

T.C.  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**$^{168-178}\text{Yb}$  İZOTOP ZİNCİRİ ÇEKİRDEĞİNİN DEV  
DİPOL REZONANSLARININ ARAŞTIRILMASI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**  
**Sevinj ALİYEVA**

**Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK**

**Tez Danışmanı : Prof. Dr. Filiz ERTUĞRAL YAMAÇ**

**Kasım 2018**

T.C.  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**$^{168-178}\text{Yb}$  İZOTOP ZİNCİRİ ÇEKİRDEĞİNİN DEV  
DİPOL REZONANSLARININ ARAŞTIRILMASI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Sevinj ALİYEVA**

**Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK**

**Bu tez 01.11.2018 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği / oyçokluğu ile kabul edilmiştir.**

**Prof. Dr.**

**Elşen VELİ**

**Jüri Başkanı**



**Prof. Dr.**

**Recep AKKAYA**

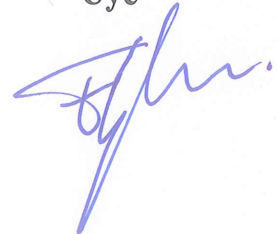
**Üye**



**Prof. Dr.**

**Filiz ERTUĞRAL YAMAÇ**

**Üye**



## **BEYAN**

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

Sevinj ALIYEVA

01.11.2018

## TEŞEKKÜR

Yüksek lisans çalışmamda danışmanlığımı üstlenerek, bilgi ve tecrübelerini benimle paylaşan, destek olan Sayın Prof. Dr. Filiz ERTUĞRAL YAMAÇ'a, teşekkürlerimi sunarım.

Katkı ve yardımlarından dolayı Sayın Dr. Nilüfer DEMİRCİ SAYĞI, Dr. Emre TABAR, Doç. Dr. Hakan YAKUT, Prof. Dr. Ali KULİEV, Doç. Dr. Ekber GULİYEV, Prof. Dr. Recep AKKAYA, Prof. Dr. Yusuf ATALAY, Hüseyinqulu QULİYEV, Gamze HOŞGÖR, Elif KEMAH, Doaa AHMET'e bilgi ve tecrübelerinden istifade ettiğim Fizik bölümünün bütün hocalarına teşekkür ederim.

Benim için ellerinden gelen herşeyin en güzelini yapmaya çalışan hayatımın gerçekleri, sevgilerinin, maddi, manevi desteklerinin hiç bitmeyeceği ailem, Etibar ALİYEV, Sevda ALİYEVA, Lalezar Şahnaz BABAYEVA, Tellixanım ALİZADE, Höküme BABAYEVA'ya, , bana kendimi özel hissettiren, dostum, sırdaşım olan nişanlım Senan BABAYEV'e 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 .....	iv
ŞEKİLLER LİSTESİ .....	vi
TABLolar LİSTESİ .....	ix
ÖZET .....	xi
SUMMARY .....	xii
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ .....	1
BÖLÜM 2.	
NÜKLEER MODELLER VE DEV DİPOL REZONANS UYARILMASI .....	5
2.1. Tek parçacık kabuk modeli .....	5
2.2. Süperakışkan model .....	9
2.2.1. Kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı .....	12
2.3. Dev Dipol Rezonans .....	15
BÖLÜM 3.	
ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERDE $I^{\pi} = 1^{-}$ SEVİYELERİN ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARI .....	22
3.1. Simetri Kırınımları, Sahte Haller ve Etkin Kuvvetler .....	22
3.2. Çift-Çift Deforme Çekirdekler İçin QRPA Metodu .....	23
3.2.1. Öteleme ve Galileo değişmez olmayan QRPA model.....	24
3.2.2. Öteleme değişmez QRPA model (TI QRPA) .....	29

3.2.3. Galileo değişmez QRPA model (GI QRPA) .....	32
3.2.4. Öteleme ve Galileo değişmez QRPA model (TGI QRPA) .....	36
3.3. Deforme Çekirdeklerde Elektrik Dipol Uyarılmaları .....	39
BÖLÜM 4.	
ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERDE ELEKTRİK DEV DİPOL REZONANS UYARILMA SEVİYELERİNİN ÖZELLİKLERİ .....	42
4.1. Dipol Fotoabsorbsiyon Tesir Kesiti .....	42
4.2. Toplam Kuralları .....	45
4.3. İntegre Edilmiş Tesir Kesitleri .....	48
4.4. Radyasyon Kalınlığı .....	49
4.5. Deforme Çekirdeklerde Enerji Seviyeleri ve Tek Parçacık Asimptotik Nilsson Kuantum Numaraları .....	52
4.6. Dev Rezonans Genişliği .....	58
BÖLÜM 5.	
BULGULAR .....	61
BÖLÜM 6.	
TARTIşMA VE ÖNERİLER .....	96
KAYNAKLAR .....	99
EKLER .....	105
ÖZGEÇMİş .....	135

## SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

$\beta$	: Çekirdeğin deformasyon parametresi
$\Delta$	: Gap parametresi
$\delta$	: Ortalama alan potansiyelinin deformasyon parametresi
$\lambda$	: Kimyasal potansiyel
$\pi$	: Parite
$\alpha^+(\alpha)$	: Kuaziparçacık üretme (yok etme) operatörü
$\sigma_{\text{abs}}$	: Fotoabsorbsiyon tesir kesiti
$\Gamma_0$	: Dipol radyasyon kalınlığı
$\Gamma_{\text{red}}$	: İndirgenmiş dipol radyasyon kalınlığı
$A$	: Kütle numarası
$a^+(a)$	: Parçacık üretme (yok etme) operatörü
$B(E1)$	: İndirgenmiş elektrik dipol uyarılma ihtimali
EWSR	: Enerji ağırlıklı toplam kuralı
GI	: Galileo değişmez
HS	: Harmonik salıncı
$I$	: Spin
$J$	: Açısız momentum operatörü
$K$	: Toplam açısız momentumun simetri eksenindeki izdüşümü
$N$	: Nötron sayısı
NEWSR	: Enerji ağırlıklı olmayan toplam kuralı
NRF	: Nükleer rezonans flüoresans
NTGI	: Öteleme ve Galileo değişmez olmayan
$Q^+(Q)$	: Fonon üretme (yoketme) operatörü
QED	: Kuantum elektrodinamiği
QRPA	: Kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı
$R$	: Nükleer yarıçap

RPA	: Rastgele faz yaklaşımı
sp	: Tek parçacık
sqp	: Tek kuaziparçacık
TDA	: Tamm-Dancoff yaklaşımı
TGI	: Öteleme ve Galileo değişmez
TI	: Öteleme değişmez
TRK	: Thomas-Reiche-Kuhn toplam kuralı
WS	: Woods-Saxon potansiyeli
Yb	: İterbiyum
Z	: Atom numarası
$\sigma$	: Spin operatörü
$\tau$	: İzotopik spin operatörü



## ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1. Mikroskopik tasvirde dev rezonans. Ortalama alanda dolu olan taban seviyesi(soldaki), bir parçacık-bir boşluk durumu (ortadaki) ve iki parçacık-iki boşluk durumu (sağdaki) .....	1
Şekil 2.1. Nükleer Potansiyeller .....	6
Şekil 2.2. Nükleer dipol uyarılma spektrumu .....	16
Şekil 2.3. Küresel (sol) ve deforme (sağ) çekirdeklerde dev rezonans .....	16
Şekil 2.4. Çekirdeğin dev rezonans modları .....	18
Şekil 4.1. Deforme çekirdeklerin $K=0$ ve $K=1$ modları salınım modları .....	44
Şekil 4.2. Dipol radyasyon kalınlığı ve spin .....	49
Şekil 4.3. Deforme çekirdekler için asimptotik kuantum numaraları .....	52
Şekil 4.4. $44 < Z < 88$ için Nilsson tek proton seviyeleri .....	55
Şekil 4.5. $58 < N < 136$ için Nilsson tek nötron seviyeleri .....	56
Şekil 4.6. Kütle numarası $A$ 'nın fonksiyonu olarak IVGDR'nin genişliği .....	58
Şekil 4.7. $A \geq 40$ çekirdekler için GR genişliğinin kütle numarasına (üst) ve deformasyon parametresi büyüklüğünün kütle numarasına karşı (alt) deneysel sonuç sistematiği .....	58
Şekil 5.1. Çift-çift $^{168}\text{Yb}$ çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması .....	69
Şekil 5.2. Çift-çift $^{170}\text{Yb}$ çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması .....	70
Şekil 5.3. $^{170}\text{Yb}$ çekirdeğinin öteleme ve Galileo değişmez modelde hesaplanan $1^-1$ ve $1^-0$ uyarılmalarına karışan sahte hallerin dağılımı .....	71
Şekil 5.4. Çift-çift $^{172}\text{Yb}$ çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması .....	72
Şekil 5.5. Çift-çift $^{174}\text{Yb}$ çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması .....	73

Şekil 5.6. Çift-çift $^{176}\text{Yb}$ çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması .....	74
Şekil 5.7. Çift-çift $^{178}\text{Yb}$ çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması .....	75
Şekil 5.8. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotop zinciri çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması .....	76
Şekil 5.9. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotoplarının $K=0$ ve $K=1$ dallarındaki teorik (Yb-t) ve formülle (Yb-f) bulunan toplam $B(E1)$ değeri oranlarının karşılaştırılması .....	77
Şekil 5.10. Deforme çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotoplarının $K=0$ ve $K=1$ dallarının ortalama enerji değerlerinin $A$ ile değişiminin karşılaştırılması .....	78
Şekil 5.11. Deforme $^{168-178}\text{Yb}$ izotoplarının $K=0$ ve $K=1$ dallarının ortalama enerji değerlerinin $N/Z$ oranı ile değişiminin karşılaştırılması .....	79
Şekil 5.12. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen $K=0$ ve $K=1$ dallarının $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması .....	80
Şekil 5.13. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotop zinciri çekirdeklerinin TGI QRPA modelde izovektör ve izoskaler katkılarının enerjiye bağlı dağılımı .....	82
Şekil 5.14. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotop zinciri çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dalları için elektrik dipol enerji ağırlıklı toplamalarının yüzdelik dağılımının gösterilmesi .....	83
Şekil 5.15. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel verilerin karşılaştırılması .....	84
Şekil 5.16. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotop zinciri çekirdeklerinin TGI QRPA modelde $K=0$ ve $K=1$ dalları için enerjiye bağlı indirgenmiş radyasyon kalınlığı $\Gamma_0$ değerlerinin enerji spektrumundaki dağılımı .....	86
Şekil 5.17. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotop zinciri çekirdeklerinin TGI QRPA modelde $K=0$ ve $K=1$ dalları için toplam enerjiye bağlı indirgenmiş radyasyon kalınlığı $\Gamma_0$ değerlerinin karşılaştırılması .....	87

Şekil 5.18. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotop zinciri çekirdeklerinin TGI QRPA modelde $K=0$ ve $K=1$ dalları için toplam radyasyon kalınlığı $\Gamma_0$ değerlerinin karşılaştırılması .....	87
Şekil 5.19. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotop zinciri çekirdeklerinin TGI QRPA modelde $K=0$ ve $K=1$ dalları için enerjiye bağlı indirgenmiş radyasyon kalınlığı $\Gamma_0$ değerlerinin enerji spektrumundaki dağılımı .....	88
Şekil 5.20. $^{174}\text{Yb}$ izotopu için $K=0$ ve $K=1$ dallarının TGI QRPA ile hesaplanan $\sigma_0$ integre edilmiş tesir kesitleri sonuçlarının deneysel verilerle karşılaştırılması .....	89
Şekil 5.21. $^{174}\text{Yb}$ izotopu için $K=0$ ve $K=1$ dallarının TGI QRPA ile hesaplanan $\sigma_{-1}$ integre edilmiş tesir kesitleri sonuçlarının deneysel verilerle karşılaştırılması .....	90
Şekil 5.22. $^{174}\text{Yb}$ izotopu için $K=0$ ve $K=1$ dallarının TGI QRPA ile hesaplanan $\sigma_{-2}$ integre edilmiş tesir kesitleri sonuçlarının deneysel verilerle karşılaştırılması .....	90
Şekil 5.23. $^{168}\text{Yb}$ izotopunun $K=0$ dalı için Nilsson kuantum numaraları .....	92
Şekil 5.24. $^{168}\text{Yb}$ izotopunun $K=1$ dalı için Nilson kuantum numaraları .....	93
Şekil 5.25. $^{168-178}\text{Yb}$ izotoplarının $I^\pi K = 11$ ve $I^\pi K = 10$ geçişleri için TGI QRPA ile hesaplanan enerji seviyelerinin deneysel verilerle karşılaştırılması .....	94

## TABLolar LİSTESİ

Tablo 4.1. Deforme çekirdeklerde E1 geçişinde asimptotik kuantum numaraları için seçim kuralları .....	57
Tablo 5.1. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotoplarının $\beta_2$ , $\delta_2$ deformasyon parametreleri ..	61
Tablo 5.2. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametreleri .....	62
Tablo 5.3. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgesinde 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 .....	64
Tablo 5.4. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgesinde Galileo değişmez modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$ , $\sum B(E1)\omega$ , $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması .....	65
Tablo 5.5. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgesinde Öteleme değişmez modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$ , $\sum B(E1)\omega$ , $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması .....	66
Tablo 5.6. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgesinde Öteleme+Galileo değişmez modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$ , $\sum B(E1)\omega$ , $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması .....	67
Tablo 5.7. $^{168-178}\text{Yb}$ izotoplarının K=0 ve K=1 dallarının integre edilmiş tesir kesitleri .....	89
Tablo 5.8. Çift-çift $^{168-178}\text{Yb}$ 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 ([NnzΛΣ], ψss'i) değeri) karşılaştırılması .....	92
Tablo 5.9. <sup>168</sup> Yb çekirdeğinin 8-20 MeV aralığı enerji spektrumunda iki kuaziparçacık (nötron-nötron ya da proton-proton çiftlenimleri- $nn$ - $pp$ ) seviye sayıları.....	93



## ÖZET

Anahtar kelimeler: Elektrik dipol uyarılmaları, dev dipol rezonans,  $^{168-178}\text{Yb}$ , QRPA, deformasyon, çift-çift çekirdek.

Bu tez çalışmasında  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin spini ve paritesi  $I^\pi = 1^-$  olan elektrik dipol uyarılmalarının yüksek enerji bölgesinde bulunan dev dipol rezonans (GDR) özellikleri araştırılmıştır. Çift-çift deforme özellikte olan bu izotopların sistematik GDR özellikleri Kuazi Parçacık Rastgele Faz (QRPA) yaklaşımı çerçevesinde incelenmiştir. Bu yaklaşımla ortalama potansiyelin kırılan simetrisinin restorasyonunda ayrılabilir izoskaler ve izovektör etkileşmeler özuyumlu olarak belirlenmiştir. İzovektör dipol-dipol etkileşmeleri içeren modelde, deforme çekirdeklerde  $K=0$  ve  $K=1$  dallarında GDR'nin yarılmasını, enerjilerini, deneysel verilere uygun bir şekilde açıklamaktadır. Öteleme ve Galileo değişmezliğin restore edildiği Model (TGI QRPA) ile restorasyonun gerçekleşmediği (NTGI QRPA), yalnız öteleme değişmezliğin (TI QRPA) ve yalnız Galileo değişmezliğin (GI QRPA) restore edilmesiyle elde edilen modeller karşılaştırılmıştır. Buradan, gerçekleştirilen restorasyonların spektruma karışan sıfır enerjili sahte hallerin (Goldstone modu) ayrılmasına katkısı incelenmiştir. Hamiltonyen'e eklenen restorasyon kuvvetlerinin  $B(E1)$  spektrumunda dağılımı değiştirdiği ve  $B(E1)$  gücünü azaltarak seviye sayılarını arttırdığı görülmüştür.

Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotoplarının  $I^\pi K = 1^-1$  ve  $I^\pi K = 1^-0$  geçişleri için ayrı ayrı indirgenmiş geçiş olasılıkları  $B(E1)$ , enerji ağırlıklı indirgenmiş geçiş olasılıkları  $\omega B(E1)$ , enerji ( $\omega_i$ ), fotoabsorbsiyon tesir kesiti ( $\sigma_{abs}$ ), asimptotik kuantum numaraları  $[Nn_z \Lambda \Sigma]$ , radyasyon kalınlıkları  $\Gamma(E1)$ , indirgenmiş radyasyon kalınlıkları  $\Gamma_{red}(E1)$  ve integre edilmiş tesir kesitleri  $\sigma_0, \sigma_{-1}, \sigma_{-2}$  değerleri TGI QRPA model çerçevesinde hesaplanmıştır. Hesaplamalar sonucunda GDR bölgesinde  $\Delta K=1$  dalının baskın olduğu görülmüştür. Deneysel verilerle karşılaştırma yapılabilen en karakteristik büyüklük olan toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitinin deforme  $^{168-178}\text{Yb}$  izotopları için  $K=0$  dalında 11-12 MeV;  $K=1$  dalında 15-16 MeV aralıklarında enerji maksimumlarına sahip olduğu görülmüştür. İncelenen izotoplar için iki hörgüçlü yapıya sahip spektrumlar deneysel veriler ile uyumlu sonuçlar vermiştir.

# INVESTIGATIONS OF THE GIANT DIPOLE RESONANCE IN <sup>168-</sup> <sup>178</sup> Yb ISOTOPES

## SUMMARY

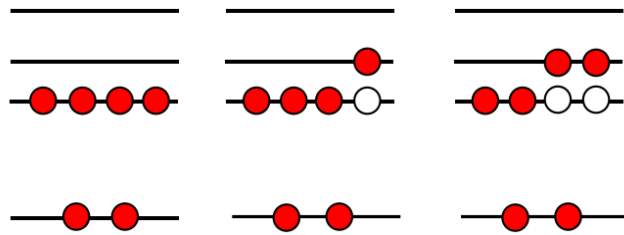
Keywords: Electric dipole transition, giant dipole resonance, <sup>168-178</sup>Yb, QRPA, deformation, even-even nuclei.

Giant dipole resonance (GDR) feature of the electric dipole excitations with spin and parity  $I^\pi = 1^-$  in the high energy region has been searched for the <sup>168-178</sup>Yb isotopes in this thesis. The systematic of GDR structure of even-even deformed <sup>168-178</sup>Yb isotopes has been investigated in the framework of the Quasi-Random Phase Approximation (QRPA). Separable isoscalar and isovector interactions in the restoration of broken symmetries in the mean-field potential have been determined self consistently. The model consisting of isovector dipole-dipole interactions successfully explains the  $K = 0$  and  $K = 1$  branch of GDR and energy in an agreement with experimental data. The models in which translational and Galilean invariance non-restored (NTGI QRPA), only translational invariance restored (TI QRPA) and only Galilean invariance (GI QRPA) restored have been compared and the contribution of these models to discrimination of zero energy spurious states (Goldstone mode) from the spectrum. The restoration forces added to the Hamiltonian has changed the distribution of B(E1) spectrum, weaken the B(E1) and increased the number of levels.

The reduced transition probabilities B(E1), energy weighted reduced transition probabilities  $\omega B(E1)$ , energy ( $\omega_i$ ), photoabsorption cross section ( $\sigma_{abs}$ ) and Nilsson asymptotic quantum numbers  $[Nn_z \Lambda \Sigma]$ , radiation width  $\Gamma(E1)$ , reduced radiation width  $\Gamma_{red}(E1)$  and integrated cross sections  $\sigma_0, \sigma_{-1}, \sigma_{-2}$  have been calculated for even-even <sup>168-178</sup>Yb isotopes using TGI QRPA model. The calculations revealed that the  $\Delta K=1$  branch of the GDR region dominates the energy spectrum. One the convenient parameter which is comparable with experimental data is photoabsorption cross section ( $\sigma_{abs}$ ) is found that having a peak around 11-12 MeV in the  $K = 0$  branch and 15-16 MeV in the  $K = 1$  branch. These double humps structure are in good agreement with experimental data.

## BÖLÜM 1. GİRİŞ

Nükleonlar arasındaki etkin kuvvetlerin sorumlu olduğu ve nükleer yapı fiziğinde teorik ve deneysel olarak incelenen, modellerin belirlenmesinde büyük öneme sahip olan kollektif uyarılmalar önemli konulardan biri olmuştur (Harakeh ve Woude 2001; Ring ve Schuck, 2004). Kolektif uyarılmalar içerisinde var olan dipol uyarılmalar paritelerine göre ikiye ayrılır. Bunlardan spini ve paritesi:  $I^\pi=1^+$  olanlar manyetik dipol (M1),  $I^\pi=1^-$  olanlar ise elektrik dipol (E1) karakterlidir. Kollektif uyarılmalara verilebilecek örneklerden biri deforme çekirdeklerde gözlenen dev dipol rezonans (Giant Dipole Resonance-GDR) olarak adlandırılan yüksek uyarılma enerjili elektrik dipol (E1) uyarılmalarıdır (Habs, 2013). GDR'nin makroskopik ve mikroskopik açılarından tanımları farklıdır. Çekirdekdeki nötronların protonlara karşı titreşimleri makroskopik tanımı olarak ifade edilirken, mikroskopik olarak parçacık-boşluk (p-h) seviyelerinin süperpozisyonu olarak tanımlanmaktadır (Varlamov ve ark., 1999; Harakeh ve Woude, 2001; Oishi, ve ark., 2016).



Şekil 1.1. 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, parçacık-boşluk uyarılmalarının süperpozisyonu olarak ifade edilebilir (Şekil 1.1.).



GDR bölgesi özellikleri küresel çekirdekler için oldukça çalışılmış bir konudur. Ancak deforme çekirdeklerde daha fazla çalışmaya ihtiyaç bulunmaktadır. Deforme çekirdeklerin elektrik dev dipol rezonans özellikleri araştırılırken bazı kuantum sayıları ön plana çıkmaktadır. Deforme çekirdeklerde eksenel simetriden dolayı K kuantum sayısı korunmaktadır ve  $I^\pi=1^-$  seviyelerinde simetri eksenine dik yönde olan  $K=\pm 1$  ve simetri eksenine paralel yönde olan titreşimlere karşı gelen  $K=0$  gibi iki bağımsız dalı görülmektedir (Okamoto 1958). Bu dallar güç parametrelerinin teorik olarak belirlenmesinde, modellerin test edilmesinde dikkate alınmaktadır.

Elektrik dipol uyarılmalarının ürettiği dev dipol rezonans (GDR) hakkında ilk kez Migdal 1945 yılında öngörü oluşturmuş ilerleyen zamanlarda Baldwin ve Klaiber (1947) tarafından bu öngörüler deneysel olarak genişletilmiştir. Deforme çekirdekler için bu ilk çalışmalardan günümüze dek özellikle fotoabsorbsiyon deneyleri ile çekirdeklerin bazı temel özellikleri araştırılmış, GDR modu ile ilgili yapılan deneysel çalışmalar ile toplam fotoabsorbsiyon tesir kesiti  $^{174}\text{Yb}$  (Gurevich ve ark., 1980), integre edilmiş tesir kesitleri  $^{174}\text{Yb}$  (Gurevich ve ark., 1981) ve toplam rezonans genişliği  $^{174}\text{Yb}$  (Gurevich ve ark., 1978),  $^{174}\text{Yb}$  (Youngblood ve ark., 1977) izotopları için araştırılmıştır. Deneysel çalışmalar gelecekte yapılacak teorik çalışmalara öngörü oluşturmuştur. Bunun tam tersi olarak teorik çalışmaların da gelişen teknolojiyle birlikte gelecekte çekirdeğin farklı özelliklerinin inceleneceği deneylere öngörü oluşturması gerekmektedir. Fakat GDR modunun incelendiği teorik çalışmalar fazla sayıda değildir. Literatürdeki bu eksiklik birçok deneysel çalışmada da belirtilmiştir (Paar ve ark., 2007; Kapitonov, 2015; Scheck ve ark., 2016).

Çekirdeğin yapısı çalışmalarında çekirdeklerin özellikleri ve dev rezonans kolektif modları ilgi çekici konular olmuştur. Bu tez çalışmasında çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeğinin  $I^\pi = 1^-$  seviyelerinin yüksek enerjili GDR modunun sistematığı ve özellikleri, ortalama alan potansiyelinde saf izoskaler ve izovektör ayrılabilir etkileşmelerin özuyumlu olarak belirlenmesiyle serbest parametresiz bir metot kullanılarak QRPA model çerçevesinde incelenmiştir. Bu çalışmada, QRPA bazında restorasyonun gerçekleşmediği (Nan Translational Galilean Invariant-NTGI), yalnız öteleme değişmezliğin (Translational Invariant-TI), yalnız Galileo değişmezliğin

(Galilean Invariant-GI) ve hem öteleme hem Galileo değişmezliğin (Translational Galilean Invariant-TGI) restore edildiği dört model elde edilmiştir. Bu dört model temelinde yapılan hesaplamalar ile restorasyonların  $B(E1)$  gücüne ve enerji spektrumunun dağılımına etkisi araştırılmıştır. Deforme çekirdeklerde spektruma karışan sıfır enerjili sahte hallerin (Goldstone modu) ayrılmasına bu dört modelin katkısı karşılaştırılmıştır. Öteleme ve Galileo değişmez QRPA yaklaşımı kullanılarak indirgenmiş geçiş olasılıkları, enerji ağırlıklı toplam kuralları, ortalama enerjiler, fotoabsorbsiyon tesir kesitleri, enerji ağırlıklı ve ağırlıksız radyasyon kalınlıkları, integre edilmiş tesir kesitleri, Nilsson kuantum sayıları incelenmiştir (Kuliev ve ark., 2000).

Bu çalışmada kullanılan TGI QRPA modelinde ortalama alan ve çiftlenim potansiyellerinin neden olduğu öteleme ve Galileo değişmezliğin restore edildiği bir kırımlı hamiltoniyen kullanılmış ve NTGI, GI ve TI modellerinden farkı ortaya konmaya çalışılmıştır. Kullanılan model ile deforme  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeğinin dev dipol rezonans özellikleri araştırılmıştır. TGI QRPA ile hesaplanan  $K=0$  ve  $K=1$  dallarının toplam  $B(E1)$  değerlerinin oranları, deformasyonun değişimiyle nasıl değişmektedir ve GDR bölgesinde  $K$ 'nın hangi dalı baskındır? sorularına cevap aranmıştır.

İkinci bölümde nükleer teorinin gelişiminde katkı sağlayan çekirdek modelleri hakkında bilgilere kısaca değinilmiş, ayrıca kolektif uyarılma modlarına, bu modlardan elektrik dipol geçişlerine, bu geçişlerin ve tek parçacık enerjileri ile dalga fonksiyonlarının hesaplanmasında kullanılan Woods-Saxon potansiyelinin özelliklerine yer verilmiştir. Bu çalışmada kullanılan teori süperakışkan modelini temel aldığından bu bölümde süperakışkan modelden elde edilen temel denklemler verilmiştir. Ayrıca dev dipol rezonansın temel özellikleri incelenmiştir.

Üçüncü bölümde ortalama alan potansiyeli nedeni ile ortaya çıkan simetri kırılımından bahsedilmiştir. Kırılan bu simetrilerin onarılması için etkin kuvvetlerin ortalama alan potansiyeli ile özuyumlu olarak seçilmesini sağlayan kuantum mekaniksel Pyatov yöntemi ele alınmıştır. Söz konusu olan yöntem QRPA metodu

çerçevesinde,  $^{168-178}\text{Yb}$  deforme çift-çift çekirdeğinin, yalnızca öteleme değişmezlik (TI), yalnızca Galileo değişmezlik (GI) ve hem öteleme hem de Galileo değişmezliği (TGI) restore etmek için kullanılmıştır. Bu bölümde ayrıca elde edilen analitik ifadelere yer verilmiştir.

Dördüncü bölümde, elektrik dipol geçişin karakteristik özelliklerinden olan radyasyon kalınlıkları ve fotoabsorbsiyon tesir kesitleri, fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin elde edilmesinde kullanılan enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kuralları, deforme çekirdeklerde enerji seviyeleri ve tek parçacık asimptotik Nilsson kuantum numaraları, dev rezonans genişliğinden elde edilen analitik ifadelere yer verilmiştir. Fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinde görülen yarıma ve Lorentz parametreleri incelenmiştir.

Beşinci bölümde çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri için elde edilen sayısal sonuçlar sunulmuştur.  $^{168-178}\text{Yb}$  çift-çift deforme çekirdeği için  $I^\pi K = 1^-1$  ve  $I^\pi K = 1^-0$  geçişlerinde indirgenmiş geçiş olasılıkları (B(E1)), enerji ağırlıklı indirgenmiş geçiş olasılıkları  $\omega B(E1)$ , enerji ( $\omega_i$ ) değerleri, K=0 ve K=1 dallarından elde edilen toplam fotoabsorbsiyon tesir kesiti ( $\sigma_{abs}$ ) sonuçları verilmiştir. Bundan başka elektrik dipol geçişlerinin bazı karakteristik özellikleri olan, asimptotik kuantum numaraları ( $[Nn_z \Lambda \Sigma]$ ), radyasyon kalınlıkları  $\Gamma(E1)$ , indirgenmiş radyasyon kalınlıkları  $\Gamma_{red}(E1)$  ve integre edilmiş tesir kesitlerinden  $\sigma_0$ ,  $\sigma_{-1}$ ,  $\sigma_{-2}$  elde edilen sonuçlar sunulmuştur. İncelenen izotoplar deneysel veriler ile uyumlu sonuçlar vermiştir.

Altıncı bölümde tez çalışmasından elde edilen sonuçlar özetlenerek, gelecekte yapılabilecek deneysel ve teorik çalışmalar için öngörü oluşturmuştur.

## **BÖLÜM 2. NÜKLEER MODELLER VE DEV DİPOL REZONANS UYARILMASI**

Çekireği anlamak için insanlık önce maddeyi anlamaya çalışmıştır. Zaman geçtikçe nükleer fizik olayları, nükleer yapı fiziğinde yapılan deneylerin gelişimi nükleer modellere olan ilgiyi arttırmıştır. Bu bölümde tek parçacık kabuk modeli, süperakışkan model, kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı ve dev dipol rezonans uyarılması hakkında bilgilere yer verilmiştir.

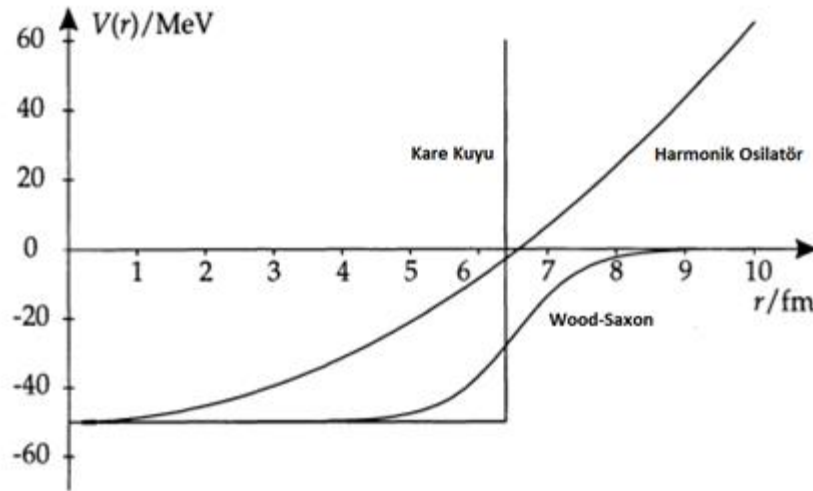
### **2.1. Tek Parçacık Kabuk Modeli**

Nükleer tek parçacık kabuk modeli Mayer, Haxel ve Jensen, Suess (1950) tarafından geliştirilmiştir. Temeli Pauli dışarlama ilkesine dayanan kabuk modeli, atom çekirdeğinin sıvı damlası gibi değil, atom gibi kabuk yapısına sahip olmasıyla gelişmeye başlamıştır. Pauli dışarlama ilkesinde, yarım spinlere sahip olan protonlar ve nötronlar (elektronların yanı sıra) Fermi–Dirac istatistiklerine uymak zorundadırlar. Kabuk modeli, spin ( $J$ ) ve parite ( $P$ ) gibi nükleer taban durumlarının kuantum karakteristiklerini açıklamakta başarılı olmuştur. Bununla birlikte, bazı uyarılmış durumların doğasını ve spin-yörünge etkileşimi gibi olayları da açıklamakta önemli bilgiler sağlamıştır (Ishkanov ve Kapitanov, 2015).

Kabuk modeli üzerine kurulan atom teorisinin, atom yapısının karmaşıklığını açıklamadaki büyük başarısı aynı teorisinin çekirdek yapısına uygulanabilirliği üzerinde durulmasına neden olmuştur. Ancak bu model nükleer yapıya uygulandığında bazı zorluklar ile karşılaşmıştır. Bazı çekirdeklerin bağlanma enerjilerinde yaranmış zorlukları açıklamak için kullanılan, genel olarak sihirli sayılar adlandırılan proton ya da nötron sayıları 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 olarak verilir (Iskhanov ve Kapitanov, 2015). Sihirli sayılar Schrödinger dalga denklemi çeşitli nükleer potansiyeller ile çözülerek elde edilmeye çalışılmıştır. Kullanılan ilk potansiyel kare kuyu

potansiyelidir. Bu potansiyel kullanıldığında elde edilen sonuçlar ilk üç sihirli sayıyı açıklamakta başarılı olmuştur (2, 8, 20, 34, 58, ...) (Soloviev, 1976). Kullanılan diğer potansiyel Harmonik Osilatör potansiyeli olmuştur, fakat bu potansiyel de beklenen sonucu vermemiştir. Harmonik Osilatör potansiyeli ile elde edilen sihirli sayılar 2, 8, 20, 40, 70, 112 ve 168'dir. Kullanılan bir diğer potansiyel Nilsson potansiyelidir. Bu potansiyel ile ilgili bilgi Bölüm 4.5.'de verilmiştir.

Bir diğer potansiyel olan Woods-Saxon potansiyeli ile tek parçacıklı bir sistemi tanımlamak mümkündür. Spin-orbit etkileşimlerinin eklenmesiyle gerçek nükleer potansiyel olarak elde edilen Woods-Saxon potansiyeli Haxel ve ark. (1949) ile Mayer (1950) tarafından geliştirilmiştir. Nükleer potansiyel Şekil 2.2.'de gösterilen sonlu derinlikte ve küresel simetrik olan Woods-Saxon potansiyeli ile temsil edilebilir. Nilsson potansiyeli yüksek duvarlı olduğundan iyi bir yaklaşım değildir. Asimptotik kuantum numaraları her iki potansiyel için geçerlidir.



Şekil 2.1. Nükleer Potansiyeller (Kaynak: [http://atlas.physics.arizona.edu/~shupe/Indep\\_Studies\\_2015/Notes\\_Goethe\\_Univ/A6\\_SphShell\\_and\\_Deformed.pdf](http://atlas.physics.arizona.edu/~shupe/Indep_Studies_2015/Notes_Goethe_Univ/A6_SphShell_and_Deformed.pdf))

Burada, nükleer yarıçap  $R$  potansiyelin merkezden iki defeye uzaklaştığı mesafedir. Woods-Saxon potansiyeli yüzey etrafındaki kısmi saçılma reaksiyonları için çok önemlidir. Woods-Saxon potansiyeli çekirdek içerisinde nükleonların yoğunluk dağılımını çok iyi ifade eder ve çekirdek dışında üstel (eksponansiyel) olarak sıfıra

gitmektedir. İki kısımdan oluşan Woods-Saxon potansiyelinin birinci kısmı nükleonların ürettiği izoskaler ve izovektör ortalama alan potansiyeli, ikinci kısım ise spin-orbital potansiyelidir (Soloviev, 1976). Hamiltonyen operatörü:

$$H = \frac{\hbar}{2m} \nabla^2 + \frac{-V_0^\tau}{1+\exp((r-R)/a)} - V_{ls}(r)ls. \quad (2.1)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Burada  $V_0^\tau$  parametresinin açık hali

$$V_0^\tau = V_0 + V_1^\tau \quad (2.2)$$

şeklindedir. Burada

$$V_0(r) = -\frac{V_0}{1+\exp[(r-R_0)/a]} \quad (2.3)$$

$$V_1^\tau = \tau_z \eta \frac{N-Z}{A} V_0 ; \quad \eta = \frac{V_1}{4V_0} \quad (2.4)$$

ikinci kısmı ifade eden  $V_{ls}$  spin-orbital potansiyeli,

$$V_{ls}(r) = -\xi \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \quad (2.5)$$

şeklindedir.

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

$$\begin{aligned}
V_0^N &= V_0(r) \left[ 1 - 0.63 \frac{N-Z}{A} \right] \\
V_0^Z &= V_0(r) \left[ 1 + 0.63 \frac{N-Z}{A} \right]
\end{aligned} \tag{2.6}$$

Burada  $V_0=53 \text{ MeV}$ ,  $R_0=r_0A^{1/3}$ ,  $r_0=1.24 \times 10^{-13} \text{ cm}$ ,  $a=0.63 \times 10^{-13} \text{ cm}$  yüzey kalınlığı,  $\xi = 0.263 \times [1 + 2(N-Z/A)] (10^{-13} \text{ cm})^2$  spin-yörünge etkileşme parametresidir (Kuliev ve Pyatov, 1968).  $V_0^T$  ve  $V_{Is}$  potansiyel ifadelerine proton seviyeleri hesaplanırken Coulomb potansiyeli eklenmelidir. Yüzey etkisi ihmal edildiğinde Coulomb potansiyeli:

$$V_c(r) = \frac{(Z-1)e^2}{r} \begin{cases} \frac{3r}{2R_0} - \frac{1}{2}(r/R_0)^3, & r \leq R_0 \\ 1, & r > R_0 \end{cases} \tag{2.7}$$

şekilde yazılır.

Deforme çekirdekler için Woods-Saxon potansiyeli (Faessler ve Sheline, 1966; Ring ve Schuck, 2004).

$$V(r, \beta, \phi) = -V_0 \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-R(r, \beta, \phi)}{a(\beta, \phi)}\right) \right]^{-1} \tag{2.8}$$

$$V_{Is}(r, \beta, \theta) = 2\xi(\mathbf{p} \times \mathbf{s}) \text{grad}V(r, \beta, \theta) \tag{2.9}$$

Burada  $\beta$  ve  $p$  sırasıyla deformasyon parametresi, çizgisel momentumu ifade etmektedir (Soloviev, 1976).

## 2.2. Süperakışkan Model

Çekirdeklerin süperakışkanlık özelliğinin temelinde, nükleon-nükleon çifti korelasyonları olduğu bilinmektedir. Bu korelasyonlar nükleonlar arasındaki rezidüel etkileşimlerdir. Bu yüzden, bu korelasyona genel olarak süper iletken çifti korelasyonları adı verilmiştir. Kısa menzilli çiftlenim etkileşimi çekirdeklerin özelliklerinin açıklanmasında önemli bir rol oynamaktadır. Kısa menzilli çiftlenim etkileşimi rezidüel etkileşimden ayrmak mümkündür. Kabuk modelinde rezidüel etkileşimi dikkate almak zor olduğundan korelasyon hesabı yapılmamaktadır, yani çekirdek kendine özgü bir alan içerisinde (öz uyumlu-self consistent) bağımsız olarak hareket ettiği varsayılmaktadır.

Bağımsız-parçacık modelinde olduğu gibi Süperakışkan modelde de, çekirdeğin içindeki bağımsız nükleonların, tek parçacık halleri ile karakterize edildiği düşünülmektedir. Deforme çekirdeklerin enerji spektrumunda enerji aralığının (gap) varlığı süperiletken metallerin enerji spektrumlarında da enerji aralığının olması durumu, 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 ikinci kuantumlama formalizmi yatmaktadır. BCS modelini formalize etmek için parçacık operatörlerini Bogolyubov kuaziparçacıklarına dönüştürmek gerekmektedir. Bu dönüşüm Bogolyubov tarafından önerilen kanonik dönüşümler ile gerçekleştirilir.



$$\begin{aligned}
\mathbf{a}_{s\sigma}^+ \mathbf{a}_{s'\sigma'} + \mathbf{a}_{s'\sigma'} \mathbf{a}_{s\sigma}^+ &= \delta_{ss'} \delta_{\sigma\sigma'} \\
\mathbf{a}_{s\sigma} \mathbf{a}_{s'\sigma'} + \mathbf{a}_{s'\sigma'} \mathbf{a}_{s\sigma} &= 0 \\
\mathbf{a}_{s\sigma}^+ \mathbf{a}_{s'\sigma'}^+ + \mathbf{a}_{s'\sigma'}^+ \mathbf{a}_{s\sigma}^+ &= 0
\end{aligned} \tag{2.10}$$

Kuaziparçacık tasvirinde parçacık üretme ve yok etme operatörleri aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned}
\mathbf{a}_{s\sigma} &= \mathbf{u}_s \alpha_{s,-\sigma} + \sigma \mathbf{v}_s \alpha_{s\sigma}^+ \\
\mathbf{a}_{s\sigma}^+ &= \mathbf{u}_s \alpha_{s,-\sigma}^+ + \sigma \mathbf{v}_s \alpha_{s\sigma}
\end{aligned} \tag{2.11}$$

$\alpha_{s\sigma}^+$  ve  $\alpha_{s\sigma}$  operatörleri kuaziparçacık üretme ve yok etme operatörleridir. Eğer (2.12) bağıntısı sağlanırsa, tüm reel  $u_s$  ve  $v_s$  reel fonksiyonları için (2.11) ifadesindeki operatörler fermiyonları temsil eder.

$$\eta_s = u_s^2 + v_s^2 - 1 = 0 \tag{2.12}$$

Süperakışkan nükleer modelin temel eşitlikleri birçok yolla elde edilebilir, burada varyasyon prensibi kullanılmıştır. Çiftlenme korelasyonları ortalama alanın simetri özelliklerine veya açık bir biçimine bağlı değildir. Öncelikle temel denklemler genel biçimde elde edilir. Bu denklemler küresel veya deforme çekirdekler için özel bir formun elde edilebilmesi için düzenlenir. Süperakışkan modelde Hamiltoniyen aşağıdaki şekilde yazılmaktadır;

$$H_0 = H_{ortalama} + H_{çiftlenim} \tag{2.13}$$

Bu ifadedeki  $H_{ort.}$  parçacıkların ortalama bir potansiyel alan içerisindeki bağımsız hareketlerini,  $H_{çif.}$  parçacıkların çiftlenme etkileşmelerini ifade etmektedir,  $H_{çif.}$  termi aşağıdaki gibi gösterilebilir.

$$H_{\text{çiftlenim}} = -\sum_{qq'} G(q^+, q^-; q'^-, q'^+) a_{q^+}^+ a_{q^-}^+ a_{q'^-} a_{q'^+} \quad (2.14)$$

Süperakışkan nötron-proton korelasyonları, orta ve ağır çekirdeklerde oluşmamaktadır. Nötron ve protonlar için, ayrı ayrı çözümler elde edilir. Bu sebeple, Süperakışkan modelde Hamiltoniyen nötron ve proton sistemleri için yazılabilir.

$$H_0 = H_0(n) + H_0(p) \quad (2.15)$$

Hamiltoniyenlerin açık şekli nötron ve proton sistemleri için aşağıdaki şekilde yazılır.

$$\begin{aligned} H_0(n) &= \sum_{s\sigma} \{E_0(s) - \lambda_n\} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_N \sum_{ss'} a_{s^+}^+ a_{s^-}^+ a_{s'^-} a_{s'^+} \\ H_0(p) &= \sum_{t\sigma} \{E_0(t) - \lambda_p\} a_{t\sigma}^+ a_{t\sigma} - G_Z \sum_{tt'} a_{t^+}^+ a_{t^-}^+ a_{t'^-} a_{t'^+} \end{aligned} \quad (2.16)$$

Bu ifadelerdeki  $E_0(s)$  ve  $E_0(t)$  nükleonların ortalama alan potansiyelindeki tek parçacık enerjileridir.  $\lambda_n$  ve  $\lambda_p$  Lagrange çarpanlarıdır ve kimyasal potansiyel olarak isimlendirilir.

(2.10)-(2.12) ifadeleri göz önünde bulundurulursa (2.16) ifadesindeki hamiltoniyenin beklenen değeri aşağıdaki şekilde yazılır;

$$\langle \psi_0 | H_0(n) | \psi_0 \rangle = 2 \sum_s \{E(s) - \lambda_n\} v_s^2 - G_N \left( \sum_s u_s v_s \right)^2 \quad (2.17)$$

$$\langle \psi_0 | H_0(p) | \psi_0 \rangle = 2 \sum_t \{E(t) - \lambda_p\} v_t^2 - G_Z \left( \sum_s u_t v_t \right)^2 \quad (2.18)$$

Bu ifadeler çözülerek, aşağıdaki temel eşitlikler elde edilir.

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \quad u_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \quad (2.19)$$

$$v_t^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(t) - \lambda_p}{\varepsilon(t)} \right\} \quad u_t^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(t) - \lambda_p}{\varepsilon(t)} \right\} \quad (2.20)$$

$$\varepsilon_s = \sqrt{(E_s - \lambda_n)^2 + \Delta_n^2} \quad \varepsilon_t = \sqrt{(E_t - \lambda_p)^2 + \Delta_p^2} \quad (2.21)$$

Burada kullanılan  $\mathcal{E}$  nükleonların tek kuaziparçacık enerjisi olarak isimlendirilir.  $\Delta$  gap parametresidir (Literatürde  $C_n$  olarak da gösterilmektedir). Nükleonlar arası çiftlenme gücünün ölçüsünü ifade eder. (2.21) eşitliğindeki  $\Delta_n$  ve  $\Delta_p$  nötron ve proton sistemlerinin gap parametreleridir. Burada,

$$\Delta_n = G_N \sum u_s v_s \quad \Delta_p = G_Z \sum u_t v_t \quad (2.22)$$

ve

$$N = 2 \sum_s v_s^2 \quad Z = 2 \sum_s v_t^2 \quad (2.23)$$

şeklindedir. (2.23) ifadesinde  $2v_s^2$  ve  $2v_t^2$  nötron ve proton seviyelerinin parçacık yoğunluğu,  $2u_s^2 = 2(1 - v_s^2)$  ifadesindenki  $2u_s^2$  ve  $2u_t^2$  ise nötron ve proton seviyelerinin boşluk yoğunluklarını temsil etmektedir (Soloviev, 1976).

### 2.2.1. Kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı

Rastgele faz yaklaşımı (RPA) hızlı hesaplama yapılabilen ve nükleer uyarılmaların incelenmesinde kolaylık sağlayan bir yöntemdir. Amaç, bağımsız parçacık modeli kullanarak dalga fonksiyonu temelinde çekirdeğin uyarılmış seviyelerini elde etmektir. Temeli, bir parçacığın bir boşluk bırakarak boş olan yörüngeye hareketi olarak

adlandırılan parçacık-boşluk durumlarıdır. Bu izlem Tamm-Dancoff yaklaşımı (TDA) veya basit parçacık-boşluk teorisi olarak adlandırılır (Rowe, 1970). Bu yaklaşımda uyarılmış seviyelerdeki kuazi-parçacık etkileşimleri dikkate alınır fakat taban durumu etkileşimlerinin etkisi yoktur. Taban durumu etkileşimlerinin etkisi olmadığından, çift-çift çekirdeğin taban durumu kuazi-parçacık boşluğudur (vacuum). TDA'nın esas eksikliği, taban ve uyarılmış durumların asimetrik tavrıdır (Soloviev, 1976). Böylece artık etkileşimin taban seviyesinin kendisinin üzerindeki etkisini hesaba katmak gerekir. Bu durumda parçacık-boşluk halleri üst üste gelmektedir. Bu işleme rastgele faz yaklaşımı (Random Phase Approximation-RPA) denmektedir. TDA'daki eksiklik RPA yöntemi sayesinde kuazi-parçacık etkileşimlerini içeren tüm seviyelerde düzeltmeler yapılmıştır. İlk defa RPA yöntemi Bohm ve Pines (1953) tarafından elektron gazlarında plazma titreşimlerini tanımlamak için uygulanmıştır.

Kuaziparçacık RPA (Quasiparticle Random Phase Approximation-QRPA) yaklaşımı Hartree-Fock Bogoluybov çözümlerinin üzerine kurulan istikrarlı bir yöntemdir. QRPA, herhangi bir elektromanyetik (dipol, kuadropol, oktopol, vb.) uyarımdan kaynaklanan düşük kolektif titreşim durumlarından dev rezonanslara kadar pek çok sayıdaki nükleer olayları açıklamada başarılı olmuştur. Bu sayede ortalama alan yaklaşımına dayanarak neredeyse tüm nüklitlere uygulanabilen bir yöntemdir (Versteegen ve ark., 2016).

QRPA, ikinci kuantumlama metodunun etkili formülasyonlarından biri olarak bilinmektedir. İkinci kuantumlama yöntemi özuyumlu alan metodu ile karşılaştırılabilir bu karşılaştırmanın belirli avantajları vardır. Bunlardan bazıları, komütasyon ilişkileri ile ilgili normalleşme koşulu, titreşim durumlarının dalga fonksiyonlarını daha açık bir şekilde ifade etmesidir (Soloviev, 1976).

