

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ÇİFT ÇİFT Er VE Os ÇEKİRDEKLERİNDE DİPOL
UYARILMALARININ İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Büşra BABLAK

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Filiz ERTUĞRAL YAMAÇ

Mayıs 2019

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ÇİFT ÇİFT Er VE Os ÇEKİRDEKLERİNDE DİPOL
UYARILMALARININ İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

BÜŞRA BABLAK

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 03/05/2019 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği/oyçokluğu ile kabul edilmiştir.



Prof. Dr.
Filiz ERTUĞRAL YAMAÇ
Jüri Başkanı



Doç. Dr.
Hakan YAKUT
Üye



Doç. Dr.
Betül USTA
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.

Büşra BABLAK

03.05.2019

TEŞEKKÜR

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

Tez çalışmamın her aşamasında desteğini esirgemeyen bilgi ve tecrübelerini benimle paylaşan yardımcı olan yol gösteren değerli hocam Dr. Nilüfer DEMİRCİ SAYGI 'ya çok teşekkür ederim.

Benim için hiçbir fedakârlıktan kaçınmayan, hayatım boyunca maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen her zaman yanımda olan varlıklarıyla güç veren fedakar annem Ünzile BABLAK ve babam HALİL BABLAK 'a beni bugünlere getirdikleri için sonsuz teşekkür ederim. Herzaman yanımda olan ablam Özlem ERGUN'a teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	i
İÇİNDEKİLER	ii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	iv
ŞEKİLLER LİSTESİ	vi
TABLolar LİSTESİ	x
ÖZET.....	xii
SUMMARY	xiii
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ	1
BÖLÜM 2.	
TEORİ.....	3
2.1. Çekirdek Modelleri	3
2.1.1. Kırılan simetrilerin restorasyonu- pyatov yöntemi	5
2.1.2. Çift-çift deforme çekirdekler için öteleme değişmezliğin restorasyonu	7
2.1.3. Galileo değişmezliğin restorasyonu	9
2.1.4. Çift-çift deforme çekirdeklerin dev dipol rezonanslarının belirlenmesi translasyon+galilei değişmez QRPA.....	10
2.2. Elektrik Dipol Uyarılmalar	16
2.2.1. Spektroskopik bölge.....	16
2.2.2. Cüce dipol rezonans	17
2.2.3. Dev dipol rezonans.....	17

BÖLÜM 3.

SAYISAL SONUÇLAR.....	21
3.1. Çift-Çift ¹⁶⁶⁻¹⁶⁸ Er İzotop Zincirine Ait Sonuçlar.....	22
3.2. Çift-Çift ¹⁹⁰⁻¹⁹² Os İzotop Zincirine Ait Sonuçlar.....	42

BÖLÜM 4.

TARTIŞMA VE ÖNERİLER.....	69
---------------------------	----

KAYNAKLAR.....	71
----------------	----

ÖZGEÇMİŞ.....	85
---------------	----

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

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

s_{qp}	: Tek kuaziparçacık
TDA	: Tamm-Dancoff yaklaşımı
TGI	: Öteleme ve Galileo değişmez
TI	: Öteleme değişmez
WS	: Woods-Saxon potansiyeli
Z	: Atom numarası
Σ	: Spin operatörü
T	: İzotopikspin operatörü

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1. Elektrik dipol rezonans.....	16
Şekil 2.2. Nükleer kolektif uyarılma spektrumu (Stock 2013).....	18
Şekil 2.3. Deforme çekirdeklerde $K=0$ ve $K=1$ için proton-nötron ötelenme salınım modları (Iudice 2000)	19
Şekil 2.4. GDR salınımının şematik gösterimi a. Steinwedel-Jensen (SJ), b. Goldhaber-Teller (GT) modeli (Steinwedel ve Jensen, 1950; Goldhaber ve Teller, 1948)	20
Şekil 3.5. Çift-çift 166-168Er çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması (2-4 MeV).	27
Şekil 3.6. Çift-çift 166-168Er çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması.(4-8 MeV).	28
Şekil 3.7. Çift-çift 166-168Er izotop zinciri çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması (8-20 MeV).....	29
Şekil 3.8. Çift-çift 166Er çekirdeğinin (5-8 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI- QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması	30
Şekil 3.9. Çift-çift 166Er çekirdeğinin (8-20 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde hesaplanan $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması.....	31
Şekil 3.10. Çift-çift 168Er çekirdeğinin (5-8 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması	32

Şekil 3.11. Çift-çift 168Er çekirdeğinin (8-20 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması	33
Şekil 3.12. Çift-çift 166Er çekirdeğinin (0-4 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması	34
Şekil 3.13. Çift-çift 166Er çekirdeğinin (5-8 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması	35
Şekil 3.14. Çift-çift 166Er çekirdeğinin (8-20 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması	36
Şekil 3.15. Çift-çift 168Er çekirdeğinin (5-8 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması	37
Şekil 3.16. Çift-çift 168Er çekirdeğinin (8-20 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması	38
Şekil 3.17. Çift-çift 166Er izotop zinciri çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dalları için elektrik dipol enerji ağırlıklı toplamlarının yüzdelik dağılımının gösterilmesi.	40
Şekil 3.18. 164,166,168,170Er izotop zinciri çekirdeklerin $K=1$ durumları için 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan dipol güç kalınlığının deneysel değerlerle karşılaştırılması (Maser et al. 1996a).	41
Şekil 3.19. Çift-çift 190Os çekirdeğinin (0-4 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması	47
Şekil 3.20. Çift-çift 190Os çekirdeğinin (5-8 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması	48

Şekil 3.21. Çift-çift 190Os çekirdeğinin (8-20 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması	49
Şekil 3.22. Çift-çift 190Os çekirdeğinin (0-4 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması	50
Şekil 3.23. Çift-çift 190Os çekirdeğinin (5-8 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması	51
Şekil 3.24. Çift-çift 190Os çekirdeğinin (8-20 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde, radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması	52
Şekil 3.25. Çift-çift 192Os çekirdeğinin (0-4 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması	53
Şekil 3.26. Çift-çift 192Os çekirdeğinin (5-8 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması	54
Şekil 3.27. Çift-çift 192Os çekirdeğinin (8-20 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması	55
Şekil 3.28. Çift-çift 190-192Os izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen $K=0$ ve $K=1$ dallarının $\Sigma B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması	56
Şekil 3.29. Çift-çift 192Os çekirdeğinin (0-4 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması	57
Şekil 3.30. Çift-çift 192Os çekirdeğinin (5-8 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması	58
Şekil 3.31. Çift-çift 192Os çekirdeğinin (8-20 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması	59

Şekil 3.32. Çift-çift 190Os izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel (Berman,1979) değerlerin karşılaştırılması.....	60
Şekil 3.33. Çift-çift 192Os izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel (Berman, 1979) değerlerin karşılaştırılması.....	61
Şekil 3.34. Çift-çift 190-192Os izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel değerlerin karşılaştırılması	62
Şekil 3.35. Çift-çift 190-192Os izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı radyasyon kalınlığı Γ_0 değerlerinin karşılaştırılması	63
Şekil 3.36. Çift-çift 190-192Os izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı olmayan radyasyon kalınlığı Γ red değerlerinin karşılaştırılması(0-4)MeV	64
Şekil 3.37. Çift-çift 190-192Os izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı olmayan radyasyon kalınlığı Γ red değerlerinin karşılaştırılması (4-8 MeV).	65
Şekil 3.38. Çift-çift 190-192Os izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı olmayan radyasyon kalınlığı Γ red değerlerinin karşılaştırılması(8-20 MeV)	66
Şekil 3.39. Çift-çift 190-192Os izotop zinciri çekirdeklerinin çekirdeklerinin $\bar{\omega}$ (ortalama enerjilerinin) değerlerinin karşılaştırılması(0-4)MeV	67
Şekil 3.40. Çift-çift 190-192Os izotop zinciri çekirdeklerinin $\bar{\omega}$ (ortalama enerji) değerlerinin karşılaştırılması	67
Şekil 3.41. Çift-çift 190-192Os izotop zinciri çekirdeklerinin $\bar{\omega}$ (ortalama enerji) değerlerinin karşılaştırılması (8-20) MeV	68

TABLolar LİSTESİ

Tablo 3.1. Çift-çift ¹⁶⁶⁻¹⁶⁸ Er izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametresi değerleri ile K=0 ve K=1 dalları için β_2 , δ_2 deformasyon parametreleri.....	23
Tablo 3.2. Çift-çift ¹⁶⁶⁻¹⁶⁸ Er izotop zinciri çekirdeklerinin, 0-4 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması	24
Tablo 3.3. Çift-çift ¹⁶⁶⁻¹⁶⁸ Er izotop zinciri çekirdeklerinin, 4-8 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması	24
Tablo 3.4. Çift-çift ¹⁶⁶⁻¹⁶⁸ Er izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması	25
Tablo 3.5. Çift-çift ¹⁶⁸ Er çekirdeğinin 0-4 MeV enerji aralığındaki indirgenmiş geçiş olasılıklarının NTGI, GI, TI ve TGI QRPA ile hesaplanmış değerlerinin K π ile karşılaştırılması.....	39
Tablo 3.6. Çift-çift ¹⁹⁰⁻¹⁹² Os izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametresi değerleri ile K=0 ve K=1 dalları için β_2 , δ_2 deformasyon parametreleri tabloda verilmiştir.	43

Tablo 3.7. Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 0-4 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması	44
Tablo 3.8. Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 5-8 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez	44
Tablo 3.9. Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması	46
Tablo 3.10. Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgesindeki deneysel	63

ÖZET

Anahtar kelimeler: Çift-çift deforme çekirdek, QRPA, elektrik dipol geçiş, 0-20 MeV

Bu tez çalışmasında çift-çift deforme çekirdeklerin spini ve paritesi $I^\pi = 1^-$ olan elektrik dipol durumları nükleer uyarılma spektrumundaki üç bölgede (Spektroskopik Bölge (0-4 MeV); Cüce dipol rezonans-PDR (4-8 MeV); Dev Dipol rezonans-GDR (8-20 MeV)) ayrı ayrı, Kuazi Parçacık Rastgele Faz (QRPA) yaklaşımı çerçevesinde incelenmiştir. Bu yaklaşımla ortalama potansiyelin kırılan simetrisinin restorasyonu için izoskaler ve izovektör ayrılabilir etkileşmeler özuyumlu olarak belirlenmiştir. İzovektör dipol-dipol etkileşmesinin tek bir parametresini içeren model(TGI) ile, QRPA yaklaşımında restorasyonun gerçekleşmediği (NTGI), yalnız öteleme değişmezliğin (TI) ve yalnız Galileo değişmezliğin (GI) restore edilmesiyle elde edilen yaklaşımlarla, gerçekleştirilen restorasyonların spektruma karışan sıfır enerjili sahte hallerin (Goldstone modu) ayrılmasına katkısı incelenmiştir.

Çift-çift deforme ve geçiş çekirdeklerinden,¹⁹⁰⁻¹⁹²Os ve ¹⁶⁶⁻¹⁶⁸Er izotoplarının $I^\pi K = 1^-1$ ve $I^\pi K = 1^-0$ geçişleri için indirgenmiş geçiş olasılıkları (B(E1)) ve enerji (ω_i) değerleri model çerçevesinde hesaplanmıştır. İncelenen çekirdekler için Spektroskopik ve GDR bölgesinde $\Delta K=1$ dalının, PDR bölgesinde $\Delta K=0$ dalının baskın olduğu görülmüştür. GDR bölgesinde Os izotopları için hesaplanan toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitinin (σ_{abs}) 13-15 MeV enerji aralığında bulunan pik değerlerinin spektrumda oluşturduğu hörgüçlü yapı deneysel verileriyle uyumlu sonuçlar vermiştir. Ayrıca elektrik dipol geçişlerinin bazı karakteristik özelliklerinden, radyasyon kalınlıkları $\Gamma(E1)$ ve indirgenmiş radyasyon kalınlıkları $\Gamma_{red}(E1)$ araştırılmıştır.

