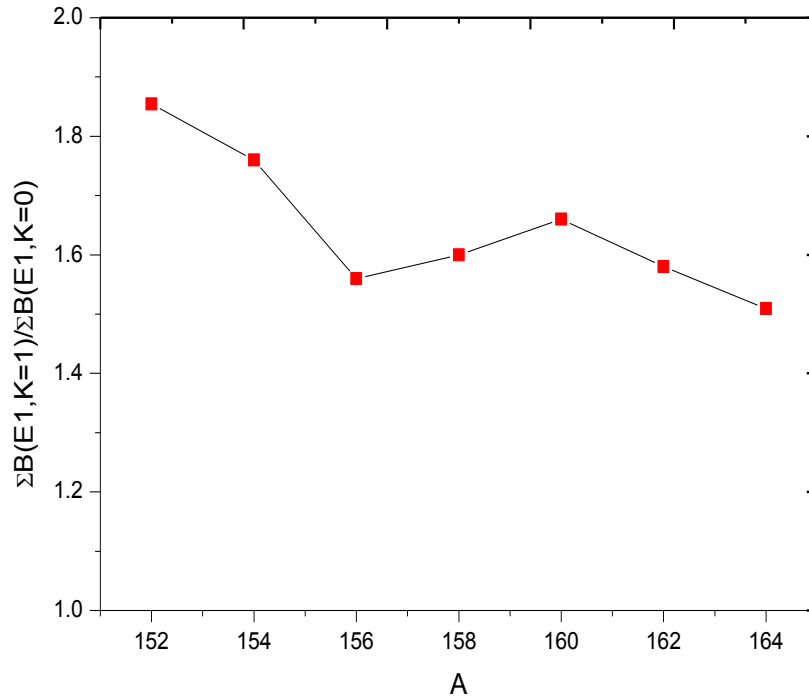
A	K	Öteleme +Galileo			Öteleme			Galileo			Öteleme +Galileo		
		Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Olmayan Model		
		$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)
152	0	12.268	148.170	12.077	12.328	149.46	12.123	12.533	152.132	12.138	12.508	151.782	12.134
	1	22.747	314.764	13.837	22.803	315.618	13.841	22.947	321.758	14.021	23.422	327.499	13.982
154	0	13.062	155.417	11.897	13.004	154.500	11.880	13.123	156.561	11.929	13.111	156.636	11.946
	1	22.985	318.270	13.846	22.562	313.778	13.907	22.939	324.395	14.141	23.059	325.646	14.122
156	0	13.172	153.439	11.648	12.147	144.225	11.873	13.132	153.268	11.670	13.100	153.108	11.687
	1	20.486	318.026	15.524	20.149	315.280	15.647	20.069	324.660	16.176	20.122	325.393	16.170
158	0	13.182	150.860	11.443	13.226	151.449	11.450	13.127	150.427	11.459	13.067	150.468	11.514
	1	21.131	315.684	14.939	21.078	317.471	15.061	20.933	327.470	15.643	21.089	329.690	15.632
160	0	13.413	156.489	11.666	13.696	160.101	11.689	13.519	157.777	11.670	13.517	157.984	11.687
	1	22.332	323.454	14.483	22.362	322.796	14.434	21.958	334.246	15.222	21.786	332.217	15.248
162	0	13.584	156.276	11.504	13.772	158.474	11.506	13.506	155.351	11.501	13.591	156.874	11.541
	1	21.567	316.463	14.673	21.669	316.088	14.587	21.245	330.199	15.542	21.317	333.389	15.639
164	0	13.791	157.268	11.403	13.329	153.384	11.507	13.727	156.710	11.416	13.759	157.755	11.465
	1	20.811	303.912	14.603	21.893	315.721	14.420	21.400	331.045	15.468	21.616	336.470	15.565

Gd çekirdeği için elde edilen sonuçlardan elektrik dipol uyarılmalarının K=1 dalındaki değerlerinin K=0 dalından fazla olduğu görülmektedir. Bu durum, TGI QRPA modelinden elde edilen toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin kütle numarasına göre değişim grafiği (Şekil 5.17.) ile aşağıda verilmiştir.



Şekil 5.17. Çift-çift $^{152-164}\text{Gd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin K=0 ve K=1 dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması

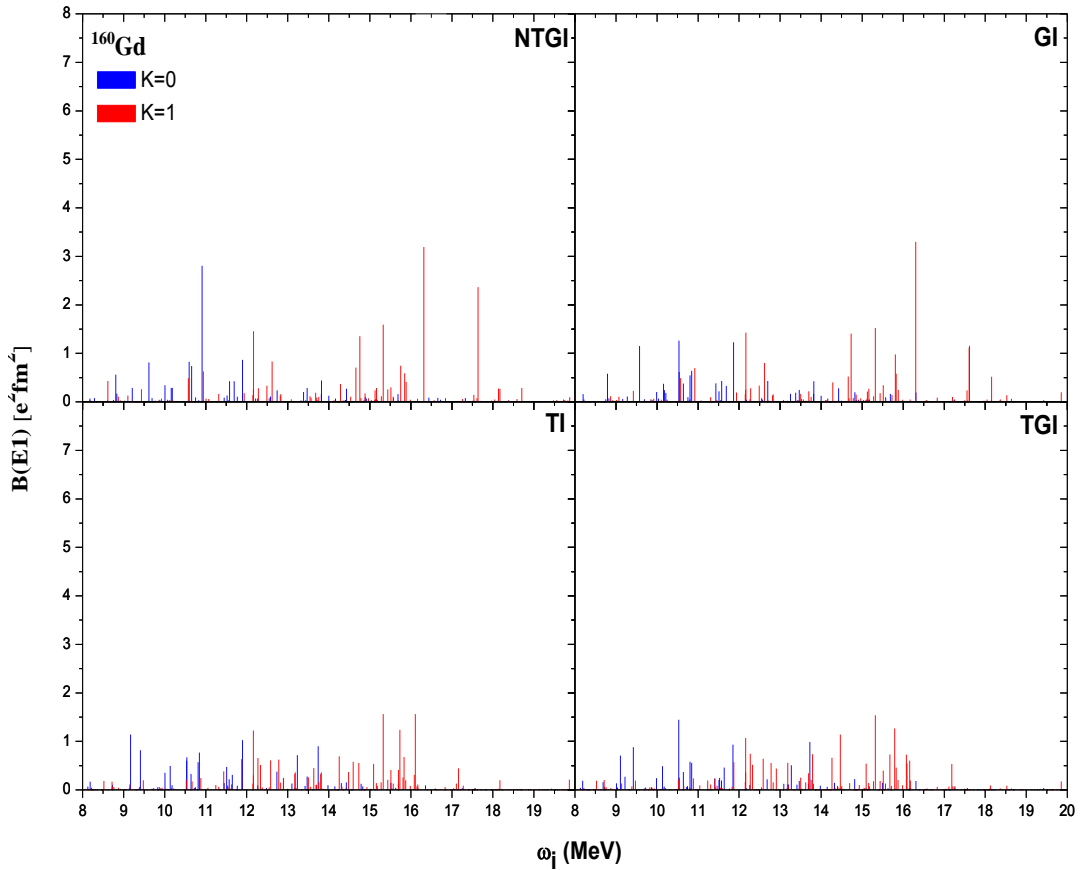
Şekil 5.17.'den de 8-20 MeV enerji aralığında K=1 dalının K=0 dalından baskın olduğu ve K=0 dalının katkısının deformasyon arttıkça arttığı gözlenmektedir. K=0 ve K=1 dallarının toplam B(E1) değerleri arasındaki oranın Gd izotopları için hesaplanan değerleri Şekil 5.18.'de verilmiştir.



Şekil 5.18. Çift-çift $^{152-164}\text{Gd}$ izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen K=0 ve K=1 dallarının $\Sigma B(E1)$ değerleri oranlarının karşılaştırılması

Şekil 5.18.'den deforme çekirdeklerde K=1 ve K=0 dallarının toplam indirgenmiş geçiş olasılıkları oranlarının 2-1,5 değerleri arasında değiştiği görülmektedir. Şekilde, kütle numarası 156 ve 158 olan Gd izotoplarının, diğer izotopların oluşturduğu sistematikten sapması söz konusudur. Guliyev ve ark. (2009) tarafından gerçekleştirilen çift-çift Gd izotoplarının B(E1) değerlerinin incelendiği çalışmada, düşük enerji bölgesinde bu oranın çift çift ^{158}Gd izotopunda düşük çıktığı görülmüştür. Çalışma, düşük enerji bölgesinde elde edilen sonucun yüksek enerjilerde de var olduğunu göstermiştir.

QRPA modelinde deforme alanda kırılan simetrielerin restore edilmesi için efektif olarak ayrılabilen etkin kuvvetlerin eklenmesiyle elde edilen dört yaklaşımın etkisini karşılaştırmak için, her bir izotop için dört yaklaşıma göre K=0 ve K=1 dallarının B(E1) değerleri bulunmuştur. Elde edilen bulgular, her bir izotop için ayrı ayrı şekillerle gösterilmiştir. Aşağıda yalnızca ^{160}Gd izotopu için çizilen şekil (Şekil 5.19.) yer almaktadır. Gd çekirdeğinin diğer izotoplarına ait bulgular EK 1'de verilmiştir.

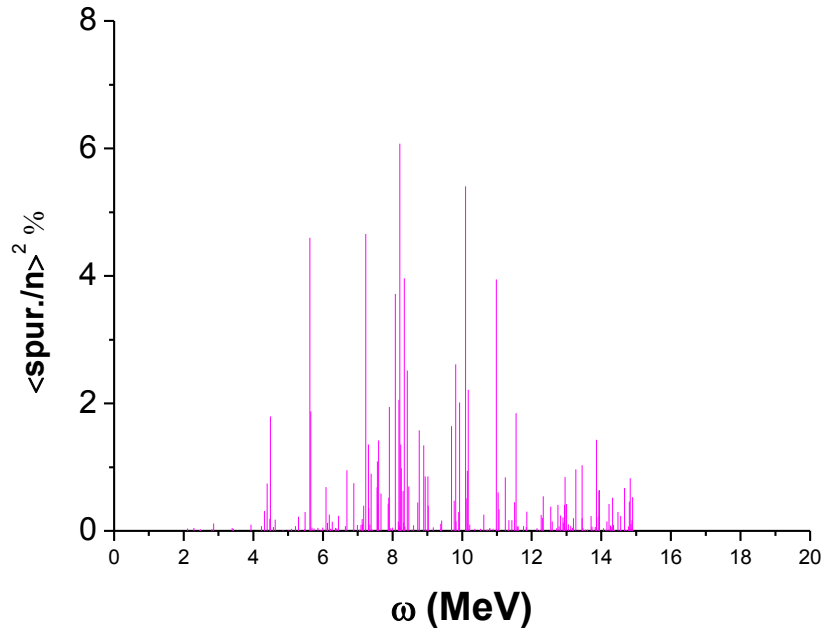


Şekil 5.19. ^{160}Gd çekirdeğinin TGI, TI, GI, NTGI modellerinde B(E1) değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 5.19.'dan, 8-20 MeV enerji aralığındaki dev dipol rezonans bölgesinde her dört yaklaşımda da iki büyük seviye gözlenmektedir. Bu iki seviyeden küçük olanı K=0, büyük olanı K=1 dallarından gelmektedir. ^{160}Gd izotopu için öteleme ve Galileo değişmez olmayan, Goldstone dalının yalıtılmadığı durum olan NTGI'de K=0 dalında 10.912 MeV enerjili $B(E1)=2.81 e^2\text{fm}^2$ indirgenmiş geçiş olasılıklı, K=1 dalında 16,315 MeV enerjili $B(E1)=3.194 e^2\text{fm}^2$ indirgenmiş geçiş olasılıklı seviyeler bulunmaktadır. Galileo değişmez (GI) modelde bu seviyeler K=0 dalında 10.533 MeV enerjili $B(E1)=1.26 e^2\text{fm}^2$ indirgenmiş geçiş olasılıklı, K=1 dalında 16.31 MeV enerjisinde indirgenmiş geçiş olasılığı $B(E1)=3.30 e^2\text{fm}^2$ değerlerine sahiptir. Öteleme değişmez modelde (TI) enerji K=0 dalında 9.169 MeV iken indirgenmiş geçiş olasılığı $B(E1)=1.14 e^2\text{fm}^2$, K=1 dalında enerji 15.3239 MeV ve $B(E1)=1.56 e^2\text{fm}^2$ olan seviyelerdir. Öteleme ve Galileo değişmez model (TGI) sonuçları, K=0 dalında 10.53 MeV enerjili $B(E1)=1.445 e^2\text{fm}^2$, K=1 dalında 15.3218 MeV enerjili $B(E1)=1.54 e^2\text{fm}^2$ dir. Bu değerlerin, restorasyon yapılmasıyla birlikte NTGI'e göre hem K=0 hem K=1 dallarında maximum B(E1) değerleri veren seviyelerin

enerjilerinin azaldığı görülmektedir. Bununla birlikte maximum $B(E1)$ değerlerinde de azalma gözlenmiştir. NTGI sonuçları içerisinde bulunan sahte haller restorasyon etkisiyle giderilmiştir. TGI QRPA'da gerçekleştirilen hem öteleme hem de Galileo değişmezliğin restorasyonu ile dev rezonansa en büyük katkıyı sağlayan $K=1$ dalı seviyesinin $B(E1)$ değerini % 48,5 oranında azalma bulunmuştur. Bununla birlikte $K=0$ dalında bu azalma oranı % 51.8 olmuştur. Goldstone dalının hem öteleme hem de Galileo değişmezlikle yalıtılması, $B(E1)$ gücünün azalmasına, seviyelerin yayılmasına neden olmuştur. Yalnızca Galileo değişmezlik restorasyonu dev rezonansın $K=1$ dalının enerji ve gücünde önemli bir değişiklik meydana getirmemiş, $K=0$ dalında enerjide önemli bir değişiklik olmazken $B(E1)$ gücünü azaltmıştır. Yalnızca öteleme değişmezliğin restorasyonu ile hem $K=0$ hem de $K=1$ dallarının enerjilerinde küçük oranda, $B(E1)$ güçlerinde ise belirgin bir azalmaya neden olmuştur. Buradan sonuçlar üzerinde belirgin fark oluşturduğu için sahte hallerin yalıtılmasının önemli olduğu, daha önce de belirtildiği gibi 1^- elektrik dipol geçişlerinde yalnızca öteleme değişmezliğin değil, öteleme değişmezlikle birlikte Galileo değişmezliğin de restore edilmesinin uygun olduğu görülmüştür.

Kırılan simetriden her uyarılmada sıfır enerjili hallerin olduğunu ve restorasyonun bu halleri ortadan kaldırarak $B(E1)$ gücünde ve enerjilerde değişim meydana getirerek daha doğru bir spektrumun elde edilmesini sağladığını yukarıda elde ettiğimiz sonuçlara göre belirtmiştik. Peki $B(E1)$ -enerji spektrumuna karışan sahte hallerin spektrumu nasıldır? 1^- uyarılmalarına karışan sahte halleri belirlemek için tek fononlu durumlar ile sahte $K^\pi=1^-1$ arasındaki örtüşen integraller (OI) hesaplanmıştır (Kuliev ve ark., 2010). Öteleme ve Galileo değişmez QRPA ile hesaplanan değerlere restorasyonlar yapılmazsa dahil olacak sahte haller bulunmuştur. OI'in karelerinin toplama göre yüzdelik değerlerinin enerji spektrumundaki dağılımı ^{160}Gd çekirdeği için Şekil 5.20.'de verilmiştir.

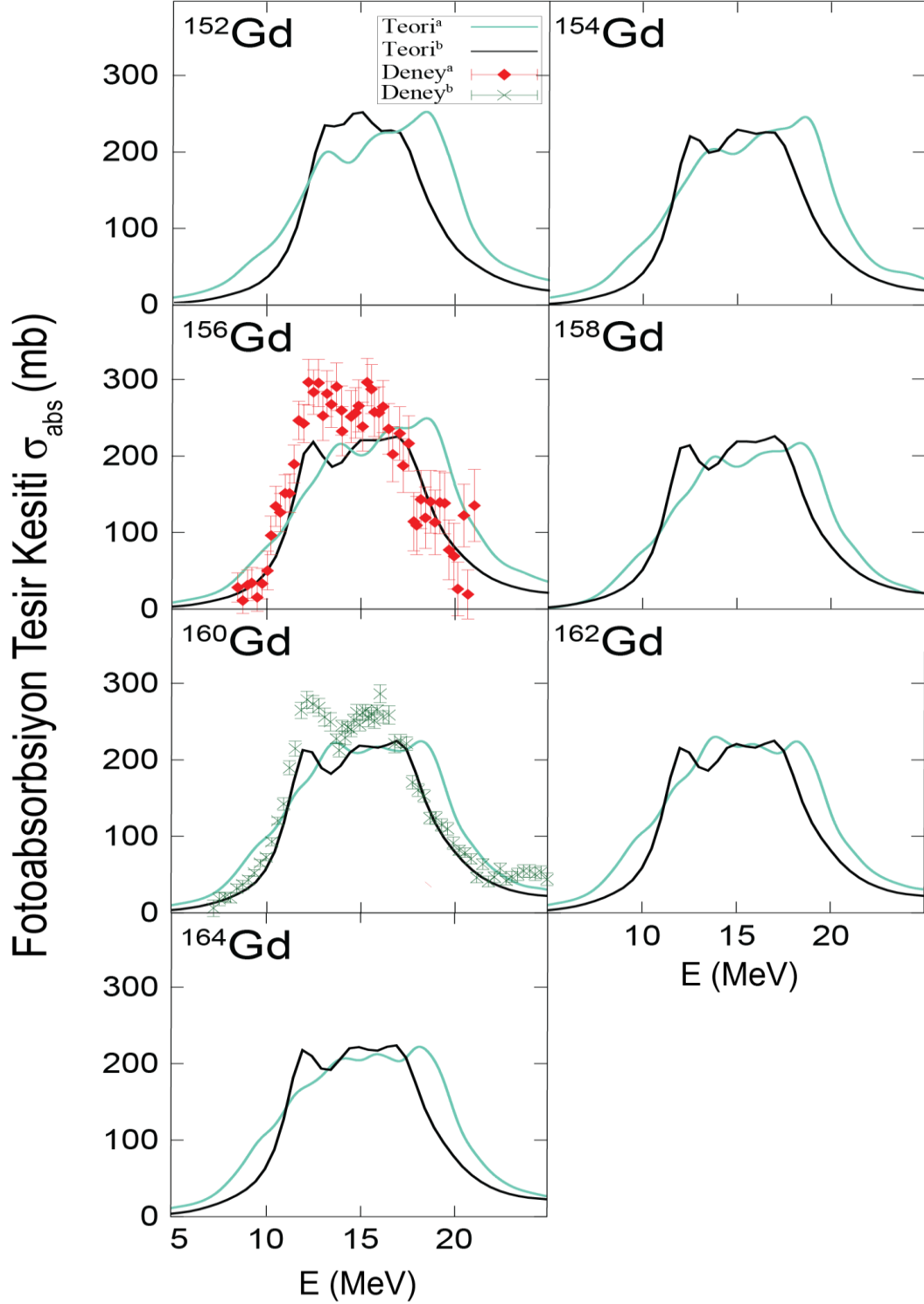


Şekil 5.20. ^{160}Gd çekirdeğinin öteleme değişmez modelde hesaplanan 1^- uyarımlarına karışan sahte hallerin dağılımı.

Şekil 5.20.'den sahte durumların birçok seviyeye yayıldığı ve katkılarının büyük oranda 5 MeV ile 15MeV arasındaki aralıkta yer aldığı bulunmuştur. PDR ve GDR enerji bölgesinde sahte hallerin yoğun bir şekilde bulunması, bu bölgelerde yapılacak çalışmalarda doğru bir enerji spektrumunun elde edilebilmesi için restorasyonlar ile sahte hallerin yalıtılmasının kaçınılmaz bir yaklaşım olduğunu göstermektedir. Enerji spektrumunda 5MeV'den daha az olan 1^- durumları için sahte hallerin etkisi küçük çıkmıştır. Bu sonuç. Kuliev ve ark., (2010)'nın ^{236}U çekirdeği için buldukları sonuç ile örtüşmektedir.

Çift-çift $^{152-164}\text{Gd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin öteleme+Galileo değişmez model verileri kullanılarak eşitlik (4.8) ile dev dipol rezonans için temel büyüklüklerden olan toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin $K=0$ ve $K=1$ dalları için ayrı ayrı hesaplanmasıyla elde edilen sonuçların başka teorik ve deneysel çalışmaların sonuçlarıyla karşılaştırılması Şekil 5.20.'de verilmiştir. Burada, kullanılan ortalama enerji aralığı parametresi (Δ) için 1.0 ile 2.0 arasındaki değerler kullanılmıştır. Karşılaştırma yapılacak olan teorik çalışmada fotoabsorbsiyon tesir kesiti değerlerinin toplamı gösterildiği için Gd çekirdeği izotopları için $K=0$ ve $K=1$

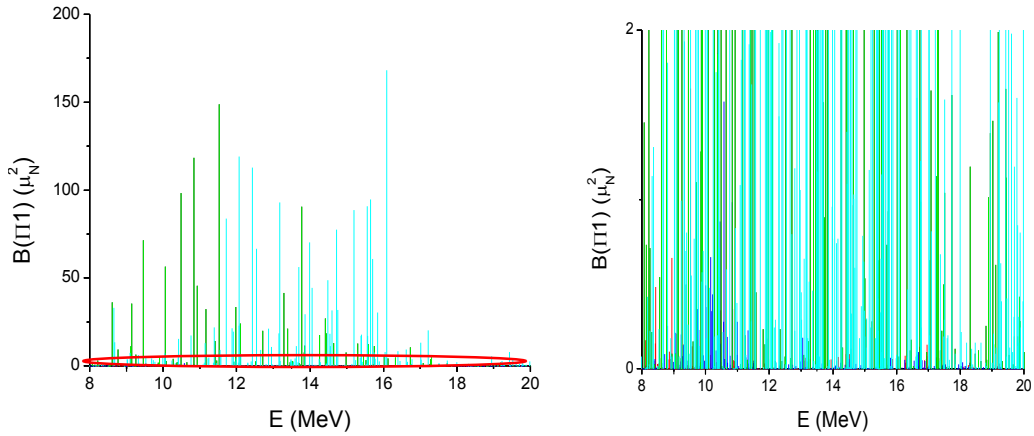
dallarının katkıları ayrı ayrı gösterilmemiş, her ikisinin toplamı olan değerler ile şekil elde edilmiştir.



Şekil 5.21. Çift-çift $^{152-164}\text{Gd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile başka teorik ve deneysel değerlerin karşılaştırılması. (Teori^a: Bu çalışma sonuçları, Teori^b: Oishi ve ark. (2016), Deneysel^a: Gurevich ve ark., 1981, Deneysel^b: Berman ve ark., 1969, çalışmalarının sonuçlarını göstermektedir)

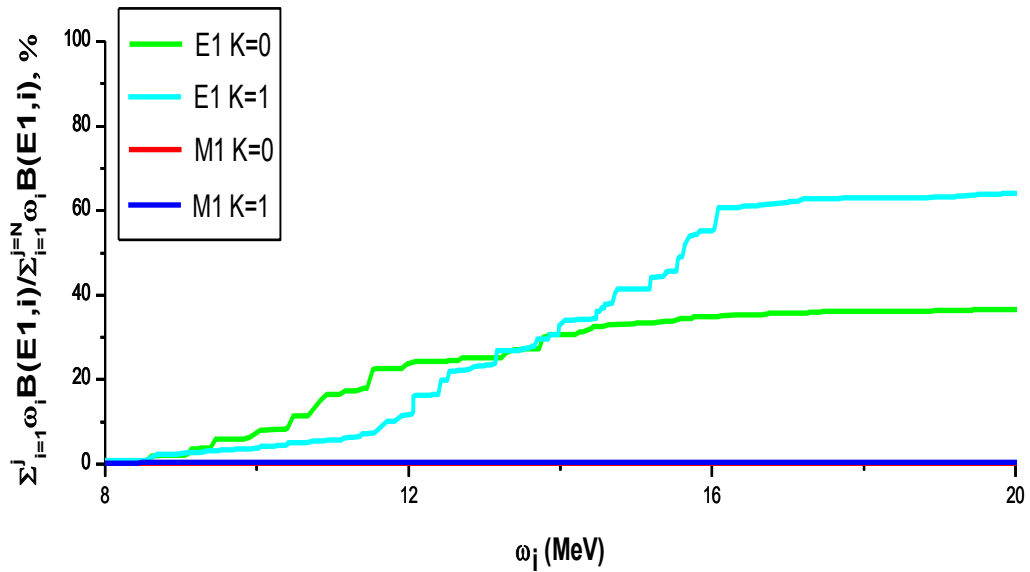
Şekil 5.21.'den görüldüğü gibi, TGI QRPA model çerçevesinde elde edilen teorik sonuçlar, diğer teorik ve deneysel çalışmaların sonuçları ile uyum içerisindedir. Çift-çift Gd izotoplarının teorik olarak bulunan tesir kesiti değerlerinin deneysel değerler ile uyum içerisinde çıkması, teorik olarak kullandığımız model ile elde ettiğimiz sonuçların doğruluğunun bir göstergesidir.

Dipol uyarılmalarının elektrik (1^-) ya da manyetik (1^+) olarak iki türü bulunmaktadır. İncelediğimiz GDR enerji bölgesinde bunlardan hangisinin daha baskın olduğunu göstermek için ^{154}Gd çekirdeği seçilmiştir. Şekil 5.22.'de, ^{154}Gd çekirdeğinin manyetik dipol özellikler için dönme değişmez QRPA (Kuliev ve ark., 2000) ve elektrik dipol özellikler için öteleme ve Galileo değişmez QRPA kullanılarak 8-20 MeV enerji aralığındaki elektrik dipol indirgenmiş geçiş olasılığı $B(E1)$ ve manyetik dipol indirgenmiş geçiş olasılığı $B(M1)$ değerleri hesaplanmış, enerjiye göre dağılımı gösterilmiştir. Elektrik ve manyetik dipol geçişlerinin $[B(I\pi)]$ sonuçlarının karşılaştırılmasının kolay yapılabilmesi için geçiş ihtimalleri Bohr magnetonu μ_N^2 ($1 \mu_N^2 = 11,06 \cdot 10^{-3} \text{ e}^2 \text{ fm}^2$) birimlerinde verilmiştir.



Şekil 5.22. ^{154}Gd çekirdeğinin dönme değişmez QRPA ve öteleme-Galileo değişmez QRPA kullanılarak 8-20 MeV aralığında hesaplanan $B(I\pi)$ değerlerinin gösterilmesi. Şekilde, π hem elektrik ($\pi=E$ elektrik dipol) hem de manyetik dipolü ($\pi=M$ manyetik dipol) μ_N^2 birimlerinde vermektedir. 8-20 MeV aralığında, elektrik dipol $K=1$ (Turkuaz), elektrik dipol $K=0$ (yeşil), manyetik dipol $K=1$ (mavi), manyetik dipol $K=0$ (kırmızı) dallarının katkıları gösterilmiştir. Solda $B(I\pi)$ $200 \mu_N^2$, sağda $B(I\pi)$ $2 \mu_N^2$ değerlerine kadar gösterilmiştir. Soldaki grafikte görünmeyen manyetik dipol seviyelerini gösterebilmek için grafik 100 kat büyük ölçekte sağda çizilmiştir.

Şekilden, 8-20 MeV enerji aralığında, dönme değişmez QRPA ve TGI QRPA modellerinin kullanılması sonucunda, 1^- durumlarını daha geniş bölgede ve çok yüksek değerlerde yayılmış olduğu, manyetik dipolün bu bölgedeki katkısının yok sayılacak kadar az olduğu görülmektedir. Şekilde, sol tarafta görülmeyen manyetik dipol katkısının (kırmızı elips arasında kalan bölge) incelenmesi için şekil oldukça büyük ölçekte çizilmiştir (sağdaki şekil). Manyetik dipol katkısının 8-11 MeV aralığında oldukça az olduğu bu şekilde görülmüştür. Bu bulgulardan hareketle dipol uyarılmaların enerji ağırlıklı toplam kuralına katkıları incelenmiştir. ^{154}Gd çekirdeği için 8-20 MeV enerji aralığındaki dipol uyarılmaların $K=0$ ve $K=1$ dallarının toplam kurallarına katkıları sırasıyla $I^\pi K=1^-1$, 1^+1 , 1^-0 , ve 1^+0 için hesaplanmış ve sonuçlar Şekil 5.23.'de verilmiştir.



Şekil 5.23. ^{154}Gd çekirdeğinin 8-20 MeV enerji aralığında, elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının, dönme değişmez QRPA ve TGI-QRPA modelleri ile $K=0$ ve $K=1$ dalları için hesaplanan enerji ağırlıklı toplam kuralına katkılarının karşılaştırılması

Şekil 5.23.'den görüldüğü üzere dipol toplam kuralına en büyük katkı elektrik $K=1$ dalından gelmektedir, ardından gelen büyük katkı elektrik $K=0$ dalındandır. Manyetik $K=0$ ve $K=1$ dallarının katkıları grafikte ayırt edilemeyecek kadar küçüktür. ^{154}Gd izotopu için elektrik ve manyetik dipol $K=0$ ve $K=1$ dallarının toplam kuralına katkıları sırasıyla $I^\pi K=1^-1$, 1^-0 , 1^+1 ve 1^+0 için %63,7, %36, %0,2, ve %0,1 bulunmuştur. Elde edilen bu sonuçlara göre 8-20 MeV enerji aralığında elektrik

dipol uyarılmalarının baskın olduğu, manyetik dipol uyarılmaların göz ardı edilecek kadar küçük olduğu görülmektedir. Elektrik dipol uyarılmalarından $K=0$ dalının enerji ağırlıklı toplam kuralına katkısı $K=1$ dalından oldukça küçüktür. Bu sonuçlardan 8-20 MeV enerji aralığındaki dipol uyarılmalarının elektrik dipol özelliklerinin araştırılmasının uygun olduğu, Şekil 5.6. ve Şekil 5.14.'den elde edilen sonuçlarla birleştirilirse bu enerji bölgesinde elektrik dipol uyarılmalarının izovektör özellikte baskın olduğu görülmüştür. 8-20 MeV enerji aralığında diğer dipol uyarılmaların göz ardı edilecek kadar küçük olduğu, bu bölgedeki özellikler incelenirken elektrik izovektör dev dipol rezonansın göz önünde bulundurulmasının uygun olduğu sonucu çıkmaktadır.

5.4. Çift-Çift $^{156-168}\text{Dy}$ İzotop Zincirine Ait Bulgular

Dy çekirdeğinin çift çift 156-168 kütle numaralı izotoplarına ait elektriksel dev dipol rezonans özelliklerinin incelenmesinde kullanılan parametreler Tablo 5.9.'da verilmiştir.

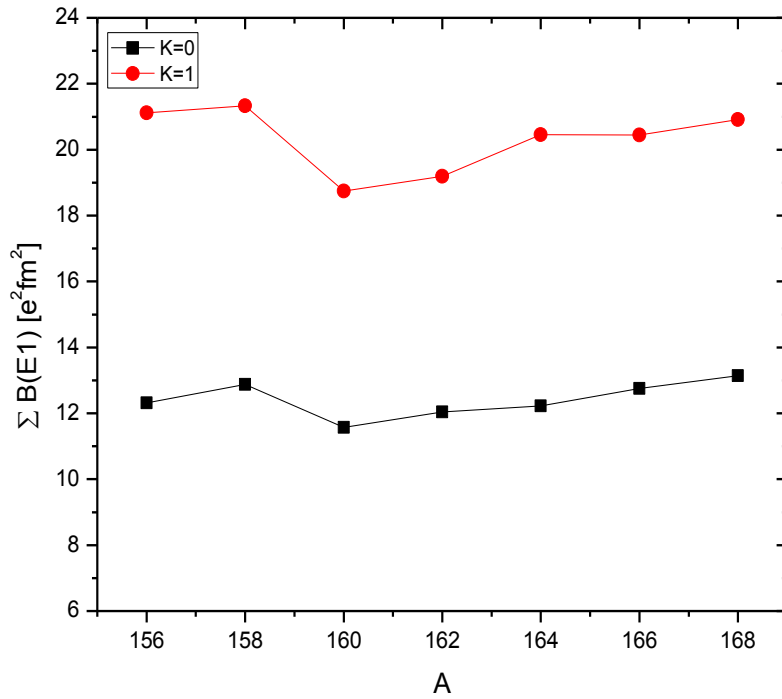
Tablo 5.9. Çift-çift $^{156-168}\text{Dy}$ izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametresi değerleri ile $K=0$ ve $K=1$ dalları için β_2 , δ_2 deformasyon parametreleri

Çekirdek	Δ_n (MeV)	λ_n (MeV)	Δ_p (MeV)	λ_p (MeV)	β_2	δ_2
$^{156}_{66}\text{Dy}$	1.17	-8.378	0.98	-5.629	0.289	0.251
$^{158}_{66}\text{Dy}$	1.13	-8.088	1.03	-6.229	0.320	0.278
$^{160}_{66}\text{Dy}$	1.10	-6.882	0.82	-7.400	0.336	0.293
$^{162}_{66}\text{Dy}$	1.09	-7.404	0.78	-7.411	0.344	0.300
$^{164}_{66}\text{Dy}$	1.05	-6.994	0.73	-7.995	0.347	0.303
$^{166}_{66}\text{Dy}$	1.11	-6.553	0.71	-8.570	0.349	0.305
$^{168}_{66}\text{Dy}$	1.01	-6.093	0.95	-9.108	0.350	0.306

Tablo 5.10. Çift-çift ¹⁵⁶⁻¹⁶⁸Dy izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve kırınımlı modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1,i)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması

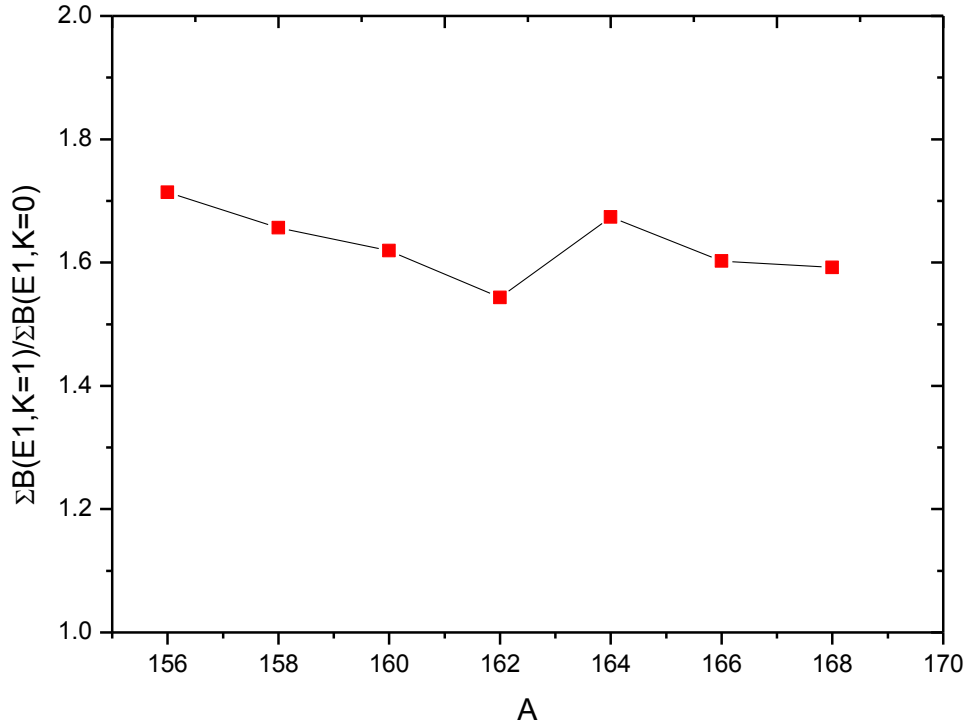
A	K	Öteleme +Galileo			Öteleme			Galileo			Öteleme +Galileo		
		Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Olmayan Model		
		$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)
156	0	12.320	151.533	12.299	12.285	151.094	12.298	12.330	152.002	12.327	12.342	152.113	12.320
	1	21.116	302.509	14.326	21.011	302.343	14.389	21.086	312.102	14.801	21.246	314.303	21.116
158	0	12.881	159.303	12.371	12.856	159.418	12.399	12.867	159.908	12.358	12.861	159.806	12.881
	1	21.333	312.473	14.647	21.682	318.123	14.672	21.688	324.615	14.967	21.739	325.435	21.333
160	0	11.572	139.381	12.044	12.610	150.141	11.906	12.352	147.680	11.956	12.525	149.672	11.572
	1	18.740	250.515	15.557	17.368	271.695	15.643	17.337	286.671	16.535	17.699	293.315	18.740
162	0	12.440	146.513	11.167	13.179	147.199	11.167	13.060	146.619	11.194	12.991	145.947	12.440
	1	19.195	271.907	14.165	19.011	272.747	14.346	19.619	299.512	15.266	19.598	298.863	19.195
164	0	12.221	141.335	11.564	12.871	149.341	11.603	12.749	148.184	11.623	12.771	149.088	12.221
	1	20.458	303.854	14.852	20.459	305.814	14.947	20.491	315.547	15.398	20.207	311.571	20.458
166	0	12.755	146.214	11.463	12.839	147.394	11.4802	12.756	146.383	11.475	12.771	147.171	12.755
	1	20.441	297.425	14.550	19.052	280.976	14.7471	20.576	313.523	15.234	20.570	313.636	20.441
168	0	13.139	152.264	11.589	12.894	150.179	11.647	13.142	152.601	11.611	13.128	152.564	13.139
	1	20.916	305.251	14.594	20.749	305.157	14.707	20.894	321.296	15.377	21.022	323.643	20.916

Dy çekirdeği izotop zincirinin 8-20 MeV enerji aralığında TGI, GI, TI ve NTGI QRPA yaklaşımlarıyla toplam indirgenmiş geçiş ihtimali, enerji ağırlıklı toplam kuralı ve ortalama enerji değerleri $I^{\pi}K=1^{-}1$ ve $I^{\pi}K=1^{-}0$ dipol uyarılmaları için bulunmuş, Tablo 5.10.'da verilmiştir. Tablo 5.10.'dan, elektrik dipol uyarılmalarının $K=1$ dalında $K=0$ dalından fazla olduğu görülmektedir. Bu durum, TGI QRPA modelinden elde edilen toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin kütle numarasına göre değişimi Şekil 5.24.'de verilmiştir.