Süperakışkan çekirdekler için RPA' nı QRPA' da geliştirirsek Hamiltoniyen Hartree-Bogolybov ikinci kuantumlanma tasvirinde şu şekilde yazılır (Rowe, 2010).

$$H = H_{sqp} + H_v \quad (2.24)$$

Burada  $H_{sqp}$  ve  $H_v$  kuaziparçacık hareketin ve incelenen kolektif modun Hamiltoniyenidir. Açık şekilde,

$$H_{sqp} = \sum_q \varepsilon_q(\tau) \alpha_q^+(\tau) \alpha_q(\tau) \quad (2.25)$$

$$H_v = -\frac{1}{4} \sum_{qq'} G(q^+, q^-; q'^-, q'^+) a_{q^+}^+ a_{q^-}^+ a_{q'^-} a_{q'^+} \quad (2.26)$$

yazılır.  $H_{sqp}$ 'ın ifadesindeki  $\varepsilon_q(\tau)$  nükleonların tek-kuaziparçacık enerjisidir.

$$H\psi_i = E\psi_i \quad (2.27)$$

(2.27) Schrödinger denkleminde, uyarılma durumlarını QRPA'da ifade eden tek fononlu dalga fonksiyonu,

$$|\psi_i\rangle = Q_i^+ |\psi_0\rangle = \sum_{\mu, \tau} [\psi_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}^+(\tau) - \phi_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (2.28)$$

ile verilir (Soloviev, 1976). Burada  $Q_i^+$  fonon üretme operatörü,  $|\psi_0\rangle$  çekirdeğin taban durumuna karşı gelen fonon vakumudur.  $Q_i \psi_0 = 0$ 'dır.  $Q_i^+$  ( $Q_i$ ) fonon üretme (yok etme) operatörleri,  $\psi_{qq'}^i$  ve  $\phi_{qq'}^i$  birimleme koşulunu sağlayan katsayılarıdır 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. (2.27) ve (2.28)'den,

$$HQ_i^+ |\psi_0\rangle = EQ_i^+ |\psi_0\rangle \quad (2.29)$$

elde edilir.  $Q_i^+$  ( $Q_i$ ) fonon üretme (yok etme) operatörleri,

$$\begin{aligned}
Q_i &= \frac{1}{2} \sum_i (X_{qq'}^i A_{qq'} - Y_{qq'}^i A_{qq'}^+) \\
Q_i^+ &= \frac{1}{2} \sum_i (X_{qq'}^i A_{qq'}^+ - Y_{qq'}^i A_{qq'})
\end{aligned} \tag{2.30}$$

şeklinde tanımlanır (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.  $X_{qq'}^i$  ve  $Y_{qq'}^i$  iki kuaziparçacık genlikleridir. QRPA genellikle matris formunda formüle edilmektedir. Elde edilen büyüklükler,

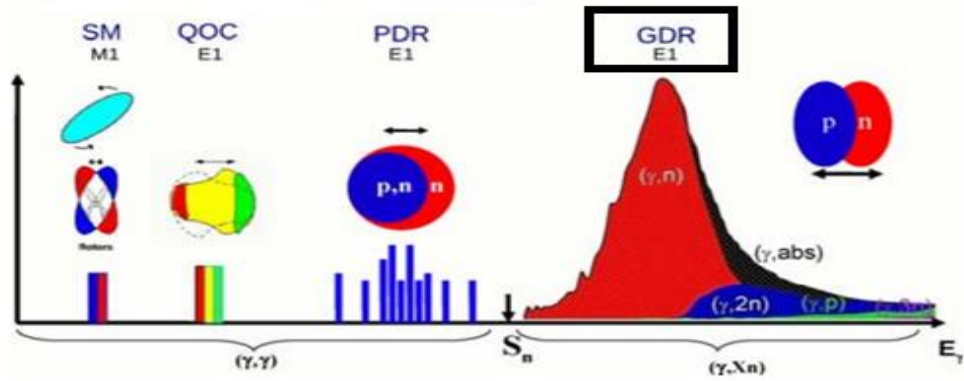
$$\begin{pmatrix} F & E \\ E & F \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^i \\ Y^i \end{pmatrix} = \omega_i \begin{pmatrix} X^i \\ -Y^i \end{pmatrix} \tag{2.31}$$

ifadesini sağlamaktadırlar. (2.31) matris denklemlerinin çözümünden  $X_{qq'}^i$  ve  $Y_{qq'}^i$  kuaziparçacık genlikleri elde edilir.

$$\begin{aligned}
F &= \langle \psi_0 | [A, [H, A^+]] | \psi_0 \rangle \\
E &= -\langle \psi_0 | [A, [H, A]] | \psi_0 \rangle
\end{aligned} \tag{2.32}$$

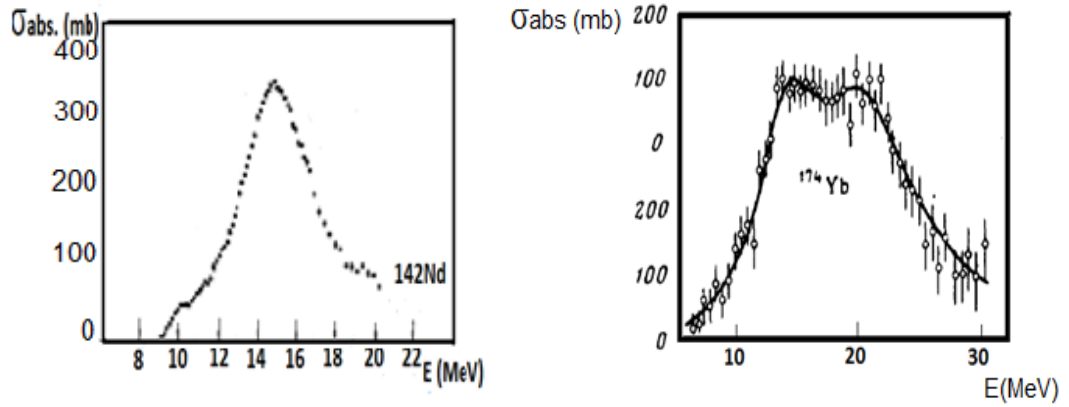
### 2.3 Dev Dipol Rezonans

Çekirdeğin elektrik dipol modları, dev dipol rezonans tarafından belirlenmektedir (Berman Fultz, 1975). Şekil 2.2.'de atomik çekirdeğin foto-absorbsiyonu sonucunda çekirdeğin farklı enerji bölgelerindeki dipol uyarılmaları görülmektedir (Harakeh ve Woude, 2001).



Şekil 2.2. Nükleer dipol uyarılma spektrumu (Habs, 2013).

Nükleer dipol uyarılma spektrumunun, nötron bağlanma enerjisinin ( $S_n$ ) yukarısındaki uyarılmalar dev rezonanslar olarak adlandırılmaktadır. Dev rezonanslar, çekirdeğin içindeki çoğu parçacığın kollektif hareketine karşılık gelmektedir. Gücü geçiş genliği ile tanımlanan rezonans, kuantum-mekaniksel olarak taban durumu ile kollektif durum arasındaki geçişe karşı gelmektedir. Geçiş gücünün, sistemin temel özelliklerine bağlı olduğu öngörülmektedir (Harakeh & Woude, 2001). Dev rezonans: enerji, genişlik ve güç büyüklükleri ile tanımlanmaktadır. Şekil 2.3.'de küresel ve deforme çekirdekler için dev rezonans örnekleri gösterilmiştir (Harakeh & Woude, 2001).



Şekil 2.3. Küresel (sol) ve deforme (sağ) çekirdeklere dev rezonans (Carlos ve ark., 1974 (sol), Gurevich ve ark., 1980 (sağ))

Şekil 2.3.'de sol tarafta küresel  $^{142}\text{Nd}$  çekirdeği için foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak fotonların Lorentz rezonans dağılımına uyan fotoabsorbsiyon tesir kesitleri gösterilmiştir. Sağ tarafta deforme  $^{174}\text{Yb}$  çekirdeği için fotonükleer tesir kesiti,

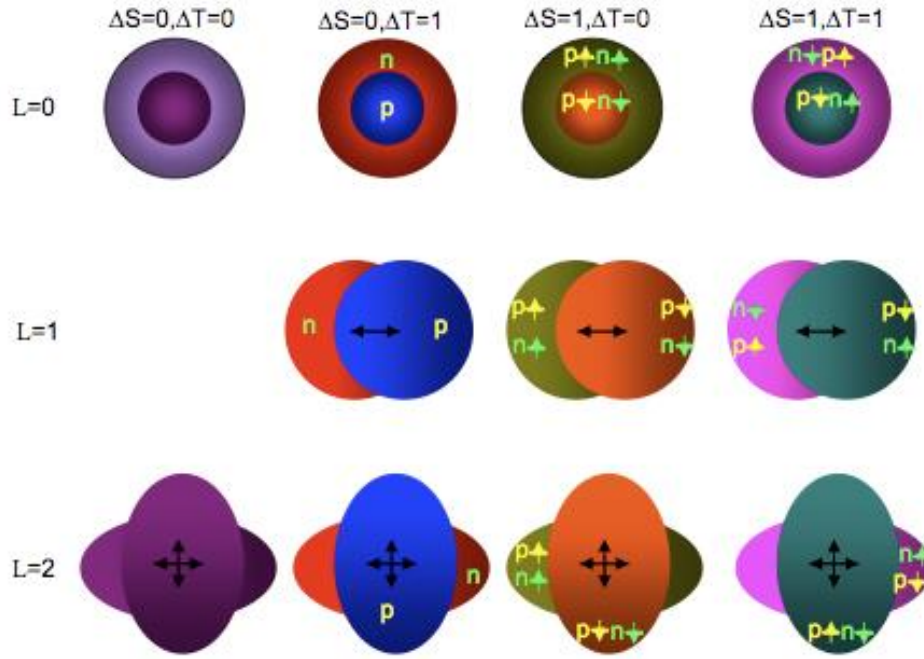
deformasyon eksenini boyunca ve deformasyon eksenine dik bir dipol titreşimine karşılık gelmektedir.

Dev rezonanslar ile ilgili tarihsel süreç içerisindeki önemli gelişmeleri şu şekilde sıralayabiliriz:

- İlk kez dev rezonans tanımlaması (1937)'de Bothe ve Günter tarafından çalışılan deneysel makalede yer almıştır.
- İlk teorik öngörü ise (1945)'de Migdal tarafından tahmin edilmiştir.
- 1947'de, Baldwin ve Klaiber tarafından deneysel olarak sürekli bremsstrahlung spektrumu kullanılarak GDR varlığı doğrulanmıştır (Woude, 1996, Ishkhanov ve Troshchiev, 2011).
- $(\gamma, n)$  foto-dizentegrasyonun yanı sıra foto-fisyon reaksiyonları ile yüksek frekanslı rezonans varlığı gözlemlenmiştir (Goldhaber ve Teller, 1948).
- Güçlü deforme çekirdekler için normal olan, fisil çekirdeklerin dev dipol rezonanslarının iki maksimuma sahip olduğu ilk kez (1964)'de Bowman ve ark., gözlemlenmiştir (Gurevich ve ark., 1976).
- Bu ilk çalışmalardan sonra GDR'nin en hafif çekirdekler dışındaki bütün çekirdeklere uygun bir özellik olduğu ve biçim ile genişliğinin nükleer kütle numarası A ile düzgün bir şekilde değiştiği belirlenmiştir (Goeke ve Speth, 1982). Çalışmalar sonucunda dev dipol rezonansların yanı sıra farklı rezonansları da olduğu görülmüştür.

Dev rezonansların birçok modu bulunmaktadır. Bu modlar makroskopik olarak kutup (L), spin (S) ve izospin (T) kuantum numaralarına bağlı olarak sınıflandırılır. Şekil 2.4.'de çeşitli dev rezonansların uyarılmasından kaynaklanan titreşim örnekleri gösterilmektedir (Poltoratska ve ark., 2014). Bu ilk üç çokkutupluluğa ( $\Delta L=0, 1, 2$ ) göre gösterilmiştir.





Şekil 2.4. Çekirdeğin dev rezonans modları (Kaynak: <https://cyclotron.tamu.edu/research/nuclear-structure> )

Nötron ve protonun bu sınıflandırmada aynı fazda titreşimleri izoskaler, zıt fazda titreşimleri izovektör mod olarak açıklanmaktadır. Buna benzer olarak elektrik (skaler) ve manyetik (vektörel) modlar ise çekirdekteki spin yukarı ve spin aşağılarının sırasıyla aynı fazda ve zıt fazda titreşmesidir (Harakeh, 2018).

Şekil 2.4.'de  $\Delta S=0$  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. Bu modda  $\Delta L=1$  titreşimi mevcut değildir.  $\Delta S=0$  ve  $\Delta T=1$  elektrik moddur: İzovektör titreşimler çok kutuplu yapıya göre  $\Delta L$  ile tanımlanır, proton ve nötronlar birbirlerine göre zıt fazda titreşim yapmaktadırlar.  $\Delta S=1$  ve  $\Delta T=0$  manyetik moddur: İzoskaler titreşimlerde spini  $\uparrow$  olan nükleonlar, spini  $\downarrow$  olan nükleonlara karşı titreşirler ve çok kutuplu yapıya göre  $\Delta L$  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.

Nükleer dinamikte kapalı kabukların uyarılması ile ilgili yapılan çalışmalarda kolektif uyarılmalara klasik örnek Dev Dipol Rezonans (Giant Dipole Resonance-GDR)

olmuştur (Mottelson, 1976). Çekirdeğin yapısını anlamak için foton içeren reaksiyonlar ciddi katkı sağlamıştır. Foto-nükleer reaksiyonlar periyodik tablodaki birçok çekirdeğe uygulanmıştır (Berman ve Flutz, 1975). Bu reaksiyonlarda tüm çekirdeklerin fotoabsorpsiyon tesir kesitlerinde, nükleon eşik enerjisinin üzerindeki enerji aralığında (8-30 MeV) geniş bir maksimum (GDR) olduğu görülmüştür (Ishkhanov ve Troshchiev, 2011). Bunun sonucunda GDR sistematüğini tasvir etmek için pek çok çalışma yapılmıştır. GDR deneysel ve teorik fotonükleer reaksiyon çalışmaları her zaman ilgi merkezinde olan konular olmuştur.

Dev dipol rezonans (GDR) ve elektrik dipol (E1) kaynağı fotonlar ile atomik çekirdek arasındaki etkileşimdir. Elektrik dipol uyarılmaları tarafından üretilen GDR'nin şekli onun en önemli özelliğidir (fotoabsorpsiyon kesitinin enerjiye bağımlılığı). Foto uyarılmaların temel bir şekli olan çekirdekleri GDR ile incelemek mümkündür (Rhine ve ark., 2015).

Kolektif modelde GDR'nin makroskopik açıdan izahı verilirse proton ve nötron kütle merkezlerinin birbirlerinden ayrılmasını söyleye biliriz. Bu ayrılma çekirdekte büyük bir dipol moment meydana getirmektedir (Greiner, 1996). Jensen tarafından ortaya atılan fikri takip ederek bu fenomeni ilk formül haline getiren Goldhaber ve Teller (1948) olmuştur bu bilim insanlarının çalışmalarını Steinwedel ve Jensen (1950) takip etmişlerdir.

Çekirdekte kolektif modların en iyi örneği dev rezonanslarda ortaya çıkmıştır. Rezonans parametrelerinin kütle-sayısı bağıllığı nükleer dev rezonansların karakteristiğidir, kararlı olmayan dinamikler ve çekirdeğin kütle özellikleri hakkında bilgi elde edebilmek için bu parametreler kullanılmıştır (Harakeh ve Woude, 2006). İlk bilinen dev rezonans izovektör dev dipol rezonans (Isovector Giant Dipole Resonance-IVGDR)'dir, buna sebep fotoabsorpsiyon deneylerinden izovektör E1 uyarımı için yüksek seçicilik kabiliyeti olmasıdır.

Fotoabsorpsiyon deneylerinden ilk gözlemlenen IVGDR mikroskobik nükleer teori açısından tanımı yapıla bilmesi için birçok temel teorik kavram geliştirilmeye

çalışılmıştır (Poltoratska ve ark., 2014; Hashimoto ve ark., 2015). Genişliği farklı sönmüleme mekanizmaları ile, merkezi enerji değeri (centroid) ise nükleer kütle ile ilişkilidir (Bortignon ve Broglia, 1998; Harakeh ve Woude, 2006). IVGDR, fotoabsorbsiyon deneylerinde 15 MeV'lik bir enerjiyle bir gama ışını kullanılarak gözlemlenebilir. Gama ışını mermi olarak gönderilir ve bu ışının enerjisinden dolayı ( $\hbar\omega_\gamma \approx 15\text{MeV}$ ) dalga boyu, nükleer yarıçaptan ( $R=5-7\text{fm}$ ) daha büyüktür. Bu nedenle, sabit elektrik alanında çekirdek bir bütündür. Sonuç olarak, protonlar E yönünde, nötronlar, kütlelerin merkezinin sabit kalması ve momentumu korumak amacıyla ters yönde hareketdedirler. Diğer yandan çekici nükleer kuvvet, restorasyon kuvveti olarak işlev görür ve bu kuvvet nötronların ve protonların hareketini değiştirir (Ceruti, 2016). IVGDR ile ilgili yapılan deneysel çalışmaların (Berman ve Flutz 1975; Bergere 1977; Dietrich ve Berman, 1988) ya da farklı teorik çalışmaların özelliklerinin incelendiği çalışmalar toparlanarak, IVGDR'nin daha önce de bahsedilen genel özellikleri şu şekilde sıralanabilir: IVGDR hafif  $^4\text{He}$  çekirdeğinden ağır  $^{238}\text{U}$ 'a kadar tüm çekirdeklere görülmüştür (Masur ve Mel'nikova, 2006). Hafif çekirdeklere IVGDR güç dağılım piki daha dar iken, ağır küresel çekirdeklere için bu dağılım Lorentz dağılımı şeklindedir. Deforme çekirdeklere IVGDR güç dağılımının iki eğrisi görülmüştür. Bu eğrilerin düşük ve yüksek değerlerde olmasına sebep nötronun protona karşı hareketinin gerçekleştiği eksenlerdir. IVGDR'nin uyarılma enerjisinin,  $A$  ile ilişkisi aşağıdaki formülle elde edilebilir.

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

IVGDR gücü Thomas-Reiche-Kuhn(TRK) toplam kuralı aşağıdaki gibidir.

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

$\kappa$  tüm izovektör rezonansların mezon değişim katkılarına bağlı bir faktördür. Kütle numarası 100'den büyük çekirdekleri için bu değer 0.1 ile 0.2 arasında bir değer alır.  $E_{\min}$  nötron koparma enerjisi,  $E_{\max}$  25 MeV'dir (Harakeh ve Van der Woude, 2006). IVGDR tesir kesiti dataları kullanılarak oluşturulmuş eğrinin genişliği Lorentz fitiyle

elde edilebilir. Kapalı kabuklarda genişlik yaklaşık 4MeV civarında olduğunda, kabuklar arasında bulunan deforme çekirdekler için bu değer artmaktadır. IVGDR şekli spesifik nükleer yüzey özellikleri ile ilişkilidir.

İzoskalar dev dipol rezonansı (Isoscalar Giant Dipole Resonance-ISGDR) uyarılma enerjileri, çekirdek içerisindeki nükleonun hareketinin tanımlanmasında çok önemli rol oynayan ilgi çeken modlardan biridir (Itoh ve ark., 2002). ISGDR ile ilgili durumların özeti aşağıdaki gibidir:  $3\hbar\omega$  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  $1\hbar\omega$  izoskaler dipol gücü gözlenmiştir. HF-RPA hesaplamaları da bu kadar düşük gücü öngörmektedir (Harakeh ve Woude, 2006).

## BÖLÜM 3. ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERDE $I^\pi = 1^-$ SEVİYELERİN ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARI

### 3.1. Simetri Kırınımları, Sahte Haller ve Etkin Kuvvetler

Çekirdeğin karmaşık yapısı, nükleer kuvvetlerin karmaşık hali, sistemlerin bağımsızlığı bir sıra zorluklar nedeniyle nükleer seviyelerin simetri özelliklerini ve koruma yasalarına uygulanmasıyla karakterize edilmeleri nükleer olayların analizinde dikkat çekecek şekilde rol oynamaktadır. Simetriler ile korunma yasaları arasında kuvvetli bir şekilde ilişki vardır. Nükleer fizikte simetri yasalarının kaynağı, kısmen, uzay-zaman koordinat sisteminin dönüşümleri ile olan ilişkilerin değişmezliğidir. Karmaşık bir fiziksel sistemi anlaşılır bir şekilde anlatmamız ve davranışını daha iyi şekilde kavramamıza doğa içinde simetriler yardımcı olmaktadır. Fizik biliminin tüm alanlarında simetrileri araştırmak, temel bir hedef haline gelmiştir. Simetri kırılması, farklı ve yeni durumların oluşmasına da neden olabilir (Ceruti 2016).

Çekirdeğin incelendiği yaklaşımın özellikleri simetri kırılmalarına neden olabilmektedir. Bu tez konusu olan çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  deforme çekirdeği Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) kullanılarak mikroskobik olarak incelenmiştir. Tek parçacık hamiltoniyeni simetrileri QRPA temelinde bulunan Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) yaklaşımı nedeniyle kırılmaktadır. Ortalama alan potansiyeli ile ilişkili olan ve kendiliğinden oluşan simetri kırınımları incelenen çekirdeğin var olan titreşim seviyelerinin içerisine, titreşim hareketinin dışında kalan sıfır enerjili farklı seviyelerin (Goldstone modu) karışmasına neden olmaktadır. Bu seviyeler sahte haller olarak ifade edilir ve gerçek titreşim seviyeleri arasına karışmaktadır.

Simetri kırınımlarının neden olduğu sahte haller çekirdeğin teorik olarak incelenen enerji spektrumu değerleri ile ilgili sonuçların doğruluktan sapmasına neden olmaktadır.

Hesaplamalardan daha kullanılır sonuçlar elde edebilmek için kırılan simetrilere dolaylı çekirdek enerji spektrumuna karışan bu sahte hallerin ayrılması gerekmektedir. Bu yöntemi Pyatov (1972) gerçekleştirmiştir. Bu çalışmada, sahte halleri ayırabilmek (restorasyon) için etkin kuvvetler izoskaler olarak seçildi. Sahte hallerin restorasyonu için Kuliev ve ark., (2000) tarafından gerçekleştirilen başka bir yaklaşım kullanılabilir. Kuliev ve ark., (2000) tarafından gerçekleştirilen bu yaklaşımda, ortalama alanda olan izovektör ve Coulomb potansiyelleri göz ardı edilerek etkin kuvvetleri yalnızca izoskaler alan Pyatov (1972)'un yaklaşımı geliştirilerek izovektör terim katkısı yapılmıştır. Bu çalışmada, izoskaler ve izovektör restore edici kuvvetlerin iki-kuaziparçacık eşik enerjisinin altındaki düşük enerjilerde  $I^\pi=1^-$  seviyelerinin 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, Ertuğal ve ark., 2009).

### 3.2. Çift-Çift Deforme Çekirdekler İçin QRPA Metodu

Bu tez çalışmasında çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  deforme çekirdeğinin QRPA yaklaşımı kullanılarak  $1^-$  seviyelerinin tek fononlu elektrik dipol özellikleri, nötron bağlanma enerjisinin yukarısında bulunan enerji bölgesindeki özellikleri incelenmiştir. QRPA modeli kullanılan bu çalışmadaki hesaplamalarda simetri kırınımının neden olduğu sahte hallerin yalıtılması Kuliev ve ark., (2000) tarafından gerçekleştirilmiş yaklaşımla gerçekleştirilmiştir. Elektrik dipol rezonansın öteleme ve Galileo değişmezliğine restore edici kuvvetlerin eklenmesinin etkisi vardır bu etkiyi belirlemek için QRPA yaklaşımı dört başlık altında incelenmiştir. Hiçbir restorasyonun olmadığı yaklaşım (Öteleme ve Galileo değişmez olmayan QRPA model (NTGI QRPA)), yalnızca öteleme değişmezliğin restore edildiği yaklaşım (Öteleme değişmez QRPA model (TI QRPA)), yalnızca Galileo değişmezliğin restore edildiği yaklaşım (Galileo değişmez QRPA model (GI QRPA)), hem öteleme hem de Galileo değişmezliğin restore edildiği yaklaşım (Öteleme ve Galileo değişmez QRPA model (TGI QRPA))

Hamiltoniyenler her yaklaşım için analitik olarak hesaplanmış ve özdeğer ve özfonksiyonlarını belirlemek için QRPA'nın bilinen yöntemleriyle  $[H, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+$  hareket denklemi çözülmüş ve  $1^-$  seviyelerinin enerjisi olan  $\omega_i$  kökleri ve dalga fonksiyonunun  $g_{qq'} = \Psi_{qq'} + \Phi_{qq'}$  ve  $w_{qq'} = \Psi_{qq'} - \Phi_{qq'}$  genlikleri bulunmuştur.

### 3.2.1. Öteleme ve Galileo değişmez olmayan QRPA model (NTGI QRPA )

Öteleme ve Galileo değişmez olmayan QRPA model hamiltoniyeni spini ve paritesi  $\Gamma^\pi = 1^-$  olan uyarılmalar için şu şekildedir (Pyatov ve Salamov, 1977);

$$H = H_{sqp} + W_{dip} \quad (3.1)$$

Buradaki ilk terim  $H_{sqp}$  tek-kuaziparçacık hareketinin Hamiltoniyeninin temel formudur (ikinci kuantumlanma metodu yaklaşımı kullanılarak) (Pyatov ve Salamaov, 1977). Tek-Kuaziparçacık Hamiltoniyeni açık şekilde

$$H_{sqp} = \sum_{\gamma} \varepsilon_{\gamma} \alpha_{\gamma}^+ \alpha_{\gamma} \quad (3.2)$$

yazılır. Burada  $\alpha^+$  ve  $\alpha$  operatörleri kuaziparçacık üretme ve yok etme operatörlerini ifade etmektedir.  $\varepsilon_{\gamma}$  nükleonların tek-kuaziparçacık enerjisidir. Üretme ve yok etme operatörlerinin B operatörü ifadesinde gösterimi aşağıda gösterilmiştir (Soloviev, 1976)

$$B(q, q') = \sum_{\sigma} \alpha_{q\sigma}^+ \alpha_{q'\sigma} \quad (3.3)$$

Burada  $\sigma = \pm 1$  zaman dönüşümü işlemi ile ilgili durumları göstermektedir. B operatörü kuazi parçacık sayısına karşılık gelmektedir, genel ifadesi aşağıda gösterildiği gibidir.

$$B_{qq}(\tau) = \sum_{q\tau} \alpha_q^+(\tau) \alpha_q(\tau) + \alpha_{\bar{q}}^+(\tau) \alpha_{\bar{q}}(\tau) \quad (3.4)$$

Burada,  $q$  hem proton hem nötron seviyelerini ifade eden kuantum numarasıdır. Böylece,  $H_{sqp}$  tek-kuaziparçacık hareketinin Hamiltoniyeninin genel formu aşağıdaki şekilde ifade edilir (Soloviev, 1976).

$$H_{sqp} = \sum_{q\tau} \varepsilon_q(\tau) \left\{ \alpha_q^+(\tau) \alpha_q(\tau) + \alpha_q^+(\tau) \alpha_{\bar{q}}(\tau) \right\} \quad (3.5)$$

(3.1) ifadesindeki  $W_{dip}$  terimi nötron ve protonların izovektör dipol titreşimlerini ifade etmektedir ve aşağıdaki şekilde yazılır (Pyatov ve Salamov, 1977).

$$W_{dip} = \frac{3}{2\pi} \chi_1 \left( \frac{NZ}{A} \right)^2 (\vec{R}_N - \vec{R}_Z)^2 \quad (3.6)$$

Burada,  $\chi_1$  izovektör dipol-dipol çiftlenim sabiti,  $R_N$  ve  $R_Z$  proton ve nötron sistemlerinin kütle merkezinin koordinatını temsil etmektedir.  $R$ 'nin genel ifadesi aşağıdaki şekildedir.

$$R_\mu = \sum_{qq'} r_{qq'}^\mu \left\{ a_q^+ a_{q'} + a_q^+ a_{q'} \right\} \quad (3.9)$$

(3.9) formülündeki  $\mu$  indisi deforme çekirdekler için  $\mu=0$  durumunda  $K=0$  uyarılmalarını,  $\mu=\pm 1$  ise  $K=1$  uyarılmalarını üretmektedir. (3.9)'da  $a$  parçacık operatöründen  $\alpha$  quasi parçacık operatörüne geçiş yaparsak ve aşağıdaki kuaziparçacık operatörlerini kullanırsak

$$\begin{aligned} A_{qq'}^+ &= \alpha_q^+ \alpha_{q'}^+ \\ A_{q'q} &= \alpha_{q'} \alpha_q = -\alpha_q \alpha_{q'} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Yarıçap ifadesi (3.11) şekline düşer.

$$R_\mu = \sum_{qq'} r_{qq'}^\mu u_{qq'} (A_{qq'}^+ + A_{qq'}) \quad (3.11)$$



(3.11) ifadesinde parantez içindeki ifadeyi fonon operatörleri kullanarak düzenlersek (Soloviev, 1976)

$$Q_i = \frac{1}{2} \sum_{q, q'} \{ \psi_{qq'}^i A(q, q') - \phi_{qq'}^i A^+(q, q') \} \quad (3.12)$$

$$Q_i^+ = \frac{1}{2} \sum_{q, q'} \{ \psi_{qq'}^i A^+(q, q') - \phi_{qq'}^i A(q, q') \} \quad (3.13)$$

(3.12) ve (3.13) ifadeleri elde edilir. Bu ifadelerin yardımıyla yapılan işlemlerden sonra,

$$\begin{aligned} A(q, q') &= \sum_i \{ \psi_{qq'}^i Q_i + \phi_{qq'}^i Q_i^+ \} \\ A^+(q, q') &= \sum_i \{ \psi_{qq'}^i Q_i^+ + \phi_{qq'}^i Q_i \} \end{aligned} \quad (3.14)$$

bulunur. (3.14) ifadelerini taraf tarafa toplarsak ve  $g_{qq'} = \psi_{qq'}^i + \phi_{qq'}^i$  olarak alınırsa,

$$A(q, q') + A^+(q, q') = \sum_i \sqrt{2} g_{qq'} (Q_i + Q_i^+) \quad (3.15)$$

olur. (3.15) ifadesini (3.11)'de yerine yazarsak yarıçap ifadesinin fonon operatörleri cinsinden genel ifadesini elde etmiş oluruz.

$$R_\mu = \sum_{qq'} r_{qq'}^\mu u_{qq'} \sum_i \sqrt{2} g_{qq'} (Q_i + Q_i^+) \quad (3.16)$$

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

$$W_{dip} = 2\kappa_1 \sum_{q_1 q_1', q_2 q_2'} r_{q_1 q_1'} u_{q_1 q_1'} g_{q_1 q_1'} r_{q_2 q_2'} u_{q_2 q_2'} g_{q_2 q_2'} \sum_{ij} (Q_i + Q_i^+) (Q_j + Q_j^+) \quad (3.17)$$

olur. Burada  $W_{q_1 q_1} = r_{q_1 q_1} u_{q_1 q_1} g_{q_1 q_1}$  ve  $W_{q_2 q_2} = r_{q_2 q_2} u_{q_2 q_2} g_{q_2 q_2}$  ifadelerini (3.17)'de yazarsak

$$W_{dip} = 2\kappa_1 \sum_{q_1 q_1, q_2 q_2} W_{q_1 q_1} W_{q_2 q_2} \sum_{ij} (Q_i + Q_i^+) (Q_j + Q_j^+) \quad (3.18)$$

elde edilir.  $B_{qq'}(\tau) = (\psi_{qq'}^2 + \varphi_{qq'}^2) Q_i^+ Q_i$  olduğundan, tek parçacık hamiltoniyeni genel haliyle,

$$H_{sqp} = \sum_{qq'\tau} \varepsilon_{qq'}(\tau) B_{qq'}(\tau) = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} (\psi_{qq'}^2 + \varphi_{qq'}^2) Q_i^+ Q_i \quad (3.19)$$

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

$$H = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} (\psi_{qq'}^2 + \varphi_{qq'}^2) Q_i^+ Q_i + 2\kappa_1 \sum_{q_1 q_1, q_2 q_2} W_{q_1 q_1} W_{q_2 q_2} \sum_{jj'} (Q_j + Q_j^+) (Q_{j'} + Q_{j'}^+) \quad (3.20)$$

dir. (2.27)'de belirtilen hareket denklemini tek fononlu durumlar için kullanalım:

$$[H, Q^+] = [H_{sqp}, Q^+] + [W_{dip}, Q^+] = \omega_i Q^+ \quad (3.21)$$

Burada  $\omega_i$  1<sup>-</sup> durumların enerjileridir. Bulduklarımızı (3.20) ifadesinde yerine yazarak enerji özdeğerlerini hesaplırsak.  $g_{qq'} = \psi_{qq'} + \varphi_{qq'}$ ,  $w_{qq'} = \psi_{qq'} - \varphi_{qq'}$  ve  $W_{qq'} = r_{qq'} u_{qq'} g_{qq'}$  ifadeleri kullanılarak;  $\psi$  ve  $\varphi$  cinsinden yeniden yazılırsa hamiltoniyenin özfonksiyonlarını hesaplamak için dalga fonksiyonunun birimleme koşulunu sağlayan,

$$\sum_{ss'} g_{ss'} w_{ss'} + \sum_{vv'} g_{vv'} w_{vv'} = 1 \quad (3.22)$$

ifadesindeki  $g_{qq'}$  ve  $w_{qq'}$  genlikleri

$$g_{qq'} = -\tau_z \frac{1}{N_\tau} \frac{4\kappa_1 r_{qq'} u_{qq'} \varepsilon_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \tilde{W} \quad (3.23)$$

$$w_{qq'} = -\tau_z \frac{1}{N_\tau} \frac{4\kappa_1 r_{qq'} u_{qq'} \omega_i}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \tilde{W} \quad (3.24)$$

elde edilir. Burada nötron sistemi için  $\tau_z=1$ , proton sistemi için ise  $\tau_z=-1$ 'dir, ayrıca  $\tilde{W} = W_n - W_p$  şeklindedir. Seküler denklem yazılıp denklemler katsayılar matrisi haline getirilerek çözüm yapılırsa

$$D(\omega_i) = 1 + 2\kappa_1 \left( \frac{F_n}{N^2} + \frac{F_p}{Z^2} \right) = 0 \quad (3.25)$$

denklemini elde edilir. Burada

$$F_\tau = \sum_{qq'} \tau \frac{2\varepsilon_{qq'} r_{qq'}^2 u_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \quad (3.26)$$

şeklindedir. Uyarılma enerjileri seküler denklemin çözümü yapılarak elde edilebilir. Bununla beraber dalga fonksiyonun katsayıları da elde edildiğinden taban durumundan  $1^-$  seviyelerine elektrik dipol geçişlerinin hesaplanması için kullanılacak olan elektrik geçiş operatörü,

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = \langle \psi_0 | [Q_i^+, M(E1)] | \psi_0 \rangle \quad (3.27)$$

şeklinde yazılır. Bu ifadedeki  $M(E1)$  elektrik dipol geçiş operatörüdür açık şekilde,

$$M(E1) = -\frac{1}{2} \sum_{\tau=n,p} e_{eff}^{\tau} \sum_{i=1}^A \tau_z^i r_{\mu}^i \quad (3.28)$$

yazılır. Burada  $e_{eff}^{\tau}$  nötron ve protonların efektif elektrik yükleri,  $|\psi_0\rangle$  ise fonon vakumudur.

### 3.2.2. Öteleme değişmez QRPA model (TI QRPA)

(3.1) ile ifade edilen öteleme ve Galileo değişmez olmayan QRPA model hamiltoniyenine  $h_0$  terimi eklenerek 1<sup>-</sup> uyarılmalarının Öteleme değişmezliğini restore etmek mümkündür.

$$H = H_{sqp} + W_{dip} + h_0 \quad (3.29)$$

Burada, ortalama alan potansiyeli ile kırılan öteleme değişmezliğin restorasyonu için kullanılan  $h_0$  terimi izoskaler etkin kuvvet terimidir (Pyatov ve Salamov, 1977);

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma} \sum_{\mu} [H_{sqp}, P_{\mu}]^+ [H_{sqp}, P_{\mu}] \quad (3.30)$$

Bu ifadedeki ortalama alan potansiyeli parametreleri ile belirlenen ve çiftlenim parametresi olarak bilinen  $\gamma$  aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$\gamma_{\mu} = \langle 0 | [P_{\mu}^+, [H_{sqp}, P_{\mu}]] | 0 \rangle \quad (3.31)$$

Burada  $P_{\mu}$  kütle merkezi hareketinin çizgisel momentumudur ve zamana bağlı olduğundan farklı simetri kuralları geçerlidir. Bu simetri kurallarını kullanarak ve kuaziparçacık tasvirinde  $P_{\mu}$  şu şekilde bulunur:

$$P_{\mu} = \sum_{qq'} v_{qq'} B_{qq'} + p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'}^+ - A_{q'q}) \quad (3.32)$$

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

$$[H_{sqp}, P_\mu] = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'}^+ + A_{qq'}) \quad (3.33)$$

$$[H_{sqp}, P_\mu]^+ = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'} + A_{qq'}^+) \quad (3.34)$$

elde edilir. Buradan çiftlenim parametresi;

$$\gamma_\mu = \langle 0 | [P_\mu^+, [H_{sqp}, P_\mu]] | 0 \rangle = [p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'}^+ - A_{qq'}), \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'}^+ + A_{qq'})] = 2 \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'}^2 L_{qq'}^2 \quad (3.35)$$

olur. Böylece  $h_0$  ;

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma} \sum_{q_1 q_1'} \varepsilon_{q_1 q_1'} p_{q_1 q_1'} L_{q_1 q_1'} (A_{q_1 q_1'} + A_{q_1 q_1'}^+) \sum_{q_2 q_2'} \varepsilon_{q_2 q_2'} p_{q_2 q_2'} L_{q_2 q_2'} (A_{q_2 q_2'}^+ + A_{q_2 q_2'}) \quad (3.36)$$

(3.14) eşitlikleri kullanılarak (3.36)'daki  $(A_{q_1 q_1'} + A_{q_1 q_1'}^+)$  ve  $(A_{q_2 q_2'}^+ + A_{q_2 q_2'})$  ifadelerini fonon operatörleri cinsinden yazarsak,

$$h_0 = -\frac{1}{\gamma} \sum_{q_1 q_1'} \varepsilon_{q_1 q_1'} p_{q_1 q_1'} L_{q_1 q_1'} g_{q_1 q_1'} \sum_{q_2 q_2'} \varepsilon_{q_2 q_2'} p_{q_2 q_2'} L_{q_2 q_2'} g_{q_2 q_2'} \sum_k \sum_l (Q_k + Q_k^+) (Q_l + Q_l^+) \quad (3.37)$$

elde edilir. Burada,

$$G_\tau = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} g_{qq'} \quad (3.38)$$

yerine yazılırsa ifade aşağıdaki şekle düşer.

$$h_0 = -\frac{1}{\gamma} GG' \sum_k \sum_l (\mathcal{Q}_k + \mathcal{Q}_k^+) (\mathcal{Q}_l + \mathcal{Q}_l^+) \quad (3.39)$$

Böylece TI için (3.29)'de verilen Hamiltoniyenin açık halini elde etmek için (3.39) ve daha önce verilen  $W_{dip}$  ve  $H_{sqp}$  için verilen (3.18), (3.19) ifadeleri yerine yazılırsa

$$H = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} (\psi_{qq'}^2 + \phi_{qq'}^2) \mathcal{Q}_i^+ \mathcal{Q}_i + 2\kappa_1 \sum_{q_1 q_1', q_2 q_2'} W_{q_1 q_1'} W_{q_2 q_2'} \sum_{jj'} (\mathcal{Q}_j + \mathcal{Q}_j^+) (\mathcal{Q}_{j'} + \mathcal{Q}_{j'}^+) - \frac{1}{\gamma} GG' \sum_k \sum_l (\mathcal{Q}_k + \mathcal{Q}_k^+) (\mathcal{Q}_l + \mathcal{Q}_l^+) \quad (3.40)$$

elde edilir. Hamiltoniye (3.41) hareket denkleminde yerine yazılarak

$$[H, \mathcal{Q}^+] = [H_{sqp}, \mathcal{Q}^+] + [W_{dip}, \mathcal{Q}^+] + [h_0, \mathcal{Q}^+] = \omega_i \mathcal{Q}^+ \quad (3.41)$$

gereken işlemleri yaptıktan sonra sistem denklemleri elde edilir.

$$g_{qq'} = \frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G - \tau_z 4\kappa_1 \frac{1}{N_\tau} \frac{\varepsilon_{qq'} (r_\mu)_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} W \quad (3.42)$$

$$w_{qq'} = \frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \omega_i G - \tau_z 4\kappa_1 \omega_i \frac{1}{N_\tau} \frac{\varepsilon_{qq'} (r_\mu)_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} W \quad (3.43)$$

Burada  $\tilde{W} = W_n - W_p$  ve  $\tilde{W} = \frac{1}{N_\tau} \sum_{qq'} r_{qq'} u_{qq'} g_{qq'}^\tau$  şeklindedir. (3.42) ve (3.43)

ifadeleriyle katsayılar matrisi bulunabilir. TI QRPA model için seküler denklem determinant sıfıra eşitlenerek elde edilir. Elde edilen seküler denklemden bu model için  $1^-$  uyarılmalarının geçiş özellikleri için sayısal sonuçlar elde edilir.

Elektrik dipol uyarılmalarının öteleme değişmez olmayan modele göre genel ifadeleri Bölüm 3.2.1' de bulunur. Denklem (3.27)'de ifade edilen matris elemanları ve

(3.42)'deki dalga fonksiyonun  $g_{qq}$  katsayısı (3.27) ifadesinde yerine yazılırsa, indirgenmiş B(E1) geçiş ihtimali,

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -\frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left\{ \frac{e_{eff}^p}{\sqrt{2}} \left( M_p + \kappa_1 \bar{L}_i \frac{F_p}{Z} \right) + \frac{e_{eff}^n}{\sqrt{2}} \left( M_n - \kappa_1 \bar{L}_i \frac{F_n}{N} \right) \right\} \quad (3.44)$$

şeklinde ifade edilir. Öteleme dönüşümlerinin, ortalama alan potansiyellerinden dolayı değişmez olmamasından dolayı toplam momentum korunmamaktaydı (Eşitlik 3.44).

$$[H_{sqp}, P_\mu] \neq 0 \quad (3.45)$$

Çekirdeğin  $1^-$  uyarılma titreşimlerine, çekirdeğin kütle merkezinin titreşimlerinin de katılmasıyla sahte halleri oluşur. Sahte halleri restore etmek için hamiltoniyene  $h_0$  ayrılabilir izoskaler etkin kuvvet (Eşitlik 3.37) eklendiğinde;

$$[H, P_\mu] = [H_{sqp} + h_0, P_\mu] + \kappa_1 \left[ (\vec{R}_N - \vec{R}_Z)^2, P_\mu \right] = 0 \quad (3.46)$$

komutasyon şartı sağlanır. Momentum operatörüyle komutasyonunun sıfır olması, (3.29) eşitliği ile verilen Hamiltoniyenin öteleme değişmezliğinin restore edildiğini göstermiştir.

### 3.2.3. Galileo değişmez QRPA model (GI QRPA)

Herhangi bir dış alanın sistem üzerine etkisi olmazsa, Hamiltoniyen koordinat sisteminin ötelenmesi, uzay, zaman, koordinat sisteminde eksenlerin dönmesi ve sistemin monoton hareketi (Galilean veya Lorentz değişmezlik bakımından) sabittir. Galileo değişmezlik, etkileşimlerin ve hareket denklemlerinin özelliklerinden biridir (Bohr ve Mottelson, 1998) ve çizgisel momentumu sıfır olmayan ( $P=P_1-P_2$ ) sistemlerin özelliklerini belirler. Galileo değişmezlikte göreceli hızlar parçacıklar arasındaki tüm etkileşmelerde etkisini göstermektedir. Kuazi parçacık ortalama alanının hız

bağımlılığı çok kutuplu kuvvetlerin ortaya çıkmasını uyarılmaktadır ve bu kuvvetlerin QRPA'da, çok kutuplu eşleşme kuvvetleri ile ürettikleri etkiler aynıdır. Bu nedenle, Galileo değişmezliğinin kırılması, olağan artık etkileşimlerine atfedilmeyen düşük 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.

Bu bölümde yalnızca Galileo dönüşümlerine göre değişmezlik göz önüne alınacaktır. Bölüm 3.2.1'de verilen (3.1) Hamiltoniyen denkleminde Galileo dönüşümlerine göre değişmezliği sağlayan restore edici  $h_{\Delta}$  restorasyon teriminin eklenmesi gerekmektedir. Böylece hareket Hamiltoniyeni  $H_{sqp}$  tek parçacık hamiltoniyeninden,  $W_{dip}$  dipol-dipol etkileşme teriminden ve  $h_{\Delta}$  restorasyon teriminden oluşmaktadır (Kuliev, Selam ve Küçükburca, 2001);

$$H = H_{sqp} + W_{dip} + h_{\Delta} \quad (3.47)$$

Çiftlenim etkileşmesinin kırılan Galileo değişmezliğini restore etmek için kullanılan  $h_{\Delta}$  terimi (Gabraikov, Pyatov ve Salamov, 1977),

$$h_{\Delta} = -\frac{1}{2\beta} \sum_{\mu} [U_{\text{çift}}, R_{\mu}]^+ [U_{\text{çift}}, R_{\mu}] \quad (3.48)$$

ile verilmektedir. Bu ifadede,  $U_{\text{çift}}$  çiftlenim potansiyeli

$$U_{\text{çift}} = -\frac{\Delta}{2} (\Gamma^+ + \Gamma) \quad (3.49)$$

şeklinindedir (Kuliev ve ark., 2010). Burada  $\Delta$  enerji boşluğu,  $\Gamma^+$  ve  $\Gamma$  parçacık üretme ve yok etme operatörleri cinsinden yazılırsa,  $\Gamma = \sum_{\nu} a_{\nu}^{-} a_{\nu}$  ve  $\Gamma^+ = \sum_{\nu} a_{\nu}^{+} a_{\nu}^{+}$ 'dir.  $R_{\mu}$  (3.16) ifadesinde verilen çekirdeğin kütle merkezinin koordinatıdır. Çiftlenim



potansiyelinden belirlenen çiftlenim parametresi  $\beta = \langle 0 | R_\mu^+, [U_{çift}, R_\mu] | 0 \rangle$  şeklinde ifade edilir (Pyatov ve Salamov, 1977).  $a$  parçacık operatörü cinsinden yazılan  $\Gamma^+$  ve  $\Gamma$  operatörlerini kuaziparçacık tasvirinde yazalım (Soloviev, 1976):

$$\begin{aligned}
a_s^+ &= u_s \alpha_{\bar{s}}^+ + v_s \alpha_s \\
a_{\bar{s}}^+ &= u_s \alpha_s^+ - v_s \alpha_{\bar{s}} \\
a_s &= u_s \alpha_{\bar{s}} + v_s \alpha_s^+ \\
a_{s'} &= u_{s'} \alpha_{\bar{s}'} + v_{s'} \alpha_{s'}^+ \\
a_{\bar{s}'} &= u_{s'} \alpha_{s'} - v_{s'} \alpha_{\bar{s}'}^+ \\
a_{\bar{s}'}^+ &= u_{s'} \alpha_{s'}^+ - v_{s'} \alpha_{\bar{s}'}
\end{aligned} \tag{3.50}$$

ifadeleri yerine yazılıp  $qq'$  notasyonu ile genel bir ifade yazılırsa, (3.53) eşitlikleri elde edilir.

$$\begin{aligned}
\Gamma^+ &= u_q u_{q'} \alpha_q^+ \alpha_{q'}^+ - v_q v_{q'} \alpha_q \alpha_{q'} \\
\Gamma &= u_q u_{q'} \alpha_q \alpha_{q'} - v_q v_{q'} \alpha_q^+ \alpha_{q'}^+
\end{aligned} \tag{3.51}$$

Bu ifadeleri (3.52)'da yerine yazarsak, (3.53) ifadesini elde etmiş oluruz.

$$[U_{çift}, R_\mu] = -\frac{\Delta}{2} \{ [\Gamma, R_\mu] + [\Gamma^+, R_\mu] \} \tag{3.52}$$

$$[U_{çift}, R_\mu] = -\Delta \sum_{qq'} \{ u_q u_{q'} + v_q v_{q'} \} r_{qq'} (A_{qq'}^+ - A_{qq'}) = -\Delta \sum_{qq'} M_{qq'} r_{qq'} (A_{qq'}^+ - A_{qq'}) \tag{3.53}$$

Burada  $M_{qq'} = u_q u_{q'} + v_q v_{q'}$  dir. (3.14)'den  $A_{qq'}^+ - A_{qq'}$  yazılarak fonon operatörleri cinsinden (3.53) eşitliğinde yerine yazılırsa,

$$h_\Lambda = -\frac{1}{\beta} \sum_{\mu} \sum_{q_3 q_3'} \Delta_{q_3 q_3'} M_{q_3 q_3'} w_{q_3 q_3'} r_{q_3 q_3'} \Delta_{q_4 q_4'} M_{q_4 q_4'} w_{q_4 q_4'} r_{q_4 q_4'} (Q_k - Q_k^+) (Q_l^+ - Q_l) \tag{3.54}$$

olur. (3.47) ifadesindeki Hamiltoniyenin açık hali (3.18) ve (3.19) ile (3.54) eşitlikleri yerine yazılarak

$$H = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} (\psi_{qq'}^2 + \varphi_{qq'}^2) Q_i^+ Q_i + 2\kappa_1 \sum_{q_1 q_1', q_2 q_2'} W_{q_1 q_1'} W_{q_2 q_2'} \sum_{jj'} (Q_j + Q_j^+) (Q_{j'} + Q_{j'}^+) - \frac{1}{\beta} \sum_{\mu} \sum_{q_3 q_3', q_4 q_4'} \Delta_{q_3 q_3'} M_{q_3 q_3'} w_{q_3 q_3'} r_{q_3 q_3'} \Delta_{q_4 q_4'} M_{q_4 q_4'} w_{q_4 q_4'} r_{q_4 q_4'} (Q_k - Q_k^+) (Q_l^+ - Q_l) \quad (3.55)$$

elde edilebilir. Nötron ve proton sistemleri için ayrı yazılarak aşağıdaki sadeleştirmeler yapılırsa,

$$D = D_n + D_p \quad D_{\tau} = \Delta_{\tau} \sum_{qq'} M_{qq'} r_{qq'} w_{qq'}^{\tau} \quad (3.56)$$

$$\tilde{W} = W_n - W_p \quad \tilde{W} = \frac{1}{N_{\tau}} \sum_{qq'} r_{qq'} u_{qq'} g_{qq'}^{\tau} \quad (3.57)$$

Hamiltoniyen ifadesi

$$H = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} (\psi_{qq'}^2 + \varphi_{qq'}^2) Q_i^+ Q_i + 2\kappa_1 \sum_{jj'} \tilde{W} \tilde{W}' (Q_j + Q_j^+) (Q_{j'} + Q_{j'}^+) - \frac{1}{\beta} \sum_{\mu} \sum_{k,l} D D' (Q_k^+ - Q_k) (Q_l - Q_l^+) \quad (3.58)$$

şeklinde bulunur. Hareket denkleminde

$$[H, Q^+] = [H_{sqp}, Q^+] + [W_{dip}, Q^+] + [h_{\Delta}, Q^+] = \omega_i Q^+ \quad (3.59)$$

(3.59) eşitliği yerine yazılırsa, varyasyon işlemleri yapıldıktan sonra

$$g_{qq'} = \frac{2\Delta_{\tau}}{\beta} \frac{r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \omega_i D - \tau_z 4\kappa_1 \frac{1}{N_{\tau}} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} W \quad (3.60)$$

$$w_{qq'} = \frac{2\Delta_\tau}{\beta} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - \tau_z 4\kappa_1 \omega_i \frac{1}{N_\tau} \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} W \quad (3.61)$$

sistem denklemleri elde edilir. (3.60) ve (3.61) ifadelerini (3.56) ve (3.57)'de yerine yazarak katsayılar matrisi bulunur. Determinant sifira eşitlenerek GI QRPA model için seküler denklem elde edilir.

$$D(w_n) = \begin{vmatrix} -w_i^2 M_\tau & 2\kappa_1 w_i^2 \tilde{F} \\ w_i^2 \tilde{F} & -(1 + 2\kappa_1 F) \end{vmatrix} = 0 \quad (3.62)$$

Elde edilen seküler denklemden bu modelin 1<sup>-</sup> uyarılmalarının geçiş özellikleri için sayısal sonuçlar elde edilir. Başlangıçta, çiftlenim etkileşmesi nedeniyle kırılmış olan Galileo değişmezlik komutasyon şartını sağlamamaktaydı.

$$[U_{\text{çift}}, \vec{R}_\mu] \neq 0 \quad (3.63)$$

Restora edici  $h_\Delta$  ayrılabilir etkin kuvvetin eklenmesiyle

$$[U_{\text{çift}} + h_\Delta, R_\mu] = 0 \quad (3.64)$$

komutasyon şartının sağlanması, Galileo değişmezliğin restore edildiğini göstermiştir.