INVESTIGATIONS OF DIPOLE EXCITATIONS IN EVEN-EVEN ER AND OS NUCLEI

SUMMARY

Keywords: Even-even deformed nuclei, QRPA, electric dipole transition, 0-20 MeV

In this thesis, electric dipole excitation of $I^\pi = 1^-$ states in even-even deformed nuclei for three energy region (spectroscopic region (0-4 MeV), pygmy dipole resonance-PDR (4-8 MeV); Giant dipole resonance-GDR (8-20 MeV) were investigated in the framework Quasi Random Phase Approximation (QRPA). Isoscalar and isovector interactions for the restoration of broken symmetries in the mean-field potential have been determined self-consistently. In this thesis, we have looked into details the effect of zero energy spurious state on the spectrum using the cases of QRPA with no restoration (NTGI), only restoration of Translational Invariance (TI), only restoration of Galileo Invariance (GI) and restoration of both Translational Invariance and Galileo Invariance.

The B(E1) reduced transition probabilities of $I^\pi K = 1^-1$ and $I^\pi K = 1^-0$ and (ω_i) energies have been calculated for the $^{190-192}\text{Os}$ ve $^{166-168}\text{Er}$ isotopes using the model. $\Delta K=1$ branch in the spectroscopic and GDR region, $\Delta K=0$ branch in the PDR region were observed that is dominant. Calculated photo absorption cross section (σ_{abs}) is in good agreement with experimental data for Os isotopes where the peaks in the range of 13-15 MeV comes from $K=0$ and $K=1$ branch for deformed nuclei. Furthermore, $\Gamma(E1)$ decay width, reduced transition probabilities $\Gamma_{red}(E1)$ have been investigated using some of the feature of electric dipole transitions.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Son yıllarda nükleer yapı fiziğinin en dikkat çekici konularından biri, deforme çift-çift çekirdeklerin spektrumlarında gözlenen spini ve paritesi $I^\pi = 1^-$ olan elektrik dipol mod uyarılmalarının düşük ve yüksek frekanslı titreşim dalı olan cüce (PDR) ve Dev Dipol Rezonanslar (GDR)'dır (Gurevich vd., 1976; Eckert vd., 1997; Harakeh ve Woude, 2001; Scheck vd., 2003). Bu rezonanslar, çekirdek yapısının incelenmesinde nükleon-nükleon etkileşmelerinin spin momentlerine bağlı bileşenlerinin belirlenmesinde, düşük ve yüksek enerjili nükleer uyarılmaların anlaşılmasında önemli bilgiler sağladığından teorik ve deneysel araştırmalar açısından oldukça ilgi çekmektedir (Kapitonov, 2015; Ishkhanov ve Kapitonov, 2015; Vitturi vd., 2011; Wörtche, 2007; Lui vd., 2004; Itoh vd., 2002;). Aynı zamanda Elektrik dipol uyarılmaları çekirdekte güç parametrelerinin ve nükleonlar arasındaki kuvvetli etkileşmelerin karakterinin belirlenmesinde kullanılan teorik modellerin test edilmesinde çok bilgi vericidir.

Deforme çekirdeklerin spektrumlarının çok karmaşık yapıya sahip olması, dipol uyarılmalarının titreşimlerinin simetri eksenine boyunca $K=0$ ve simetri eksenine dik yönde $K=1$ kollarının olması gözlenen seviyelerin deneysel olarak tespitini zorlaştırmaktadır (Bohr ve Mottelson, 1974). Bu yüzden elektrik dipol uyarılmaların spektroskopik enerji, PDR ve GDR bölgelerinde teorik olarak incelenmesi deneylerde gözlenen seviyelerin yorumlanabilmesi açısından oldukça önemlidir (Woude, 1996; Richter, 2004).

Bu tez çalışmasında kolektif dipol uyarılmalarının incelenmesinde $^{166-168}\text{Er}$ ve $^{190-192}\text{Os}$ çift-çift deforme çekirdeklerin sistematığı ve özellikleri öteleme ve Galileo değişmezlik ilkesi bünyesinde Goldstone dalının yalıtılmasının gerçek elektrik dipol titreşim seviyelerinin özelliklerine etkileri spektroskopik, nötron bağlanma enerjisine yakın cüce (PDR) ve yüksek enerjili dev dipol rezonans (GDR) bölgesinde Öteleme

ve Galileo Değişmez kuazi parçacık rastgele faz yaklaşımı (QRPA) modeli kullanılarak incelenmiştir.

Aynı zamanda QRPA metodunda kullanılan Hartre-Fock-Bogolyubov (HFB) yaklaşımı tek parçacık hamiltoniyenin sahip olduğu pek çok simetrinin kırılmasına neden olmaktadır (Kuliev vd., 2000). Kendiliğinden meydana gelen kırınımın çekirdeğin gerçek titreşim seviyelerine karışmakta olan sahte hallerdir (Goldstone vd., 1962). Öteleme değişmezliğin kırılmasından meydana gelen $\omega = 0$ sahte hali çekirdeğin ağırlık merkezinin uzayda ötelemesine karşı gelmektedir ve bu durumun spini ve paritesi $I^\pi = 1^-$ olduğundan elektrik dipol titreşimlerine karışmaktadır. Buna göre de $\omega = 0$ enerjili sahte hallerin gerçek titreşim durumlarından yalıtılmasının etkisinde tez çalışmasında incelenmiş olup QRPA model sonuçları kırılan simetrikli hamiltoniyenler kullanılarak elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

İncelenen çift-çift deforme çekirdeklerinin deformasyon, gap ve izovektör dipol-dipol uyarılmaları için güç parametreleri belirlenerek taban durumdan uyarılmış durumlara E1 geçişleri için B(E1) indirgenmiş elektrik dipol geçiş ihtimalleri K=0 ve K=1 dalı için hesaplanmıştır. Aynı zamanda farklı dallar için indirgenmiş geçiş olasılığının enerjiye bağlılığı da incelenerek, elektrik dipol rezonansların K=0 ve K=1 dalının enerji merkezleri enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kuralları kullanılarak belirlenmiş olup, tesir kesitleri, integre edilmiş tesir kesitleri ve spin-spin kuvvetlerinin ürettiği yüksek enerjili spin-titreşim karakterli kolektif 1^- seviyelerin radyasyon kalınlıkları da belirlenmiştir.

BÖLÜM 2. TEORİ

Bu bölümde teorik olarak kullanılan QRPA (Quasiparticle Random Phase Approximation-QRPA) kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı modeline ve dipol uyarılmalarına ait bilgilere yer verilmiştir.

2.1. Çekirdek Modelleri

Deforme çekirdekler çekirdek yapısının incelenmesinde ve nükleon-nükleon arasındaki etkileşmelerin belirlenmesinde önemli bir yer tutmaktadır. Son zamanlarda deforme çift-çift çekirdeklerin spektrumlarında çeşitli deney yöntemleriyle gözlenen elektrik dipol uyarılmaların mekanizmalarının belirlenmesi çekirdek fiziğinde ayrı yeri olan önemli problemlerden biridir. Elektrik dipol uyarılmalar proton ve nötron sistemlerinin kütle merkezlerinin birbirine karşı yaptığı titreşim hareketi sonucunda oluşur (Baldwin ve Klaiber 1947, Goldhaber ve Teller 1948). Bu mod yüksek enerjilerde (13-16 MeV) Dev dipol rezonansı (GDR), nötronun bağ enerjisi (6-9 MeV) civarında meydana gelen küçük elektrik dipol geçişleri cüce (Pygmy) rezonansı oluşturur. Cüce rezonanslar ise çekirdeğin kor nükleonları ile N-Z nötron fazlasının birbirine karşı yapmış olduğu kolektif titreşimdir (Boretzky 2006).

Bu bağlamda elektrik dipol uyarılmalarının incelenmesinde çeşitli modeller kullanılmıştır. Ortalama tek parçacık (one-body) potansiyelinin ampirik olarak ya da Hartree-Fock metodu aracılığıyla efektif nn etkileşiminden elde edildiği ortalama alan (mean field) yaklaşımında 1 parçacık-1 boşluk uyarılmaları açıklanabilirken çift parçacık (two body) uyarılmaları, kohorent uyarılmalar, kolektiflik ve rezonans genişliği (width) açıklanamamaktadır (Ring ve Schuck, 1980; Lacroix, Ayik ve) ise bu önüne alınmıştır. Bu yaklaşımın ardından Chomaz, 2003). Elektrik dipol

uyarılmalarının incelendiği diğer bir yaklaşım olan Tamm-Dancoff'da sadece uyarılmış durumların kuazi parçacık etkileşimi hesaba katılmış, taban durumuna değinilmemiştir. Taban durumundaki etkileşmelerin göz ardı edilmesi bu yöntemin eksik yönlerinden biri olmuştur. Diğer bir yaklaşım olan rastgele faz yaklaşımında (RPA) çiftlenimi ve deformasyonu göz önünde bulunduran yaklaşım kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı (QRPA) geliştirilmiştir. Enerji merkezleri, kolektif seviyeler, rezonans genişliği (Width) ve deformasyon etkisini açıklaması bakımından QRPA elektrik dipol uyarılmaları en kapsamlı şekilde açıklayan mikroskopik yaklaşımlardan biridir.

QRPA modeli çerçevesinde yapılan çalışmaların eksik yönlerinden biri RPA'nın baz olarak kullandığı tek parçacık modeli Hartree yaklaşımı nedeniyle küresel çekirdeklerde öteleme değişmezliği deforme çekirdeklerde ise buna ek olarak dönme değişmezliği de bozmaktadır. Bu değişmezlik kısımları sonucu simetriten dolayı deforme çekirdeklerde elektrik dipol uyarılmalarına çekirdek iç hareketiyle ilgili olmayan kütle merkezi titreşimleri karışmaktadır. Fiziksel olarak güvenilir sonuçlar elde etmek için kullanılan etkin nükleer-nükleer kuvvetler, hamiltoniyenlerin değişmezlik ilkesi çerçevesinde ortalama alan potansiyeli ile özuyumlu olarak hesaplanmalıdır (Bohr ve Mottelson 1969, Pyatov ve Salamov 1977).

Deforme çekirdeklerde 1^- durumları için sahte hallerin yalıtılmadığı QRPA modelinde hamiltoniyen aşağıdaki şekilde yazılır.

$$H=H_{sqp}+W_{dip}. \quad (2.1)$$

QRPA'nın baz olarak kullandığı tek parçacık modeli Hartree yaklaşımı nedeniyle öteleme değişmezliği bozmaktadır. Bu değişmezlik kısımları sonucu simetriten dolayı deforme çekirdeklerde elektrik dipol uyarılmalarına çekirdek iç hareketiyle ilgili olmayan kütle merkezi titreşimleri karışmaktadır. Bu durum teori sonuçlarına güvenilirliği azaltmaktadır. Fiziksel olarak güvenilir sonuçlar elde etmek için kullanılan etkin nükleer-nükleer kuvvetler, hamiltoniyenlerin değişmezlik ilkesi

çerçevesinde ortalama alan potansiyeli ile özuyumlu olarak hesaplanmalıdır (Bohr ve Mottelson 1969, Pyatov ve Salamov 1977).

Kuaziparçacık hamiltoniyeni H_{sqp} içindeki ortalama alan potansiyellerinden dolayı öteleme dönüşümlerine göre değişmez değildir. Bu nedenle toplam momentum korunmamaktadır:

$$[H_{sqp}, P_\mu] \neq 0 \quad (2.2)$$

Goldstone teoremine göre kütle merkezi hareketinin P momentumunun $\mu=0, \pm 1$ bileşenleri H_{sqp} ile komutatif olmadığından gerçek 1^- uyarılmalarına çekirdek kütle merkezi titreşimleri karışmaktadır. Bunun için etkin kuvvetlerin seçilmesinde öteleme değişmezliğin restorasyonu çok önemlidir.