Şekil 5.24. Çift-çift $^{156-168}\text{Dy}$ izotop zinciri çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması

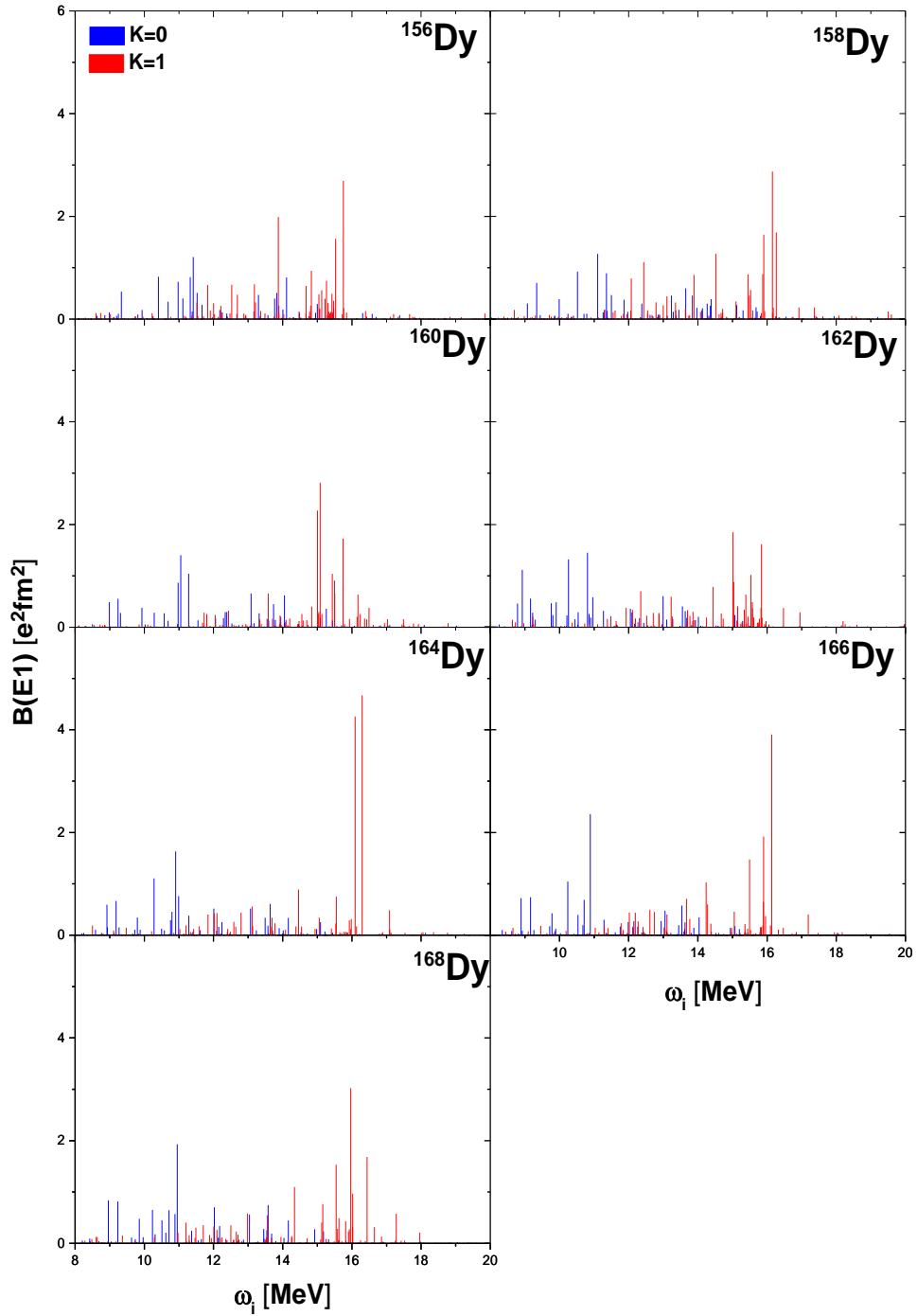
Şekil 5.24.'den 8-20 MeV enerji aralığında $K=1$ dalının $K=0$ dalından baskın olduğu gözlenmektedir. $K=0$ ve $K=1$ dallarının toplam $B(E1)$ değerleri arasındaki oranın Dy izotopları için hesaplanan değerleri Şekil 5.25.'de verilmiştir.



Şekil 5.25. Çift-çift $^{156-168}\text{Dy}$ izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen K=0 ve K=1 dallarının $\Sigma B(E1)$ değerleri oranlarının karşılaştırılması

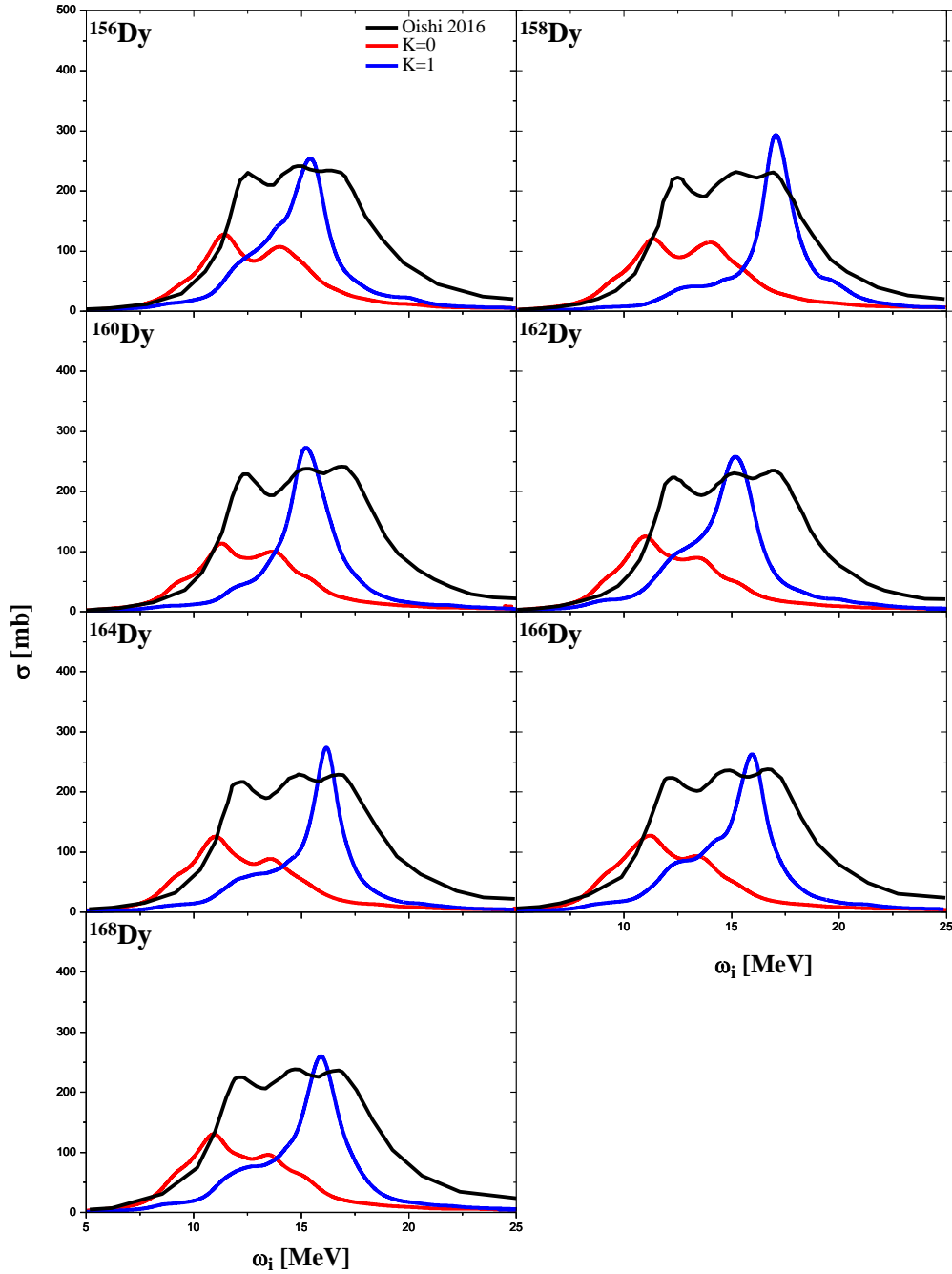
Şekil 5.25.'den tamamı iyi deforme olan Dy izotop zincirinin K=1 ve K=0 dallarının toplam indirgenmiş geçiş olasılıkları oranlarının yaklaşık 1.5 civarında değiştiği görülmektedir.

Çift-çift $^{156-168}\text{Dy}$ izotoplarının TGI QRPA ile elde edilen B(E1) değerlerinin enerji diyagramında gösterimi Şekil 5.26.'da verilmiştir. Şekilden tüm izotopların spektrumunda, iki pikli yapı görülmektedir. Bu piklerden ilki K=0 dalından gelen ve 10-12 MeV aralığında bulunan bir maksimumdur. Diğeri K=1 dalından gelen ve 16-18 MeV aralığında bulunan maksimumdur. Elde edilen bulgular TGI QRPA ile deforme çekirdekler için karakteristik olan iki pikli yapıya uygun sonuçların elde edildiğini göstermiştir.



Şekil 5.26. Çift-çift $^{156-168}\text{Dy}$ izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen K=0 ve K=1 dallarının B(E1) değerlerinin karşılaştırılması

Çift-çift $^{156-168}\text{Gd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin TGI QRPA verileri kullanılarak toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin K=0 ve K=1 dalları için ayrı ayrı hesaplanmasıyla elde edilen sonuçlarının başka bir teorik çalışma sonuçlarıyla karşılaştırılması Şekil 5.27.'de verilmiştir.



Şekil 5.27. Çift-çift $^{156-168}\text{Dy}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorpsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile başka teorik (Oishi ve ark., 2016) sonuçların karşılaştırılması

Burada, kullanılan ortalama enerji aralığı parametresi (Δ) için 1.0 ile 2.0 arasındaki değerler kullanılmıştır. Dy çekirdeği izotopları için K=0 ve K=1 dallarının katkıları gösterilmiş, başka bir teorik çalışmanın değerleri ile karşılaştırılmıştır. Şekilden, ulaşılan sonuçların diğer teorik çalışma ile paralellik gösterdiği, yalnızca K=0 için bu çalışmada bulunan sonuçların küçük bir farkla sola kaydığı görülmektedir.

5.5. Çift-Çift $^{180-190}\text{W}$ İzotop Zincirine Ait Bulgular

W çekirdeğinin 180-190 kütle numaralı izotoplarına ait elektriksel dev dipol rezonans özelliklerinin incelenmesinde kullanılan parametreler Tablo 5.11.'de verilmiştir.

Tablo 5.11. Çift-çift $^{180-190}\text{W}$ izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametresi değerleri ile $K=0$ ve $K=1$ dalları için β_2 , δ_2 deformasyon parametreleri

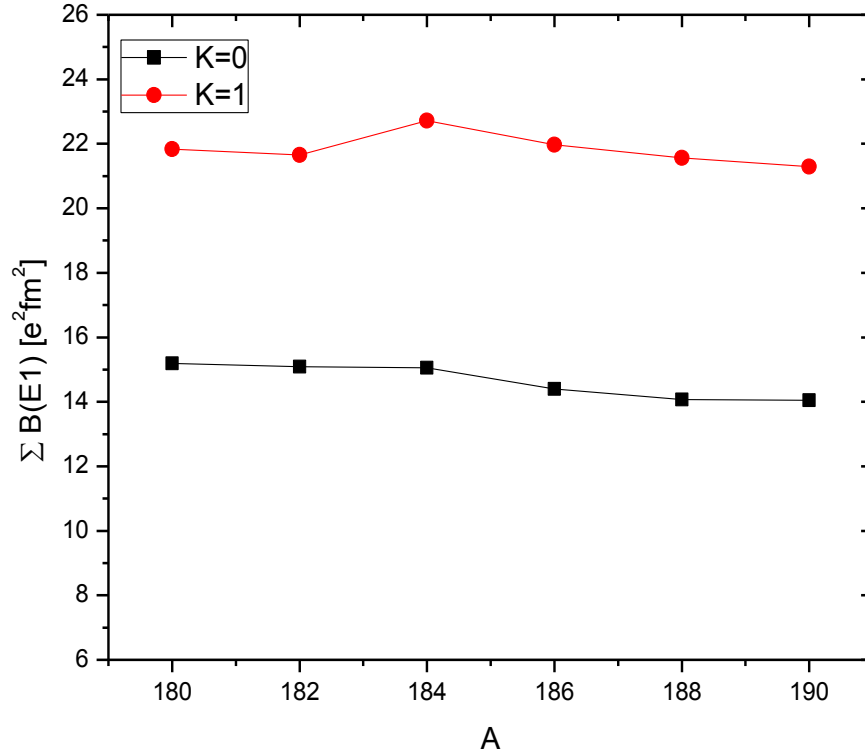
Çekirdek	Δ_n (MeV)	λ_n (MeV)	Δ_p (MeV)	λ_p (MeV)	β_2	δ_2
$^{180}_{74}\text{W}$	1.12	-7.449	1.09	-5.627	0.275	0.241
$^{182}_{74}\text{W}$	1.11	-7.029	1.02	-6.174	0.269	0.236
$^{184}_{74}\text{W}$	1.15	-6.670	0.959	-6.720	0.263	0.230
$^{186}_{74}\text{W}$	1.14	-6.350	1.00	-7.278	0.255	0.224
$^{188}_{74}\text{W}$	0.90	-6.185	0.96	-8.013	0.218	0.191
$^{190}_{74}\text{W}$	1.03	-6.068	1.10	-8.682	0.185	0.162

W çekirdeği izotop zincirinin 8-20 MeV enerji aralığında TGI, GI, TI ve NTGI QRPA yaklaşımlarıyla toplam indirgenmiş geçiş ihtimali, enerji ağırlıklı toplam kuralı ve ortalama enerji değerleri $I^{\pi K}=1\cdot 1$ ve $I^{\pi K}=1\cdot 0$ dipol uyarılmaları için bulunmuş, Tablo 5.12.'de verilmiştir.

Tablo 5.12. Çift-çift ¹⁸⁰⁻¹⁹⁰W izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgelerinde öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1, i)\omega_i$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması.

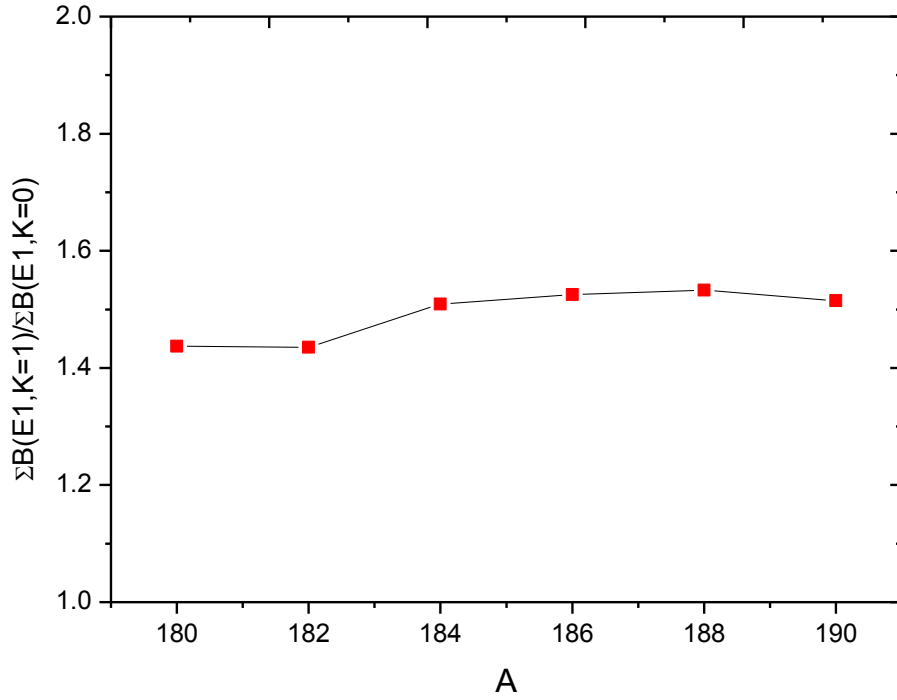
A	K	Öteleme +Galileo			Öteleme			Galileo			Öteleme +Galileo		
		Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Olmayan Model		
		$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)
180	0	15.188	169.997	11.192	15.318	172.156	11.238	15.003	169.022	11.265	14.956	169.227	11.314
	1	21.832	304.611	13.951	21.775	302.640	13.897	21.766	322.759	14.828	22.073	330.292	14.963
182	0	15.086	166.573	11.041	15.106	167.068	11.059	14.784	164.153	11.103	14.713	163.925	11.140
	1	21.654	296.016	13.670	21.414	291.931	13.632	21.809	320.377	14.689	22.064	326.068	14.778
184	0	15.054	165.728	11.008	15.173	166.696	10.986	14.670	162.565	11.081	14.694	162.851	11.082
	1	22.720	313.565	13.800	22.312	307.941	13.801	22.821	342.597	15.011	23.169	349.301	15.076
186	0	14.402	165.234	11.472	14.537	166.363	11.443	14.183	163.257	11.510	14.221	164.075	11.537
	1	21.971	311.991	14.199	21.332	302.266	14.169	21.718	341.112	15.706	22.119	349.958	15.821
188	0	14.066	157.291	11.182	13.793	156.104	11.317	13.901	156.116	11.230	13.940	157.601	11.305
	1	21.566	293.871	13.626	21.229	288.026	13.567	21.216	325.057	15.320	21.937	339.803	15.489
190	0	14.052	159.875	11.377	14.135	161.900	11.453	13.825	157.811	11.414	14.064	161.737	11.499
	1	21.296	283.560	13.314	21.531	286.017	13.283	22.055	338.075	15.328	22.279	346.559	15.555

Tablo 5.12.'den görüldüğü üzere elektrik dipol uyarılmaları K=1 dalında K=0 dalından fazladır. Bu durum, her iki dal için TGI QRPA modelinden elde edilen toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin kütle numarasına göre değişim grafiği ile aşağıda ayrıca verilmiştir.



Şekil 5.28. Çift-çift $^{180-190}\text{W}$ izotop zinciri çekirdeklerinin K=0 ve K=1 dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması

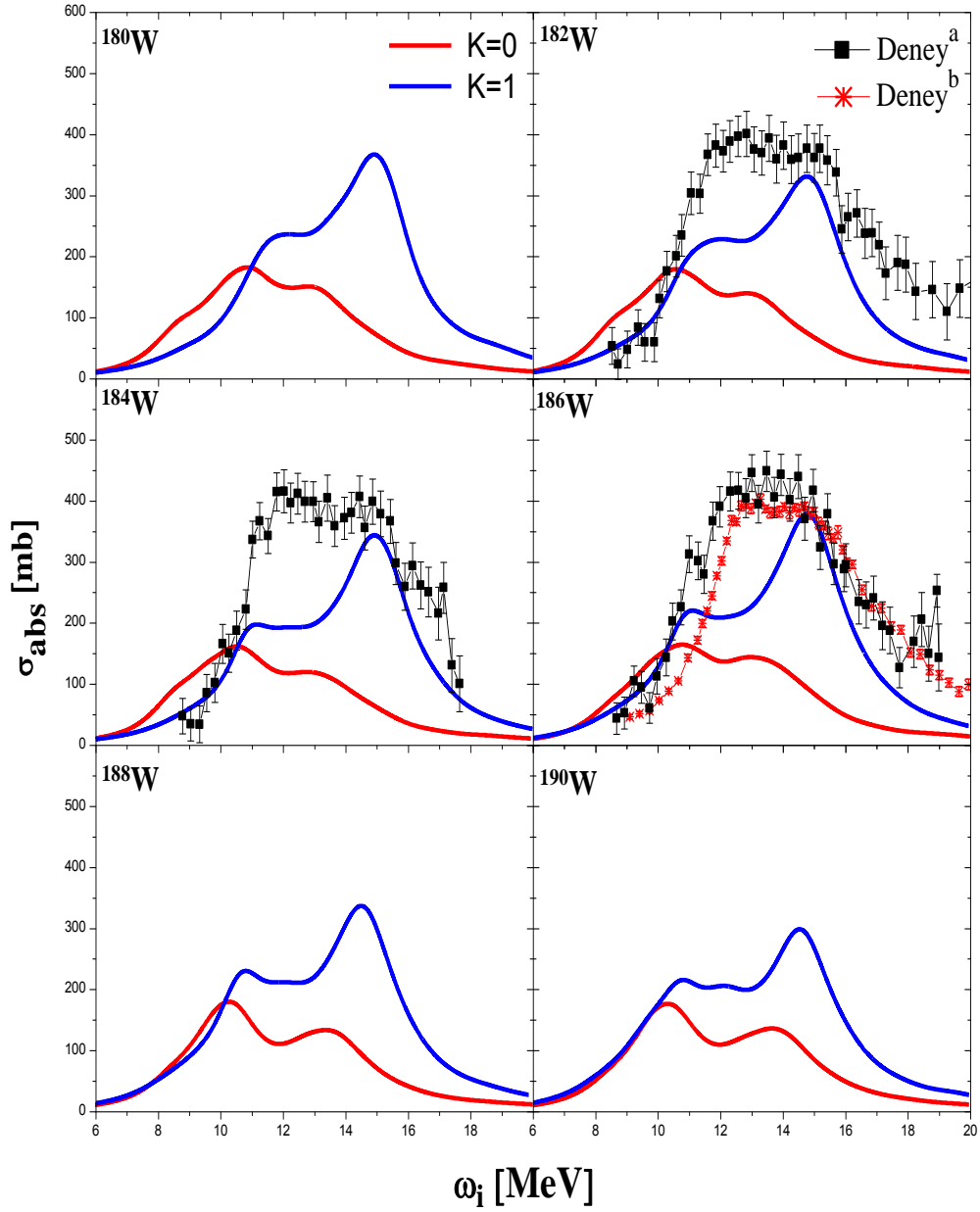
Şekil 5.28.'den W izotop zincirinde GDR enerji bölgesinde K=1 dalının K=0 dalına göre daha baskın olduğu görülmektedir. K=0 dalında deformasyonun azalmasıyla birlikte indirgenmiş geçiş olasılığı değerinde de azalma gözlenmiştir. K=0 ve K=1 dallarının toplam B(E1) değerleri arasındaki oranın W izotopları için hesaplanan değerleri Şekil 5.29.'da verilmiştir.



Şekil 5.29. Çift-çift $^{180-190}\text{W}$ izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen K=0 ve K=1 dallarının $\Sigma B(E1)$ değerleri oranlarının karşılaştırılması

Şekil 5.29.'den deforme olan W izotop zincirinin K=1 ve K=0 dallarının toplam indirgenmiş geçiş olasılıkları oranlarının yaklaşık 1.5 civarında değiştiği görülmektedir.

Çift-çift $^{180-190}\text{W}$ izotop zinciri çekirdeklerinin TGI verileri kullanılarak toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin K=0 ve K=1 dalları için ayrı ayrı hesaplanmasıyla elde edilen sonuçların yapılan diğer çalışmaların sonuçlarıyla karşılaştırılması Şekil 5.30.'da verilmiştir. Burada, kullanılan ortalama enerji aralığı parametresi (Δ) için 1.0 ile 2.0 arasındaki değerler kullanılmıştır. W çekirdeği izotopları için K=0 ve K=1 dallarının katkıları ayrı ayrı gösterilmiş, deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.



Şekil 5.30. Çift-çift $^{180-190}\text{W}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI QRPA ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel (Deneysel^a: Gurevich ve ark., 1981; Deneysel^b: Berman ve ark., 1969) verilerin karşılaştırılması.

Şekil 5.30.'dan ulaşılan sonuçların deneysel veriler ile paralellik gösterdiği, K=0 için bu çalışmada bulunan sonuçların küçük bir farkla sola kaydığı görülmektedir.

Parçacık seviyeleri arasındaki elektrik indirgenmiş geçiş olasılıkları Bölüm 2'de verilen dalga fonksiyonu kullanılarak Nilsson (1955) tarafından hesaplanmıştır. Buna göre tek parçacık seviyesi $(I_i K_i^{\pi_i} [N_i n_{z_i} \Lambda_i])$ ve $(I_f K_f^{\pi_f} [N_f n_{z_f} \Lambda_f])$ arasındaki

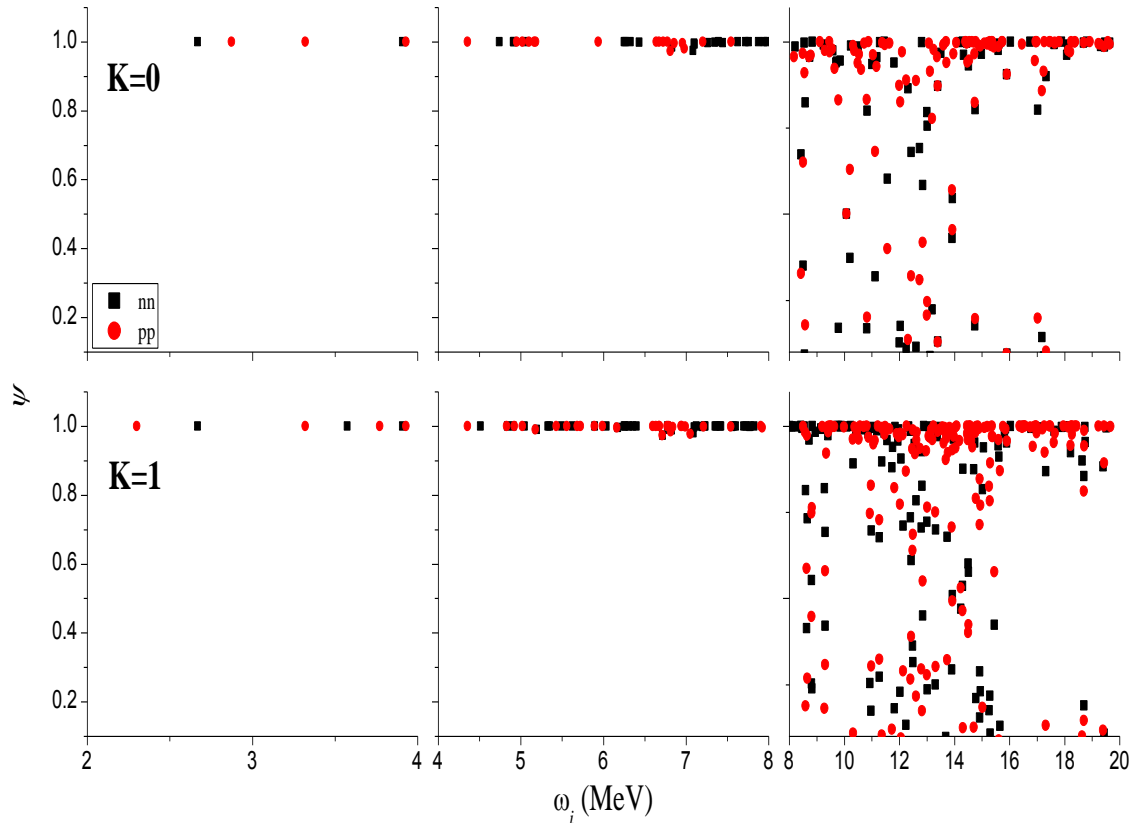
indirgenmiş geçiş olasılıkları iki tek parçacık enerji seviyesinin asimptotik kuantum numaraları yardımıyla bulunabilmektedir. Buradan görüldüğü üzere her tek parçacık seviyesi karakterizasyonu $[Nn_z\Lambda]\Sigma$ kuantum numaraları seti ile olmaktadır. Çift-çift $^{180-190}\text{W}$ izotop zincirinin deformasyonu en büyük (^{180}W) ve en küçük (^{190}W) izotoplarının, E1 uyarılmalarının K=0 ve K=1 dallarına ait en büyük katkıyı yapan seviyelerin enerjileri, indirgenmiş geçiş olasılıkları, tek parçacık asimptotik Nilsson kuantum sayıları $[Nn_z\Lambda]\Sigma$ ve kuaziparçacık genlikleri (ψ) Tablo 5.13.'de verilmiştir.

Tablo 5.13. Çift-çift $^{180,190}\text{W}$ çekirdeklerinin 1-0 ve 1-1 uyarılmalarının, TGI QRPA ile hesaplanan en büyük B(E1) değerlerinin elektrik dipol karakteristiklerinin (enerji, B(E1), Nilsson kuantum sayıları ve genlik ($[Nn_z\Lambda]\Sigma$, $\psi_{SS'}^i$) değeri) karşılaştırılması. Burada, fonon dalga fonksiyonuna katkısı %2'den daha büyük olan iki kuaziparçacık seviyelerinin yapıları (ψ) $_{\pm 0,2}$ verilmiştir.

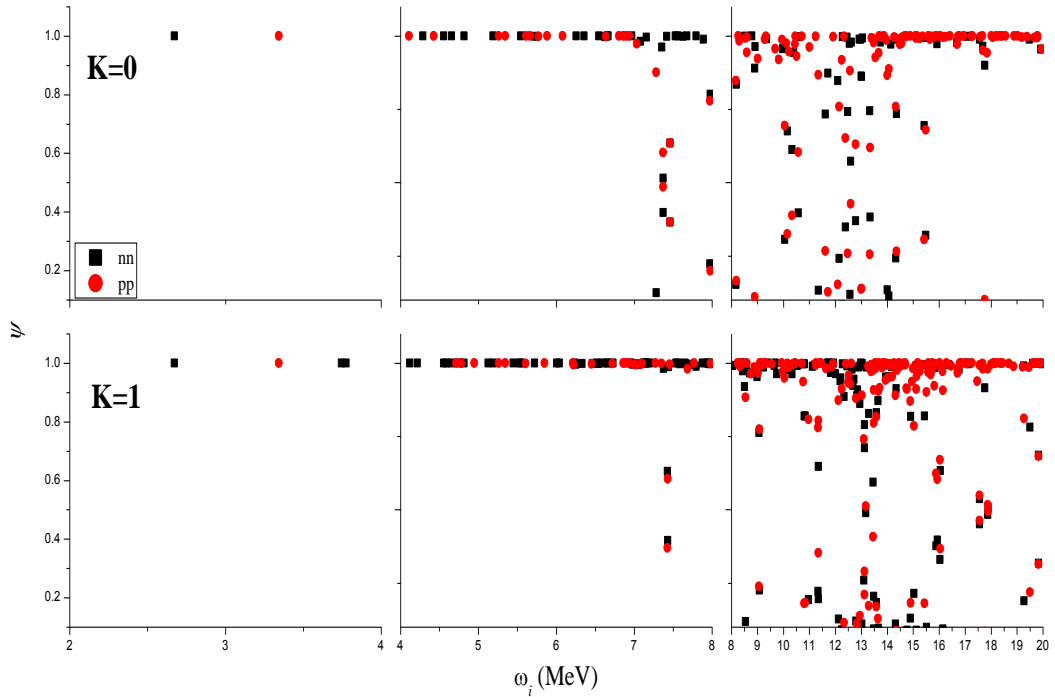
Çekirdek	Seviye	E (MeV)	B(E1) (e ² fm ²)	Seviye Yapısı [Nn _z Λ]Σ	Genlik ψ
¹⁸⁰ W	1-0	11.05	1.70	nn 550↑-631↓	-0.5468
				nn 532↑-642↑	0.2119
				nn 752↑-633↓	-0.3546
				pp 550↑-651↓	-0.5199
	1-1	15.47	3.648	pp 530↑-660↑	0.2601
				nn 532↓-633↓	0.2678
				nn 422↑-514↓	-0.4209
				nn 404↓-505↓	-0.3174
¹⁹⁰ W	1-0	10.582	2.046	pp 523↑-613↓	-0.6326
				nn 523↓-633↓	-0.5901
				pp 411↑-512↑	0.3229
				pp 301↓-411↓	0.2786
	1-1	15.028	2.700	pp 301↑-402↓	0.2165
				pp 303↓-402↑	-0.3622
				nn 532↓-633↓	0.2940
				pp 651↓-532↓	-0.4667
				pp 541↓-642↓	0.3891
				pp 631↑-752↑	-0.2215

Buna göre Tablo 5.13'den, her iki çekirdek için K=0 ve K=1 dallarında en büyük B(E1) değerini veren seviyelerin çok sayıda iki kuaziparçacık (nn-pp) seviyesine

sahip olduğu, burada çok fazla yer kaplamaması için yalnızca en büyük genlikteki değerlerinin verildiği, görülmektedir. Deforme olmuş çekirdeklerdeki tek parçacık elektromanyetik geçişleri için Mottelson ve Nilsson (1959) tarafından verilen asimptotik kuantum sayıları seçim kurallarına uyarak iki kuaziparçacık seviyeleri, elde edilmiştir. İki kuaziparçacık yapısı (nötron-nötron ya da proton-proton çiftlenimleri-nn-pp) herhangi bir çekirdeğin enerji spektrumunda nasıl bir dağılım göstermektedir? Bunu belirlemek için her iki çekirdeğin K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA model hesaplamaları ile elde edilen seviyelerin nn-pp yapıları 2-4 MeV, 4-8 MeV ve 8-20 MeV enerji aralıklarında incelenmiştir. W çekirdeğinin 180 ve 190 kütle numaralı izotopları için iki kuaziparçacık yapıları ile ilgili sonuçlar Şekil 5.31.- Şekil 5.32.'de verilmiştir:



Şekil 5.31. ^{180}W izotopu için TGI QRPA model ile hesaplanan iki kuaziparçacık seviyelerinin katkısının 2-4 MeV, 4-8 MeV ve 8-20 MeV enerji aralıklarındaki dağılımı



Şekil 5.32. ^{190}W izotopu için TGI QRPA model ile hesaplanan iki kuaziparçacık seviyelerinin katkısının 2-4 MeV, 4-8 MeV ve 8-20 MeV enerji aralıklarındaki dağılımı

Şekil 5.31. ve Şekil 5.32.'den, ^{180}W ve ^{190}W çekirdeklerinin hem $K=0$ hem de $K=1$ dalları için 2-4 MeV enerji aralığında, herhangi bir enerji seviyesinde tek iki kuaziparçacık seviyesi bulunduğu görülmektedir. İki kuaziparçacık seviyesinin genliğinin (ψ) 1 değerini almış olması orada tek iki kuaziparçacık olduğunu başka bir seviyenin olamayacağını göstermektedir. Kuaziparçacık seviyesinin nötron-nötron ya da proton-proton katkılı olma durumu incelendiğinde ise bu bölgede her ikisinin de bulunma sayılarının yaklaşık olarak aynı olduğu görülmektedir. Bu özellikler 4-8 MeV enerji aralığında da benzerlik göstermektedir. Yalnızca deformasyon parametresi daha düşük olan ^{190}W çekirdeğinin enerji spektrumunda bulunan 8 MeV civarındaki birkaç enerji seviyesi birden çok iki kuaziparçacık seviyesinden oluşmaktadır. Genellikle bu enerji aralığında da bulunan her bir enerji seviyesi tek iki kuaziparçacık yapısına sahiptir ve bu yapıların nn ya da pp olmaları yaklaşık olarak aynıdır. Ancak 8-20 MeV enerji aralığına gelindiğinde diğer enerji aralıklarında görülen yapı farklılaşmaktadır. Burada, enerji seviyeleri pek çok iki kuaziparçacık seviyesinden meydana gelmektedir. Bu seviyelerin nn ya da pp sayılarında önemli bir farklılık bulunmamaktadır. 8-20 MeV enerji aralığındaki enerji

seviyelerinin çok sayıda iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahip olmaları, bu bölgenin güçlü kolektif yapıda olduğunu göstermektedir.

5.6. Çift-Çift $^{236-238}\text{U}$ İzotop Zincirine Ait Bulgular

U çekirdeğinin 236-238 kütle numaralı izotoplarına ait elektriksel dev dipol rezonans özelliklerinin incelenmesinde kullanılan parametreler Tablo 5.14.'te verilmiştir.

Tablo 5.14. Çift-çift $^{236-238}\text{U}$ izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametresi değerleri ile $K=0$ ve $K=1$ dalları için β_2 , δ_2 deformasyon parametreleri

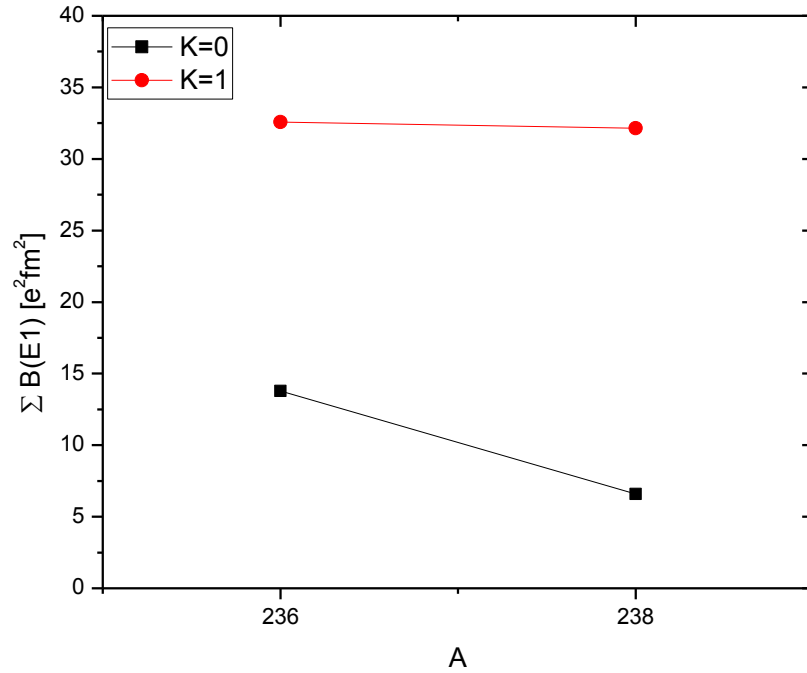
Çekirdek	Δ_n (MeV)	λ_n (MeV)	Δ_p (MeV)	λ_p (MeV)	β_2	δ_2
$^{236}_{92}\text{U}$	0.66	-6.307	0.86	-6.317	0.2821	0.250
$^{238}_{92}\text{U}$	0.56	-6.096	0.86	-6.712	0.2863	0.254

U çekirdeği izotoplarının 8-20 MeV enerji aralığında TGI, GI, TI ve NTGI QRPA yaklaşımlarıyla toplam indirgenmiş geçiş ihtimali, enerji ağırlıklı toplam kuralı ve ortalama enerji değerleri $I^{\pi K=1^-1}$ ve $I^{\pi K=1^-0}$ dipol uyarılmaları için bulunmuş, Tablo 5.15.'de verilmiştir

Tablo 5.15. Çift-çift $^{236-238}\text{U}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve Öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1, i)\omega_i$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması.

A	K	Öteleme +Galileo			Öteleme			Galileo			Öteleme +Galileo		
		Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Olmayan Model		
		$\sum B(E1)$ (e^2fm^2)	$\sum B(E1)\omega$ ($\text{e}^2\text{fm}^2\text{MeV}$)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e^2fm^2)	$\sum B(E1)\omega$ ($\text{e}^2\text{fm}^2\text{MeV}$)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e^2fm^2)	$\sum B(E1)\omega$ ($\text{e}^2\text{fm}^2\text{MeV}$)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e^2fm^2)	$\sum B(E1)\omega$ ($\text{e}^2\text{fm}^2\text{MeV}$)	$\bar{\omega}$ (MeV)
236	0	13.8	109.9	7.9	13.9	112.2	8.0	16.8	142.1	8.5	17.3	149.6	8.6
	1	32.6	372.8	11.4	32.3	374.4	11.6	32.6	374.6	11.5	32.8	379.6	11.6
238	0	6.6	51.9	7.9	6.5	52.1	7.9	14.6	120.6	8.3	5.5	134.0	8.6
	1	32.1	363.5	11.3	32.6	374.3	11.5	32.1	364.3	11.4	32.7	374.8	11.5

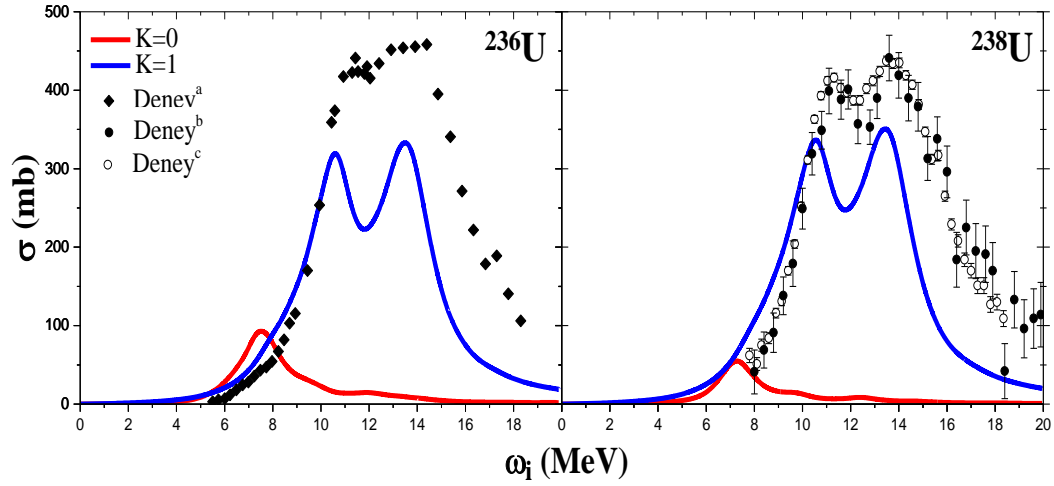
Tablo 5.15.'den görüldüğü üzere elektrik dipol uyarılmaları K=1 dalında K=0 dalından oldukça fazladır. Bu durum, her iki dal için TGI QRPA modelinden elde edilen toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin kütle numarasına göre değişim grafiği ile aşağıda ayrıca verilmiştir.