### 3.2.4. Öteleme ve Galileo değişmez QRPA model (TGI QRPA)

1<sup>-</sup> seviyelerinin tek parçacık ortalama alan potansiyelinde çiftlenim etkileşmesi yapan sistemde Öteleme ve Galileo değişmez QRPA model Hamiltoniyeni

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_\Delta + W_{dip} \quad (3.65)$$

şeklindedir. Burada  $H_{sqp}$  tek parçacık hamiltoniyeni,  $h_0$  ve  $h_\Delta$  restore edici etkin kuvvetler ve  $W_{dip}$  dipol-dipol etkileşmesini ifade eder. Burada daha önceki bölümlerde

bulunan (3.18), (3.19), (3.39) ve (3.54) eşitlikleri yerine yazılırsa Hamiltoniyeinin açık şekli:

$$H = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} (\psi_{qq'}^2 + \varphi_{qq'}^2) Q_i^+ Q_i + 2\kappa_1 \sum_{jj'} \tilde{W} \tilde{W}' (Q_j + Q_j^+) (Q_{j'} + Q_{j'}^+) - \frac{1}{\gamma} G G' \sum_k \sum_l (Q_k + Q_k^+) (Q_l + Q_l^+) - \frac{1}{\beta} \sum_{\mu} \sum_{m,n} D D' (Q_m^+ - Q_m) (Q_n - Q_n^+) \quad (3.66)$$

şeklinde olur. İfade hareket denkleminde yerine yazılırsa enerji özdeğerlerini bulunur.

$$[H, Q^+] = [H_{sqp}, Q^+] + [h_{\Delta}, Q^+] + [h_0, Q^+] + [W_{dip}, Q^+] = \omega_i Q^+ \quad (3.67)$$

gerekli ara işlemler yapıldıktan sonra  $g_{qq'}$ ,  $w_{qq'}$ ,  $\psi_{qq'}$ ,  $\varphi_{qq'}$  genlikleri için

$$g_{qq'} = \frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G + \omega_i \frac{2\Delta_{\tau}}{\beta} \frac{r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - \tau_z 4\kappa_1 \frac{1}{N_{\tau}} \frac{\varepsilon_{qq'} (r_{\mu})_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} W \quad (3.68)$$

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

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

$$\tilde{W} = W_n - W_p \quad \tilde{W}_{\tau} = \frac{1}{N_{\tau}} \sum_{qq'} r_{qq'} u_{qq'} g_{qq'}^{\tau} \quad (3.70)$$

$$G = G_n + G_p \quad G_{\tau} = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} P_{qq'} L_{qq'} g_{qq'}^{\tau} \quad (3.71)$$

$$D = D_n + D_p \quad D_{\tau} = \Delta_{\tau} \sum_{qq'} r_{qq'} M_{qq'} w_{qq'}^{\tau} \quad (3.72)$$

(3.68) ve (3.69) ifadelerini (3.70), (3.71) ve (3.72) eşitliklerinde yerine yazalım. Burada, aşağıdaki kısaltmalar yapıldığında.

$$\begin{aligned}
P_\tau &= 2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^3 P_{qq'}^2 L_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} & M_\tau &= 2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 P_{qq'} L_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \\
Y_\tau &= 2 \sum_{qq'}^{(\tau)} \frac{r_{qq'}^2 M_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} & \gamma &= 2 \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} P_{qq'}^2 L_{qq'}^2 \\
F_\tau &= 2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} (r_\mu)_{qq'}^2 u_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} & S_\Delta &= 2 \Delta \sum_{qq'}^{(\tau)} \frac{\varepsilon_{qq'} P_{qq'} L_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2}
\end{aligned} \tag{3.73}$$

Buna göre nötron (n) ve proton (p) için işlemler yapılarak,

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\gamma} M_\tau G + \frac{1}{\beta} \omega_i \tilde{Y} D - 2 \kappa_1 F_\tau W &= 0 \\
\frac{1}{\gamma} P_\tau G + \frac{1}{\beta} \omega_i S_\Delta D - 2 \kappa_1 \tilde{M} W &= 0 \\
\frac{1}{\gamma} \omega_i S_\Delta G + D_\Delta D + 2 \kappa_1 \tilde{Y} W &= 0
\end{aligned} \tag{3.74}$$

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

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

$F_{n^2 p^2} = \frac{F_n}{N^2} + \frac{F_p}{Z^2}$  kısaltmaları ile (3.74) denklemleri düzenlenebilir. Bu denklemlerden

elde edilen katsayılar matrisi, çözümlerin sıfırdan farklı çözümü olması için, determinant sıfıra eşit olmalıdır;

$$D(\omega_n) = -\omega^2 \begin{vmatrix} M(\omega_i) & -S_\Delta & 2 \kappa_1 \omega_i \tilde{F}_{np} \\ S_\Delta & \beta - R_\Delta & 2 \kappa_1 \tilde{Y}_{\Delta np} \\ -\omega_i \tilde{F}_{np} & \omega_i \tilde{Y}_{\Delta np} & -(1 + 2 \kappa_1 F_{n^2 p^2}) \end{vmatrix} = 0 \tag{3.75}$$

Böylece TGI QRPA modelin seküler denklemi elde edilmiş olur.

Öteleme ve Galileo değişmez modelde indirgenmiş geçiş ihtimali için (3.27) ifadesini göz önüne bulundurarak, bu ifadede (3.68) ifadesindeki  $g_{qq'}$  genlik katsayısı yerine yazılırsa (3.76) ifade elde edilir.

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -\frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left\{ \frac{e_{eff}^p}{\sqrt{2}} \left( \frac{M_p}{2} + \frac{1}{2} \omega_i \frac{\bar{L}_i}{\beta} \Delta_p K_p + \frac{1}{2} \kappa_1 \bar{L}_i \frac{F_p}{Z} \right) + \frac{e_{eff}^n}{\sqrt{2}} \left( \frac{M_n}{2} + \frac{1}{2} \omega_i \frac{\bar{L}_i}{\beta} \Delta_n K_n - \frac{1}{2} \kappa_1 \bar{L}_i \frac{F_n}{N} \right) \right\} = 0 \quad (3.76)$$

Burada  $\bar{L}_i = \gamma \frac{D}{G}$  ve  $\bar{L}_i = \gamma \frac{W}{G}$  şeklindedir. TGI-QRPA model için B(E1) değeri bulunurken, (3.77) eşitliğinde, elde edilen (3.76) matris elemanı yerine yazılmıştır. Elde edilen ifadeler sayesinde  $1^-$  uyarılmaların geçiş özellikleri için sonuçlar elde edilmiştir. Bu sonuçlara bulgular bölümünde ulaşılabılır.

### 3.3. Deforme Çekirdeklerde Elektrik Dipol Uyarılmaları

İndirgenmiş geçiş ihtimali elektrik dipol geçişlerinin en karakteristik büyüklüklerinden biri olarak bilinir.  $1^-$  uyarılmalar için bu büyüklük B(E1) olarak ifade edilir ve aşağıda gösterildiği gibidir.

$$B(E1, I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = \sum_{\mu} \langle I_i 1 K_i \mu | I_f K_f \rangle^2 |M(0^+ \rightarrow 1^- K)|^2 \quad (3.77)$$

Bu ifadede  $\langle I_i 1 K_i \mu | I_f K_f \rangle$ -Clebsch-Gordon katsayıları,  $M(0^+ \rightarrow 1^- K)$  uyarılma matris elemanıdır (Bohr ve Mottelson 1997). (2.22) denkleminde

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

metodunda  $1^-$  seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları ifadesi kullanılarak,  $1^-$  seviyeleri için tek fononlu taban durumundan uyarılma matris elemanı, aşağıdaki şekilde yazılır:

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = \langle \Psi_0 | Q_n^+ M(E1, \mu) | \Psi_0 \rangle \quad (3.78)$$

Burada  $M(E1)$  elektrik dipol operatörüdür ve

$$M(E1, \mu) = e_p \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sum_{i=1}^Z (r Y_{1\mu})_i \quad (3.79)$$

ile gösterilir.  $e_p$  protonun elektrik yüküdür. Efektif yükler kullanılarak elektrik dipol geçiş operatörleri, deney ve teorik sonuçlar karşılaştırılarak elde edilebilir (Bohr ve Mottelson, 1997).

$$M(E1, \mu) = -\frac{1}{2} \sum_{\tau=n,p} e_{eff}^{\tau} \sum_{i=1}^A \tau_z^i r_{\mu}^i \quad (3.80)$$

Dipol uyarılma matris elemanı, Bogolyubov dönüşümleri altında farklı tanımlanabilir, buna sebep incelenen çekirdeklerin süperakışkanlık özelliğine sahip olmasıdır.

$$M(E1) = \sum_{qq'} r_{qq'} (u_q u_{q'} - v_q v_{q'}) B_{qq'} + \sum_{qq'} r_{qq'} (u_q v_{q'} + u_{q'} v_q) (A_{qq'}^+ + A_{q'q}) \quad (3.81)$$

Burada ilk terim kuazibozon özelliğine, ikinci terim ise kuaziparçacık özelliğine sahiptir. Burada denklemi düzenlersek komutasyon özellikleri nötron ve proton için ayrı yazılırsa, elektrik dipol geçiş matris elemanı aşağıdaki şekilde olur:

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -\frac{e_{eff}^p}{2} \sum_{ss'} r_{ss'} u_{ss'} g_{ss'} - \frac{e_{eff}^n}{2} \sum_{vv'} r_{vv'} u_{vv'} g_{vv'} \quad (3.82)$$

Bu büyüklüklerde kullanılan gerekli terimler, QRPA metodunu farklı yaklaşımlar altında restore edilmesiyle sağlanmıştır.





## **BÖLÜM 4. ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERDE ELEKTRİK DEV DİPOL REZONANS UYARILMA SEVİYELERİNİN ÖZELLİKLERİ**

Bu bölümde çift-çift deforme çekirdeklerin nükleer özelliklerinden olan fotoabsorbsiyon tesir kesiti, toplam kuralları, integre edilmiş tesir kesitleri, radyasyon kalınlığı, deforme çekirdeklere enerji seviyeleri ve tek parçacık asimptotik nilsson kuantum numaraları ve dev rezonans genişliği konuları ile ilgili bilgiler yer almaktadır.

### **4.1. Dipol Fotoabsorbsiyon Tesir Kesiti**

Atom çekirdeğinin özelliklerinin anlaşılması için fotonlar ile yapılan deney (fotonükleer etkileşimler) sonuçlarının önemli katkıları vardır. Bu katkılar, çekirdeğin fotonlar ile elektromanyetik etkileşiminin kuantum elektrodinamiği (QED) çerçevesinde iyi açıklamasını sağlar ve fotonlar ile yapılan deneylerin, atom çekirdeğinin yapısının neden olduğu reaksiyonların belirli özelliklerini anlaşılır şekilde ortaya koymaktadır (Iskhanov ve Kapitanov, 2015).

Ayrıca E1 rezonans bölgesinde fotonlar ile yapılan deneylerin detaylı incelenmesi, çekirdeğin temel özellikleri ile ilgili önemli bilgiler sağlamaktadır. Özellikle ilgi çekici konulardan biri dev dipol E1 rezonans özelliklerinin (GDR) kütle numarasına göre değişim göstermesidir. Bunun için pek çok ağır çekirdek için fotoabsorbsiyon tesir kesiti çalışmaları yapılmıştır (Gurevich ve ark., 1974, 1976a, 1978, 1980, 1981; Carlos ve ark., 1974). Amaç GDR parametreleri ile A kütle sayısı arasında değişimin nasıl olacağını gözlemlemektir (Kuznetsov ve ark., 2017).

Şekil 2.3.'te küresel  $^{142}\text{Nd}$  ve deforme  $^{174}\text{Yb}$  çekirdeği için 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  $\sigma_{E1}(E)$  ifadesi aşağıdaki gibi yazılabilmektedir (Ring ve Shuck, 2004).

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

Burada M indirgenmiş geçiş matris elemanıdır ve bölüm 3’de verilmiştir.  $\delta(E_f - E_0)$  ağırlık fonksiyonunu ifade etmektedir. Ağırlık fonksiyonu olarak Kuliev ve Salamov (1984) çalışmasında verilen fonksiyon kullanılmıştır. Bu fonksiyon,  $\delta(E_f - E_0) = \delta(\eta_i - \eta)$  notasyonu ile aşağıdaki şekilde yazılmaktadır.

$$\delta(\eta_i - \eta) = \frac{1}{4\pi} \frac{\Delta^3}{\left[ (\eta_i - \eta)^2 + (\Delta/2)^2 \right]^2} \quad (4.2)$$

Eşitlik (4.2)’ de,  $\Delta$  hesaplama sonuçlarının sunum şeklini belirler ve ortalama enerji aralığını ifade eder (Malov ve ark., 1985).  $\Delta$  parametresi uyarılmış çekirdeğin spektrumunu düzgün bir şekilde elde edilmesinde kolaylık sağlamaktadır ve her uyarılma için ek bir yapay genişlik anlamına gelmektedir.  $(\eta_i - \eta)$  uyarılmış ve taban seviyeleri arasındaki enerji farkıdır.

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

$$B(E1, \eta) = \frac{1}{2I_i + 1} \left| \langle \Psi_f | \hat{D} | \Psi_0 \rangle \right|^2 \quad (4.3)$$

Güç fonksiyonunun  $(b(\lambda, \eta))$  genel ifadesi;

$$b(E1, \eta) = \sum_i \delta(\eta_i - \eta) B(E1, \eta) \quad (4.4)$$

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

$$S_{E1}(E) = b(E1, \eta) = \frac{1}{4\pi} \sum_i \frac{\Delta^3}{[(\eta_i - \eta)^2 + (\Delta/2)^2]^2} B(E1; 0^+ \rightarrow 1^-) \quad (4.5)$$

O zaman fotoabsorbsiyon tesir kesitinin güç fonksiyonuna bağlı olarak aşağıdaki şekilde düşer (Khuong ve ark., 1979; Ponomarev ve ark., 1994; Litvinova ve ark., 2008).

$$\sigma_{E1}(E) = \frac{16\pi^3 e^2}{9\hbar c} E S_{E1}(E) \quad (4.6)$$

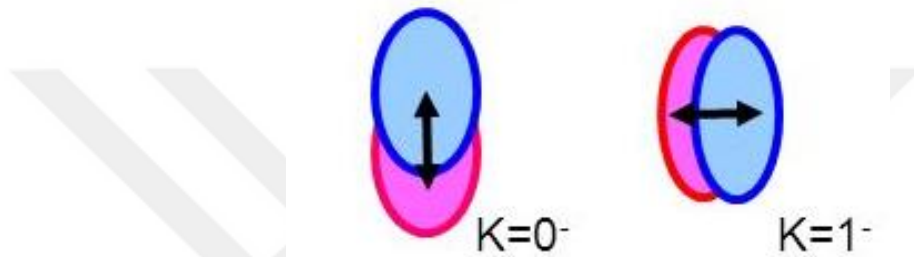
Burada  $\sigma_{E1}(E)$  fotoabsorbsiyon tesir kesiti, E enerji,  $S_{E1}(E)$  güç fonksiyonudur. Sabit değerleri yerine yazarsak ( $\hbar c = 197,3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$ ,  $e^2 = 1.44 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$ ) en sade hali

$$\sigma_{E1}(E) = 0,402 E S_{E1}(E) \quad (4.7)$$

şekline düşer (Ponomarev ve ark., 1994; Bohr ve Mottelson, 1997; Oishi ve ark., 2016). (4.7) ifadesi, bir model kullanılarak yapılan teorik çalışmalardan elde edilen değerlerin, deneysel çalışmalar ile karşılaştırılmasında kullanılan bir eşitliktir.

Dipol fotoabsorbsiyon tesir kesiti, enerji grafiğinde GDR pikinin şekli çekirdeğin küresel ya da deforme olmasına göre değişim göstermektedir (Rezwani ve ark., 1970). Grafik küresel çekirdeklerde Lorentz eğrisinden (Goldhaber ve Teller, 1948; Steinwedel ve Jensen, 1950), deforme çekirdeklerde ise üst üste yerleştirilmiş iki Lorentz eğrisinden oluşmaktadır (Okamoto, 1956; Danos, 1958).

Deforme çekirdekler için yapılan deneysel çalışmalarda dipol fotoabsorbsiyon tesir kesiti ile enerjiye göre değişim grafiğinde birden fazla pikli yapı oluştuğu görülmüştür. Deforme çekirdekler için Okamoto (1958) ve Danos (1958) tarafından yapılan teorik çalışmalarda E1 dev rezonansının iki ayrı pike yarıldığı gösterilmiştir. Deforme çekirdeklerde iki çeşit dipol titreşimi bulunmaktadır. Bunlardan biri simetri eksenine paralel, diğeri simetri eksenine dik yöndedir (Ring ve Shuck, 2004). Bu titreşimler K kuantum sayısı ile K=0 ve iki katlı K=1 değerleriyle gösterilmektedirler (Iudice, 2000; Bortignon, 2003).



Şekil 4.1. Deforme çekirdeklerin K=0 ve K=1 salınım modları (Ring, 2008).

Deforme çekirdekler için deneysel verilerden elde edilen sistematik bilgi ile teorik çalışma sonuçları iki hörgüçlü yapının deforme çekirdekler için karakteristik bir özellik olduğunu göstermiştir. Bu hörgüçlerden yüksek enerjili olanı düşük enerjili olanın yaklaşık iki katı şiddete sahiptir (Iudice, 2000).

$$\frac{B(E1, 0^+ \rightarrow K^\pi = 1^-)}{B(E1, 0^+ \rightarrow K^\pi = 0^-)} = 2 \frac{w_{II}}{w} \simeq 2(1 - \delta) \simeq 1.5 \quad (4.8)$$

(4.8)'dan görüldüğü gibi deforme çekirdeklerde K=1 ve K=0 modlarında oluşan toplam indirgenmiş geçiş olasılığı oranları yaklaşık olarak 1.5 civarındadır (Iudice, 2000).

## 4.2. Toplam Kuralları

Dev rezonansların spektrumlarını analiz ederken, geçiş operatörleri ve hamiltoniyen veya bunların güçleri arasındaki matematiksel ilişkilerden elde edilen toplam

kurallardan yararlanmak oldukça elverişlidir. Toplam kurallar çekirdeklerdeki elektromanyetik geçişlerin analizi için oldukça önemlidir. İlk olarak GDR'nin  $\gamma$  ışınlarının elektrik dipol absorpsiyonuna bağlılığı Levinger ve Bethe tarafından verilen toplam kurallarının hesaplanması ile kesin olarak kanıtlanmıştır (Baranger ve Vogt, 1968). Bu toplam kuralları, belirli bir çokkutuplu geçişin başlangıç durumundan uyarılmış seviyenin diğer tüm nükleer seviyelerine geçişlerinin toplam gücünü vermektedir.

Toplam kuralları GDR tesir kesiti hesaplamaları yapılırken kolektif uyarılmaların teorisinde önemli katkılar sağlamaktadır. Toplam kuralları mikroskopik yaklaşımlarda kullanılır, bunun nedeni farklı yaklaşım ve modellerle elde edilen genel özellikleri kontrol edebilmesidir (Ring ve Shuck, 2004). Toplam kuralları, verilen bir uyarılmış seviyenin kolektiflik derecesinin niceliğinin hesaplanmasında önemli kolaylık sağlamaktadır. Genel olarak iki toplam kuralı vardır: enerji ağırlıklı toplam kuralı (Energy Weighed Sum Rule-EWSR) ve enerji ağırlıklı olmayan toplam kuralı (Non Energy Weighed Sum Rule-NEWSR).

EWSR matematiksel olarak şu şekilde ifade edilebilmektedir:

$$S(F)_{EWSR} = \sum_n w_n |\langle n|F|0\rangle|^2 = \frac{1}{2} \langle 0|F^+[H, F]|0\rangle \quad (4.9)$$

Bu ifadede, H mikroskopik Hamiltoniyen, F geçiş matris operatörü,  $\langle n|$  çok cisimli bir sistemin uyarılmış dalga fonksiyonu,  $|0\rangle$  ise taban durumu dalga fonksiyonudur. Nötron geçişleri için efektif yük  $-eZ/A$ , proton geçişleri için efektif yük ise  $eN/A$  dır.  $E_0$  ve  $E_n$  taban ve uyarılmış seviyelerin enerjileridir. Böylece EWSR;

$$\sum_n (E_n - E_0) B(E1, 0 \rightarrow n) = \frac{\hbar^2}{8\pi m} 9 (Z e_{eff}^2 + N e_{neff}^2) \quad (4.10)$$

Efektif yükler yerine yazılırsa, EWSR

$$\sum_n (E_n - E_0) B(E1, 0 \rightarrow n) = \frac{\hbar^2}{8\pi m} 9 \left[ Z \left(\frac{N}{A}\right)^2 e^2 + N \left(\frac{Z}{A}\right)^2 e^2 \right] = \frac{9\hbar^2}{8\pi m} \frac{NZ}{A} e^2 \quad (4.11)$$

olur (Harakeh, 2006).  $\hbar = 197.3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}/c$ ;  $m=939,51 \text{ MeV}/c^2$  sabitlerini yerine yazarsak elektrik dipol EWSR.

$$\sum_n (E_n - E_0) B(E1, 0 \rightarrow n) = 14.8 \frac{NZ}{A} e^2 \text{fm}^2 \text{MeV} \quad (4.12)$$

(4.11) 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 (4.11) elektrik dipol geçişlerinde, modelden bağımsız olarak, modellerin çok parçacık sistemlerinde kullanılabilirliğinin test edilmesini sağlayan toplam kuralıdır. Çalışmamızda incelenen  $^{168-178}\text{Yb}$  çekirdeği için EWSR yüzdeleri değerlerinin enerjiye göre değişim grafikleri, bulgular bölümünde yer almaktadır.

NEWSR toplam kuralı matematiksel olarak;

$$S(F)_{NEWSR} = |\langle n|F|0\rangle|^2 = \langle 0|F^+F|0\rangle \quad (4.13)$$

ile ifade edilir. Dalga fonksiyonunun antisimetrisi  $\frac{1}{2}$  ile 1 arasında değerler alan bir z düzeltme faktörü üzerinden hesaba katılırsa,

$$S(F)_{NEWSR} = (2\lambda + 1) \frac{Ze^2}{4\pi} \langle r^{2\lambda} \rangle_Z \quad (4.14)$$

olur. NEWSR toplam kuralı  $\Delta T=0$  ve  $\Delta T=1$  uyarılmalarını kapsamaktadır. (4.14) ifadesi dalga fonksiyonuna, seçilen uzaya ve geçiş operatörünün karakteristiğine bağlıdır (Suhonen, 2007). NEWSR bu özelliklerinden dolayı model bağımlıdır. Modelden bağımsız olması ve güvenilir sonuçlar vermesi için genellikle EWSR tercih edilmektedir (Rowe, 2010).

### 4.3. İntegre Edilmiş Tesir Kesitleri

Başlangıç seviyesinin taban 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).

$$\sigma_n = \int E^n \sigma(E) dE \quad (4.15)$$

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

$$\sigma_n = \int E^n \sigma_\gamma(E) dE = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} e^2 \sum_\gamma \omega_\gamma^{n+1} B(E1, 0 \rightarrow 1)_\gamma \quad (4.16)$$

Burada 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 (Uberall, 1971; Harakeh ve Woude, 2006). TRK toplam kuralı, fotoabsorbsiyonunun geçiş gücü ile orantılı olmasıyla, nükleer uyarımlarda 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.

$$\sigma_0 = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} e^2 \sum \omega B(E1) \text{ (MeV.barn)} \quad (4.17)$$

Bu eşitlik yukarıda bahsedilen TRK toplam kuralı ile ilişkilidir. Böylelikle (4.17);

$$\sigma_0 = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} e^2 \left\{ \frac{9}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{NZ}{A} \right\} = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{mc} \frac{NZ}{A} \text{ MeV.barn} \quad (4.18)$$

sonucunu vermektedir (Uberall, 1971; Rowe, 2010). (4.17) ifadesinden diğer integrale edilmiş tesir kesitleri;

$$\sigma_{-2} = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} e^2 \sum \omega^{-1} B(E1) \text{ (MeV}^{-1} \cdot \text{barn)} \quad (4.19)$$

$$\sigma_{-1} = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} e^2 \sum B(E1) \text{ (barn)} \quad (4.20)$$

elde edilir (Masur ve Mel'nikova, 2006; Schröder, 2015).

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

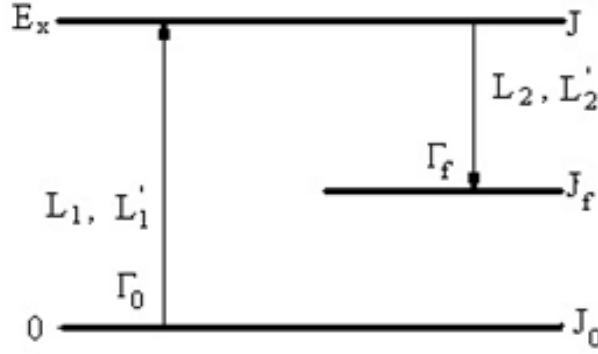
#### 4.4. Radyasyon Kalınlığı

Çekirdeklerin elektrik ya da manyetik karakterli dipol uyarılmaları Nükleer Rezonans Floresans (NRF) yöntemi kullanılarak araştırılmaktadır (Romig ve ark., 2015). NRF yönteminde en çok elektromanyetik etkileşmeler kullanılmaktadır. Böylece, çekirdeğin seviyelerinden biri elektromanyetik radyasyon ile uyarılır ve daha sonra bu seviyenin radyasyon salınımı yaparak bozunmasıyla seviyenin, herhangi bir modelden bağımsız olarak, enerjisinin, spininin ve paritesinin belirlenmesine imkan sağlamaktadır (Kneissl ve ark., 1996).

Bu yöntemle ilgili gösterilen Şekil 4.2.'de  $J_0$ ,  $J$ , ve  $J_f$  sırasıyla ilk (taban durumu), orta ve son seviyenin spinleridir. Çekirdek  $L_1$  ya da  $L_1'$  çokkutuplu radyasyon durumları ile ilk seviyeden (taban durumu) orta seviyeye ve son seviyeye uyarılır. Spini  $J$  olan orta



seviyeden  $J_f$  olan son seviyeye geçişte  $L_2$  ya da  $L_2'$  çokkutuplu radyasyon salınımı gerçekleşmektedir. Burada  $\Gamma_0$  taban durumun,  $\Gamma_f$  ise son durumun dipol radyasyon kalınlıklarıdır.



Şekil 4.2. Dipol radyasyon kalınlığı ve spin (Kneissl ve ark., 1996)

Dipol kalınlığının, enerjiye bağlı diferansiyel tesir kesiti ile belirlenebilmesi ve NRF deneylerinin çoğunda sürekli foton kaynağı (Bremsstrahlung) kullanılması nedeniyle enerjiye bağlı diferansiyel tesir kesiti ( $I_s$ ) saçılan fotonların spektrumundan

$$I_s = \frac{2J_0 + 1}{2J + 1} \left( \pi \frac{hc}{E_x} \right)^2 \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} \frac{W(\Theta)}{4\pi} \quad (4.21)$$

formülü ile belirlenebilir. (4.21)'de  $W$  açısal dağılım,  $\Gamma$  toplam dipol radyasyon kalınlığını ifade etmektedir. Esnek saçılmalarda ( $\Gamma_0 = \Gamma_f$ ) olacağından, saçılma tesir kesiti  $\Gamma_0^2 / \Gamma$  ile orantılı olacaktır.

$\Gamma$  dipol radyasyon kalınlığı deneysel olarak yarı ömürle de belirlenebilir (Kneissl ve ark., 1996) ve aralarındaki ilişki (4.22)'de gösterildiği gibidir.

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (4.22)$$

Dipol radyasyon kalınlığı  $\hbar$  Planck sabiti ve  $(\tau)$  yarı ömür büyüklükleri kullanılarak da elde edilebilmektedir. Radyasyon kalınlığı (taban durumu  $\Gamma_0$  olan) dipol geçişlerin karakteristik özelliklerinden olan indirgenmiş geçiş olasılıkları ile orantılıdır.

$$\Gamma_0 = 8\pi \sum_{\Pi L=1}^{\infty} \frac{(L+1)(E_\gamma / \hbar c)^{2L+1}}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{2J_0+1}{2J+1} B(\Pi L, E_\gamma) \uparrow \quad (4.23)$$

Burada  $B(\Pi L, E_\gamma) \uparrow$  ( $\Pi = E$  (elektrik) veya  $M$  (manyetik)) indirgenmiş geçiş olasılıklarıdır. Çift çift çekirdeklerin elektrik dipol geçişleri için ölçülen geçiş kalınlığı ve indirgenmiş geçiş olasılığı,

$$B(E1) \uparrow = 2,866 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} e^2 fm^2 \quad (4.24)$$

şeklinde verilmektedir. (4.21) ve (4.23) ifadelerindeki  $\frac{2J_0+1}{2J+1} = g$  istatistiksel oranı spin faktörüdür.  $E_\gamma$  uyarılma enerjisi MeV,  $\Gamma_0$  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,

$$\Gamma_0(E1) = 0,349 \omega_i^3 [MeV] B(E1) [10^{-3} e^2 fm^2] meV \quad (4.25)$$

$$\Gamma_0^{red}(E1) = 0,349 B(E1) [10^{-3} e^2 fm^2] meV / MeV^3 \quad (4.26)$$

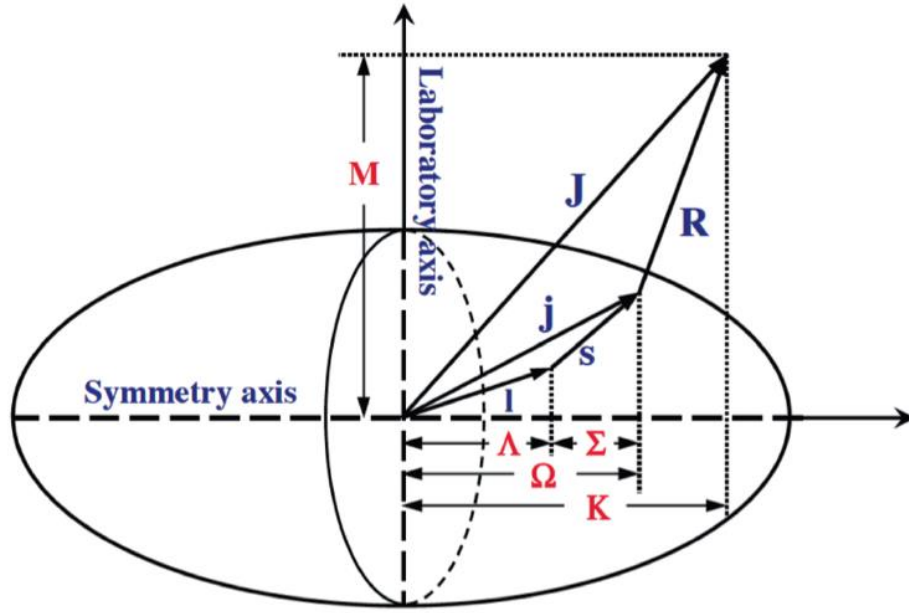
eşitlikleri kullanılabilir (Soloviev ve ark., 1997; Guliyev ve ark., 2010).

#### 4.5. Deforme Çekirdeklerde Enerji Seviyeleri ve Tek Parçacık Asimptotik Nilsson Kuantum Numaraları

Bireysel nükleonların kendine özgü hareketinin tanımı (Nilsson vd., 1969) tarafından verilmiştir. 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  $l^2$  çiftlenimi 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. Tek parçacık seviyelerinin çekirdeğin şekline göre bağlı bulunduğu özelliklerin bazılarının karşılaştırılması aşağıdaki gibi sıralanabilir.

1. Küresel çekirdekler: Enerji, Parite, Toplam açısal momentum  $j$  ve onun izdüşümü  $\Omega$ ,
2. Eksenel simetrik elipsoidal çekirdek: Enerji, Parite, Tüm açısal momentumun nükleer simetri eksenindeki izdüşümü  $K$ .

Görüldüğü gibi eksenel simetrik deforme çekirdeklerde tek parçacık seviyelerinin sınıflandırılması enerji, parite ve toplam açısal momentumun nükleer simetri eksenindeki  $K$  izdüşümü ile karakterize edilir. Eksenel simetrik deforme çekirdeklerde  $j$  geçerli bir kuantum sayısı olmadığından  $K$  kuantum sayısının da önemi kalmamaktadır (Soloviev, 1976).



Şekil 4.3. Deforme çekirdekler için asimptotik kuantum numaraları (Matta, 2017)

Yukarıda ifade edildiği gibi aksenal simetrik potansiyeldeki bir parçacığın hareketi Nilsson tarafından tanımlanmıştır. Buna göre potansiyel, anizotropik harmonik osilatör şekline sahiptir ve spin-orbit çiftlenimi ile birlikte potansiyelin üst kısmını düzleştirip kare kuyuya yaklaştırmayla orantılı olan  $l^2$  katsayısını içermektedir. Bu durumda Hamiltoniyen ve gerekli işlemler yapıldıktan sonra elde edilen enerji özdeğerleri ve özfonksiyonları şu şekildedir.

$$H_{av} = H_0^{av} + C_N l s + D_N l^2 \quad (4.27)$$

Buradaki ilk terim olan  $H_0^{av}$

$$H_0^{av} = -\frac{1}{2m} \Delta' + \frac{m}{2} (w_x^2 x'^2 + w_y^2 y'^2 + w_z^2 z'^2) \quad (4.28)$$

ile verilmektedir. (4.28) eşitliğinde  $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$  body fixed koordinat sisteminde parçacık koordinatlarıdır. Toplam hamiltoniyenin ( $H_{av}$ ) enerji özdeğerleri;

$$E(Nn_z\Lambda\Sigma) = \left(N + \frac{2}{3}\right)w_0(\delta) + \kappa w_0 r(Nn_z\Lambda\Sigma) \quad (4.29)$$

dir ve burada  $r(Nn_z\Lambda\Sigma)$  özdeğerdir boyutsuz matrisin köşegenleştirilmesiyle elde edilmiştir. Tek parçacık özfonksiyonu ise;

$$\varphi_K(Nn_z\Lambda\Sigma) = \sum_{l\Lambda} a_{l\Lambda} |Nl\Lambda\Sigma\rangle \quad (4.30)$$

eşitliği ile verilmektedir. Tek parçacık dalga fonksiyonları, yukarıda görüldüğü üzere kompakt formdaki asimptotik Nilsson kuantum sayılarıyla etiketlenmiştir (Meng, 2016).

$$[Nn_z\Lambda\Sigma] \quad (4.31)$$

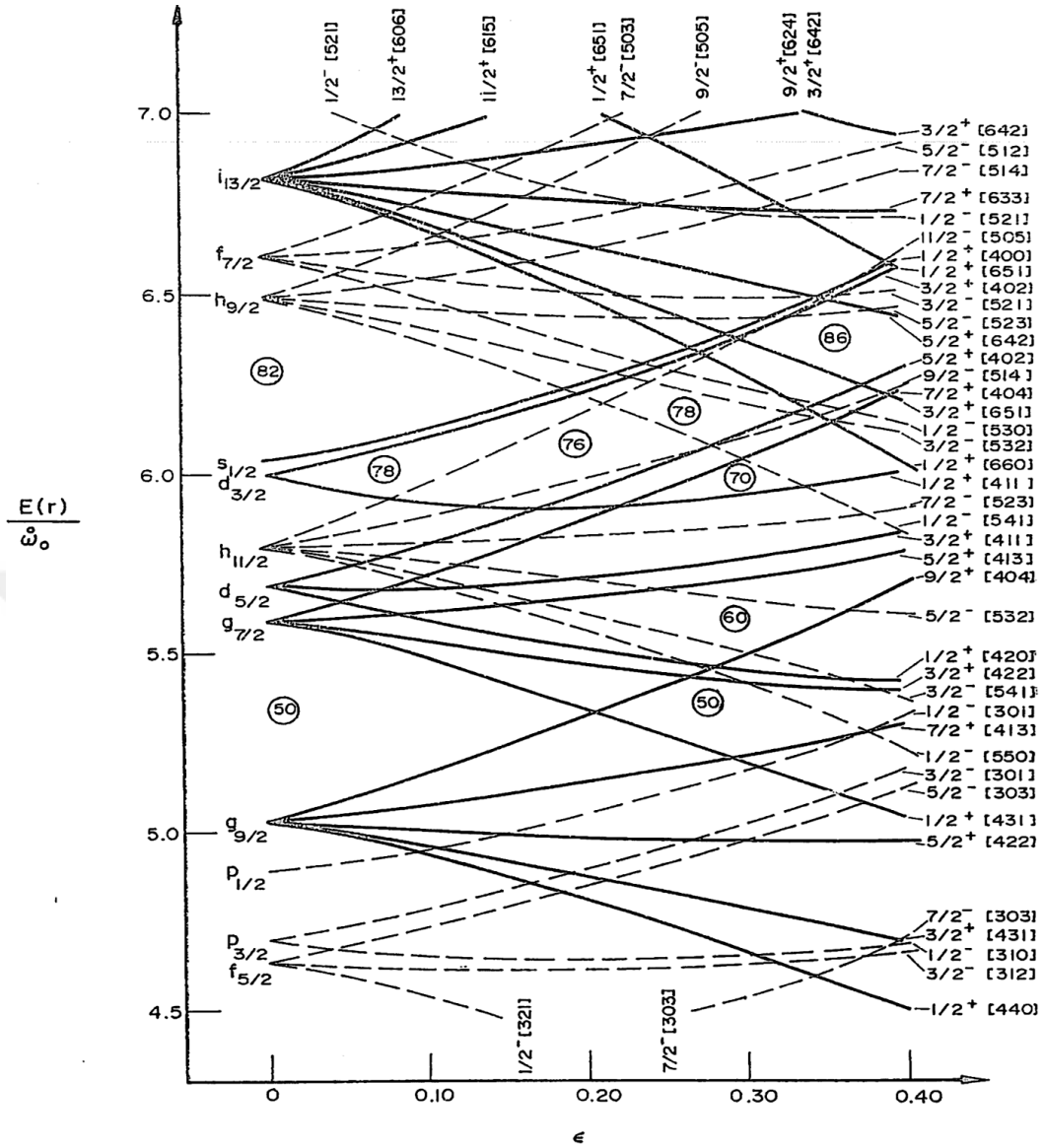
Burada N baş kuantum sayısı,  $n_z$  simetri eksenini boyunca osilatör kuantum sayısı,  $\Lambda$  ve  $\Sigma$  sırasıyla parçacığın orbital açısal momentum ve spininin simetri eksenini üzerindeki izdüşümleridir (Morse vd., 1972). Şekil 4.3.'de bazı kuantum sayılarının gösterimi bulunmaktadır. K ve  $\pi$  kuantum numaraları tek parçacık seviyelerini tümüyle temsil etmemektedir bu eksikliğı gidermek için asimptotik kuantum numaraları kullanılmaktadır. l ve j kuantum numaraları küçük deformasyona sahip şekillerle ilgilidir.  $\delta=0$  durumundaki dejenerasyonlar deformasyon etkisi ile bozulmaktadır; küçük  $\delta>0$  için daha büyük K değerleri olan haller daha büyük enerjilere sahiptir. Orta deformasyonlarda küresel kuantum numaraları l ve j anlamını yitirmektedir; K durumu, farklı l-değerlerine sahip küresel durumların bir süperpozisyonudur. Deformasyon büyük olduğunda ve hamiltonianın  $l.s$  ve  $l^2$  kısımları pertürbasyon olarak ele alındığında durum daha da basitleştirilmektedir. Bozulmamış potansiyel daha sonra anizotropik harmonik osilatördür ve tek parçacık halleri N,  $n_z$  ( $z'$  eksenini boyunca osilatör kuantum sayısı) ve  $\Lambda$  kuantum sayıları tarafından karakterize edilmektedir. Buna göre, her tek parçacık seviyesi karakterizasyonu  $K^\pi [Nn_z\Lambda]$  kuantum numaraları seti ile olur. Belirli bir N-kabuğı ve  $\delta>0$  için, en düşük  $K = 1/2$

durumu  $n_z = N'$ 'ye sahiptir, sonraki  $K = 1/2$  durumları  $n_z = N-1$ 'dir. Bu kural, anizotropik osilatörün enerji seviyelerinin ifadesinden doğrudan gelmektedir. Bir seviyenin  $n_z$  değeri bulunduğunda,  $\Lambda = K \pm 1/2$  değerini belirlemek kolaydır.  $\Lambda$ ,  $N-n_z$  tek ise tek, çift ise çifttir. Dolayısıyla  $K$ ,  $N$ ,  $n_z$  kuantum sayıları  $\Lambda$  ve  $\Sigma$  sayılarını tamamen belirlemektedir.  $N$ -kabuğunun en düşük  $K = K_1$  durumu  $n_z = N-K_1+1/2$  dir.  $K^\pi [Nn_z\Lambda]$  notasyonu oldukça elverişlidir. Sonuç olarak,

$$K = \Lambda + \frac{1}{2} \text{ için } Nn_z\Lambda \uparrow \text{ ya da } Nn_z\Lambda + \quad (4.32)$$

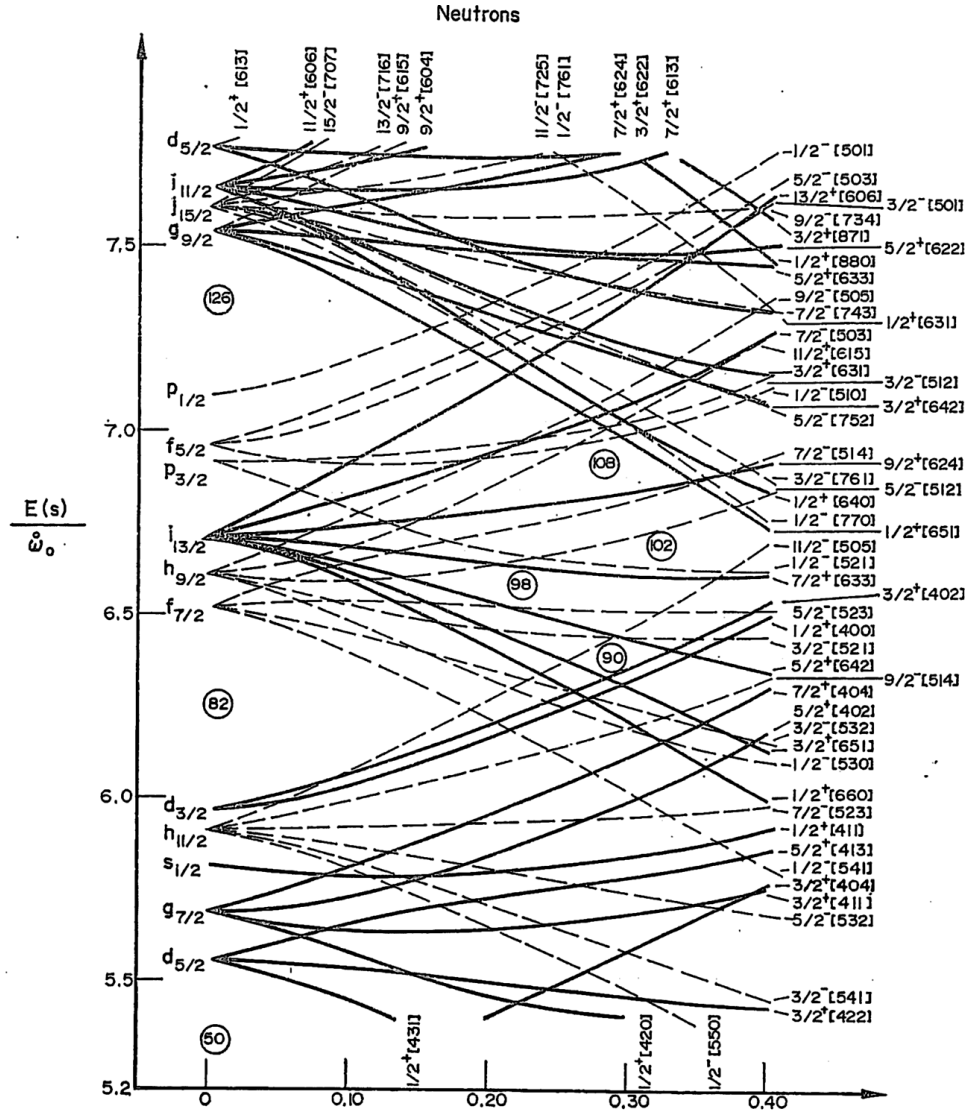
$$K = \Lambda - \frac{1}{2} \text{ için } Nn_z\Lambda \downarrow \text{ ya da } Nn_z\Lambda - \quad (4.33)$$

gösterimleri sıklıkla kullanılmaktadır (Morse vd., 1972; Soloviev, 1976; Meng, 2016). Tek parçacık seviyeleri nötron ve proton için Şekil 4.4. ve 4.5.'de verilmiştir. Her seviye  $K$  kuantum numarası,  $\pi$  parite ve  $[Nn_z\Lambda]$  asimptotik kuantum numaraları ile karakterize edilmektedir. Yuvarlak içerisindeki numaralar, nötron ya da protonların seviye uzayındaki boşlukları göstermektedir. Enerji  $\overset{o}{w}_0 = 41 / A^{1/3}$  MeV birimlerindedir.



Şekil 4.4.  $44 < Z < 88$  için Nilsson tek proton seviyeleri (Soloviev, 1976)

Tek parçacık seviyeleri arasındaki elektrik ve manyetik indirgenmiş geçiş olasılıkları da yukarıda verilen dalga fonksiyonu kullanılarak Nilsson (1955) tarafından hesaplanmıştır. Buna göre matris elemanının body-fixed koordinat eksen koordinatlarıyla yazılmasıyla iki tek parçacık seviyesi ( $I_i K_i^{z_i} [N_i n_{z_i} \Lambda_i]$ ) ve ( $I_f K_f^{z_f} [N_f n_{z_f} \Lambda_f]$ ) arasındaki indirgenmiş geçiş olasılıkları iki tek parçacık enerji seviyesinin asimptotik kuantum numaraları yardımıyla Şekil 4.4. ve Şekil 4.5. ile bulunabilir.