2.1.1. Kırılan simetrilerin restorasyonu- pyatov yöntemi

Tek parçacık kabuk model hamiltoniyenini ve tek parçacık matris elemanları $f_{vv'}$ olan korunan herhangi bir fiziksel büyüklüğe karşı gelen operatörü sırasıyla aşağıdaki gibi seçelim.

$$H_E = \sum_v E_v a_v^\dagger a_v \quad (2.3)$$

$$F = \sum_{vv'} f_{vv'} a_v^\dagger a_{v'} \quad (2.4)$$

Eğer H_E hamiltoniyeni F operatörünü korumuyorsa denklem (2.1) ve (2.3)'ün komutasyonu sıfırdan farklı olmalıdır.

$$[H_E, F] = \sum_{vv'} (E_v - E_{v'}) f_{vv'} a_v^\dagger a_{v'} \quad (2.5)$$

Diğer bir değişle H_E hamiltoni yeni üniter dönüşüm grubu altında değişmez değildir.

$$U(\varphi) = e^{i\varphi F} \quad (2.6)$$

Burada φ bir grup parametresidir. Öteleme değişmez durumlar için $\varphi = \mathbf{R}$, $F = \mathbf{P}$ dir. Eğer hamiltoniyene eklenecek ayrılabilir efektif etkileşmeler Pyatov'un ön gördüğü aşağıdaki biçimde seçilirse

$$h = -\frac{1}{2\gamma} \sum [H_E, F]^+ [H_E, F] \quad (2.7)$$

yeni hamiltoniyen F 'in korunmasını sağlar

$$[H_E + h, F] = 0 \quad (2.8)$$

Böylelikle değişmezlik prensibinin çekirdek hamiltoniyenin ilk şeklini restore ettiği görülür. Denklem (2.7)'de h yerine (2.6) denklemi konulursa etkileşme sabiti γ için

$$[H_E, F] - \frac{1}{2\gamma} \{ [H_E, F], [F, [H_E, F]] \}_+ = 0 \quad (2.9)$$

denklemini elde edilir. Burada $\{ \}_+$ antikomütatör, H_E ve F ise Hermitsel operatörlerdir. Denklem (2.8)'den görüldüğü gibi (2.7) koşulu

$$[F, [H_E, F]] = \text{sabit} \Rightarrow \gamma = \langle 0 | [F^+, [H_E, F]] | 0 \rangle = \sum_{v, v'} (\varepsilon_v - \varepsilon_{v'}) (n_{v'} - n_v) | f_{vv'} |^2 \quad (2.10)$$

Burada n_v parçacık sayısıdır. γ parametresi ortalama alan potansiyel parametreleri ile belirlendiğinden h etkin kuvvetleri ek bir parametre içermemektedir. Ayrıca γ , taban durumda γ simetri kırılımının makroskobik göstergesidir. Öteleme kırılımı durumunda γ parametresinin kırılan sistemin kütlesine karşı gelir. Denklem (2.9) RPA için geneldir ve QRPA'da da H_E hamiltoniyenin simetri restorasyon kuvvetlerinin düzeltilmesine izin verir (Pyatov ve Salamov, 1977).

2.1.2. Çift-çift deforme çekirdekler için öteleme değişmezliğin restorasyonu

Tek parçacık ortalama alan potansiyelinde çiftlenim etkileşmesi yapan sistemde dipol-dipol $W_{dip.}$ ve restore edici h_0 etkileşmelerinin 1⁻ seviyelerini üretir. Deforme çekirdeklerin öteleme değişmez hamiltoniyeni aşağıdaki şekilde yazılır.

$$H = H_{sqp} + h_0 + W_{dip.} \quad (2.11)$$

Burada H_{sqp} tek kuaziparçacık hareketin hamiltoniyenini, $W_{dip.}$ ise nötron ve protonların izovektör dipol-dipol etkileşmesini gösterir (Ertuğral vd., 2009).

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma} \sum_{\mu} [H_{sqp}, P_{\mu}]^+ [H_{sqp}, P_{\mu}] \quad , \quad P_{\mu} = \sum_i P_{\mu}^i \quad (2.12)$$

$$W_{dip.} = \frac{3}{2\pi} \chi_1 \left(\frac{NZ}{A} \right)^2 (\vec{R}_N - \vec{R}_Z)^2 \quad , \quad \vec{R}_{\tau} = \frac{1}{N_{\tau}} \sum_{k=1}^{N_{\tau}} r_k \quad (2.13)$$

Burada \vec{R}_{τ} nötron veya proton sistemlerinin kütle merkezleridir. Hamiltoniyen $(m_n - m_p)/A \approx 0$ yaklaşımında momentum operatörüyle komuttur ve öteleme değişmezdir.

$$[H, P_{\mu}] = [H_{sqp} + h_0, P_{\mu}] + \chi_1 [(\vec{R}_N - \vec{R}_Z)^2, P_{\mu}] = 0 \quad (2.14)$$

QRPA'da 1⁻ seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları aşağıdaki şekildedir.

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \sum_{\mu, \tau} [\psi_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}^+(\tau) - \varphi_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (2.15)$$

Burada Q_i^+ fonon üretim operatörü ve $|\Psi_0\rangle$ çift-çift çekirdeğin taban durumuna uygun gelen fonon vakumudur.

$\psi_{qq'}^i$ ve $\varphi_{qq'}^i$ katsayıları aşağıdaki birimleme koşulunu sağlarlar

$$\sum_{qq'\tau} [\psi_{qq'}^i(\tau) - \varphi_{qq'}^i(\tau)] = 1. \quad (2.16)$$

Hamiltoniyeenin özdeğerler ve özfonksiyonunu bulmak için QRPA yöntemi kullanılarak

$$[H_{sqp} + h_0, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (2.17)$$

hareket denklemi çözülür böylece 1^- seviyelerinin enerjisi olan ω_i kökleri ve (2.15) dalga fonksiyonunun $\psi_{qq'}^i$ ve $\varphi_{qq'}^i$ katsayıları bulunur. Denklem (2.17)'deki operatörler kuazi parçacık tasvirinde yazıldıktan sonra $\psi_{qq'}^i$ ve $\varphi_{qq'}^i$ katsayıları için aşağıdaki matris denklemleri elde edilir.

$$Q^+ = XA^+ - YA \quad (2.18)$$

$$Q = XA - YA^+ \quad (2.19)$$

Burada $\psi_{qq'}^i$ ve $\varphi_{qq'}^i$ sırasıyla ileri ve geri saçılma katsayılarıdır.

$$\begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi \\ \varphi \end{pmatrix} = \omega_i \begin{pmatrix} \psi \\ \varphi \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

A ve B aşağıdaki şekilde belirlenmiştir.

$$A = \langle RPA | [A, [H, A^+]] | RPA \rangle, \quad (2.21)$$

$$B = \langle RPA | [A, [H, A]] | RPA \rangle, \quad (2.22)$$

Burada $|RPA\rangle$ rasgele faz yaklaşımı fonon vakumudur. Denklemleri daha sade şekilde ifade etmek için $g_{ss'}^i = \psi_{qq'}^i + \varphi_{qq'}^i$, $w_{ss'}^i = \psi_{qq'}^i - \varphi_{qq'}^i$ bağıntıları kullanılarak (2.20)

matris denklemlerini çözerek $g_{qq'}^i$ ve $w_{qq'}^i$ katsayılarının uyduğu aşağıdaki sistem denklemini elde edilir.

$$g_{qq'}^\tau = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left[\frac{\varepsilon_{qq}^2 p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} - \tau_z \frac{2L_i \gamma \kappa_1}{N_\tau} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \right] \quad (2.23)$$

$$w_{qq'}^\tau = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left[\omega_i \frac{\varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} - \tau_z \frac{2L_i \gamma \kappa_1 \omega_i}{N_\tau} \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \right] \quad (2.24)$$

Böylelikle restore edici h_0 -etkileşmesinin (11) şeklinde seçilmesi durumunda RPA'da korunum yasaları sağlanmakla beraber ek bir etkileşme parametresi içermediği de görülmektedir. Öteleme değişmezliğin kırınımını restore edici h_μ etkileşmesi $I^\pi=1$ uyarılmalarını üretir. Deforme çekirdeklere K kuantum sayısı korunduğundan h_μ kuvvetinin $\mu=0$ ve $\mu=1$ bileşenleri sırasıyla $K=0$ ve $K=1$ kolektif durumlarını üretmektedir (Ertuğral, 2007).

2.1.3. Galileo değişmezliğin restorasyonu

Süperakışkan modelde çiftlenim etkileşmesinin hıza bağlı olması ve nükleonların durağan halde çift oluşturduğu varsayımından dolayı süperakışkan çekirdeklere kullanılan hamiltoniyenlerdeki çiftlenim etkileşmesi Galileo değişmezliği bozmaktadır (Bohr ve Mottelson, 1969). Bunun sonucu bir simetri kırınımı meydana gelir. Hesaplamalar süperakışkan modelde kullanılan çiftlenim etkileşme hamiltoniyeni yerine

$$U_{\text{çift}} = -\frac{\Delta}{2} (\Gamma^+ + \Gamma) \quad (2.25)$$

$$\Gamma = \sum_{\nu} a_{\bar{\nu}} a_{\nu}, \quad \Gamma^+ = \sum_{\nu} a_{\bar{\nu}}^{\dagger} a_{\nu}^{\dagger} \quad (2.26)$$

Kullanıldığında $U_{\text{çift}}$ potansiyelinin

$$[V(\vec{r}_1, \vec{r}_2), \vec{R}_\mu] = 0 \quad (2.27)$$

bağıntısını sağlamadığını göstermektedir, yani

$$[U_{\text{çift}}, \vec{R}_\mu] \neq 0. \quad (2.28)$$

$U_{\text{çift}}$ çiftlenim potansiyelinin kırılan Galileo simetrisini restore etmek için Pyatov metodunda gösterildiği gibi ayrılabilir etkin kuvvet aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$h_\Delta = -\frac{1}{2\beta} \sum_\mu [U_{\text{çift}}, R_\mu]^+ [U_{\text{çift}}, R_\mu] \quad (2.29)$$

Buada, $\beta = \langle 0 | R_\mu^+, [U_{\text{çift}}, R_\mu] | 0 \rangle$ şeklinde yazılır.

Hesaplamalar

$$[U_{\text{çift}} + h_\Delta, R_\mu] = 0 \quad (2.30)$$

olduğunu gösterir. Bu durumda çiftlenim potansiyelinin Galileo değişmezliği restore ettiği görülür. Öteleme değişmezlikten farklı olarak Galileo değişmezliğin kırılmasının restorasyonu Goldstone dalı üretmemektedir. Bunun esas nedeni hamiltoniyenin kinetik enerjiden dolayı Galileo değişmez olmamasıdır (Ertuğral, 2007).

2.1.4. Çift-çift deforme çekirdeklerin dev dipol rezonanslarının belirlenmesi translasyon+galilei değişmez QRPA

Tek parçacık ortalama alan potansiyelinde çiftlenim etkileşmesi yapan sistemde dipol-dipol W_{dip} , restore edici h_0 ve h_Δ etkileşmelerinin 1⁻ seviyelerini ürettiğini varsayılarak model hamiltoniyeni aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$H = H_{spp} + h_0 + h_\Delta + W_{dip}. \quad (2.31)$$

$g_{qq'}$ ve $w_{qq'}$ genlikleri için aşağıdaki denklemler elde edilir.

$$g_{qq'}^\tau = \frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G + \frac{2\Delta_\tau}{\beta} \omega_i \frac{r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - 4\tau_z \kappa_1 \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} \tilde{W} \quad (2.32)$$

$$w_{qq'}^\tau = \frac{2\omega_i}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'} P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G + \frac{2\Delta_\tau}{\beta} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - 4\tau_z \omega_i \kappa_1 \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} \tilde{W} \quad (2.33)$$

burada,

$$L_{qq'} = u_q v_{q'} - u_{q'} v_q$$

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

$$D_\tau = \Delta_\tau \sum_{qq'} r_{qq'} M_{qq'} w_{qq'}^\tau, \quad D = D_n + D_p \quad (2.34)$$

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

şeklinde yazılır. Burada (2.34) denklemlerinde $g_{qq'}$ ve $w_{qq'}$ genlikleri yerine konulduğunda aşağıdaki denklem sistemleri elde edilir.