Şekil 5.33. Çift-çift $^{236-238}\text{U}$ izotop zinciri çekirdeklerinin K=0 ve K=1 dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 5.33.'den U izotoplarında GDR enerji bölgesinde K=1 dalının K=0 dalına göre daha baskın olduğu görülmektedir. K=0 dalında deformasyonun artmasıyla birlikte indirgenmiş geçiş olasılığı değerinde de azalma gözlenmiştir.

Çift-çift $^{236-238}\text{U}$ izotoplarının TGI verileri kullanılarak toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin K=0 ve K=1 dalları için ayrı ayrı hesaplanmasıyla elde edilen sonuçların yapılan diğer çalışmaların sonuçlarıyla karşılaştırılması Şekil 5.34.'de verilmiştir. Burada, kullanılan ortalama enerji aralığı parametresi (Δ) için 1.0 ile 2.0 arasındaki değerler kullanılmıştır. U çekirdeği izotopları için K=0 ve K=1 dallarının katkıları ayrı ayrı gösterilmiş olup, deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.



Şekil 5.34. Çift-çift $^{236,238}\text{U}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI QRPA ile elde edilen teorik değerleri ve deneysel (Denev^a: Caldwell ve ark., 1980; Denev^b: Guverich ve ark., 1974; Denev^c: Veysiere ve ark., 1973) verilerin karşılaştırılması.

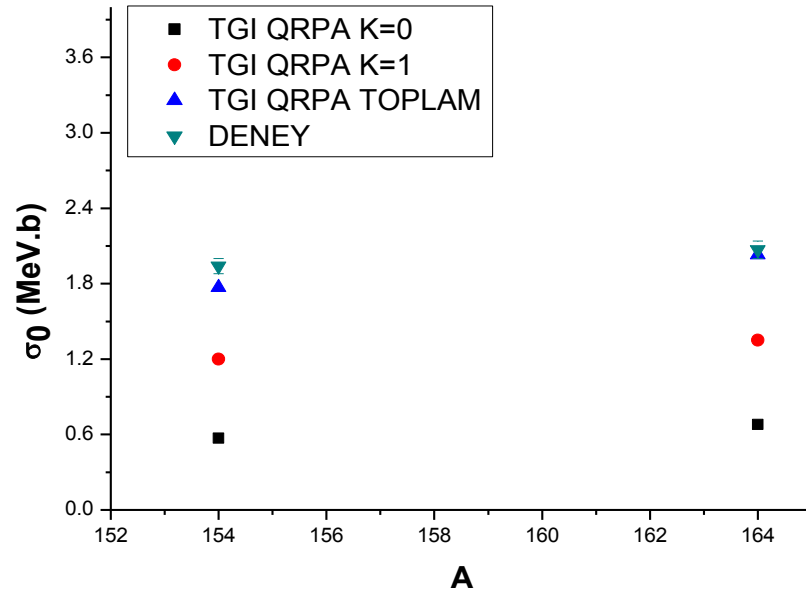
Şekil 5.34.'den TGI QRPA ile ulaşılan teorik sonuçların deneysel verilerle paralellik gösterdiği görülmektedir.

Dipol fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin, tüm son haller üzerinden toplamalarının alınıp, enerji üzerinden integre edilmesiyle elde edilen, enerji ağırlıklı toplam değerleri yani integre edilmiş tesir kesitleri GDR'nin araştırılan bir diğer nükleer özellikleridir. ^{156}Sm ve ^{164}Gd izotopları için K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA ile hesaplanan integre edilmiş tesir kesitleri sonuçlarının deneysel verilerle (Gurevich ve ark., 1981) karşılaştırılması Tablo 5.16.'da verilmiştir.

Tablo 5.16. ^{154}Sm ve ^{156}Gd izotoplarına ait integre edilmiş tesir kesiti (σ_0 , σ_{-1} , σ_{-2}) değerlerinin TGI QRPA ve deneysel sonuçlarının karşılaştırılması

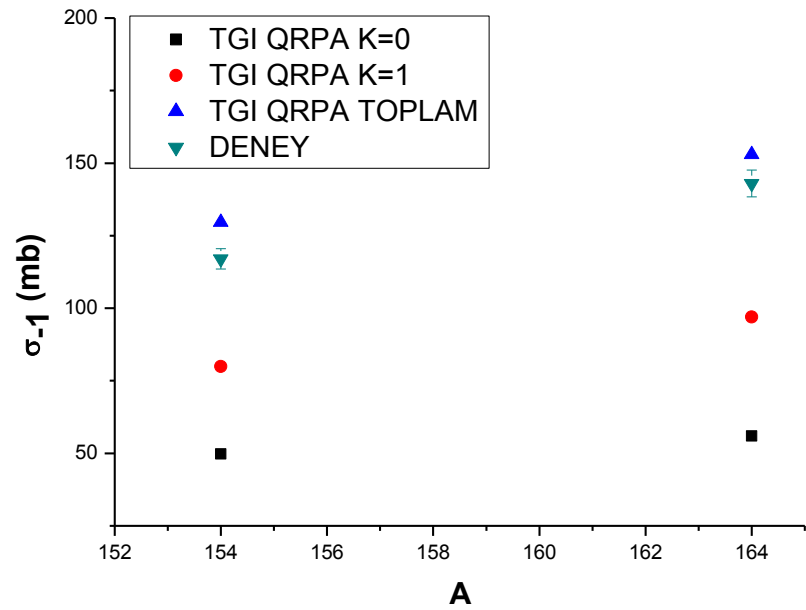
A	σ_0 (MeV.b)				σ_{-1} (mb)				σ_{-2} (MeV ⁻¹ mb)			
	K=0	K=1	Toplam	Denev	K=0	K=1	Toplam	Denev	K=0	K=1	Toplam	Denev
^{154}Sm	0.57	1.20	1.77	1.94±0.06	49.73	79.88	129.61	117±3.5	4.48	5.46	9.94	9.1±0.3
^{156}Gd	0.68	1.35	2.03	2.07±0.07	56	97	153	143±4.6	4.6	6.6	11.2	10.5±0.4

Tablo 5.16.'dan teorik olarak elde edilen integre edilmiş σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2} tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlara yakın değer verdiği görülmüştür. Her iki çekirdek için bu karşılaştırma Şekil 5.35-5.37. ile gösterilmiştir.



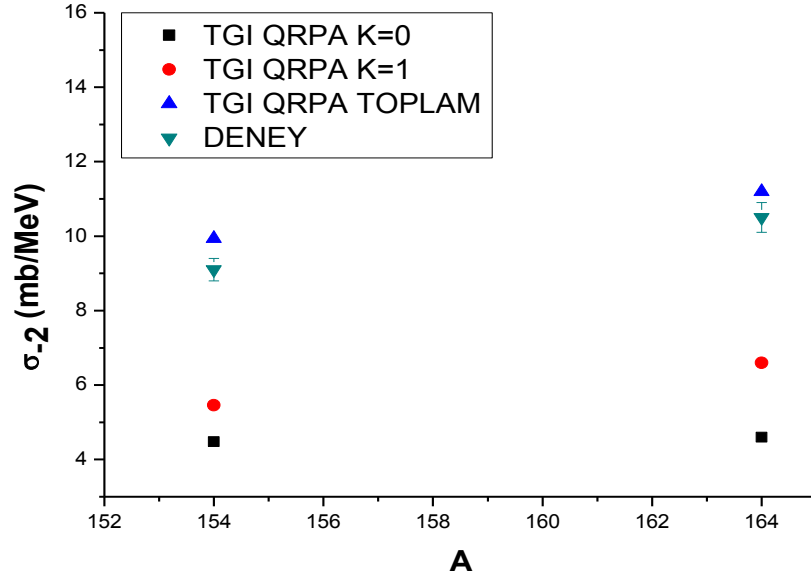
Şekil 5.35. ^{156}Sm ve ^{164}Gd izotopları için K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA ile hesaplanan σ_0 integre edilmiş tesir kesitleri sonuçlarının deneysel verilerle (Gurevich ve ark., 1981) karşılaştırılması

Şekil 5.35.'den K=0 dalına ait σ_0 değerinin K=1 dalından daha küçük olduğu görülmektedir. ^{164}Gd çekirdeği için teorik ve deneysel veri çakışırken ^{154}Sm için teorik sonuç deneysel veriye yakın bir değer almıştır.



Şekil 5.36. ^{156}Sm ve ^{164}Gd izotopları için K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA ile hesaplanan σ_{-1} integre edilmiş tesir kesitleri sonuçlarının deneysel verilerle (Gurevich ve ark., 1981) karşılaştırılması

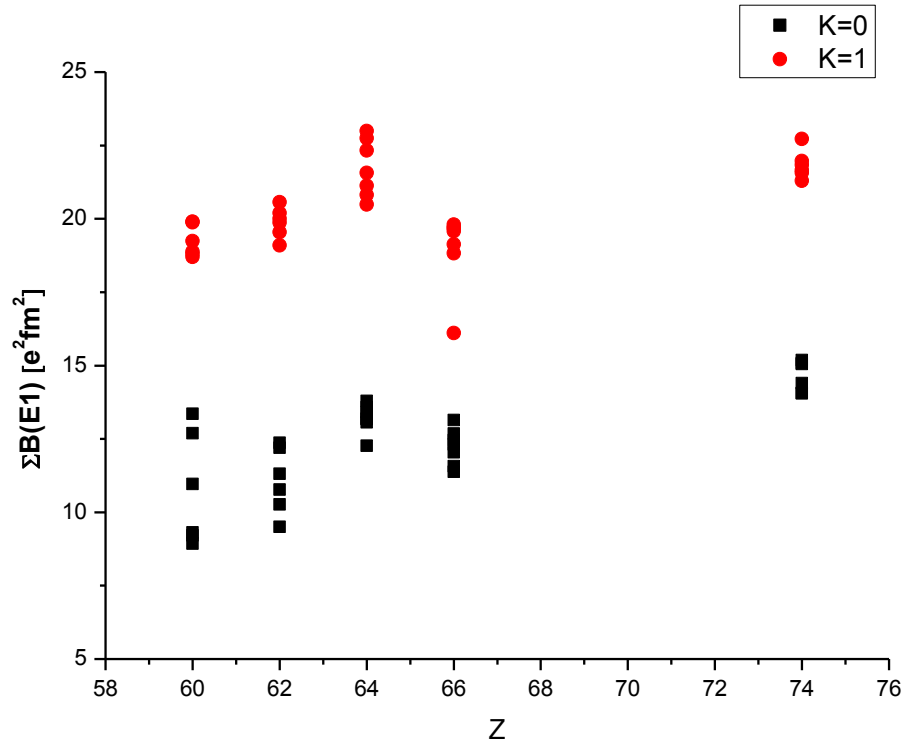
Şekil 5.36. incelendiğinde, σ_0 'da olduğu gibi σ_{-1} integre edilmiş tesir kesitinin K=1 dalına ait değeri K=0 dalına ait olanından daha büyüktür. Her iki çekirdek için de teorik sonuçlar deneysel veriye yakın değerler almıştır.



Şekil 5.37. ^{156}Sm ve ^{164}Gd izotopları için K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA ile hesaplanan σ_{-2} integre edilmiş tesir kesitleri sonuçlarının deneysel verilerle (Gurevich ve ark., 1981) karşılaştırılması

Şekil 5.37.'den, integre edilmiş σ_{-2} tesir kesitinin K=1 dalına ait değerinin K=0 dalından büyük olduğu ve iki çekirdek için de teorik sonuçların deneysel veriye yakın değerler aldığı görülmüştür.

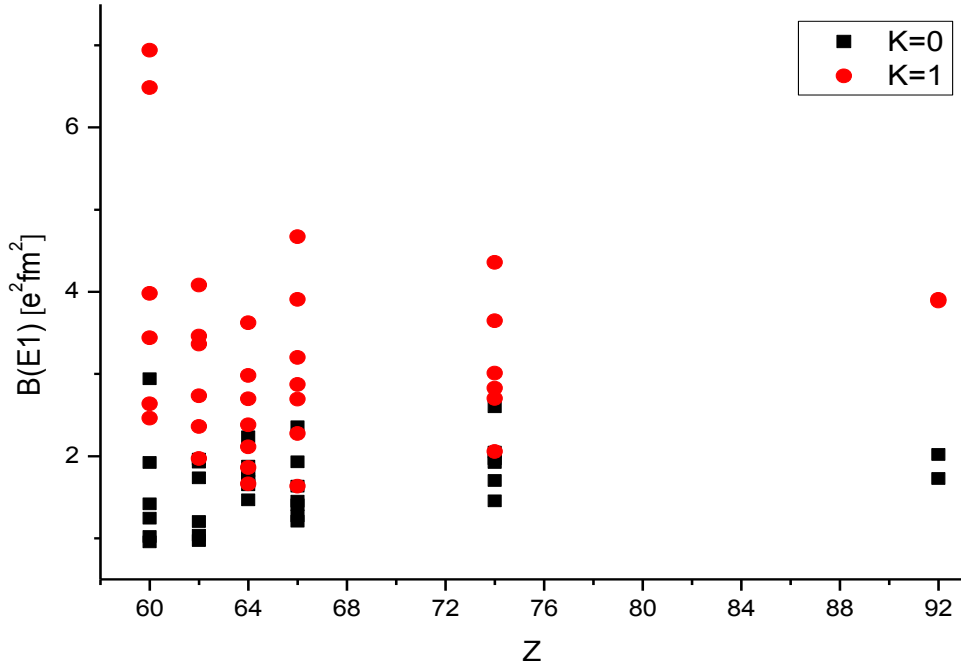
Çalışmamızda incelediğimiz $150 < A < 190$ bölgesindeki izotopların K=0 ve K=1 dallarının $\sum B(E1)$ değerleri ile ilgili bir sistematik bir yönelimin olup olmadığını belirlemek için Şekil 5.38. verilmiştir.



Şekil 5.38. $^{142-152}\text{Nd}$, $^{144-150}\text{Sm}$, $^{152-164}\text{Gd}$, $^{156-168}\text{Dy}$, $^{180-190}\text{W}$ izotoplarının K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA ile hesaplanan $\sum B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması

Şekile göre, $150 < A < 190$ deformasyon bölgesinde bulunan çift çift izotopların 8-20 MeV enerji aralığında toplam elektrik dipol indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin K=0 dalında 9-15 $e^2\text{fm}^2$, K=1 dalında yaklaşık 18-24 $e^2\text{fm}^2$ aralıklarında değiştiği görülmektedir.

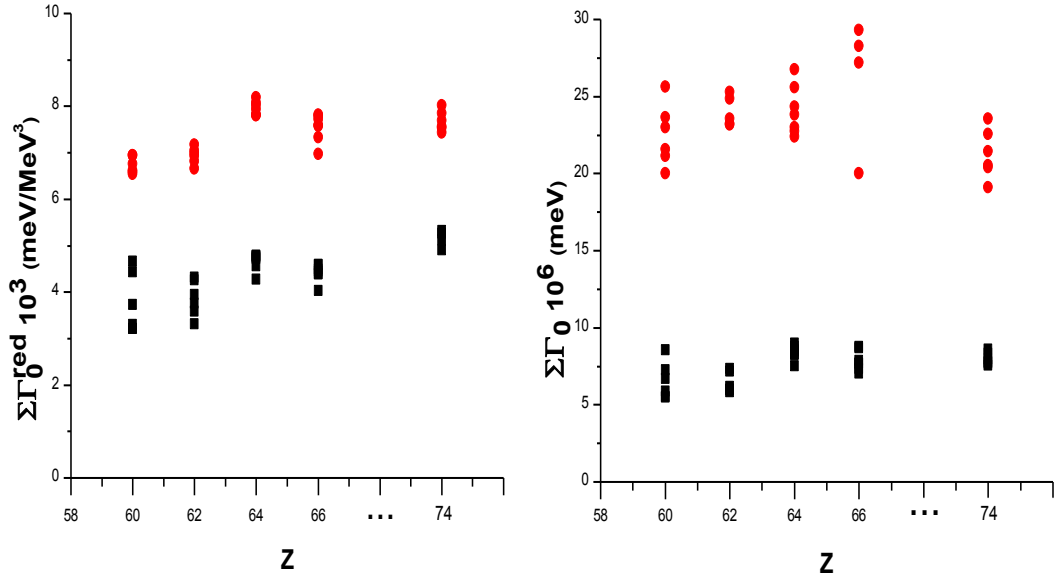
GDR enerji bölgesindeki özellikleri incelenen tüm izotopların K=0 ve K=1 dallarından gelen $B(E1)-\omega$ grafiğinde yer alan $B(E1)$ 'in maksimum değerlerinin değişimi Şekil 5.39.'da verilmiştir.



Şekil 5.39. $^{142-152}\text{Nd}$, $^{144-150}\text{Sm}$, $^{152-164}\text{Gd}$, $^{156-168}\text{Dy}$, $^{180-190}\text{W}$ ve $^{236-238}\text{U}$ izotoplarının K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA ile hesaplanan maksimum $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 5.39'dan, $150 < A < 190$ ve $A > 220$ deformasyon bölgelerinde bulunan çift çift izotopların 8-20 MeV enerji aralığında elektrik dipol indirgenmiş geçiş olasılığı maksimum pik değerlerinin K=0 dalında yaklaşık $1-3 \text{ e}^2\text{fm}^2$, K=1 dalında yaklaşık $1.5-7 \text{ e}^2\text{fm}^2$ aralığında değiştiği görülmektedir.

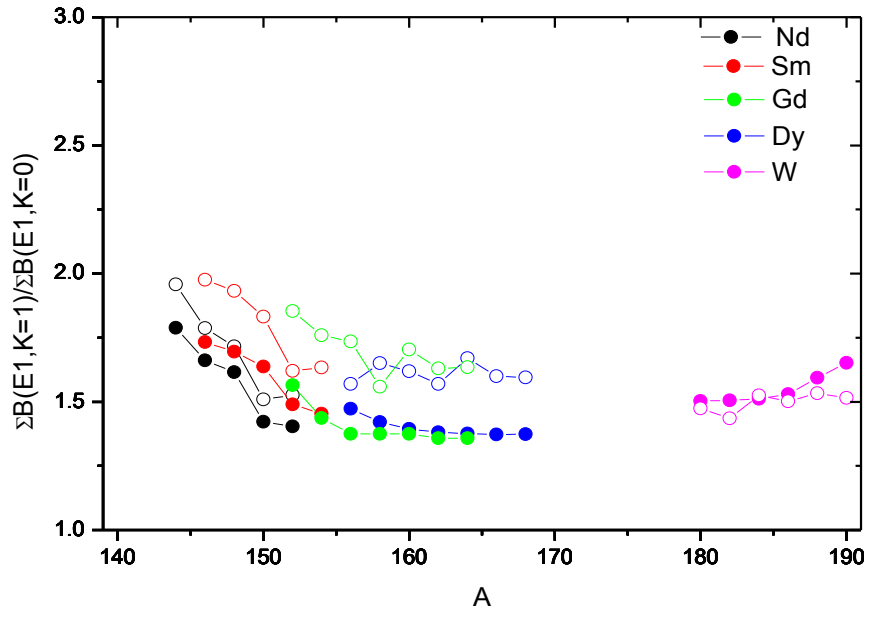
Çalışmamızda incelediğimiz bir diğer büyüklük enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız elektrik dipol radyasyon kalınlığıdır. $150 < A < 190$ bölgesindeki tüm izotoplara ait değerler Şekil 5.40.'ta verilmiştir.



Şekil 5.40. $^{142-152}\text{Nd}$, $^{144-150}\text{Sm}$, $^{152-164}\text{Gd}$, $^{156-168}\text{Dy}$, $^{180-190}\text{W}$ izotoplarının K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA ile hesaplanan enerji ağırlıksız ve enerji ağırlıklı radyasyon kalınlığı Γ_0^{red} ve Γ_0 değerlerinin karşılaştırılması

Şekilden, enerji ağırlıksız radyasyon kalınlığının K=0 dalı için $3-5 \cdot 10^3$ meV/MeV³, K=1 dalı için $6-8 \cdot 10^3$ meV/MeV³ arasında değiştiği, enerji ağırlıklı radyasyon kalınlığının K=0 için $5-10 \cdot 10^6$ meV, K=1 dalı için $20-30 \cdot 10^6$ meV değerleri arasında değiştiği bulunmuştur.

$150 < A < 190$ arasında bulunan deforma çekirdekler için bulunan K=1 ve K=0 dallarının $\sum B(E1)$ değerlerinin oranlarının değişiminin teorik (içi dolu daire) ve eşitlik (4.11) ile hesaplanan değerlerinin (içi boş çember) değişimi Şekil 5.41'de verilmiştir.



Şekil 5.41 Deforme $^{144-152}\text{Nd}$, $^{146-150}\text{Sm}$, $^{152-164}\text{Gd}$, $^{156-168}\text{Dy}$, $^{180-190}\text{W}$ izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen $K=0$ ve $K=1$ dallarının $\Sigma B(E1)$ değerleri oranlarının karşılaştırılması

Şekil 5.41'den deforme $^{144-152}\text{Nd}$, $^{146-150}\text{Sm}$, $^{152-164}\text{Gd}$, $^{156-168}\text{Dy}$, $^{180-190}\text{W}$ izotopları için teorik olarak bulunan sonuçları ile formülden elde edilen sonuçlar arasında benzerlik bulunduğu görülmektedir.

BÖLÜM 6. TARTIŞMA VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, çekirdeğin kolektif elektrik dev dipol rezonansın 8-20 MeV enerji bölgesindeki özelliklerinin araştırılmasında mikroskobik QRPA modeli kullanılmıştır. Bu modelin temelinde kullanılan HFB yaklaşımdan kaynaklanan, ortalama alanpotansiyeli ile ilişkili, Hamiltoniyenin öteleme ve Galileo simetri kırılmalarını restore etmek ve simetri kırılmaları sonucunda ortaya çıkan sahte halleri ayırmak için Kuliev ve ark. (2000) tarafından geliştirdiği yöntem kullanılmıştır. Buna göre, ortalama alan potansiyelinde simetri kırınımlarına neden olan izoskaler ve izovektör terimlerin restorasyonu için, kolektif uyarılmaları meydana getiren etkin kuvvetler, ayrılabilir şekilde ortalama alan ile özuyumlu olarak seçilmiştir. Bu şekilde serbest parametre içermeyen, öteleme ve Galileo değişmezliğin restore edildiği bir model geliştirilmiştir (TGI QRPA). Geliştirilen model ile elde edilen sonuçlar, restore edilmemiş hamiltoniyen kullanılan model (NGI QRPA), yalnızca Galileo değişmezliğin restore edildiği model (GI QRPA), yalnızca öteleme değişmezliğin restore edildiği model (TI QRPA) sonuçları ve deneysel çalışma verileriyle karşılaştırılmıştır. Yapılan karşılaştırmalar öteleme ve Galileo değişmez hamiltoniyen kullanılarak geliştirilen modelin çift-çift deforme çekirdeklerin elektrik dipol uyarılmaları hakkında güvenilir sonuçlar verdiğini göstermiştir. Enerji spektrumunda yer alan sadece sıfır enerjili sahte hallerin bulunduğu spektrum, spektruma karışan sahte hallerin 8-20 MeV aralığında ne kadar fazla olduğunu, hem öteleme hem de Galileo değişmezliğin restore edilmesinin (TGI QRPA) gerekli olduğunu ve TGI QRPA ile elde edilen sonuçların güvenilirliğinin bir kanıtı olduğunu göstermektedir.

8-20 MeV enerji aralığında oluşan dev dipol uyarılmaların elektrik ve manyetik karakterleri dönme değişmez QRPA ile öteleme ve Galileo değişmez QRPA model çerçevesinde incelenmiştir. $K=0$ ve $K=1$ dalları için enerji ağırlıklı toplam kuralına

katkıları araştırılmış olan bu modlardan GDR enerji bölgesinde baskın olanının elektrik karakterli olduğu, manyetik dipolün ihmal edilecek kadar küçük olduğu görülmüştür. Bu enerji bölgesindeki uyarılmaların izovektör katkılı olması ile ıceleme yaptığımız bölgenin, literatürde bilinen izovektör GDR (IVGDR) olduğu kendi kullandığımız teorik yaklaşımla da elde edilmiştir.

Öteleme ve Galileo değişmezlik yaklaşımıyla Goldstone dalının yalıtıldığı teori çerçevesinde çift-çift deforme Neodmiyum, Samaryum, Gadalyum, Disporsiyum, Wolfram ve Uranyum izotop zinciri çekirdeklerinin özellikleri incelenmiştir. Enerjisi sıfır olan Goldstone dalının yalıtılmasının elektrik dipol modunun parçalanmasını arttırdığı, $I^\pi = 1^-$ seviyelerinin yarılmasına neden olduğu görülmüştür. Yapılan hesaplamalar kırımlı hamiltoniyenler kullanılan modellerin toplam dipol indirgenmiş geçiş olasılığı güçlerinin restorasyonlu model sonuçlarından fazla olduğunu ve B(E1) gücünün dağılımının değiştiğini göstermiştir. Hamiltoniyende eş zamanlı olarak üç etkileşmenin (h_0 , h_Δ , W_{dip}) hesaba katılması sonucu oluşan toplam B(E1) gücünün onların katkılarının ayrı-ayrı hesaplanan değerlerinin toplamından daha küçük olması bu etkileşmeler arasındaki girişimin önemini göstermiştir. Etkin h_0 ve h_Δ restorasyon kuvvetleri E1 geçişlerinin enerji ağırlıklı toplam kuralının kuaziparçacık modelin öngördüğü ve deformasyonun sorumlu olduğu teriminin katkısını hem K=0 hem de K=1 dalı için azalttığı görülmüştür. Bu durum dipol titreşimlerinin incelenmesinde güvenilir sonuçlar elde etmek için Öteleme değişmez hamiltoniyenlerin, Galileo değişmez ortalama alan potansiyellerinin kullanılmasının ve Goldstone dalının yalıtılmasının ne kadar önemli olduğunu göstermiştir. Hesaplamalar, Galileo değişmez çiftlenim etkileşimlerinin, dev rezonansın maksimum enerjisini veya integre edilmiş tesir kesitlerini fark edilir şekilde etkilemediğini göstermiştir (Gabrakov ve ark., 1977).

Teori, incelenen deforme çekirdekler için 11-12 MeV ve 15-16 MeV enerji aralığında iki tane, geçiş çekirdekleri için 14-16 MeV enerji aralığında bir tane güçlü 1^- seviyesinin varlığını göstermektedir. Seviyelerin spektrumdaki varlıklarının foton saçılma deneylerinde de gözlenmesi bu durumların geçiş ve deforme çekirdeklerin karakteristik özellikleri olduğunu göstermiştir. Tüm incelenen çekirdeklere yüksek

enerjili dipol uyarılmalarının çoğunlukla $\Delta K=1$ karakterli olduğu tespit edilmiştir. Deneysel olarak bilinen iyi deforme çekirdeklerde iki pikli hörgüçlü yapının ve geçiş çekirdekleri için tek pikli yapının olduğu teorik hesaplamalar sonucu incelenen çekirdekler içinde bulunan bir sonuç olmuştur.

$K=1$ ve $K=0$ dallarının toplam $B(E1)$ değerlerinin oranlarının iyi deforme çekirdeklerde yaklaşık 1,5 değeri civarında değiştiği, deforme çekirdeklerden küresel çekirdeklere doğru gidildikçe bu oranın 2 civarında değiştiği görülmüştür. Düşük enerji seviyelerinde $10-20 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ olduğu bilinen indirgenmiş geçiş olasılığının, GDR enerji bölgesinde $150 < A < 190$ çekirdekleri için $K=0$ dalı için $10-15 e^2 fm^2$, $K=1$ dalı için $18-24 e^2 fm^2$ değerlerinde olduğu bulunmuştur. $150 < A < 190$ deforme bölgesindeki çekirdeklerde GDR bölgesinde $K=0$ ve $K=1$ dallarından gelen birer maksimum $B(E1)$ değeri ile $B(E1)-\omega$ grafiğinde iki baskın pikli yapı gözlenmiştir. Bu piklerden $K=0$ dalından gelenlerin $1-3 e^2 fm^2$, $K=1$ dalından gelenlerin $1,5-6 e^2 fm^2$ değerleri arasında değiştiği görülmüştür. Elektrik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesiti-enerji grafiklerinin karakteristik büyüklüklerine ait deneysel verileri açıklamak için teorimiz başarılı sonuçlar vermiştir. Enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam radyasyon kalınlıkları değerleri $8-20 MeV$ aralığındaki yaklaşık değerleri verilerek gelecekte yapılacak deneysel ve teorik çalışmalar için öngörü oluşturulmuştur. Enerji seviyelerinin asimptotik kuantum sayıları ve genliklerinin hesaplanması ile elde edilen sonuçlar ile GDR için bilinen $8-20 MeV$ enerji aralığındaki uyarılmaların güçlü kolektifliği bu çalışmada gösterilmiştir.

Sonuç olarak, dev dipol rezonans uyarılmalarının deneysel çalışmalarda gözlemlenen seviyelerin yorumlaması için teorik olarak incelenmesi bu çalışmanın özgün yanını oluşturmaktadır. Teorik çalışma öngörülerinin deneysel çalışma yapanlara motivasyon oluşturarak, yapılacak yeni çalışmalara ve yeni teknolojilerin geliştirilmesine olanak sağladığı bilinmektedir. Bu çalışmanın da bu tür gelişmelere katkı sağlayacağı düşünülmektedir.

Bu tez çalışmasının temelini oluşturan çalışmalar, TFD 33. Uluslararası Fizik Kongresi, 2017; 4th International Conference on Computational and Experimental

Science and Engineering (ICCESEN 2017); International Conference on Mathematics and Engineering ICOME 2017; DAKAM 2017 International Congress on Engineering, Technology and Natural Sciences; 16th International Balkan Workshop on Applied Physics and Materials Science IBWAP 2016 konferanslarında sunulmuş, ACTA PHYSICA POLONICA A (2016) dergisinde yayınlanmıştır.

KAYNAKLAR

- 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}Th . *Phys. Rev. C*. 83: 034615.
- Arnould, M., Goriely, S., Takahashi, K. 2007. The reprocess of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics achievements and mysteries. *Phys. Rep.* 450: 97.
- Au, J. W., Burton, G. R., Brion, C. E. 1997. Quantitative Spectroscopic Studies of The Valence-Shell Electronic Excitation of Freons (CFCl_3 , CF_2Cl_2 , CF_3Cl , and CF_4) in The VUV and Soft X-Ray Regions, *Chem. Phys.* 221: 151.
- Avdeenkov, A. V., Kamerdzhev, S. P. 2008. Pygme dipole resonance in nuclei. *Phys. Atom. Nucl.* 72: 1332.
- Bagchi, S. 2015. Study of compression modes in ^{56}Ni using an active target (Groningen): University of Groningen.
- Baldwin, G. C., Klaiber, G. S. 1947. Photo-fission in heavy elements. *Phys. Rev.* 71: 3-10.
- Baranger, M., Vogt, E., 1968. *Advances in Nuclear Physics*. ISBN 978-1-4684-8345-1, ISBN 978-1-4684-8343-7 (eBook).
- Bardeen, J., Cooper, L. N., Schrieffer, J. R. 1957. Theory of Superconductivity. *Phys. Rev.* 108: 1175.
- Bergere, R. 1977. Photonuclear Reactions I. *Lect. Notes Phys.*, 61, 1-222.
- 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 ^{153}Eu , ^{160}Gd , ^{165}Ho and ^{186}W . *Phys. Rev.* 185 (4), 1576-1590.
- Berman, B. L., Fultz, S. C. 1975. Measurements of The Giant Dipole Resonance with Monoenergetic Photons. *Rev. Mod. Phys.* 47: 713.
- Bertrand, F. E. 1981. Giant Multipole Resonances – Perspectives After Ten Years. *Nucl. Phys. A* 354(1-2): 129-156.
- Bethe, H. A., Bacher, R. F. 1935. Nuclear physics A. Stationary state on nuclei. *Rev. Mod. Phys.* 8: 82.
- Blaizot, J. P. 1980. Nuclear Compressibilities. *Phys. Rep.* 64: 171.
- Blaizot, J. P., Berger, J. F., Decharge, J., Girod, M. 1995. Microscopic and Macroscopic Determinations of Nuclear Compressibility. *Nucl. Phys. A* 591: 435.

- Bogoliubov, N. N, Tolmachev, V. V., Shirkov, D. V. 1958. *New Method in The Theory of Superconductivity*, Publ. Dept. USSR Acad. of Science, Moscow, Consultants Bureau, Chapman and Hall, New York - London, 1959, Vol. VII.
- Bogolyubov, N. N. 1958. *A New Method in The Theory of Superconductivity*. Sov. Phys. JETP 7: 41.
- Bohle, D., Richter, A., Steffen, W., Dieperink, A. E. L., Iudice, N. Lo, Palumbo, F., Scholten, O. 1984. *New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus ^{156}Gd by inelastic electron scattering*. Phys. Lett. 137B: 27.
- Bohm, D., Pines, D. 1953. *A Collective Description of Electron Interactions: III. Coulomb Interactions in a Degenerate Electron Gas*. Phys. Rev. 92, 609.
- Bohr, A., Mottelson, B. R. 1952. *Physica* 18, 1066 (VI B, VI C ï, VII D ï)
- Bohr, A., Mottelson, B. R. 1953. *Collective and Individual-Particle Aspects of Nuclear Structure*. *Mathematisk-fysiske meddelelser*. 27: 16.
- Bohr, A., Mottelson, B. R. 1997. *Single-Particle Motion V-I*, World Scientific, 1-246.
- Bohr, A., Mottelson, B. R. 1998. *Nuclear Deformations V-II*, World Scientific, 1-386.
- Bortignon, P. F. 2003. "A Review of: "Giant Resonances: Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitation"", *Nuclear Physics News*, 13 (3), 29-30.
- Bortignon, P. F., Barranco F., Broglia R. A., Cow, G., Gori, G., Vigezzid, E. 2003. *Collective aspects of pairing interaction in nuclei*. *Nuclear Physics A722* 379-382.
- Bortignon, P. F., Bracco, A., Broglia, R. A. 1998. *Giant Resonance Nuclear Structure at Finite Temperature*, Harwood Academic, 1-290.
- Bothe, W., Günter, W. 1937. *Atomumwandlungen durchy gamma-strahlen*. *Z. Phys.* 106: 236.
- Bowman, C. D., Auchampaugh, G.F., Fultz, S.C. 1964. *Photodisintegration of U235*. *Phys. Rev.* 133: B676.
- Brown, G. E., Bolsterli, M. 1959. *Dipole state in nuclei*. *Phys. Rev. Lett.* 3: 472
- Caldwell J. T., Dowdy, E. J., Berman, B. L., Alvarez, R. A., Meyer, P. 1980. *Giant resonance for the actinide nuclei: Photoneutron and photofission cross sections for ^{233}U , ^{236}U , ^{238}U and ^{232}Th* . *Physical Review C*, 21(4), 1215-1231.
- Cannata, F., Uberall, H. 1980. *Giant Resonance Phenomena in Intermediate-Energy Nuclear Reactions*, Springer-Verlag, 1-120.
- Carbone, A. Colo, G., Bracco, A., Cao, L-G., Bortignon P. F., Camera, F., Wieland, O. (2010). *Constraints on The Symmetry Energy and on Neutron Skins from The Pygmy Resonances in ^{68}Ni and ^{132}Sn* . *Phys. Rev. . C* 81 041301.
- Carlos, P., Bergere, R., Beil, H., Lepretre, A., Veyssiere, A., 1974. *A Semi-Phenomenological Description of The Giant Dipole Resonance Width*. *Nucl. Phys.*, A219, 61.

- Ceruti, S. 2014. Test of isospin symmetry via giant dipole resonance gamma decay. Milano Üniversitesi, Fizik Bölümü, Doktora Tezi.
- Chomaz, P. 1997. Collectives excitations in nuclei. Ecole thematique. Ecole Joliot Curie "Structure nucleaire: un nouvel horizon" Maubuisson, (France), du 8-13 septembre 1997:16eme session <cel-00652714>.
- Civitarese, O., Faessler, A., Licciardo, M. C. 1992. Symmetry breaking of the Galilean invariance in superfluid nuclei and its connection with quadrupole pairing interactions. Nucl. Phys. A542: 221.
- Co' G., De Donno, V., Anguiano, M., Lallena, A. M. 2013. Pygmy and Giant Electric Dipole Responses of Medium-Heavy Nuclei in a Self-Consistent Random Phase Approximation Approach with Finite-range Interaction. Phys. Rev. C 87 034305.
- Cottle, P. D., Bromley, D. A. 1986. Possible unified interpretation of low-lying parity states in lanthanide and actinide regions. Phys. Lett. B182: 129.
- Danos, M. 1958. On The Long-Range Correlation Model of The Photonuclear Effect. Nucl. Phys. A5: 23.
- Danos, M., Greiner, W. 1965. Shell-model treatment of nuclear reactions. Phys. Rev. 138: B93.
- Daoutidis, I., Goriely, S. 2012. Large-Scale Continuum Random-Phase Approximation Predictions of Dipole Strength for Astrophysical Applications. Phys. Rev. C86: 034328.
- Dietrich, S. S, Berman, B. L. 1988. Atlas of the photoneutron cross section obtained with monoenergetic photons. Atom. Data and Nucl. Data Tab. 38: 199.
- 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., Kureba, C. O., Kvasil, J., Latif, M., Li, K.C.W., Mira, J. P., Nemulodi, F., Papka, P., Pellegrini, L., Pietralla, N., Richter, A., Sideras-Haddad, E., Smit, F. D., Steyn, G. F., Swartz, J. A., Tamii, A. 2018. Deformation dependence of the isovector giant dipole resonance: the Neodymium isotopic chain revisited. Phys. Lett. B776: 133.
- Dudek, J., Nazarewicz, W., Faessler, A. 1984. Theoretical analysis of the single-particle states in the secondary minima of fissioning nuclei. Nucl. Phys. A, 412, 61-91.
- Ebata, S., Nakatsukasa, T. 2013. Time-dependent mean field theory including pairing correlation, and applications to linear response calculation. ECT workshop, Advances in time-dependent methods for quantum many-body system, Toronto.
- Ertuğral, F., Guliyev, E., Kuliev, A. E. 2002. $^{166-168}\text{Hf}$ ve $^{180-186}\text{W}$ izotopların kuadrupol momentleri ve deformasyon parametreleri. Sakarya Univ. Fen Bil. Enst. Der. 6: 33.