Şekil 4.5.  $58 < N < 136$  için Nilsson tek nötron seviyeleri (Soloviev, 1976)

$I^\pi K$  kuantum sayılarına göre seçim kuralları, deforme olmuş çekirdeklerdeki tek parçacık elektromanyetik geçişleri tam olarak karakterize etmemektedir. Mottelson ve Nilsson (1959) tarafından verilen asimptotik kuantum sayıları için seçim kuralları Tablo 4.1.'deki gibidir.

Tablo 4.1. Deforme çekirdeklerde E1 geçişinde asimptotik kuantum numaraları için seçim kuralları

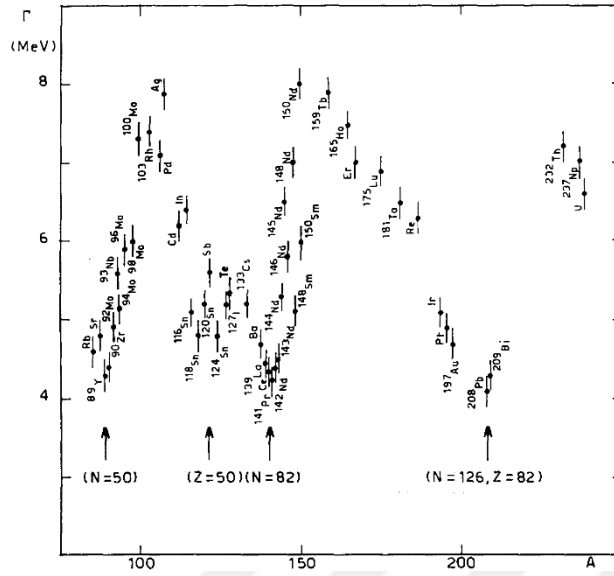
Geçiş	$\Delta K$	$\Delta N$	$\Delta n_z$	$\Delta \Lambda$
E1	1	$\pm 1$	0	0
	0	$\pm 1$	$\pm 1$	0



Asimptotik kuantum sayıları kesin değildir; bu nedenle, ilgili seçim kuralları sadece yaklaşık olarak geçerlidir. Asimptotik seçim kurallarına göre izin verilen geçişler için elektrik ve manyetik indirgenmiş geçiş olasılık değerleri uygun değerler vermektedir. Bu çalışmada indirgenmiş geçiş olasılıkları iki tek parçacık enerji seviyesinin asimptotik kuantum numaraları yardımıyla bulunmuş, seviyelerin asimptotik kuantum numaraları verilmiştir. Bu seviyelerin  $nn$  ya da  $pp$  katkısı olduğu belirtilmiştir. Bu işlemlerin bulguları Bölüm 3’de yer almaktadır.

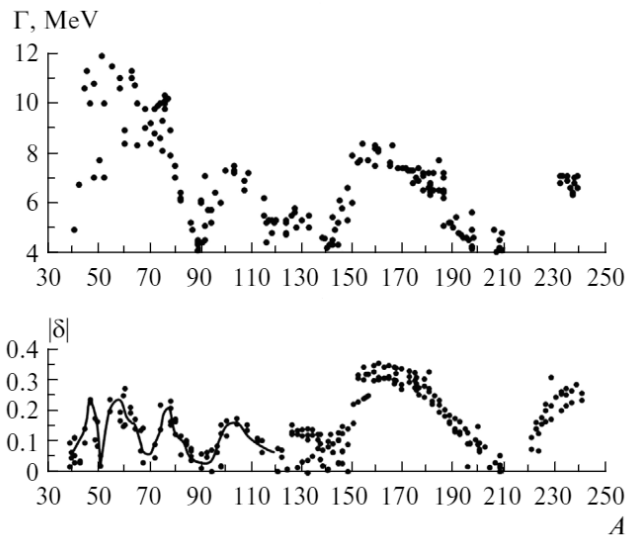
#### 4.6. Dev Rezonans Genişliği

Dev rezonans üç parametre ile tanımlanabilir; enerji ( $E$ ), genişlik (width  $\Gamma$ ) ve güç ( $S$ ). Bunlar içerisindeki genişlik, teorik karmaşık tanımlamaların anlaşılmasında öneme sahiptir. Dev rezonans genişliği, bir açıdan en kolay, diğer yandan da açıklamak için dev rezonansın en zorlu özelliğidir. Dev rezonans genişliğinin çekirdek kabuk yapısını takip ettiği bilinmektedir (Şekil 4.6). Buna göre, kapalı kabuklu çekirdekler için küçük bir değere sahipken (yaklaşık 4-5 MeV), kapalı kabuklar ile vibrasyonel deforme (soft) arasında bulunan çekirdekler için daha büyüktür, istatistiksel deforme olmuş çekirdekler için ise ikiye bölünmüştür (Chomaz, 1997). Kolektif teoriler açısından, iki akışkan arasındaki sürtünme benzeri bir sönümleyici terimden başka genişlik için temel bir açıklama yoktur (Berman ve Fultz, 1975). Her ne kadar Danos ve Greiner (1965b) genişliğin enerjiyle ilişkili ifadesini belirtmiş olsalar da yaptıkları genelleştirme çok da başarılı olmamıştır.



Şekil 4.6. Kütle numarası A'nın fonksiyonu olarak IVGDR'nin genişliği ( Carlos vd., 1974)

GDR genişliğinin geniş sınırlar içinde değiştiği açıktır: 4-5 MeV'den onlarca MeV'e kadar. Bir tesir kesitin maksimum değerinin yarısını aştığı enerji aralığı,  $\Gamma$  olarak belirtilen GDR genişliği olarak kabul edilmektedir. GDR genişliği önemli özelliklerinden biridir. Deneysel veriler, GDR'nin fiziği ve onun uyarılma ve bozunma özellikleri hakkında değerli bilgiler sağlamaktadır. GDR genişliğinin periyodik tablonun farklı alanlarına ait çekirdekler için nasıl oluşturulduğunu bilmeden, GDR'nin nasıl oluşturulduğunu ve rahatladığını açıkça anlaşılmamaktadır.



Şekil 4.7.  $A \geq 40$  çekirdekler için GR genişliğinin kütle numarasına (Üst) ve deformasyon parametresi büyüklüğünün kütle numarasına karşı (alt) deneysel sonuç sistematiği (Kapitonov, 2015).

Dev rezonanslar, nötron koparma eşiğinin üzerindeki enerjilerde uyarıldığı için, bunların toplam genişliği, olası deformasyonun etkilerinden ayrı olarak, deneylerden de gözlenebileceği üzere, üç farklı katkıya sahiptir: kaçış genişliği  $\Gamma_{inh}$ , Landau sönüm  $\Gamma^\uparrow$  ve yayılma genişliği  $\Gamma^\downarrow$ 'ün toplamıdır.

$$\Gamma_{toplam} = \Gamma_{inh} + \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow \quad (4.34)$$

Doğal (inherent) genişlik  $\Gamma_{inh}$ , başlangıç kollektif 1p-1h kuvvet fonksiyonunun uyarma enerjisindeki yayılmadan kaynaklanmaktadır.  $\Gamma^\uparrow$  kaçış genişliği kabuk yapısı etkilerine bağlı olarak p-h gücünün parçalanmasından kaynaklanır ve ayrıca esas olarak hafif çekirdeklerde görülür.  $\Gamma^\downarrow$  yayılma genişliği 1p-1h başlangıç seviyesinin nükleer bileşik hallerine bağlanmasından oluşur ve sonuç olarak düşük enerji parçacıklarının emisyonuna yol açar. Artan kütle sayısı ile bozunma esas olarak daha karmaşık durumlarla karıştırılarak ilerler, bu nedenle, ağır çekirdekler için, toplam genişlik yayılma genişliği tarafından domine edilmektedir (Chomaz, 1997).

## BÖLÜM 5. BULGULAR

Bu bölümde, deforme çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotoplarının elektrik dipol uyarılmalarının özelliklerinin incelenmesinde yapılan sayısal hesaplamaların sonuçları verilmektedir. İncelenen izotopların deforme olmalarından dolayı ilk olarak deformasyon parametreleri belirlenmiştir. Literatürde kullanılan değerleri ile oluşan sayı aralığından değerler alınmıştır (Nükleer data merkezi (<https://www.nndc.bnl.gov/chart/>); W. Kleinig ve ark., (2018), Raman ve ark. (2001); Möller ve ark. (1995); Oishi ve ark. (2016)). Belirlenen  $\beta_2$  deformasyon parametresinden, çekirdek ortalama alan deformasyon parametresi aşağıdaki eşitlikten

$$\delta_2 = 0,945\beta_2 \left[ 1 - 2,56A^{-2/3} \right] + 0,34\beta_2^2 \quad (5.1)$$

elde edilmiştir. Burada A kütle numarasını göstermektedir.  $^{168-178}\text{Yb}$  izotoplarının elektrik dev dipol rezonans özelliklerinin incelenmesinde kullanılan  $\beta_2$  ve  $\delta_2$  deformasyon parametreleri Tablo 5.1.'de verilmiştir.

Tablo 5.1. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotoplarının  $\beta_2$ ,  $\delta_2$  deformasyon parametreleri

Deformasyon Parametresi	$^{168}\text{Yb}$	$^{170}\text{Yb}$	$^{172}\text{Yb}$	$^{174}\text{Yb}$	$^{176}\text{Yb}$	$^{178}\text{Yb}$
$\beta_2$	0.352	0.350	0.348	0.334	0.327	0.299
$\delta_2$	0.308	0.306	0.304	0.292	0.286	0.262

Yapılan hesaplamalarda deforme Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak tek parçacık enerjileri bulunmuştur (Cerkaski et al. 1977, Dudek et al. 1984). Nötron-nötron ve proton-proton çiftlenim etkileşme sabitlerine uygun gelen çiftlenim korelasyonu  $\Delta$  ve  $\lambda$  parametreleri Soloviev (1976) tarafından elde edilmiş olan (2.21-2.23) eşitlikleri

kullanılarak her bir izotop için ayrı-ayrı hesaplanmıştır.  $^{168-178}\text{Yb}$  izotoplarının  $\Delta$  ve  $\lambda$  parametreleri Tablo 5.2.'de verilmiştir.

Tablo 5.2. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametreleri

Çekirdek	$\Delta_n$ (MeV)	$\lambda_n$ (MeV)	$\Delta_p$ (MeV)	$\lambda_p$ (MeV)
$^{168}_{70}\text{Yb}$	1.16	-8.125	1.10	-5.474
$^{170}_{70}\text{Yb}$	1.10	-7.661	1.17	-6.051
$^{172}_{70}\text{Yb}$	1.19	-7.198	1.04	-6.570
$^{174}_{70}\text{Yb}$	1.16	-6.739	1.05	-7.110
$^{176}_{70}\text{Yb}$	1.16	-6.302	0.97	-7.626
$^{178}_{70}\text{Yb}$	0.82	-5.828	1.17	-8.261

İncelenen elektrik dipol uyarılmalarının kendine özgü etkileşme sabiti (güç sabiti) bulunmaktadır. Her bir izotop için, elektrik izovektör dipol-dipol uyarılmaları için güç parametresi olarak  $\chi = 300 - 600 A^{-5/3} \text{fm}^{-2} \text{MeV}$  aralığında değerler kullanılmıştır (Pyatov ve Salamov 1977). Elektrik dev dipol rezonanslarının enerjilerini ve geçişlerin özelliklerini açıklamakta başarılı olan bu değerler, incelenen çekirdeklerin izovektör simetri potansiyeli ile ilişkilidir. Bu parametre Bohr ve Mottelson (1969) analizleri ile uyum içinde sonuçlar vermektedir.

Yukarıda bahsedilen deformasyon, süper akışkan ve güç parametreleri kullanılarak tamamı iyi deforme olan çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri için elektrik dipol uyarılmalarının incelenmesinde QRPA model kullanılmıştır. Nötron bağlanma enerjisinin yukarıdaki enerji bölgesinde  $I^\pi = 1^-$  seviyelerinin tek fononlu elektrik dipol özelliklerinin QRPA modeli kullanılarak yapılan hesaplamalarında simetri kırınımlarının neden olduğu sahte hallerin yalıtılması Kuliev ve ark., (2000) yaklaşımı ile gerçekleştirilmiştir. Bu şekilde, dev dipol rezonans özelliklerini incelediğimiz teori öteleme ve Galileo değişmez QRPA yaklaşımı olarak belirlenmiştir. Bununla birlikte, kullandığımız teorideki restore edici kuvvetlerin eklenmesinin elektrik dev dipol

rezonansa etkisini belirlemek amacıyla QRPA yaklaşımı hesaplamaları dört başlık altında gerçekleştirilmiştir. Buna göre;

- Hiçbir restorasyonun olmadığı yaklaşım (Öteleme ve Galileo değişmez olmayan QRPA model, NTGI QRPA),
- Yalnızca öteleme değişmezliğin restore edildiği yaklaşım (Öteleme değişmez QRPA model, TI QRPA),
- Yalnızca Galileo değişmezliğin restore edildiği yaklaşım (Galileo değişmez QRPA model, GI QRPA) ve
- Hem öteleme hem de Galileo değişmezliğin restore edildiği yaklaşım (Öteleme ve Galileo değişmez QRPA model, TGI QRPA)

için yapılan hesaplamalarla analitik ifadeler çözülmüştür. Bölüm 3’de açıklanan teorik yakaşimlarla bu bölümdeki ve Bölüm 4’deki büyüklükler için yapılan işlemler Fortran programlama dilinde yazılmış, hesaplama sonuçları elde edilmiştir.

Restorasyonun etkisinin araştırıldığı dört yaklaşım için tablolarda yer alan ortalama enerji değerleri eşitlik (5.2) ile verilen, GDR bölgesindeki E1 geçiş matris elemanlarının enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kurallarından elde edilmiştir.

$$\bar{\omega} = \frac{\sum_i \omega_i B(E1)}{\sum_i B(E1)} \quad (5.2)$$

Yb’un 168-178 aralığındaki çift kütle numaralı izotop zinciri çekirdeklerinin 8-20 MeV enerji aralığında hiçbir restorasyonun gerçekleşmediği durumda QRPA yaklaşımıyla 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 5.3.’de verilmiştir.

Tablo 5.3. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgesinde 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 Değişmez Olmayan Model		
		$\sum B(E1)$ ( $e^2\text{fm}^2$ )	$\sum B(E1)\omega$ ( $e^2\text{fm}^2\text{MeV}$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)
168	0	14.345	165.884	11.563
	1	22.620	334.210	14.774
170	0	13.953	168.280	12.060
	1	22.531	344.885	15.307
172	0	13.828	164.228	11.876
	1	20.983	335.291	15.979
174	0	13.846	163.305	11.794
	1	21.376	338.659	15.842
176	0	13.756	160.104	11.638
	1	21.846	333.589	15.270
178	0	13.981	163.519	11.695
	1	20.956	335.083	15.989

Tablo 5.3.'den K=1 dalı için bulunan toplam indirgenmiş geçiş olasılığı ( $\sum B(E1)$ ), toplam enerji ağırlıklı indirgenmiş geçiş olasılığı ( $\sum B(E1)\omega$ ) ve ortalama enerji ( $\bar{\omega}$ ) değerlerinin K=0 dalı için olanlardan daha büyük olduğu görülmektedir. Toplam indirgenmiş geçiş olasılığı ( $\sum B(E1)$ ) değerlerinin K=0 dalı için 13 MeV civarında, K=1 dalı için 21 MeV civarında değerler aldığı, ortalama enerji ( $\bar{\omega}$ ) değerlerinin K=0 dalı için 11 MeV civarında, K=1 dalı için 15 MeV civarında olduğu bulunmuştur. Bu sonuç, GDR bölgesinde K=1 dalının K=0 dalından daha baskın özellikte olduğunu göstermektedir. Deformasyon parametresi en büyük olan 168 kütle numaralı Yb izotopunun K=0 dalının  $\sum B(E1)$  değeri diğer izotoplarınkinden daha büyük çıkmıştır.

Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgesinde yalnızca Galileo değişmezliğin restore edildiği, Galileo değişmez QRPA modele göre K=0 ve

K=1 durumları için hesaplanan  $\sum B(E1)$ ,  $\sum B(E1)\omega$ ,  $\bar{\omega}$  değerlerinin karşılaştırılması Tablo 5.4.'de verilmiştir.

Tablo 5.4. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgesinde Galileo değişmez modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan  $\sum B(E1)$ ,  $\sum B(E1)\omega$ ,  $\bar{\omega}$  değerlerinin karşılaştırılması

A	K	Galileo Değişmez Model		
		$\sum B(E1)$ ( $e^2\text{fm}^2$ )	$\sum B(E1)\omega$ ( $e^2\text{fm}^2\text{MeV}$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)
168	0	14.449	166.561	11.527
	1	22.554	332.584	14.745
170	0	13.950	167.345	11.996
	1	22.354	339.647	15.193
172	0	13.741	162.574	11.831
	1	20.874	332.252	15.916
174	0	13.816	162.894	11.789
	1	21.123	333.298	15.778
176	0	13.782	160.323	11.632
	1	21.834	332.602	15.232
178	0	13.773	157.409	11.428
	1	20.534	320.917	15.628

Tablo 5.4.'ten yalnızca Galileo değişmezliğin restore edildiği GI QRPA hesaplamaları sonucunda, K=1 dalı için bulunan toplam indirgenmiş geçiş olasılığı, toplam enerji ağırlıklı indirgenmiş geçiş olasılığı ve ortalama enerji değerlerinin K=0 dalı için olanlardan daha büyük olduğu görülmektedir. Toplam indirgenmiş geçiş olasılığı ( $\sum B(E1)$ ) değerlerinin K=0 dalı için 13 MeV civarında, K=1 dalı için 21 MeV civarında değerler aldığı, ortalama enerji ( $\bar{\omega}$ ) değerlerinin K=0 dalı için 11 MeV civarında, K=1 dalı için 14 MeV civarında olduğu bulunmuştur. GDR bölgesinde K=1 dalı K=0 dalından daha baskın özellik göstermiştir. Bununla birlikte deformasyon



katsayısı büyük olan 168 kütle numaralı Yb izotopunun K=0 dalının  $\Sigma B(E1)$  değeri diğer izotoplarınkinden daha büyüktür.

Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgesinde yalnızca öteleme değişmezliğin restore edildiği, Öteleme değişmez QRPA modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan  $\Sigma B(E1)$ ,  $\Sigma B(E1)\omega$ ,  $\bar{\omega}$  değerlerinin karşılaştırılması Tablo 5.5.'de verilmiştir.

Tablo 5.5. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgesinde Öteleme değişmez modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan  $\Sigma B(E1)$ ,  $\Sigma B(E1)\omega$ ,  $\bar{\omega}$  değerlerinin karşılaştırılması

A	K	Öteleme Değişmez Model		
		$\Sigma B(E1)$ ( $e^2\text{fm}^2$ )	$\Sigma B(E1)\omega$ ( $e^2\text{fm}^2\text{MeV}$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)
168	0	14.396	165.830	11.518
	1	22.484	318.910	14.183
170	0	14.151	169.364	11.968
	1	22.017	317.312	14.411
172	0	14.010	165.294	11.797
	1	21.081	314.070	14.898
174	0	13.897	163.366	11.755
	1	21.125	308.810	14.617
176	0	13.939	16.1674	11.598
	1	21.482	303.238	14.115
178	0	14.227	164.312	11.548
	1	20.942	292.333	13.958

Tablo 5.5.'den TI QRPA yaklaşımı kullanılarak elde edilen sonuçlardan, K=1 dalı için bulunan toplam indirgenmiş geçiş olasılığı ( $\Sigma B(E1)$ ), toplam enerji ağırlıklı indirgenmiş geçiş olasılığı ( $\Sigma B(E1)\omega$ ) ve ortalama enerji ( $\bar{\omega}$ ) değerlerinin K=0 dalı için

olanlardan daha büyük olduğu görülmektedir. Toplam indirgenmiş geçiş olasılığı ( $\Sigma B(E1)$ ) değerlerinin K=0 dalı için 13 MeV civarında, K=1 dalı için 21 MeV civarında değerler aldığı, ortalama enerji ( $\bar{\omega}$ ) değerlerinin K=0 dalı için 11 MeV civarında, K=1 dalı için 13 MeV civarında olduğu bulunmuştur. 8-20 MeV enerji aralığında K=1 dalı K=0 dalından daha baskın özellik göstermektedir. Diğer yaklaşımlardan elde edilen sonuçlarda görüldüğü gibi, deformasyon parametresi büyük olan 168 kütle numaralı Yb izotopunun K=0 dalının  $\Sigma B(E1)$  değeri diğer izotoplarınkinden daha büyüktür.

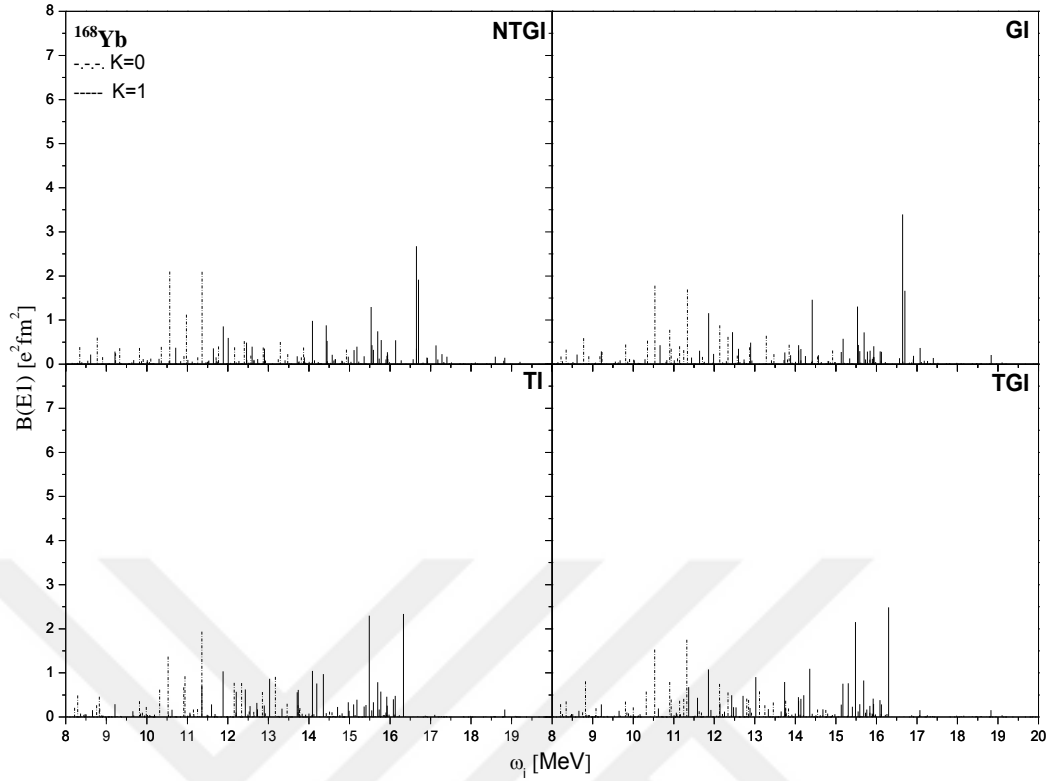
Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgesinde hem öteleme hem de Galileo değişmezliğin restore edildiği, Öteleme ve Galileo değişmez QRPA modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan  $\Sigma B(E1)$ ,  $\Sigma B(E1)\omega$ ,  $\bar{\omega}$  değerlerinin karşılaştırılması Tablo 5.6.'da verilmiştir.

Tablo 5.6. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgesinde Öteleme+Galileo değişmez modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan  $\Sigma B(E1)$ ,  $\Sigma B(E1)\omega$ ,  $\bar{\omega}$  değerlerinin karşılaştırılması

A	K	Öteleme +Galileo Değişmez Model		
		$\Sigma B(E1)$ ( $e^2\text{fm}^2$ )	$\Sigma B(E1)\omega$ ( $e^2\text{fm}^2\text{MeV}$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)
168	0	14.593	167.735	11.493
	1	22.732	322.932	14.205
170	0	14.053	168.256	11.973
	1	22.351	322.702	14.437
172	0	13.991	165.286	11.813
	1	21.256	316.365	14.883
174	0	13.915	163.614	11.757
	1	21.449	313.717	14.625
176	0	13.886	161.132	11.603
	1	21.880	307.291	14.043
178	0	13.862	157.967	11.394
	1	20.592	291.385	14.149

Tablo 5.6.'daki hem öteleme hem de Galileo değişmezliğin restore edildiği TGI QRPA yaklaşımı kullanılarak elde edilen sonuçlardan,  $K=1$  dalı için bulunan toplam indirgenmiş geçiş olasılığı ( $\Sigma B(E1)$ ), toplam enerji ağırlıklı indirgenmiş geçiş olasılığı ( $\Sigma B(E1)$ ) ve ortalama enerji ( $\bar{\omega}$ ) değerlerinin  $K=0$  dalı için olanlardan daha büyük olduğu görülmektedir. Toplam indirgenmiş geçiş olasılığı ( $\Sigma B(E1)$ ) değerlerinin  $K=0$  dalı için 13 MeV civarında,  $K=1$  dalı için 21 MeV civarında değer aldığı, ortalama enerji ( $\bar{\omega}$ ) değerlerinin  $K=0$  dalı için 11 MeV civarında,  $K=1$  dalı için 14 MeV civarında olduğu bulunmuştur. Buradan, 8-20 MeV enerji aralığında  $K=1$  dalının  $K=0$  dalından daha baskın özellik gösterdiği görülmektedir. Bununla birlikte deformasyon katsayısı büyük olan  $^{168}\text{Yb}$  izotopunun  $K=0$  dalının  $\Sigma B(E1)$  değeri diğer izotoplarından daha büyük olduğu görülmektedir. Deformasyon arttıkça  $K=0$ 'ın katkısında artış gözlenmektedir.

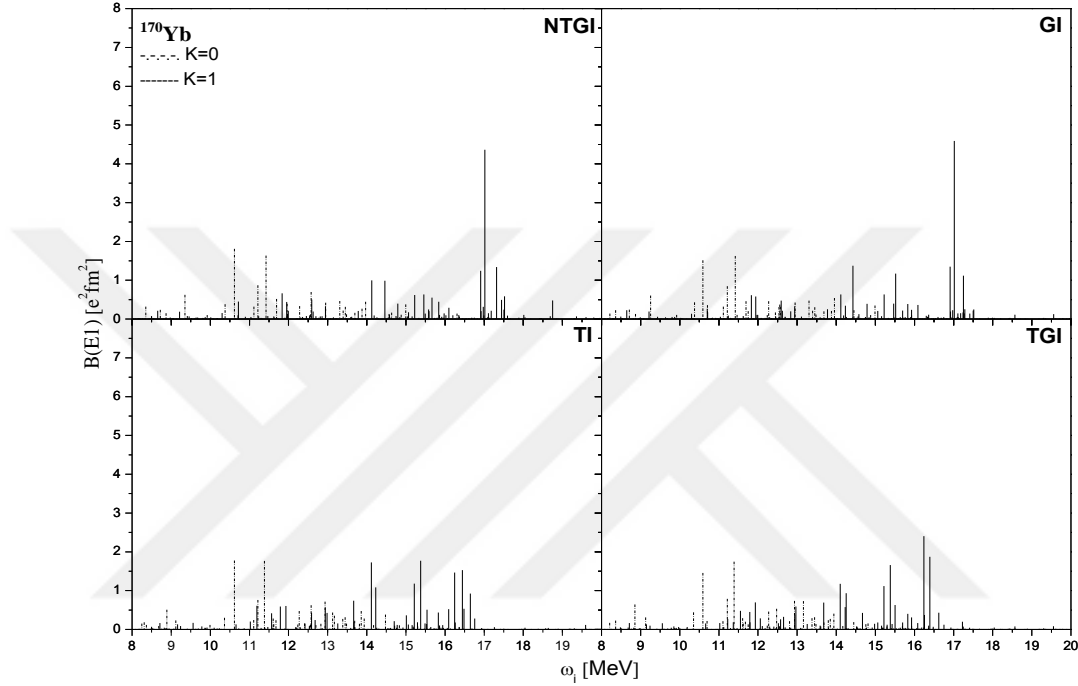
QRPA modelinde deforme alanda kırılan simetritelerin restore edilmesi için, efektif olarak ayrılabilen etkin kuvvetlerin eklenmesiyle, elde edilen dört yaklaşımın etkisini  $K=0$  ve  $K=1$  dalları için karşılaştırmak amacıyla, yukarıda toplam olarak değerleri verilen indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin enerji ile değişimine bakılmıştır. Elde edilen bulgular, her bir izotop için ayrı ayrı şekillerle gösterilmiştir. Aşağıda deforme çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotopları için çizilen şekiller yer almaktadır (Şekil 5.1.-5.6.). Şekillerle NTGI, GI, TI ve TGI QRPA modellerinden elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır.



Şekil 5.1. Çift-çift  $^{168}\text{Yb}$  çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde  $B(E1)$  değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 5.1.'den 8-20MeV enerji aralığındaki dev dipol rezonans bölgesinde  $K=0$  ve  $K=1$  dallarında her dört yaklaşımda da en az bir büyük seviye gözlenmektedir. TGI QRPA'da dev rezonansa büyük katkı sağlayan seviye,  $K=1$  dalından gelen 16,301 MeV enerjili ve  $B(E1)=2,4867 e^2\text{fm}^2$  indirgenmiş geçiş olasılıklı seviyedir. Bu seviye, öteleme ve Galileo değişmez olmayan, Goldstone dalının yalıtılmadığı durum olan NTGI'de 16,651 MeV enerjisine ve  $B(E1)=2,6745 e^2\text{fm}^2$  indirgenmiş geçiş olasılığı değerine sahiptir. Galileo değişmez (GI) modelde bu seviye 16,6467 MeV enerjisinde ve  $B(E1)=3,393 e^2\text{fm}^2$  iken, öteleme değişmez modelde (TI) enerji 16,334 MeV ve  $B(E1)=2,3352 e^2\text{fm}^2$  dir. Öteleme ve Galileo değişmezliğin restorasyonu ile enerji dağılımının değiştiği, aynı zamanda dev rezonansa en büyük katkıyı sağlayan seviyenin  $B(E1)$  değerinin %7 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 getirmemiş, seviyelerin üst üste gelerek şiddetini arttırmış, yalnızca öteleme değişmezliğin restorasyonu  $B(E1)$

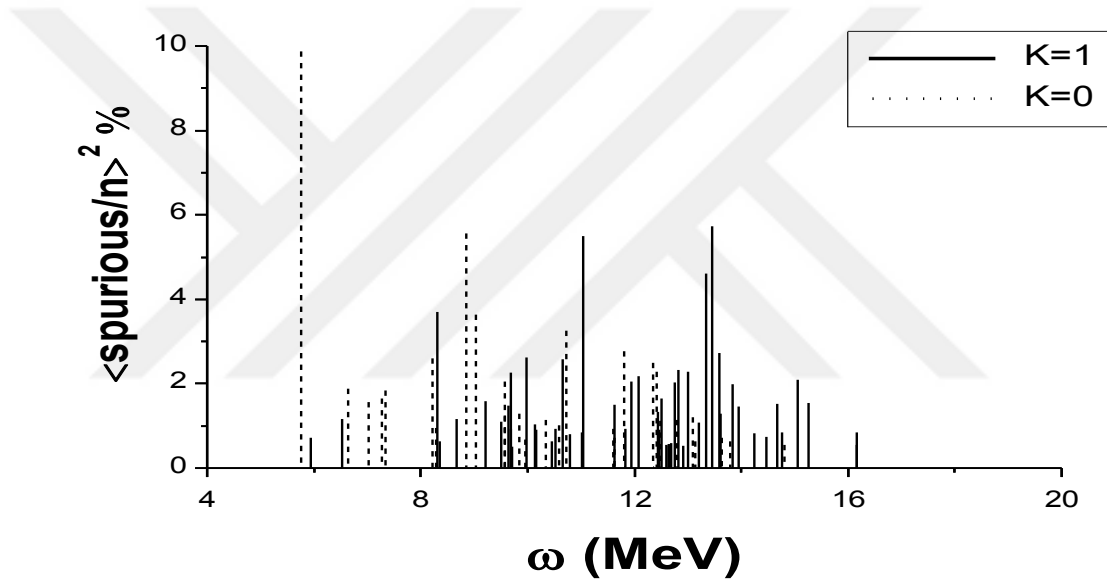
gücünün azalmasına neden olmuştur. Buradan sahte hallerin yalıtılmasının, spektrumun değişmesine etkilerinden dolayı, önemli olduğu görülmektedir.  $K=0$  dalından gelen seviyelerde önemli bir değişiklik görülmemektedir.  $^{170}\text{Yb}$  izotopu için NTGI, GI, TI ve TGI QRPA modellerinden elde edilen sonuçlar Şekil 5.2.'de verilmiştir.



Şekil 5.2. Çift-çift  $^{170}\text{Yb}$  çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde  $B(E1)$  değerlerinin karşılaştırılması

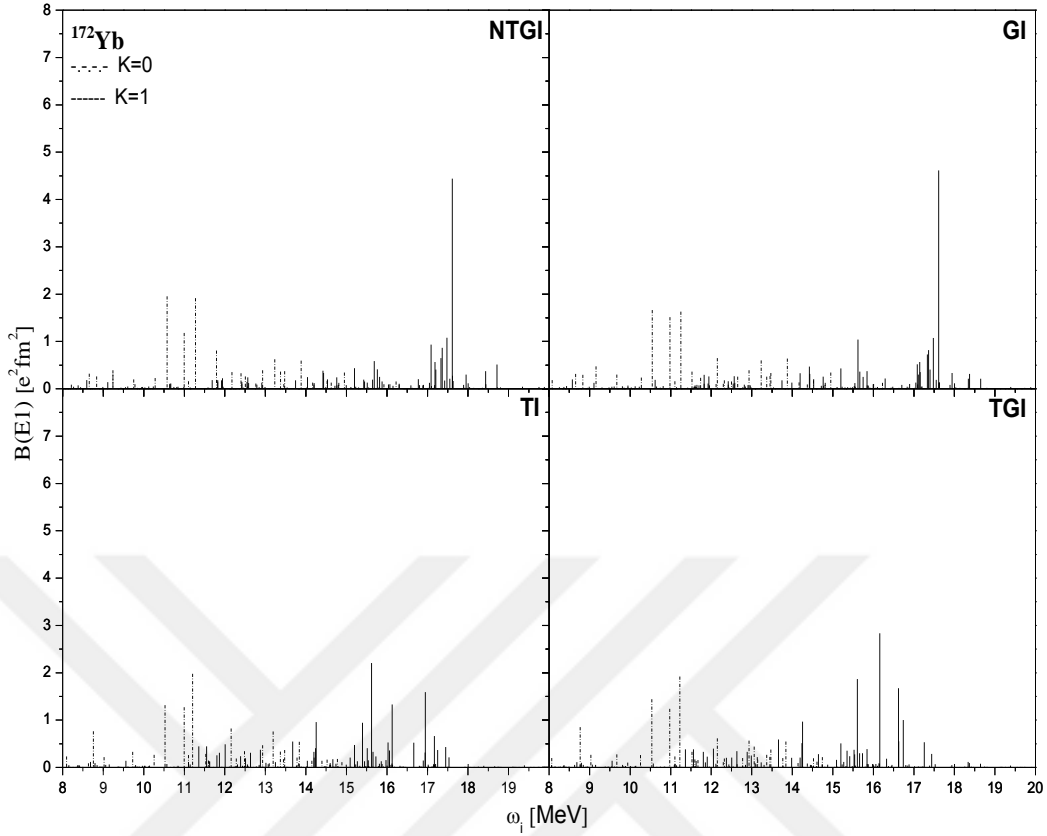
$^{170}\text{Yb}$  izotopu için çizilen Şekil 5.2.'den 8-20 MeV enerji aralığındaki  $K=0$  ve  $K=1$  dallarında her dört yaklaşımda da en az bir büyük seviye gözlenmektedir. TGI QRPA'da dev rezonansa büyük katkı sağlayan seviye,  $K=1$  dalından gelen 16,241 MeV enerjili ve  $B(E1)= 2,40 e^2\text{fm}^2$  indirgenmiş geçiş olasılıklı seviyedir. Bu seviye, öteleme ve Galileo değişmez olmayan, Goldstone dalının yalıtılmadığı durum olan NTGI'de 17,018 MeV enerjisine ve  $B(E1)= 4,36 e^2\text{fm}^2$  indirgenmiş geçiş olasılığı değerine sahiptir. Galileo değişmez (GI) modelde bu seviye 17,015 MeV enerjisinde ve  $B(E1)= 4,58 e^2\text{fm}^2$  iken, öteleme değişmez modelde (TI) enerji 15,376 MeV ve  $B(E1)= 1,77 e^2\text{fm}^2$  dir. NTGI QRPA ve GI QRPA spektrumlarında  $K=1$  dalından gelen seviyelerin birleşik ve güçlerinin daha fazla, TI QRPA ve TGI QRPA spektrumlarında  $K=1$  dalından gelen seviyelerin yarılarak parçalandığı ve şiddetlerinin azaldığı

görülmektedir.  $K=0$  dalından gelen seviyelerde önemli bir değişiklik görülmemektedir. TGI QRPA yaklaşımıyla kırılan simetriklerin restorasyonunun  $^{170}\text{Yb}$  izotopunun spektrumunda diğer yaklaşımlara göre farklılık gösterdiği görülmektedir. Bu durum enerji spektrumunun daha güvenilir elde edilmesi için restorasyonun gerekli olduğunu göstermektedir. Hem öteleme hem de Galileo değişmezliğin restore edildiği TGI QRPA yaklaşımında spektruma karışan sahte hallerin oluşturduğu spektrumu belirlemek için örtüşen integraller hesaplanmıştır (Kuliev ve ark., 2010). Örtüşen integrallerin karelerinin toplama göre yüzdelik değerlerinin enerji spektrumundaki dağılımı  $^{170}\text{Yb}$  çekirdeği için Şekil 5.3.'de verilmiştir.



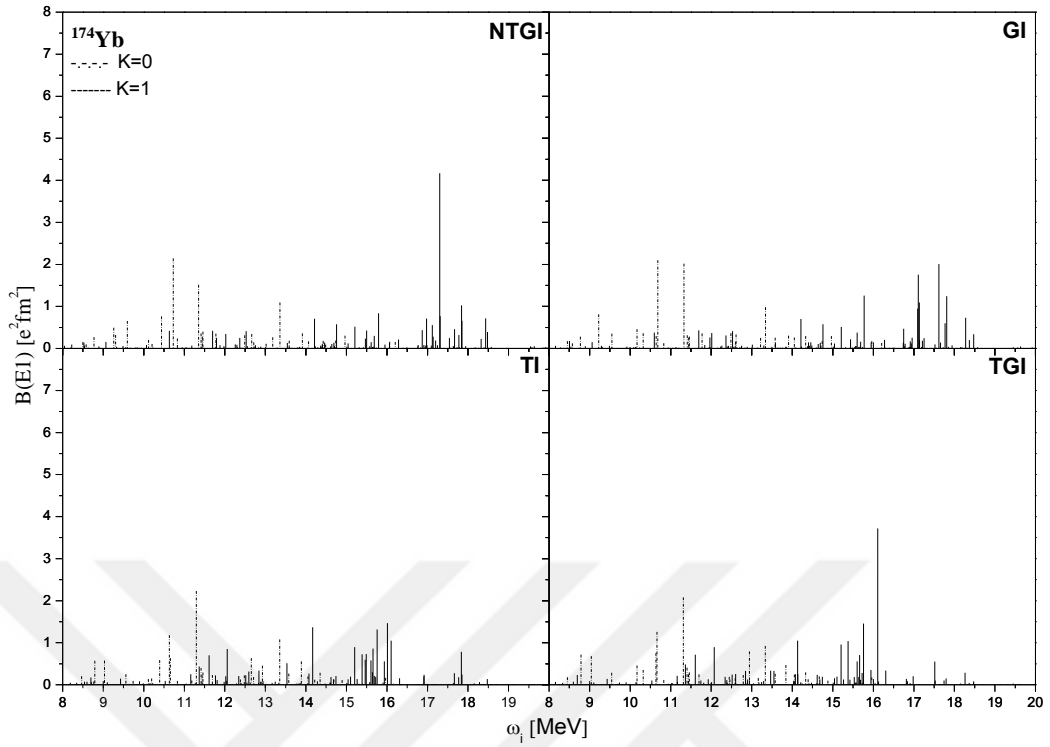
Şekil 5.3.  $^{170}\text{Yb}$  çekirdeğinin öteleme ve Galileo değişmez modelde hesaplanan 1-1 ve 1-0 uyarılmalarına karışan sahte hallerin dağılımı

Şekil 5.3.'den sahte durumların birçok seviyeye yayıldığı,  $K=1$  dalı için katkılarının büyük oranda 8 MeV ile 16 MeV aralığında,  $K=0$  dalı için ise 6 MeV civarında yüksek bir seviye bulunup katkının 5-15 MeV aralığında yer aldığı bulunmuştur. PDR (5-8 MeV) ve GDR (8-20 MeV) 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 olduğunu göstermektedir (Kuliev ve ark., 2010).  $^{172}\text{Yb}$  izotopu için NTGI, GI, TI ve TGI QRPA yaklaşımlarından elde edilen sonuçlar Şekil 5.4.'de verilmiştir.



Şekil 5.4. Çift-çift  $^{172}\text{Yb}$  çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde  $B(E1)$  değerlerinin karşılaştırılması

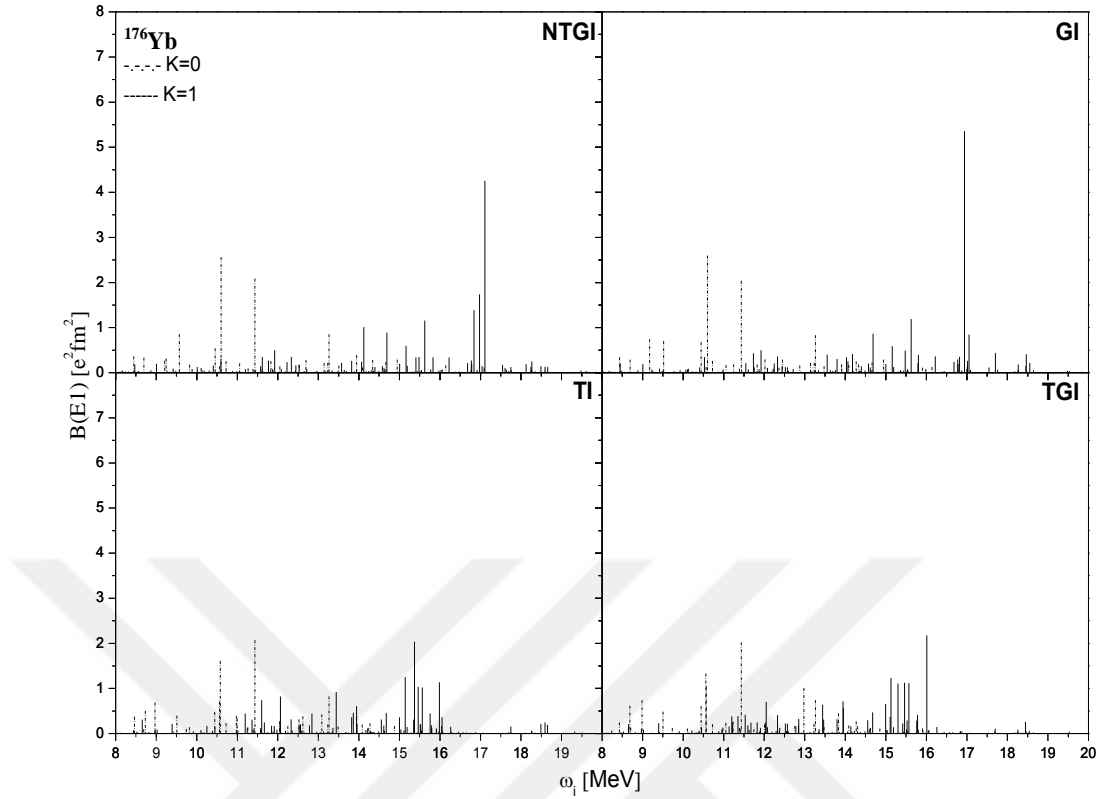
Şekil 5.4.'den çift-çift  $^{172}\text{Yb}$  izotopu için 8-20 MeV enerji aralığındaki GDR bölgesinde  $K=0$  ve  $K=1$  dallarında her dört yaklaşımda da en az bir büyük seviye gözlenmektedir. TGI QRPA'da dev rezonansa büyük katkı sağlayan seviye,  $K=1$  dalından gelen 16,159 MeV enerjili ve  $B(E1)= 2,83 e^2\text{fm}^2$  indirgenmiş geçiş olasılıklı seviyedir. Bu seviye, öteleme ve Galileo değişmez olmayan, Goldstone dalının yalıtılmadığı durum olan NTGI'de 17,613 MeV enerjisine ve  $B(E1)= 4,44 e^2\text{fm}^2$  indirgenmiş geçiş olasılığı değerine sahiptir. Galileo değişmez (GI) modelde bu seviye 17,612 MeV enerjisinde ve  $B(E1)= 4,61 e^2\text{fm}^2$  iken, öteleme değişmez modelde (TI) enerji 15,620 MeV ve  $B(E1)= 2,20 e^2\text{fm}^2$  dir. NTGI ve GI QRPA spektrumlarında  $K=1$  dalından gelen seviyelerin birleşik ve güçlerinin daha fazla, TI ve TGI QRPA spektrumlarında  $K=1$  dalından gelen seviyelerin yarılarak parçalandığı ve şiddetlerinin azaldığı görülmektedir.  $K=0$  dalından gelen seviyelerde önemli bir değişiklik görülmemektedir.  $^{174}\text{Yb}$  izotopu için NTGI, GI, TI ve TGI QRPA yaklaşımlarından elde edilen sonuçlar Şekil 5.5.'de verilmiştir.



Şekil 5.5. Çift-çift  $^{174}\text{Yb}$  çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde  $B(E1)$  değerlerinin karşılaştırılması

Şekilden çift-çift  $^{174}\text{Yb}$  izotopu için dev dipol rezonans bölgesinde  $K=0$  ve  $K=1$  dallarında her dört yaklaşımda da en az bir büyük seviye gözlenmektedir. TGI QRPA'da dev rezonansa büyük katkı sağlayan seviye,  $K=1$  dalından gelen 16,110 MeV enerjili ve  $B(E1)=3,71 \text{ e}^2\text{fm}^2$  indirgenmiş geçiş olasılıklı seviyedir. Bu seviye, öteleme ve Galileo değişmez olmayan, Goldstone dalının yalıtılmadığı durum olan NTGI'de 17,303 MeV enerjisine ve  $B(E1)=4,16 \text{ e}^2\text{fm}^2$  indirgenmiş geçiş olasılığı değerine sahiptir. Galileo değişmez (GI) modelde bu seviye 17,618 MeV enerjisinde ve  $B(E1)=2,00 \text{ e}^2\text{fm}^2$  iken, öteleme değişmez modelde (TI) enerji 16,012 MeV ve  $B(E1)=1,46 \text{ e}^2\text{fm}^2$  dir. Yapılan hesaplamaların sonucunda NTGI QRPA spektrumlarında  $K=1$  dalından gelen seviyelerin birleşik ve güçlerinin daha fazla, GI ve TI QRPA spektrumlarında  $K=1$  dalından gelen seviyelerin yarılarak parçalandığı ve şiddetlerinin azaldığı görülmektedir. TGI QRPA sonuçlarına göre, kırınımlı modele göre, seviyelerin şiddetinin azaldığı ve kaydığı görülmektedir.  $K=0$  dalından gelen seviyelerde önemli bir değişiklik görülmemektedir.  $^{176}\text{Yb}$  izotopu için NTGI, GI, TI ve TGI QRPA yaklaşımlarından elde edilen sonuçlar Şekil 5.6.'da verilmiştir.