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\gamma} D_{tr} G - \frac{\omega_i}{\beta} S_\Delta D + 2\kappa_1 \tilde{M} \tilde{W} &= 0 \\ -\frac{\omega_i}{\gamma} S_\Delta G + D_\Delta D + 2\kappa_1 \tilde{Y} \tilde{W} &= 0 \\ \frac{\tilde{M}}{\gamma} G + \frac{\omega_i}{\beta} \tilde{Y} D - D_{dip} \tilde{W} &= 0 \end{aligned} \quad (2.35)$$

Burada $D_{tr.} = \omega_i^2 M(\omega_i)$, $D_{\Delta} = (1 - \frac{R}{\beta})$, $D_{dip.} = (1 + 2\kappa_1 F)$ ve $\tilde{M} = \omega_i^2 \tilde{F}$ 'dir.

Denklem (2.32) sistem denklemlerinin sıfırdan farklı çözümü olması için determinanı sifıra eşit olmalıdır.

$$D(\omega_n) = -\omega^2 \begin{vmatrix} M(\omega_i) & -S_{\Delta} & 2\kappa_1 \omega_i \tilde{F}_{np} \\ S_{\Delta} & \beta - R_{\Delta} & 2\kappa_1 \tilde{Y}_{\Delta np} \\ -\omega_i \tilde{F}_{np} & \omega_i \tilde{Y}_{\Delta np} & -(1 + 2\kappa_1 F_{np^2}) \end{vmatrix} = 0 \quad (2.36)$$

$F = \frac{F_n}{N^2} + \frac{F_p}{Z^2}$; $\tilde{F} = \frac{F_n}{N} - \frac{F_p}{Z}$ ifadeleri ve $\kappa_1 = \frac{2}{3} (\frac{NZ}{A})^2 \chi_1$ değeri (33)'de yerine yazılırsa bu determinantın açık şekli aşağıdaki gibi olur.

$$D(\omega_n) = \omega_i^2 [M (1 + \frac{4}{3} \chi_1 (\frac{Z^2}{A^2} F_n + \frac{N^2}{A^2} F_p)) - \frac{4}{3} \chi_1 \omega_i^2 (\frac{Z}{A} F_n - \frac{N}{A} F_p)^2] = 0 \quad (2.37)$$

Denklem (2.37)'dan sıfır enerjili Goldstone dalının diğer titreşim dallarından ($\omega_0 \neq 0$) yalıtılması açıkça gözükmemektedir çünkü $\omega_0 = 0$ bu denklemin çözümlerinden biridir. Goldstone dalına karşı gelen terim çekirdeğin uzayda öteleme kinetik enerjisine eşittir. Uyarılma enerjileri bulunduktan sonra (2.31) hamiltoniyenin özfonksiyonlarını hesaplamak için dalga fonksiyonunun $g_{qq'}$ ve $w_{qq'}$ katsayıları hesaplanır.

$$g_{qq'}^{\tau} = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} [\sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} + \omega_i \Delta_{\tau} \frac{L_i}{\beta} \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} - \tau_z \bar{L}_i \frac{2\kappa_1}{N_{\tau}} \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2}] \quad (2.38)$$

$$w_{qq'}^{\tau} = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} [\sum_{qq'} \omega_i \frac{\varepsilon_{qq'} P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} + \omega_i \Delta_{\tau} \frac{L_i}{\beta} \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} - \tau_z \bar{L}_i \omega_i \frac{2\gamma \kappa_1}{N_{\tau}} \sum_{qq'} \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2}] \quad (2.39)$$

Burada $L_i = \gamma \frac{D}{G}$ ve $\bar{L}_i = \gamma \frac{\bar{W}}{G}$ şeklindedir.

Bu bağıntıların yardımıyla uyarılma seviyelerinin geçiş ihtimalleri ve başka fiziksel özellikler kolaylıkla hesaplanabilir.

Öteleme ve Galileo değişmez modelde indirgenmiş geçiş ihtimali $B(E1)$ bağıntısındaki matris elemanı için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -\frac{e_{eff}^p}{2} \frac{1}{\sqrt{\omega_i Z}} \left[\frac{1}{2} M_p + L_i \omega_i \frac{\Delta_\tau}{2} \tilde{S}_p - \tau_z \bar{L}_i \frac{\kappa_1}{Z} F_p \right] \quad (2.40)$$

$$-\frac{e_{eff}^n}{2} \frac{1}{\sqrt{\omega_i Z}} \left[\frac{1}{2} M_n + L_i \omega_i \frac{\Delta_\tau}{2} \tilde{S}_n - \tau_z \bar{L}_i \frac{\kappa_1}{N} F_n \right]$$

burada

$$\tilde{S}_\tau = 2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'}^2 u_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \quad (2.41)$$

şeklindedir. Geçiş matris elemanlarının uyduğu toplam kuralları teorik sonuçların doğruluğunu test eder. Toplam kurallarının enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıklı olmayan şeklinde iki türü vardır. Elektrik dipol geçişlerinin enerji ağırlıklı toplam kuralının modelden bağımsız bir ifadesi olduğundan çok büyük öneme sahiptir.

Enerji ağırlıklı toplam kuralının genel ifadesi şu biçimdedir.

$$S(E1, \mu) = 2 \sum \omega_i B_i(0 \rightarrow 1^- K) = (1 + \delta_{\mu, 1}) \langle \Psi_0 | [M_\mu, [H, M_\mu]] | \Psi_0 \rangle \quad (2.42)$$

Bu ifadenin sol tarafı çekirdek uyarılmaları enerjisi ve $B(E1)$ uyarılma ihtimaliyle belirlendiğinden modele bağlıdır sağ tarafı ise modelden bağımsızdır. Taban durum radyasyon kalınlığı Γ_0 geçiş ihtimali $B(\Pi L, E_\gamma) \uparrow$ ($\Pi = E$ veya M) ile orantılıdır.

$$\Gamma_0 = 8\pi \sum_{\Pi L=1}^{\infty} \frac{(L+1)(E_\gamma / \hbar c)^{2L+1}}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{2J_0 + 1}{2J + 1} B(\Pi L, E_\gamma) \uparrow \quad (2.43)$$

Teorik olarak elektrik dipol ve manyetik dipol kalınlıklarının güç fonksiyonlarının hesaplanarak karşılaştırılması deneyde gözlenen dipol seviyelerinin pariteleri hakkında yorum yapmaya imkan sağlamaktadır. Böyle bir karşılaştırma incelenen seviyelerin paritelerini büyük ihtimalle belirlenmesine imkan sağlar. E1 geçişleri için deneyin ve teorinin kullandığı elektrik dipol kalınlığı;

$$\Gamma(E1)=0,349 \cdot \omega_f^3 B(E1) \text{ meV} \quad (2.44)$$

formülü ile verilir.

Çarpışma deneyleri yorumlanırken sonuçlar genellikle tesir kesitleri cinsinden ifade edilir. Tesir kesiti hedefe gönderilen parçacık demetinin hedefle etkileşme ihtimalidir ve birimi **barn** olup, 1 barn = 10^{-24} cm^2 'ye eşittir. Çekirdeğin dipol fotoabsorpsiyon tesir kesiti $\sigma_{E1}(E)$ ise (Ring ve Shuck, 2004)

$$\sigma_{E1}(E) = \frac{4\pi^2 e^2}{\hbar c} (E_f - E_0) \sum \left| \langle \Psi_f | M | \Psi_0 \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_0) \quad (2.45)$$

Şeklinde verilir. Burada M, indirgenmiş geçiş matris elemanı, $\delta(E_f - E_0)$ ağırlık fonksiyonu ve

$$\delta(E_f - E_0) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(E_f - E_0)^2 + (\frac{1}{2}\Delta)^2} \quad (2.46)$$

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

$$\rho_2(\omega - \omega_i) = \frac{1}{4\pi} \frac{\Delta^3}{\left[(\omega - \omega_i)^2 + (\Delta/2)^2 \right]^2} \quad (2.47)$$

Şeklinde yazılır. Burada Δ ortalama enerji aralığıdır (Malov ve ark., 1985) ve $(\omega - \omega_i)$ uyarılmış ve taban seviyeleri arasındaki enerji farkıdır.

Güç fonksiyonu E1 uyarılmaları için aşağıdaki gibi yazılabilir (Soloviev ve ark., 1980; Malov ve ark., 1985).

$$S_{E1}(E) = b(E1, E) = \frac{1}{2\pi} \sum_i \frac{\Delta}{(Ef - Eo)^2 + (\frac{1}{2}\Delta)^2} B(E1; 0^+ \rightarrow 1^-) \quad (2.48)$$

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

$$\sigma_{E1}(E) = 0,402 E S_{E1}(E) \quad (2.49)$$

Şeklindedir.

Deforme çekirdeklerin 1^- uyarılmaları için tesir tesiti

$$\sigma_n = \int E^n \sigma(E) dE = \frac{16\pi^3}{9hc} \sum_i \omega_i^{n+1} B(E1, 0^+ \rightarrow 1_i^-) \uparrow \quad (2.50)$$

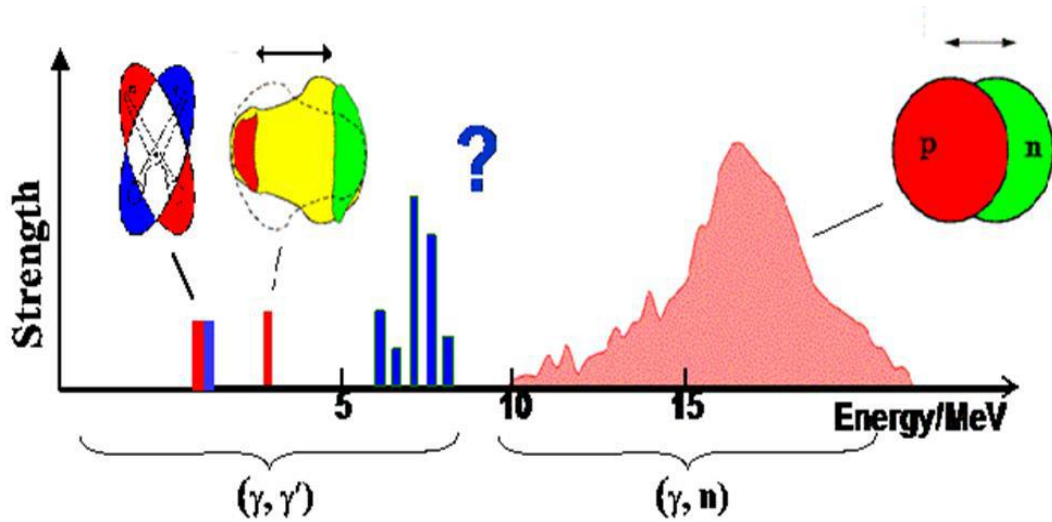
formülü kullanılarak hesaplanabilir.

2.2. Elektrik Dipol Uyarılmalar

2.2.1. Spektroskopik bölge

Çekirdekdeki nükleonların kollektif hareketi ve tek parçacık geçişleri olarak tanımlanabilen dipol rezonanslar, çekirdeğin düşük genlikli, yüksek frekanslı uyarılmalarının kollektif modu olarak bilinmektedirler (Speth ve Wambach 1991).

Elektrik dipol rezonanslar nötron ve proton sistemlerinin kütle merkezlerinin birbirine karşı yaptığı titreşimler sonucu meydana gelir (Baldwin ve Klaiber 1947, Goldhaber ve Teller 1948). Bu mod yüksek enerjilerde (13-16 MeV) Dev dipol rezonansı (GDR) oluşturur. Öteleme ve Galileo değişmezliklerinin restorasyon kuvvetlerinin 4 MeV'e kadar olan enerjilerde 1^- seviyelerini çok az etkilediği Goldston dalının yalıtılmasının etkisi nükleonun bağ enerjisi ve Dev rezonans civarında kendisini göstermektedir. Teorik olarak incelenen bazı deforme çekirdeklere 2÷2,5 MeV enerji aralığında bir tane güçlü 1^- seviyesinin bulunması ve bu tür bireysel seviyelerin foton saçılma deneylerinde de gözlenmesi bu durumların deforme çekirdeklere has bir özellik olduğunu göstermiştir (Ertuğral, 2007).