- Ertuğral, F., Guliyev, E., Kuliev, A. E. 2007. ^{232}Th çekirdeğinde elektrik dipol uyarılmalarına öteleem değimezliğin etkisi. *Anadolu Univ. J. Sci. and Tech.* 8:223.
- Ertuğral, F; Guliyev, E; Kuliev, A; Yildirim, Z. 2009. Fine structure of the dipole excitations of the even-even ^{160}Gd nucleus in the spectroscopic region. *Central European Journal Of Physics*, Vol.7, 731-737.
- Faessler, A., Sheline, R. K. 1966. Eigenfunctions for a spherical and a deformed Saxon-Woods Potential. *Phys. Rev.* 148: 1003.
- Feifrlık, V., Rizek, J. ve Vogel, P. 1968. "Dipole States In Deformed Nuclei", *Nuclear Physics A*, 119(1), 1-13.
- Frascaria, N. 1993. Multiphonon Excitations in Nuclei Built with Giant Resonances. *Proc. of the Gull Lake Nucl. Phys. Conference-(USA)*.
- Fukuda, S., Torizuka, Y. 1972. Giant multipole resonance in ^{90}Zr observed by inelastic electron scattering. *Phys. Rev. Lett.* 29: 1109.
- Gabrakov, S. I., Pyatov, N. I., Salamov, D. I. 1977. Effects of breaking the translational and Galilean Invariances of Nuclear Model Hamiltonians. International Atomic Energy Agency and United Nation Educational Scientific and Cultural Organization.
- Gell-Mann, M., Telegdi, V. 1953. Consequences of charge independence for nuclear reactions involving photons. *Phys. Rev.* 91: 169.
- Glendenning, N. 1988. Equation Of State From Nuclear and Astrophysical Evidence. *Phys. Rev. C* 37, 2733-2743.
- Goeke, K., Speth, J. 1982. Theory of giant resonance. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 32: 65.
- Goldhaber, M., Teller, E. 1948. On nuclear dipole vibration. *Phys. Rev.* 74, 1046-1049.
- Goryachev, B. I., Kuznetsov, Y. V., Orlin, V. N., Pozhidaeva, N. A., Shevchenko, V. G. 1976. Giant Resonance in the Strongly Deformed Nuclei. ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{166}Er , and ^{178}Hf . *Yad. Fiz.*, 23, 1145.
- Greiner, W., Maruhn, J. A. 1996. *Nuclear Models*. Springer, 1-399.
- Guliyev, E., Kuliev, A. A., Güner, M. 2010. Electric dipole strength distribution below the E1 giant resonance in $N = 82$ nuclei. *Cent. Eur. J. Phys.*, 8(6), 961-969.
- Guliyev, E., Ertuğral, F., Kuliev, A. A. 2006. Low lying magnetic dipole strength distribution in the γ -soft even-even $^{130-136}\text{Ba}$. *Eur. Phys. J. A*, 27, 313-320.
- Guliyev, E., Kuliev, A. A., Ertuğral, F. 2009. Low-lying dipole excitations in the deformed even-even isotopes $^{154-160}\text{Gd}$. *Acta Physica Polonica B*, Vol.40, 653-656.
- Guliyev, E.; Kuliev, A. A.; Ertuğral, F. 2009. Low-lying magnetic and electric dipole strength distribution in the ^{176}Hf nucleus. *European Physical Journal A - Vol.39*, 323-333.

- Gurevich, G. M., Lazareva, L. E., Mazur, V. M., Solodukhov, G. V. 1974. Total cross section for the absorption of gamma quanta by Th^{232} , U^{235} , U^{238} , and Pu^{239} in the region of dipole giant resonance. *Zh. E. T. F. Pis. Red.* 20: 741.
- Gurevich, G. M., Lazareva, L. E., Mazur, V. M., Merkulov, S. Y., Solodukhov, G. V., Tyutin, V. A. 1978. Width of E1 giant resonance of deformed nucle in the $150 < A < 186$ region. *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 28: 168.
- Gurevich, G. M. 1976b. Width of giant resonance in the absorption for the cross section of gamma rays by nuclei in the region $150 < A < 200$. *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 23: 411.
- Gurevich, G. M., Lazareva, L. E., Mazur, V. M., Merkulov, S. Y., Solodukhov, G. V. 1980. Total photoabsorption cross section for high-Z elements in the energy range 7-20 MeV. *Nucl. Phys.* A338: 97.
- Gurevich, G. M., Lazareva, L. E., Mazur, V. M., Solodukhov, G. V., Tulupov, B.A. 1976a. Giant resonance in the total photoabsorption cross section of $Z \sim 90$ nuclei. *Nucl. Phys.* A273: 326.
- Gurevich, G. M., Lazareva, L. E., Mazur, V. M., Merkulov, S. Yu, Solodukhov, G. V. 1981. Total nuclear photoabsorption cross sections in the region $150 < A < 190$. *Nucl. Phys.* A351: 257.
- Habs, D. 2013. γ Optics and Nuclear Photonics. İçinde: *Encyclopedia of Nuclear Physics and Its Applications*. 1. Baskı, Wiley-VCH, 271-298.
- Hans, H. S. 2011. *Nuclear Physics Experimental and Theoretical* 2. Baskı, New Academic Science Limited, 1-767.
- Harakeh, M. N. 2018. The Euroschool on Exotic Nuclei V5 İçinde: *Giant Resonance: Fundamental Modes and Probes of Nuclear Properties*. Springer, 31-64.
- Harakeh, M. N., van der Woude A. 2001. *Giant Resonances*, Oxford University Press, 1-656.
- Harakeh, M. N., van der Woude, A. 2006. *Giant Resonances Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitation*. Oxford science publication, New York, USA.
- Harvey, R. R., Caldwell, J. T., Bramblett, R. L., Fultz, S. C. 1964. Photoneutron Cross Sections of Pb^{206} Pb^{207} Pb^{208} and Bi^{209} . *Physical Review*, 136, 1B, 126-131.
- Hashimoto, T., Krumbholz, A. M, Reinhard, P.-G., Tamii, A., von Neumann-Cosel, P., Adachi, T., Aoi, N. 2015. Dipole polarizability of ^{120}Sn and nuclear energy density functionals. *Phys. Rev.* C92: 031305(R).
- Haxel, O., Jensen, J. H. D., Suess, H. E. 1949. On the magic numbers in nuclear structure. *Phys. Rev.* 75: 1766.
- Herzberg, R. D., Bauske, I., von Brentano, P., Eckert, Th., Ficher, R., Geiger, W., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Pietralla, N., Pitz, H. H., Zilges, A. 1995a. Lifetimes of two-phonon 1^- states in even $N = 82$ nuclei. *Nucl. Phys.* A592: 211.

- Herzberg, R. D., Zilges, A., Oros, A. M., von Brentano, P., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H. H., Wesselborg, C. 1995b. Observation of dipole transitions to a $2^+ \times 3^-$ particle multiplet in ^{143}Nd . *Phys. Rev. C* 51: 1226.
- Heyde, K. 1994. *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics: An Introductory Approach, Third Edition* (Series in Fundamental and Applied Nuclear Physics, ISBN-13: 978-0750309806).
- Heyde, K., von Neumann-Cosel, P., Richter, A. 2010. Magnetic dipole excitations in nuclei: elementary modes of nucleonic motion. *Rev. Mod. Phys.* 82: 2365.
- Hinohara, N., Kortelainen, M., Nazarewicz, W. 2013. Low-energy collective modes of deformed superfluid nuclei within the finite-amplitude method. *Phys. Rev. C* 87: 064309.
- Horen, D. J., Bertrand, F. E., Lewis, M. B. 1974. Comparison of the inelastic scattering of protons by Sm-144, Sm-154 in the region of giant resonances. *Phys. Rev. C* 9, 1607-1610.
- Hütt, M. T., L'vov, A. I., Milstein, A. I., Schummacher, M. 2000. Compton scattering by nuclei. *Phys. Rep.* 323:457.
- Iachello, F. 1984. Local Versus Global Isospin Symmetry in Nuclei. *Physics Letters Volume 160B*, number 1, 2, 3.
- Ishkhanov, B. S., Kapitonov, I. M. 2015 The Configurational Splitting of Giant Dipole Resonance. *Moscow University Physics Bulletin*, 2015, Vol. 70, No. 2, pp. 75–88.
- Ishkhanov, B. S., Kapitonov, I. M., Kuznetsov, A. A., Orlin, V. N., Yoon, D. H. 2014. Photonuclear reactions on molybdenum isotopes. *Phys. Atom. Nucl.* 77: 1365.
- Ishkhanov, B. S., Troshchiev, Y. S. 2011. Giant dipole resonance in heavy deformed nuclei. *Moscow Univ. Phys. Bull.* 66: 325.
- Itoh, M., Sakaguchi, H., Uchida, M., Ishikawa, T., Kawabata, T., Murakami, T., Takeda, H., Taki, T., Terashimaa, S., Tsukahara, N., Yasudaa, Y., Yosoi, M., Garg, U., Hedden, M., Kharrajab, B., Koss, M., Nayak, B.K., Zhub, S., Fujimurac, H., Fujiwara, M., Harac, K., Yoshida, H. P., Akimune, H., Harakeh M. N., Volkerts, M. 2002. Compressional mode giant resonances in deformed nuclei. *Phys. Lett. B* 549: 58.
- Iudice, N. L. 1992. Low lying magnetic collective states in deformed nuclei: unified description of the scissor mode. *İçinde: New trends in theoretical and experimental nuclear physics*. World scientific publishing section.
- Iudice, N. L. 1997. Magnetic dipole excitations in deformed nuclei. *N. Phys. Part. Nucl.* 28, 556-585.
- Iudice, N. L. 2000. *Collective Excitations in Deformed Nuclei*, *Rivista Del Nuovo Cimento* Vol. 23, N. 9.
- Iudice, N. L., Palumbo, F. 1978. New isovector collective modes in deformed nuclei. *Phys. Rev. Lett.* 41: 1532.

- Iudice, N. L., Palumbo, F. 1978. New isovector collective modes in deformed nuclei. *Phys. Rev. Lett.* 41: 1532.
- Kapitonov, I. M. 2015. Width of the giant dipole resonance in medium and heavy nuclei. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences, Physics* 79: 526-531.
- Khuong, C. Z., Soloviev, V. G., Voronov, V. V. 1979. Description of the substructure in the radiative strength function of ^{117}Sn and ^{119}Sn . *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 5: L79.
- Kneissl, U., Pietralla, N., Zilges, A. 1995. Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 37: 349.
- Kneissl, U., Pietralla, N., Zilges, A. 2006. Low-energy dipole modes in vibrational nuclei studied by photon scattering. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 32: R217.
- Krane K. S., Steffen, R. M. 1970. *Phys. Rev. C* 2, 724.
- Krane, K. S. 1987. *Introductory to Nuclear Physics*, John Wiles & Sons, 1-864.
- Kuhn, W. 1925. On the total strength of the absorption lines emanating from a state. *Z. für Physik* 33: 408.
- Kuliev A. A., Salamov D. I. 1984. *Azerbaycan SSR Elmler Akademisi Haberleri* No:2(1984)60-69.
- 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. *Int. J. Mod. Phys. E*, 9(3):249-261.
- Kuliev, A. A., Guliyev, E., Ertuğral, F., Özkan, S. 2010. The low-energy dipole structure of ^{232}Th , ^{236}U and ^{238}U actinide nuclei. *Eur. Phys. J A* 43: 313-321.
- Kuliev, A. A., Guliyev, E., Gerçeklioğlu, M. 2002. The Dependence of The Scissors Mode on The Deformation in The 140-150Ce Isotopes, *J. Phys G. Nucl. Particle Physics* 28, 407.
- Kuliev, A. A., Pyatov, N. I. 1968. Effect of the spin-quadrupole force on the rate of β decay to collective states of even deformed nuclei. *Nuclear Phys. A* 1006 (3): 689-696.
- Kuliev, A. A., Selam, C., Küçükburşa, A. 2000. The effect of the Galileo invariance pairing on the 1- state in spherical nuclei. *Math. and Comp. App.* 6: 103-111.
- Kuznetsov V., Merkulov S., Solodukhov G., Sorokin Y., Turinge, A. 2008. Total And Nuclear, Photoabsorption Cross Sections of ^{52}Cr In The Energy Range of 8-70 MeV. *arXiv:0812.4652v1[nucl-ex]*.
- Lachello, F. 1984. New Class of Low-Lying Collective Modes in Nuclei. *Phys. Rev Lett.* 3, 1427-1429.
- Lacroix, D., Ayik S. ve Chomaz, P.H. 2004. *Prog. in Part. and Nucl. Phys.*, 52, 497.
- Lepretre, A., Beil, H., Bergere, R., Carlos, P., Fagot, J., De Miniac, A., Veysiere, A., Miyase, H. 1976. A study of the giant dipole resonance in doubly even tellurium and cerium isotopes. *Nuclear Physics, Section A*, 258, 2, 350-364.

- Levinger, J. S., Bethe, H. A. 1952. Neutron yield from the nuclear photo-effect. *Phys. Rev.* 85: 577.
- Lewis, M. B., Bertrand, F. E. 1972. *Nucl. Phys.* A196: 337.
- Linnemann, A., Von Brentano, P., Eberth, J., Enders, J., Fitzler, A., Fransen, C., Guliyev, E., Herzberg, R. D., Käubler, L., Kuliev, A. A. 2003. Change of the dipole strength distributions between the neighbouring γ -soft nuclei ^{194}Pt and ^{196}Pt , *Phys. Lett. B*, 554, 15-20.
- Litvinova, E., Ring, P., Tselyaev, V. 2008. Relativistic quasiparticle time blocking approximation: dipole response of open-shell nuclei. *Phys. Rev. C*78: 014312.
- Malov, L. A., Meliev, F. M., Soloviev, V. G. 1985. Description of radiative strength functions in deformed nuclei. *Z. Phys. A. Atom and Nuclei* 320: 521.
- Malov, L. A., Soloviev, V. G. 1976. Fragmentation of single-particle states and neutron strength functions in deformed nuclei. *Nucl. Phys.* A270: 87.
- Marshalek, E. R., Weneser, J. 1969. Nuclear Rotation and Random-Phase Approximation. *Ann. Phys.*, 53(3), 569–624.
- Masur, V. M., Mel'nikova, L. M. 2006. Giant dipole resonance in absorption and emission of gamma rays by medium and heavy nuclei. *Phys. Par. Nucl.*37: 923.
- Mayer, M. G. 1950. Nuclear configurations in the spin-orbit coupling model I. *Phys. Rev.* 78: 16.
- Meng, J. 2016. *Relativistic Density Functional for Nuclear Structure*, World Scientific, 1-714.
- Migdal, A. B. 1945. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 15 81.
- Morse, P. M., Feld, B. T., Feshbach, H. 1972. *Nuclear, Particle and Many Body Physics*, Academic Press, 1-707.
- Mottelson, B. R. 1976. Elementary Modes of Excitation in The Nucleus. *Science*, 193, 4250, 287-294. DOI: 10.1126/science.193.4250.287.
- Mottelson, B. R., Nilsson, S. G. 1959. The shape of the nuclear photo-resonance in deformed nuclei. *Nucl. Phys.* A13: 281.
- Möller, P., Nix, J. R., Myers, W. D., Swiatecki, W. J. 1995. Nuclear ground-state masses and deformations. *Atom. Data and Nucl. Data Tables* 59: 185.
- Myers, W. D., Swiatecki, J., Kodama, T., El-Jaick, J., Hilf, E. R. 1976. Droplet model of the giant dipole resonance *Physical Review C* 15 (6).
- Nagao, M., Torizuka, Y. 1973. Electroexcitation of giant resonances in ^{208}Pb . *Phys. Rev. Lett.* 30: 1068.
- Nilsson, S. G. 1955. Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei. *Dan. Mat. Fys. Medd.* 29: 1.
- Nilsson, S. G., Tsang, C. F., Sobiczewski, A., Szymanski, Z., Wycech, S., Gustafson C., Lamm I. L., Möller P., Nilsson, B. 1969. On the nuclear structure and stability of heavy and superheavy elements. *Nucl. Phys.* A131: 1.

- Oishi, T., Kortelainen, M., Hinohara, N. 2016. Finite amplitude method applied to the giant dipole resonance in heavy rare-earth nuclei. *Phys. Rev. C* 93: 034329.
- Okamoto, K. 1956. Relation between the Quadrupole Moments and the Widths of the Giant Resonance of Photonuclear Reaction. *Progress of Theoretical Physics*, 15 (1), 75–77.
- Okamoto, K. 1958. Relation between the quadrupole moments and the widths of the giant resonance of photonuclear reaction. *Prog. Theo. Phys.* 15: 75.
- Paar, N., Horvat, A. 2014. Probing the neutron skin thickness in collective modes of excitation. *EPJ Web of Conferences (INPC 2013, International Nuclear Physics Conference) Volume 66*.
- Paar, N., Vretenar, D., Khan, E., Colo, G. 2007. Exotic modes of excitation in atomic nuclei far from stability. *Rep. Prog. Phys.* 70: 691-793.
- Paetz gen. Schieck, H. 2014. Nuclear Reactions. Intermediate Structures, Part of the Lecture Notes in Physics book series (LNP, volume 882), pp 1-365.
- Patel, D., Garg, U., Itoh, M., Akimune, H., Berg, G. P. A., Fujiwara, M., Harakeh, M. N., Iwamoto, C., Kawabata, T., Kawase, K., Matta, J. T., Murakami, T., Okamoto, A., Sako, T., Schlax, K. W., Takahashi, F., White, M., Yosoi, M. 2014. Excitation of giant monopole resonance in ^{208}Pb and ^{116}Sn using inelastic deuteron scattering. *Phys. Lett. B* 735: 387.
- Pietralla, N., Beck, O., Besserer, J., von Brentano, P., Eckert, T., Fischer, R., Fransen, C., Herzberg, R. D., Jager, 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 $^{178,180}\text{Hf}$. *Nucl. Phys. A* 618:141.
- Pitthan, R., Walcher, T. 1971. Inelastic electron scattering in the giant resonance region of La, Ce and Pr. *Phys. Lett. B* 36: 563.
- Pitz, H. H., Heil, R. D., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Seemann, U., Stock, R., Wesselborg, C., Zilges, A., Brentano, P. V., Hoblit, S. D., Nathan, A. M. 1990. Low-energy photon scattering off $^{142,146,148,150}\text{Nd}$: An investigation in the mass region of a nuclear shape transition. *Nuclear Physics, Section A*, 509(3), 587-604.
- Poltoratska, I., Fearick, R. W., Krumbholz, A. M., Litvinova, E., Matsubara, H., von Neumann-Cosel, P., Ponomarev, V. Yu., Richter, A., Tamii, A. 2014. Fine structure of the isovector dipole resonance in ^{208}Pb : Characteristic scales and levels densities. *Phys. Rev. C* 89: 054322.
- Ponomarev, V. 2014. Pgydipole resonance. *Journal of Phys: Conference Series* 553: 012028
- Ponomarev, V. Yu., Vigezzi, E., Bortignon, P. F., Broglia, R. A., Colo, G., Lazzar, G., Voronov, V. V., Baur, G. 1994. Microscopic origin of the giant resonance structure. Volume 569, Issue 1-2, 333-342.
- Pyatov, N. I., Salamov, D. I. 1977. Conservation laws and collective excitations in nuclei. *Nukleonika* 22: 127.

- Pyatov, N.I. 1974. "Invariance Principle And Effective Forces", Jinn Reports, P4–8380.
- Pyatov, N.I. ve Chernej, M.I. 1972. "Rotational Invariance, Inertia and 1+ State Moments In Deformed Nuclei", Sov. J. Nucl. Phys., 16(5), 931–940.
- Raduta, A. A., Budaca, R., Raduta, A. H. 2009. Collective dipole excitations in sodium clusters. Phys. Rev. A79: 023202.
- Raduta, A. A., Delion D. S., Ursu I. I. 1992. New trends in theoretical and experimental nuclear physics. World scientific publishing section: Low lying magnetic collective states in deformed nuclei: unified description of the scissor mode N. Lo Iudice
- Rainwater, J. 1950. Nuclear energy levels argument for a spheroidal nuclear model. Phys. Rev. 79(3): 432-434.
- Raman, S., Nestor, C. W., Tikkanen, P. 2001. Transition probability from the ground to the first excited 2+ state of even-even nuclides. Atom. Data and Nucl. Data Tables 78: 1.
- Reiche, F., Thomas, W. 1925. Über die Zahl der Dispersionselektronen, die einem stationären Zustand zugeordnet sind. Z. für Physik 34: 510.
- Reinhard, P. G., Nazarewicz, W. 2010. Information content of a new observable: the case of the nuclear neutron skin. Phys. Rev. C81: 0501303(R).
- Rezwani, V., Gneuss, G., Arenhövel, H. 1970. Dynamic collective model of the giant resonance. Phys. Rev. Lett. 25: 1667.
- Rhine Kumar, A. K., Arumugam, P., Dinh Dang, N, 2015. Effects of thermal shape fluctuations and pairing fluctuations on the giant dipole resonance in warm nuclei. Physical Review C 91, 044305.
- Richter, A. 1983 Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics, Florence, Italy,. Blasi, P., Ricci, R.A. (eds.), Vol. II, p. 189. Bologna: Tipografia Compositori
- Ring P., Shuck P., 2004. The Nuclear Many Body Problem, 1980 by Springer Verlag New York Inc. Printed in the United Statet of America. ISBN:0-387-09820-8 Springer Verlag New York 1-718.
- Roca-Maza, X., Brenna, M., Agrawal, B. K., Bortignon, P. F., Col'ò, G., Cao, L. G., Paar, N., Vretenar D. 2018. Giant quadrupole resonances in ^{208}Pb , the nuclear symmetry energy, and the neutron skin thickness. Phys. Rev. C87: 034301.
- Romig, C., Savran, D., Beller, J., Birkhan, J., Endres, A., Fritzsche, M., Glorius, J., Isaak, J., Pietralla, N., Scheck, M., Schnorrenberger, L., Sonnabend, K., Zweidinger, M. 2015. Direct determination of ground-state transition widths of low-lying dipole states in ^{140}Ce with the self-absorption technique, Phys. Lett. B 744 369-374.
- Rowe, D. J. 1970. How do deformed nuclei rotate? Nucl. Phys. A152, 273.
- Rowe, D. J. 2010. Nuclear collective Motion Models and Theory, World Scientific Publishing, 1-373.

- Sarchi, D., Bortignon, P. F., Colò, G. 2004. Dipole states in stable and unstable nuclei, *Physics Letters B* 601 27–33.
- Savran, D., Aumann, T., Zilges, A. 2013. Experimental studies of the pygmy dipole resonance. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 70, 210.
- Scheck, M., I., Mishev, S., Ponomarev, V. Y., Ponomarev, R., Chapman, P., Gaffney, L. G., Gregor, E. T., Pietralla, N., Spagnoletti, P., Savran, D., Simpson, G. S. 2016. Investigating the Pygmy Dipole Resonance Using β Decay. *Phys. Rev. Lett.* 116: 132501.
- Schröder, H. P. 2015. The energy-weighted sum rule and the nuclear radius. *Eur. Phys. J.* 51: 109.
- Schumacher, M., Milstein, A. I., Falkenberg, H., Fuhrberg, K., Glebe, T., Hager, D., Hütt, M. 1994. The enhancement of giant-dipole strength and its consequences for the effective mass of the nucleon and the electromagnetic polarizabilities and quadrupole sum-rule of the nucleus, *Nuclear Physics A* 576, 603-625.
- Shibata, K. 2015. Evaluation of neutron nuclear data on tantalum isotopes *Journal of Nuclear Science and Technology*, <http://dx.doi.org/10.1080/00223131.2015.1083492>.
- Sitenko, A., Tartakovskii, V. 1997. *Theory of Nucleus Nuclear Structure and Nuclear*. Springer 1-629.
- Soloviev, V. G. 1976. *Theory of Complex Nuclei*, Pergamon Press, 1-468.
- Soloviev, V. G. 1992. *Theory of atomic nuclei: Quasiparticles and phonons*, Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 1-333.
- Soloviev, V. G., Stayanov, C., Voronov, V. V. 1978. On the enhancement of M1-transitions from neutron resonances in the Ba and Ce isotopes. *Phys. Lett. B* 79: 187.
- Soloviev, V. G., Stoyanov, C., Vdovin, A. I. 1980. The description of fragmentation of one-quasiparticle states in spherical nuclei. *Nucl. Phys.* A342: 261.
- Spieker, M., Pascu, S., Zilges, A., Iachello, F. 2015. Origin of low-lying enhanced E1 strength in rare-earth nuclei. *Phys. Rev. Lett.* 114: 192504.
- Steinwedel, H., Jensen, H. J. D., Jensen, P. 1950. Nuclear dipole vibrations. *Phys. Rev.* 79: 1019.
- Suhonen, J. 2007. *From Nucleons to Nucleus Concept of Microscopic Nuclear Theory*, Springer, 1-655.
- Şahin, E. 2009. Nötron bakımından zengin atom çekirdeklerinde Dev ve Cüce rezonansların incelenmesi, Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Bölümü, Yüksek lisans tezi.
- Tamii, A., Fujita, Y., Matsubara, H., Adachi, T., Carter, J., Dozono, M., Fujita, H., Fujita, K., Hashimoto, H., Hatanaka, K., Itahashi, T., Itoh, M., Kawabata, T., Nakanishi, K., Ninomiya, S., Perez-Cerdan, A. B., Popescu, L., Rubio, B., Zenhiro, J. 2009. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* 605, 3.

- Thomas, W. 1925. Über die zahl der dispersionselektronen, die einem stationären zustande zugeordnet sind. *Naturwissenschaften* 13:627.
- Treiner, J., Krivine, H., Bohigas, O., Martorell, J. 1981. Nuclear incompressibility: from finite nuclei to nuclear matter. *Nucl. Phys. A* 371: 253.
- Überall, H. 1971. *Electron Scattering From Complex Nuclei Part B*. Academic Press, 1-869.
- Van der Woude, A. 1991. The Electric Giant Resonances İçinde: Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei. 1. Baskı, World Scientific, 99-232.
- Van der Woude, A. 1996. Past, present and future of giant resonance or nearly 60 years of giant resonance research. *Nucl. Phys. A* 599: 393.
- 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 Section. IAEA, 1-328.
- Varlamov, V. V., Ishkhanov, B. S., Kapitonov, I. M. 2008. *Photonuclear Reactions. Modern Status of Experimental Data*, Moscow: Knizhn. Dom Univ.
- Vasilijev, O. V., Zalesny, G. N., Semenko, S. F. ve Semenov, V. A. 1969. “The Giant Dipole Resonance in the Transition Region From Spherical To Deformed Nuclear Shapes”, *Physics Letters*, 30B(2), 97-99.
- Versteegen, M., Denis-Petit, D., Meot, V., Bonnet, T., Comet, M., Gobet, F., Hannachi, F., Tarisien, M., Morel, P., Martini, M., Peru, S. 2016. Low-energy modification of the γ strength function of the odd-even nucleus ^{115}In . *Phys. Rev. C* 94: 044325.
- Vesel’ny, P., Toivanen, J., Carlsson, B. G., Dobaczewski, J., Michel, N., Pastore, A. 2012. Giant monopole resonances and nuclear incompressibilities studied for the zero-range and separable pairing interactions *Physical Review C* 86, 024303.
- Veyssiire, A., Beil, H., Bergere, R., Carlos, P. ve Lepretre, A. 1973. “A Study Of The Photofission and Photoneutron Processes in the Giant Dipole Resonance of ^{232}Th , ^{238}U and ^{237}Np ”. *Nuclear Physics A*, 199, 45-64.
- Walet, N. 2010. *Nuclear and Particle Physics*
<http://oer.physics.manchester.ac.uk/NP/Notes/Notes.pdf>.
- Weizsäcker, C. F. 1935. The teory of nuclear masses. *Z. Phys.* 96: 431.
- Wieland, O., Bracco, A. 2011. The pygmy dipole resonance in ^{68}Ni and the neutron skin. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 66 (2), 374-378.
- Wilkinson, D. H. 1956. Nuclear photodisintegration. *Physica*, 22, 6–12, 1039-1061.
- Woude, A., 1996. “Past, Present and Future of Giant Resonances or Nearly 60 Years Of Giant Resonance Research”, *Nuclear Physics A*, 599, 393-399.
- Yoshida, K., Nakatsukasa, T. 2011. Dipole responses in Nd and Sm isotopes with shape transitions. *Phys. Rev. C* 83: 021304(R).
- Yoshida, K., Nakatsukasa, T. 2013. Shape evolution in Nd and Sm isotopes. *Phys. Rev. C* 88: 034309.

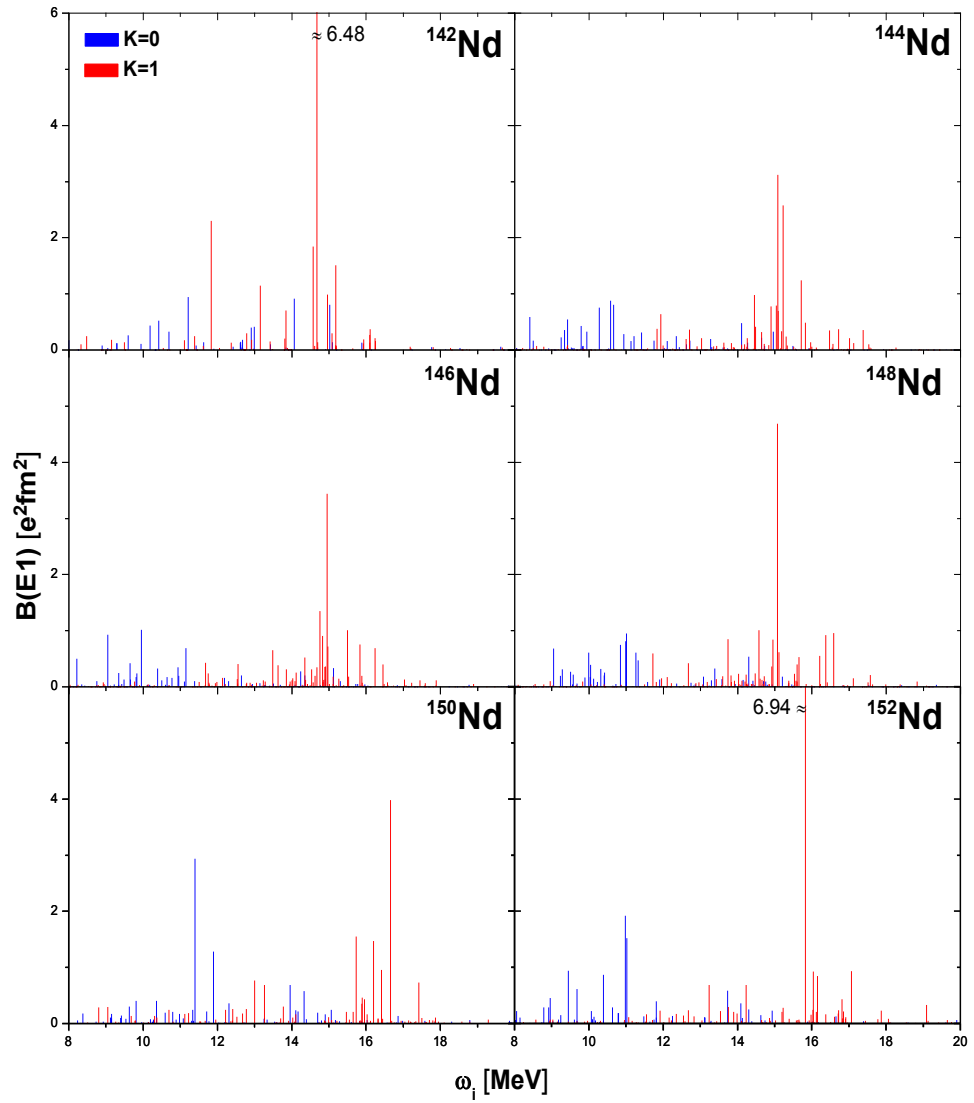
Youngblood, D. H., Bacher, A. D., Brown, D. R., Bronson, J. D., Moss, J. M., Rozsa, C. M. 1977. Particle decay from the giant resonance region of ^{40}Ca . Phys. Rev. C15: 246.

Zelevinsky, V. 2017. Physics of Atomic Nucleus, WILEY-VCH, 1-688.

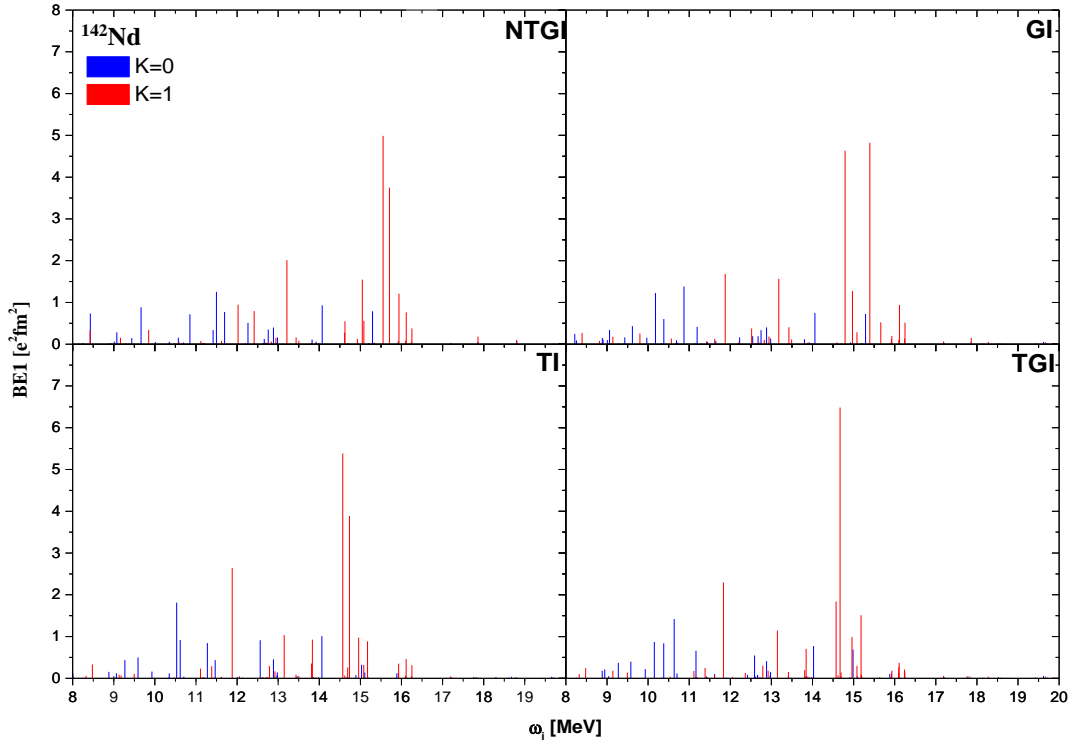
Zilges, A., Brentano, P. Yon., Friedrichs, H., Hell, R. D., Kneissl U., Lindenstruth, S., Pitz, H. H., Wesselborg, C. 1991.Z. Phys. A - Hadrons and Nuclei 340, 155.