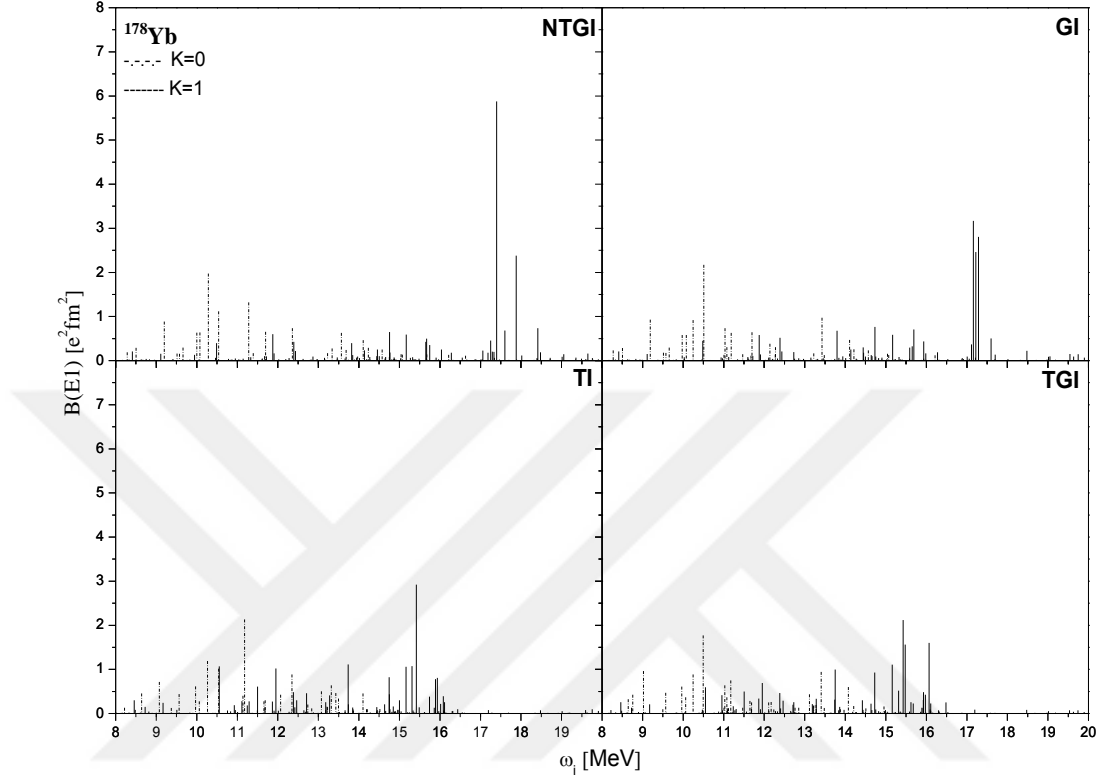




Şekil 5.6. Çift-çift  $^{176}\text{Yb}$  çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde  $B(E1)$  değerlerinin karşılaştırılması

Çift-çift  $^{176}\text{Yb}$  izotopu için verilen Şekil 5.6.'dan 8-20 MeV enerji aralığında K=0 ve K=1 dallarında her dört yaklaşımda da en az bir büyük seviye gözlenmektedir. TGI QRPA'da dev rezonansa büyük katkı sağlayan seviye, K=1 dalından gelen 16,013 MeV enerjili ve  $B(E1)= 2,17 e^2\text{fm}^2$  indirgenmiş geçiş olasılıklı seviyedir. Bu seviye, öteleme ve Galileo değişmez olmayan, Goldstone dalının yalıtılmadığı durum olan NTGI'de 17,111 MeV enerjisine ve  $B(E1)= 4,25 e^2\text{fm}^2$  indirgenmiş geçiş olasılığı değerine sahiptir. Galileo değişmez (GI) modelde bu seviye 16,940 MeV enerjisinde ve  $B(E1)= 5,35 e^2\text{fm}^2$  iken, öteleme değişmez modelde (TI) enerji 15,372 MeV ve  $B(E1)= 2,03 e^2\text{fm}^2$  dir. NTGI ve GI QRPA spektrumlarında K=1 dalından gelen seviyelerin birleşik ve güçlerinin fazla, TI ve TGI QRPA spektrumlarında K=1 dalından gelen seviyelerin yarılarak parçalandığı ve şiddetlerinin azaldığı görülmektedir. Ayrıca K=1 seviyelerin TI ve TGI QRPA spektrumunda sola kaydığı görülmektedir. K=0 dalından gelen seviyelerde önemli bir değişiklik görülmemektedir. Restorasyon K=1 dalının spektrumunda belirgin bir fark oluşturmuş seviye sayısını artırarak yayılmasına neden

olmaktadır.  $^{178}\text{Yb}$  izotopu için NTGI, GI, TI ve TGI QRPA yaklaşımlarından elde edilen sonuçlar Şekil 5.7.'de verilmiştir.

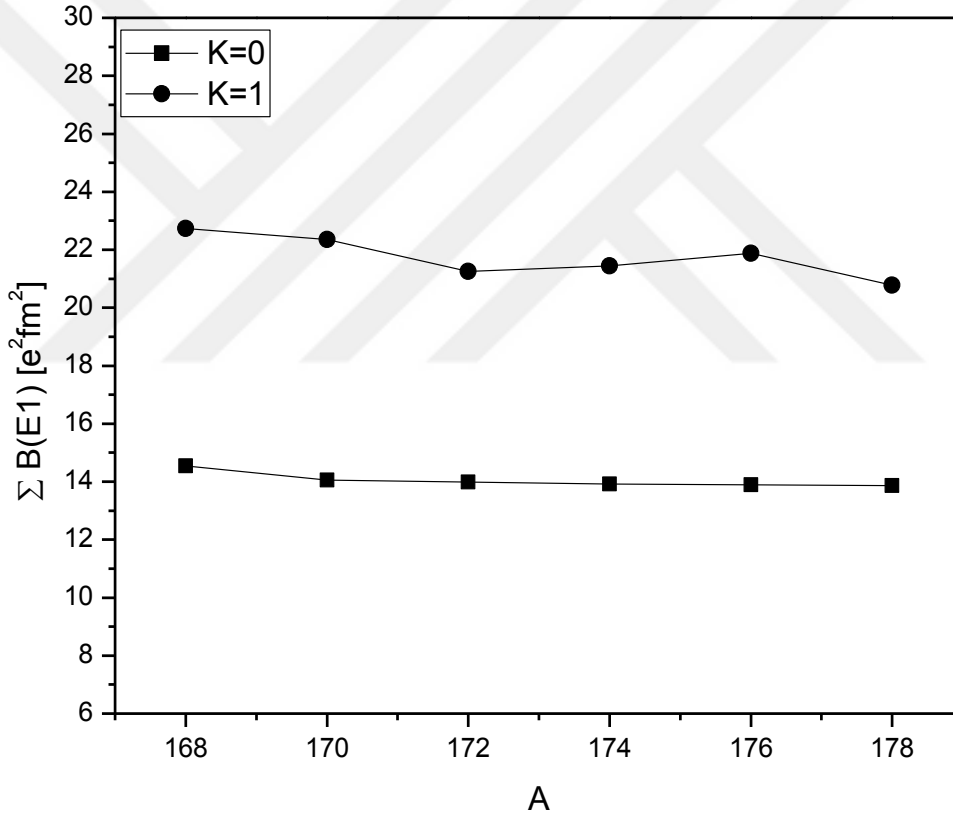


Şekil 5.7. Çift-çift  $^{178}\text{Yb}$  çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde  $B(E1)$  değerlerinin karşılaştırılması

Çift-çift  $^{178}\text{Yb}$  izotopu için, Şekil 5.7.'dan, 8-20 MeV enerji aralığında K=0 ve K=1 dallarında her dört yaklaşımda da en az bir büyük seviye gözlenmektedir. TGI QRPA'da dev rezonansa büyük katkı sağlayan seviye, K=1 dalından gelen 15,427 MeV enerjili ve  $B(E1)= 2,12 e^2\text{fm}^2$  indirgenmiş geçiş olasılıklı seviyedir. Bu seviye, öteleme ve Galileo değişmez olmayan, Goldstone dalının yalıtılmadığı durum olan NTGI'de 17,396 MeV enerjisine ve  $B(E1)= 5,87 e^2\text{fm}^2$  indirgenmiş geçiş olasılığı değerine sahiptir. Galileo değişmez (GI) modelde bu seviye 17,159 MeV enerjisinde ve  $B(E1)=3,17 e^2\text{fm}^2$  iken, öteleme değişmez modelde (TI) enerji 15,417 MeV ve  $B(E1)= 2.92 e^2\text{fm}^2$  dir. NTGI QRPA spektrumunda K=1 dalından gelen seviyelerin birleşik ve güçlerinin fazla, GI, TI ve TGI QRPA spektrumlarında K=1 dalından gelen seviyelerin yarılarak parçalandığı ve şiddetlerinin azaldığı görülmektedir. Ayrıca K=1 seviyelerin TI ve TGI QRPA spektrumunda sola kaydığı görülmektedir. K=0 dalından gelen

seviyelerde önemli bir değişiklik görülmemektedir. Restorasyon  $K=1$  dalının spektrumunda belirgin bir fark oluşturmuş seviye sayısını artırarak yayılmasına neden olmuştur.

Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotopları için verilen şekillerden (Şekil 5.1.-5.7.) ve tablolardan (Tablo 5.3-5.6.) elektrik dev 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 5.8.) ile aşağıda ayrıca verilmiştir.

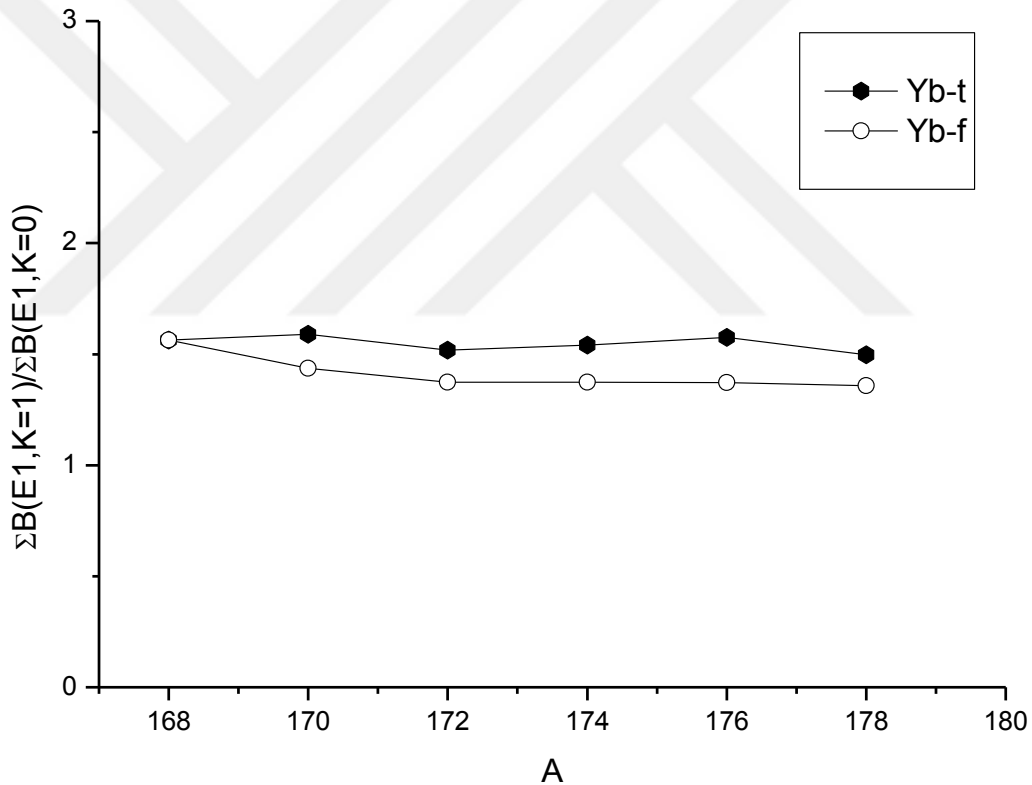


Şekil 5.8. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin  $K=0$  ve  $K=1$  dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması.

Şekil 5.8.'den çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zincirinin GDR enerji bölgesinde  $K=1$  dalının  $K=0$  dalına göre daha baskın olduğu görülmektedir.  $K=0$  dalında, deformasyon parametresinin büyük olduğu  $^{168}\text{Yb}$  izotopundan, deformasyon parametresinin en az

olduğu  $^{178}\text{Yb}$  izotopuna doğru gidildikçe çok az da olsa indirgenmiş geçiş olasılığı değerinde azalma gözlenmektedir. Deformasyon azaldıkça  $K=0$  dalının değerinde de azalma meydana gelmektedir. Bu değişim  $K=1$  dalında gözlenmemektedir.

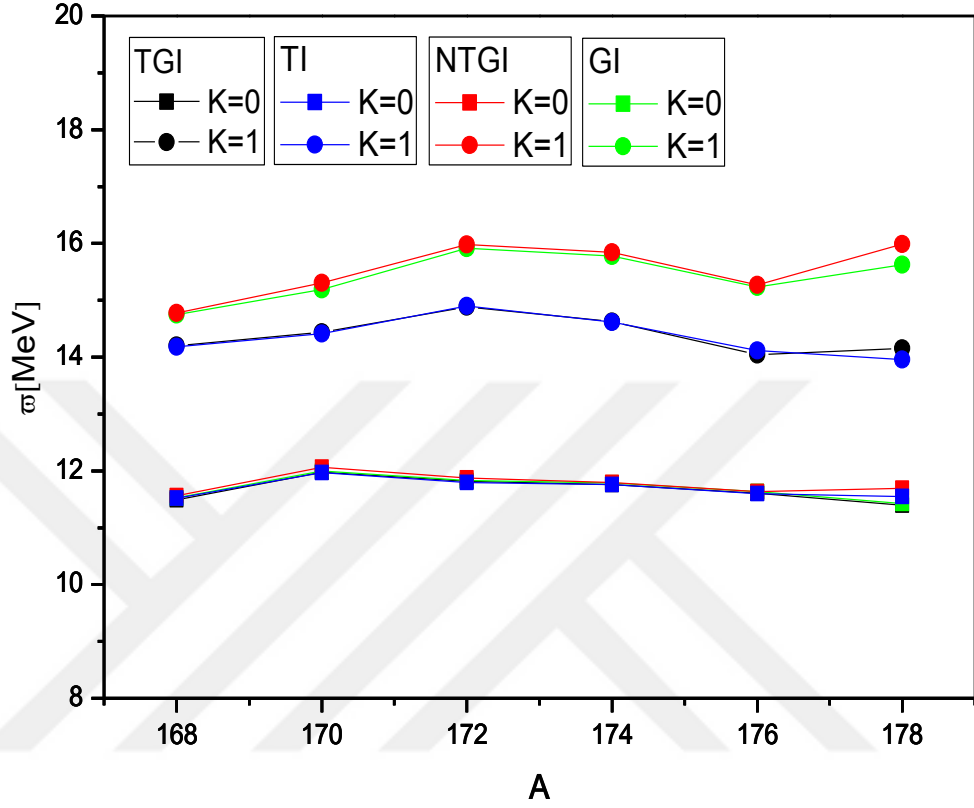
Deforme çekirdekler için  $K=0$  ve  $K=1$  dallarının toplam  $B(E1)$  değerleri arasındaki oran eşitlik (4.8) ile bulunabilir (Iudice, 2000). Burada  $\delta$ , deformasyon parametresidir. Buna göre,  $^{168-178}\text{Yb}$  izotopları için  $K=0$  ve  $K=1$  dallarının toplam indirgenmiş geçiş olasılıklarının oranı hem teorik olarak hem de 4.8 eşitliği kullanılarak elde edilmiştir. Teori (t) ve formül.(f) kullanılarak bulunan sonuçların karşılaştırılması Şekil 5.9.'da verilmiştir.



Şekil 5.9. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotoplarının  $K=0$  ve  $K=1$  dallarındaki teorik (Yb-t) ve formülle (Yb-f) bulunan toplam  $B(E1)$  değeri oranlarının karşılaştırılması.

Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zincirinin TGI QRPA ile yapılan hesaplamalarından elde edilmiş olan toplam indirgenmiş geçiş olasılıklarının oranının yaklaşık 1.5 civarında değiştiği görülmektedir.  $^{168-178}\text{Yb}$  izotoplarının deformasyon parametreleri arasında önemli bir farklılık olmamasından dolayı, formülle yapılan hesaplamalar sonucunda

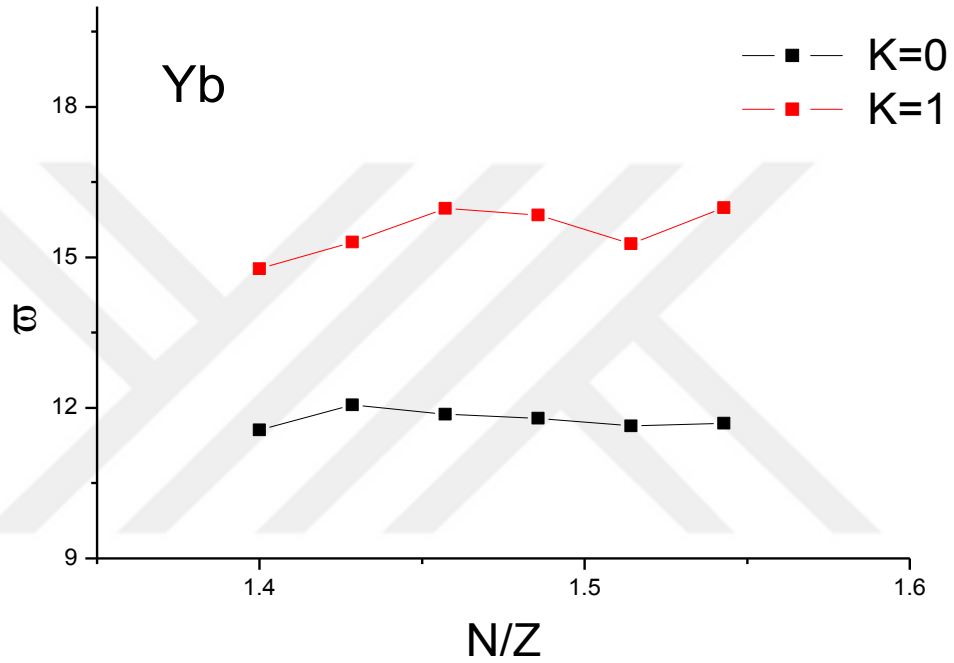
yakın değerler bulunmuştur. Şekil 5.9.'dan teorik ve formülle bulunan değerlerin yakın sonuçlar verdiği görülmüştür.



Şekil 5.10. Deforme çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotoplarının K=0 ve K=1 dallarının ortalama enerji değerlerinin A ile değişiminin karşılaştırılması

QRPA yaklaşımında restorasyonun etkisinin araştırıldığı dört model (TGI, GI, TI, NTGI) için tablolarda yer alan, GDR bölgesindeki E1 geçiş matris elemanlarının enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kurallarından elde edilen ve eşitlik (4.9) ile verilen, ortalama enerji değerlerinin kütle numarasıyla nasıl değiştiği incelenmiştir. Ortalama enerjinin K=0 dalı için tüm izotoplarda hiçbir restorasyonun yapılmadığı kırımlı modelde (NTGI), Galileo değişmez modelde (GI), öteleme değişmez model ve öteleme + Galileo değişmez modelde çok benzer sonuçlar verdiği görülmektedir. Restorasyon, 8-20 MeV enerji bölgesinde, K=0 dalında, ortalama enerji değerinde önemli bir etki meydana getirmemiştir. Bununla birlikte K=1 dalı için durum farklı çıkmıştır. NTGI ile GI QRPA modelleri ve TI ile TGI QRPA modellerinin sonuçları

birbirine paralellik göstermektedirler. NTGI ile GI QRPA modellerinden elde edilen ortalama enerji değerleri, öteleme ve öteleme+Galileo değişmezliğin restore edildiği modellerden daha büyüktür. Buradan K=1 dalının ortalama enerji büyüklüğünün elde edilmesinde restorasyonun göz önünde bulundurulması gereken belirleyici faktörlerden biri olduğu görülmektedir. TGI QRPA modeli ile K=0 ve K=1 dallarının ortalama enerji değerinin nötron-proton oranıyla değişimini Şekil 5.11’de verilmiştir.

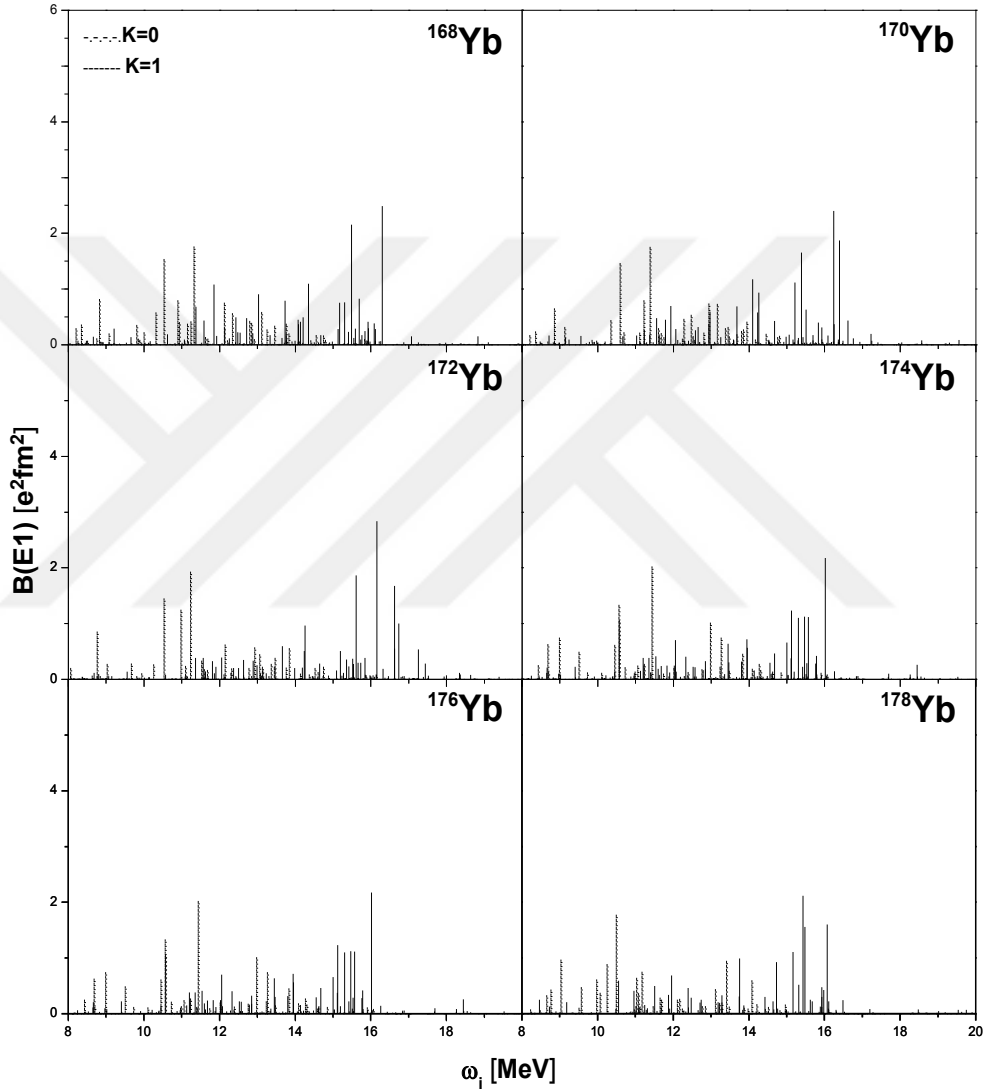


Şekil 5.11. Deforme  $^{168-178}\text{Yb}$  izotoplarının K=0 ve K=1 dallarının ortalama enerji değerlerinin N/Z oranı ile değişiminin karşılaştırılması

Şekil 5.11.’de TGI QRPA modeli ile K=0 ve K=1 dallarının ortalama enerji değerinin çekirdeğin bozulan simetrisinin bir göstergesi olan nötron-proton oranının değişimine göre değerleri verilmiştir. K=1 dalının K=0 dalına göre 3 MeV daha baskın olduğu görülmektedir. Buna göre, daha önce de benzer sonuca ulaşıldığı gibi K=1 dalının değerleri K=0 dalından daha büyüktür. N/Z oranının değişimi ortalama enerji değerinin değişiminde anlamlı bir farklılık oluşturmamaktadır. K=1 dalı değerlerinde deformasyon azaldıkça ortalama enerji değerinde bir artış gözlemleniyor olsa da sistematik olarak böyle bir değişimden bahsedilememektedir. Böylelikle N/Z oranının değişiminin çekirdeğin ortalama

enerji değerinde dolayısı ile çekirdeğin spektrumunda önemli bir değişikliğe neden olmadığı görülmüştür.

Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotoplarının TGI QRPA ile  $K=0$  ve  $K=1$  dalları için elde edilen  $B(E1)$  değerlerinin enerji diyagramında gösterimi Şekil 5.12.'de verilmiştir.



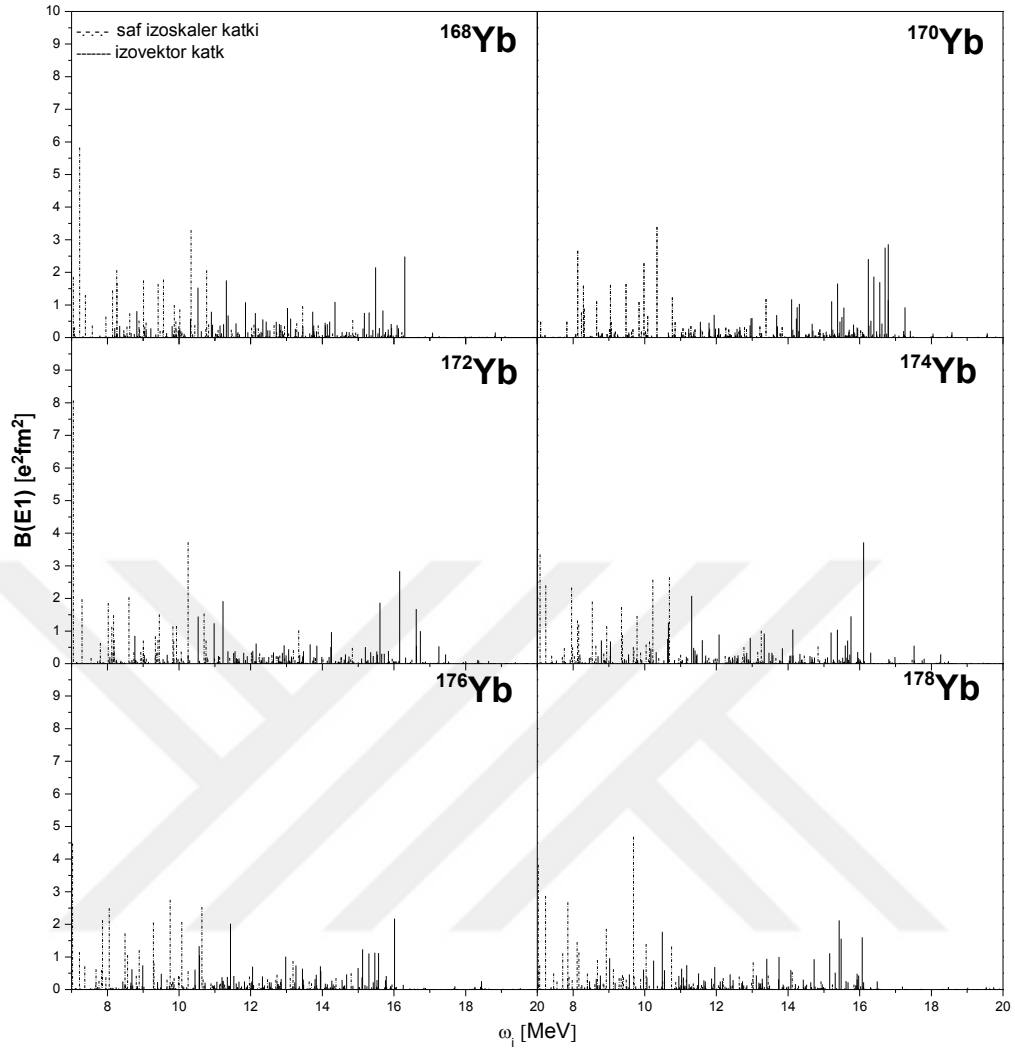
Şekil 5.12. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen  $K=0$  ve  $K=1$  dallarının  $B(E1)$  değerlerinin karşılaştırılması

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 15-17 MeV aralığında bulunan maksimumdur.  $K=1$  dalı için

bulunan indirgenmiş geçiş olasılığı  $B(E1)$  pik değerlerinin  $K=0$  dalı için olanlardan daha büyük olduğu görülmektedir. Elde edilen bulgular TGI QRPA ile deforme çekirdekler için karakteristik olan iki pikli yapıya uygun sonuçların elde edildiğini göstermiştir.

Dev dipol rezonans bölgesindeki uyarılmalarda, TGI QRPA'da yer alan izoskaler ve izovektör etkin kuvvetlerin uyarılma spektrumundaki dağılıma katkısının ne şekilde olduğunu belirlenmiştir. TGI QRPA yaklaşımından elde edilen seküler denklemdeki dipol-dipol etkileşimlerin saf izovektör kuvvetleri kaldırılmış ( $\chi=0$ ) ve izoskaler dalın enerjileri elde edilmiştir. Hamiltoniyende bulunan saf izovektör katkı kaldırılarak izoskaler dalının enerjileri bulunmuştur. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotopları için hesaplanan saf izoskaler ve izovektör katkıların oluşturduğu spektrumlar Şekil 5.13.'de verilmiştir.

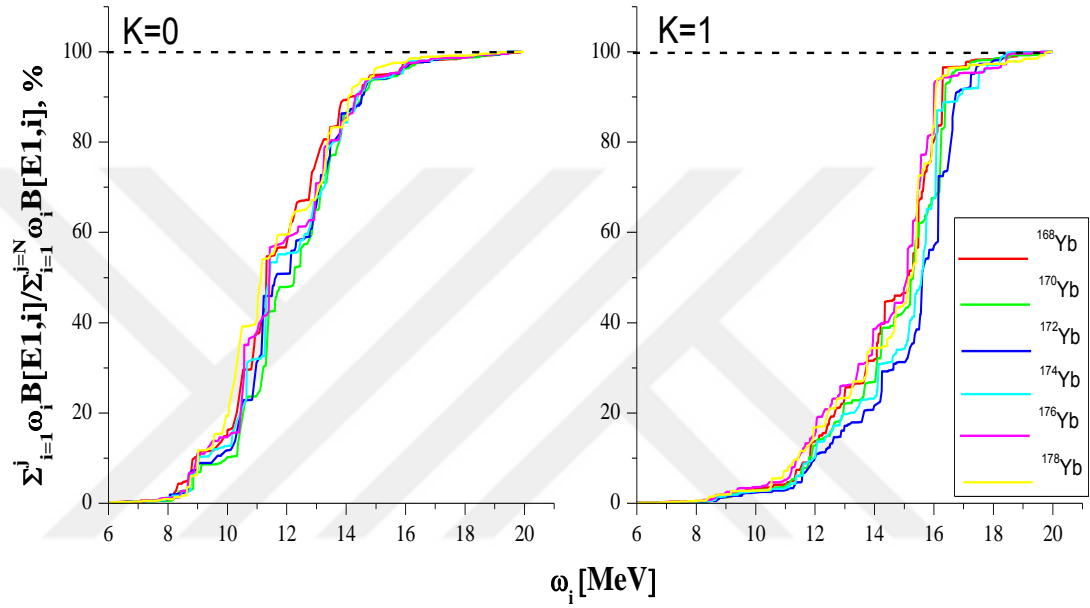




Şekil 5.13. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin TGI QRPA modelde izovektör ve izoskaler katkılarının enerjiye bağlı dağılımı

Şekil 5.13.'den, TGI QRPA yaklaşımında kullanılan hamiltoniyende bulunan saf izoskaler kuvvetlerin enerji spektrumunda 8-10 MeV enerji bölgesinde yoğunlaşan değerler verdiği, izovektör kuvvetlerden ise 8-20 MeV enerji aralığında yayılan bir spektrum elde edildiği görülmektedir. Yalnızca izoskaler kuvvetler olduğunda; 8-10 MeV aralığında, izovektör mod eklendiğinde; 8-20 MeV aralığında baskın olduğu bulunmuştur. Burada, izovektör dipol kuvvetleriyle restore edici izoskaler etkin kuvvetlerin arasında kuvvetli bir yıkıcı girişimin olduğunu göstermektedir. Şekilden ayrıca izovektör kuvvetlerin izoskaler kuvvetler üzerinde yıkıcı bir girişime sahip oldukları görülmektedir.

TGI QRPA ile  $^{168-178}\text{Yb}$  izotoplarının  $K=0$  ve  $K=1$  dallarının elektrik dipol enerji ağırlıklı toplam kurallarına katkıları incelenmiştir. Bunun için,  $I^\pi K=1^-1$  ve  $I^\pi K=1^-0$  geçişlerindeki her seviye için hesaplanan enerji ağırlıklı toplamların (EWSR), toplam EWSR'ye oranının yüzdelik değerleri hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar Şekil 5.14.'te verilmiştir.

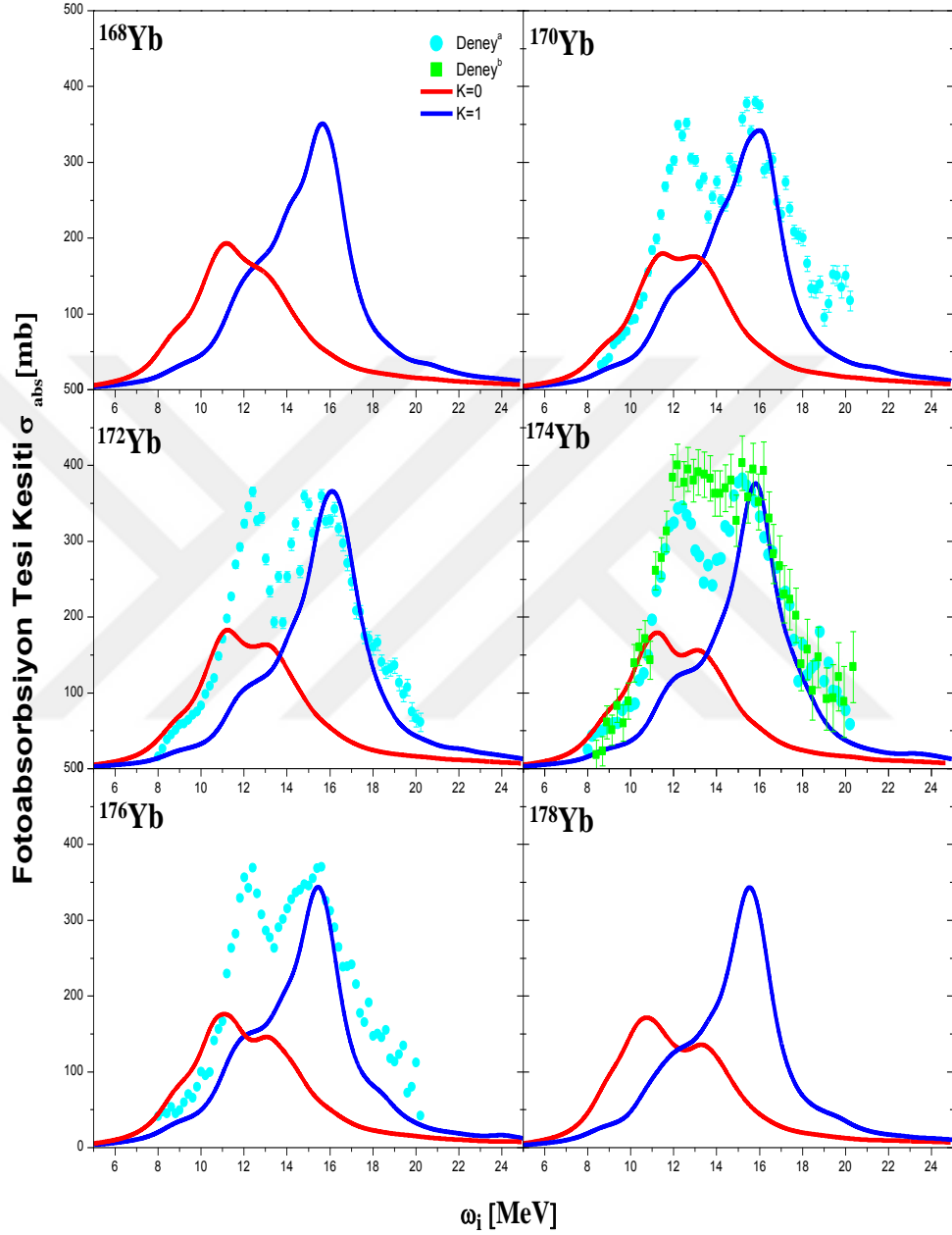


Şekil 5.14. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin  $K=0$  ve  $K=1$  dalları için elektrik dipol enerji ağırlıklı toplamalarının yüzdelik dağılımı

Elektrik dipol uyarılmalarında 0-20 MeV arasında hesaplanan enerji ağırlıklı toplamlara en büyük katkı dev dipol rezonans bölgesinde olmaktadır. Şekilden görüldüğü gibi dev rezonans bölgesinde,  $I^\pi K=1^-0$  seviyelerinin toplam kuralına asıl katkısı (%90) 10-14 MeV enerji aralığına kadar sağlanmışken,  $I^\pi K=1^-1$  seviyelerinin katkısı 14-17 MeV aralığında sağlanmıştır (%80-90). Buradan, dev dipol rezonans bölgesi enerji spektrumunda  $\Delta K=0$  seviyelerinin 10-14 MeV,  $\Delta K=1$  seviyelerinin 14-17 MeV aralığında iki maksimum gösterdikleri sonucu çıkmaktadır.

$^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin TGI QRPA model kullanılarak, dev dipol rezonans için deneysel veriler ile karşılaştırılabilir en temel büyüklük olan toplam

fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin  $K=0$  ve  $K=1$  dalları için ayrı ayrı hesaplanmasıyla elde edilen sonuçların karşılaştırılması Şekil 5.15.'de verilmiştir.

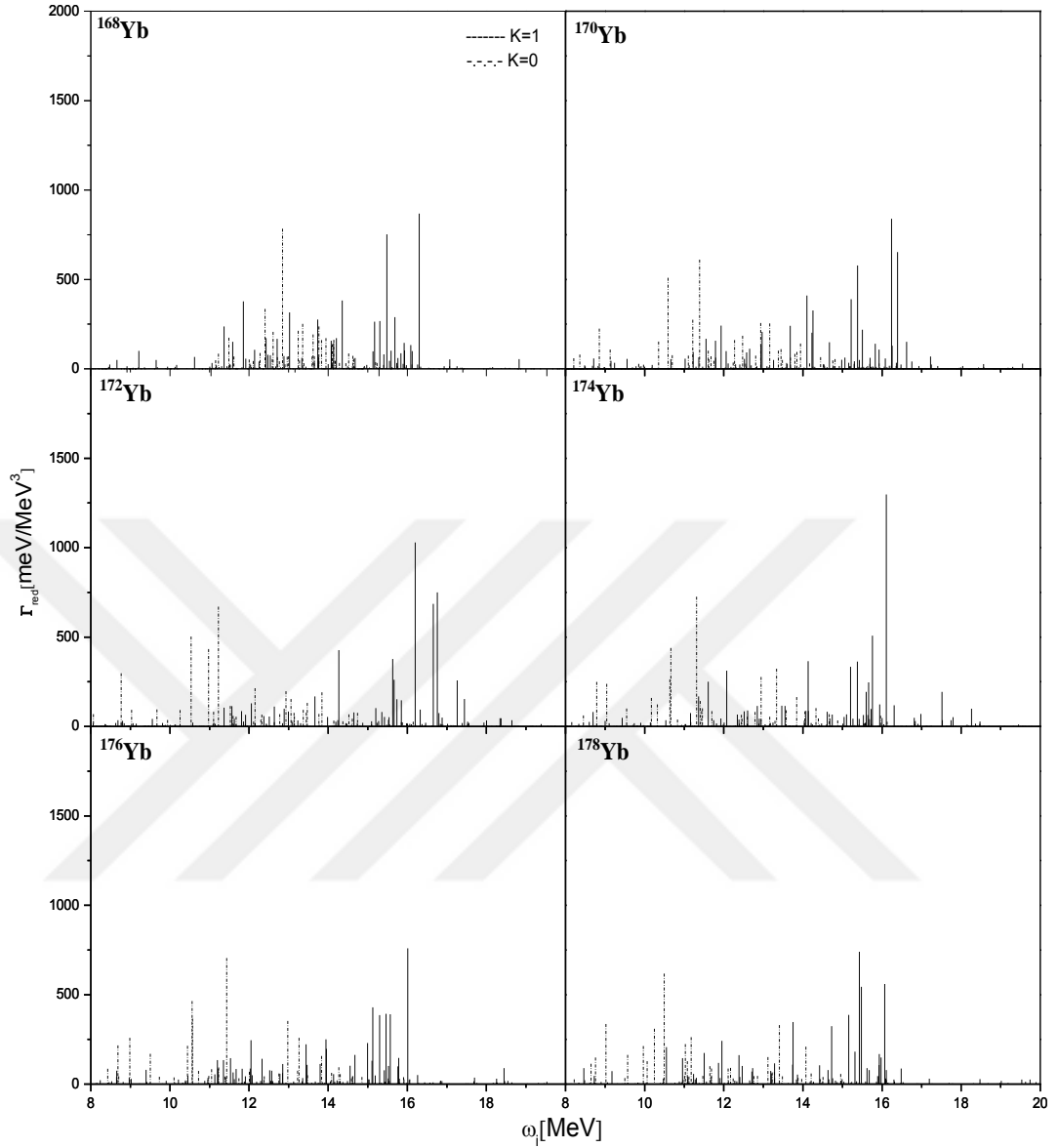


Şekil 5.15. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel verilerin (Deney<sup>a</sup>:Goryachev ve Zalesnyy, 1976; Deney<sup>b</sup>:Gurevich ve ark., 1981) karşılaştırılması

Fotoabsorbsiyon tesir kesiti hesaplamalarında ağırlık fonksiyonu olarak Kuliev-Salamov fonksiyonu kullanılmıştır. Bu ifadede bulunan ortalama enerji aralığı

parametresi ( $\Delta$ ) olarak 1.0 ile 2.0 MeV arasındaki değerler kullanılmıştır. Yb izotopları iyi deforme olduklarından toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin enerjiye bağlı olarak çizildiği grafikte iki pikli (hörgüçlü) yapının olduğu bilinmektedir. İyi deforme Yb izotoplarında hem  $K=0$  hem de  $K=1$  dallarından katkı gelmektedir. Toplam fotoabsorbsiyon tesir kesiti grafiğine en büyük katkı iyi deforme Yb izotopları için  $K=1$  dalından gelmektedir. 170-176 aralığındaki çift-çift izotoplar için deneysel veri bulunmaktadır. Bu çekirdekler için  $K=0$  ve  $K=1$  dallarının oluşturduğu değerlerin toplamı, deneysel sonuç ile örtüşmektedir. Deneysel sonucu bulunmayan 168 ve 178 kütle numaralı Yb çekirdekleri için bulunan teorik değerle, bu çekirdeğin yaklaşık olarak tesir kesitinin hangi değerde olabileceği ile ilgili olarak deneysel çalışmalara öngörüde bulunulabilmesi mümkündür. Çift-çift Yb izotoplarının teorik olarak bulunan tesir kesiti değerlerinin deneysel değerler ile uyum içerisinde çıkması, teorik olarak kullandığımız model ile elde ettiğimiz sonuçların doğruluğunun bir göstergesidir.

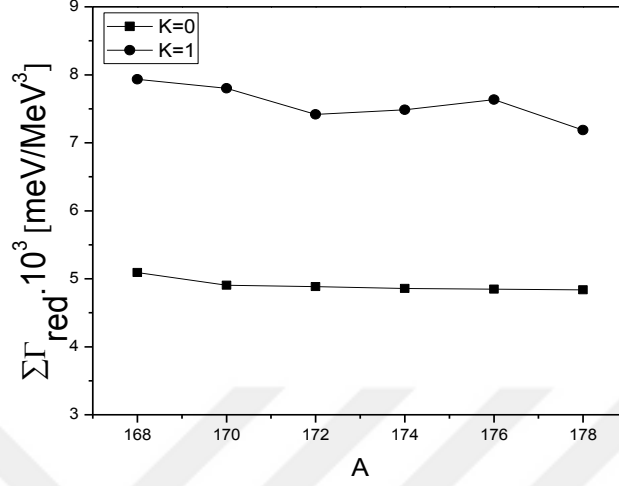
Bu çalışmada araştırılan nükleer özelliklerden bir diğeri radyasyon kalınlığıdır. İndirgenmiş geçiş olasılığı ve enerji ile ilişkili bir büyüklük olan radyasyon kalınlığı ile enerjiye bağlı olmayan indirgenmiş radyasyon kalınlığı değerleri tüm izotoplar için araştırılmıştır. Yb çekirdeği izotoplarının TGI QRPA model ile  $K=0$  ve  $K=1$  dallarının  $\Gamma_0$  radyasyon kalınlığı ve  $\Gamma_{red}$  indirgenmiş radyasyon kalınlığı değerlerinin enerji spektrumundaki dağılımı Şekil 5.16. ve Şekil 5.19.'da verilmiştir. Bununla birlikte Yb çekirdeği izotopları için  $K=0$  ve  $K=1$  dallarının toplam  $\Gamma_0$  radyasyon kalınlığı ve toplam  $\Gamma_{red}$  indirgenmiş radyasyon kalınlığı değerleri Şekil 5.17. ve Şekil 5.18.'de verilmiştir.



Şekil 5.16. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin TGI QRPA modelde  $K=0$  ve  $K=1$  dalları için indirgenmiş radyasyon kalınlığı  $\Gamma_0$  değerlerinin enerji spektrumundaki dağılımı

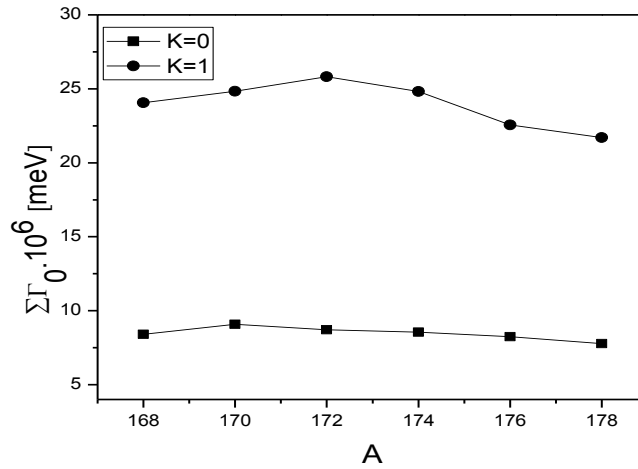
Şekilden indirgenmiş indirgenmiş radyasyon kalınlığı değerlerinin enerji spektrumundaki dağılımında hem  $K=0$  hem de  $K=1$  dalında değerlerin olduğu görülmektedir. Yukarıdaki indirgenmiş radyasyon kalınlığı spektrumun  $B(E1)$  dağılımına benzer olduğu,  $K=0$  dalından gelen katkının 10-12 MeV enerji aralığında,  $K=1$  dalından gelen katkının 16 MeV civarında büyük bir pik verdiği görülmektedir. 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.



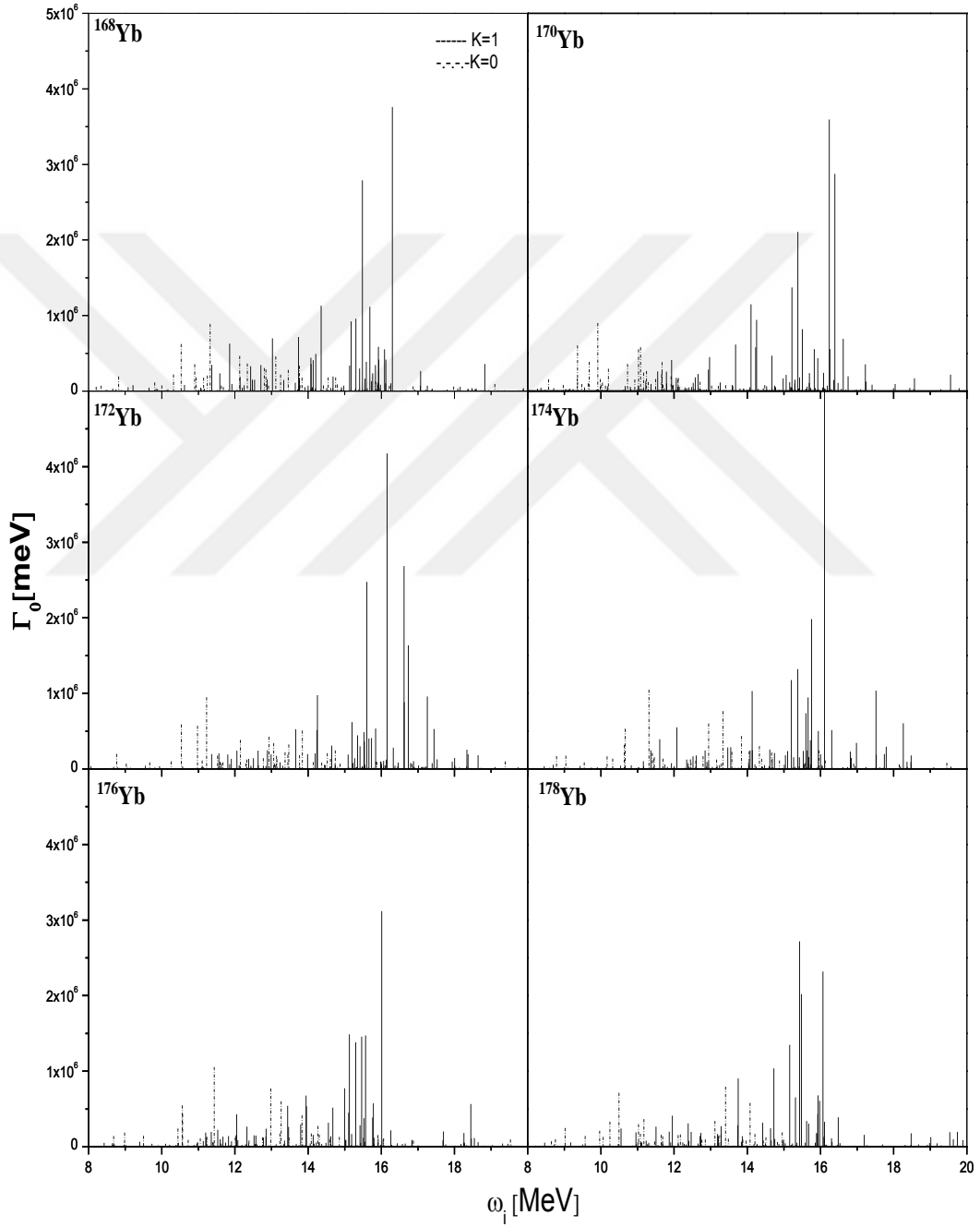
Şekil 5.17. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin TGI QRPA modelde K=0 ve K=1 dalları için toplam indirgenmiş radyasyon kalınlığı  $\Gamma_0$  değerlerinin karşılaştırılması

Yb çekirdeği izotoplarının 8-20 MeV enerji aralığında TGI QRPA model ile K=0 ve K=1 dalları için hesaplanan toplam  $\Gamma_{\text{red}}$  indirgenmiş radyasyon kalınlığı değerlerinin karşılaştırılmasının verildiği Şekil 5.17.'den K=1 dalındaki değerlerin K=0 dalından gelen değerlerden daha büyük çıktığı bulunmuştur. Aynı karşılaştırma toplam radyasyon kalınlığı için de yapılmıştır (Şekil 5.18.).