Şekil 2.1. Elektrik dipol rezonans

2.2.2. Cüce dipol rezonans

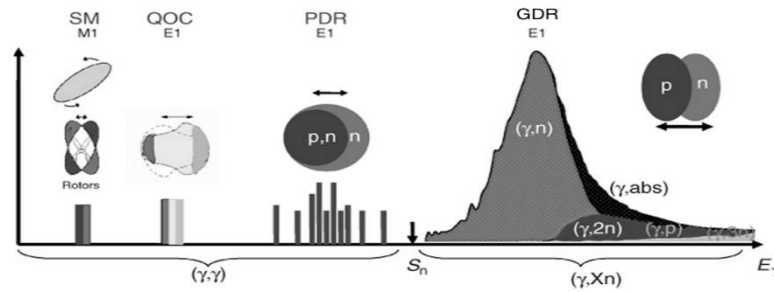
Cüce dipol rezonans (Pygmydipol rezonans-PDR), proton –nötron emisyon alt sınırına yakın olan enerjilerde yer alan bir elektrik dipol uyarımıdır ve gücü, dev dipol rezonansının (GDR)kinden çok daha küçük olduğu için soft E1 ya da pygmy olarak adlandırılmaktadır (Paar ve ark., 2007; Ponomarev, 2014). Pygmy dipol rezonans incelendiğinde tek doğru yöntem olarak, nötron proton eşitliğine karşı nötron fazlalığının titreşiminden kaynaklanabileceği öngörülmektedir (Avdeenkov ve Kamedzhiev, 2008; Wieland ve Bracco, 2011). Günümüzde NRF deneylerinde 1^- dipol uyarılmalarının yapısı üzerine çok yoğunlaşmıştır. Son zamanlarda yapılan araştırmalar nötronun bağ enerjisi (6-9 MeV) civarında iken küçük elektrik dipol geçişlerinin meydana geldiğini göstermiştir. Bu geçişlerin oluşturduğu rezonansların toplam B(E1) dipol geçiş güçleri Dev rezonanslardan biraz daha küçük olması sebebiyle bunlara cüce (Pygmy) rezonans denilmiştir.

PDR' ise GDR den daha düşük seviyelerde yer almaktadır. Bu yüzden PDR nin yapısını incelemek için teknolojinin gelişmeye başlaması ile 1990'lı yıllardan itibaren bu moda olan ilgi oldukça artmıştır. Pek çok çalışma yapılmıştır. Deneysel olarak PDR ($\alpha, \alpha'\gamma'$) ve (γ, γ') deneylerinde gözlenmektedir. ($\alpha, \alpha'\gamma'$) düşük enerjilerde (6,5-7 MeV), (γ, γ') deneyleri ise hem düşük hem de yüksek enerjilerde iyi sonuçlar vermektedir. Bu sonuçlar PDR modunun iki farklı yapıya sahip olan seviyelerden oluştuğunu göstermiştir.

2.2.3. Dev dipol rezonans

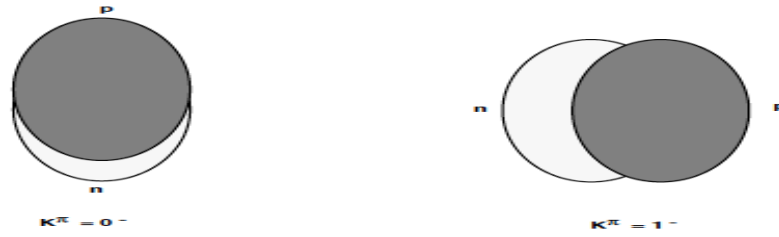
Dev dipol rezonanslar; nükleer kolektifliği tanımlamada nükleer modelleri test etmede, nükleer fotoabsorbsiyon deneylerinde tesir kesitinin kalınlığının ve enerji merkezinin belirlenmesinde, nükleer rezonans floresans deneylerinde 1^- dipol uyarılmalarının yapısının belirlenmesinde, çekirdek yapısının incelenmesinde nükleon-nükleon etkileşmelerinin yörünge ve spin momentlerine bağlı bileşenlerinin belirlenmesinde oldukça önemli rol oynadığı için teorik ve deneysel fizikçiler açısından ayrı yeri olan önemli problemlerden biridir.

Nükleer yapının temel yapı taşı olan, “Dev Rezonans Fiziği” (Bertrand, 1981) olarak ifade edilen dev rezonanslar atomik çekirdekte nükleon ayırma enerjisinden (8-10 MeV) daha büyük uyarılma enerjilerinde, açıl momentum (ΔL), spin (ΔS), izospin (ΔT) ve parite kuantum sayılarına göre farklılaşan rezonans durumlarıdır (Bortignon 2003). Elektrik dipol uyarılmalar tarafından üretilen ve önemli bir yere sahip olan dev dipol rezonans (GDR), makroskopik açıdan çekirdekteki nötronların protonlara karşı titreşimleri, mikroskopik açıdan pek çok parçacık-boşluk (p-h) seviyelerinin uyumlu süper pozisyonu olarak ifade edilebilir (Oishi, Kortelainen, and Hinohara 2016; Varlamov et al. 1999; Harakeh ve Woude, 2001).



Şekil 2.2. Nükleer kolektif uyarılma spektrumu (Stock 2013)

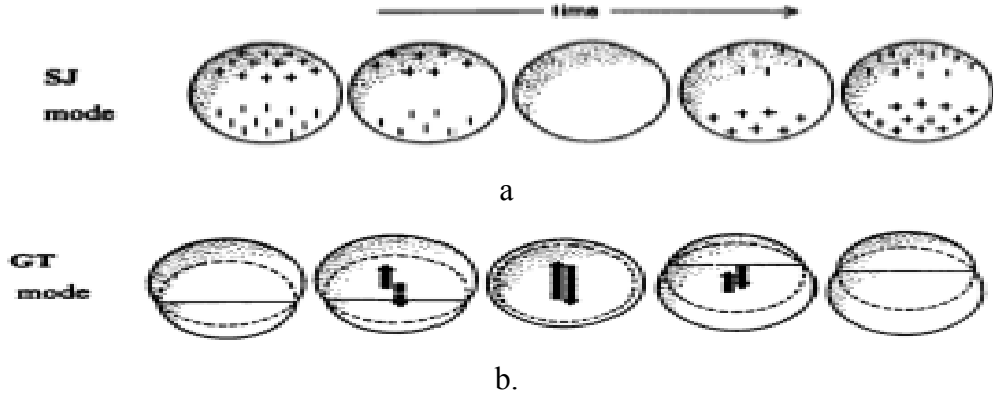
Çekirdeğin kolektif hareketini etkileyen faktörlerden biri deformasyondur. Örneğin bir deforme ortalama alan, oldukça yoğun tek parçacık spektrumu üretmesiyle tek parçacık seviyelerinin dejenerasyonunu ortadan kaldırmaktadır. Bu durum aynı zamanda içsel kolektif hareketi de etkilemektedir. Deforme çekirdekte elektrik dipol dev rezonansın ikiye bölünmesi bunun en iyi bilinen örneklerindedir. Bu ayrılma klasik olarak ölçeklendirme değişkeni (scaling argument) ile açıklanabilir. Nötron ve proton yoğunluklarının titreşimlerinin genellikle sürekli dalgalar (standing waves) ile tanımlanmasından ötürü özdeğerlerin $\lambda_i \sim R^l$ ile orantılı bir dalgaboyuna sahip olması beklenir. Bu nedenle özfonksiyonlar $w_i \sim R_i^{-1}$ ile ölçeklenmelidir. Bu nedenle deforme olmuş nükleer sistemin ana eksenler boyunca yarıçap değişiminden etkilenen bir frekans kayması meydana gelmektedir (Şekil 2). Bu kayma $K=0$ ve iki katlı $K=\pm 1$ değerlerine göre rezonansın ikiye bölünmesidir (Iudice, 2000; Bortignon, 2003).



Şekil 2.3. Deforme çekirdeklerde K=0 ve K=1 için proton-nötron ötelenme salınım modları (Iudice 2000)

Dev rezonans ifadesi ilk kez Bothe ve Gentner (1937) tarafından gerçekleştirilen bir deneysel çalışmadan elde edilen sonuçlar yorumlanırken kullanılmıştır. Teorik olarak ilk kez Migdal (1945) tarafından tahmin edilen dev rezonansların deneysel olarak varlığı Baldwin ve Klaiber (1947) tarafından doğrulanmıştır. Çalışmalarında, uranyum ve toryum için ölçtükleri foto-fisyon tesir kesitinin yaklaşık 18 MeV civarında geniş bir pike sahip olduğunu gözlemlemişlerdir. Pek çok çekirdeğin bu şekilde taranması sonucunda, fotoabsorbsiyon tesir kesitinin yaklaşık 5 MeV genişliğinde, fotodezentegrasyon eşiği ile 30 MeV arasında herhangi bir yerde yerleşen bir pike sahip olduğu, nükleer foto-etkinin Dev Dipol Rezonansı olarak ifade edilmiştir (Fuller ve Hayward, 1962). Goldhaber ve Teller (1948) tarafından bu rezonans İzovektör Dev Dipol rezonans olarak yorumlanmıştır. Bowman, Auchampaugh ve Fultz (1964), güçlü deforme çekirdekler için normal olan, fisil çekirdeklerin dev dipol rezonanslarının iki maksimuma sahip olduğunu ilk kez gözlemlemişlerdir (Gurevich, Lazareva, Mazur, Solodukhov and Tulupov, 1976). Yapılan bu ilk çalışmaların ardından GDR'nin en hafif olanlar dışındaki bütün çekirdekler için genel bir özellik olduğu ve biçim ile genişliğinin nükleer kütle numarası A ile düzgün bir şekilde değiştiği belirlenmiştir (Goeke ve Speth, 1982). Tarihsel olarak dev dipol rezonanslar hem makroskopik hem de mikroskopik yaklaşımlarla incelenmiştir. Makroskopik olarak GDR, çekirdekteki nükleonların birbirlerine karşı hareket ettikleri yüksek kolektif nükleer uyarılma olarak ifade edilmiştir. Bu bağlamda GDR hidrodinamik koşullarda sıvı damlalarının salınımları olarak düşünülmektedir. Spin ve izospin ile karakterize edilen çekirdekteki akışkan nükleonların hareketi ile ifade edilmektedir. Bu durumu açıklamak için ortaya farklı modeller atılmıştır. Steinwedel ve Jensen (1950) modelinde sıkıştırılmayan çekirdekte nötron ve proton yoğunluklarının zamanla değişmesi, yük salınımlarının elektrik dipol momenti meydana getirmesi söz konusudur (Goldhaber ve Teller, 1948).

modeli ise hidrodinamik bir modeldir ve bu modelde GDR, iki akışkan olarak nötron ve proton yoğunluklarının titreşimleri olarak açıklanmıştır (Iudice, 2000).



Şekil 2.4. GDR salınımının şematik gösterimi a. Steinwedel-Jensen (SJ), b. Goldhaber-Teller (GT) modeli (Steinwedel ve Jensen, 1950; Goldhaber ve Teller, 1948)

Dev rezonanslar mikroskobik açıdan parçacık-boşluk uyarılmalarının uyumlu süperpozisyonu olarak tanımlanmaktadır. Şematik modelde, rezidual parçacık-boşluk etkileşimleri, mümkün tüm parçacık-boşluk geçişlerinin uyumlu süperpozisyonuyla güçlü bir kolektif oluşum meydana gelmektedir (Harakeh ve Woude, 2001).

BÖLÜM 3. SAYISAL SONUÇLAR

Deforme çekirdekler özellikle nadir toprak elementleri, çekirdek yapısının incelenmesinde ve nükleonlar arasındaki nükleon-nükleon etkileşmelerinin belirlenmesinde önemli bir yer tutmaktadır. Deforme çekirdekler genellikle süperakışkan olup, aşağı enerji spektrumunda enerji aralığının (Gap) bulunur ve enerji seviye yoğunluğunun tek parçacık modelinin öngördüğünden 2 kat fazladır.

Bu çekirdeklerde yapılan incelemeler uygulanan modellerin başarısı, ortalama alan potansiyellerinin ve nükleon-nükleon etkileşme parametrelerinin fit edilmesi açısından çok önemlidir.