EKLER

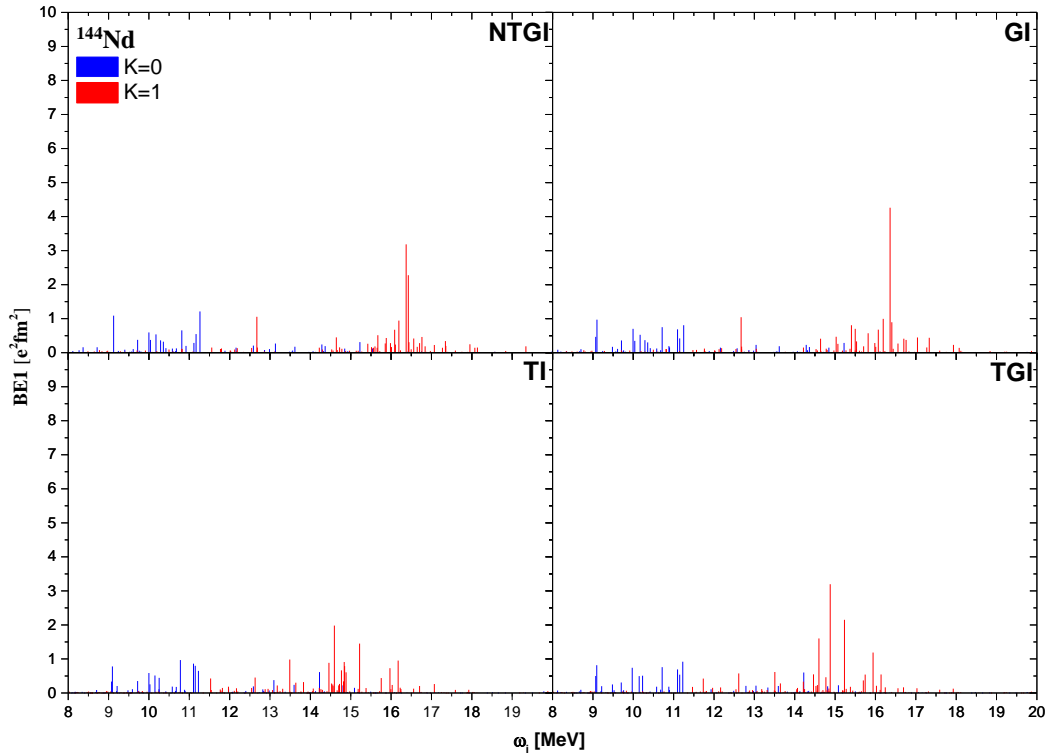
EK 1: $^{142-152}\text{Nd}$, $^{144-154}\text{Sm}$, $^{152-164}\text{Gd}$, $^{156-168}\text{Dy}$, $^{180-190}\text{W}$ ve $^{236-238}\text{U}$ İzotop Zincirlerine Ait Bulgular



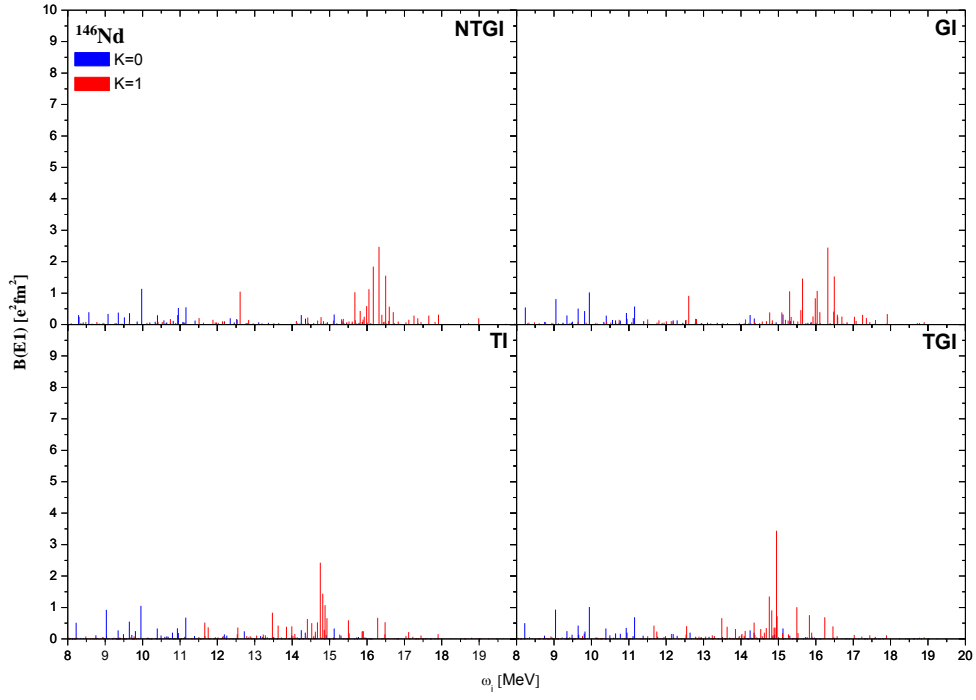
Şekil E.1. $^{142-152}\text{Nd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin TGI-QRPA Modelinde B(E1) değerlerinin karşılaştırılması



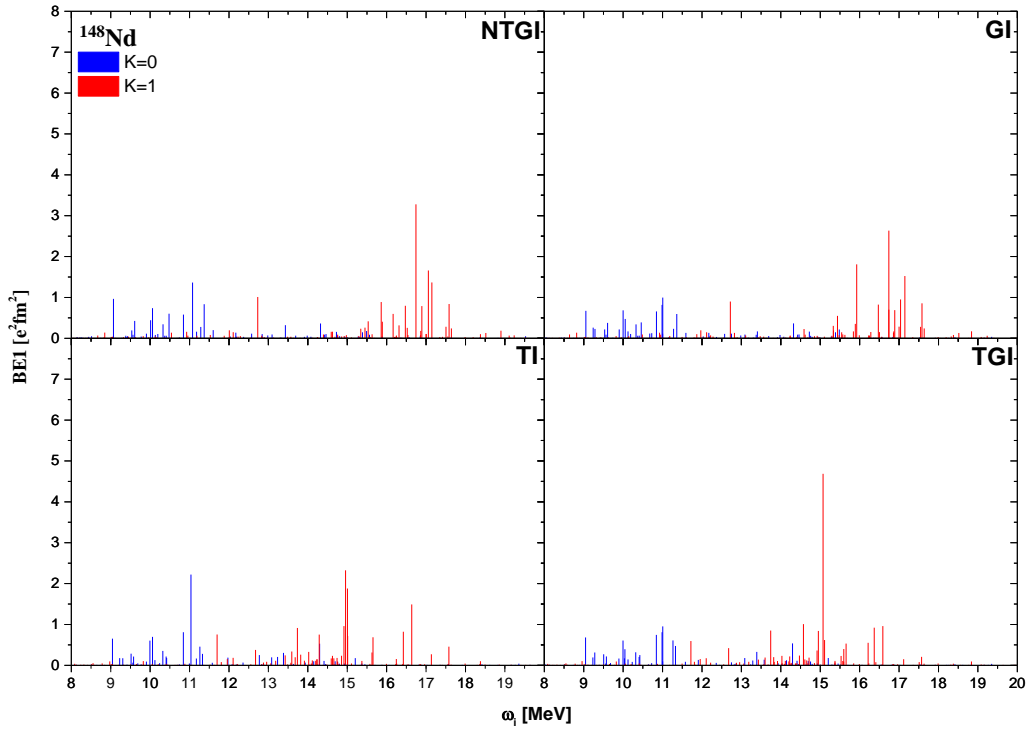
Şekil E.2. ^{142}Nd çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



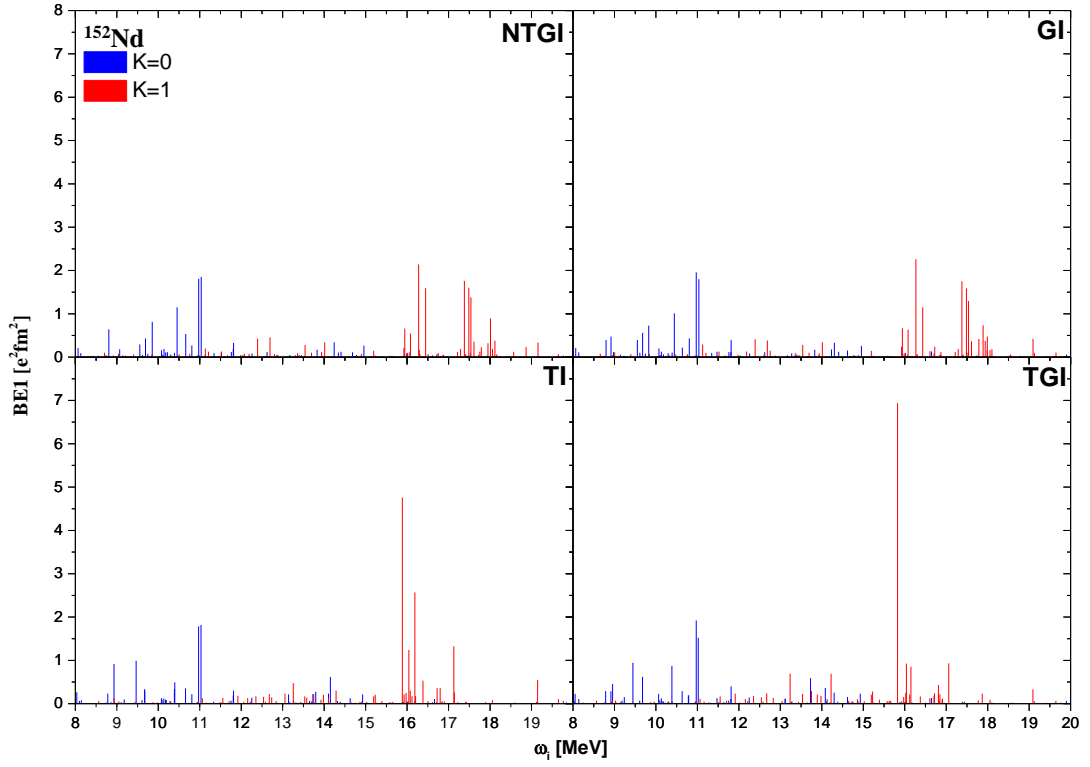
Şekil E.3. ^{144}Nd çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



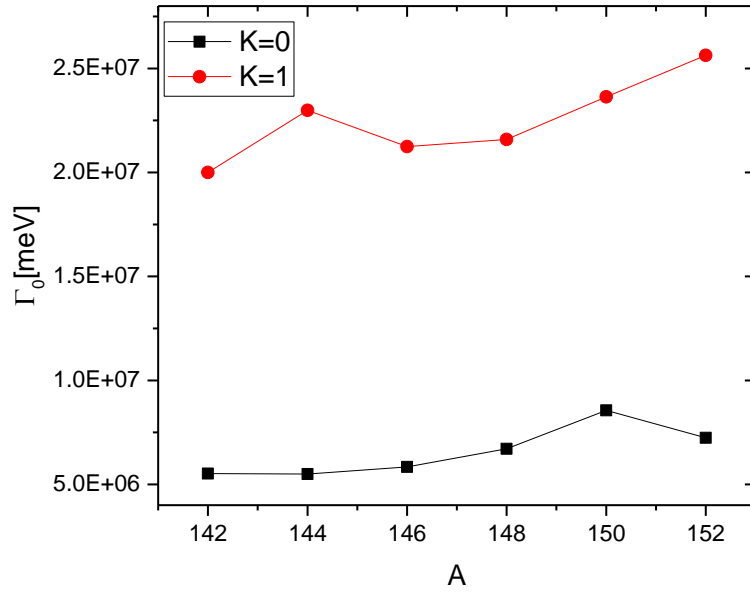
Şekil E.4. ^{146}Nd çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde B(E1) değerlerinin karşılaştırılması



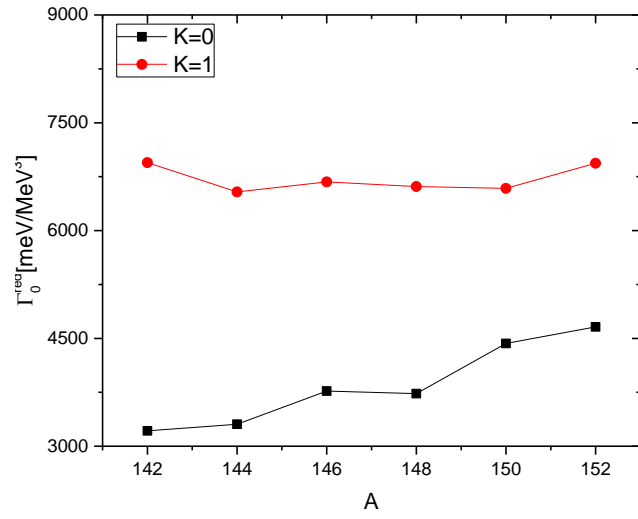
Şekil E.5. ^{148}Nd çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde B(E1) değerlerinin karşılaştırılması



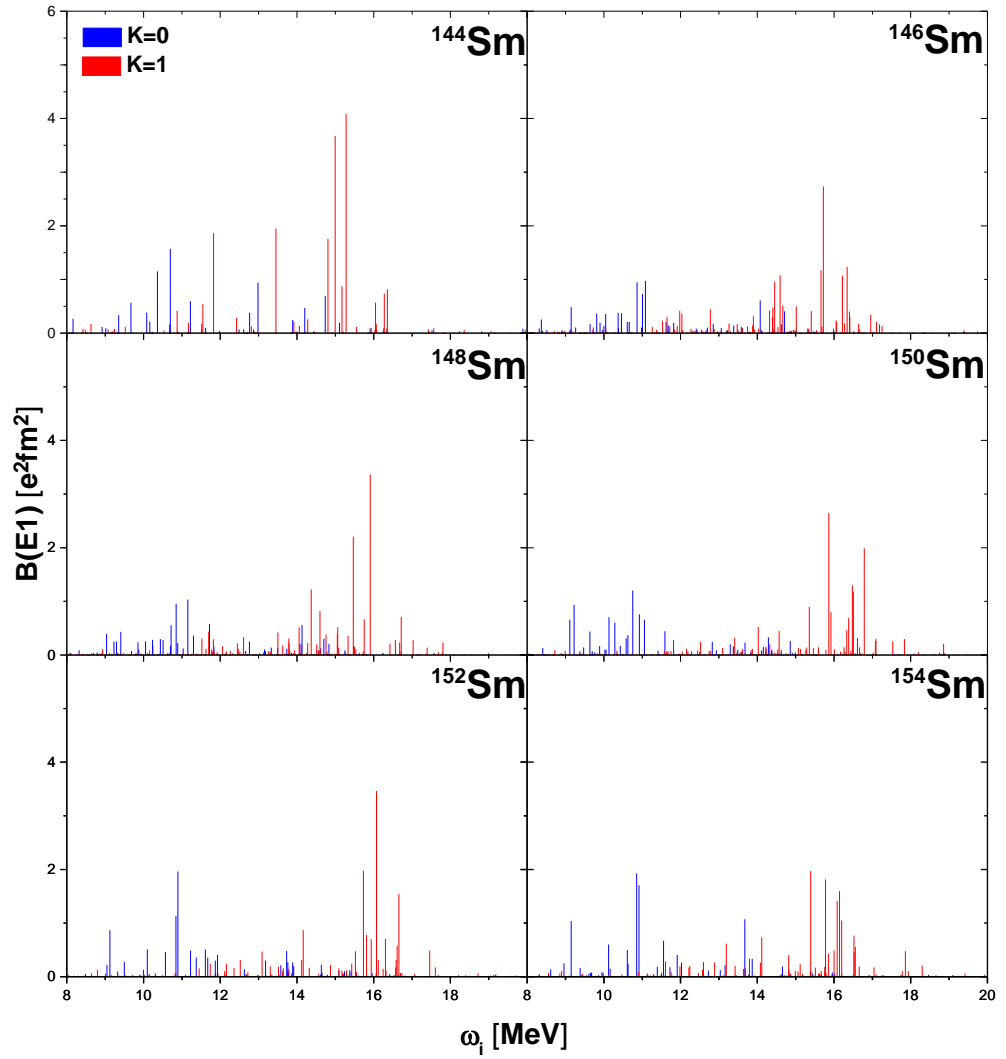
Şekil E.6. ^{152}Nd çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



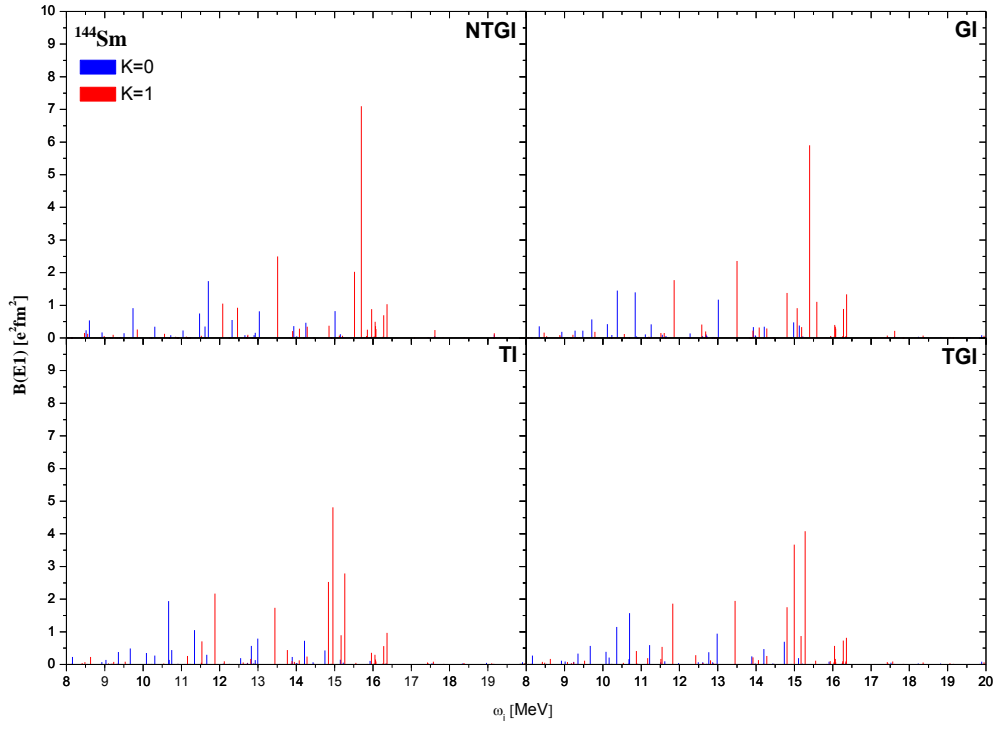
Şekil E.7. $^{142-152}\text{Nd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı radyasyon kalınlığı Γ değerlerinin karşılaştırılması



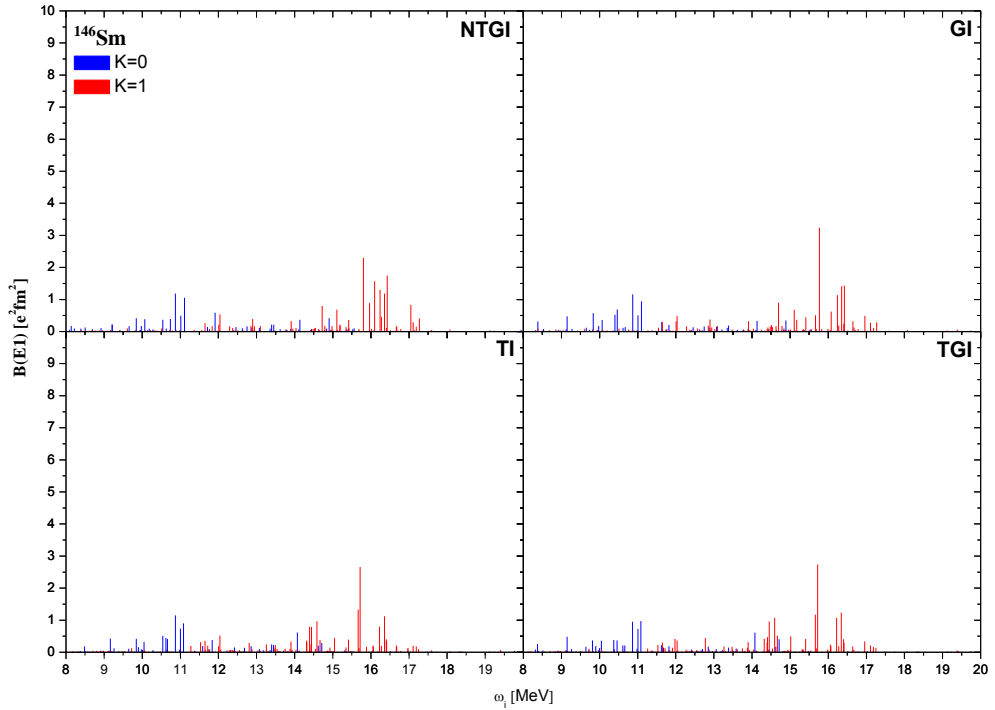
Şekil E.8. $^{142-152}\text{Nd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı olmayan radyasyon kalınlığı Γ_{red} değerlerinin karşılaştırılması



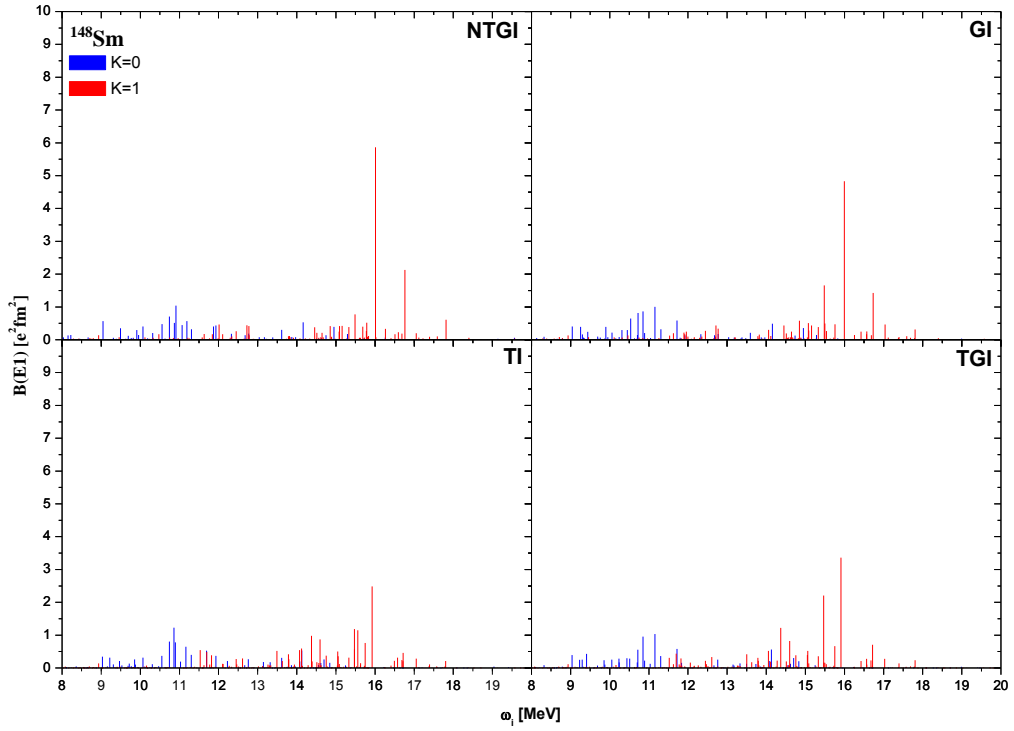
Şekil E.9. $^{144-154}\text{Sm}$ izotop zinciri çekirdeklerinin TGI-QRPA modelinde B(E1) değerlerinin karşılaştırılması



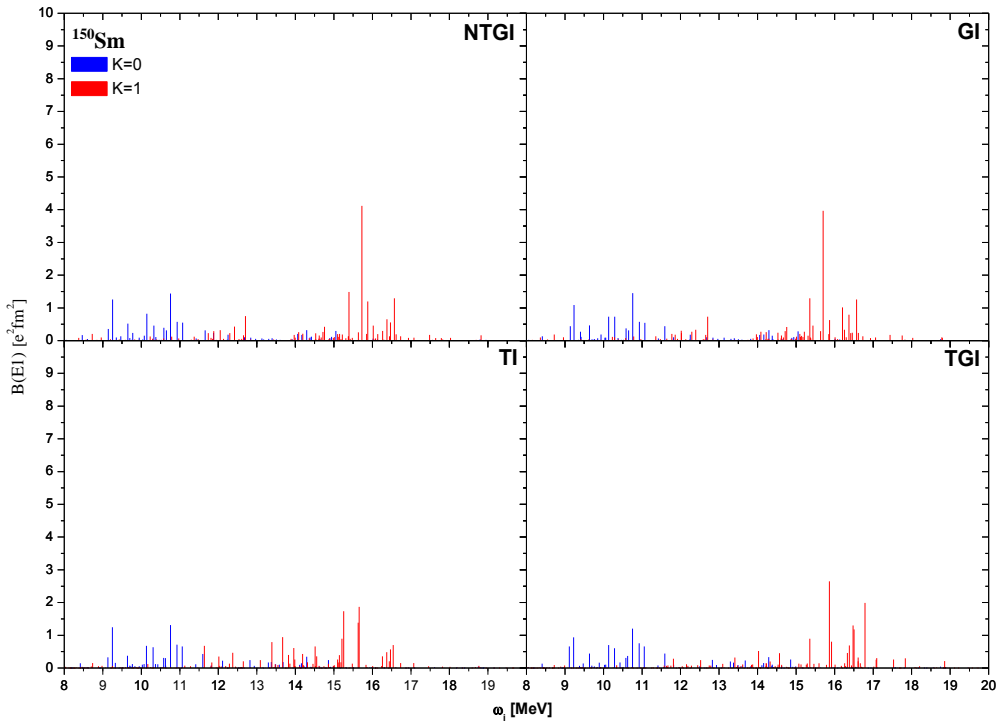
Şekil E.10. ^{144}Sm çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



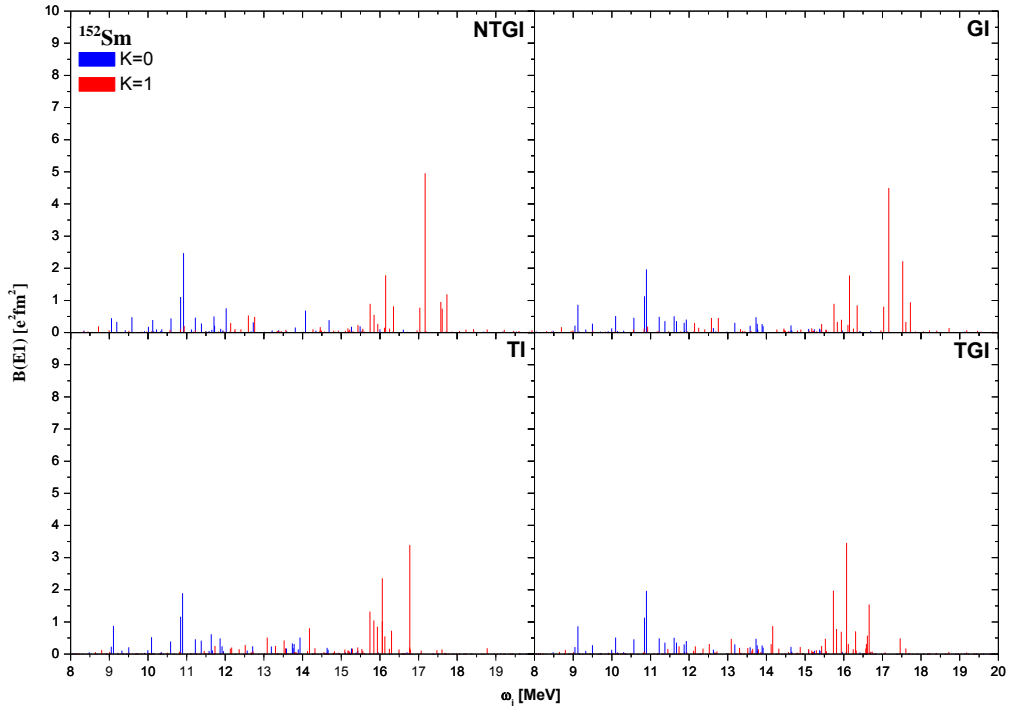
Şekil E.11. ^{146}Sm çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



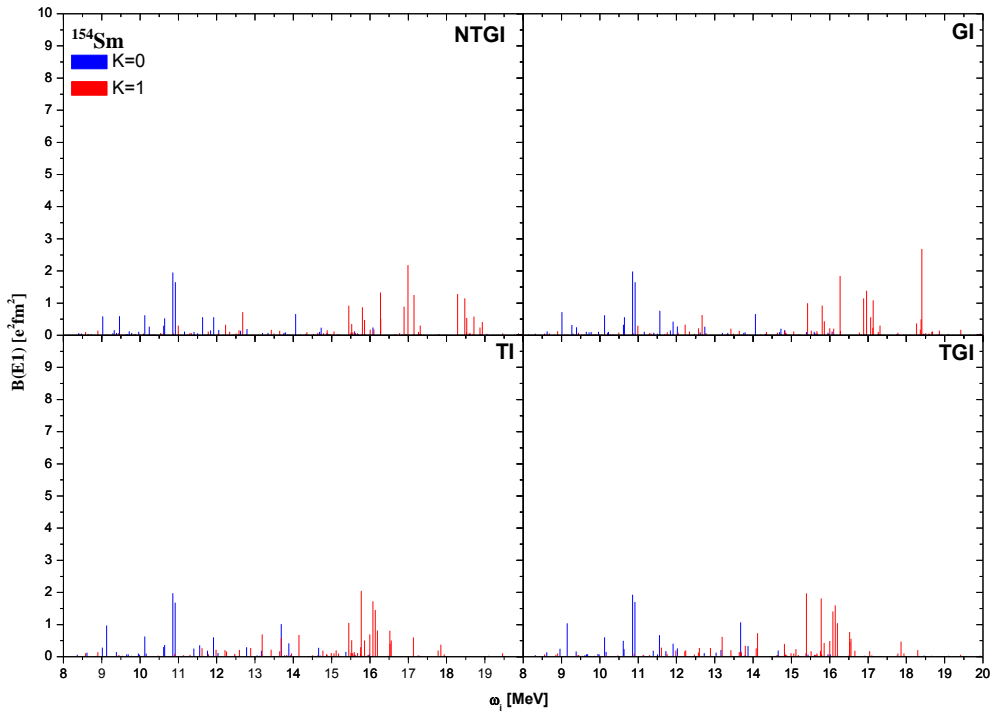
Şekil E.12. ^{148}Sm çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



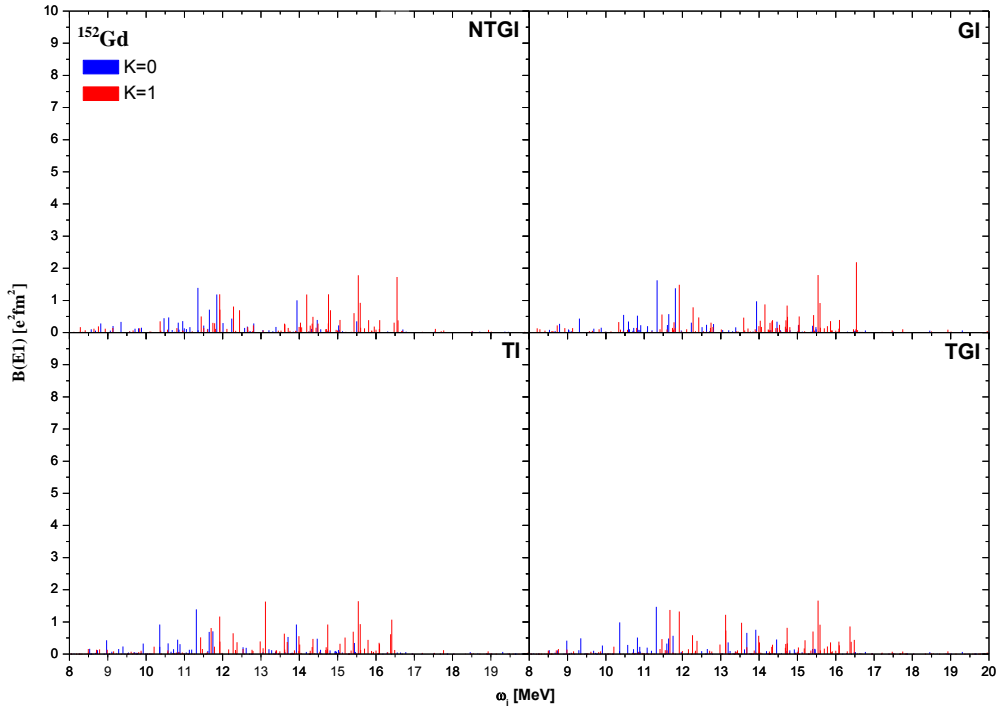
Şekil E.13. ^{150}Sm çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



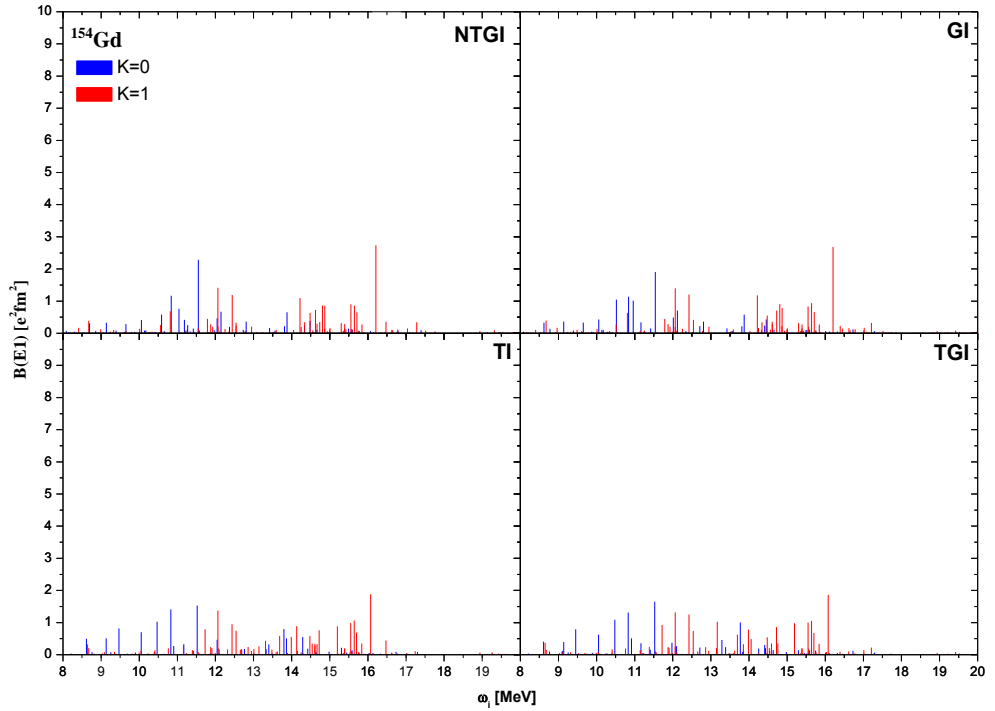
Şekil E.14. ^{152}Sm çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde B(E1) değerlerinin karşılaştırılması



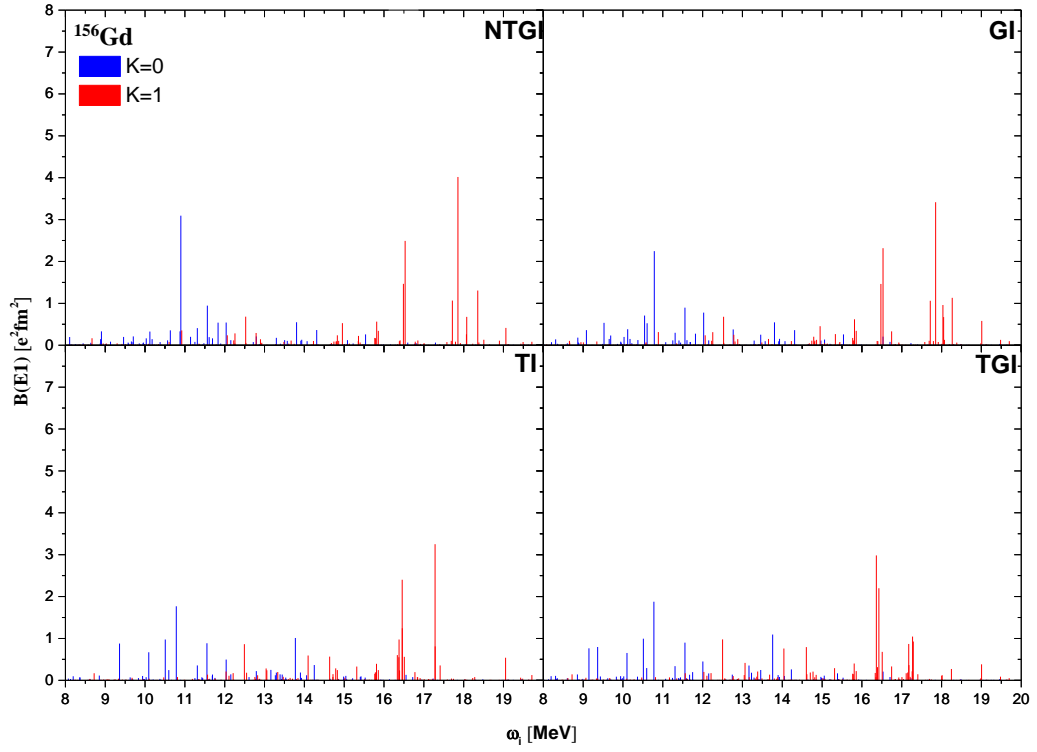
Şekil E.15. ^{154}Sm çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde B(E1) değerlerinin karşılaştırılması



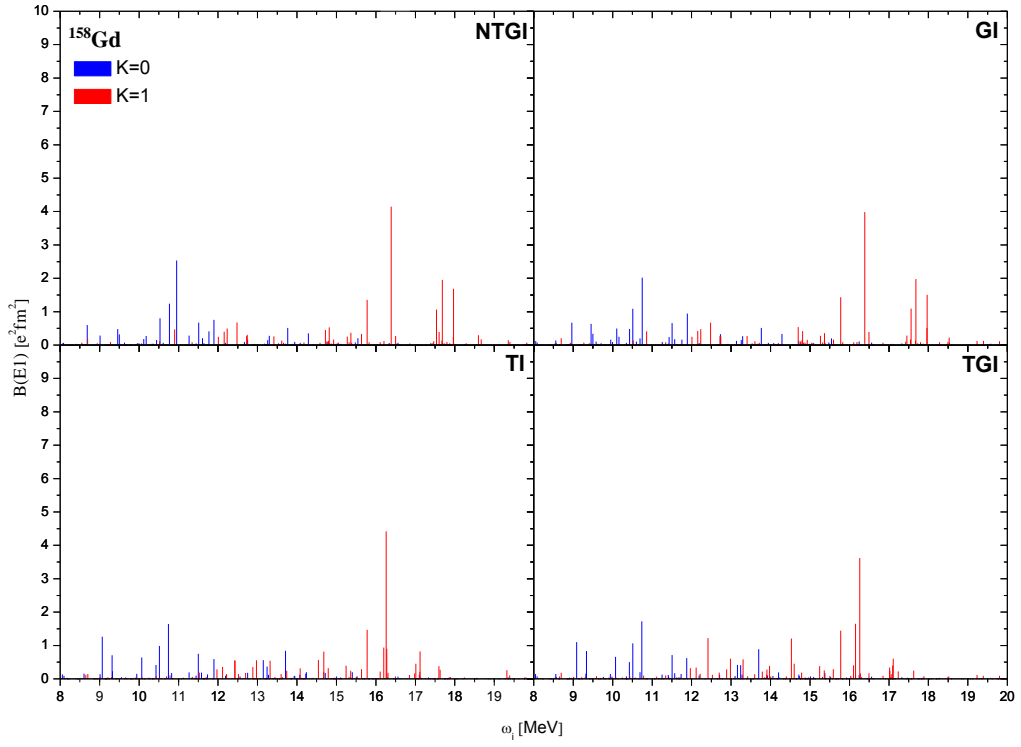
Şekil E.16. ^{152}Gd çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



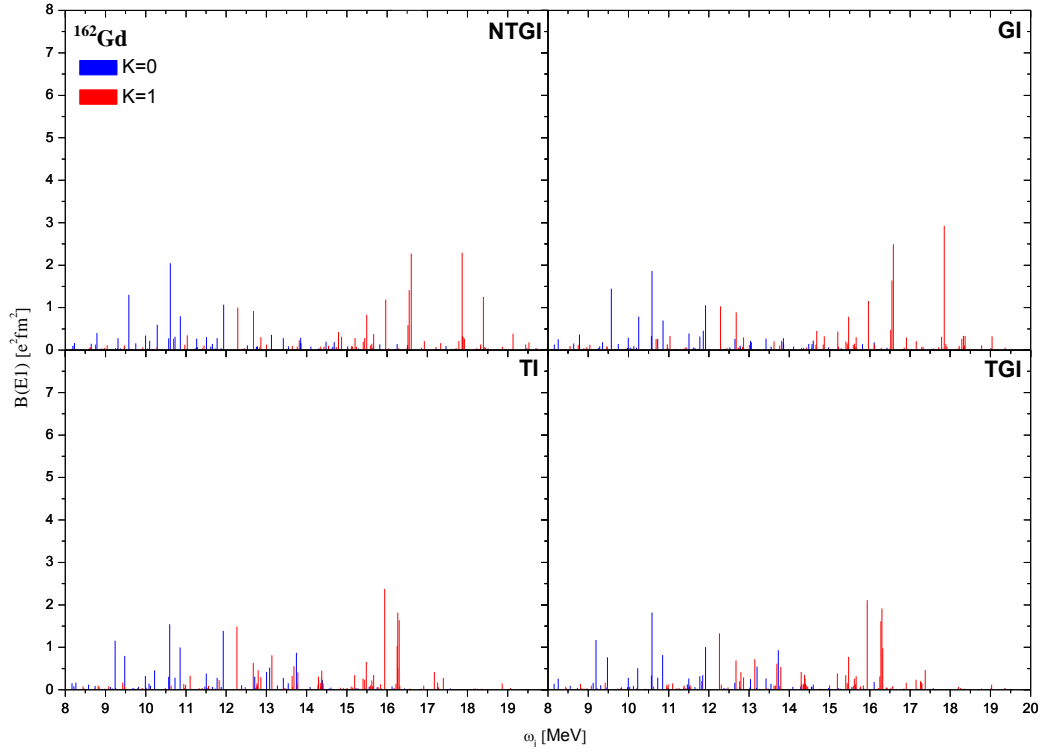
Şekil E.17. ^{154}Gd çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



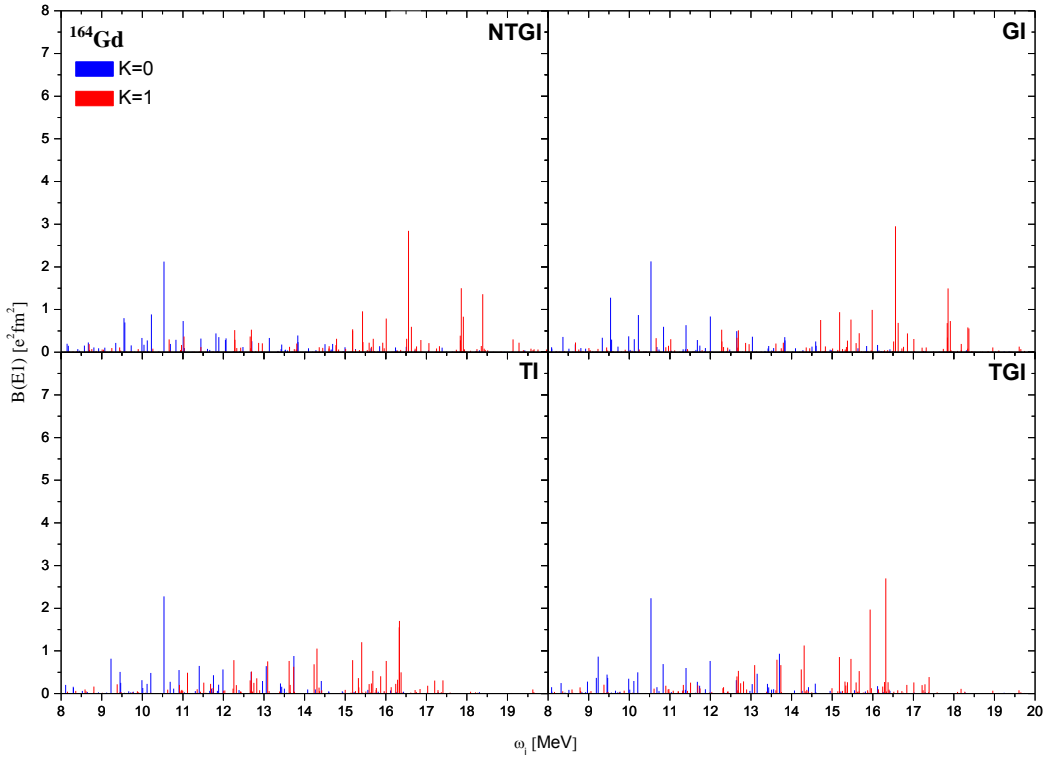
Şekil E.18. ^{156}Gd çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