Şekil 5.18. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin TGI QRPA modelde K=0 ve K=1 dalları için toplam radyasyon kalınlığı  $\Gamma_0$  değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 5.18.'den K=1 dalının toplam radyasyon kalınlığı değerlerinin K=0 dalı için elde edilen değerlerden daha fazla olduğu görülmüştür. Radyasyon kalınlığının enerji spektrumundaki dağılımı da indirgenmiş radyasyon kalınlığı için ulaşılan sonuç benzerlik göstermiştir (Şekil 5.19.).



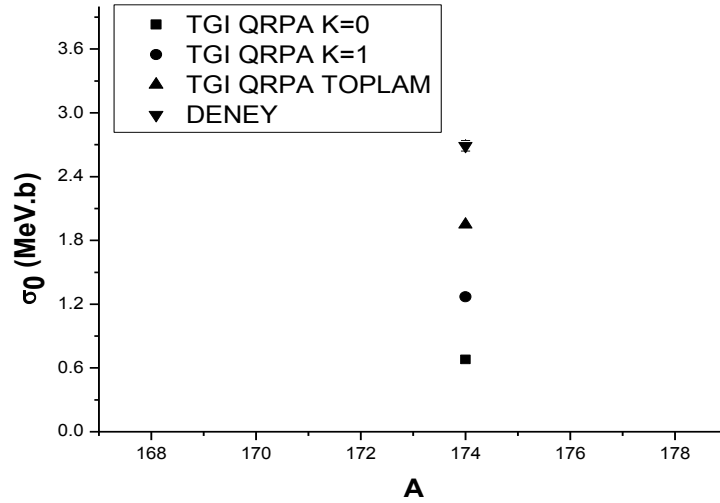
Şekil 5.19. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeklerinin TGI QRPA modelde K=0 ve K=1 dalları için enerjiye bağlı indirgenmiş radyasyon kalınlığı  $\Gamma_0$  değerlerinin enerji spektrumundaki dağılımı

Dipol fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin, tüm son haller üzerinden toplamlarının alınıp, enerji üzerinden integre edilmesiyle elde edilen, enerji ağırlıklı toplam değerleri yani integre edilmiş tesir kesitleri GDR'nin araştırılan bir diğer nükleer özellikleridir.  $^{168-178}\text{Yb}$  izotopları için  $K=0$  ve  $K=1$  dallarının TGI QRPA ile hesaplanan integre edilmiş tesir kesitleri Tablo 5.7.'de verilmiştir.

Tablo 5.7.  $^{168-178}\text{Yb}$  izotoplarının  $K=0$  ve  $K=1$  dallarının integre edilmiş tesir kesitleri

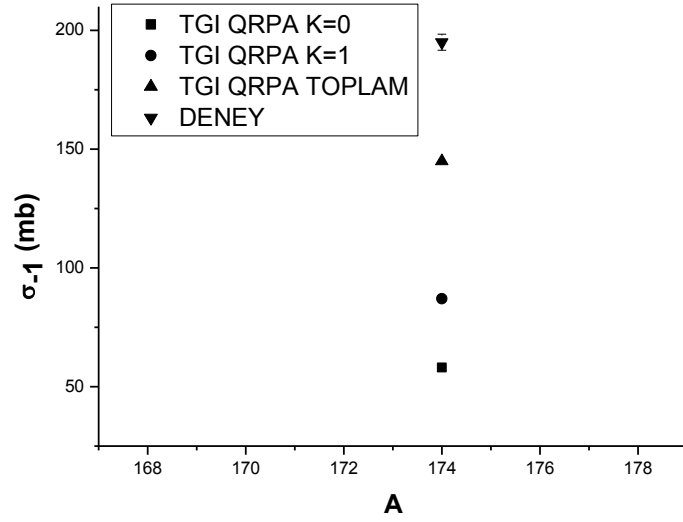
Çekirdek	A	$\sigma_0$ (MeV.b)			$\sigma_{-1}$ (mb)			$\sigma_{-2}$ (MeV <sup>-1</sup> mb)		
		K=0	K=1	Toplam	K=0	K=1	Toplam	K=0	K=1	Toplam
Yb	168	0.68	1.30	1.98	59	92	151	5	7	12
	170	0.68	1.30	1.98	57	91	148	5	6	11
	172	0.67	1.28	1.95	57	86	143	5	6	11
	174	0.68	1.27	1.95	58	87	145	5	6	11
	176	0.67	1.26	1.93	57	90	147	5	7	12
	178	0.65	1.19	1.84	57	84	141	5	6	11

$^{174}\text{Yb}$  izotoplarının  $K=0$  ve  $K=1$  dallarına ait integre edilmiş tesir kesitlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması Şekil 5.20.-22.'de verilmiştir. Deneysel olarak verilen değerlere karşılık bu çalışmada  $K=0$  ve  $K=1$  dalları için değerler ayrı ayrı verilmiş, ardından toplam toplam değer ile deneysel değer karşılaştırılmıştır.

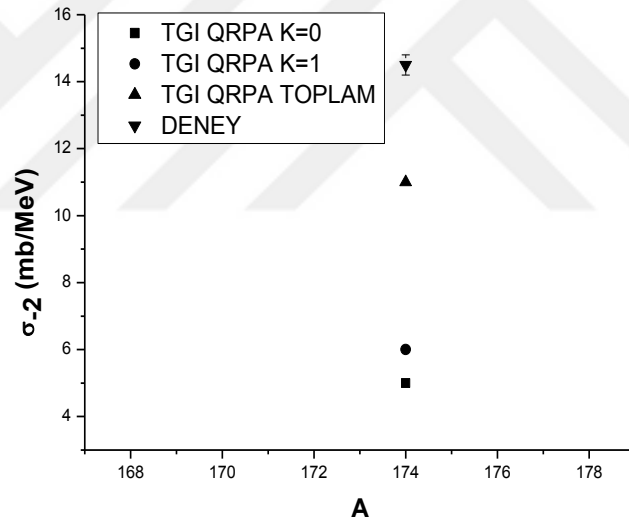


Şekil 5.20.  $^{174}\text{Yb}$  izotopu için  $K=0$  ve  $K=1$  dallarının TGI QRPA ile hesaplanan  $\sigma_0$  integre edilmiş tesir kesitleri sonuçlarının deneysel verilerle karşılaştırılması (Gurevich ve ark., 1981)





Şekil 5.21.  $^{174}\text{Yb}$  izotopu için K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA ile hesaplanan  $\sigma_{-1}$  integre edilmiş tesir kesitleri sonuçlarının deneysel verilerle karşılaştırılması (Gurevich ve ark., 1981)



Şekil 5.22.  $^{174}\text{Yb}$  izotopu için K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA ile hesaplanan  $\sigma_{-2}$  integre edilmiş tesir kesitleri sonuçlarının deneysel verilerle karşılaştırılması (Gurevich ve ark., 1981)

Şekil 5.20.-22.'den, integre edilmiş  $\sigma_0$ ,  $\sigma_{-1}$  ve  $\sigma_{-2}$  tesir kesitlerinin K=1 dalına ait değerinin K=0 dalından büyük olduğu ve teorik sonuçların deneysel verilere yakın değerler aldığı görülmüştür.

Parçacık seviyeleri arasındaki elektrik indirgenmiş geçiş olasılıkları Nilsson (1955) tarafından hesaplanmıştır. Buna göre tek parçacık seviyesi ( $I_i K_i^{\pi_i} [N_i n_{z_i} \Lambda_i]$ ) ve (

$I_f K_f^{z_i} [N_f n_{zf} \Lambda_f ]$ ) arasındaki indirgenmiş geçiş olasılıkları iki tek parçacık enerji seviyesinin asimptotik kuantum numaraları yardımıyla bulunabilmektedir. Buradan görüldüğü üzere her tek parçacık seviyesi karakterizasyonu  $[N n_z \Lambda] \Sigma$  kuantum numaraları seti ile olmaktadır. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zincirinin E1 uyarılmalarının K=0 ve K=1 dallarına ait en büyük katkıyı yapan seviyelerin enerjileri, indirgenmiş geçiş olasılıkları, tek parçacık asimptotik Nilsson kuantum sayıları  $[N n_z \Lambda] \Sigma$  ve kuaziparçacık genlikleri ( $\psi$ ) Tablo 5.8.'de verilmiştir. Buna göre tablodan, burada çok fazla yer kaplamaması için yalnızca en büyük genlikteki değerlerinin verildiği, K=0 ve K=1 dallarında en büyük B(E1) değerini veren seviyelerin çok sayıda iki kuaziparçacık (nn-pp) seviyesine sahip olduğu görülmektedir.

Tablo 5.8. Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  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 ( $\psi$ ) $_{\pm 0,2}$  verilmiştir.

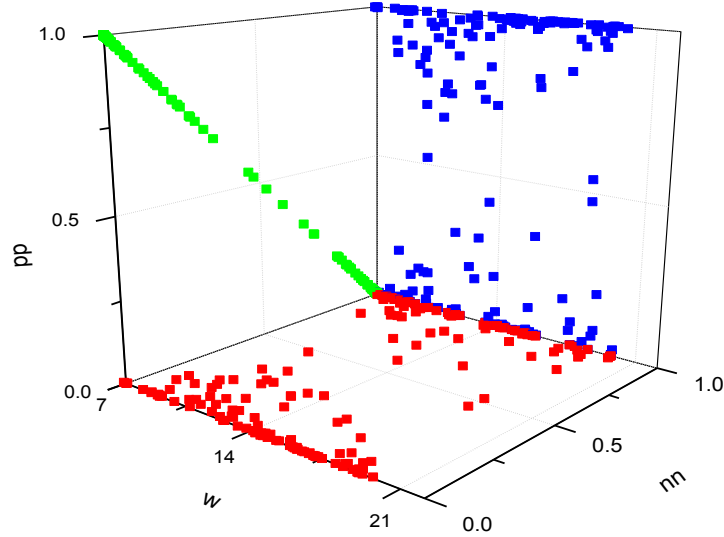
Çekirdek	Seviye	E (MeV)	B(E1) ( $e^2\text{fm}^2$ )	nn-pp Seviye Yapısı	Genlik $\psi$
Yb 168	K=0	11.32	1.752	nn 550 $\uparrow$ -640 $\uparrow$	-0.3252
				nn 550 $\uparrow$ -660 $\uparrow$	-0.2327
				pp 310 $\uparrow$ -411 $\downarrow$	-0.6328
				pp 550 $\uparrow$ -651 $\uparrow$	-0.2169
				pp 411 $\uparrow$ -512 $\uparrow$	0.3693
	K=1	16.30	2.486	nn 501 $\uparrow$ -422 $\uparrow$	-0.2259
Yb 170	K=0	11.38	1.748	pp 312 $\uparrow$ -422 $\downarrow$	0.2315
				pp 532 $\downarrow$ -633 $\downarrow$	0.8207
				nn 550 $\uparrow$ -640 $\uparrow$	-0.2192
				nn 550 $\uparrow$ -660 $\uparrow$	0.4330
				nn 541 $\uparrow$ -651 $\uparrow$	-0.2515
	pp 310 $\uparrow$ -411 $\downarrow$	-0.2796			
Yb 172	K=0	11.22	1.919	pp 550 $\uparrow$ -651 $\uparrow$	-0.2043
				pp 411 $\uparrow$ -512 $\uparrow$	0.5421
				nn 431 $\uparrow$ -532 $\downarrow$	-0.3753
				nn 400 $\uparrow$ -301 $\uparrow$	0.2131
				pp 532 $\downarrow$ -633 $\downarrow$	-0.2209
	pp 613 $\downarrow$ -514 $\downarrow$	0.2749			
Yb 174	K=0	11.31	2.077	pp 301 $\uparrow$ -402 $\downarrow$	0.2236
				nn 550 $\uparrow$ -660 $\uparrow$	-0.2235
				nn 541 $\uparrow$ -651 $\uparrow$	0.3667
				pp 310 $\uparrow$ -411 $\downarrow$	-0.2992
				pp 411 $\uparrow$ -512 $\uparrow$	0.6240
	K=1	16.15	2.834	pp 301 $\uparrow$ -400 $\uparrow$	0.3027
Yb 176	K=0	11.43	2.020	nn 301 $\downarrow$ -402 $\downarrow$	0.2879
				nn 532 $\downarrow$ -633 $\downarrow$	0.2402
				pp 523 $\uparrow$ -613 $\downarrow$	0.6797
				nn 550 $\uparrow$ -660 $\uparrow$	0.2433
				nn 550 $\uparrow$ -631 $\downarrow$	0.4795
	nn 532 $\uparrow$ -642 $\uparrow$	0.2091			
Yb 178	K=0	10.49	1.771	pp 550 $\uparrow$ -651 $\uparrow$	0.4062
				pp 530 $\uparrow$ -660 $\downarrow$	0.3563
				pp 411 $\uparrow$ -512 $\uparrow$	-0.2786
				nn 532 $\downarrow$ -633 $\downarrow$	-0.2732
				pp 532 $\downarrow$ -633 $\downarrow$	-0.2809
	pp 523 $\uparrow$ -613 $\downarrow$	-0.7764			
Yb 176	K=0	11.43	2.020	pp 523 $\uparrow$ -613 $\downarrow$	-0.7764
				nn 532 $\uparrow$ -642 $\uparrow$	0.3839
				pp 413 $\downarrow$ -503 $\downarrow$	0.2763
				pp 550 $\uparrow$ -651 $\uparrow$	-0.4448
				pp 530 $\uparrow$ -660 $\uparrow$	-0.4664
	K=1	16.01	2.174	nn 532 $\downarrow$ -633 $\downarrow$	0.2025
Yb 178	K=0	10.49	1.771	pp 532 $\downarrow$ -633 $\downarrow$	-0.2413
				pp 523 $\uparrow$ -613 $\uparrow$	-0.5981
				pp 303 $\downarrow$ -413 $\downarrow$	0.7897
				pp 413 $\uparrow$ -514 $\downarrow$	-0.2611
				nn 532 $\downarrow$ -633 $\downarrow$	-0.2586
	K=1	15.42	2.120	pp 541 $\downarrow$ -642 $\downarrow$	-0.6122
			pp 411 $\uparrow$ -312 $\uparrow$	-0.5302	

Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zincirinden  $^{168}\text{Yb}$  çekirdeğinin 1<sup>0</sup> ve 1<sup>1</sup> uyarılmalarının, TGI QRPA ile hesaplanan 8-20 MeV enerji aralığında oluşan iki kuaziparçacık seviyelerinin sayısı Tablo 5.9.'da verilmiştir.

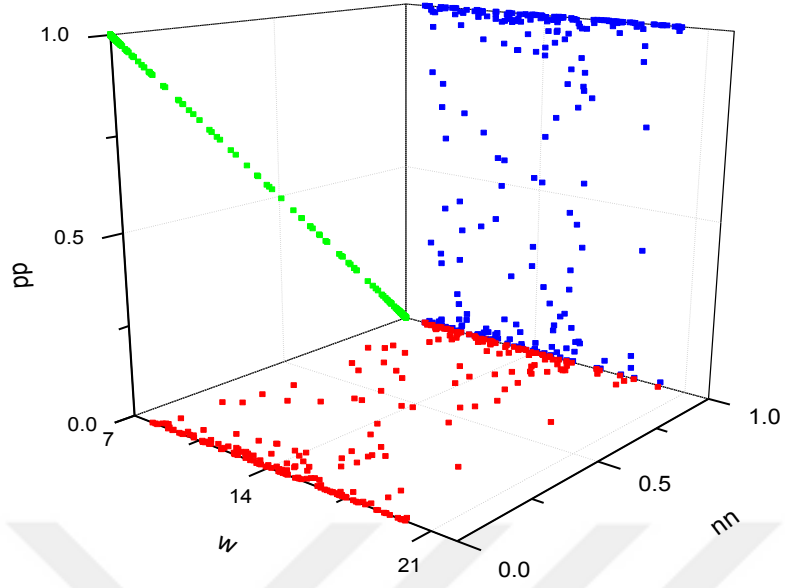
Tablo 5.9.  $^{168}\text{Yb}$  çekirdeğinin 8-20 MeV aralığı enerji spektrumunda iki kuaziparçacık (nötron-nötron ya da proton-proton çiftlenimleri-nn-pp) seviye sayıları

Çekirdek	K	nn seviye sayısı	pp seviye sayısı	Toplam
$^{168}\text{Yb}$	0	201	296	497
	1	1250	1444	2694

Tablo 5.9.'dan 8-20 MeV enerji aralığında  $^{168}\text{Yb}$  çekirdeğinin çok sayıda iki kuaziparçacık seviyesine sahip olduğu görülmektedir. Bu durum deforme  $^{168}\text{Yb}$  çekirdeğinin 8-20 MeV enerji aralığında kollektif bir yapıya sahip olduğunu göstermektedir. 1<sup>0</sup> uyarılma spektrumunda toplam 497, 1<sup>1</sup> uyarılmalarında ise toplam 2694 seviyenin bulunması K=1 dalının K=0 dalından daha baskın olduğunu kanıtlayan bir diğer bulgu olmuştur. Bu izotopun K=0 ve K=1 dalları için 8-20 MeV enerji aralığında iki kuazi parçacık seviyelerinin dağılımı Şekil 5.23. ve 5.24.'de verilmiştir.



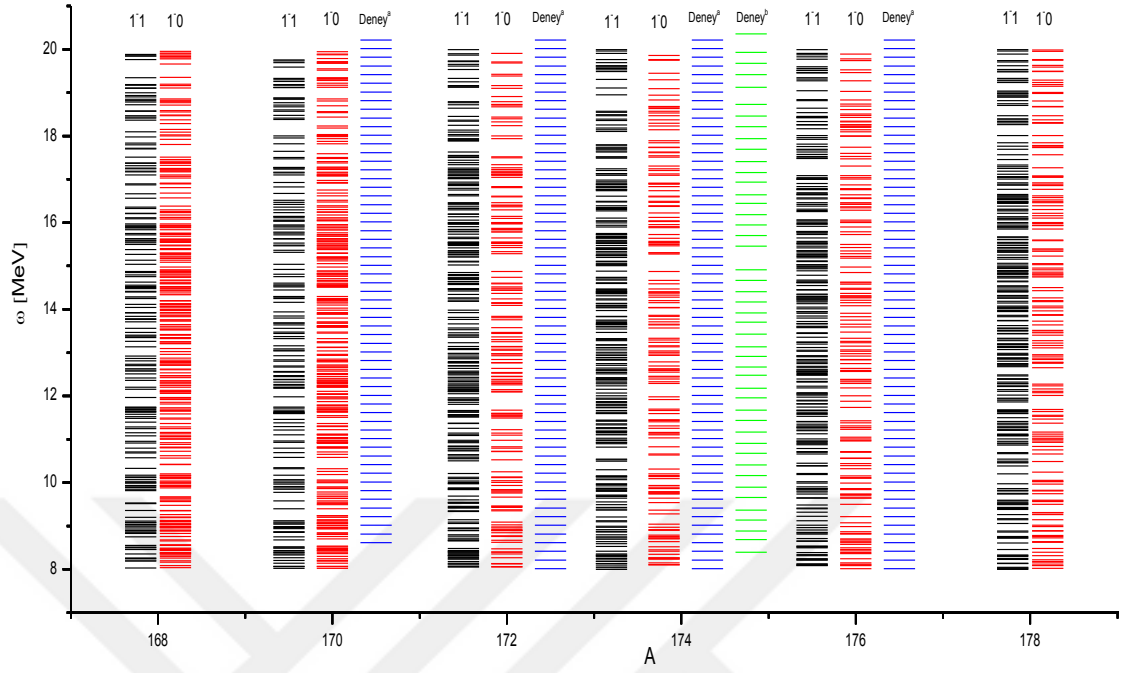
Şekil 5.23.  $^{168}\text{Yb}$  izotopu için TGI QRPA model ile K=0 dalında hesaplanan iki kuaziparçacık seviyelerinin katkısının 0-20 MeV enerji aralığındaki dağılımı



Şekil 5.24.  $^{168}\text{Yb}$  izotopu için TGI QRPA model ile  $K=1$  dalında hesaplanan iki kuaziparçacık seviyelerinin katkısının 0-20 MeV enerji aralığındaki dağılımı

Şekil 5.23. ve 5.24.'den enerji seviyelerinin çok sayıda iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahip olmaları, bu bölgenin güçlü kolektif yapıda olduğunu göstermektedir.

Çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  izotoplarının  $I^\pi K = 1^-1$  ve  $I^\pi K = 1^-0$  geçişleri için 8-20 MeV enerji aralığında TGI QRPA modeliyle elde edilen enerji seviyelerinin deneysel olarak elde edilen seviyeler ile karşılaştırılması Şekil 5.25.'de verilmiştir.



Şekil 5.25.  $^{168-178}\text{Yb}$  izotoplarının  $I^\pi K = 1^-1$  ve  $I^\pi K = 1^-0$  geçişleri için TGI QRPA ile hesaplanan enerji seviyelerinin deneysel verilerle karşılaştırılması (Gurevich ve ark., 1981)

Şekil 5.25.'den  $K=0$  ve  $K=1$  ayırımı yapılmadan toplam olarak verilen deneysel verilere göre teorik sonuçlardan hem  $K=0$  ve  $K=1$  ayırımı yapılabilmiş, hem de çok daha fazla sayıda enerji seviyeleri bulunarak daha duyarlı sonuçlar elde edilmiştir.

## BÖLÜM 6. TARTIŞMA VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında,  $^{168-178}\text{Yb}$  izotop zinciri çekirdeğinin 8-20 MeV enerji aralığında oluşan dev dipol rezonans bölgesindeki özellikleri mikroskobik TGI QRPA modeli kullanılarak araştırılmıştır. QRPA yöntemi çerçevesinde simetri kırınımına sebep olan ortalama alan ve çiftlenim potansiyellerinin olduğu bir durumda öteleme ve Galileo değişmezliğini restore edici etkin kuvvetlerin ayrılabilir şekilde özuyumlu olarak seçilmesini sağlayan serbest parametresiz bir teori geliştirilmiştir. Geliştirilen model ile elde edilen sonuçlar:

- Hiçbir restorasyonun olmadığı yaklaşım (Öteleme ve Galileo değişmez olmayan QRPA model, NTGI QRPA),
- Yalnızca öteleme değişmezliğin restore edildiği yaklaşım (Öteleme değişmez QRPA model, TI QRPA),
- Yalnızca Galileo değişmezliğin restore edildiği yaklaşım (Galileo değişmez QRPA model, GI QRPA)

model sonuçlarıyla ve deney verileriyle karşılaştırılmıştır. Yapılan karşılaştırmalar öteleme ve dönme değişmez hamiltoniyen kullanılarak geliştirilen modelin çift-çift  $^{168-178}\text{Yb}$  çekirdeklerinin elektrik dipol uyarılmaları hakkında güvenilir sonuçlar verdiğini göstermiştir. 8-20 MeV aralığında enerji spektrumuna karışan sıfır enerjili sahte haller spektrumunda bulunan seviyelerin fazlalığı, QRPA modelde öteleme ve Galileo değişmezliğin restore edilmesinin (TGI QRPA) gerekli olduğunu göstermektedir.

Kullanılan teori, incelenen İterbiyum çekirdeği için 11-12 MeV ve 15-16 MeV enerji aralığında iki tane  $1^-$  seviyesinin olduğunu göstermektedir. İncelenen İterbiyum çekirdeğinde yüksek enerjili dipol uyarılmalarının çoğunlukla  $\Delta K=1$  karakterli olduğu

tespit edilmiştir. Deneysel olarak bilinen iyi deforme çekirdeklerdeki iki hörgüçlü yapı incelenen İterbiyum çekirdeği için de elde edilmiştir.

Hesaplamalar restore edici kuvvetlerin hamiltoniyene eklenmesiyle sıfır enerjili Goldstone dalının analitik olarak yalıtılmasının dev dipol rezonansların parçalanmasını arttırdığını göstermiştir. Kırınımlı hamiltoniyen kullanılan modelin toplam dipol indirgenmiş geçiş olasılığı güçleri restorasyonlu model sonuçlarından fazla olduğu bulunmuştur. Restorasyon hem B(E1) gücünü hem de dağılımını değiştirmiştir. Etkin  $h_0$  ve  $h_\Delta$  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).

0-20 MeV enerji aralığında K=0 ve K=1 dalları için enerji ağırlıklı toplam kuralları araştırılmış ve bu kolların katkılarının yoğunluğunun dev dipol rezonans bölgesinde fazla olduğu görülmüştür. Kullanılan hamiltoniyendeki saf izoskaler ve izovektör kuvvet katkıları karşılaştırılmıştır. İzovektör katkılı kuvvetlerin izoskaler kuvvetler üzerinde yıkıcı girişim oluşturması ve 8-20 MeV aralığında yayılan bir spektrum vermesi, bu bölgenin izovektör dipol-dipol etkileşmesi özelliğinin baskınlığını kanıtlar nitelikte bir sonuç oluşturmuştur.

K=1 ve K=0 dallarının toplam B(E1) değerlerinin oranlarının İterbiyum çekirdeğinde yaklaşık 1,5 değeri civarında olduğu görülmüştür. Düşük enerji seviyelerinde 10-20  $10^{-3}e^2fm^2$  olduğu bilinen indirgenmiş geçiş olasılığının, GDR enerji bölgesinde İterbiyum çekirdeği için K=0 dalında 13-15  $e^2fm^2$ , K=1 dalında 20-23  $e^2fm^2$  değerlerinde olduğu bulunmuştur. Çift-çift Yb izotoplarının teorik olarak bulunan tesir kesiti değerlerinin deneysel değerler ile uyum içerisinde çıkması, teorik olarak



kullandığımız model ile elde ettiğimiz sonuçların doğruluğunun bir göstergesidir. Enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam radyasyon kalınlıkları değerleri 8-20 MeV aralığındaki yaklaşık değerleri verilmiştir. Enerji seviyelerinin asimptotik kuantum sayıları, genlikleri ve iki kuaziparçacık seviye sayılarının hesaplanması ile GDR için bilinen 8-20 MeV enerji aralığındaki uyarılmaların güçlü kolektifliği gösterilmiştir.

Bu çalışmada dev dipol rezonans uyarılmalarının deneysel çalışmalarda gözlemlenen seviyelerinin yorumlanması için teorik inceleme yapılmıştır. Teorik çalışma öngörülerinin deneysel çalışmalara ışık tutacağı düşünülmektedir.

GDR enerji bölgesinde yapılan çalışmadan elde edilen bulgulardan;

- Deforme çekirdekleri açıklamada çok başarılı bir yaklaşım olan QRPA'nın, öteleme ve Galileo değişmezliğinin restorasyonunun gerekli olduğunu,
- Restore edilmiş modelimizle elde edilen sonuçların deneysel verileri açıklamakta başarılı olduğu,
- Henüz deneysel verileri bulunmayan nükleer özelliklere ait bulduğumuz sonuçların yapılacak deneysel çalışmalara uygun öngörüler oluşturulacağı, sonucuna varılmıştır.

Bu tez çalışmasının temelini oluşturan çalışmalar, TFD 34. Uluslararası Fizik Kongresi, 2018'de iki sözlü sunumla sunulmuştur.

## KAYNAKLAR

- Au, J. W., Burton, G. R., Brion, C. E. 1997. Quantitative Spectroscopic Studies of The Valence-Shell Electronic Excitation of Freons (CFCl<sub>3</sub>, CF<sub>2</sub>Cl<sub>2</sub>, CF<sub>3</sub>Cl, and CF<sub>4</sub>) in The VUV and Soft X-Ray Regions, Chem. Phys. 221: 151.
- 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).
- Bergere, R. 1977. Photonuclear Reactions I. Lect. Notes Phys.,vol.61,page1-222.
- Berman, B. L., Fultz, S. C. 1975. Measurements of The Giant Dipole Resonance with Monoenergetic Photons. Rev. Mod. Phys. 47: 713.
- 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., Nuclear structure, Vol. 1, Benjamin, New York and Amsterda, 1969.
- 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., 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. Atommumwandlungen durchy gamma-strahlen. Z. Phys. 106: 236.
- Cannata, F., Uberall, H. 1980. Giant Resonance Phenomena in Intermediate-Energy Nuclear Reactions, Springer-Verlag, 1-120.
- Carlos, P., Bergere, R., Beil, H., Lepretre, A., Veyssiere, A., 1974. A Semi-Phenomenological Descripotion of The Giant Dipole Resonance Width. Nucl. Phys. A219: 61.
- Cerkaskı, M., Dudek, J., Szymanski, Z., Andersson, C.G., Leander, G., Aberg, S., Nilsson, S.G., Ragnarsson, I., Search for the yrast traps in neutron deficient rare earth nuclei, Phys.Lett.B 1977; 70:9-13.

- 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>.
- Civitaresse, 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.
- 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.
- 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.
- Dudek, J., Nazarewicz, W., Faessler, A., Theoretical analysis of the single-particle states in the secondary minima of fissioning nuclei, Nucl. Phys. A1984; 412:61-91.
- Ertuğral, F; Guliyev, E; Kuliev, A; Yildirim, Z. 2009. Fine structure of the dipole excitations of the even-even  $^{160}\text{Gd}$  nucleus in the spectroscopic region. Central European Journal Of Physics, Vol.7, 731-737.
- Faessler, A., Sheline, R. K. 1966. Eigenfunctions for a spherical and a deformed Saxon-Woods Potential. Phys. Rev. 148: 1003.
- 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.
- 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, A.M., Zalesnyy, G.N. 1976. Photoneutron cross sections for Yb-174 in the region of giant resonance. Jour: voprosy Teoreticheskoy I yadernoy Fiziki, Vol. 1976, Issue. 5, p. 42.
- 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  $\gamma$ -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  $^{176}\text{Hf}$  nucleus. European Physical Journal A - Vol.39, 323-333.

- 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.
- Gurevich, G. M, Lazareva, L. E, Mazur, V. M., Solodukhov, G. V. 1974. Total cross section for the absorption of gamma quanta by  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{U}^{235}$ ,  $\text{U}^{238}$ , and  $\text{Pu}^{239}$  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 photoabsorbtion crosss sectin of  $Z \sim 90$  nuclei. Nucl. Phys. A273: 326.
- Habs, D. 2013.  $\gamma$  Optics and Nuclear Photonics. İçinde: Encyclopedia of Nuclear Physics and Its Applications. 1. Baskı, Wiley-VCH, 271-298.
- 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.
- Hashimoto, T., Krumbholz, A. M, Reinhard, P.-G., Tamii, A., von Neumann-Cosel, P., Adachi, T., Aoi, N. 2015. Dipole polarizability of  $^{120}\text{Sn}$  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.
- Hinohara, N., Kortelainen, M., Nazarewicz, W. 2013. Low-energy collective modes of deformed superfluid nuclei within the finite-amplitude method. Phys. Rev. C87: 064309.
- 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., 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. 2000. Collective Excitations in Deformed Nuclei, *Rivista Del Nuovo Cimento* Vol. 23, N. 9.
- 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  $^{117}\text{Sn}$  and  $^{119}\text{Sn}$ . *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 5: L79.
- W. Kleinig, V.O. Nesterenko, J. Kvasil, P.-G. Reinhard and P. Vesely. Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow region, 141980, Russia Technische Universität at Dresden, Inst. für Analysis, D-01062, Dresden, Germany. Institute of Particle and Nuclear Physics, Charles University, CZ-18000, Praha 8, Czech Republic and Institut für Theoretische Physik II, Universität Erlangen, D-91058, Erlangen, Germany (Dated: November 1, 2018)
- Kuhn, W. 1925. On the total strength of the absorption lines emanating from a state. *Z. für Physik* 33: 408.
- 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  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  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  $\beta$  decay to collective states of even deformed nuclei. *Nuclear Phys. A* 1006 (3): 689-696.
- Kuliev, A. A., Selam, C., Küçükburşa, A. 2001. 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, Yu., Turinge, A. 2017. Total and nuclear photoabsorption cross sections of  $^{52}\text{Cr}$ . In the energy range of 8-70 MeV. Institute for Nuclear Research, 117312 Moscow, Russia, Kyungpook National University, 702-701, Daegu, Republic of Korea, RRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia.
- Kneissl, U., Pitz, H.H., Zilges, A., Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 37:349-433, 1996.

- 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. A* 270: 87.
- 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.
- Matta, J. T., *Exotic Nuclear Excitations: The Transverse Wobbling Mode in 135 Pr*, Springer Theses, Springer International Publishing AG 2017, DOI 10.1007/978-3-319-53240-0\_2
- 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.
- 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.
- 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. A* 131: 1.
- Nükleer Potansiyeller, A6\_SphShell\_and\_Deformed.pdf, Arizona Üniversitesi atlas projesi web ders sunumları, ([http://atlas.physics.arizona.edu/~shupe/Indep\\_Studies\\_2015/Notes\\_Goethe\\_Univ/A6\\_SphShell\\_and\\_Deformed.pdf](http://atlas.physics.arizona.edu/~shupe/Indep_Studies_2015/Notes_Goethe_Univ/A6_SphShell_and_Deformed.pdf)), Son güncelleme tarihi: 26 Ocak 2014.
- 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., Relation between the Quadrupole Moments and the Widths of the giant resonance of Photonuclear reaction. *Progress of Theoretical Physics*, Volume 15, Issue 1, 1 January 1956, Pages 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., Vretenar, D., Khan, E., Colo, G. 2007. Exotic modes of excitation in atomic nuclei far from stability. *Rep. Prog. Phys.* 70: 691-793.

- 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  $^{208}\text{Pb}$ : Characteristic scales and levels densities. *Phys. Rev. C* 89: 054322.
- Pyatov, N. and Chernei, M., *Yad. Fiz.* 16 (1972) 931.
- Ponemarev, V. Yu., Vigezzi, E., Bortignon., P. F., Brogliia, R., A. Multiple excitation of giant dipole resonances in relativistic heavyion collisions. 1168,-Published 21 february 1994. *Phys. Rev. Lett.* 72.
- Pyatov, N. I., Salamov, D. I. 1977. Conservation laws and collective excitations in nuclei. *Nukleonika* 22: 127.
- Raduta, A. A., Budaca, R., Raduta, A. H. 2009. Collective dipole exciations in sodium clusters. *Phys. Rev. A* 79: 023202.
- 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.
- 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.
- 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.
- Ring P., 2008. Covariant density functional theory of the Dynamics of nuclei far from stability. Summer school 4 on Nuclear Collective Nuclear Collective Dynamics. İstanbul (<https://slideplayer.com/slide/8169629>).
- 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  $^{140}\text{Ce}$  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.
- 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  $\beta$  Decay. *Phys. Rev. Lett.* 116: 132501.
- Schröder, H. P. 2015. The energy-weighted sum rule and the nuclear radius. *Eur. Phys. J.* 51: 109.

- Soloviev, V. G. 1976. Theory of Complex Nuclei, Pergamon Press, 1-468.
- Soloviev, V. G., Stoyanov, C., Vdovin, A. I. 1980. The description of fragmentation of one-quasiparticle states in spherical nuclei. Nucl. Phys. A342: 261.
- Soloviev, V. G et. al. / Nuclear Physics A 613 (1997) 45-68.
- 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.
- Thomas, W. 1925. Über die zahl der dispersionselektronen, die einem stationären zustande zugeordnet sind. Naturwissenschaften 13:627.
- Überall, H. 1971. Electron Scattering From Complex Nuclei Part B. Academic Press, 1-869.
- 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.
- 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  $\gamma$  strength function of the odd-even nucleus  $^{115}\text{In}$ . Phys. Rev. C 94: 044325.
- Youngblood, D. H., Moss, J. M., Rozsa, C. M., Bronson, J. D., Bacher, A. D., and Brown, D. R. Giant resonances observed in the scattering of 96- and 115-MeV alpha particles. Published 1 March 1976. Phys. Rev. C 13, 994.



## EKLER

Tablo E.1.  $^{168}\text{Yb}$  çekirdeğinin  $K=0$  dalında TGI QRPA ile hesaplanan  $B(E1)$  değerlerinin elektrik dipol karakteristiklerinin (enerji,  $B(E1)$ , Nilsson kuantum sayıları ve genlik ( $[Nn_z\Lambda\Sigma]$ ,  $\psi_{SSr}^i$ ) değerleri.

E (MeV)	B(E1) ( $e^2\text{fm}^2$ )	nn-pp Seviye Yapısı	Genlik $\psi$	E (MeV)	B(E1) ( $e^2\text{fm}^2$ )	nn-pp Seviye Yapısı	Genlik $\psi$
8.03	17.556	pp 301-640	-0.9907			nn 550-660	-0.8006
8.19	7.315	nn 640-501	0.9932			nn 550-631	-0.1591
		nn 521-631	-0.1232			nn 422-523	-0.1667
		nn 532-642	-0.2232	11.62	129.802	pp 550-651	0.1113
		nn 512-633	0.1062			pp 530-651	0.1072
		pp 301-640	0.1053			pp 431-521	-0.3622
		pp 550-640	-0.2177			pp 411-512	-0.1221
		pp 550-660	0.1614			pp 303-642	0.2005
8.20	292.314	pp 301-411	0.4017	11.65	9.922	nn 550-660	-0.137
		pp 541-651	0.1893			pp 431-521	-0.1593
		pp 532-642	-0.1585	11.68	100.100	pp 303-642	-0.9749
		pp 523-633	0.1453			nn 550-660	-0.3625
		pp 413-514	0.6220			pp 431-521	0.9111
		pp 514-624	-0.3838	11.73	0.157	nn 422-523	0.2355
		nn 521-631	-0.1402			nn 413-503	-0.9698
		nn 532-642	-0.3152			nn 550-660	0.1497
		nn 512-633	0.103	11.74	2.409	nn 550-631	-0.9696
8.25	66.25	pp 550-640	-0.1036			nn 422-523	0.1615
		pp 550-660	0.1044	11.97	0.065	nn 422-512	-0.9981
		pp 301-411	0.3556			nn 550-640	0.1348
		pp 413-514	-0.7634	12.12	748.347	pp 550-660	0.1088
		pp 514-624	-0.3043			pp 530-651	-0.9216
8.26	2.060	nn 400-761	-0.9882			pp 422-512	-0.1934
		nn 532-642	-0.1007	12.20	69.680	pp 530-651	0.175
		nn 550-660	-0.2143			pp 422-512	-0.9729
		nn 530-651	-0.1146			nn 550-640	0.116
		nn 521-631	0.2073	12.33	555.976	nn 514-404	-0.1527
		nn 400-761	-0.119			pp 550-660	0.1163
		nn 532-651	-0.1388			pp 532-651	0.9394
		nn 532-642	0.7869			nn 550-660	0.1416
8.34	354.64	nn 523-633	0.1264			nn 550-651	0.1063
		pp 550-640	-0.1547	12.42	39.364	nn 541-651	-0.8651
		pp 301-411	0.1862			nn 532-633	-0.1083
		pp 541-651	0.1376			pp 550-660	0.2574
		pp 532-642	-0.1159			pp 440-532	-0.1915
		pp 413-514	-0.1419			pp 413-503	0.1946
		pp 514-624	-0.1812	12.51	22.709	nn 541-651	-0.1748
8.45	0.161	pp 301-411	-0.1462			pp 413-503	-0.977
		pp 541-402	0.9857	12.57	0.020	pp 301-431	0.9994
8.46	0.011	nn 402-503	0.9992	12.60	5.787	pp 411-752	-0.9966
		pp 301-411	-0.7477	12.62	12.365	nn 514-404	-0.1664
8.50	63.41	pp 541-402	-0.1194			pp 640-512	-0.9763
		pp 514-624	-0.6253			nn 514-404	0.9194
8.51	0.005	nn 400-501	0.9995	12.73	3.191	pp 550-660	0.2179
8.55	0.321	nn 505-624	0.9992			pp 640-512	-0.1588

Tablo E.1 Devamı

E (MeV)	B(E1) (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	nn-pp Seviye Yapısı	Genlik $\Psi$	E (MeV)	B(E1) (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	nn-pp Seviye Yapısı	Genlik $\Psi$				
8.74	108.84	nn 550-660	0.2259	12.80	418.171	pp 532-651	0.1226				
		nn 550-651	-0.3559			pp 431-532	-0.1762				
		nn 530-651	0.1374			nn 550-651	0.2945				
		nn 521-631	-0.1092			nn 541-651	0.3059				
		nn 532-651	0.1612			nn 532-633	-0.1128				
		nn 532-642	0.392			pp 550-660	0.6622				
		nn 532-642	0.2817			pp 532-651	-0.1095				
		nn 523-633	-0.1174			pp 431-532	0.5454				
		nn 523-633	-0.3516			nn 550-651	0.3206				
		nn 642-743	0.5715			nn 541-651	0.1754				
8.82	809.36	nn 532-642	-0.1265	12.84	387.958	nn 514-404	-0.2449				
		pp 550-640	-0.2382	pp 550-660	0.3498						
		pp 550-400	-0.2219	pp 431-532	-0.8059						
		pp 550-660	0.35	nn 550-651	0.8431						
		pp 431-532	0.2474	pp 550-660	-0.4669						
		pp 420-521	-0.3927	pp 440-532	-0.2005						
		pp 301-411	-0.2008	pp 431-532	0.1017						
		pp 541-651	0.2149	nn 550-651	-0.2751						
		pp 422-523	0.1343	nn 541-651	0.1991						
		pp 411-512	0.1597	nn 532-633	-0.3213						
8.83	52.501	pp 532-642	-0.1839	13.11	581.801	pp 550-660	-0.166				
		pp 523-642	-0.2388			pp 440-532	-0.7784				
		pp 523-633	0.1531			pp 505-615	-0.2546				
		pp 514-624	0.4721			nn 532-633	-0.1844				
		pp 420-521	-0.1063			pp 440-532	-0.1792				
		pp 523-642	0.9696			pp 505-615	0.9498				
		pp 550-400	0.9711			13.35	1.307	pp 514-633	-0.9993		
		pp 420-521	-0.1307			nn 532-633	-0.3862				
		nn 402-752	0.9864			13.38	4.447	pp 440-532	0.3168		
		nn 642-743	-0.1522			pp 541-651	-0.1038				
8.89	0.958	nn 550-651	-0.2828	13.40	0.010	pp 303-404	0.8501				
		nn 532-642	0.3674			nn 501-631	0.9991				
		nn 402-752	-0.1573			nn 532-633	-0.7652				
		nn 523-633	-0.3281			pp 440-532	0.3001				
		nn 642-743	-0.7792			pp 541-651	-0.1665				
		pp 550-420	-0.9974			pp 303-404	-0.499				
		8.96	0.520			pp 550-420	-0.9974	13.45	330.539	pp 440-532	0.3001
		8.96	0.267			nn 651-503	-0.9949	pp 541-651	-0.1665		
		8.99	0.154			nn 411-512	0.9945	pp 303-404	-0.499		
		9.02	0.239			pp 420-521	-0.3553	13.56	5.555	nn 420-512	0.9822
pp 411-512	-0.9344			nn 532-633	0.1052						
9.03	0.312	nn 532-642	0.6326	13.71	26.479	pp 541-651	-0.387				
		nn 523-633	0.7656			pp 532-642	0.1001				
9.07	37.895	nn 550-651	0.7675	13.75	368.314	pp 651-752	-0.9044				
		nn 532-642	0.463			nn 420-512	-0.1182				
		nn 523-633	-0.2984			nn 541-642	-0.1308				
		pp 550-660	0.1143			nn 411-752	0.4227				
		pp 420-521	0.2523			nn 532-633	0.2148				
		nn 550-651	-0.3196			pp 541-651	-0.7617				
		pp 550-640	-0.1014			pp 651-752	0.3626				
		pp 550-660	0.3065			nn 411-752	-0.9048				
		pp 431-532	0.1748			pp 541-651	-0.3632				
		pp 420-521	0.7699			pp 651-752	0.1581				
9.08	198.474	pp 411-512	-0.2862	13.83	193.636	nn 541-642	-0.1202				
		pp 514-624	0.1445	pp 532-642	-0.9737						
		pp 521-402	-0.993	nn 541-642	-0.9759						
		nn 550-651	-0.3196	13.91	54.324	pp 541-651	0.1623				
		pp 550-640	-0.1014	pp 532-642	0.1016						
		pp 550-660	0.3065	13.93	5.090	nn 431-521	0.9978				
		pp 431-532	0.1748	14.04	0.206	nn 752-633	0.9997				
		pp 420-521	0.7699	14.07	37.695	pp 550-631	-0.9922				
		pp 411-512	-0.2862								
		pp 514-624	0.1445								
9.11	5.681	pp 521-402	-0.993								
9.20	13.597	nn 541-651	0.1082								
		nn 532-642	-0.1192								
		nn 523-633	-0.1286								

Tablo E.1 Devamı

E (MeV)	B(E1) (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	nn-pp Seviye Yapısı	Genlik $\Psi$	E (MeV)	B(E1) (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	nn-pp Seviye Yapısı	Genlik $\Psi$
9.36	0.109	pp 550-660	-0.1407	14.25	6.968	pp 404-505	-0.9985
		nn 512-642	0.9973	14.25	1.303	pp 420-761	0.9993
9.52	0.201	nn 402-503	-0.9249	14.29	1.257	nn 301-400	0.9953
		pp 550-660	-0.1988	14.40	0.356	nn 411-503	-0.9978
		pp 431-532	0.2959			pp 310-420	-0.2145
9.53	27.141	nn 402-503	0.3661	14.41	71.572	pp 440-541	0.1057
		nn 512-633	-0.1479			pp 521-651	0.9526
		pp 550-660	-0.5376	14.47	0.007	nn 301-651	-0.9987
		pp 431-532	0.7206			pp 310-420	-0.2237
9.80	350.063	nn 411-512	-0.1628	14.50	38.400	pp 310-400	-0.7176
		nn 541-651	0.258			pp 420-512	0.5958
		nn 512-633	-0.1125			pp 521-651	-0.1816
		pp 301-400	0.5115	14.52	0.044	pp 310-400	0.6533
		pp 550-660	-0.2859			pp 420-512	0.7549
		pp 431-532	-0.3706			pp 310-420	0.8681
		pp 422-523	0.4454	14.55	167.616	pp 310-400	-0.1824
		pp 303-402	-0.3735			pp 440-541	-0.3
9.84	102.631	nn 550-651	0.1031			pp 420-512	0.2241
		nn 530-631	0.1227	14.63	9.222	pp 521-651	0.2178
		nn 411-512	0.8694			pp 310-420	-0.3437
		nn 541-651	-0.1659			pp 440-541	-0.9373
		nn 413-514	0.135	14.75	161.901	pp 321-411	0.7856
		pp 301-400	0.2524			pp 431-523	-0.4207
9.85	0.074	pp 303-402	-0.2205			pp 532-633	0.3937
		pp 301-400	0.5636	14.79	78.317	pp 321-411	-0.6128
9.88	81.270	pp 303-402	0.8238			pp 431-523	-0.6039
		nn 411-512	0.257	14.84	0.770	pp 532-633	0.4796
		nn 541-651	0.2052			nn 532-413	0.9996
		pp 301-400	-0.5726	14.87	6.263	pp 431-523	0.6532
		pp 550-660	-0.1086			pp 532-633	0.7547
		pp 431-532	-0.171	15.04	5.248	nn 550-411	-0.6254
		pp 422-523	0.6122			nn 301-402	0.7787
		pp 303-402	0.3445	15.13	1.291	nn 413-514	-0.9995
9.92	0.297	nn 510-631	0.1799	15.26	7.044	pp 541-642	0.9951
		nn 541-651	0.3756	15.38	12.393	pp 530-631	-0.9957
		pp 301-420	0.7539	15.50	1.964	nn 420-761	-0.9982
		pp 550-660	0.1647	15.54	17.325	nn 550-631	0.1557
		pp 422-523	-0.1676			nn 422-514	0.9794
		pp 303-413	0.3996	15.57	8.163	nn 550-631	0.9811
9.94	1.888	nn 510-631	-0.2304			nn 422-514	-0.1681
		nn 411-512	-0.1251	15.58	0.089	nn 541-411	-0.9989
		nn 541-651	-0.4458			nn 431-532	0.1663
		pp 301-420	0.6542	15.62	0.007	pp 404-734	0.9846
		pp 550-660	-0.1466			nn 431-532	0.9522
		pp 422-523	0.1894	15.63	6.434	pp 521-642	0.1713
		pp 303-413	-0.4444			pp 642-743	-0.1
		pp 523-404	0.9829			pp 404-734	-0.1702
9.99	2.805	pp 303-413	0.1514	15.72	7.538	pp 312-402	-0.9876
		nn 530-631	0.2173	15.75	0.893	nn 420-501	0.9957
9.99	215.729	nn 510-631	-0.2093			nn 431-532	-0.2158
		nn 411-512	-0.2993			nn 431-523	0.3453
		nn 541-651	-0.2966	15.83	94.450	pp 312-422	-0.1243
		nn 413-514	0.3773			pp 521-642	0.5965
		nn 523-404	-0.1368			pp 642-743	-0.6602
		pp 550-660	0.1163			nn 431-523	0.8181
		pp 422-523	0.3588	15.87	19.384	pp 312-402	0.3781
		pp 303-413	0.5983			pp 642-743	0.4169