Elektrik dipol uyarılmalarının incelenmesinde elde edilen sayısal hesaplamalar deforme çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ ve $^{166-168}\text{Er}$ çekirdekleri için yapılmıştır. Hesaplamalar sonucunda türetilen analitik ifadeler Fortran programlama dilinde yazılarak, hesaplama sonuçları elde edilmiştir. Çalışmamızda elektrik dipol uyarılmaları nükleer uyarılma spektrumunda üç bölgeye ayrılarak incelenmiştir. 0-4 MeV aralığındaki spektroskopik bölge, 4-8 MeV aralığındaki küçük dipol rezonans ve 8-20 MeV aralığındaki dev dipol rezonans bölgeleri ayrı ayrı incelenmiş ardından her bölgenin kendine ait özellikleri birbirleriyle karşılaştırılmıştır. Tek parçacık enerjileri deforme Woods-Saxon potansiyelinden bulunmuştur (Cerkaski ve diğ. 1977, Dudek ve diğ. 1984).

Deforme çekirdeklerin elektrik dipol özelliklerinin hesaplamalarında deformasyon parametreleri çok önemli bir yere sahiptir. Çekirdek ortalama alan deformasyon parametresi δ_2 deneysel kuadrupol momentten bulunan β_2 deformasyon parametresi kullanılarak hesaplanmıştır (Raman et al. 1987). Her iki parametreye ait değerler tüm izotoplar için tablolarda verilmiştir. Çekirdeklerin elektrik dev dipol rezonanslarının

enerjilerini ve geçiş özelliklerini açıklamakta kullanılan bir diğer parametre χ güç parametresidir. Bu çalışmada, araştırılan izovektör dipol-dipol uyarılmaları için güç parametresi, $\chi = \xi A^{-5/3} fm^{-2} MeV$ ile verilmektedir (Pyatov ve Salamov, 1977). Kapa yani güç parametresi bulunurken ξ sabit herhangi bir doğal sayıdır. A çekirdeğin kütle numarasıdır. Biz bu tezde ξ değerini 400-700 arası değerler aldık.

Çalışmamızda, QRPA metodunun simetri kırınımlarının neden olduğu sahte haller ile öteleme ve Galileo değişmezliklerinin restore edildiği haller araştırılmıştır. NTGI (Öteleme ve Galileo Değişmez olmayan) model TI (Öteleme Değişmez) model, GI (Galileo Değişmez) model, TGI (öteleme ve Galileo Değişmez yaklaşım) QRPA model sonuçları karşılaştırılmıştır. Kullanılan NTGI, TI, GI ve TGI-QRPA yaklaşımlarına göre her çekirdeğin indirgenmiş dipol geçiş oranı B(E1) değerleri hesaplanmıştır. Bununla birlikte, her bir yaklaşıma göre tüm izotopların enerji spektrumları oluşturulmuştur. İzotopların toplam elektrik dipol fotoabsorbsiyon tesir kesitleri TGI QRPA yaklaşımı ile teorik olarak hesaplanmış, deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. Deforme çekirdeklere toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerine K=0 ve K=1 dallarının katkısını incelemek için tüm izotopların her iki dallarının Fotoabsorbsiyon tesir kesitleri ayrı ayrı hesaplanmıştır. Bulunan sonuçlarla grafikler çizilerek diğer teorik ve deneysel çalışmalarla karşılaştırma yapılmıştır. Tüm izotopların enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız indirgenmiş dipol radyasyon kalınlıkları hesaplanmış ve şekillerle gösterilmiştir.

3.1. Çift-Çift ¹⁶⁶⁻¹⁶⁸Er İzotop Zincirine Ait Sonuçlar

Erbiyum izotopları iyi deforme bölgesinin en kararlı deformasyonuna sahip olduklarından dolayı bu çekirdeklere nümerik hesaplamalarda kullanılan modellerin güvenilirliğinin test edilmesi bakımdan çok önemlidir.

Er çekirdeğinin 166-168 kütle numaralı izotoplarına ait elektriksel cüce ve dev dipol rezonans özelliklerinin incelenmesinde kullanılan parametreler Tablo 3.1.'de verilmiştir. Bu tabloda verilen süperakışkan model çiftlenim korelasyon parametresi değerleri, Soloviev (1976), Los Alamos National Laboratory Nükleer ve Parçacık

fiziği sisteminden (<http://t2.lanl.gov/>) alınan değerler arasında yer almaktadır. Bununla birlikte her bir izotop için güç parametresi $\chi = 500 A^{-5/3} fm^{-2} MeV$ değeri almıştır.

Tablo 3.1. Çift-çift $^{166-168}Er$ izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametresi değerleri ile $K=0$ ve $K=1$ dalları için β_2 , δ_2 deformasyon parametreleri

Çekirdek	Δ_n (MeV)	λ_n (MeV)	Δ_p (MeV)	λ_p (MeV)	β_2	δ_2
$^{168}_{68}Er$	0,76	-8,336	0,99	-5,957	0,28	0,2563
$^{166}_{68}Er$	0,86	-6,914	1,02	-6,626	0,26	0,2470

Bu bölümde elektrik dipol uyarılmaları için öteleme ve Galileo değişmezlikten doğan sahte hallerin yalıtılmasının çekirdek gerçek titreşim seviyelerinin özelliklerine etkileri incelenmiştir.

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, sonuçlar Tablo 4.2.'de verilmiştir. Burada, ortalama enerji değerleri E1 geçiş matris elemanlarının enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kurallarından elde edilmiştir.

$$\bar{\omega} = \sum_i \omega_i B(E1) / \sum_i B(E1) \quad (3.1)$$

Bu bölümde öteleme ve galileo değişmezlikten doğan sahte hallerin yalıtılmasının çekirdek gerçek titreşim seviyelerinin özelliklerine etkileri spektroskopik bölge, cüce dipol ve dev dipol rezonans bölgelerinde incelenmiştir. Bunun için elektrik dipol 1⁻ uyarılmaları için (2.40) formülü kullanılarak yapılmıştır. Elektrik dipol uyarılmalarını doğru tanımlamak için restore edilmiş Galileo ve öteleme değişmezliğin rolünün araştırılması gereklidir.

$^{166-168}Er$ çift-çift deforme çekirdeğin farklı yaklaşımlar kullanılarak hesaplanan B(E1) değerlerinin enerjiye göre dağılımı spektroskopik bölge (2-4 MeV), cüce rezonans bölgesi (4-8 MeV) ve dev dipol rezonans bölgesi (8-20 MeV) için sırasıyla Tablo 3.2., 3.3. ve 3.4.'de gösterilmiştir.

Tablo 3.2. Çift-çift $^{166-168}\text{Er}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 0-4 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması

A	K	Öteleme +Galileo			Öteleme			Galileo			Öteleme +Galileo		
		Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Olmayan Model		
		$\sum B(E1)$	$\sum B(E1)\omega$	$\bar{\omega}$	$\sum B(E1)$	$\sum B(E1)\omega$	$\bar{\omega}$	$\sum B(E1)$	$\sum B(E1)\omega$	$\bar{\omega}$	$\sum B(E1)$	$\sum B(E1)\omega$	$\bar{\omega}$
	(e ² fm ²)	(e ² fm ² MeV)	(MeV)	(e ² fm ²)	(e ² fm ² MeV)	(MeV)	(e ² fm ²)	(e ² fm ² MeV)	(MeV)	(e ² fm ²)	(e ² fm ² MeV)	(MeV)	
166	0	3,6929	10,9628	2,9686	3,8537	11,5670	3,0015	3,3022	9,4528	2,826	3,6005	10,6419	2,9557
	1	20,4961	50,7702	2,4771	17,1950	49,2879	2,8664	21,3208	52,0551	2,4415	17,4372	48,2226	2,7655
168	0	3,8509	12,1127	3,1455	4,0640	12,9129	3,1774	3,8515	12,1278	3,1489	4,0620	12,9037	3,170
	1	13,1618	34,4235	2,6154	17,1950	49,3884	3,1119	18,3178	54,5654	2,9788	16,0420	49,7726	3,1020

Tablo 3.3. Çift-çift $^{166-168}\text{Er}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 4-8 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması

A	K	Öteleme +Galileo			Öteleme			Galileo			Öteleme +Galileo		
		Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Olmayan Model		
		$\sum B(E1)$	$\sum B(E1)\omega$	$\bar{\omega}$	$\sum B(E1)$	$\sum B(E1)\omega$	$\bar{\omega}$	$\sum B(E1)$	$\sum B(E1)\omega$	$\bar{\omega}$	$\sum B(E1)$	$\sum B(E1)\omega$	$\bar{\omega}$
	(e ² fm ²)	(e ² fm ² MeV)	(MeV)	(e ² fm ²)	(e ² fm ² MeV)	(MeV)	(e ² fm ²)	(e ² fm ² MeV)	(MeV)	(e ² fm ²)	(e ² fm ² MeV)	(MeV)	
166	0	529,9382	3629,4995	6,8015	763,3789	5381,9662	7,0299	537,1877	3678,3018	6,8230	683,6848	4836,7321	7,0529
	1	289,0969	1976,0803	6,5468	381,1175	2725,0256	6,9652	296,5603	2025,8975	6,9652	352,7663	2515,3553	6,9248
168	0	652,2186	4644,7643	3,9526	993,2938	7238,5559	4,1218	755,5378	3675,6268	3,6741	1038,7955	7574,6769	4,0991
	1	336,4676	2225,1204	4,0728	381,1175	3395,1101	4,0592	289,926	2008,2246	3,7133	291,9563	2012,8841	3,5944

Tablo 3.4. Çift-çift ¹⁶⁶⁻¹⁶⁸Er izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması

A	K	Öteleme +Galileo			Öteleme			Galileo			Öteleme +Galileo		
		Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Olmayan Model		
		$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)
166	0	13935,823	137070,7445	9,7232	13727,132	135768,7183	9,7383	14180,644	141034,5107	9,8303	13920,361	139394,4867	9,8737
	1	23189,444	296926,2947	12,7198	23250,693	306022,4364	13,0554	0,2141	23447,0293	12,6967	23543,808	315684,000	13,2008
168	0	14117,75	142043,9701	5,9764	14030,893	142764,6472	5,8496	14363,687	141037,1857	6,1562	14039,787	143047,4663	5,8882
	1	23307,855	26,3499	8,5628	23250,693	316748,0774	9,202	23449,598	304448,3066	9,1859	23810,032	318020,3347	9,6751

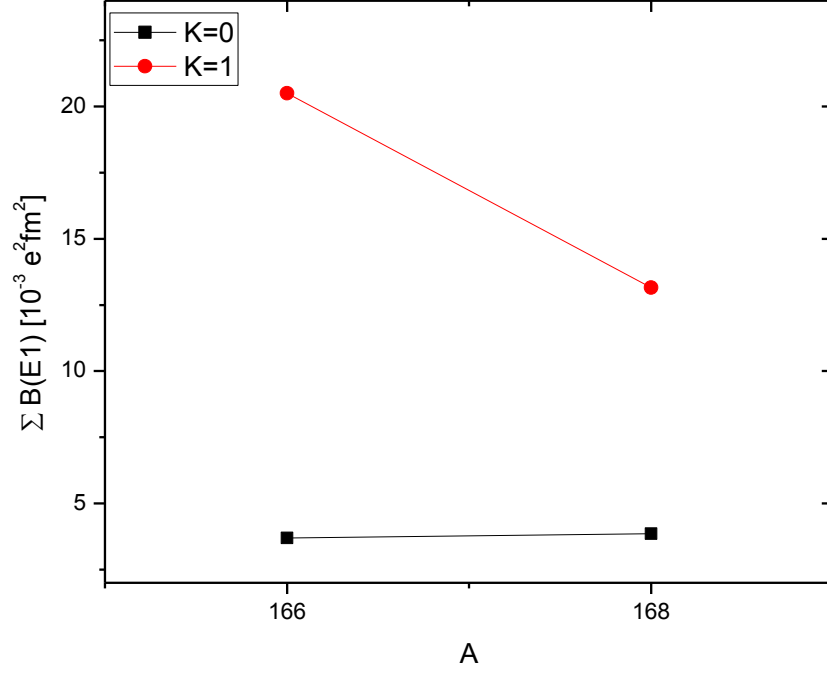
Er çekirdeğinin 0-4 MeV enerji aralığıyla ilgili ayrıntılı çalışma Ertuğral (2007)' de yapılmıştır. Yapılan incelemeler sonucunda benzer sonuçlar elde ederek K=0 dalındaki elektrik dipol uyarılmaların K=1 dalından çok fazla olduğu görülmüştür.