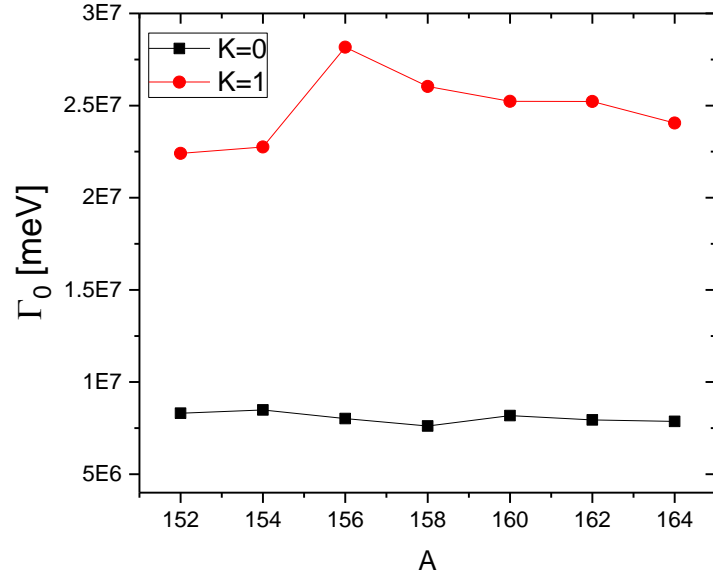
Şekil E.19. ^{158}Gd çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



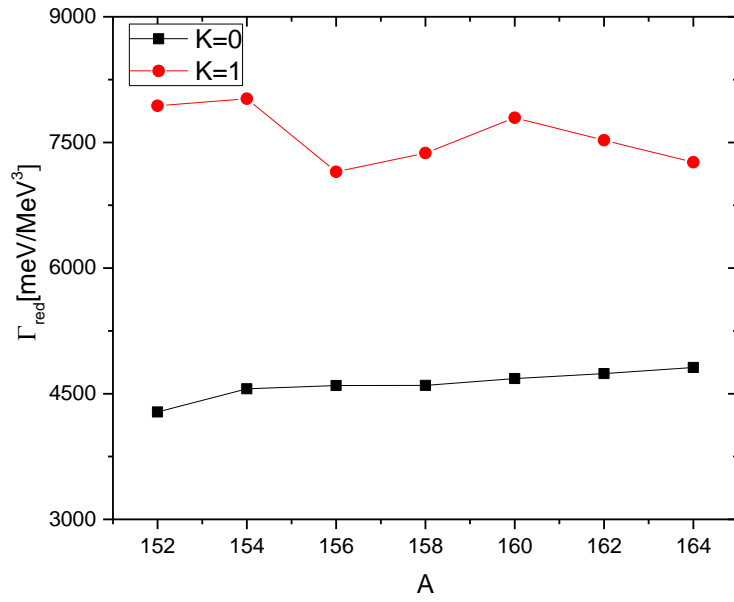
Şekil E.20. ^{162}Gd çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde B(E1) değerlerinin karşılaştırılması



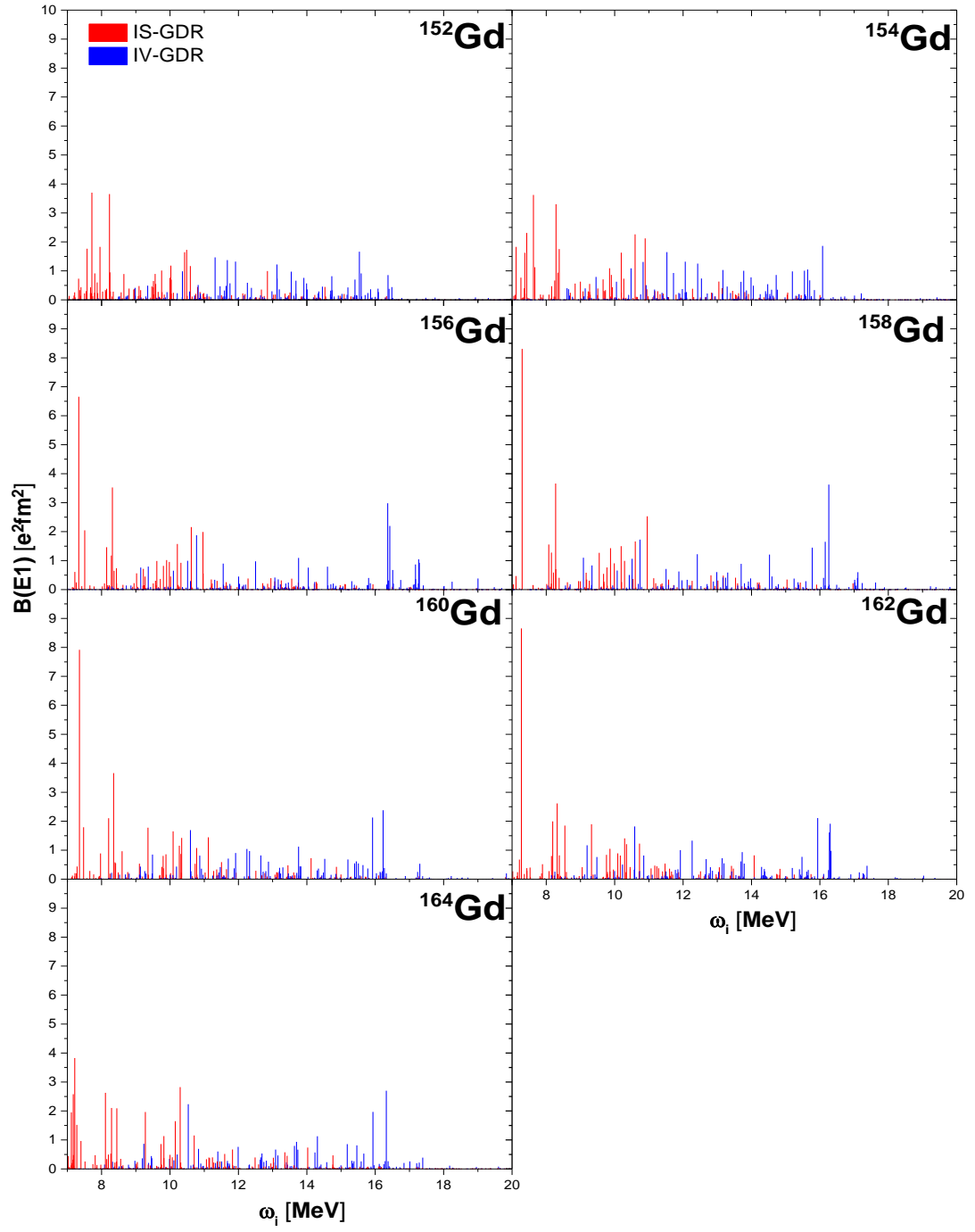
Şekil E.21. ^{164}Gd çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde B(E1) değerlerinin karşılaştırılması



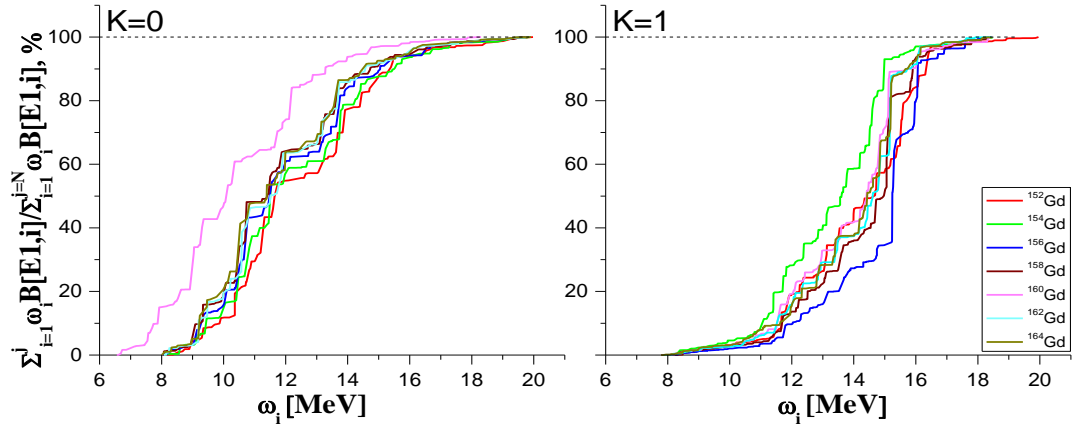
Şekil E.22. $^{152-164}\text{Gd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı radyasyon kalınlığı Γ değerlerinin karşılaştırılması



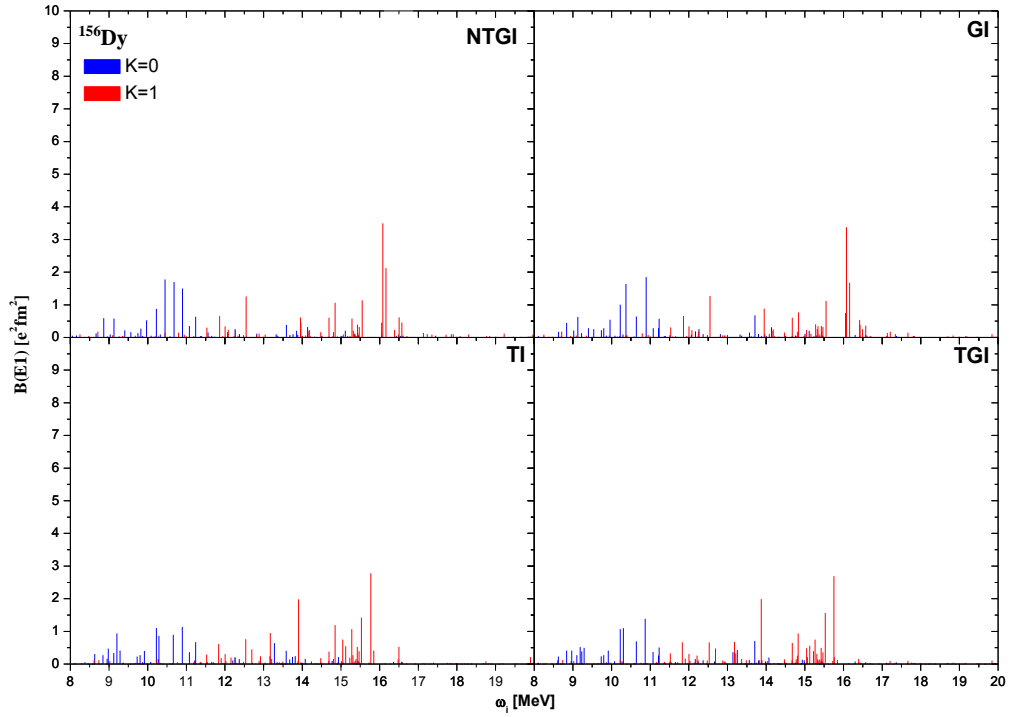
Şekil E.23. $^{152-164}\text{Gd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı olmayan radyasyon kalınlığı Γ_{red} değerlerinin karşılaştırılması



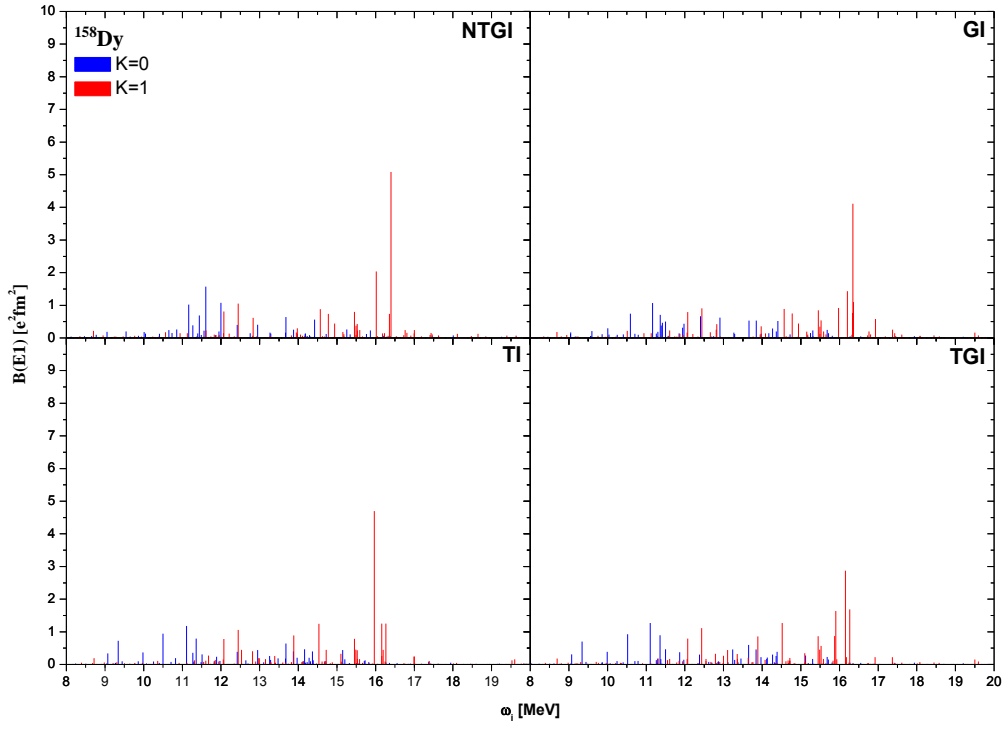
Şekil E.24. $^{152-164}\text{Gd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin izovektör ve izoskaler katkılarının elektrik dipol enerji diyagramında gösterilmesi



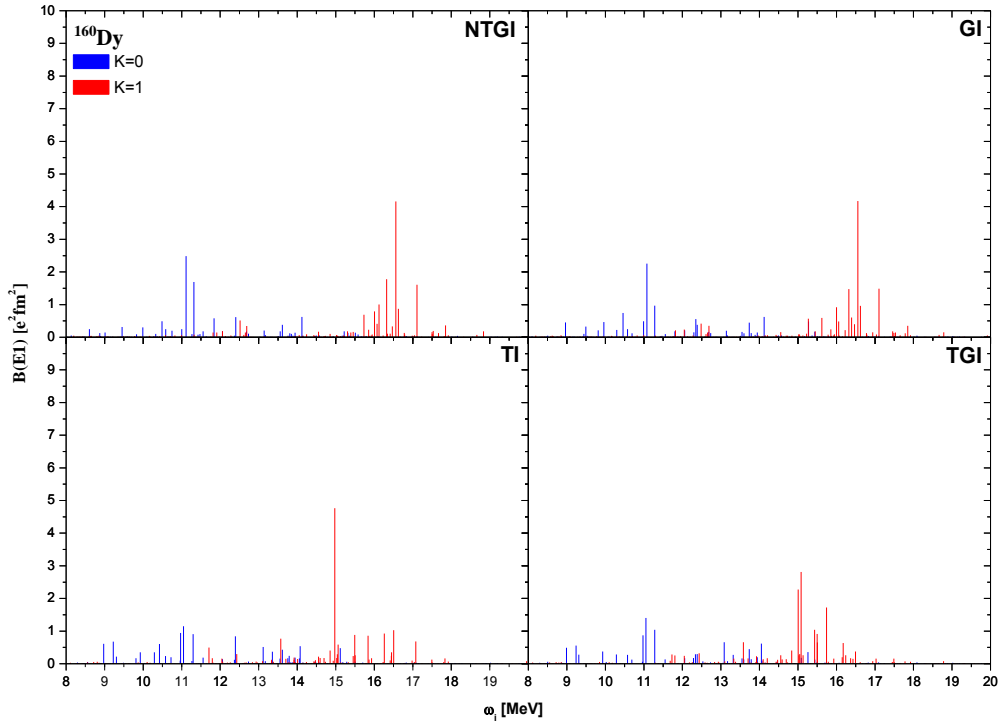
Şekil E. 25. Çift-çift $^{152-164}\text{Gd}$ izotop zinciri çekirdeklerinin K=0 ve K=1 dalları için elektrik dipol enerji ağırlıklı toplamlarının yüzdelerinin gösterilmesi



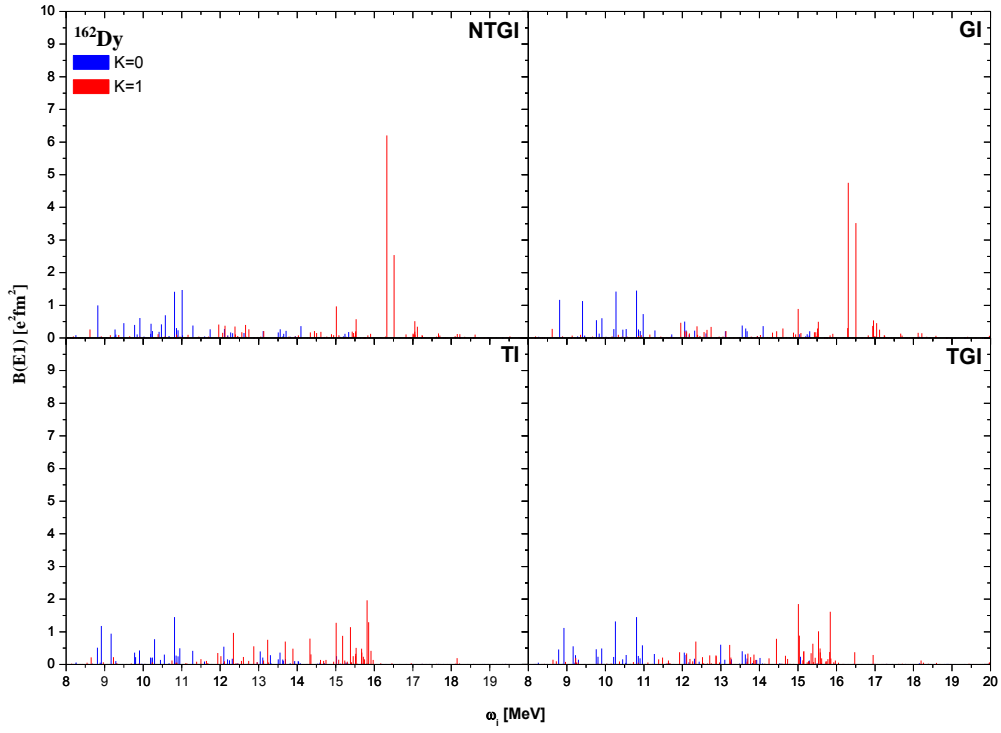
Şekil E.26. ^{156}Dy çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde B(E1) değerlerinin karşılaştırılması



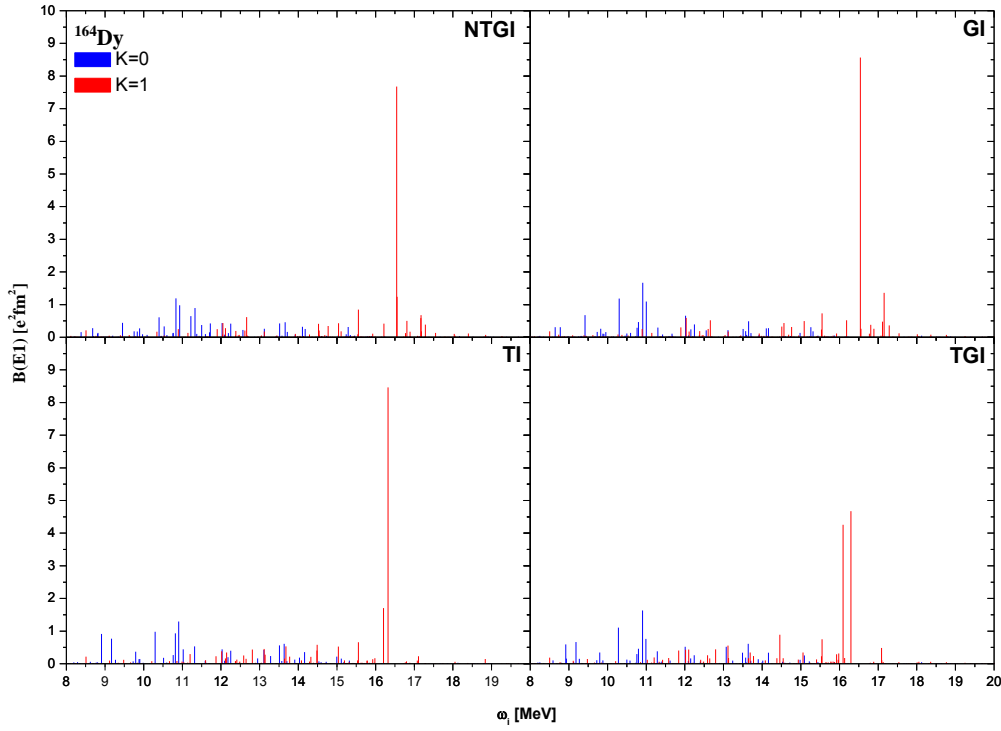
Şekil E.27. ^{158}Dy çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



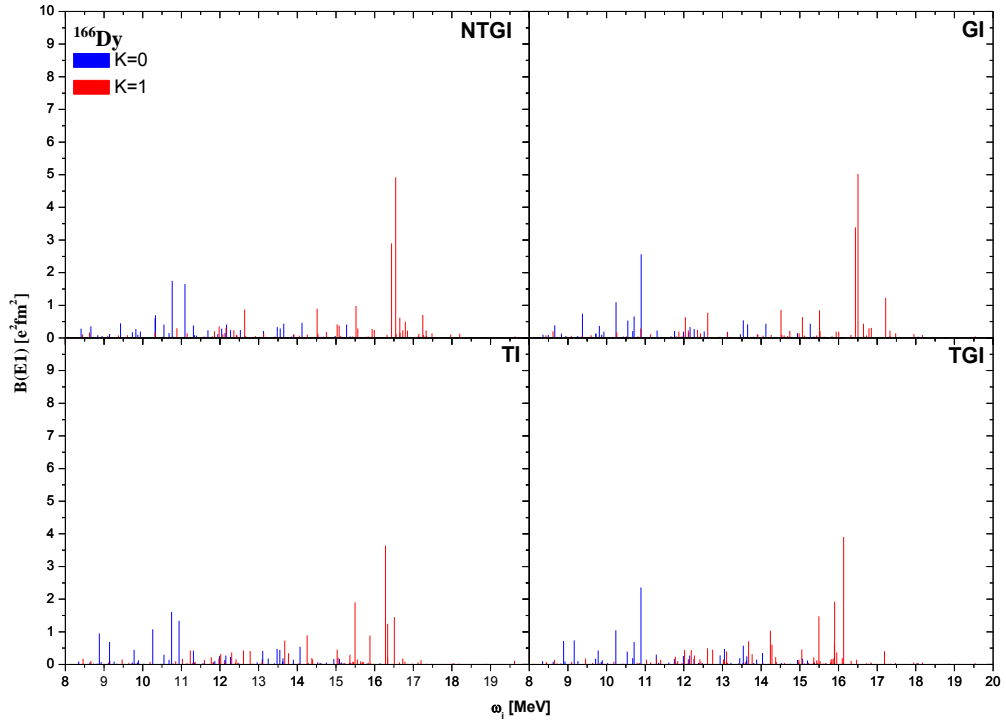
Şekil E.28. ^{160}Dy çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



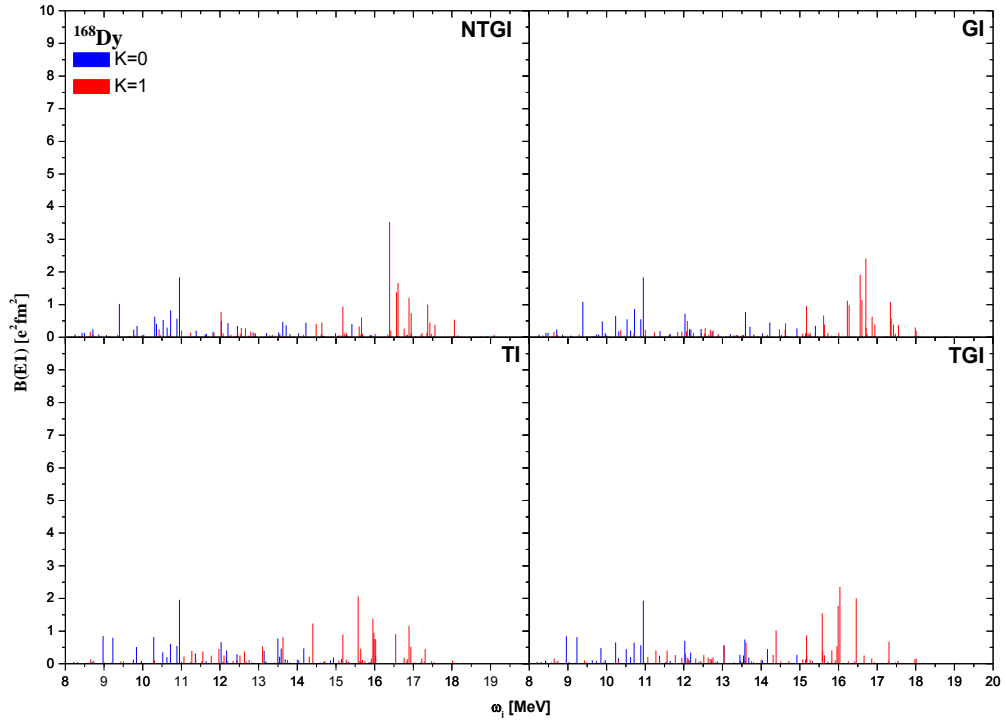
Şekil E.29. ^{162}Dy çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



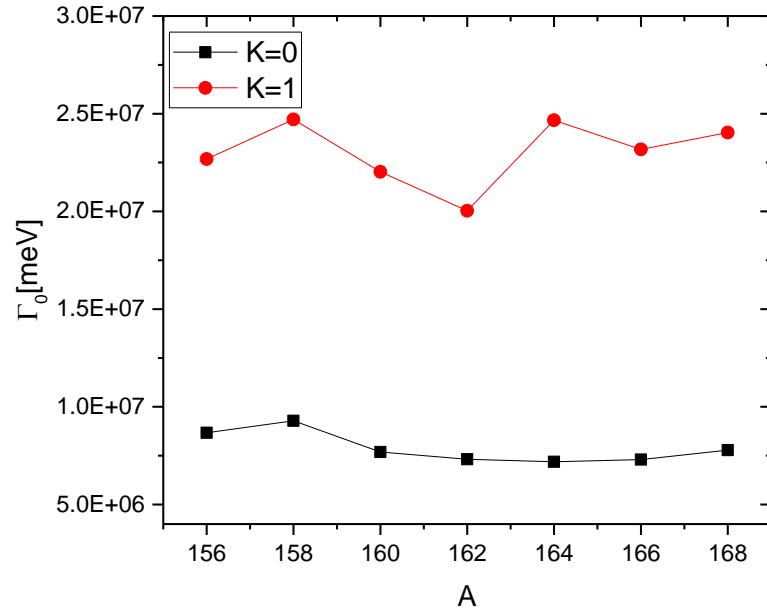
Şekil E.30. ^{164}Dy çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



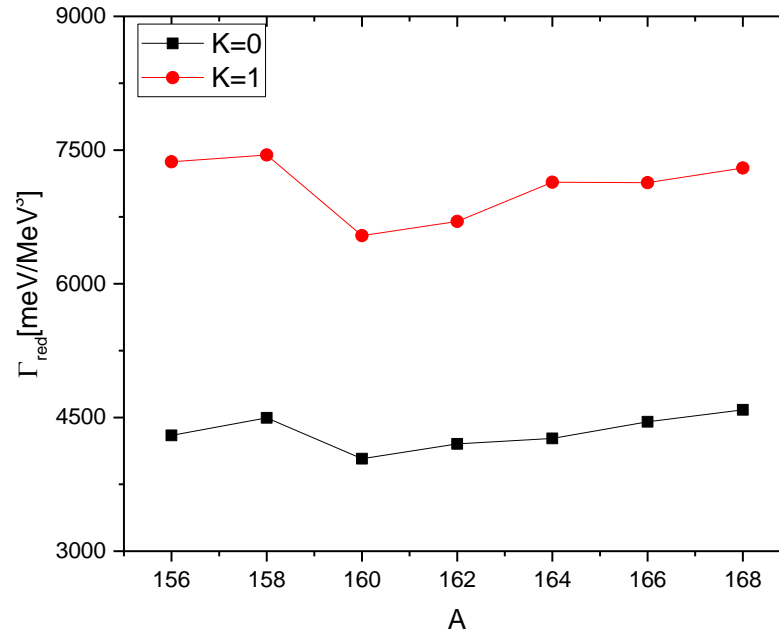
Şekil E.31. ^{166}Dy çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



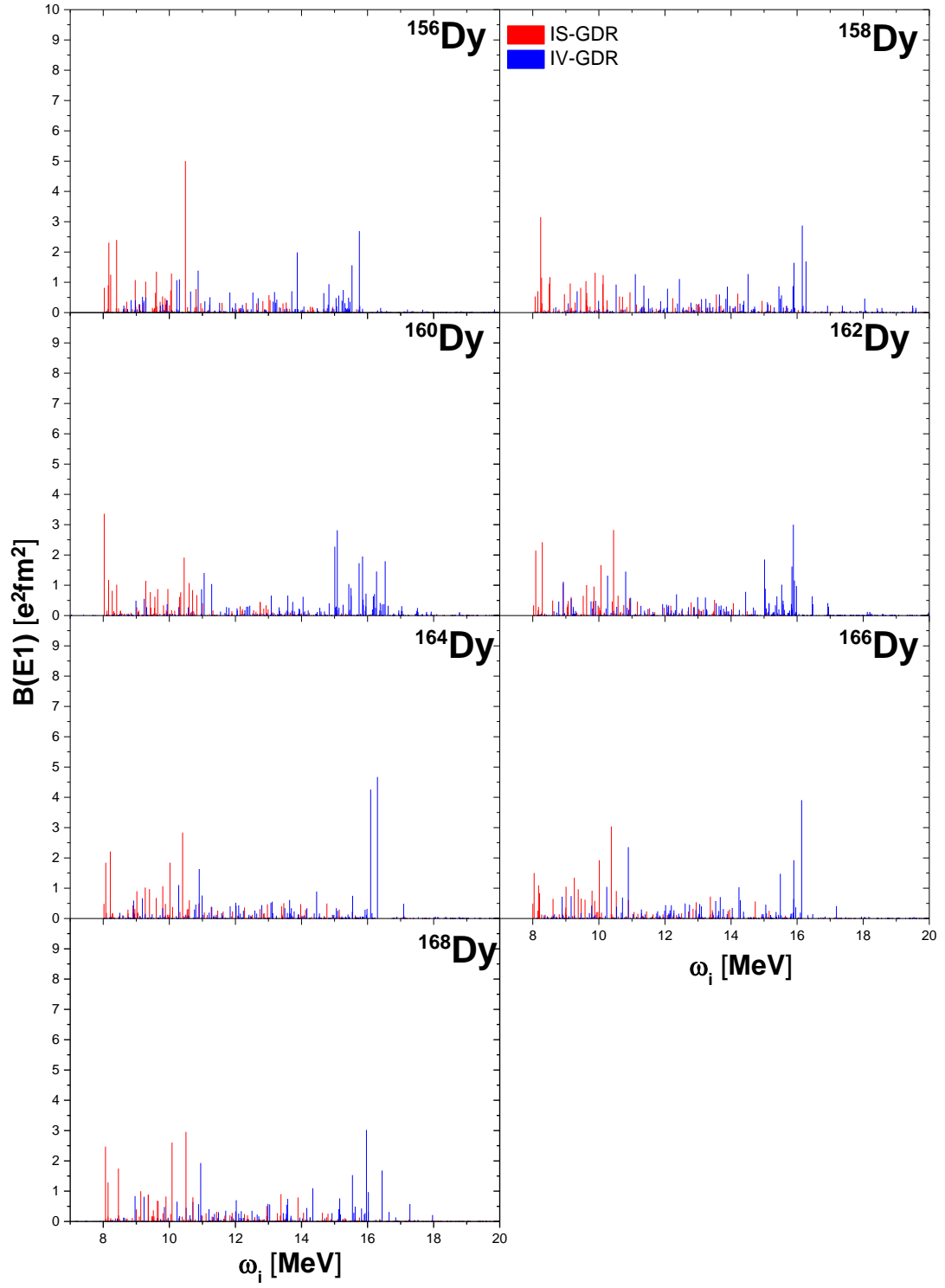
Şekil E.32. ^{168}Dy çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



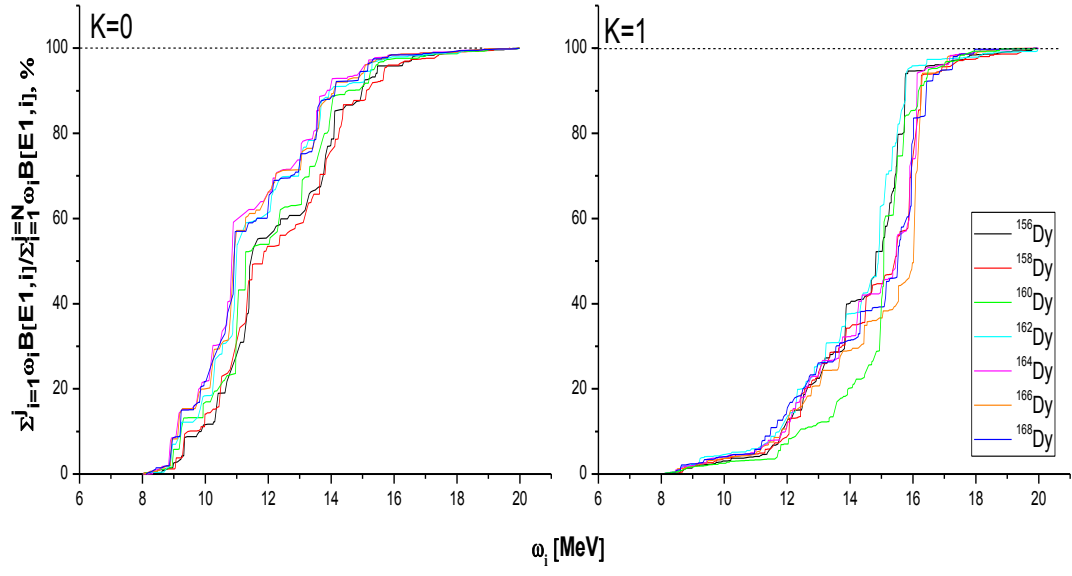
Şekil E.33. $^{156-168}\text{Dy}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı olmayan radyasyon kalınlığı Γ değerlerinin karşılaştırılması



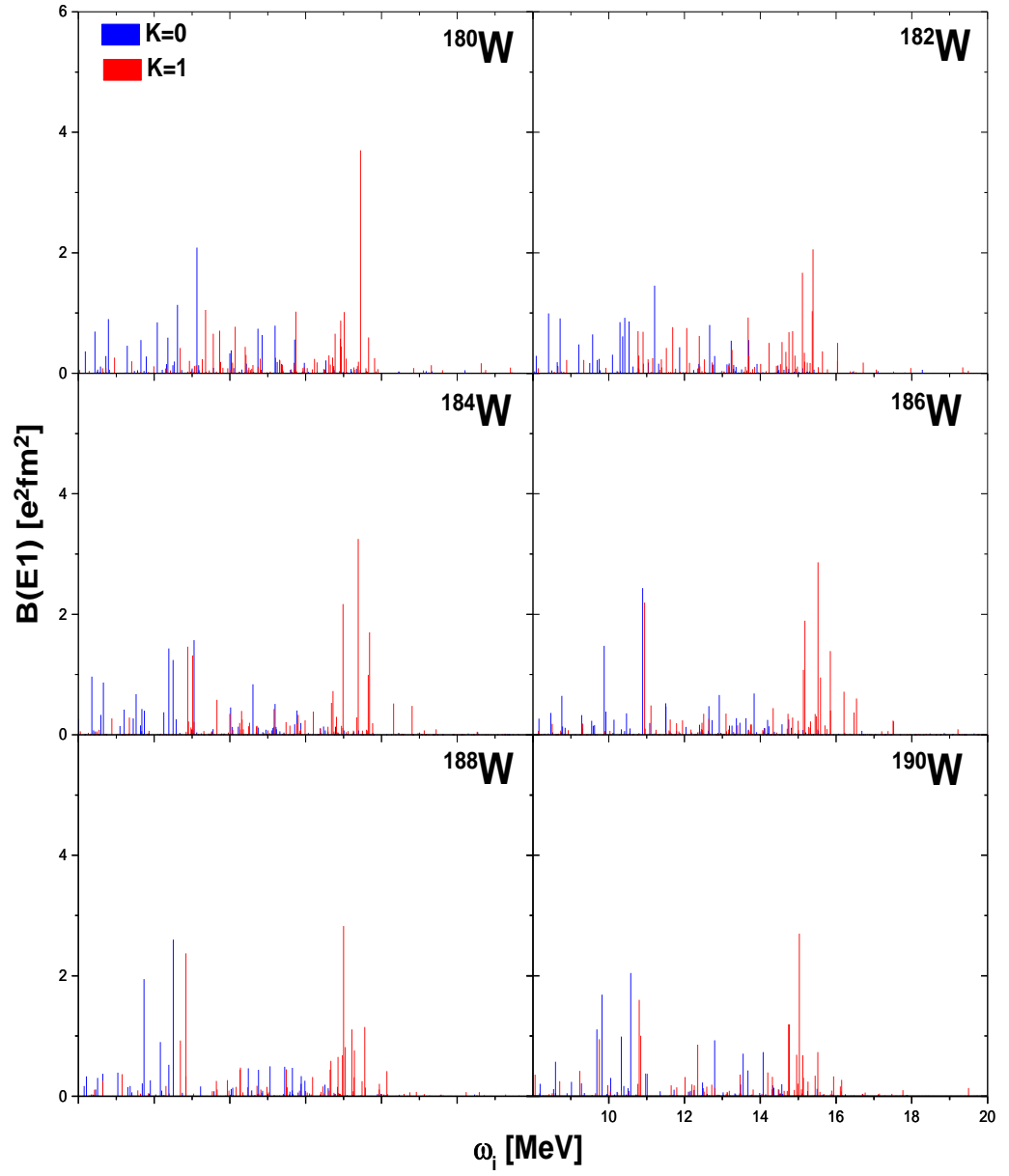
Şekil E.34. $\text{Dy}^{156-168}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı radyasyon kalınlığı Γ_{red} değerlerinin karşılaştırılması