Tablo E.1 Devamı

E (MeV)	B(E1) (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	nn-pp Seviye Yapısı	Genlik $\Psi$	E (MeV)	B(E1) (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	nn-pp Seviye Yapısı	Genlik $\Psi$	
10.06	7.869	nn 510-631	0.9137	15.90	58.436	pp 521-642	-0.6366	
		nn 541-651	-0.2706			pp 312-402	0.4602	
		nn 413-514	0.2187			pp 642-743	-0.5923	
		pp 303-413	-0.105			nn 431-523	-0.4412	
		nn 510-631	-0.1229			pp 521-642	0.374	
		nn 541-651	0.3799			pp 312-402	0.7956	
		nn 413-514	0.8432			pp 642-743	0.146	
		pp 422-523	-0.1645			15.94 1.438	pp 411-503	-0.9967
		pp 303-413	-0.2985			15.97 2.537	nn 431-512	-0.9977
		10.12	27.288			nn 530-631	-0.1439	16.09 5.231
pp 303-413	0.202			16.11 1.321	nn 431-512	-0.9986		
pp 422-523	0.9514			16.20 0.075	pp 321-640	-0.9958		
10.14	7.517	nn 530-631	0.891	16.22 47.309	pp 312-422	0.9737		
		nn 541-651	0.1931	pp 521-642	0.1525			
		nn 413-514	-0.2144	16.33 0.077	pp 303-422	-0.9992		
		nn 404-505	-0.227	16.36 1.438	pp 532-633	0.9995		
		pp 303-413	-0.1188	16.57 2.281	pp 303-633	0.9982		
		pp 422-523	0.1962	16.67 9.784	pp 422-514	-0.9964		
10.17	0.479	nn 530-631	-0.264	16.87 37.729	pp 523-633	0.9902		
		nn 404-505	-0.9635	16.90 1.045	pp 431-761	-0.9994		
10.32	573.932	nn 541-651	-0.1791	17.10 1.302	pp 431-512	-0.9988		
		pp 550-660	-0.2173	17.17 0.997	pp 431-512	-0.9951		
		pp 550-651	-0.2017	17.19 0.730	pp 420-501	0.9953		
		pp 431-532	-0.163	17.24 0.100	pp 310-431	-0.9998		
		pp 422-523	-0.2551	17.26 1.015	pp 200-532	0.9979		
		pp 303-413	0.1873	17.31 3.861	pp 321-411	0.994		
		pp 422-523	-0.1439	17.37 0.0000	nn 422-503	0.924		
		pp 413-514	0.8063		pp 550-631	0.3721		
		10.52	1528.30	nn 530-631	0.1015	17.38 5.983	nn 422-503	-0.3763
				nn 541-651	-0.1276	pp 550-631	0.9222	
pp 550-640	-0.1227			17.51 0.635	pp 330-411	-0.9993		
pp 550-660	-0.2561			17.70 2.117	nn 303-633	-0.2127		
pp 550-651	-0.4933			pp 312-642	-0.9755			
pp 530-660	0.2586			17.71 1.356	nn 303-633	-0.9768		
pp 431-532	-0.165			pp 312-642	0.2136			
pp 541-651	0.1148			17.80 11.483	nn 301-411	0.9441		
pp 422-523	-0.2065				nn 303-402	0.1722		
pp 303-413	0.1872				pp 303-413	0.2388		
10.68	5.919	pp 532-642	-0.1029	17.83 0.0004	nn 301-411	0.1751		
		pp 422-523	-0.1064		nn 303-402	-0.9844		
		pp 413-514	-0.5506		17.98 29.707	nn 301-411	-0.2513	
		pp 521-400	0.9956		pp 303-413	0.963		
		10.70 2.622	nn 541-402		-0.9931	18.10 0.098	nn 310-640	0.999
		nn 550-640	-0.1448		18.10 0.321	pp 321-420	0.9986	
10.80	13.067	pp 550-651	-0.3635	18.36 14.565	pp 523-633	-0.9861		
		pp 530-660	-0.9085	18.41 0.628	nn 310-400	-0.9891		
		nn 550-640	0.4862		pp 321-651	-0.1191		
10.90	791.771	nn 541-651	0.1857	18.44 4.302	nn 310-400	0.1275		
		pp 550-651	-0.5584		pp 310-660	-0.1971		
		pp 411-761	-0.5298		pp 321-651	-0.9684		
		pp 301-402	0.1283		18.46 0.173	pp 310-660	-0.979	
		nn 550-640	0.44			pp 321-651	0.2026	
10.93	395.702	nn 541-651	0.1393	18.57 2.083	nn 440-532	0.6759		
		pp 550-651	-0.1948	pp 402-503	-0.7276			
		18.58 7.710	nn 440-532	0.7246				

Tablo E.1 Devamı

E (MeV)	B(E1) (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	nn-pp Seviye Yapısı	Genlik $\Psi$	E (MeV)	B(E1) (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	nn-pp Seviye Yapısı	Genlik $\Psi$
11.07	61.493	nn 550-640	0.4682	18.72	0.029	pp 402-503	0.6851
		pp 310-411	-0.1105			nn 550-420	-0.9994
		pp 550-651	0.2407	18.78	4.874	nn 422-523	0.1992
		pp 530-660	-0.1386			pp 633-734	-0.9727
		pp 411-512	0.2574	18.82	2.367	nn 422-523	-0.9762
		pp 301-402	-0.761			pp 633-734	-0.2073
11.14	369.935	nn 550-640	0.3001	18.85	0.598	pp 413-505	-0.9948
		pp 310-411	-0.1859	18.90	0.289	nn 440-512	-0.9654
		pp 550-651	0.2246			pp 330-640	0.2358
		pp 530-660	-0.1464	18.93	5.328	nn 440-512	0.2435
		pp 411-512	0.6388			pp 330-640	0.9648
pp 301-402	0.5788	18.99	0.021	nn 312-402	-0.1244		
nn 550-640	-0.1921			pp 750-651	0.9913		
11.24	412.113	pp 310-411	0.7256	19.00	0.317	nn 312-402	0.9023
		pp 550-651	-0.1445			pp 750-651	0.427
		pp 411-512	0.577	19.10	37.928	pp 521-631	-0.8011
		pp 301-402	-0.1277			pp 422-503	-0.1083
11.29	0.376	nn 761642	-0.9997	pp 512-633	-0.5365		
11.32	1752.90	nn 550-640	-0.3252	19.11	2.122	pp 505-624	0.1332
		nn 550-660	-0.2327			pp 422-503	-0.993
		pp 310-411	-0.6328	19.17	1.359	pp 521-631	0.5329
		pp 550-660	0.1247			pp 512-633	-0.8373
		pp 550-651	-0.2169	19.19	0.026	pp 505-624	-0.1179
		pp 530-660	0.1556			pp 521-631	0.1791
		pp 530-651	-0.1608	19.35	1.002	pp 505-624	0.9835
		pp 411-512	0.3693			pp 200-521	0.9992
		pp 301-402	-0.1312	19.76	0.9579	pp 310-651	-0.9973
		pp 532-651	0.1219			nn 310-651	-0.9721
11.48	7.707	nn 550-400	-0.995	19.84	0.9578	nn 312-642	-0.2214
11.52	28.910	nn 420-521	0.9903	19.85	0.349	nn 310-651	0.2225
11.58	0.055	nn 532-402	0.9997			nn 312-642	-0.9744
				19.88	14.173	nn 301-411	-0.9881

Tablo E.2. <sup>168</sup>Yb çekirdeğinin K=1 dalında TGI QRPA ile hesaplanan B(E1) değerlerinin elektrik dipol karakteristیکlerinin (enerji, B(E1), Nilsson kuantum sayıları ve genlik ( $[Nn_z\Lambda\Sigma]$ ,  $\psi_{SS}^L$ ) değerleri

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
8.03	0.031	pp 301-640	-0.9989			pp 402-303	-0.0740
		pp 404-505	-0.0437			pp 651-532	0.8441
8.09	0.474	nn 761-402	-0.9991			pp 413-503	0.0414
		pp 420-521	-0.0325			pp 402-303	0.0660
8.17	9.871	pp 411-512	0.0425			pp 633-523	0.0322
		pp 413-514	0.6363			pp 303-404	-0.1636
		pp 404-505	0.7649			nn 541-651	-0.0320
		nn 640-501	-0.9954			nn 642-532	0.1024
8.19	1.300	nn 501-402	0.0416	12.77	5.801	nn 752-633	0.0466
		nn 651-752	-0.0541			pp 550-660	-0.0363
		nn 402-503	0.0375			pp 431-532	-0.1350
		nn 400-761	-0.9938			pp 422-303	-0.9800
8.26	0.596	nn 501-402	0.0556			nn 420-521	-0.0323
		nn 651-752	-0.0789			nn 541-651	0.0485
		nn 402-503	0.0339			nn 422-523	-0.0477
8.30	0.033	pp 400-541	0.9985	12.79	23.520	nn 642-532	-0.2788
		pp 413-514	-0.0487			nn 752-633	-0.1062

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$				
8.33	0.429	nn 501-402	0.6807	12.83	1.301	pp 550-660	0.2197				
		nn 651-752	0.7280			pp 640-761	-0.0541				
		nn 402-503	0.0476			pp 640-512	0.0896				
		nn 503-404	0.0446			pp 761-651	0.1967				
8.36	6.690	nn 400-761	-0.0483	12.88	205.164	pp 431-532	0.8640				
		nn 400-501	0.1293			pp 422-303	-0.1831				
		nn 631-521	-0.2398			pp 651-752	-0.0359				
		nn 501-402	-0.6037			pp 651-532	0.0615				
		nn 651-752	0.5042			pp 402-503	-0.0816				
		nn 402-503	0.2350			nn 642-532	0.0541				
		nn 642-743	0.0322			pp 550-660	-0.0679				
8.37	0.045	nn 503-404	0.4900	12.96	5.877	pp 761-651	0.9728				
		nn 631-521	0.1018			pp 431-532	-0.2147				
8.37	0.082	pp 420-541	-0.9941	12.88	205.164	nn 642-532	0.1284				
		nn 631-521	0.8453			pp 310-411	0.0350				
		nn 501-402	0.0349			pp 550-660	-0.8474				
		nn 651-752	-0.0423			pp 440-532	0.0793				
8.39	7.010	nn 503-404	0.5203	12.96	5.877	pp 411-312	-0.0650				
		pp 420-541	0.1002			pp 411-512	0.0400				
		nn 400-761	-0.0403			pp 400-301	-0.0477				
		nn 400-501	0.1688			pp 660-541	-0.0453				
		nn 631-521	0.4540			pp 660-541	0.0716				
		nn 501-402	-0.2959			pp 301-402	-0.0682				
		nn 411-512	0.0348			pp 541-651	0.0663				
		nn 651-752	0.2968			pp 761-651	0.0350				
		nn 532-642	-0.0362			pp 431-532	0.2110				
		nn 402-503	0.3403			pp 422-523	0.0375				
		nn 642-743	0.0382			pp 402-303	-0.0928				
		nn 503-404	-0.6783			pp 651-532	0.2045				
		8.44	16.253			nn 631-521	-0.0317	13.02	905.804	pp 642-532	0.0388
						nn 651-752	-0.0470			pp 532-633	-0.0417
nn 532-642	0.8435			pp 413-514	0.0507						
nn 402-503	0.1004			pp 413-503	0.0407						
pp 301-400	0.0418			pp 402-303	0.1207						
pp 431-532	-0.0481			pp 402-503	0.0413						
pp 420-521	-0.0924			pp 633-523	0.0566						
pp 301-411	-0.0795			pp 303-404	-0.3022						
pp 301-402	0.0358			nn 761-411	-0.9953						
pp 541-402	0.2825			nn 642-532	-0.0701						
pp 422-523	-0.0520			nn 550-660	0.0668						
pp 411-512	0.1028			nn 530-631	-0.0530						
pp 413-514	-0.0463			nn 420-521	0.0412						
pp 413-514	-0.2962			nn 411-512	-0.0652						
pp 404-505	0.2454	nn 400-501	-0.0383								
8.45	32.762	nn 532-642	-0.4327	13.02	905.804	nn 651-541	0.1402				
		nn 402-503	-0.0880			nn 631-532	-0.0380				
		pp 301-400	0.0400			nn 541-651	-0.2587				
		pp 431-532	-0.0494			nn 541-642	-0.1574				
		pp 420-521	-0.0945			nn 512-422	0.0427				
		pp 301-411	0.3050			nn 761-411	0.0937				
		pp 301-402	0.0320			nn 501-411	-0.1970				
		pp 541-402	0.6766			nn 422-523	0.0765				
		pp 422-523	-0.0495			nn 411-512	-0.0431				
		pp 411-512	0.1182			nn 402-503	0.0656				
		pp 413-514	-0.0458			nn 651-752	0.0323				
		pp 413-514	-0.3686			nn 651-532	-0.0443				
		pp 514-624	-0.1002			nn 642-532	-0.5657				

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
8.46	6.145	pp 404-505	0.2572	8.47	69.310	nn 532-633	0.4116
		nn 532-642	0.1276			nn 532-633	-0.1263
		pp 420-521	-0.0432			nn 413-514	-0.0801
		pp 301-411	0.8510			nn 402-503	-0.0459
		pp 541-402	-0.4605			nn 642-743	-0.0397
		pp 411-512	0.0541			nn 633-523	-0.0794
		pp 413-514	-0.1538			nn 633-523	0.4358
		pp 514-624	-0.0501			nn 404-505	-0.0970
		pp 404-505	0.1100			nn 404-505	0.0413
						nn 532-642	-0.2195
		nn 402-503	-0.0989			pp 440-532	0.0530
		pp 301-400	0.0683			pp 651-541	0.0417
		pp 550-640	0.0394			pp 541-651	0.0396
		pp 431-532	-0.0827			pp 431-532	-0.1178
		pp 420-521	-0.1627			pp 532-633	-0.0317
		pp 400-301	0.0446			pp 402-303	0.0667
		pp 400-541	-0.0331			pp 402-503	-0.0397
		pp 301-411	-0.4169			pp 303-404	-0.1673
		pp 301-402	0.0554	13.10	0.645	pp 512-651	0.9996
		pp 541-402	-0.4987			nn 501-411	-0.0632
		pp 521-422	0.0366	13.20	3.309	pp 440-532	-0.9855
		pp 422-523	-0.0845			pp 402-303	0.0514
		pp 411-512	0.1961			pp 303-404	-0.1373
		pp 512-413	-0.0411			nn 501-411	0.9632
		pp 413-514	-0.0769			nn 642-532	-0.0352
		pp 303-404	-0.0432	13.21	15.560	nn 532-633	0.0929
		pp 413-514	-0.4936			nn 633-523	0.2345
		pp 514-624	-0.1271			pp 440-532	-0.0529
		pp 404-505	0.3810			nn 420-532	-0.9737
		nn 400-501	0.7405	13.25	0.004	pp 505-615	-0.2261
		nn 501-402	-0.0714			nn 420-532	0.2279
		nn 651-752	0.0833	13.25	0.483	nn 633-523	-0.0556
		nn 532-642	0.1017			pp 505-615	-0.9701
		nn 402-503	-0.6457			nn 651-541	0.0386
		nn 642-743	0.0400			nn 541-651	-0.0619
		nn 503-404	-0.0497			nn 541-642	-0.0934
		pp 413-514	0.0375			nn 501-411	0.1242
		nn 505-624	-0.9961			nn 642-532	-0.0859
8.55	0.001	pp 514-624	0.0828	13.33	177.617	nn 532-633	0.5548
		nn 532-642	-0.0822			nn 532-633	-0.0591
		nn 505-624	0.0831			nn 633-523	-0.7917
		pp 420-521	-0.0561			pp 404-505	-0.0354
		pp 411-512	0.0594			pp 303-404	-0.0715
		pp 413-514	-0.0744			pp 514-633	-0.0605
		pp 514-624	0.9784			pp 505-615	0.0394
		pp 404-505	0.0805			nn 413-523	0.9961
		nn 550-651	0.1257	13.34	0.0001	pp 514-633	-0.0851
		nn 530-631	0.0486			nn 532-633	0.0473
		nn 411-512	0.0797			nn 503-633	-0.0498
		nn 400-761	-0.0497	13.35	1.101	nn 413-523	0.0921
		nn 400-501	-0.5594			nn 633-523	-0.0411
		nn 640-761	0.0804			pp 514-633	0.9919
		nn 640-501	-0.0432	13.40	0.014	nn 501-631	-0.9998
		nn 631-532	0.0369			pp 402-303	0.9194
		nn 631-521	0.0685	13.42	0.300	pp 303-404	0.3924
		nn 532-642	-0.0819			nn 532-633	0.0451
		nn 501-402	-0.1825	13.52	11.816	pp 651-541	0.4826

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
		nn 411-523	0.0498			pp 541-651	0.0495
		nn 411-512	0.2511			pp 651-752	0.0353
		nn 402-752	-0.0651			pp 523-422	-0.0465
		nn 402-503	-0.1272			pp 402-303	-0.1503
		nn 651-752	0.2199			pp 633-523	0.8041
		nn 651-503	0.0521			pp 303-404	0.2946
		nn 532-642	0.1032			pp 651-541	0.8290
		nn 523-633	0.0704	13.53	1.489	pp 402-303	-0.0506
		nn 512-413	-0.0495			pp 633-523	-0.5460
		nn 413-514	0.0811			pp 303-404	0.1015
		nn 402-503	-0.5023	13.57	1.524	nn 420-512	-0.9983
		nn 642-743	0.3873			nn 532-633	-0.0517
		nn 633-514	-0.1101			pp 651-752	-0.0454
		nn 503-404	-0.1086	13.61	0.305	pp 413-303	0.9985
		nn 404-505	0.0876			nn 301-400	-0.0660
		nn 404-505	-0.0339			nn 301-402	-0.0385
		nn 400-501	-0.0602			nn 541-642	-0.1352
8.68	3.039	nn 402-503	-0.0576			nn 642-532	-0.0341
		nn 642-743	0.0402			nn 532-633	-0.2372
		nn 633-514	0.9935			nn 532-633	-0.0508
8.76	1.277	nn 411-523	-0.9980			nn 633-523	-0.0757
8.83	0.697	nn 642-743	-0.0608			nn 413-514	-0.0510
		pp 523-642	-0.9959			pp 440-541	0.0592
		pp 550-400	-0.9982			pp 640-761	-0.0422
8.88	0.259	pp 420-521	-0.0345			pp 640-512	0.0329
		pp 411-512	0.0433			pp 651-541	0.0632
		nn 550-651	0.0473	13.64	126.921	pp 541-431	-0.0364
		nn 400-501	-0.0330			pp 541-651	-0.0541
		nn 532-642	-0.0355			pp 532-642	-0.1465
		nn 411-512	0.1040			pp 431-532	-0.0905
8.89	5.253	nn 402-752	-0.9045			pp 651-752	-0.8749
		nn 651-503	0.0324			pp 413-303	-0.0554
		nn 402-503	-0.0374			pp 402-303	0.0657
		nn 642-743	-0.3946			pp 402-503	-0.0706
		pp 541-422	0.0415			pp 642-743	0.0367
		pp 523-642	0.0413			pp 633-523	0.0986
		nn 550-651	0.151			pp 303-404	-0.1460
		nn 411-512	0.0522			pp 404-505	-0.1613
		nn 400-501	-0.0944			pp 505-615	0.0445
		nn 532-642	-0.1190			nn 301-400	0.0940
		nn 501-402	-0.0459			nn 301-640	0.0321
		nn 411-512	0.4134			nn 431-521	-0.0494
		nn 402-752	0.4125			nn 420-521	0.0319
		nn 402-503	-0.0871			nn 420-512	0.0321
8.91	40.165	nn 651-752	0.0518			nn 411-512	-0.0387
		nn 651-503	0.1431			nn 400-301	0.0373
		nn 523-633	0.0812			nn 651-541	0.0446
		nn 512-413	-0.0336	13.73	790.987	nn 301-402	0.0570
		nn 413-514	0.0491			nn 541-651	-0.0653
		nn 402-503	-0.1051			nn 541-642	-0.4532
		nn 642-743	-0.7287			nn 512-422	0.0906
		nn 404-505	0.0559			nn 501-411	0.0435
		pp 541-422	0.0976			nn 422-523	0.0496
		pp 523-642	0.0579			nn 402-503	0.0415
		nn 550-651	0.0333			nn 642-532	-0.0749
8.96	0.980	nn 411-512	0.1664			nn 532-633	-0.3844
		nn 651-503	-0.9816			nn 532-633	-0.1200



Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
8.97	0.120	nn 642-743	-0.0596			nn 413-514	-0.0476
		nn 743-633	-0.9928			nn 402-503	-0.0316
		pp 541-422	0.1057			nn 633-523	-0.1457
8.98	0.704	nn 521-411	0.4999			nn 514-413	-0.0750
		nn 411-512	-0.1270			nn 413-514	0.0498
		nn 651-532	-0.1049			nn 404-505	-0.0554
		nn 642-743	0.0675			nn 404-505	0.0380
		nn 743-633	0.1080			pp 640-312	0.0541
		pp 420-521	-0.0556			pp 651-541	0.1284
		pp 541-422	0.8344			pp 301-402	0.0362
8.98	0.062	nn 521-411	-0.8649			pp 541-651	-0.5646
		nn 411-512	-0.0718			pp 651-752	0.3096
		nn 651-532	-0.0453			pp 642-532	-0.0473
		nn 743-633	0.0387			pp 413-514	-0.0328
		pp 541-422	0.4904			pp 402-303	0.1109
9.02	2.765	nn 550-651	0.1156			pp 633-523	0.0928
		nn 532-642	-0.2672			pp 303-404	-0.2497
		nn 411-512	-0.2858			nn 541-642	-0.2698
		nn 651-532	-0.0967			nn 512-422	0.0510
		nn 523-633	0.2141			nn 411-752	0.0336
		pp 420-521	-0.6556			nn 642-532	-0.0355
		pp 541-422	-0.1190			nn 532-633	-0.1774
		pp 411-512	-0.5729			nn 532-633	-0.0657
9.03	4.891	nn 550-651	0.1528	13.75	67.190	nn 633-523	-0.0688
		nn 532-642	-0.4152			nn 514-413	-0.7797
		nn 411-512	-0.4540			pp 640-312	0.0846
		nn 402-503	-0.0389			pp 651-541	-0.0452
		nn 651-503	-0.0388			pp 541-651	0.4916
		nn 523-633	0.6101			pp 651-752	0.0523
		nn 642-743	-0.0844			pp 402-303	-0.0381
		pp 420-521	0.3545			pp 633-523	-0.0320
pp 411-512	0.2892	pp 303-404	0.0852				
9.03	1.658	nn 550-651	0.0986			nn 301-400	0.0432
		nn 532-642	-0.6786			nn 541-651	-0.0460
		nn 411-512	-0.1350			nn 541-642	-0.4116
		nn 651-532	-0.1210			nn 512-422	0.0771
		nn 523-633	-0.6877			nn 411-752	0.0683
		pp 420-521	0.1062			nn 642-532	-0.0532
		pp 541-422	-0.0719			nn 532-633	-0.2622
pp 411-512	0.0682	nn 532-633	-0.0977				
9.05	0.873	nn 550-651	0.0896	13.76	189.099	nn 633-523	-0.1023
		nn 532-642	0.1573			nn 514-413	0.6197
		nn 651-532	-0.9663			nn 404-505	-0.0353
		nn 523-633	0.0589			pp 640-312	0.0488
		nn 642-743	0.0365			pp 651-541	-0.0414
		pp 420-521	0.0977			pp 541-651	0.5494
		pp 541-422	-0.1102			pp 651-752	0.0941
pp 411-512	0.0389	pp 402-303	-0.0340				
9.06	17.459	nn 550-651	0.7447	13.83	0.867	pp 303-404	0.0756
		nn 411-512	0.0425			nn 301-400	0.0373
		nn 400-501	-0.0480			nn 541-642	-0.0645
		nn 532-642	0.4325			pp 411-501	0.0424
		nn 411-512	-0.3717			pp 541-431	0.0332
		nn 402-503	-0.0812			pp 541-651	-0.0379
		nn 651-532	0.1304			pp 532-642	0.9742
		nn 651-503	-0.0461			pp 651-752	-0.1786
nn 523-633	-0.2440	pp 404-505	0.0576				

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
		nn 512-413	-0.0380			pp 411-501	0.9961
		nn 413-514	0.0393	13.86	0.299	pp 541-651	-0.0520
		nn 402-503	-0.0545			pp 532-642	-0.0529
		nn 642-743	-0.1137			pp 541-431	-0.9964
		nn 404-505	0.0434	13.89	0.024	pp 532-642	0.0476
		pp 420-521	0.0411			pp 651-752	0.0447
		pp 541-422	-0.0511			nn 431-521	0.9927
9.10	0.004	nn 523-413	0.9990	13.93	0.681	pp 541-642	-0.0956
		pp 521-402	0.0363			pp 651-752	0.0334
9.11	0.096	nn 550-651	-0.0363			nn 301-400	0.0343
		nn 523-413	-0.0369			nn 301-640	0.9909
		pp 521-402	0.9980			nn 431-521	0.0356
9.13	0.282	pp 420-521	0.0547	13.97	4.030	nn 541-642	0.0811
		pp 640-301	0.9962			nn 512-422	0.0499
		pp 411-512	-0.0625			nn 752-633	0.0337
		nn 550-651	-0.4479			pp 651-752	-0.0340
		nn 530-631	0.0741			pp 404-505	0.0364
		nn 411-512	0.1359			nn 301-400	0.0357
		nn 400-501	-0.0943			nn 301-640	-0.0769
		nn 640-761	0.0325			nn 431-521	0.0344
		nn 631-532	0.0571			nn 541-642	0.3002
		nn 532-642	0.1733			nn 512-422	0.9382
		nn 501-402	-0.0521	13.99	75.975	nn 532-633	-0.0600
		nn 411-512	-0.3286			nn 532-633	-0.0495
		nn 402-752	0.0417			pp 541-651	0.0432
		nn 402-503	-0.3005			pp 642-532	-0.0347
		nn 651-752	0.0609			pp 303-404	-0.0461
		nn 651-503	-0.0525			pp 404-505	-0.0416
		nn 523-633	-0.1208			nn 301-400	-0.0888
		nn 512-413	-0.1922			nn 301-640	0.0504
		nn 413-514	0.1237			nn 541-642	-0.0336
9.20	20.114	nn 402-503	-0.1078	14.03	2.846	nn 512-422	0.0429
		nn 642-743	-0.1747			nn 752-633	-0.9755
		nn 404-505	0.1343			nn 413-514	-0.0329
		pp 301-400	0.1062			pp 532-642	0.0423
		pp 431-532	-0.1665			pp 651-752	0.0734
		pp 420-521	0.3545			pp 404-505	-0.1354
		pp 640-301	-0.0566			nn 541-642	0.0411
		pp 400-301	0.0522			pp 642-532	-0.0506
		pp 301-402	0.0642	14.07	12.593	pp 402-743	0.9911
		pp 521-422	0.0690			pp 303-404	-0.0348
		pp 422-523	-0.1241			pp 404-505	-0.0758
		pp 411-512	-0.3931			nn 541-642	0.2415
		pp 512-413	-0.1041			nn 512-422	-0.1625
		pp 413-514	-0.0947			nn 532-633	-0.0838
		pp 303-404	-0.0490			nn 532-633	-0.0835
		pp 413-514	-0.0654			nn 752-633	0.0578
		pp 404-505	0.0735			nn 633-523	-0.0408
		nn 550-651	0.3256	14.07	451.765	pp 550-631	-0.6643
		nn 530-631	-0.0476			pp 440-541	0.0611
		nn 411-512	-0.0929			pp 411-501	0.0384
		nn 400-501	0.0889			pp 651-541	0.0725
9.21	287.004	nn 640-761	-0.0368			pp 651-521	0.0558
		nn 631-532	-0.0371			pp 301-402	0.0394
		nn 532-642	-0.1326			pp 541-651	0.1631
		nn 501-402	0.0521			pp 541-642	-0.0390
		nn 411-512	0.2772			pp 532-642	0.0813

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
		nn 402-752	-0.0349			pp 521-431	0.0453
		nn 402-503	0.2324			pp 431-532	-0.0386
		nn 651-532	0.0395			pp 651-752	0.1361
		nn 651-752	-0.0632			pp 642-532	-0.3108
		nn 651-503	0.0441			pp 532-633	0.0775
		nn 523-633	0.1034			pp 413-514	-0.0362
		nn 512-413	0.1713			pp 402-303	0.0871
		nn 512-633	-0.0877			pp 402-503	-0.0395
		nn 413-514	-0.0825			pp 402-743	-0.1164
		nn 402-503	0.1011			pp 633-523	0.0615
		nn 642-743	0.1695			pp 633-523	-0.0423
		nn 404-505	-0.0854			pp 303-404	-0.2029
		pp 301-400	0.1152			pp 404-505	-0.4233
		pp 431-532	-0.2016			nn 541-642	0.2171
		pp 420-521	0.4280			nn 512-422	-0.1426
		pp 411-512	-0.0344			nn 532-633	-0.0764
		pp 640-301	-0.0629			nn 532-633	-0.0771
		pp 400-301	0.0446			nn 752-633	0.0433
		pp 301-402	0.0532			nn 633-523	-0.0373
		pp 541-422	0.0391			pp 550-631	0.7470
		pp 521-422	0.0790			pp 440-541	0.0542
		pp 422-523	-0.1312			pp 411-501	0.0336
		pp 411-512	-0.5166			pp 651-541	0.0641
		pp 512-413	-0.1327			pp 651-521	0.0506
		pp 422-523	0.0609			pp 301-402	0.0352
		pp 413-514	-0.0949			pp 541-651	0.1434
		pp 413-514	-0.1196	14.08	368.315	pp 541-642	-0.0347
		pp 404-505	0.1207			pp 532-642	0.0708
9.26	1.621	nn 750-651	-0.8513			pp 521-431	0.0405
		nn 512-633	-0.5206			pp 431-532	-0.0340
		nn 750-651	0.5246			pp 651-752	0.1190
9.26	3.820	nn 402-503	-0.0359			pp 642-532	-0.2832
		nn 512-633	-0.8456			pp 532-633	0.0690
		pp 411-512	0.0347			pp 413-514	-0.0324
		nn 550-651	-0.0769			pp 402-303	0.0771
		nn 530-631	0.0343			pp 402-503	-0.0349
		nn 411-512	0.0695			pp 402-743	-0.0634
		nn 400-501	-0.0342			pp 633-523	0.0544
		nn 532-642	0.0368			pp 633-523	-0.0377
		nn 512-642	0.0859			pp 303-404	-0.1796
9.35	23.919	nn 411-512	-0.0777			pp 404-505	-0.3813
		nn 402-503	-0.2316			nn 301-400	0.0339
		nn 512-413	0.9498	14.11	0.6031	nn 752-413	0.9968
		nn 413-514	0.0584			pp 404-505	0.0545
		nn 402-503	-0.0399			nn 301-400	0.0888
		nn 642-743	-0.0493			nn 541-642	0.0468
		nn 404-505	0.0621			nn 752-633	-0.0361
9.36	0.063	nn 512-642	-0.9960	14.12	19.063	pp 550-651	-0.1272
		nn 512-413	0.0810			pp 642-532	-0.0776
		pp 301-400	0.0587			pp 642-503	0.9767
		pp 431-532	-0.2009			pp 404-505	0.0652
		pp 420-521	0.0479			nn 301-400	0.5227
		pp 521-422	0.0597			nn 301-640	-0.0736
9.47	5.832	pp 422-523	-0.0618	14.13	412.698	nn 431-532	-0.0534
		pp 411-512	-0.0571			nn 431-521	0.0603
		pp 512-413	0.9685			nn 420-521	0.0364
		pp 413-514	-0.0377			nn 400-301	0.0792

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
9.56	0.0001	nn 411-532	0.9999			nn 301-402	0.1238
9.59	0.0069	pp 431-532	0.1120			nn 541-651	-0.0317
		pp 301-651	0.9936			nn 541-642	0.2254
		nn 402-532	-0.1311			nn 512-422	-0.1185
		pp 301-400	0.1283			nn 422-523	0.0509
		pp 431-532	0.7060			nn 642-532	-0.0329
		pp 420-521	0.0472			nn 532-633	-0.0967
9.62	8.186	pp 301-651	-0.0904			nn 532-633	-0.1145
		pp 521-422	0.6505			nn 752-413	-0.0606
		pp 422-523	-0.1195			nn 752-633	-0.1853
		pp 411-512	-0.0559			nn 413-514	-0.0327
		pp 512-413	0.0800			nn 633-523	-0.0482
		pp 413-514	-0.0597			nn 413-514	0.1252
		nn 550-651	-0.0890			nn 404-505	-0.0358
		nn 530-631	0.1321			nn 404-505	0.0455
		nn 411-512	0.3812			pp 550-651	-0.0323
		nn 400-501	-0.0634			pp 440-541	-0.0897
		nn 631-532	0.1078			pp 400-761	-0.0357
		nn 532-642	0.0467			pp 651-541	0.0444
		nn 501-402	-0.0391			pp 651-521	-0.1509
		nn 411-512	-0.1091			pp 541-651	0.0920
9.65	141.176	nn 402-503	0.8021			pp 532-642	-0.0623
		nn 651-752	0.0466			pp 521-431	0.0351
		nn 523-633	-0.0348			pp 521-651	-0.0421
		nn 512-413	0.0932			pp 431-532	0.0381
		nn 413-514	0.2445			pp 651-752	-0.1277
		nn 402-503	-0.0744			pp 642-532	-0.3518
		nn 642-743	-0.0823			pp 532-633	0.0516
		nn 404-505	0.2359			pp 402-303	0.0462
		pp 431-532	-0.0339			pp 642-503	-0.1745
		pp 422-523	-0.0496			pp 642-743	-0.0373
		pp 301-400	0.2747			pp 303-404	-0.1076
		pp 431-532	0.5273			pp 404-505	0.5177
		pp 420-521	0.0733			nn 301-400	0.1515
		pp 400-301	0.0440			nn 541-642	0.0845
		pp 301-651	-0.0552			nn 512-422	-0.0376
9.67	29.034	pp 301-402	0.0515	14.19	37.6317	nn 532-633	-0.0414
		pp 521-422	-0.7298			nn 532-633	-0.0647
		pp 422-523	-0.2352			pp 651-521	0.9627
		pp 411-512	-0.0889			pp 642-532	0.1369
		pp 512-413	0.1026			pp 404-505	0.1095
		pp 422-523	0.0704			nn 301-400	0.3597
		pp 413-514	-0.1068			nn 400-301	0.0348
		pp 413-514	-0.0456			nn 651-541	0.0326
		pp 404-505	0.0482			nn 301-402	0.0581
		nn 761-651	0.0773			nn 541-651	-0.0459
		pp 301-400	-0.8423			nn 541-642	0.2895
		pp 431-532	0.0864			nn 512-422	-0.1267
9.88	9.928	pp 521-422	-0.0481	14.20	491.374	nn 402-503	0.0326
		pp 422-523	-0.4869			nn 642-532	-0.0489
		pp 411-512	-0.0385			nn 532-633	-0.1438
		pp 422-523	0.1321			nn 532-633	-0.2307
		pp 413-514	-0.0787			nn 512-422	0.0446
		nn 411-512	0.0450			nn 503-413	0.0341
9.91	0.0507	nn 640-541	0.0374			nn 413-514	-0.0376
		nn 541-651	-0.0967			nn 633-523	-0.0721
		nn 761-651	-0.9154			nn 413-514	0.0396

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
		nn 413-514	-0.0392			nn 404-505	-0.0446
		nn 633-514	-0.0382			pp 651-521	-0.2023
		nn 523-404	0.0735			pp 642-532	0.7476
		nn 404-505	0.1032			pp 404-505	-0.2331
		pp 301-420	-0.1865			nn 301-400	-0.0733
		pp 301-400	-0.0601	14.34	15.602	nn 541-642	0.0316
		pp 422-523	-0.1441			nn 532-633	-0.0478
		pp 303-413	-0.0626			pp 761-402	0.9917
		pp 422-523	-0.2329			pp 404-505	0.0755
9.93	0.118	nn 411-512	-0.0494			nn 301-400	-0.6860
		nn 761-651	0.2106			nn 411-512	-0.0404
		pp 301-420	-0.9751			nn 400-301	0.0478
		nn 530-631	0.1524			nn 651-541	0.0394
		nn 411-512	-0.8347			nn 301-402	0.0835
		nn 631-532	0.1476			nn 301-651	-0.0516
		nn 761-651	-0.0694			nn 541-651	-0.0548
9.94	35.142	nn 411-512	-0.0400			nn 541-642	0.2466
		nn 402-503	0.1213			nn 512-422	-0.0934
		nn 413-514	0.3939			nn 422-523	0.0350
		nn 642-743	-0.0336			nn 411-503	0.0828
		nn 404-505	0.2622			nn 402-503	0.0428
		nn 404-505	-0.0361			nn 642-532	-0.0573
		pp 301-420	0.0392			nn 532-633	-0.1547
		nn 550-640	-0.0374			nn 532-633	-0.3933
		nn 510-631	-0.1043	14.35	1095.353	nn 512-422	0.0739
		nn 420-521	0.0360			nn 503-413	0.0592
		nn 640-541	0.0580			nn 413-514	-0.0487
		nn 651-501	0.0353			nn 402-503	-0.0332
		nn 541-651	-0.1872			nn 633-523	-0.0803
		nn 761-651	0.2852			nn 413-514	0.0533
		nn 422-523	0.0362			nn 404-505	-0.0577
		nn 413-514	-0.0435			pp 440-541	0.0663
		nn 642-743	0.0319			pp 541-651	0.0363
		nn 633-514	-0.2210			pp 521-431	0.0325
		nn 523-404	0.5999			pp 521-651	0.0611
9.98	5.002	nn 404-505	0.0340			pp 761-402	-0.1241
		nn 404-505	0.1585			pp 651-752	0.0440
		pp 310-411	0.0319			pp 642-532	0.1050
		pp 301-420	0.0950			pp 303-404	-0.0713
		pp 301-400	0.0518			pp 404-505	0.3870
		pp 550-651	0.0461			nn 301-400	-0.0452
		pp 411-512	0.0327	14.40	14.275	nn 411-503	-0.9961
		pp 422-523	-0.2737			nn 532-633	-0.0422
		pp 303-413	-0.1977			nn 301-400	-0.0812
		pp 422-523	-0.5257			nn 301-651	-0.0317
		pp 413-514	0.0378	14.43	6.428	pp 440-541	-0.0319
		pp 402-514	-0.0439			pp 400-512	-0.0442
		pp 402-503	0.0371			pp 521-651	-0.9911
		nn 510-631	-0.0805			pp 404-505	-0.0485
		nn 541-651	-0.0793			pp 400-512	-0.9977
		nn 761-651	0.0802	14.45	0.558	pp 521-651	0.0499
		nn 633-514	-0.6574			nn 301-651	0.9960
9.99	1.203	nn 523-404	-0.6716	14.47	9.819	nn 532-633	-0.0487
		nn 404-505	0.0618			pp 404-505	0.0384
		pp 301-400	0.0338			nn 541-642	0.0618
		pp 422-523	-0.1314	14.51	11.332	nn 532-633	-0.0426
		pp 303-413	-0.1099			nn 532-633	-0.2421

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
10.00	3.021	pp 422-523	-0.2368	14.52	0.303	nn 512-422	0.0399
		nn 510-631	-0.1842			nn 503-413	0.0381
		nn 640-541	0.0336			pp 310-400	0.2042
		nn 541-651	-0.1218			pp 420-512	-0.3442
		nn 761-651	0.1085			pp 651-541	-0.0471
		nn 413-514	-0.0479			pp 541-651	-0.0800
		nn 633-514	0.7163			pp 541-642	0.0910
		nn 523-404	-0.4190			pp 521-431	-0.7678
		nn 404-505	0.0922			pp 501-411	-0.1536
		pp 301-420	0.0361			pp 431-523	0.0499
		pp 301-400	0.0589			pp 642-532	-0.1683
		pp 422-523	-0.2128			pp 532-633	-0.2310
		pp 303-413	-0.1917			pp 532-633	-0.0593
		pp 422-523	-0.3729			pp 402-303	-0.0573
pp 413-514	0.0431	pp 633-523	-0.0356				
10.01	0.537	nn 510-631	0.9729	14.53	1.395	pp 633-523	0.1019
		nn 541-651	-0.0442			pp 303-404	0.1346
		nn 633-514	0.0551			pp 404-505	-0.0749
		nn 523-404	-0.0664			nn 532-633	-0.0339
		pp 422-523	-0.0887			pp 310-400	-0.9748
		pp 303-413	-0.0987			pp 420-512	-0.1565
pp 422-523	-0.1454	pp 521-431	-0.1420				
10.04	1.972	nn 541-651	-0.0701	14.59	1.092	pp 532-633	-0.0334
		nn 523-404	-0.0375			nn 532-633	-0.0663
		nn 404-505	0.0411			pp 310-400	-0.0880
		pp 301-400	0.0458			pp 420-512	0.9236
		pp 422-523	-0.1223			pp 521-431	-0.3454
		pp 303-413	0.9461			pp 501-411	-0.0490
pp 422-523	-0.2666	pp 642-532	-0.0450				
pp 413-514	0.0419	pp 532-633	-0.0671				
10.09	1.131	nn 530-631	0.1508	14.60	0.008	pp 303-404	0.0374
		nn 411-512	-0.0604			nn 301-400	-0.1049
		nn 631-532	0.7267			nn 400-301	0.0509
		nn 413-514	-0.6209			nn 301-402	0.0914
		nn 404-505	0.2284			nn 532-633	-0.0373
		pp 422-523	0.0490			nn 523-422	-0.0767
pp 422-523	0.0407	nn 413-514	0.0908				
10.12	6.354	nn 530-631	0.3695	14.60	0.008	pp 310-420	-0.7225
		nn 411-512	-0.0792			pp 440-541	-0.5892
		nn 631-532	-0.6242			pp 521-651	0.0484
		nn 541-651	0.1481			pp 512-402	-0.2302
		nn 402-503	0.0356			pp 651-752	-0.0389
		nn 413-514	-0.4410			pp 651-523	0.0369
nn 404-505	0.4974	pp 752-642	0.0708				
10.12	29.878	nn 530-631	0.0692	14.60	0.008	pp 404-505	-0.1307
		nn 640-541	0.0355			nn 301-400	-0.0639
		nn 631-532	-0.0692			nn 400-301	0.0331
		nn 541-651	-0.7928			nn 301-402	0.0600
		nn 761-651	0.0358			nn 532-633	-0.0339
		nn 501-651	0.0326			nn 413-514	0.0588
		nn 404-505	0.1202			pp 310-420	0.6604
		nn 404-505	0.0943			pp 440-541	-0.5306
		pp 301-400	-0.1954			pp 521-431	0.0330
		pp 431-532	0.0922			pp 512-402	-0.4940
		pp 420-521	0.0455			pp 501-411	-0.0603
		pp 411-512	-0.0325			pp 752-642	0.0576
		pp 400-301	0.0760			pp 404-505	-0.0870

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
10.16	0.779	pp 301-402	0.0845	14.61	3.980	nn 301-402	0.0320
		pp 521-422	-0.0501			nn 532-633	-0.0749
		pp 422-523	0.4027			pp 310-420	0.1691
		pp 411-512	-0.0505			pp 440-541	-0.4457
		pp 512-413	0.0332			pp 521-431	0.1398
		pp 422-523	0.0352			pp 512-402	0.7985
		pp 413-514	-0.2999			pp 501-411	-0.2817
		pp 303-404	-0.0359			pp 642-532	-0.0376
		pp 404-505	0.0377			pp 532-633	-0.0900
		10.16	62.274			nn 530-631	-0.8366
nn 631-532	-0.0336			pp 633-523	0.0400		
nn 541-651	0.0967			pp 303-404	0.0388		
nn 413-514	-0.0392			pp 404-505	-0.0718		
nn 404-505	0.5170			nn 301-400	0.0486		
pp 301-400	-0.0388			nn 301-402	-0.0424		
pp 422-523	0.0750			nn 532-633	-0.1639		
pp 422-523	-0.0672			nn 413-514	-0.0518		
pp 413-514	-0.0800			pp 310-420	-0.0880		
nn 530-631	0.1148			pp 440-541	0.2326		
10.16	62.274	nn 541-651	0.4875	14.66	0.021	pp 420-512	0.0393
		nn 501-651	0.1518			pp 651-541	-0.0330
		nn 413-514	0.0516			pp 541-651	-0.0541
		nn 404-505	-0.1372			pp 541-642	0.0779
		nn 404-505	0.0841			pp 521-431	0.3599
		pp 310-411	-0.0386			pp 512-402	-0.2498
		pp 301-400	-0.2152			pp 501-411	-0.7736
		pp 550-651	-0.0326			pp 431-523	0.0529
		pp 431-532	0.1113			pp 642-532	-0.0963
		pp 420-521	0.0568			pp 532-633	-0.2350
10.17	1.809	pp 411-761	-0.0387	14.67	33.189	pp 532-633	0.0456
		pp 411-512	-0.0504			pp 402-303	-0.0404
		pp 400-301	0.0997			pp 633-523	0.0946
		pp 301-402	0.1095			pp 303-404	0.0952
		pp 521-422	-0.0589			pp 440-541	-0.1166
		pp 422-523	0.4118			pp 752-642	-0.9928
		pp 411-512	-0.0656			nn 301-402	-0.0326
		pp 512-413	0.0409			nn 532-633	-0.1408
		pp 422-523	-0.4521			nn 503-633	0.9003
		pp 413-514	-0.4566			nn 413-514	-0.0375
10.20	0.042	pp 303-404	-0.0446	14.68	174.719	pp 440-541	-0.0364
		pp 413-514	-0.0418			pp 541-651	-0.0383
		pp 404-505	0.0491			pp 541-642	0.0641
		nn 541-651	0.0395			pp 521-431	0.1380
		nn 501-651	-0.9871			pp 501-411	0.2436
		pp 301-400	-0.0356			pp 431-523	0.0525
		pp 422-523	0.0673			pp 642-532	-0.0637
		pp 422-523	-0.0958			pp 532-633	-0.2252
		pp 413-514	-0.0814			pp 532-633	0.0351
		nn 541-651	0.0453			pp 633-523	0.0849
10.42	3.273	pp 422-523	0.0632	14.68	174.719	pp 303-404	0.0697
		pp 402-514	-0.9961			nn 301-400	0.0514
		nn 550-640	-0.0469			nn 400-301	-0.0337
		nn 530-631	0.0451			nn 301-402	-0.0632
		nn 420-521	0.0420			nn 532-633	-0.2750
		nn 640-541	0.1836			nn 503-413	0.0547
nn 631-512	-0.7916	nn 503-633	-0.4320				
nn 541-651	0.0895	nn 413-514	-0.0723				

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
		nn 422-523	0.0420			pp 321-411	-0.0594
		nn 413-514	0.0685			pp 420-512	0.0368
		nn 404-505	0.0785			pp 651-541	-0.0514
		nn 404-505	0.5099			pp 301-402	-0.0396
		pp 550-651	0.0596			pp 541-651	-0.0826
		pp 530-660	0.0325			pp 541-642	0.1392
		pp 422-523	0.1698			pp 521-431	0.2868
		pp 413-514	0.0575			pp 761-422	-0.0646
		nn 550-640	-0.0589			pp 512-422	-0.0468
		nn 530-631	0.0580			pp 501-411	0.4746
		nn 420-521	0.0527			pp 431-523	0.1163
		nn 411-512	0.0400			pp 642-532	-0.1366
		nn 640-541	0.2410			pp 532-633	-0.4976
		nn 631-532	0.0361			pp 532-633	0.0757
		nn 631-512	0.6108			pp 413-514	0.0337
		nn 541-651	0.1082			pp 402-303	-0.0641
		nn 422-523	0.0527			pp 633-523	-0.0393
		nn 402-503	-0.0364			pp 633-523	0.1873
		nn 413-514	0.0873			pp 303-404	0.1512
10.43	6.050	nn 642-743	0.0337			pp 404-505	-0.0715
		nn 404-505	0.1014	14.74	0.088	pp 440-541	-0.0705
		nn 404-505	0.6693			pp 651-523	-0.9951
		pp 310-411	0.0340	14.74	0.115	nn 532-633	-0.1415
		pp 550-651	0.0746			nn 503-413	-0.9896
		pp 530-660	0.0408	14.77	1.326	pp 321-411	0.9966
		pp 411-512	0.0341			pp 532-633	-0.0570
		pp 660-532	0.0327			nn 301-402	0.0383
		pp 422-523	0.2032			nn 532-413	-0.0375
		pp 413-514	0.0690	14.81	0.7669	nn 532-633	0.2099
		pp 402-514	0.0360			nn 512-422	0.9730
		pp 402-503	0.0377			pp 532-633	-0.0483
10.56	1.071	nn 640-541	0.9427			nn 301-400	-0.0362
		nn 404-505	-0.3316			nn 400-301	0.0542
		nn 404-505	0.0344			nn 640-301	0.0524
		pp 310-411	-0.1321			nn 301-402	0.1313
		pp 301-400	-0.1331			nn 532-413	-0.9598
		pp 550-651	-0.2776			nn 532-633	0.0719
		pp 530-660	-0.0579	14.84	0.036	nn 512-422	-0.0750
		pp 431-532	0.0984			nn 413-514	0.1070
		pp 420-521	0.0634			pp 440-541	0.0889
		pp 411-312	0.0330			pp 431-523	0.0516
		pp 411-761	-0.1849			pp 651-523	-0.0355
		pp 411-512	-0.1708			pp 532-633	-0.0997
		pp 400-301	0.3497			pp 404-505	-0.0516
		pp 660-532	-0.0475			nn 532-413	-0.0380
10.62	192.149	pp 301-402	0.3094	14.86	1.698	pp 761-422	-0.0454
		pp 521-422	-0.0480			pp 431-523	-0.9810
		pp 422-523	0.2006			pp 532-633	-0.1795
		pp 411-512	-0.0778	14.87	0.2242	pp 761-422	0.9926
		pp 651-303	0.0465			pp 532-633	-0.1180
		pp 402-303	0.0465			nn 301-400	-0.0707
		pp 512-413	0.0395			nn 431-532	-0.0548
		pp 422-523	-0.1453			nn 400-301	0.1324
		pp 413-514	0.6931	14.89	21.797	nn 640-301	0.7624
		pp 402-503	-0.0367			nn 301-402	0.3716
		pp 303-404	-0.0746			nn 532-413	0.2081
		pp 413-514	-0.0601			nn 532-633	0.2108



Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$			
10.72	0.482	pp 404-505	0.0652	10.80	0.0087	nn 512-422	-0.0925			
		pp 651-303	-0.9986			nn 413-514	0.2649			
		nn 550-640	-0.0369			pp 530-631	-0.0573			
		nn 640-541	-0.0443			pp 440-541	0.1251			
		nn 404-505	-0.0325			pp 631-532	-0.0419			
		nn 404-505	-0.1120			pp 651-752	-0.0330			
		pp 550-651	0.3851			pp 651-523	-0.0422			
		pp 530-660	0.3617			pp 312-413	0.0346			
		pp 411-761	-0.0318			pp 532-633	-0.2087			
		pp 400-301	0.1776			pp 642-743	-0.0459			
10.81	0.615	pp 660-532	0.8031	10.82	1.765	pp 404-505	-0.0788			
		pp 301-402	0.1133			nn 301-400	-0.0791			
		pp 413-514	0.0716			nn 431-532	-0.0648			
		nn 404-505	-0.0728			nn 400-301	0.1630			
		pp 550-651	0.5699			nn 640-301	-0.6428			
		pp 530-660	0.5217			nn 301-402	0.4955			
		pp 411-761	-0.0466			nn 402-303	-0.0325			
		pp 400-301	0.1656			nn 532-413	0.1633			
		pp 660-532	-0.5887			nn 532-633	0.2292			
		pp 301-402	0.1017			nn 512-422	-0.0902			
10.82	1.765	pp 413-514	0.0646	10.88	0.0032	nn 413-514	0.3315			
		pp 550-651	0.6229			pp 530-631	-0.0640			
		pp 530-660	-0.7634			pp 440-541	0.1262			
		pp 411-761	-0.0547			pp 631-532	-0.0469			
		pp 400-301	0.1223			pp 651-752	-0.0350			
		pp 301-402	0.0729			pp 651-523	-0.0407			
		pp 413-514	0.0487			pp 312-413	0.0376			
		nn 400-541	-0.9993			pp 532-633	-0.2369			
		nn 550-640	-0.0374			pp 642-743	-0.0511			
		nn 404-505	-0.0503			pp 404-505	-0.0810			
10.92	0.7203	pp 550-651	-0.0501	10.97	61.2056	nn 631-541	0.1995			
		pp 530-660	-0.0387			nn 301-402	0.1110			
		pp 411-761	0.9229			nn 532-633	-0.0490			
		pp 400-301	0.3607			nn 413-514	0.0679			
		pp 301-402	0.0657			pp 530-631	-0.0469			
		pp 310-411	-0.1193			pp 440-541	0.0522			
		pp 301-400	-0.0336			pp 631-532	-0.0346			
		pp 550-651	0.0979			pp 541-642	0.0906			
		pp 420-301	0.0478			pp 761-422	0.0412			
		pp 411-761	0.2526			pp 512-422	-0.0418			
11.00	36.298	pp 411-512	-0.1900	11.02	0.282	pp 431-523	-0.0585			
		pp 400-301	-0.7261			pp 532-633	0.4279			
		pp 301-402	0.5658			pp 633-523	0.8480			
		pp 422-523	0.0483			pp 303-404	0.0463			
		pp 413-514	0.0971			pp 404-505	-0.0533			
		pp 624-505	-0.0517			nn 431-532	0.0396			
		nn 512-411	0.0375			nn 400-301	-0.1731			
		pp 431-541	0.0903			nn 301-402	0.6540			
		pp 420-301	-0.9780			nn 413-514	-0.7211			
		pp 400-301	-0.0417			pp 530-631	0.0478			
11.02	0.394	pp 301-402	0.0525	11.02	5.704	pp 440-541	-0.0381			
		pp 624-505	0.1639			pp 631-532	0.0354			
		nn 512-411	0.0673			pp 541-642	0.0458			
		pp 431-541	0.0322			pp 512-422	-0.0408			
		pp 420-301	0.1760			pp 532-633	0.0512			
		pp 400-301	-0.0325			pp 633-523	-0.0456			
		pp 301-402	0.0452			nn 400-301	0.0351			
						15.13	280.156			

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$				
11.03	7.592	pp 624-505	0.9787			nn 301-402	-0.0585				
		nn 660-541	0.1052			nn 532-633	0.1164				
		nn 512-411	0.9881			nn 413-514	-0.1445				
		pp 624-505	-0.0788			pp 530-631	0.1045				
11.06	94.660	nn 550-640	0.0779			pp 440-541	-0.0479				
		nn 550-660	-0.0483			pp 440-521	-0.0392				
		nn 530-631	-0.0563			pp 631-532	0.0780				
		nn 420-521	-0.0437			pp 541-642	-0.2873				
		nn 411-512	-0.0581			pp 521-431	-0.0321				
		nn 660-541	0.9576			pp 512-422	0.8398				
		nn 631-532	-0.0388			pp 431-523	0.0379				
		nn 512-411	-0.1240			pp 411-312	0.0442				
		nn 422-523	-0.0483			pp 642-532	0.0377				
		nn 402-503	0.0498			pp 312-413	-0.0420				
		nn 651-532	0.0580			pp 532-633	-0.2248				
		nn 413-514	-0.0799			pp 532-633	-0.0474				
		nn 633-523	0.0323			pp 642-743	0.0444				
		nn 404-505	-0.1042			pp 633-523	0.2517				
		nn 404-505	0.0669			pp 303-404	-0.0664				
		pp 301-402	0.0663			pp 404-505	0.0615				
11.08	17.988	nn 550-640	-0.0359			nn 550-631	0.0348				
		nn 660-541	0.2841			nn 400-301	0.2483				
		pp 301-402	-0.0527			nn 301-402	-0.1351				
		pp 512-642	0.9554			nn 541-642	0.0444				
11.12	0.222	nn 550-640	-0.7701			nn 532-633	-0.0427				
		nn 420-521	0.1091			nn 532-633	0.2095				
		nn 640-541	-0.0453			nn 512-422	-0.0468				
		nn 660-541	0.0476			nn 503-413	-0.0467				
		nn 761-642	0.0747			nn 413-514	-0.2009				
		nn 422-523	0.0836			pp 530-631	0.1737				
		nn 404-505	-0.1317			pp 440-541	-0.0630				
		pp 310-411	0.2210			pp 440-521	-0.0696				
		pp 550-651	-0.0891			pp 631-532	0.1307				
		pp 530-660	-0.0448			pp 301-402	0.0348				
		pp 420-301	0.0397			pp 541-651	0.0407				
		pp 411-761	-0.0887			pp 541-642	-0.5352				
		pp 411-512	0.4410			pp 521-431	-0.0407				
		pp 660-532	-0.0340			pp 512-422	-0.5219				
		pp 301-402	0.2718			pp 431-523	0.0446				
		pp 512-642	-0.0602			pp 411-312	0.0660				
pp 422-523	0.0561	pp 651-752	0.0328								
pp 402-503	0.0526	pp 642-532	0.0496								
pp 624-505	-0.0515	pp 312-413	-0.0605								
11.16	61.997	nn 550-640	0.5684	15.17	756.745	pp 532-633	-0.2596				
		nn 660-541	-0.1304			pp 532-633	-0.0634				
		nn 651-532	0.0430			pp 413-514	-0.0337				
		nn 413-514	-0.0421			pp 402-303	0.0382				
		nn 404-505	-0.0545			pp 642-303	0.0651				
		pp 310-411	0.1758			pp 642-743	0.0661				
		pp 550-651	-0.0374			pp 633-523	0.2600				
		pp 411-761	-0.0503			pp 303-404	-0.0908				
		pp 411-512	0.6439			pp 404-505	0.0829				
		pp 400-301	0.0904			nn 400-301	0.8712				
		pp 301-402	0.4251			nn 301-402	-0.1092				
		pp 413-514	-0.0404			nn 633-743	-0.0678				
		11.24	26.146			nn 550-640	0.0780	15.20	8.022	nn 413-514	-0.3017
						nn 660-541	-0.0360			pp 530-631	-0.0947

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
		nn 761-642	0.0627			pp 440-521	0.0347
		nn 651-532	0.0334			pp 631-532	-0.0717
		pp 310-411	0.8713			pp 541-642	0.2854
		pp 550-651	-0.0359			pp 512-422	0.0877
		pp 411-761	-0.0396			pp 411-312	-0.0320
		pp 411-512	-0.4396			pp 532-633	0.0830
		pp 400-301	0.0525			pp 642-303	-0.0562
		pp 301-402	0.1431			pp 642-743	-0.0341
		nn 550-640	-0.0833			pp 633-523	-0.0810
		nn 420-521	-0.0601			pp 404-505	-0.0345
11.28	6.392	nn 761-642	-0.9877	15.22	3.999	pp 541-642	-0.0799
		nn 422-523	-0.0405			pp 642-303	-0.9954
		nn 404-505	0.0336	15.26	6.489	nn 413-743	0.9964
		pp 310-411	0.0698			pp 541-642	0.0623
		pp 301-402	0.0464			nn 532-633	0.0395
		nn 550-400	-0.0319			pp 530-631	0.0745
		nn 550-640	-0.1727	15.29	22.169	pp 440-521	-0.9633
		nn 550-660	-0.2378			pp 640-501	0.0942
		nn 550-651	-0.0439			pp 631-532	0.0594
		nn 530-631	-0.1082			pp 541-642	0.2204
		nn 420-521	-0.4291			nn 550-631	0.0821
		nn 411-512	-0.1191			nn 400-301	-0.0415
		nn 400-501	-0.0533			nn 541-642	0.0595
		nn 640-761	0.0317			nn 651-303	0.1090
		nn 660-541	-0.1714			nn 532-633	-0.0575
		nn 651-541	-0.0884			nn 532-633	0.2421
		nn 631-532	-0.0759			nn 512-422	-0.0510
		nn 541-651	0.0880			nn 503-413	-0.0321
		nn 541-642	-0.0460			nn 422-514	-0.0468
		nn 521-422	-0.0557			nn 413-743	-0.0733
		nn 761-642	0.0926			nn 633-523	-0.0326
		nn 501-402	-0.0363			nn 503-413	-0.1608
		nn 422-523	-0.2739			nn 413-514	0.0750
11.36	678.790	nn 422-512	0.0411	15.30	764.878	nn 404-505	-0.0357
		nn 411-512	-0.0656			pp 530-631	0.5136
		nn 402-503	0.1088			pp 440-541	-0.0658
		nn 651-752	0.0447			pp 440-521	0.2011
		nn 651-532	0.5977			pp 640-501	-0.2018
		nn 651-503	-0.1486			pp 631-532	0.4166
		nn 642-532	0.0630			pp 541-642	0.5281
		nn 532-633	0.0713			pp 411-312	0.0856
		nn 532-633	-0.0541			pp 651-752	0.0366
		nn 413-514	-0.1588			pp 312-413	-0.0727
		nn 413-503	-0.0784			pp 532-633	-0.0642
		nn 402-503	-0.0631			pp 642-743	0.1046
		nn 642-743	-0.0609			pp 633-523	0.0624
		nn 633-523	0.1223			pp 303-404	-0.0444
		nn 633-523	0.0484			pp 404-505	0.0764
		nn 404-505	-0.1990			nn 503-413	-0.0478
		nn 404-505	0.1397	15.37	9.812	pp 530-631	0.5822
		pp 310-411	-0.0844			pp 631-532	-0.8100
		pp 411-512	-0.0573			nn 550-631	0.0736
		pp 301-402	0.0440			nn 431-532	-0.0617
11.47	8.451	nn 550-400	0.1729	15.40	233.480	nn 400-301	-0.1085
		nn 550-640	0.0918			nn 301-402	-0.0770
		nn 420-521	0.6740			nn 541-642	0.0319
		nn 521-422	0.0348			nn 532-633	0.1165

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
		nn 761-642	-0.0551			nn 422-514	-0.0471
		nn 422-523	0.1625			nn 503-413	-0.8933
		nn 651-532	0.6577			nn 413-514	-0.0801
		nn 404-505	-0.0689			pp 530-631	-0.3279
		pp 310-411	-0.0482			pp 631-532	-0.1691
		pp 301-402	-0.0604			pp 541-642	0.0545
		pp 532-422	0.1381			nn 503-413	0.0431
		pp 402-503	0.0457	15.47	16.889	pp 530-631	-0.0456
		nn 550-400	0.9826			pp 503-633	-0.9954
11.49	1.554	nn 420-521	-0.1498			nn 301-400	-0.0353
		nn 651-532	-0.0974			nn 550-631	0.3228
		nn 550-660	-0.5744			nn 431-532	-0.1879
		nn 530-631	-0.0694			nn 431-512	0.0375
		nn 420-521	0.4841			nn 420-761	0.0646
		nn 411-512	-0.0785			nn 411-512	-0.0395
		nn 411-501	0.0340			nn 400-301	-0.1695
		nn 400-501	-0.0365			nn 301-402	-0.1419
		nn 660-541	-0.0732			nn 541-651	-0.0387
		nn 651-541	-0.0887			nn 541-642	0.0768
		nn 631-532	-0.0489			nn 521-431	0.0327
		nn 541-651	0.0836			nn 431-523	0.0320
		nn 541-642	-0.0393			nn 402-303	-0.0773
		nn 521-422	-0.0415			nn 402-503	0.0428
		nn 422-523	-0.3585			nn 642-532	-0.0375
		nn 422-512	0.0477			nn 532-633	-0.0771
		nn 411-512	-0.0427			nn 532-633	0.2592
11.58	433.429	nn 402-503	0.0722			nn 512-422	-0.0565
		nn 651-532	-0.3720			nn 503-413	-0.0349
		nn 642-532	0.0576			nn 422-514	-0.2549
		nn 532-633	0.0621			nn 413-514	-0.0469
		nn 532-633	-0.0453			nn 402-503	-0.0353
		nn 413-514	-0.1012			nn 633-523	-0.0442
		nn 413-503	-0.1524	15.48	2153.390	nn 503-413	0.3918
		nn 402-503	-0.0438			nn 413-514	-0.1296
		nn 642-743	-0.0376			nn 404-505	-0.0552
		nn 633-523	0.1511			pp 530-631	-0.3882
		nn 633-523	0.0425			pp 440-541	-0.0433
		nn 404-505	-0.1280			pp 440-521	0.0449
		nn 404-505	0.0494			pp 400-301	0.0323
		pp 310-411	-0.0748			pp 631-532	-0.2570
		pp 411-512	-0.0638			pp 312-402	-0.0364
		pp 402-503	0.0497			pp 301-402	0.0431
11.65	0.314	pp 431-521	0.0431			pp 541-651	0.0383
		pp 303-642	0.9986			pp 541-642	0.2648
		nn 420-521	-0.0343			pp 512-422	-0.0439
11.66	0.127	nn 422-523	0.0773			pp 422-523	-0.0353
		pp 402-512	-0.9954			pp 411-312	0.1932
		nn 550-660	-0.1090			pp 642-532	0.0418
		nn 420-521	-0.0371			pp 312-413	-0.0925
		nn 422-523	0.0834			pp 312-402	-0.0318
		pp 310-411	0.0509			pp 532-633	-0.1307
11.67	12.269	pp 431-521	0.9751			pp 532-633	-0.0782
		pp 411-512	0.0517			pp 512-422	-0.0622
		pp 400-301	-0.0475			pp 413-514	-0.0431
		pp 301-402	-0.0803			pp 402-303	0.0381
		pp 761-411	-0.0502			pp 642-743	0.1237
		pp 402-303	0.0409			pp 633-523	0.0974

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
11.69	0.869	pp 303-642	-0.0482	15.55	126.485	pp 303-404	-0.0909
		pp 413-514	0.0358			pp 503-633	0.0955
		pp 303-404	-0.0367			pp 413-514	0.0349
		nn 422-523	-0.0320			pp 404-505	0.0683
		pp 431-521	-0.0529			pp 404-734	0.0447
11.72	9.115	pp 761-411	-0.9972	15.57	0.4520	pp 404-505	-0.0395
		nn 550-660	0.2097			nn 550-631	0.1992
		nn 422-523	0.1469			nn 431-532	-0.0583
		nn 413-503	-0.9631			nn 532-633	0.0470
		nn 633-523	0.0365			nn 422-514	0.9540
11.81	23.800	nn 550-660	0.0807	15.58	0.3357	nn 503-413	0.0378
		nn 411-761	0.9864			pp 530-631	-0.0700
		nn 422-523	0.0615			pp 400-312	0.0504
		nn 413-503	0.0464			pp 631-532	-0.0480
		nn 633-523	0.0718			pp 541-642	0.0730
11.85	1079.34	pp 402-503	0.0330	15.59	292.373	pp 411-312	0.1029
		nn 550-660	0.3261			pp 312-413	-0.0327
		nn 530-631	-0.0599			pp 532-633	-0.0414
		nn 420-521	0.0388			pp 532-633	-0.0340
		nn 411-512	-0.0708			pp 642-743	0.0435
11.85	1079.34	nn 411-761	-0.1557	15.61	26.4989	nn 550-631	0.1145
		nn 411-501	0.0705			pp 400-312	-0.9926
		nn 400-501	-0.0379			nn 550-631	0.0466
		nn 660-541	-0.0461			nn 431-532	0.0653
		nn 651-541	-0.1264			nn 541-411	0.9955
11.85	1079.34	nn 631-532	-0.0426	15.59	292.373	nn 550-631	-0.8693
		nn 541-651	0.1035			nn 431-532	-0.0825
		nn 541-642	-0.0371			nn 532-633	0.0529
		nn 521-422	-0.0599			nn 422-514	0.0856
		nn 422-523	0.2565			nn 503-413	0.0337
11.85	1079.34	nn 422-512	0.1390	15.59	292.373	pp 530-631	-0.1086
		nn 411-512	-0.0413			pp 400-312	-0.1002
		nn 402-503	0.0674			pp 631-532	-0.0751
		nn 651-532	-0.1107			pp 312-402	-0.0509
		nn 642-532	0.0647			pp 541-642	0.1299
11.85	1079.34	nn 532-633	0.0620	15.59	292.373	pp 411-312	0.3330
		nn 532-633	-0.0397			pp 312-413	-0.0691
		nn 413-514	-0.0876			pp 312-402	-0.0338
		nn 413-503	0.1674			pp 532-633	-0.0782
		nn 402-503	-0.0461			pp 532-633	-0.0760
11.85	1079.34	nn 642-743	-0.0354	15.59	292.373	pp 512-422	-0.0804
		nn 633-523	0.5074			pp 642-743	0.0941
		nn 633-523	0.0436			pp 633-523	0.0559
		nn 404-505	-0.1106			pp 303-404	-0.0526
		pp 310-411	-0.1897			pp 404-505	0.0354
11.85	1079.34	pp 301-400	0.0598	15.59	292.373	pp 404-734	0.1056
		pp 550-660	-0.0473			nn 550-631	-0.1320
		pp 550-651	-0.0756			nn 431-532	-0.8070
		pp 530-651	0.0376			nn 400-301	-0.0962
		pp 431-532	-0.0554			nn 301-402	-0.0866
11.85	1079.34	pp 431-521	0.0937	15.61	26.4989	nn 541-411	0.0854
		pp 420-521	-0.0458			nn 402-303	-0.0881
		pp 411-312	-0.1421			nn 422-514	0.0374
		pp 411-761	-0.0780			nn 413-514	-0.1186
		pp 411-512	-0.1879			pp 530-631	0.0986
11.85	1079.34	pp 640-761	0.1218	15.61	26.4989	pp 420-312	-0.0601
		pp 640-512	-0.0488			pp 631-532	0.0682

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
		pp 400-301	0.1308			pp 411-312	-0.4164
		pp 660-541	-0.0826			pp 312-413	0.0693
		pp 651-532	-0.0583			pp 642-743	-0.1403
		pp 301-402	0.2044			pp 404-734	-0.2404
		pp 512-411	0.0455			nn 431-532	0.1459
		pp 431-532	0.0828	15.62	4.2050	pp 411-312	0.2333
		pp 422-523	-0.0819			pp 642-743	0.0391
		pp 422-512	-0.0486			pp 404-734	-0.9582
		pp 411-512	0.0586			nn 550-631	-0.1719
		pp 651-752	-0.0423			nn 431-532	0.4102
		pp 402-303	-0.1736			nn 431-512	0.0359
		pp 651-532	0.0422			nn 420-501	0.0579
		pp 422-523	0.0735			nn 400-301	-0.0395
		pp 413-514	-0.1237			nn 301-402	-0.0414
		pp 402-303	-0.0441			nn 541-642	0.0389
		pp 402-503	0.2400			nn 431-523	0.0329
		pp 303-404	0.1079			nn 402-303	-0.0677
		pp 503-404	-0.0719			nn 532-633	-0.0402
		pp 413-514	0.0583			nn 532-633	0.1144
		pp 404-505	-0.0492			nn 422-514	0.0657
		pp 404-505	-0.0615			nn 503-413	0.0537
		nn 550-660	0.0986			pp 530-631	-0.1054
		nn 411-501	0.0465	15.68	826.967	pp 420-312	-0.0532
		nn 651-541	-0.0727			pp 631-532	-0.0738
		nn 541-651	0.0599			pp 312-402	-0.1661
		nn 521-422	-0.0874			pp 541-642	0.1019
		nn 422-523	0.0777			pp 521-642	-0.0395
		nn 422-512	0.1380			pp 411-312	-0.7439
		nn 651-532	-0.0369			pp 312-413	-0.1169
		nn 642-532	0.0389			pp 312-402	-0.0483
		nn 532-633	0.0413			pp 532-633	-0.0730
		nn 532-633	-0.0325			pp 532-633	-0.0819
		nn 413-503	0.0467			pp 512-422	-0.1815
		nn 633-523	0.5991			pp 642-743	0.2193
		nn 743-404	-0.0362			pp 633-523	0.0521
		pp 310-411	0.1695			pp 303-404	-0.0595
		pp 301-400	-0.0674			pp 404-505	0.0470
		pp 550-660	0.0926			pp 404-734	-0.0900
11.91	161.145	pp 550-651	0.0571			nn 301-651	0.0849
		pp 440-532	0.0389			nn 550-631	-0.0585
		pp 431-532	0.0584			nn 431-532	0.0412
		pp 431-521	-0.1061			nn 420-501	0.0811
		pp 420-521	0.0462	15.73	94.734	nn 532-633	0.0509
		pp 411-312	0.1873			pp 312-402	0.9741
		pp 411-761	0.0733			pp 411-312	-0.0921
		pp 411-512	0.1784			pp 312-413	-0.0383
		pp 640-761	-0.0672			pp 642-743	0.1029
		pp 400-301	-0.1673			nn 420-501	0.9455
		pp 660-541	0.1632	15.75	0.201	pp 312-402	-0.0776
		pp 651-541	0.0573			pp 512-422	0.3118
		pp 651-532	0.0370			nn 550-631	-0.0711
		pp 301-402	-0.2645			nn 431-512	0.0339
		pp 541-651	0.0636			nn 420-501	-0.2944
		pp 541-642	0.0406	15.76	171.549	nn 402-303	-0.0436
		pp 512-411	-0.1460			nn 532-633	0.0722
		pp 431-532	-0.0397			pp 530-631	-0.0390
		pp 422-523	0.0936			pp 521-642	-0.0331

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
		pp 422-512	0.0987			pp 501-651	0.1111
		pp 411-512	-0.0555			pp 411-312	-0.0909
		pp 402-303	0.3464			pp 312-413	-0.0597
		pp 651-532	-0.0794			pp 512-422	0.9064
		pp 642-532	0.0455			pp 642-743	0.1987
		pp 532-633	-0.0584			nn 550-631	-0.0420
		pp 532-633	0.0482			nn 431-532	0.2306
		pp 422-523	-0.0425			nn 431-512	0.0464
		pp 413-514	0.1429			nn 400-301	-0.0738
		pp 413-503	-0.0480			nn 301-402	-0.0760
		pp 402-303	0.0861			nn 521-431	0.0513
		pp 402-503	-0.1569			nn 431-523	0.1718
		pp 633-523	0.0458			nn 402-303	-0.6780
		pp 633-523	0.0330	15.84	249.167	nn 532-633	0.0590
		pp 303-404	-0.2097			nn 413-514	-0.0904
		pp 503-404	0.0477			pp 541-642	0.0333
		pp 413-514	-0.0482			pp 521-642	0.0639
		pp 404-505	0.0358			pp 411-312	0.0342
		pp 404-505	0.0546			pp 312-413	0.0666
		nn 420-521	-0.0439			pp 312-402	-0.0609
		nn 521-422	0.9765			pp 532-633	-0.0438
11.95	0.933	nn 422-523	-0.1006			pp 512-422	0.0796
		nn 633-523	0.1503			pp 642-743	-0.6242
		pp 640-761	0.0331			nn 431-523	0.9577
		pp 402-503	0.0595	15.88	0.074	nn 402-303	0.2795
		nn 521-422	0.0676			pp 312-402	0.0448
11.97	0.940	nn 422-512	0.9489			pp 642-743	-0.0462
		nn 633-523	-0.2663			nn 431-532	-0.0362
		pp 512-411	-0.1514			nn 431-523	0.0988
		nn 422-512	0.1613			nn 402-303	-0.4164
		nn 633-523	0.0365			pp 312-402	-0.0372
		pp 411-312	0.0387			pp 541-642	-0.0565
11.97	13.340	pp 301-402	-0.0410			pp 521-642	0.0382
		pp 512-411	0.9763			pp 411-312	0.0422
		pp 402-303	0.0660	15.89	78.855	pp 411-503	0.0339
		pp 402-503	-0.0439			pp 312-413	0.0781
		pp 303-404	-0.0336			pp 312-402	0.7993
		nn 550-660	0.0631			pp 532-633	0.0452
		nn 411-501	0.9393			pp 532-633	0.1126
		nn 651-541	-0.1054			pp 512-422	-0.0905
		nn 541-651	0.0697			pp 642-743	0.3618
		nn 422-523	0.0340			pp 303-404	0.0350
		nn 422-512	-0.0804			nn 550-631	-0.0394
		nn 642-532	0.0399			nn 431-532	0.0573
		nn 532-633	0.0366			nn 431-512	0.1366
12.06	28.066	nn 633-523	-0.2212			nn 521-431	0.0467
		nn 404-505	-0.0361			nn 761-422	0.0578
		pp 640-761	0.0326			nn 431-523	-0.1523
		pp 660-541	0.0481			nn 402-303	0.3601
		pp 651-532	-0.0495	15.92	415.764	nn 532-633	0.0671
		pp 422-512	0.0332			pp 521-651	0.0438
		pp 402-303	0.1047			pp 541-642	0.0425
		pp 402-503	0.0548			pp 521-642	-0.5295
		pp 303-404	-0.0429			pp 411-312	-0.0544
		nn 411-501	-0.0352			pp 411-503	-0.0569
12.09	0.395	nn 642-752	-0.9930			pp 312-413	-0.1445
		pp 651-532	-0.0868			pp 312-402	0.5034

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
12.10	11.507	nn 550-660	0.0483	15.93	295.4696	pp 532-633	-0.0369
		nn 411-501	-0.1628			pp 532-633	-0.0799
		nn 651-541	-0.1125			pp 512-422	0.0549
		nn 541-651	0.0682			pp 642-743	-0.4667
		nn 422-512	-0.0441			pp 303-404	-0.0356
		nn 642-532	0.0381			nn 431-532	0.0641
		nn 642-752	0.1125			nn 431-512	0.1330
		nn 532-633	0.0345			nn 301-402	-0.0328
		nn 633-523	-0.1369			nn 521-431	0.0458
		pp 530-651	0.1874			nn 761-422	0.1388
		pp 640-761	0.0579			nn 431-523	-0.1018
		pp 660-541	0.0796			nn 402-303	0.2847
		pp 651-532	-0.8987			nn 532-633	0.0515
		pp 301-402	-0.0389			nn 413-514	-0.0321
		pp 422-512	0.0612			pp 521-651	-0.1166
		pp 402-303	0.1762			pp 541-642	0.0419
		pp 402-503	0.1023			pp 521-642	0.8209
		pp 303-404	-0.0529			pp 411-312	-0.0374
pp 503-404	-0.0321	pp 411-503	-0.1433				
12.11	7.301	nn 411-501	-0.0765	15.93	11.933	pp 312-413	-0.1032
		nn 651-541	-0.0728			pp 312-402	0.2705
		nn 541-651	0.0427			pp 532-633	-0.0359
		nn 633-523	-0.0782			pp 532-633	-0.0857
		pp 530-651	0.9352			pp 512-422	0.0527
		pp 640-761	0.0352			pp 642-743	-0.2005
		pp 660-541	0.0410			pp 303-404	-0.0331
		pp 651-532	0.2852			nn 761-422	-0.9812
		pp 422-512	0.0329			nn 402-303	0.0433
		pp 402-303	0.0914			pp 521-642	0.0731
pp 402-503	0.0642	pp 411-503	-0.1423				
12.13	304.570	nn 550-660	0.1394	15.94	31.928	pp 312-402	0.0607
		nn 530-631	-0.0512			pp 642-743	-0.0477
		nn 411-512	-0.0600			nn 431-512	0.0638
		nn 411-501	-0.2588			nn 761-422	-0.1189
		nn 660-541	-0.0368			nn 402-303	0.0751
		nn 651-541	-0.3999			pp 521-642	0.0979
		nn 631-532	-0.0363			pp 411-503	0.9765
		nn 541-651	0.2193			pp 312-413	-0.0367
		nn 541-642	-0.0602			pp 312-402	0.0440
		nn 422-523	0.0607			pp 642-743	-0.0739
		nn 422-512	-0.1139			nn 431-512	0.9661
		nn 402-503	0.0552			pp 541-642	-0.0393
		nn 651-532	-0.0730			pp 521-642	-0.0438
		nn 642-532	0.1173			pp 411-503	-0.0321
		nn 532-633	0.1018			pp 312-413	0.1400
		nn 532-633	-0.0653			pp 312-402	-0.1032
		nn 413-514	-0.0738			pp 532-633	0.0332
		nn 413-503	0.0591			pp 532-633	0.1071
nn 402-503	-0.0348	pp 512-422	-0.0440				
nn 633-523	-0.3390	pp 642-743	0.0991				
nn 633-523	0.0725	nn 431-532	0.0880				
nn 404-505	-0.0949	nn 431-512	-0.0819				
pp 550-660	0.0417	nn 400-301	-0.0497				
pp 530-651	-0.2921	nn 301-402	-0.0553				
pp 640-761	0.1637	nn 521-431	0.6144				
pp 640-512	-0.0448	nn 501-422	0.0730				
pp 660-541	0.1447	nn 431-523	-0.0424				



Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
		pp 651-532	0.3047			nn 431-512	0.1283
		pp 301-402	-0.0411			nn 402-303	0.1389
		pp 532-651	-0.0402			nn 532-633	0.0661
		pp 431-532	0.0734			nn 413-514	-0.0589
		pp 422-512	0.1292			pp 312-413	0.7289
		pp 402-303	0.3272			pp 532-633	-0.0582
		pp 651-532	-0.0345			pp 642-743	0.0496
		pp 402-303	0.0349			nn 521-431	-0.5021
		pp 402-503	0.3130			nn 501-422	0.0328
		pp 303-404	-0.0846	16.11	69.677	nn 431-512	0.8207
		pp 503-404	-0.1005			nn 402-303	0.0350
		nn 651-541	-0.0604			pp 312-413	0.2441
12.20	0.911	pp 411-312	0.0331			pp 532-633	-0.0812
		pp 660-541	0.0751			nn 431-532	-0.0523
		pp 422-512	-0.9743			nn 301-402	0.0328
		pp 402-303	0.1917			nn 521-431	0.5725
		nn 651-541	-0.1072			nn 501-422	-0.0409
		nn 541-651	0.0321			nn 431-512	0.5489
12.24	3.649	pp 411-312	0.0473			nn 402-303	-0.0695
		pp 660-541	0.8550			nn 413-514	0.0380
		pp 402-303	-0.4919	16.12	285.420	pp 541-642	-0.0551
		pp 402-503	-0.0781			pp 312-413	-0.5013
		nn 550-640	-0.0321			pp 312-402	-0.0555
		nn 550-660	0.0616			pp 532-633	0.0495
		nn 420-521	0.0754			pp 532-633	0.2829
		nn 411-512	-0.0344			pp 512-422	-0.0443
		nn 411-501	-0.0501			pp 503-413	0.0364
		nn 651-541	-0.5644			pp 303-404	0.0448
		nn 541-651	0.1538			nn 521-431	-0.0521
		nn 521-422	0.0909			nn 501-422	0.9637
		nn 422-523	0.1433			nn 431-512	-0.0367
		nn 422-512	-0.0425	16.18	10.147	nn 532-633	0.0330
		nn 402-503	0.0352			pp 651-301	-0.0562
		nn 651-532	-0.0334			pp 312-413	-0.0345
		nn 642-532	0.0692			pp 532-633	0.2322
		nn 532-633	0.0534			pp 312-422	-0.0382
12.25	118.598	nn 413-514	-0.0449	16.23	3.3375	pp 642-523	-0.9959
		nn 633-523	-0.1068			pp 532-633	0.0638
		nn 633-523	0.0390			nn 501-422	-0.0681
		nn 404-505	-0.0521			nn 532-633	0.0375
		nn 404-505	0.0545			pp 312-422	-0.9708
		pp 411-312	0.1963	16.26	68.217	pp 642-523	0.0560
		pp 640-761	-0.1882			pp 312-413	0.0573
		pp 640-512	0.0342			pp 532-633	0.1939
		pp 660-541	-0.3384			pp 642-743	-0.0366
		pp 651-532	-0.0338			nn 550-631	-0.0713
		pp 532-651	0.0499			nn 530-631	-0.0350
		pp 431-532	-0.0501			nn 431-532	0.0669
		pp 402-303	-0.2936			nn 431-512	-0.0925
		pp 402-503	-0.4931			nn 411-512	-0.0454
		pp 503-404	0.2011			nn 400-301	-0.0562
		pp 411-312	0.4573	16.30	2486.664	nn 400-501	-0.0327
		pp 660-541	-0.0923			nn 651-541	0.0336
12.30	4.972	pp 402-303	-0.1681			nn 301-402	-0.0680
		pp 402-503	-0.0389			nn 541-651	-0.0441
		pp 503-404	-0.8649			nn 541-642	0.0771
12.30	10.357	nn 651-541	0.1039			nn 521-431	-0.1622

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
		pp 411-312	0.7106			nn 501-422	-0.2259
		pp 640-761	0.1051			nn 431-523	-0.0472
		pp 660-541	-0.1173			nn 431-512	-0.0777
		pp 532-651	-0.0326			nn 411-512	-0.0348
		pp 422-512	-0.0362			nn 402-303	0.1047
		pp 402-303	-0.2165			nn 402-503	0.0487
		pp 402-503	0.4757			nn 642-532	-0.0422
		pp 303-404	-0.0356			nn 532-633	-0.0826
		pp 503-404	0.4190			nn 532-633	0.1884
		nn 651-541	0.0316			nn 512-422	-0.0395
12.34	0.046	pp 640-761	0.1564			nn 422-514	0.0347
		pp 532-651	-0.9718			nn 413-514	-0.0540
		pp 402-503	-0.1694			nn 402-503	-0.0394
		nn 651-541	0.0860			nn 642-743	-0.0328
		nn 631-761	0.1029			nn 633-523	-0.0483
		pp 411-312	0.0636			nn 503-413	0.0463
12.35	0.822	pp 640-761	0.8937			nn 413-514	-0.0473
		pp 532-651	0.2127			nn 404-505	-0.0639
		pp 402-503	-0.3584			pp 400-501	0.0411
		pp 503-404	0.0592			pp 312-422	0.2315
		nn 550-660	0.0799			pp 642-523	0.0645
		nn 530-631	-0.0452			pp 312-413	0.1378
		nn 420-521	0.0520			pp 303-422	0.0537
		nn 411-512	-0.0546			pp 532-633	0.8207
		nn 411-501	-0.0452			pp 503-413	0.0836
		nn 651-541	0.5855			pp 642-743	-0.0950
		nn 631-532	-0.0323	16.38	2.534	pp 532-633	-0.1095
		nn 541-651	0.6654			pp 503-413	0.9939
		nn 541-642	-0.0605	16.57	3.017	pp 303-633	-0.9995
		nn 521-422	0.0494	16.68	6.004	pp 422-514	0.9992
		nn 422-523	0.1041	16.81	0.732	pp 631-541	0.9999
		nn 422-512	-0.0415			pp 431-761	-0.5947
		nn 411-512	-0.0354	16.90	8.562	pp 532-633	-0.0320
		nn 402-503	0.0542			pp 523-633	0.0503
		nn 651-532	-0.0475			pp 503-413	0.8005
12.42	491.818	nn 642-532	0.1765	16.90	1.108	pp 431-761	0.8046
		nn 532-633	0.1114			pp 503-413	0.5931
		nn 532-633	-0.0600			pp 400-501	-0.0353
		nn 413-514	-0.0682	16.91	10.076	pp 523-633	-0.9971
		nn 413-503	0.0318			pp 503-413	0.0537
		nn 402-503	-0.0367			nn 523-413	-0.9987
		nn 642-743	-0.0330	17.03	0.126	pp 400-501	0.0484
		nn 633-523	-0.1180			pp 400-501	-0.4045
		nn 633-523	0.0837	17.07	41.158	pp 501-402	-0.0632
		nn 404-505	-0.0827			pp 651-503	0.9088
		nn 404-505	0.0421			nn 431-532	0.0337
		pp 411-312	0.0692			nn 301-402	-0.0329
		pp 640-761	-0.1678			nn 422-523	0.0351
		pp 532-651	0.0318			nn 523-413	-0.0431
		pp 431-532	0.0341	17.07	153.524	nn 413-514	-0.0379
		pp 402-503	-0.1864			pp 400-501	-0.8855
		pp 503-404	0.0439			pp 501-402	-0.1280
		nn 541-651	0.0321			pp 651-503	-0.4176
		pp 550-660	0.0432			pp 312-413	-0.0319
12.46	12.265	pp 411-312	-0.0835			pp 523-633	0.0379
		pp 660-541	-0.0463	17.10	3.187	pp 400-501	-0.0335
		pp 532-431	-0.9760			pp 431-512	0.9991

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
12.47	224.899	pp 402-303	-0.0927	17.17	5.633	pp 431-512	-0.9977
		pp 651-532	-0.0464			pp 420-501	-0.0365
		pp 413-503	-0.1096	17.19	0.521	pp 431-512	0.0376
		pp 402-503	0.0442			pp 420-501	-0.9990
		pp 303-404	-0.0605	17.21	9.855	nn 413-505	-0.9975
		nn 651-541	0.0390			pp 743-633	-0.0354
		nn 541-651	0.1270	17.21	1.217	nn 413-505	0.0380
		nn 422-523	-0.0382			pp 501-402	-0.0425
		pp 310-411	0.0635	17.24	2.963	pp 743-633	-0.9977
		pp 301-400	-0.0431			pp 310-431	-0.9852
		pp 550-660	0.1843	17.24	2.963	pp 400-501	0.0472
		pp 440-532	0.0520			pp 501-402	-0.1613
		pp 431-532	0.0381	17.25	40.100	pp 310-431	0.1691
		pp 420-521	0.0320			pp 400-501	0.1500
		pp 411-312	-0.3198	17.25	40.100	pp 321-411	0.0368
		pp 411-761	0.0336			pp 501-402	-0.9683
		pp 411-512	0.0718	17.32	3.601	pp 743-633	0.0468
		pp 640-761	0.0887			pp 321-411	0.9985
		pp 640-512	0.0410	17.37	7.689	pp 501-402	0.0420
		pp 400-301	-0.0843			nn 422-503	-0.9844
		pp 660-541	-0.1802	17.37	7.689	pp 550-631	0.1713
		pp 651-541	0.0663			nn 422-503	0.1722
		pp 301-402	-0.1240	17.39	17.443	pp 550-631	0.9836
		pp 541-651	0.0686			pp 633-505	-0.9996
		pp 541-642	0.0361	17.42	0.632	nn 422-532	-0.0405
		pp 532-431	0.2150			pp 631-521	-0.9977
		pp 422-523	0.0591	17.46	4.507	pp 501-402	0.0325
		pp 422-512	-0.0794			pp 330-411	-0.9996
		pp 411-512	-0.0376	17.80	2.336	pp 501-422	0.9997
		pp 402-303	-0.3612	17.92	0.423	pp 301-642	-0.9999
		pp 651-532	-0.2013	18.00	3.422	pp 321-420	0.0629
		pp 642-532	0.0450			pp 303-413	-0.9962
		pp 532-633	-0.0533	18.02	0.588	pp 321-400	0.9998
		pp 532-633	0.0401			nn 420-541	-0.0507
		pp 413-514	0.0829	18.09	17.136	nn 512-431	-0.0357
		pp 413-503	-0.6187			nn 422-523	0.0536
		pp 402-303	0.1027	18.09	17.136	pp 321-420	0.9865
		pp 402-503	0.1801			pp 402-503	0.0692
		pp 633-523	0.0517	18.15	28.224	pp 523-633	0.0317
		pp 303-404	-0.2523			pp 303-413	0.0699
pp 503-404	-0.0457	18.15	28.224	pp 633-734	-0.0488		
pp 413-514	-0.0338			nn 512-431	-0.9982		
pp 404-505	0.0401	18.28	3.079	pp 321-420	-0.0374		
nn 541-651	0.1214			nn 422-523	-0.0406		
pp 310-411	0.0561	18.28	3.079	pp 321-420	0.0430		
pp 301-400	-0.0377			pp 431-312	-0.9927		
pp 550-660	0.1925	18.37	10.737	pp 402-503	-0.0660		
pp 440-532	0.0491			pp 523-633	-0.0558		
pp 431-532	0.0337	18.37	10.737	pp 633-734	0.0387		
pp 411-312	-0.2130			nn 440532	-0.0339		
pp 411-512	0.0631	18.37	10.737	nn 541-422	-0.0508		
pp 640-761	0.0765			nn 422-523	0.0934		
pp 640-512	0.0856	18.37	10.737	pp 321-420	-0.0579		
pp 400-301	-0.0718			pp 431-312	-0.0805		
pp 660-541	-0.1249	18.37	10.737	pp 402-503	0.1830		
pp 651-541	0.0605			pp 523-633	0.9642		
pp 301-402	-0.1049	18.37	10.737	pp 633-734	-0.0909		

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
		pp 541-651	0.0618			nn 440-532	-0.1104
		pp 532-431	0.0321			nn 541-422	-0.1939
		pp 431-532	-0.0494			nn 422-523	0.2108
		pp 422-523	0.0516			nn 303-404	0.0385
		pp 422-512	-0.0569			pp 321-420	-0.0770
		pp 411-512	-0.0338			pp 431-312	-0.0656
		pp 402-303	-0.2518	18.47	17.745	pp 400-501	0.0426
		pp 651-532	-0.2330			pp 501-402	0.0341
		pp 642-532	0.0400			pp 402-503	0.6455
		pp 532-633	-0.0466			pp 642-512	-0.6090
		pp 532-633	0.0343			pp 523-633	-0.2131
		pp 413-514	0.0721			pp 633-734	-0.2164
		pp 413-503	0.7708			nn 440-532	-0.0865
		pp 402-303	0.0950			nn 541-422	-0.1587
		pp 402-503	0.1486			nn 422-523	0.1512
		pp 633-523	0.0478			pp 321-420	-0.0516
		pp 303-404	-0.2340	18.48	7.717	pp 431-312	-0.0422
		pp 503-404	-0.0389			pp 402-503	0.5135
		pp 404-505	0.0363			pp 642-512	0.7924
12.60	0.064	nn 631-501	0.9981			pp 523-633	-0.1284
		pp 640-512	-0.0545			pp 633-734	-0.1567
		nn 631-501	-0.0572			nn 440-532	-0.0751
		nn 541-651	-0.1110	18.56	12.595	nn 541-422	0.9627
		nn 642-532	0.0399			nn 422-523	0.0368
		nn 752-633	0.0489			pp 402-503	0.2557
		pp 550-660	0.0688	18.59	14.881	nn 440-532	0.9842
		pp 640-761	-0.0515			pp 402-503	0.1727
12.62	1.492	pp 640-512	-0.9647			nn 550-420	-0.0825
		pp 431-532	0.0932			nn 440-532	-0.0634
		pp 402-303	-0.0462			nn 411-301	0.0679
		pp 651-532	-0.1082			nn 541-422	-0.0748
		pp 413-503	0.0375	18.72	5.438	nn 422-523	-0.5013
		pp 402-503	-0.0690			pp 321-420	0.0379
		pp 303-404	-0.0614			pp 200-541	-0.0334
		nn 550-660	0.0592			pp 402-503	0.4026
		nn 530-631	-0.0405			pp 523-633	0.0463
		nn 411-512	-0.0494			pp 633-734	0.7427
		nn 651-541	0.1713			nn 411-301	0.9974
		nn 541-651	-0.5170	18.77	0.386	nn 422-523	0.0435
		nn 541-642	-0.0789			pp 633-734	-0.0574
		nn 501-411	-0.0503	18.80	0.115	pp 422-503	-0.9999
		nn 422-523	0.0581			nn 422-523	-0.7865
		nn 402-503	0.0489	18.82	154.725	pp 422-312	-0.2089
		nn 651-532	-0.0378			pp 402-503	0.0695
		nn 642-532	0.6173			pp 633-734	-0.5741
12.71	480.667	nn 532-633	0.1617	18.85	1.111	pp 413-505	0.9997
		nn 532-633	-0.0725	19.11	0.895	pp 422-503	-0.9999
		nn 752-633	0.0394	19.16	1.103	pp 512-633	-0.9989
		nn 413-514	-0.0607	19.19	0.341	pp 521-631	-0.9993
		nn 402-503	-0.0337	19.35	0.198	pp 200-521	-0.9999
		nn 633-523	-0.0766	19.66	0.845	pp 761-651	0.9992
		nn 633-523	0.1318			pp 400-321	-0.0621
		nn 404-505	-0.0745	19.77	1.213	pp 761-431	0.9974
		pp 310-640	-0.0460			pp 400-321	-0.9976
		pp 550-660	0.0381	19.80	0.611	pp 761-431	-0.0630
		pp 640-761	-0.0637	19.83	0.094	pp 431-501	0.9998
		pp 640-512	0.1737	19.86	6.451	nn 301-411	-0.0832

Tablo E.2 Devamı

E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$	E (MeV)	BE1 (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	Seviye Yapısı nn- pp	Genlik $\Psi$
		pp 761-651	0.0501			nn 303-404	0.0473
		pp 431-532	0.2385			pp 420-321	-0.9879
		pp 422-303	0.0601			pp 422-303	0.0842
		pp 651-532	-0.3177			nn 301-411	0.0495
		pp 402-503	-0.0969	19.90	0.046	pp 420-321	-0.0899
		pp 303-404	-0.0333			pp 422-303	-0.9945
		nn 642-532	0.0394			nn 301-411	0.9947
		nn 642-503	-0.0332	19.92	1.813	pp 420-321	-0.0808
12.72	2.055	nn 752-633	-0.9875			pp 422-303	0.0568
		pp 640-512	-0.0498			pp 321-402	-0.9961
		pp 431-532	-0.0855	19.95	3.733	pp 512-431	0.0691
		pp 651-532	-0.0872				
		nn 651-541	0.0474				
		nn 541-651	-0.1320				
		nn 642-532	0.2683				
		nn 532-633	0.0564				
		nn 752-633	-0.0510				
		nn 633-523	0.0460				
		pp 310-640	-0.0631				
12.74	0.703	pp 550-660	0.3422				
		pp 440-532	0.0375				
		pp 411-312	-0.0526				
		pp 660-541	-0.0363				
		pp 651-541	0.0410				
		pp 301-402	-0.0421				
		pp 541-651	0.0404				
		pp 431-532	-0.0533				

## ÖZGEÇMİŞ

Sevinc ALİYEVA, 01.09.1992'de Azerbaycan'da doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini Mingeçevir şehir, N.Gencevi adına 8 numaralı tam orta okulunda tamamladı. Lisans öğrenimine 2011 yılında Bakü Devlet Üniversitesi Fizik Fakültesi Fizik bölümünde başladı ve 2015 yılında mezun oldu. Yüksek lisans öğrenimine 2016 yılında Sakarya Üniversitesi Fizik bölümünde başladı ve halen aynı bölümde yüksek lisans öğrenimi görmektedir.