Tablo 3.2.'de K=1 dalı için bulunan toplam indirgenmiş geçiş olasılığı ($\Sigma B(E1)$), toplam enerji ağırlıklı indirgenmiş geçiş olasılığı ($\Sigma B(E1)\omega$) değerlerinin K=0 dalı için olanlardan daha büyük olduğu görülmektedir. Ortalama enerji ($\bar{\omega}$) değerlerinin ise K=0 dalı daha büyüktür. Toplam indirgenmiş geçiş olasılığı ($\Sigma B(E1)$) değerlerinin K=0 dalı için 4 MeV civarında, K=1 dalı için 16 MeV civarında değerler aldığı, ortalama enerji ($\bar{\omega}$) değerlerinin K=0 dalı için 3 MeV civarında, K=1 dalı için 2.5 MeV civarında olduğu bulunmuştur. Bu sonuç, düşük enerji bölgesinde K=0 dalının K=1 dalından daha baskın özellikte olduğunu göstermektedir. Deformasyon parametresi en küçük olan 166 kütle numaralı Er izotopunun K=1 dalının $\Sigma B(E1)$ değeri diğer izotoplarından daha büyük çıkmıştır.

Tablo 3.3.'de K=0 dalı için bulunan toplam indirgenmiş geçiş olasılığı ($\Sigma B(E1)$), toplam enerji ağırlıklı indirgenmiş geçiş olasılığı ($\Sigma B(E1)\omega$) değerlerinin K=1 dalı için olanlardan daha büyük olduğu görülmektedir. Ortalama enerji ($\bar{\omega}$) değerlerin de de K=0 dalı daha büyüktür. 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 15 MeV civarında olduğu bulunmuştur.

Tablo 3.4.'de K=1 dalı için bulunan toplam indirgenmiş geçiş olasılığı ($\Sigma B(E1)$), toplam enerji ağırlıklı indirgenmiş geçiş olasılığı ($\Sigma B(E1)\omega$) değerlerinin K=0 dalı için olanlardan daha büyük olduğu görülmektedir. Ortalama enerji ($\bar{\omega}$) değerlerin de de K=0 dalı daha büyüktür. Toplam indirgenmiş geçiş olasılığı ($\Sigma B(E1)$) değerlerinin K=0 dalı için 13 MeV civarında, K=1 dalı için 141037,1857 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.

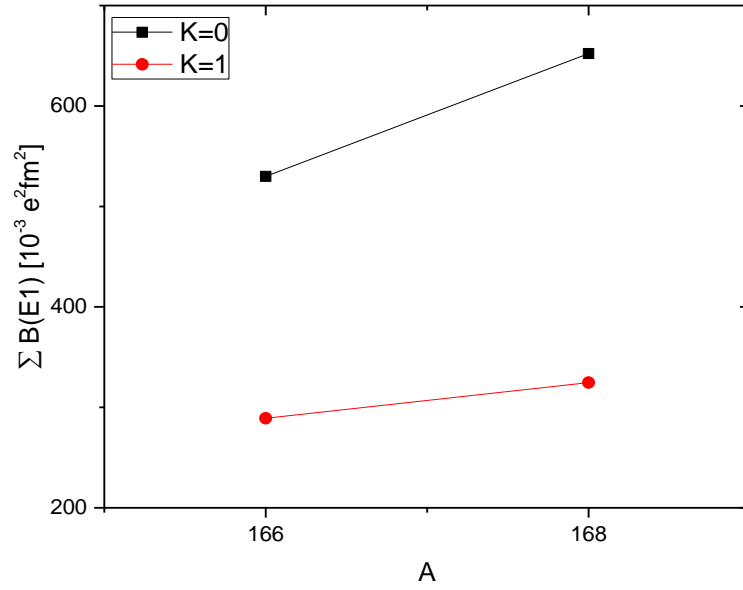
Çift-çift $^{166-168}\text{Er}$ çekirdeğinin K=0 ve K=1 dalı için TGI QRPA modelinden elde edilen $\Sigma B(E1)$ geçiş olasılığı değerlerinin kütle numarasına göre değişimi Şekil 3.5.'de gösterilmiştir.



Şekil 3.5. Çift-çift $^{166-168}\text{Er}$ çekirdeklerinin K=0 ve K=1 dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması (2-4 MeV).

Çift-çift $^{166-168}\text{Er}$ izotop zincirinin 2-4 MeV arasında toplam indirgenmiş geçiş olasılığının K=1 dalı K=0 dalından yaklaşık 3 kat daha fazla olduğu görülmüştür. Ayrıca K=0 dalının kütle numarasına bağlı olarak az da olsa artış gösterdiği buna karşılık K=1 dalının daha baskın olduğu ve toplam indirgenmiş geçiş olasılığının kütle numarasının artmasına karşılık azaldığı görülmüştür.

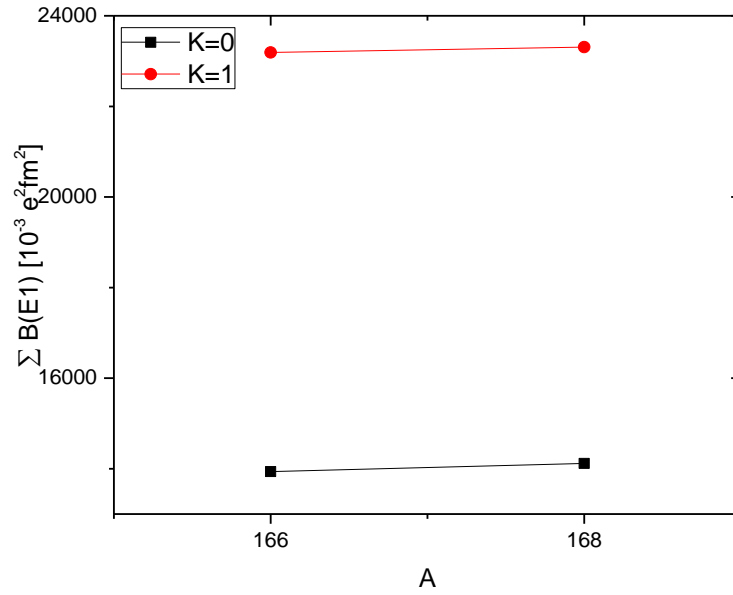
Şekil 3.6.'da çift-çift $^{166-168}\text{Er}$ çekirdeklerinin K=0 ve K=1 dalları için TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin kütle numarasına göre değişimi 4-8 MeV (pygm bölge) aralığında verilmiştir.



Şekil 3.6. Çift-çift $^{166-168}\text{Er}$ çekirdeklerinin K=0 ve K=1 dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması.(4-8 MeV).

Şekil 3.6.'da Er izotop zincirinde pygm enerji bölgesinde K=0 dalının K=1 dalına göre daha baskın olduğu görülmektedir. K=1 dalında deformasyonun azalmasıyla birlikte indirgenmiş geçiş olasılığı değerinde de azalma gözlenmiştir. K=0 dalında deformasyonun artmasıyla birlikte indirgenmiş geçiş olasılığı değerinde artış 0-4 MeV aralığından fazla olduğu ve düşük enerjilerde K=0 da kütle numarasıyla artan indirgenmiş geçiş olasılığının 4-8 MeV aralığında kütle numarasıyla arttığı görülmektedir.

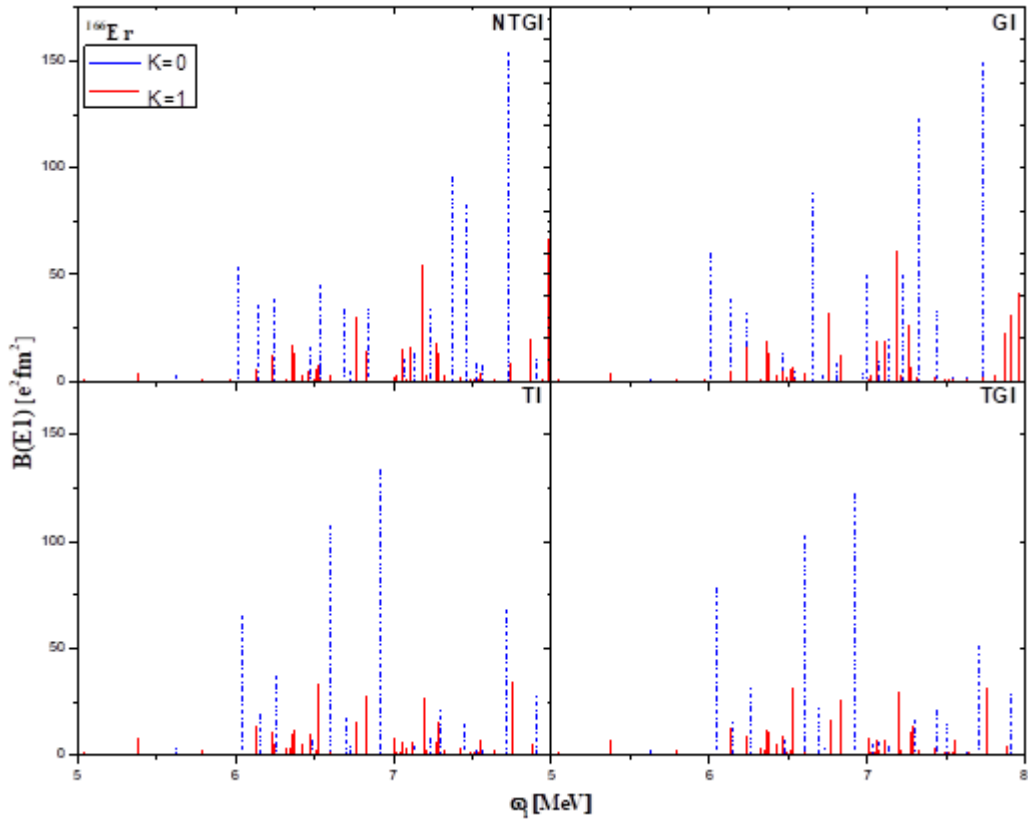
Deforme çift-çift $^{166-168}\text{Er}$ izotopları için toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerini kütle numarasına göre değişimi Şekil 3.7.'de verilmiştir.



Şekil 3.7. Çift-çift $^{166-168}\text{Er}$ izotop zincirinin çekirdeklerinin K=0 ve K=1 dallarında TGI-QRPA modelinden elde edilmiş toplam indirgenmiş geçiş olasılığı değerlerinin karşılaştırılması (8-20 MeV).

Şekil 3.7.'den görüldüğü gibi $^{166-168}\text{Er}$ izotop zincirinde (GDR dev dipol rezonans) 8-20 MeV enerji bölgesinde K=1 dalı K=0 dalına göre en baskın olduğu bölge olduğu görülmüştür. K=0 dalı ile K=1 dalı arasındaki farkın enerji aralığı büyüdükçe arttığı görülmektedir.