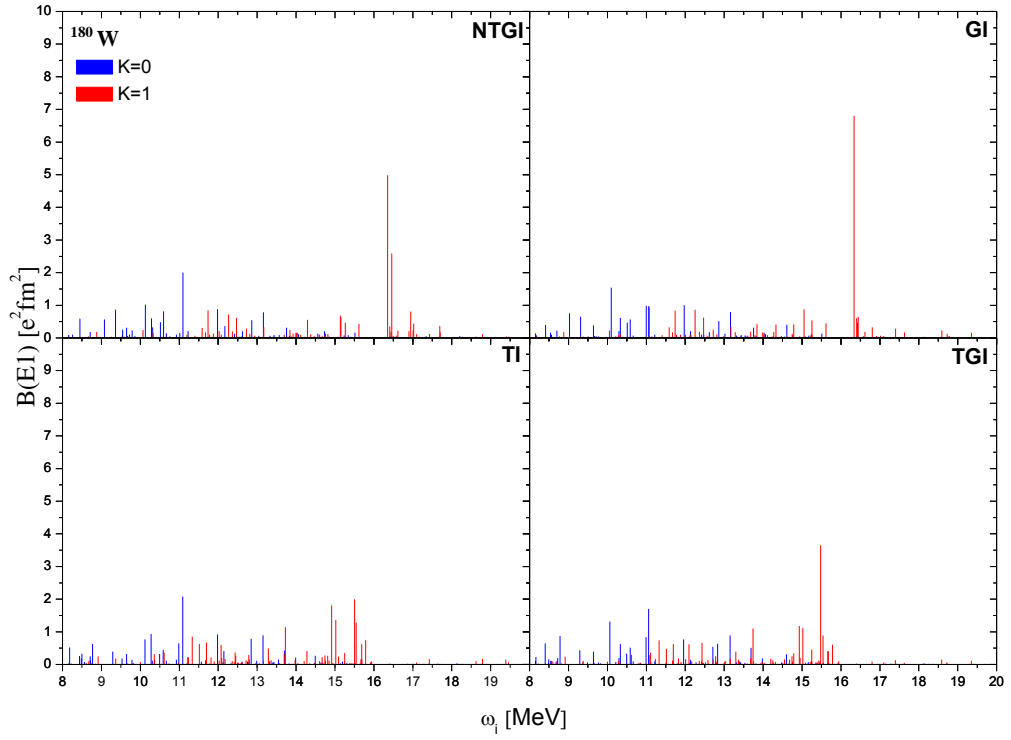
Şekil E.35. $^{156-168}\text{Dy}$ izotop zinciri çekirdeklerinin izovektör ve izoskaler katkılarının elektrik dipol enerji diyagramında gösterilmesi



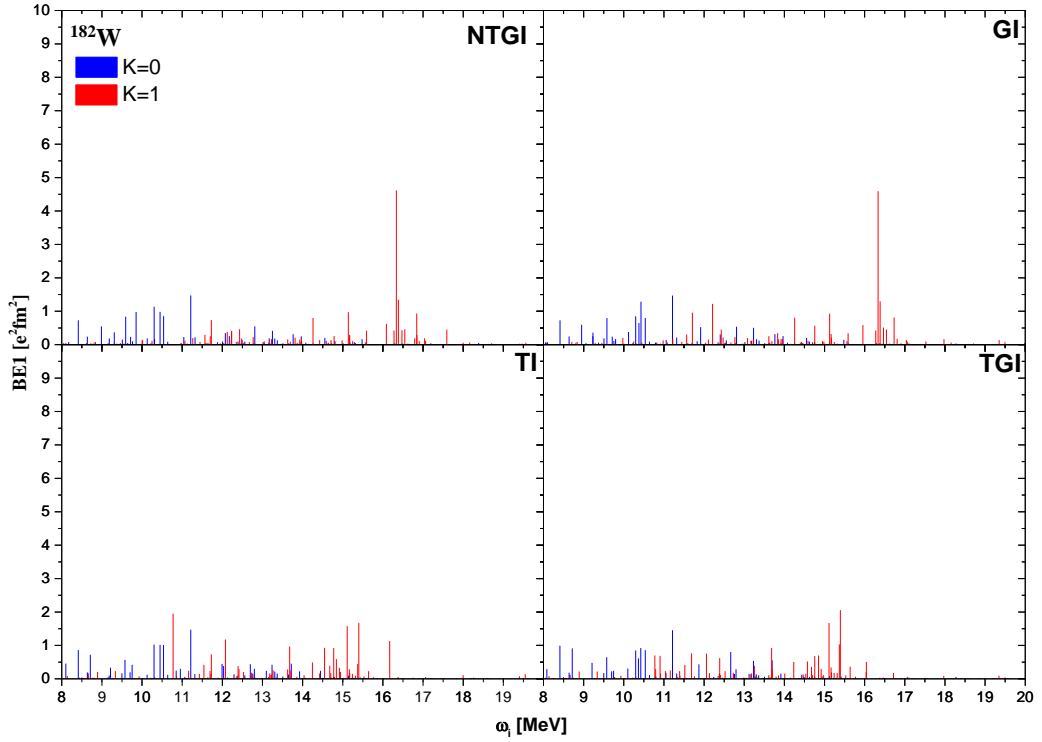
Şekil E.36. Çift-çift $^{144-154}\text{Dy}$ izotop zinciri çekirdeklerinin K=0 ve K=1 dalları için elektrik dipol enerji ağırlıklı toplamalarının yüzdeliklerinin gösterilmesi



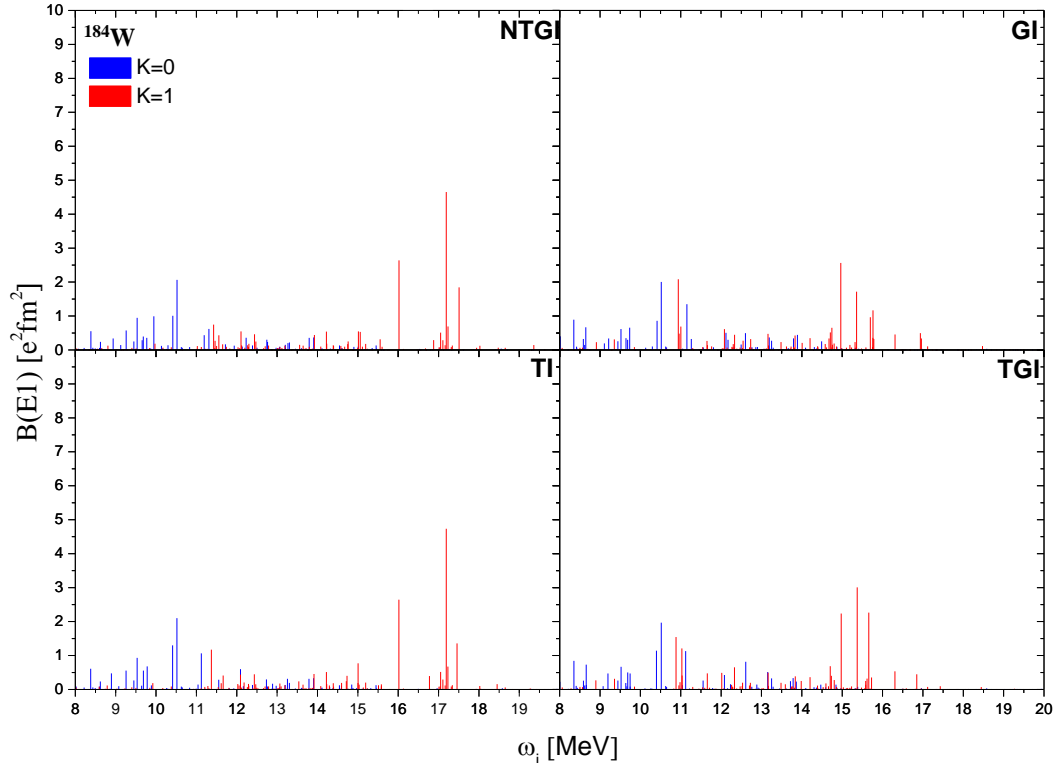
Şekil E.37. ¹⁸⁰⁻¹⁹⁰W izotop zinciri çekirdeklerinin TGI-QRPA Modelinde B(E1) değerlerinin karşılaştırılması



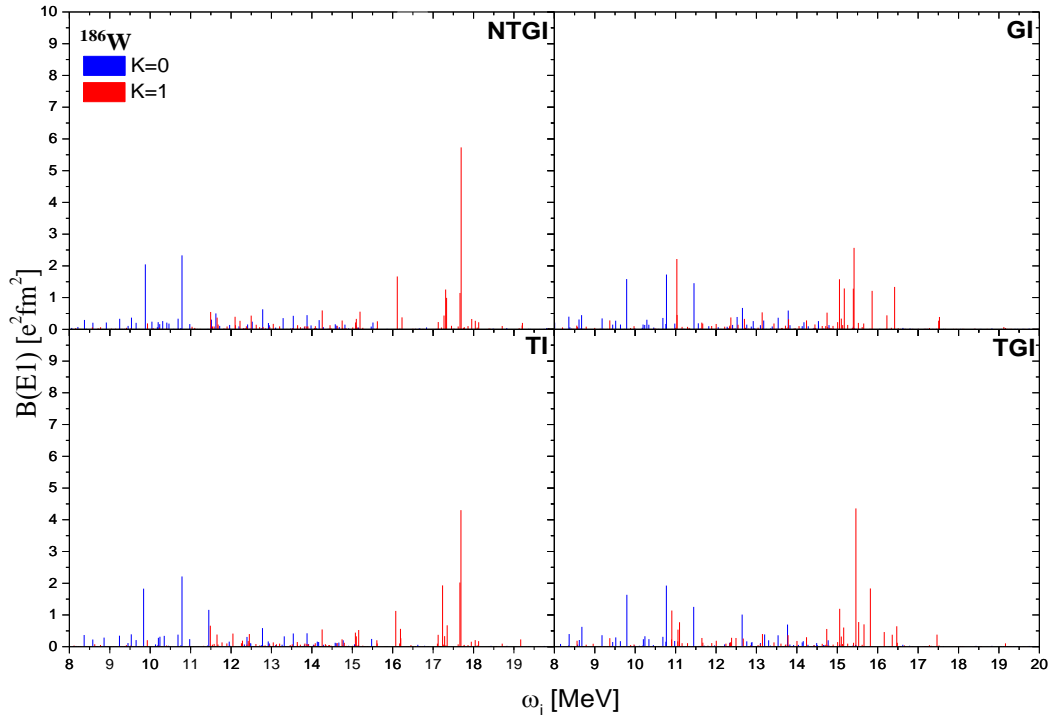
Şekil E.38. ^{180}W çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



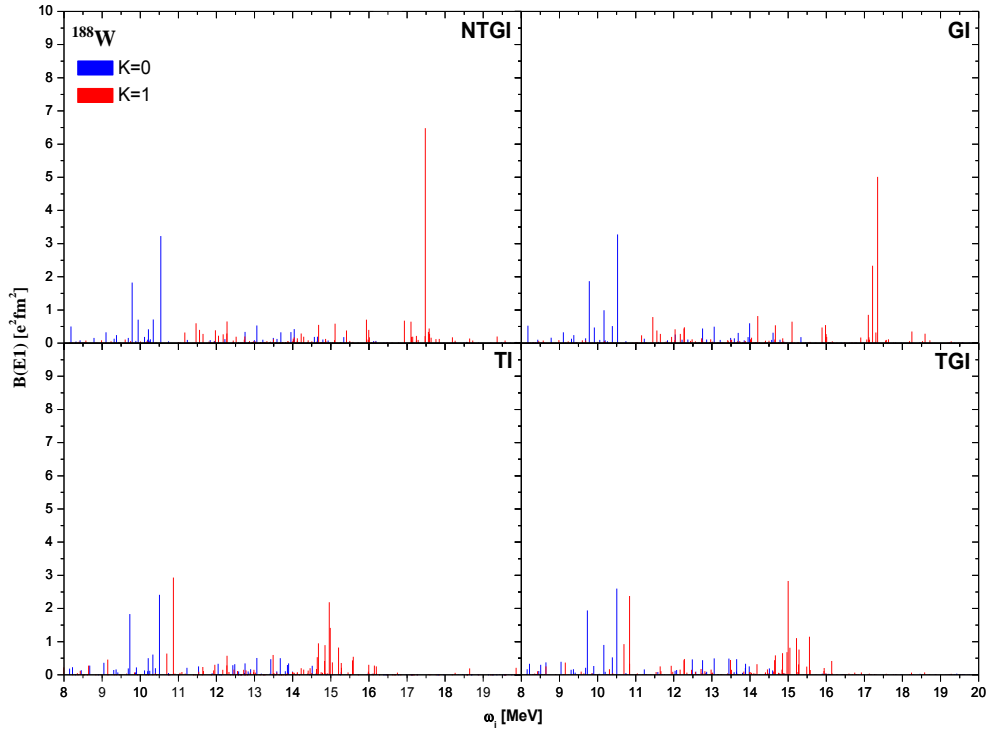
Şekil E.39. ^{182}W çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



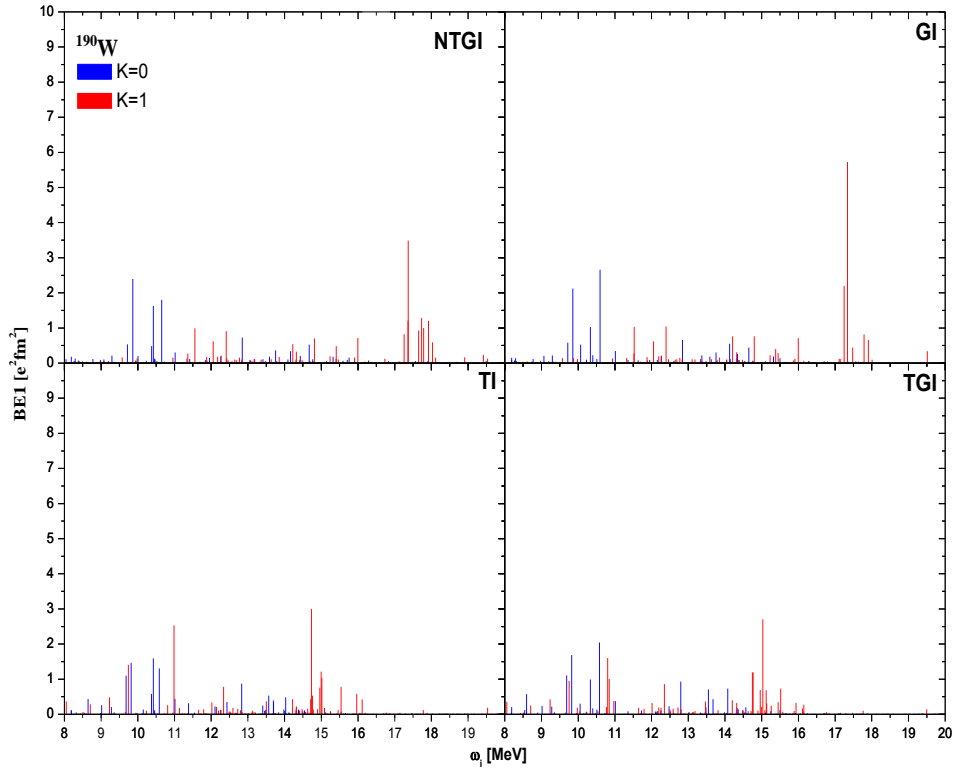
Şekil E.40. ^{184}W çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



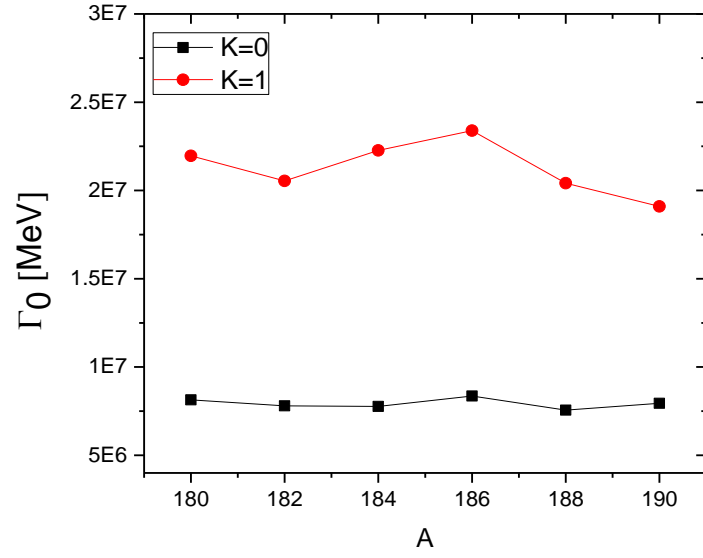
Şekil E.41. ^{186}W çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



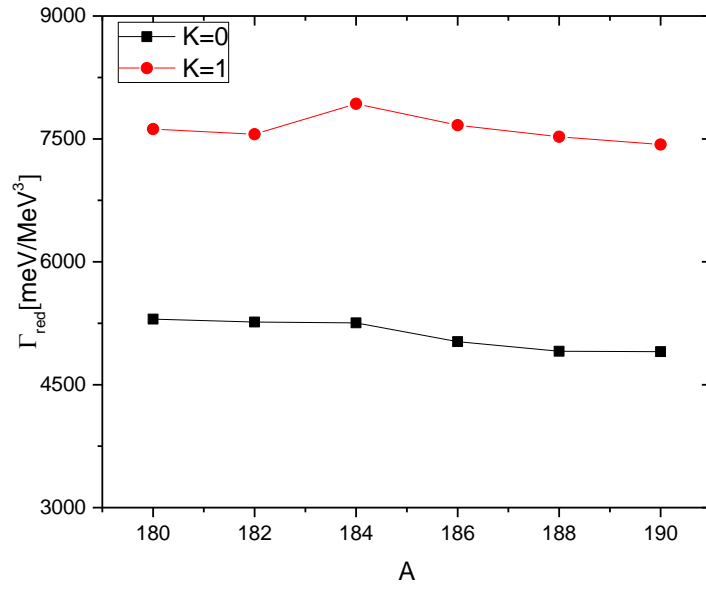
Şekil E.42. ^{188}W çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



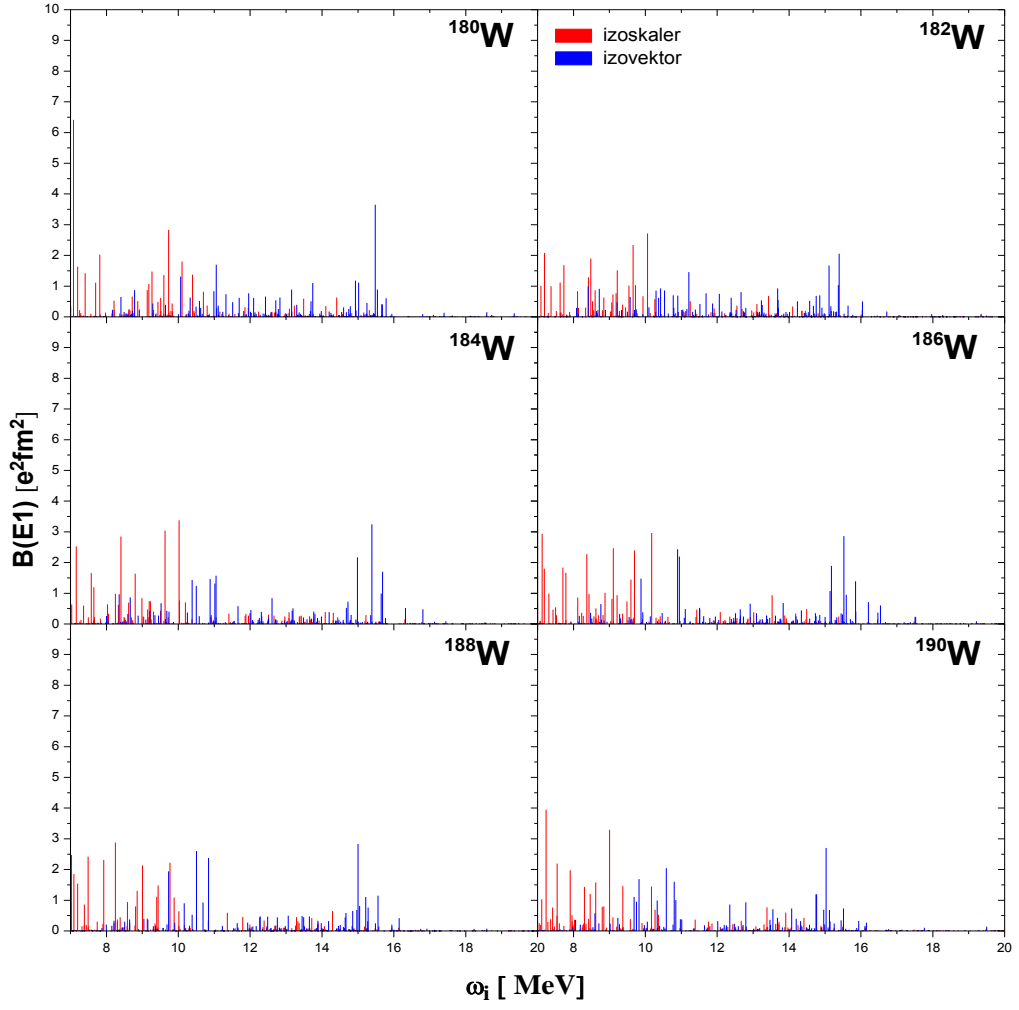
Şekil E.43. ^{190}W çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



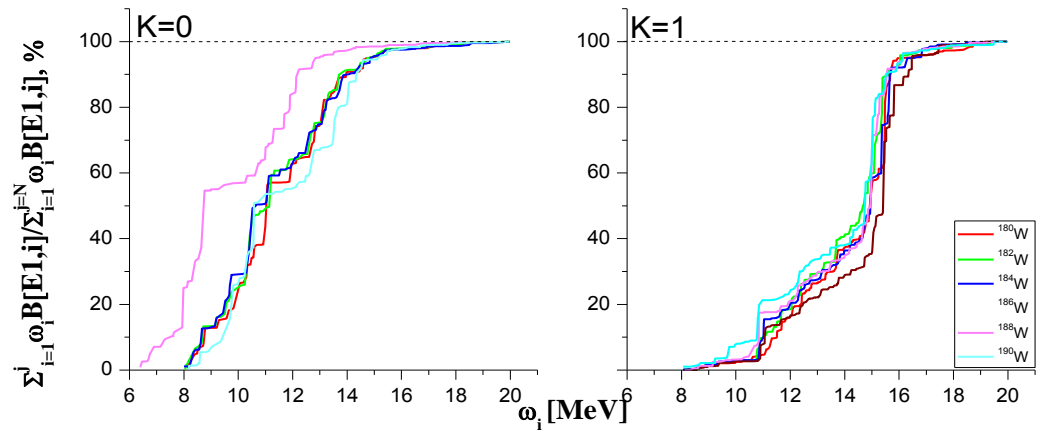
Şekil E.44. $W^{180-190}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı radyasyon kalınlığı Γ değerlerinin karşılaştırılması



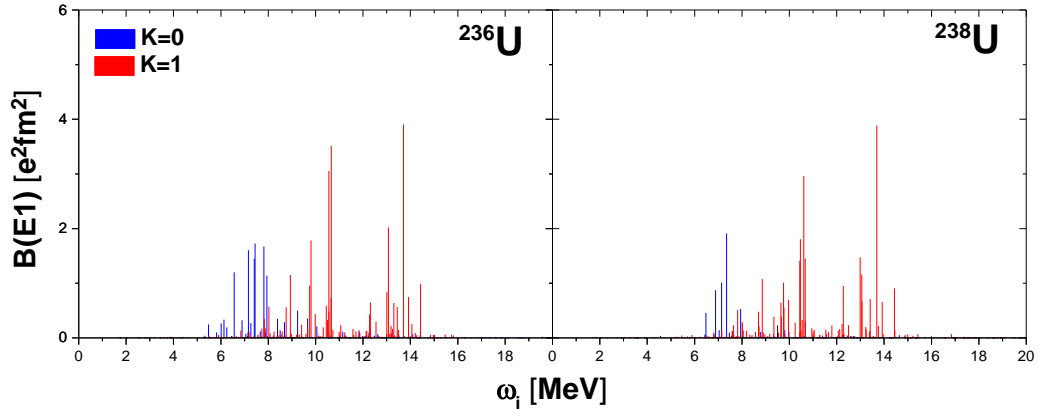
Şekil E.45. $W^{180-190}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı olmayan radyasyon kalınlığı Γ_{red} değerlerinin karşılaştırılması



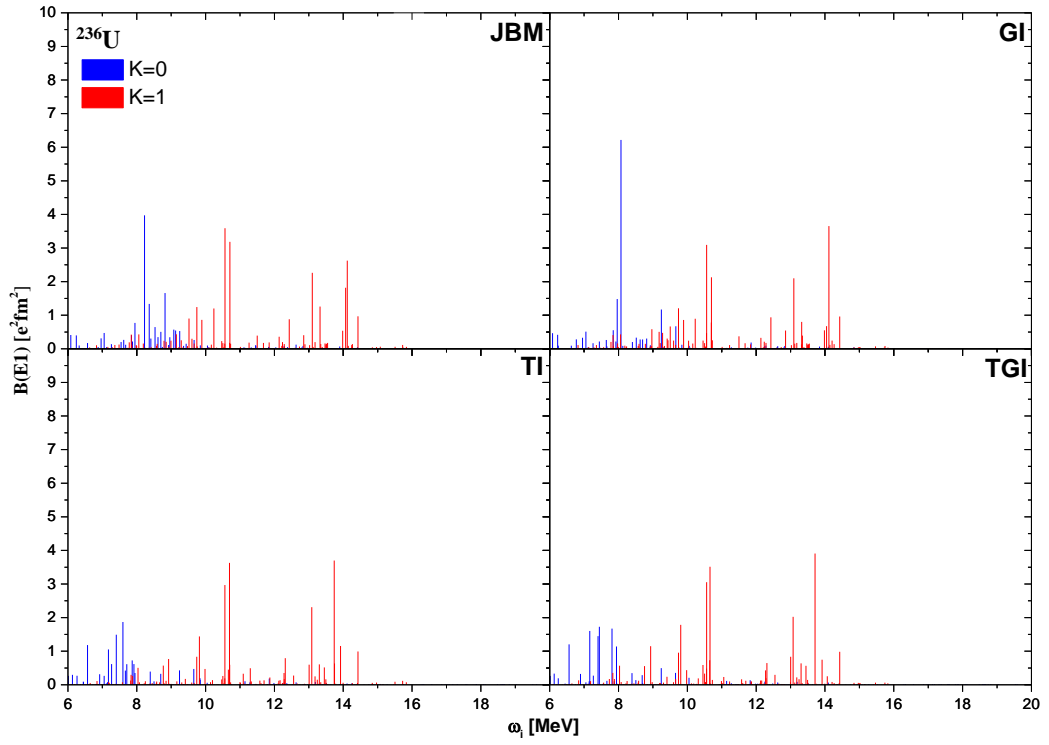
Şekil E.46. $W^{180-190}$ izotop zinciri çekirdeklerinin izovektör ve izoskaler katkılarının elektrik dipol enerji diyagramında gösterilmesi



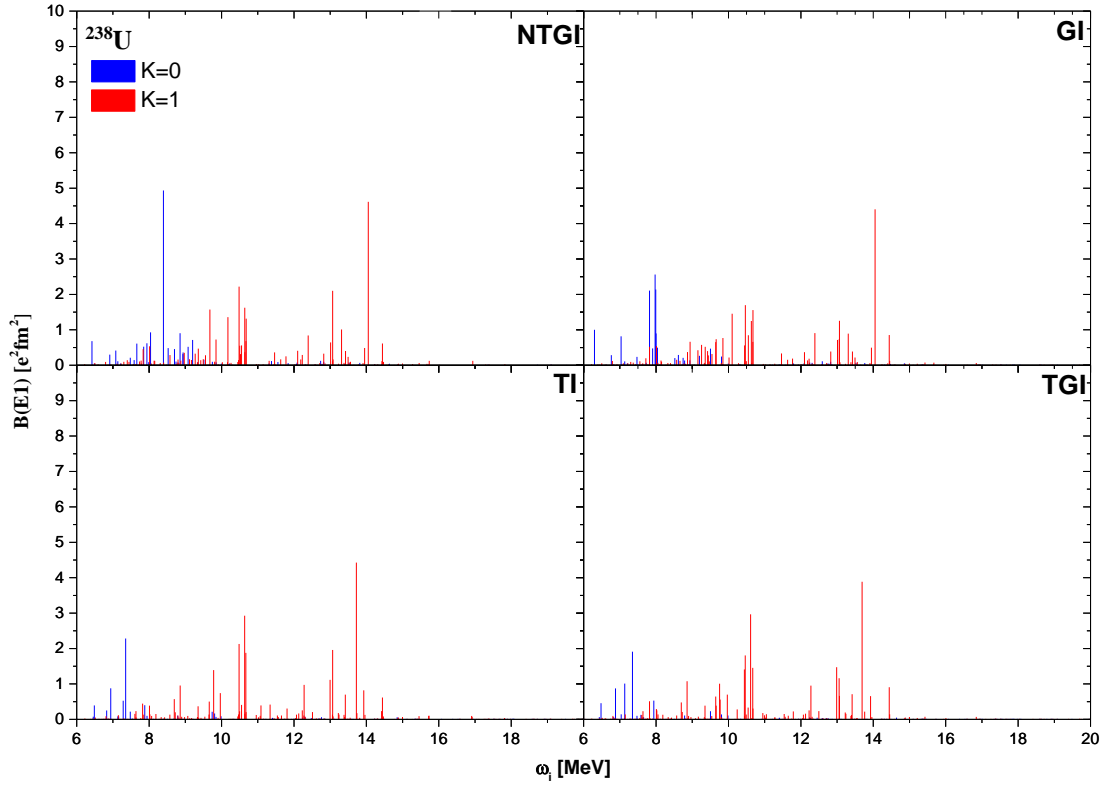
Şekil E.47 . Çift-çift $^{180-190}W$ izotop zinciri çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dalları için elektrik dipol enerji ağırlıklı toplamlarının yüzdelerinin gösterilmesi



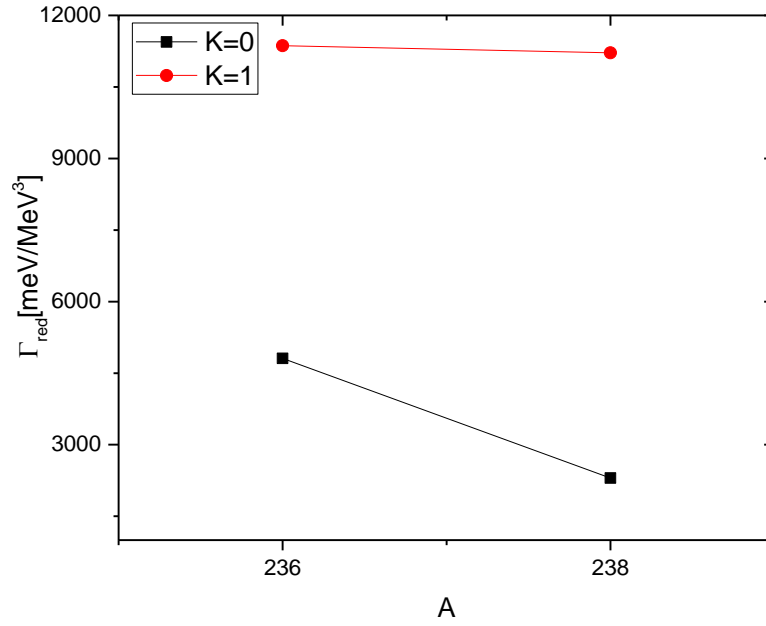
Şekil E.48. $^{236-238}\text{U}$ izotop zinciri çekirdeklerinin TGI-QRPA Modelinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



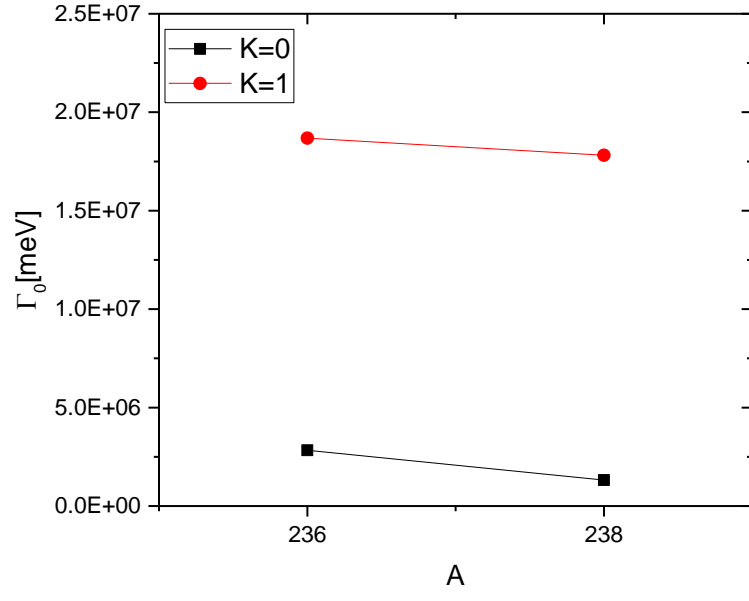
Şekil E.49. Çift-çift ^{236}U çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



Şekil E.50 Çift-çift ^{238}U çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması



Şekil E.51. Çift-çift $^{236-238}\text{U}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı olmayan radyasyon kalınlığı Γ_{red} değerlerinin karşılaştırılması



Şekil E.52. Çift-çift $^{236-238}\text{U}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı radyasyon kalınlığı Γ_0 değerlerinin karşılaştırılması

EK 2: Nilsson Asimptotik Kuantum Numaraları

Bu başlık altında, 8-20 MeV enerji aralığında K=0 ve K=1 dalları için hesaplanan enerji seviyelerinde yer alan nn ve pp etkileşmelerinin asimptotik kuantum numaraları ve ψ genliğine ait bulgular yer almaktadır. Bu veriler oldukça yer kapladığı için burada yalnızca deforme ^{150}Nd izotopunun tüm verileri verilmiş, diğer Nd izotopları Sm izotoplarının yalnızca en yüksek geçiş olasılığı değerinin K=0 ve K=1 dallarının asimptotik kuantum numaraları verilmiştir. Tüm bu tablolarda K=0 için $\psi \geq 0.1$ ve K=1 için ise $\psi \geq 0.2$ olan seviyeler verilmiştir.

Tablo E.1. Nd^{150} izotopunun K=0 dalının asimptotik kuantum numaraları,

E (MeV)	BE1 ($e^2\text{fm}^2$)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
8,3794	0,177	nn 550 \uparrow -640 \uparrow	0,425
		nn 530 \uparrow -651 \downarrow	0,247
		nn 541 \uparrow -651 \uparrow	-0,158
		pp 541 \downarrow -640 \uparrow	0,249
		pp 541 \uparrow -651 \uparrow	-0,275
		pp 431 \uparrow -532 \downarrow	0,419
		pp 532 \downarrow -642 \downarrow	0,427
		pp 422 \uparrow -523 \downarrow	0,311
		pp 413 \uparrow -514 \downarrow	0,272
9,114	0,110	nn 550 \uparrow -660 \uparrow	0,102
		nn 550 \uparrow -651 \downarrow	0,658
		nn 530 \uparrow -651 \downarrow	-0,136
		nn 640 \uparrow -761 \downarrow	-0,187
		nn 532 \uparrow -642 \uparrow	0,303
		nn 521 \uparrow -642 \downarrow	-0,372
		nn 310 \uparrow -420 \uparrow	0,204
		pp 440 \uparrow -541 \downarrow	-0,325
		pp 532 \downarrow -642 \downarrow	0,204
pp 550 \uparrow -660 \uparrow	0,102		
9,1514	0,172	nn 550 \uparrow -651 \downarrow	0,265
		nn 521 \uparrow -642 \downarrow	0,151
		pp 523 \downarrow -622 \uparrow	0,779
		pp 541 \downarrow -640 \uparrow	0,145
		pp 440 \uparrow -541 \downarrow	0,383
		pp 431 \uparrow -532 \downarrow	0,118
		pp 541 \uparrow -651 \uparrow	-0,136
pp 532 \downarrow -642 \downarrow	-0,177		

Tablo E.1. (Devamı)

E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik μ
9,4105	0,147	nn 550 \uparrow -651 \downarrow	-0,206
		nn 532 \uparrow -642 \uparrow	0,446
		pp 310 \uparrow -420 \uparrow	-0,629
		pp 541 \downarrow -640 \uparrow	0,124
		pp 440 \uparrow -541 \downarrow	-0,462
		pp 431 \uparrow -532 \downarrow	0,137
		pp 420 \uparrow -521 \downarrow	-0,118
		pp 541 \uparrow -651 \uparrow	-0,121
		pp 532 \downarrow -642 \downarrow	-0,172
9,6261	0,302	nn 521 \downarrow -640 \uparrow	0,157
		nn 411 \uparrow -512 \downarrow	-0,107
		nn 532 \uparrow -642 \uparrow	-0,128
		nn 651 \uparrow -752 \downarrow	0,272
		nn 523 \downarrow -622 \uparrow	-0,107
		pp 310 \uparrow -420 \uparrow	0,438
		pp 541 \downarrow -640 \uparrow	0,138
		pp 440 \uparrow -541 \downarrow	-0,159
		pp 431 \uparrow -532 \downarrow	0,285
		pp 420 \uparrow -521 \downarrow	-0,539
		pp 541 \uparrow -651 \uparrow	-0,127
		pp 303 \downarrow -402 \uparrow	0,376
		pp 532 \downarrow -642 \downarrow	-0,122
9,8122	0,407	nn 521 \downarrow -640 \uparrow	0,317
		nn 420 \uparrow -521 \downarrow	-0,131
		nn 411 \uparrow -512 \downarrow	0,171
		nn 651 \uparrow -752 \downarrow	0,121
		pp 310 \uparrow -420 \uparrow	0,192
		pp 301 \downarrow -400 \uparrow	-0,119
		pp 541 \downarrow -640 \uparrow	0,133
		pp 440 \uparrow -541 \downarrow	-0,118
		pp 431 \uparrow -532 \downarrow	0,468
		pp 420 \uparrow -521 \downarrow	0,489
		pp 541 \uparrow -651 \uparrow	-0,123
		pp 422 \uparrow -523 \downarrow	-0,113
		pp 303 \downarrow -402 \uparrow	-0,434
pp 532 \downarrow -642 \downarrow	-0,116		
10,3581	0,407	nn 422 \uparrow -523 \downarrow	0,177
		pp 310 \uparrow -420 \uparrow	0,142
		pp 301 \downarrow -400 \uparrow	0,270
		pp 541 \downarrow -640 \uparrow	0,105
		pp 431 \uparrow -532 \downarrow	-0,367
		pp 312 \downarrow -422 \downarrow	-0,575
		pp 312 \downarrow -411 \uparrow	-0,466
		pp 541 \uparrow -651 \uparrow	-0,102
		pp 422 \uparrow -523 \downarrow	-0,234
		pp 532 \downarrow -642 \downarrow	-0,112
		pp 523 \uparrow -633 \uparrow	-0,210
10,5903	0,195	pp 310 \uparrow -411 \downarrow	0,140
		pp 431 \uparrow -532 \downarrow	-0,187
		pp 312 \downarrow -422 \downarrow	0,621
		pp 422 \uparrow -523 \downarrow	-0,692

Tablo E.1. (Devamı)

E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
10,7911	0,209	pp 310 \uparrow -411 \downarrow	-0,193
		pp 312 \downarrow -422 \downarrow	-0,327
		pp 422 \uparrow -523 \downarrow	-0,463
		pp 523 \uparrow -633 \uparrow	0,769
10,982	0,173	nn 413 \uparrow -503 \uparrow	-0,246
		nn 642 \uparrow -743 \downarrow	0,856
		nn 514 \downarrow -404 \downarrow	-0,301
		pp 310 \uparrow -411 \downarrow	0,239
11,3288	0,250	nn 411 \uparrow -501 \uparrow	0,251
		nn422 \uparrow -512 \uparrow	0,923
		pp523 \uparrow -633 \uparrow	-0,117
11,3893	2,939	nn 422 \uparrow -512 \uparrow	0,263
		nn 642 \uparrow -743 \downarrow	0,140
		nn 514 \downarrow -404 \downarrow	-0,232
		nn 505 \downarrow -624 \uparrow	0,149
		pp 310 \uparrow -420 \uparrow	0,108
		pp 310 \uparrow -411 \downarrow	-0,274
		pp 541 \downarrow -640 \uparrow	0,188
		pp 440 \uparrow -530 \uparrow	0,108
		pp 431 \uparrow -532 \downarrow	-0,209
		pp 431 \downarrow -521 \downarrow	-0,308
		pp 312 \downarrow -422 \downarrow	0,211
		pp 301 \uparrow -402 \downarrow	0,264
		pp 541 \uparrow -651 \uparrow	-0,174
		pp 422 \uparrow -523 \downarrow	0,306
pp 532 \downarrow -642 \downarrow	-0,144		
pp 523 \uparrow -633 \uparrow	0,357		
11,7071	0,214	nn 550 \uparrow -660 \uparrow	-0,731
		nn 431 \uparrow -521 \uparrow	-0,433
		nn 422 \uparrow -512 \uparrow	-0,104
		pp 431 \downarrow -521 \downarrow	-0,409
		pp 301 \uparrow -402 \downarrow	0,155
11,8948	1,283	nn 550 \uparrow -660 \uparrow	-0,382
		nn 431 \uparrow -521 \uparrow	-0,129
		pp 541 \downarrow -640 \uparrow	0,106
		pp 431 \downarrow -521 \downarrow	0,427
		pp 301 \uparrow -402 \downarrow	-0,688
		pp 422 \uparrow -523 \downarrow	0,109
		pp 422 \downarrow -512 \downarrow	0,134
pp 523 \uparrow -633 \uparrow	0,119		
12,3049	0,365	pp 431 \uparrow -532 \downarrow	0,291
		pp 422 \downarrow -512 \downarrow	0,929
13,9497	0,690	nn 411 \uparrow -501 \uparrow	0,121
		nn 532 \uparrow -622 \uparrow	0,179
		pp541 \downarrow -660 \uparrow	-0,913
		pp 303 \downarrow -413 \downarrow	0,145
		pp 514 \downarrow -624 \downarrow	-0,134

Tablo E.1. (Devamı)

E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
14,1042	0,240	nn 411↑-501↑	-0,143
		nn 532↑-622↑	0,106
		pp 321↓-411↓	-0,876
		pp 541↓-660↑	0,167
		pp 440↑-530↑	0,298
		pp 514↓-624↓	-0,182
		pp 411↑-501↑	-0,143
14,1682	0,217	nn 431↑-521↑	0,103
		nn 532↑-622↑	0,109
		pp 321↑-431↑	-0,103
		pp 321↓-411↓	0,451
		pp 541↓-660↑	0,182
		pp 440↑-530↑	0,761
		pp 303↑-404↑	0,115
pp 514↓-624↓	-0,303		
14,3258	0,583	nn 431↑-521↑	0,104
		pp 440↑-530↑	0,364
		pp 303↑-404↓	-0,123
		pp 514↓-624↓	0,892
14,6997	0,193	nn 431↑-521↑	0,194
		pp 321↑-431↑	0,941
		pp 310↑-400↑	0,164
		pp 514↓-624↓	-0,124
14,8958	0,163	nn 431↑-521↑	-0,414
		pp 321↑-431↑	0,108
		pp 321↓-411↓	-0,895
15,0591	0,245	nn 550↑-640↑	0,129
		nn 440↑-521↓	0,203
		nn 431↑-521↑	-0,273
		pp 422↓-512↓	0,111
		pp 541↑-651↑	0,902

Tablo E.2. Nd¹⁵⁰ izotopunun K=1 dalının asimptotik kuantum numaraları,

E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
9,05581	0,203	nn 521↓-642↓	0,6359
		nn 411↑-512↑	0,3246
		pp 440↑-541↑	0,2789
		pp 422↓-523↓	0,2219
9,99264	0,101	nn 530↑-640↑	0,4535
		nn 411↑-512↑	0,3973
		nn 521↓-422↓	-0,213
		nn 422↓-523↓	0,2536
		nn 413↑-514↑	0,5909
		nn 404↓-505↓	0,2365
10,37004	0,131	pp 431↓-532↓	-0,2008
		pp 420↑-312↓	-0,6831
		pp 411↓-312↓	0,3485
		pp 402↑-303↑	-0,393
		pp 312↓-413↓	-0,2089
11,12714	0,183	pp 310↑-411↑	0,6534
		pp 301↑-402↑	-0,2842
		pp 422↓-523↓	0,3607
11,25119	0,112	nn 660↑-541↑	-0,3832
		nn 512↑-411↑	-0,785
		nn 402↓-503↓	-0,3317
		nn 622↑-523↑	-0,2169
11,63610	0,249	nn 550↓-660↑	0,2789
		nn 431↓-521↑	-0,1882
		nn 411↑-501↓	0,1025
		nn 660↑-541↑	0,1455
11,63610	0,249	nn 422↑-512↓	0,151
		nn 651↑-532↑	0,837
		nn 413↑-503↓	-0,115
		nn 622↑-523↑	0,158
		nn 404↓-505↓	-0,151
12,01763	0,207	nn 550↓-660↑	-0,244
		nn 431↓-532↓	-0,268
		nn 622↑-523↑	0,797
		nn 404↓-505↓	-0,217
12,24409	0,108	pp 411↑-512↑	-0,257
		nn 431↓-532↓	-0,166
		pp 310↑-411↑	0,070
		pp 422↓-523↓	0,081
		pp 413↑-514↑	0,1416
12,56215	0,319	nn 541↑-651↓	-0,3964
		nn 501↑-411↓	0,8127
		pp 402↑-303↑	-0,1981
12,62565	0,286	nn 512↑-642↓	-0,2428
		nn 501↑-411↓	-0,5346
		pp 402↑-303↑	-0,2468

Tablo E.2. (Devamı)

E (MeV)	BE1 ($e^2\text{fm}^2$)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
12,73583	0,345	nn 301 \uparrow -400 \uparrow	0,4582
		nn 541 \uparrow -651 \downarrow	-0,3601
		nn 413 \uparrow -514 \uparrow	0,2074
		pp 321 \uparrow -420 \uparrow	-0,476
		pp 402 \uparrow -303 \uparrow	0,3917
		pp 312 \downarrow -413 \downarrow	0,2103
12,93803	0,262	nn 301 \uparrow -400 \uparrow	0,3831
		nn 651 \uparrow -541 \downarrow	0,8393
		nn 541 \uparrow -651 \downarrow	0,1901
13,26540	0,886	nn 532 \uparrow -622 \downarrow	0,1239
		nn 420 \uparrow -512 \downarrow	0,1988
		nn 651 \uparrow -541 \downarrow	-0,3337
		nn 301 \uparrow -402 \uparrow	0,1935
		nn 512 \uparrow -422 \downarrow	0,1958
		nn 642 \uparrow -532 \downarrow	-0,2647
		nn 532 \uparrow -622 \downarrow	0,5734
		nn 413 \uparrow -514 \uparrow	0,2791
		pp 400 \uparrow -532 \downarrow	-0,2079
		pp 312 \downarrow -413 \downarrow	0,1977
13,51191	0,191	pp 413 \uparrow -514 \uparrow	0,2031
		nn 550 \uparrow -651 \uparrow	0,2329
		nn 301 \uparrow -402 \uparrow	0,5141
		nn 512 \uparrow -422 \downarrow	-0,4555
		nn 642 \uparrow -532 \downarrow	-0,3643
13,86007	0,316	nn 532 \uparrow -622 \downarrow	-0,4735
		nn 400 \uparrow -301 \uparrow	0,833
		pp 301 \uparrow -402 \uparrow	-0,3101
		nn 642 \uparrow -532 \downarrow	0,1611
		nn 503 \uparrow -413 \downarrow	-0,1524
14,03056	0,382	pp 312 \downarrow -413 \downarrow	0,2646
		nn 400 \uparrow -301 \uparrow	0,192
		pp 541 \uparrow -660 \uparrow	0,6297
		pp 413 \uparrow -514 \uparrow	-0,3525
14,11807	0,568	pp 402 \uparrow -303 \uparrow	0,4985
		nn 400 \uparrow -301 \uparrow	-0,1995
		nn 541 \uparrow -642 \uparrow	-0,3178
		nn 402 \uparrow -303 \uparrow	0,4643
		nn 303 \uparrow -642 \uparrow	0,2285
14,12308	0,229	pp 321 \uparrow -411 \downarrow	0,6303
		nn 541 \uparrow -642 \uparrow	-0,227
		nn 402 \uparrow -303 \uparrow	0,3407
		nn 303 \uparrow -642 \uparrow	0,3119
		pp 321 \uparrow -411 \downarrow	-0,764
14,12955	0,108	pp 303 \downarrow -404 \downarrow	0,2198
		nn 541 \uparrow -642 \uparrow	-0,1487
		nn 402 \uparrow -303 \uparrow	0,2547
		nn 303 \uparrow -642 \uparrow	-0,9217
		pp 303 \downarrow -404 \downarrow	0,1094

Tablo E.2. (Devamı)

E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
14,22523	0,800	nn 541↑-642↑	-0,4583
		nn 521↑-431↑	-0,165
		nn 402↓-503↓	-0,7364
		pp 514↓-624↑	-0,2151
14,71415	0,107	nn 541↑-642↑	0,3013
		nn 512↑-422↓	-0,884
		pp 321↓-431↑	0,1719
		pp 413↑-503↓	0,2463
14,87185	0,173	nn 431↑-523↓	0,1618
		pp 420↑-321↑	-0,3968
		pp 321↑-411↓	0,8015
		pp 651↓-532↓	0,1633
14,90260	0,125	pp 303↓-404↓	0,1944
		pp 420↑-321↑	-0,7437
		pp 321↑-411↓	-0,5576
		pp 651↓-532↓	0,1637
14,97915	0,294	nn 501↑-422↑	0,5708
		pp 420↑-321↑	0,4186
		pp 651↓-532↓	0,5918
15,06162	0,308	pp 420↑-321↑	0,1827
		pp 321↓-422↓	-0,4058
		pp 541↑-651↓	0,7110
		pp 651↓-532↓	-0,4162
15,10161	0,180	nn 541↑-642↑	0,1138
		pp 420↑-321↑	0,1172
		pp 321↓-422↓	-0,7008
		pp 541↑-651↓	-0,6290
15,20993	0,800	nn 550↓-640↑	0,4104
		nn 541↑-642↑	0,1758
		nn 413↑-514↑	0,3045
		pp 321↓-422↓	0,3443
15,22714	0,383	pp 521↑-431↑	-0,6602
		nn 550↓-640↑	0,4929
		nn 503↑-413↓	0,3833
		pp 521↑-431↑	0,7095
15,33417	0,159	nn 550↓-640↑	-0,2938
		nn 431↑-512↑	-0,9227
		nn 503↑-413↓	-0,1536
15,41954	0,118	nn 541↑-422↑	0,9582
		nn 761↑-642↑	-0,1143
		pp 512↑-422↓	-0,1211
15,45267	1,323	nn 550↓-640↑	-0,2114
		nn 541↑-422↑	-0,2243
		nn 761↑-642↑	-0,3242
		nn 651↓-541↑	-0,6847
15,53317	1,552	pp 512↑-422↓	-0,2377
		nn 440↑-532↓	0,6772
		pp 400↑-312↓	-0,2313
		pp 651↓-541↑	0,5135

Tablo E.2. (Devamı)

E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
15,62333	3,873	nn 550↓-640↑	-0,2002
		nn 440↑-532↓	-0,6707
		nn 541↑-642↑	0,233
		pp 651↓-541↑	0,331
		pp 303↓-404↓	0,1844
16,02239	0,212	nn 422↑-514↓	-0,9309
		pp 431↑-523↓	-0,307
		pp 312↑-402↓	-0,1187
16,08381	0,118	nn 422↑-514↓	-0,1322
		pp 312↑-402↓	0,983
16,57724	0,681	nn 422↓-523↓	-0,4874
		pp 411↑-512↑	-0,853
17,39983	0,265	nn 400↑-312↓	-0,1234
		pp 200↑-301↑	0,797
		pp 402↓-503↓	-0,5229
18,86735	0,150	nn 303↓-404↓	-0,5151
		pp 550↑-651↑	0,4727
		pp 431↓-312↓	0,4391
		pp 505↓-615↓	0,5205
18,89426	0,101	nn 303↓-404↓	-0,4119
		pp 550↑-651↑	0,1818
		pp 431↓-312↓	-0,8743
19,31179	0,110	nn 431↓-532↓	-0,1723
		nn 402↑-303↑	0,163
		nn 303↓-404↓	-0,18
		pp 202↓-303↓	-0,9432

Tablo E.3. $^{142-152}\text{Nd}$ izotoplarının K=0 ve K=1 dalının asimptotik kuantum numaraları,

Çekirdek	Seviye	E (MeV)	BE1 ($e^2\text{fm}^2$)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
^{142}Nd	K=0	10,6352	1,419	nn 530 \uparrow -640 \uparrow	-0,1521
				nn 431 \uparrow -532 \downarrow	0,1676
				nn 440 \uparrow -501 \downarrow	-0,2353
				nn 441 \uparrow -512 \downarrow	0,3059
				nn 521 \uparrow -631 \uparrow	-0,1485
				nn 422 \uparrow -523 \downarrow	0,1488
				nn 412 \downarrow -503 \downarrow	0,1203
				nn 532 \uparrow -642 \uparrow	-0,1408
				nn 413 \uparrow -514 \downarrow	-0,1145
				nn 523 \uparrow -633 \uparrow	-0,1285
				pp 330 \downarrow -400 \downarrow	0,7551
				nn 301 \uparrow -400 \uparrow	-0,1941
				nn 301 \uparrow -411 \downarrow	-0,3503
				pp 402 \downarrow -503 \downarrow	-0,2124
pp 303 \downarrow -404 \downarrow	0,1927				
^{144}Nd	K=0	10,6852	1,243	pp 550 \uparrow -660 \uparrow	0,1069
				pp 530 \uparrow -620 \uparrow	0,1935
				pp 541 \uparrow -651 \uparrow	-0,1015
				pp 512 \uparrow -622 \uparrow	-0,1411
				pp 523 \downarrow -622 \uparrow	0,1399
				pp 503 \uparrow -613 \uparrow	0,1969
				pp 310 \uparrow -411 \downarrow	0,3618
				pp 431 \uparrow -532 \downarrow	-0,1424
				pp 301 \uparrow -402 \downarrow	-0,1432
				pp 422 \uparrow -523 \downarrow	0,3477
				pp 523 \uparrow -633 \uparrow	0,6656
				nn 422 \downarrow -523 \downarrow	0,2025
				pp 330 \uparrow -431 \uparrow	-0,2619
				pp 310 \uparrow -411 \uparrow	0,2039
pp 422 \downarrow -523 \downarrow	0,2682				
pp 422 \uparrow -503 \uparrow	-0,6989				
^{146}Nd	K=0	9,9462	1,018	nn 301 \downarrow -400 \uparrow	-0,1195
				nn 422 \uparrow -512 \uparrow	0,5219
				nn 523 \uparrow -633 \uparrow	-0,1889
				pp 310 \uparrow -420 \uparrow	0,1177
				pp 301 \downarrow -400 \uparrow	0,1459
				pp 431 \uparrow -532 \downarrow	-0,1586
				pp 541 \uparrow -631 \uparrow	0,1072
				pp 422 \uparrow -512 \uparrow	-0,592
				pp 532 \uparrow -642 \uparrow	-0,3479
				nn 301 \uparrow -400 \uparrow	0,2094
				nn 422 \uparrow -514 \downarrow	-0,2009
				pp 321 \uparrow -400 \uparrow	-0,3427
				pp 530 \uparrow -660 \downarrow	0,2029
				pp 660 \uparrow -541 \uparrow	-0,2976
pp 321 \downarrow -422 \downarrow	0,5692				

Tablo E.3. (Devamı)

Çekirdek	Seviye	E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
¹⁴⁸ Nd	K=0	11,0051	0,953	nn 512↓-651↑	-0,6392
				pp 310↑-431↓	-0,3354
				pp 310↑-411↓	-0,1673
				pp 431↑-532↓	-0,2224
				pp 312↑-422↑	-0,5083
				pp 301↑-402↓	-0,1199
				pp 422↑-512↑	0,1639
				nn 301↑-400↑	-0,2631
	K=1	15,07239	4,686	nn 413↑-514↑	-0,3005
				pp 431↑-512↑	-0,2774
				pp 321↓-422↓	-0,4798
				nn 413↑-503↑	0,6413
				pp 310↑-411↓	0,4167
				pp 541↓-640↑	-0,1093
¹⁵² Nd	K=0	10,9729	1,921	pp 431↑-532↓	-0,1317
				pp 312↑-422↑	0,1209
				pp 541↑-651↑	-0,1016
				pp 422↑-523↓	0,2495
				pp 303↓-422↑	0,1226
				pp 523↑-633↑	0,3551
				nn 541↑-642↑	0,2714
				nn 422↑-514↓	-0,2828
	K=1	15,827	6,940	pp 431↑-523↓	0,2048
				pp 303↓-404↓	0,301

Tablo E.4. ¹⁴⁴⁻¹⁵⁴Sm izotoplarının K=0 ve K=1 dalının asimptotik kuantum numaraları,

Çekirdek	Seviye	E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
¹⁴⁴ Sm	K=0	10,7028	1,733	nn 530↑-640↑	0,1624
				nn 431↑-532↓	0,1677
				nn 440↑-501↓	0,2893
				nn 440↑-511↓	-0,3011
				nn 523↑-633↑	0,1372
				nn 514↑-624↑	0,1174
				pp 330↑-440↑	0,4285
				pp 330↑-400↑	0,3393
				pp 301↑-402↓	0,4794
				nn 301↑-400↑	-0,6917
	K=1	15,28054	4,0808	nn 422↓-523↓	0,0732
				nn 402↓-503↓	0,0764
				nn 413↑-514↑	0,0845
				nn 404↓-505↓	0,0958
				nn 613↑-514↑	0,0867

Tablo E.4. (Devamı)

Çekirdek	Seviye	E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
¹⁴⁶ Sm	K=0	11,0052	0,972	nn 512↑-622↑	0,2293
				pp 312↓-411↑	-0,4924
				pp 301↑-402↓	-0,6471
				pp 413↑-514↓	0,3955
	K=1	15,72182	2,735	nn 301↑-400↑	-0,2116
				nn 301↑-402↑	0,2242
				nn 541↑-642↑	-0,3962
				nn 501↑-611↓	0,439
				nn 431↓-532↓	-0,253
				pp 400↑-501↑	0,1522
				pp 321↓-422↓	0,1871
				pp 651↓-532↓	0,1695
				pp 422↑-503↑	0,1172
				¹⁴⁸ Sm	K=0
pp 301↑-402↓	-0,3537				
pp 413↑-514↓	0,2562				
K=1	15,910	3,362	nn 301↑-400↑		-0,212
			nn 541↑-611↓		0,2327
			pp 422↑-503↑		0,2092
¹⁵⁰ Sm	K=0	10,754	1,205	nn 422↓-523↓	-0,7189
				pp 310↑-411↓	0,2446
				pp 431↑-521↑	0,2202
				pp 422↑-512↑	0,3476
	K=1	15,86	2,649	pp 413↑-514↓	-0,7044
				nn 301↑-400↑	0,2659
				nn 422↓-523↓	0,2716
				pp 503↓-413↓	0,4948
				nn 541↑-611↓	-0,2007
				nn 541↑-642↑	-0,2797
¹⁵² Sm	K=0	10,895	1,963	nn 413↑-503↑	-0,582
				pp 310↑-420↑	-0,2281
				pp 310↑-411↓	0,3837
				pp 431↑-532↓	0,1817
				pp 431↑-521↑	0,2574
				pp 301↑-402↓	0,1671
				pp 422↑-523↓	-0,261
				nn 301↑-402↑	0,0978
	K=1	16,071	3,459	nn 761↑-642↑	0,2692
				nn 422↑-503↑	-0,2179
				nn 402↑-303↑	0,0931
				nn 422↓-523↓	0,1473
				nn 404↓-505↓	0,0923
				pp 431↑-512↑	0,1008
pp 541↑-642↑	0,1724				
pp 761↑-422↑	0,1354				
pp 303↓-404↓	0,1462				

Tablo E.4. (Devamı)

Çekirdek	Seviye	E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
¹⁵⁴ Sm	K=0	10,85	1,926	nn 550↑-651↓	-0,1211
				nn 530↑-651↓	0,1011
				nn 422↑-523↓	0,1333
				nn 422↑-512↑	-0,1083
				pp 310↑-420↑	-0,6771
				pp 310↑-411↓	0,2143
				pp 530↑-640↑	-0,3958
				pp 431↑-532↓	0,1312
				pp 312↑-422↑	0,1415
				pp 541↑-651↑	-0,1195
	pp 422↑-523↓	-0,1230			
	pp 422↑-523↓	0,2167			
	pp 532↓-642↓	-0,1082			
	pp 523↓-633↓	-0,1159			
	K=1	15,39	1,970	nn 541↑-642↑	0,1743
				nn 752↑-622↓	0,2414
				pp 321↑-431↓	-0,2672
				pp 420↑-321↑	0,2351
				pp 411↑-512↑	-0,2593
				pp 651↓-541↑	0,1878
pp 321↑-411↓				0,1501	
pp 312↑-402↓				-0,1946	
pp 431↑-523↓				0,1435	
pp 312↓-413↓				0,1101	
pp 312↑-402↓	-0,1063				
pp 402↓-503↓	-0,5030				
pp 303↓-404↓	0,1978				

Tablo E.5. ¹⁵²⁻¹⁶⁴Gd izotoplarının K=0 ve K=1 dalının asimptotik kuantum numaraları.

Çekirdek	Seviye	E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
¹⁵² Gd	K=0	11,3182	1466	nn 521↓-640↑	-0,2987
				nn 651↑-752↓	0,1812
				pp 310↑-420↑	-0,4826
				pp 301↑-402↓	0,2367
				pp 422↓-512↓	-0,4514
	pp 514↓-624↓	-0,3802			
	K=1	15,53693	1,6613	nn 532↓-633↓	-0,3630
				pp 530↑-651↑	-0,4997
				pp 651↓-541↑	0,1805
				pp 532↑-622↓	0,5578
nn 422↑-512↑				0,1706	
¹⁵⁴ Gd	K=0	11,5262	1648,573	pp 310↑-420↑	0,5692
				pp 431↓-521↓	0,5094
				pp 301↑-402↓	0,312
				pp 413↑-514↓	-0,1874
				pp 514↓-624↓	0,1704
	K=1	16,07878	1,8622	nn 541↑-642↑	0,0867
				nn 532↓-633↓	-0,2713
				nn 422↓-523↓	0,1169
				pp 550↑-651↑	-0,4507
				pp 541↓-642↓	0,8014

Tablo E.5. (Devamı)

Çekirdek	Seviye	E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
¹⁵⁶ Gd	K=0	10,7221	1777,913	pp 310↑-411↓	0,4502
				pp 550↑-640↑	0,1636
				pp 440↑-541↓	-0,1631
				pp 431↑-532↓	0,2578
				pp 312↓-411↑	-0,184
				pp 541↑-651↑	-0,1551
				pp 422↑-523↓	-0,5639
				pp 523↓-402↑	-0,1905
	K=1	15,83710	1,8368	nn 431↑-512↑	-0,2435
				nn 532↓-633↓	0,2757
				nn 422↑-514↓	0,2165
				pp 532↑-622↓	-0,8018
				pp 622↓-532↑	0,2415
¹⁵⁸ Gd	K=0	10,7014	1785,756	nn 422↑-523↓	0,2234
				nn 512↑-633↓	0,2418
				pp 310↑-420↑	0,1591
				pp 310↑-411↓	0,3966
				pp 550↑-640↑	0,1561
				pp 431↑-532↓	0,2507
				pp 312↓-411↑	-0,211
				pp 422↑-523↓	-0,5659
	K=1	16,27338	2,0792	nn 532↑-431↑	0,5561
				nn 532↓-633↓	-0,2307
				pp 640↑-761↑	-0,1773
				pp 541↓-642↓	0,5390
				pp 202↑-532↓	-0,1862
¹⁶⁰ Gd	K=0	10,5296	1445,41	pp 310↑-411↓	0,316
				pp 530↑-400↑	-0,3943
				pp 431↑-532↓	-0,218
				pp 312↓-411↑	-0,3884
				pp 422↑-523↓	-0,5381
				nn 532↓-633↓	0,3641
				nn 503↑-413↓	-0,3158
				pp 512↑-422↓	0,2480
	K=1	15,32180	1,5387	pp 642↓-532↓	-0,5479
				pp 532↑-622↓	-0,2545
				pp 622↑-523↑	-0,2435

Tablo E.5. (Devamı)

Çekirdek	Seviye	E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
¹⁶² Gd	K=0	10,6413	2217,408	pp 310↑-420↑	-0,1823
				pp 310↑-411↓	0,2781
				pp 550↑-640↑	-0,1548
				pp 431↑-532↓	-0,2405
				pp 312↓-411↑	0,2279
				pp 431↑-532↓	0,1926
				pp 422↑-523↓	0,625
				pp 411↑-512↑	-0,1815
¹⁶² Gd	K=1	16,27105	2,4407	nn 532↓-633↓	0,2243
				nn 512↑-422↓	-0,5408
				pp 312↑-402↓	-0,5535
				pp 402↓-503↓	-0,4665
¹⁶⁴ Gd	K=0	10,5534	1712,615	nn 541↑-651↑	-0,443
				pp 431↑-532↑	-0,1821
				pp 422↑-523↓	-0,6076
				pp 411↑-512↑	0,4034
	K=1	16,26841	1,9342	nn 402↑-303↑	0,2321
				nn 532↓-633↓	0,1808
				nn 413↑-514↑	0,1964
				pp 541↓-642↓	0,5702
				pp 402↓-503↓	0,6548

Tablo E.6. $^{156-164}\text{Dy}$ izotoplarının K=0 ve K=1 dalının asimptotik kuantum numaraları.

Çekirdek	Seviye	E (MeV)	BE1 ($e^2\text{fm}^2$)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
^{156}Dy	K=0	11.412	1.208	nn 422 \uparrow -512 \uparrow	-0,3907
				nn 514 \uparrow -404 \uparrow	0,4029
				pp 530 \uparrow -640 \uparrow	0,1048
				pp 440 \uparrow -541 \downarrow	0,2635
				pp 431 \uparrow -532 \downarrow	0,1055
				pp 431 \downarrow -521 \downarrow	0,1931
				pp 312 \downarrow -411 \uparrow	0,4189
				pp 301 \uparrow -402 \downarrow	-0,1858
				pp 301 \downarrow -651 \downarrow	0,3837
				pp 541 \downarrow -651 \downarrow	0,1113
				pp 422 \uparrow -523 \downarrow	-0,1111
				pp 422 \downarrow -512 \downarrow	0,1414
				pp 532 \downarrow -642 \downarrow	0,1006
				pp 413 \uparrow -514 \downarrow	0,1100
	pp 514 \downarrow -624 \downarrow	0,1223			
	K=1	15.752	2.691	nn 550 \downarrow -640 \uparrow	0.1585
				nn 541 \uparrow -651 \downarrow	-0.1666
				nn 512 \uparrow -422 \downarrow	0.1116
pp 321 \uparrow -420 \uparrow				0.2476	
pp 550 \downarrow -651 \downarrow				-0.8363	
pp 400 \uparrow -512 \downarrow				-0.1021	
^{158}Dy	K=0	11.1023	1.271	nn 512 \uparrow -633 \downarrow	-0.222
				nn 514 \uparrow -404 \uparrow	0.104
				pp 310 \uparrow -411 \downarrow	-0.2014
				pp 541 \uparrow -640 \downarrow	0.1376
				pp 431 \uparrow -532 \downarrow	0.1507
				pp 431 \uparrow -521 \uparrow	-0.1242
				pp 312 \downarrow -411 \uparrow	-0.1363
				pp 301 \uparrow -402 \downarrow	-0.6093
				pp 541 \downarrow -651 \downarrow	0.129
				pp 422 \uparrow -523 \downarrow	0.1743
				pp 532 \uparrow -642 \uparrow	-0.1162
				pp 413 \uparrow -514 \downarrow	0.2938
				pp 514 \uparrow -624 \uparrow	-0.4288
				K=1	16.154
	nn 420 \uparrow -761 \uparrow	-0.2025			
	nn 541 \uparrow -422 \uparrow	0.2177			
	nn 532 \uparrow -633 \uparrow	-0.2397			
	nn 422 \uparrow -514 \downarrow	0.1222			
pp 301 \uparrow -402 \uparrow	0.1499				
pp 422 \downarrow -523 \downarrow	-0.2065				
pp 413 \uparrow -514 \uparrow	-0.1653				
pp 404 \downarrow -505 \downarrow	-0.691				

Tablo E.6. (Devamı)

Çekirdek	Seviye	E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
¹⁶⁰ Dy	K=0	11.054	1.405	pp 310↑-411↓	0.154
				pp 550↑-640↑	0.1337
				pp 431↑-532↓	-0.1401
				pp 312↓-411↑	0.6552
				pp 301↑-402↓	0.3826
				pp 541↓-651↓	0.1259
				pp 422↑-523↓	-0.1596
				pp 532↑-642↑	0.1138
				pp 413↑-514↓	0.2358
				pp 514↑-624↑	-0.3416
	K=1	15.006	2.273	nn 301↑-400↑	0,2172
				nn 301↑-402↑	0,1032
				nn 422↓-523↓	0,1352
				pp 330↑-420↓	0,4559
				pp 420↑-532↓	-0,1180
				pp 321↓-422↓	0,2307
				pp 532↑-431↑	0,1166
				pp 431↓-512↓	0,4299
				pp 503↓-413↓	0,3829
pp 303↓-404↓	0,1473				
pp 503↓-413↓	-0,1099				
¹⁶² Dy	K=0	10.81	1.450	Nn 550↑-640↑	-0.1719
				Nn 420↑-521↓	0.415
				Nn 422↑-523↓	0.3011
				pp 312↓-411↑	-0.1692
				pp 550↑-640↑	0.1032
				pp 431↑-532↓	0.1096
				pp 312↓-411↑	0.2297
				pp 431↑-532↓	-0.1054
				pp 422↑-523↓	-0.1343
				pp 413↑-514↓	-0.3763
	pp 514↑-624↑	0.5463			
	K=1	15.276	1.632	nn 400↑-301↑	-0.1463
				nn 541↑-642↑	-0.1806
				nn 512↑-422↓	-0.1773
				pp 640↑-761↑	-0.3433
				pp 761↑-422↑	0.6623
				pp 501↓-411↓	0.2447
				pp 642↑-532↓	-0.1324
				pp 532↑-622↓	-0.2346
pp 402↓-503↓				0.1508	
pp 303↓-404↓	-0.126				

Tablo E.6. (Devamı)

Çekirdek	Seviye	E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
¹⁶⁴ Dy	K=0	10.905	1.631	nn 550↑-640↑	-0.2551
				nn 514↓-613↑	0.6376
				pp 310↑-411↓	-0.1706
				pp 550↑-640↑	0.1338
				pp 550↑-660↑	-0.1167
				pp 431↑-532↓	-0.1418
				pp 312↓-411↑	-0.224
				pp 301↑-402↓	0.1692
				pp 541↓-651↓	0.1263
				pp 431↑-532↓	0.1187
				pp 422↑-523↓	0.1665
				pp 532↑-642↑	-0.1142
				pp 413↑-514↓	-0.3032
				pp 514↑-624↑	-0.2858
¹⁶⁴ Dy	K=1	16.298	4.671	nn 541↑-642↑	-0.1048
				nn 521↑-431↑	0.1179
				nn 402↓-503↓	-0.1047
				nn 532↑-633↑	0.2603
				nn 523↓-613↑	0.1019
				pp 541↑-642↑	-0.201
				pp 651↓-752↓	0.7658
				pp 532↑-622↓	0.121
				pp 512↑-422↓	0.1031
				pp 303↓-404↓	0.1425
¹⁶⁶ Dy	K=0	10.8918	2.356	nn 541↑-651↑	0.5017
				pp 310↑-420↑	0.1175
				pp 310↑-411↓	-0.2006
				pp 550↑-640↑	0.1602
				pp 550↑-660↑	-0.1959
				pp 431↑-532↓	0.1674
				pp 312↓-411↑	0.1947
				pp 301↑-402↓	-0.1895
				pp 541↓-651↓	0.1516
				pp 431↑-532↓	0.1916
				pp 422↑-523↓	-0.196
				pp 532↑-642↑	0.138
				pp 413↑-514↓	-0.3658
				pp 523↑-633↑	-0.1099
pp 514↑-624↑	-0.363				
¹⁶⁶ Dy	K=1	16.136	3.905	nn 431↓-532↓	0.1805
				nn 400↑-301↑	-0.2906
				nn 301↑-402↑	-0.1377
				nn 541↑-642↑	-0.103
				nn 431↑-512↑	0.2886
				nn 532↑-633↑	-0.2663
				nn 413↑-514↑	0.1589
				pp 541↑-642↑	-0.201
				pp 532↑-622↓	-0.6247
				pp 512↑-422↓	0.1109
pp 303↓-404↓	0.119				

Tablo E.6. (Devamı)

Çekirdek	Seviye	E (MeV)	BE1 ($e^2\text{fm}^2$)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
^{168}Dy	K=0	10.946	1.928	nn 550 \uparrow -660 \uparrow	-0.1172
				nn 532 \uparrow -642 \uparrow	0.1062
				pp 310 \uparrow -411 \downarrow	0.1741
				pp 550 \uparrow -640 \uparrow	0.1293
				pp 550 \uparrow -660 \uparrow	-0.1235
				pp 431 \uparrow -532 \downarrow	0.1267
				pp 312 \downarrow -411 \uparrow	0.6077
				pp 301 \uparrow -402 \downarrow	-0.129
				pp 541 \downarrow -651 \downarrow	-0.1227
				pp 431 \uparrow -532 \downarrow	0.1836
				pp 422 \uparrow -523 \downarrow	-0.1467
				pp 532 \uparrow -642 \uparrow	0.1111
				pp 413 \uparrow -514 \downarrow	-0.4909
				pp 514 \uparrow -624 \uparrow	-0.1912
	K=1	15.966	3.201	nn 301 \uparrow -400 \uparrow	-0.337
				nn 301 \uparrow -402 \uparrow	0,2015
				nn 301 \downarrow -651 \uparrow	0,3069
				nn 532 \uparrow -633 \uparrow	0,2548
				nn 413 \uparrow -514 \uparrow	-0,1078
				pp 312 \uparrow -402 \downarrow	0,1061
pp 651 \downarrow -752 \downarrow	0,218				
pp 312 \uparrow -402 \downarrow	0,2974				
pp 532 \uparrow -622 \downarrow	0,1234				
pp 512 \uparrow -422 \downarrow	-0,4124				
pp 303 \downarrow -404 \downarrow	-0,1032				

Tablo E.7. $^{180-190}\text{W}$ izotoplarının K=0 ve K=1 dalının asimptotik kuantum numaraları.

Çekirdek	Seviye	E (MeV)	BE1 ($e^2\text{fm}^2$)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
^{180}W	K=0	11.05	1.700	nn 550 \uparrow -631 \downarrow	-0.5468
				nn 532 \uparrow -642 \uparrow	0.2119
				nn 752 \uparrow -633 \downarrow	-0.3546
				pp 550 \uparrow -651 \downarrow	-0.5199
				pp 530 \uparrow -660 \uparrow	0.2601
	K=1	15.47	3.648	nn 532 \downarrow -633 \downarrow	0.2678
				nn 422 \uparrow -514 \downarrow	-0.4209
				nn 404 \downarrow -505 \downarrow	-0.3174
				pp 523 \uparrow -613 \downarrow	-0.6326
				nn 532 \uparrow -642 \uparrow	0,5628
^{182}W	K=0	11.212	1.454	nn 413 \uparrow -514 \uparrow	0,2036
				pp 550 \uparrow -651 \uparrow	0,4475
				pp 530 \uparrow -660 \downarrow	-0,4837
				pp 422 \uparrow -523 \downarrow	-0,2618
	K=1	15.394	2.055	nn 532 \downarrow -633 \downarrow	-0.2230
				pp 503 \downarrow -413 \downarrow	0.4508
				pp 523 \uparrow -613 \downarrow	0.7321

Tablo E.7. (Devamı)

Çekirdek	Seviye	E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
¹⁸⁴ W	K=0	10.51	1.966	pp 550↑-660↑	-0.3867
				pp 411↑-512↑	-0.2021
				pp 301↓-411↓	0.2331
				pp 301↑-402↓	0.7080
	K=1	15.37	3.008	nn 420↑-521↑	-0.3233
				nn 422↓-523↓	-0.3783
nn 532↓-633↓				0.2472	
pp 523↑-613↓				-0.6401	
¹⁸⁶ W	K=0	10.77	1.925	nn 550↑-640↑	-0.3125
				pp 550↑-660↑	0.6310
				pp 514↓-633↑	-0.3015
	K=1	15.46	4.358	nn 420↑-521↑	0.2367
				nn 532↓-633↓	-0.2844
				nn 413↑-505↓	0.3822
¹⁸⁸ W	K=0	10.506	2.599	pp 523↓-633↓	0.4163
				pp 411↑-512↑	-0.3089
				pp 301↓-411↓	0.2517
				pp 301↑-402↓	0.3459
	K=1	15.003	2.827	pp 422↑-523↓	-0.5093
				nn 431↑-501↓	0.4092
¹⁹⁰ W	K=0	10.582	2.046	nn 532↓-633↓	-0.5901
				pp 411↑-512↑	0.3229
				pp 301↓-411↓	0.2786
				pp 301↑-402↓	0.2165
	K=1	15.028	2.700	pp 303↓-402↑	-0.3622
				nn 532↓-633↓	0.2940
				pp 651↓-532↓	-0.4667
				pp 541↓-642↓	0.3891
				pp 631↑-752↑	-0.2215

Tablo E.8. ^{236,238}U izotoplarının K=0 ve K=1 dalının asimptotik kuantum numaraları.

Çekirdek	Seviye	E (MeV)	BE1 (e ² fm ²)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
²³⁶ U	K=0	7.444	1.727	pp 505↓-624↑	-0,994
	K=1	13.710	3,905	nn 505↑-606↑	0,650
pp 622↓-523↓				0,320	
²³⁸ U	K=0	7.351	1,974	nn 521↑-631↑	0,192
				nn 514↑-624↑	-0,123
				pp 633↑-734↓	0,286
				pp 541↓-660↑	0,721
	K=1	13.690	3,885	pp 532↑-642↑	-0,571
				nn 505↑-606↑	0,620
				pp 622↓-523↓	0,320

ÖZGEÇMİŞ

Nilüfer Demirci Sayđı İstanbul'da doğdu. İlk orta ve lise öğrenimini İstanbul'da tamamladı. Lisans öğrenimini Sakarya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünde tamamladıktan sonra yüksek lisans öğrenimlerini İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Öğretmenliği ve Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik anabilim dalında tamamlamıştır. Marmara Üniversitesi Eğitim Bilimleri Enstitüsü, Matematik ve Fen Bilimleri Eğitimi Bölümü, Fen Bilgisi Eğitimi Anabilim dalında doktora öğrenimini tamamladı. Bu doktora öğrenimi sırasında Sakarya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde araştırma görevlisi olarak göreve ve Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik bölümünde doktora öğrenimine başladı. Halen Sakarya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümündeki görevine devam etmektedir.