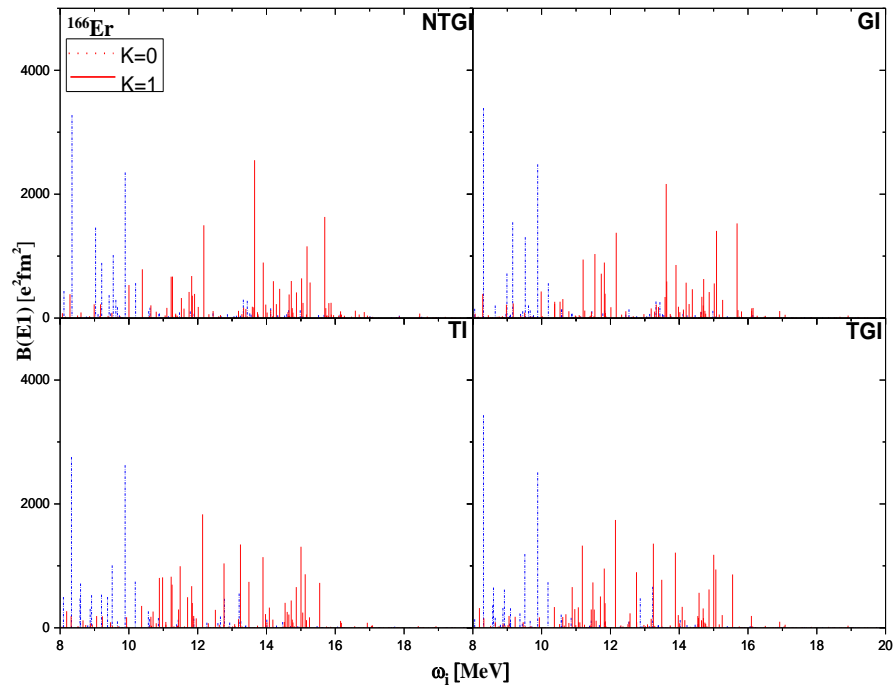
QRPA modeli kullanılarak deforme alanda kırılan simetritelerin restore edilmesi için K=0 ve K=1 dalları için efektif olarak ayrılabilen etkin kuvvetlerin eklenmesiyle elde edilen B(E1) değerlerine dört modelin (NTGI, GI, TI ve TGI QRPA) etkisi ^{166}Er çekirdeği için cüce dipol rezonans bölgesinde araştırılmış ve sonuçlar şekil 3.8.'de gösterilmiştir.



Şekil 3.8. Çift-çift ^{166}Er çekirdeğinin (5-8 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI- QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması

PDR modun $K=0$ ve $K=1$ dallarının katkıları ^{166}Er izotopu için Şekil 3.8.'de verilmiştir. 8 MeV enerjilere kadar $K=0$ dalının baskınlığı görülmektedir. $K=0$ dalındaki piklerde yine Er çekirdeğinin 3 pikli yapısına uyumlu sonuç vermiştir. Hiçbir restorasyonun olmadığı model (NTGI) ve yalnızca Galileo invaryanlığın restore edildiği (GI) modelde en büyük $B(E1)$ değerleri 8 MeV civarında iken hem öteleme hem de Galileo değişmezliğin restore edildiği yaklaşım (TGI) ve yalnızca öteleme değişmezliğin restore edildiği yaklaşımda (TI) modelde yaklaşık 6.5 MeV enerji aralığına gerilediği görülmüştür. Burada öteleme değişmezlik etkisiyle enerji seviyeleri küçülmüştür.

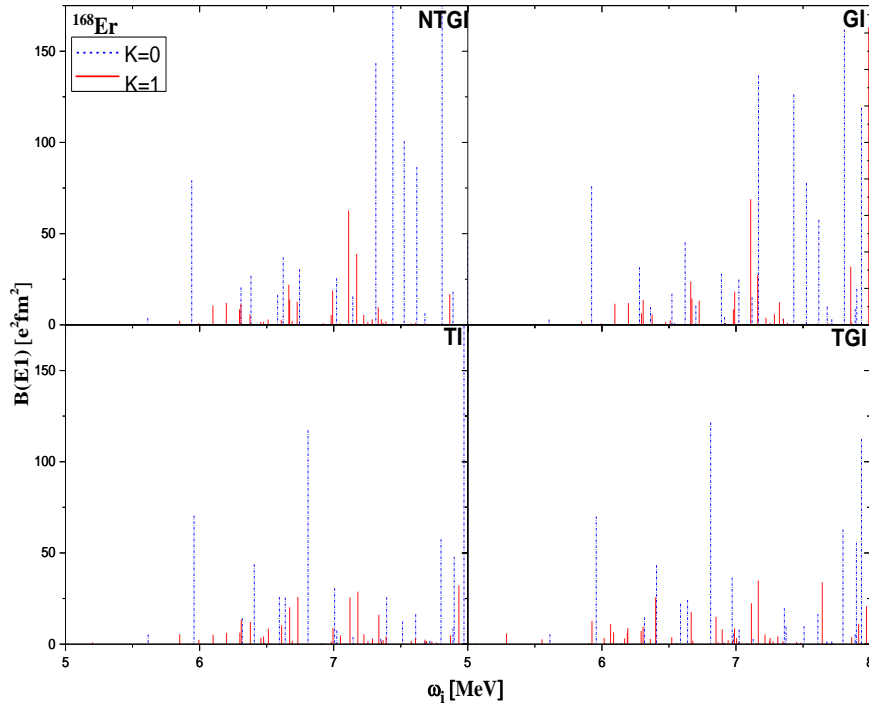
Deforme çift-çift ^{166}Er izotopu için NTGI, GI, TI ve TGI QRPA modellerinden elde edilen sonuçlar 8-20 MeV aralığı için sonuçlar Şekil 3.9.'da gösterilmiştir.



Şekil 3.9. Çift-çift ^{166}Er çekirdeğinin (8-20 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde hesaplanan $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 3.9.'da Er çekirdeğinin üç pikli yapısı görülmektedir. Yüksek enerjilerde $BE1$ gücünün azaldığı görülmektedir. Yüksek enerji seviyesinde NTGI ve GI modelin sonuçlarının birbirine benzerlik gösterdiği görülmektedir. Tüm incelenen modeller için 11 MeV enerjisinden sonra baskın $K=1$ dalı gözlenmektedir.

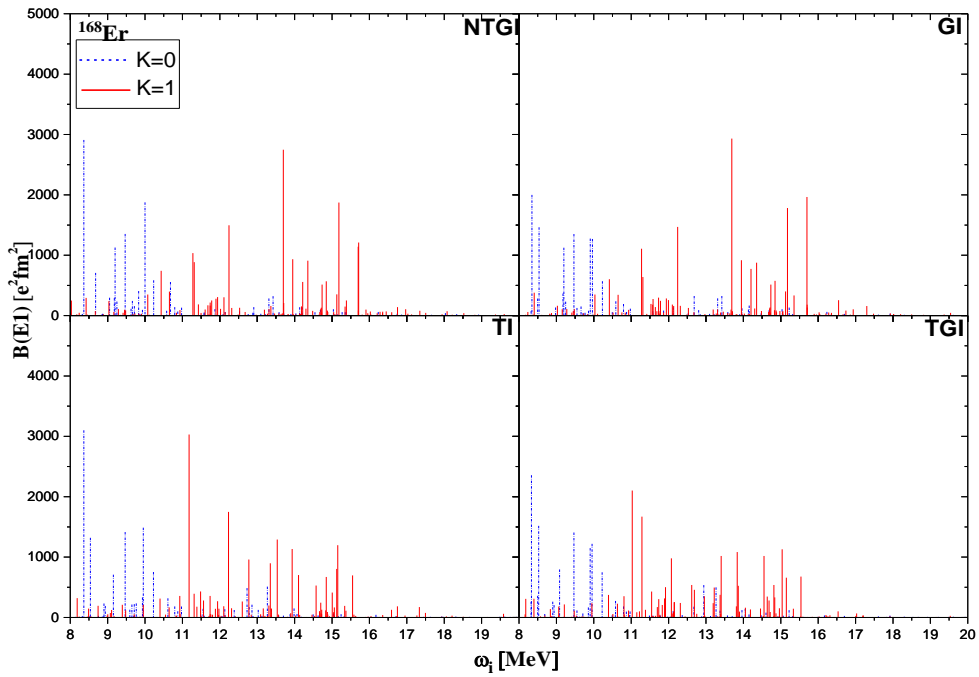
Deforme çift-çift ^{168}Er izotopu için NTGI, GI, TI ve TGI QRPA modellerinden elde edilen sonuçlar 5-8 MeV aralığı için sonuçlar Şekil 3.10.'da gösterilmiştir.



Şekil 3.10. Çift-çift ^{168}Er çekirdeğinin (5-8 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması

Pygm enerji bölgesinde $K=0$ ve $K=1$ dallarının katkısı ^{168}Er izotopu için Şekil 3.10. da verilmiştir. $K=0$ dalının 8 MeV enerjilere kadar baskın olduğu görülmektedir. $K=0$ dalındaki pikler ^{166}Er çekirdeğinde olduğu gibi ^{168}Er çekirdeğinin 3 pikli yapısıyla uyumlu şekilde sonuç vermiştir. Hiçbir restorasyonun olmadığı model (NTGI) ve yalnızca Galileo invaryanlığın restore edildiği (GI) modelde en büyük $B(E1)$ değerleri 8 MeV civarında iken hem öteleme hem de Galileo değişmezliğin restore edildiği yaklaşım (TGI) ve yalnızca öteleme değişmezliğin restore edildiği yaklaşımda (TI) modelde yaklaşık 6.5 MeV enerji aralığına gerilediği görülmüştür. Burada öteleme değişmezlik etkisiyle enerji seviyeleri küçülmüştür.

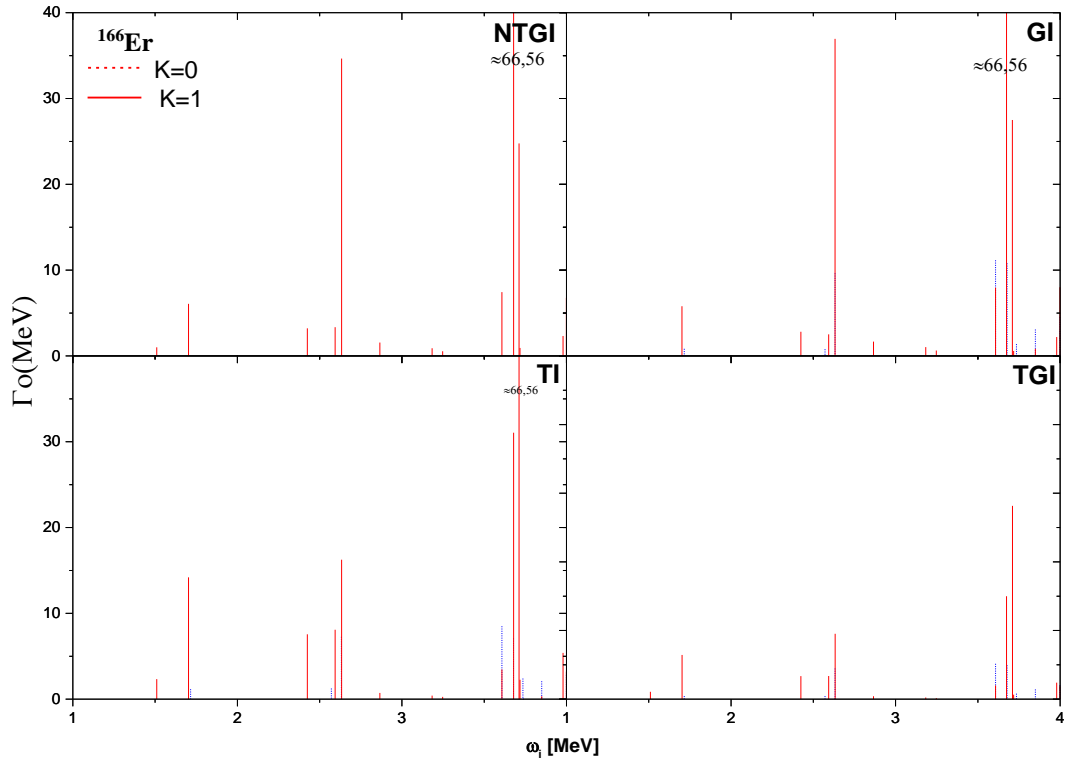
^{168}Er izotopu için NTGI, GI, TI ve TGI QRPA modellerinden elde edilen sonuçlar 8-20 MeV aralığı için Şekil 3.11.'de karşılaştırılmıştır.



Şekil 3.11. Çift-çift ^{168}Er çekirdeğinin (8-20 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 3.11.'de Er çekirdeğinin üç pikli yapısı görülmektedir. Yüksek enerjilerde $B(E1)$ gücünün azaldığı görülmektedir. Yüksek enerji seviyesinde NTGI ve GI modelin sonuçlarının birbirine benzerlik gösterdiği görülmektedir. Tüm incelenen modeller için 11 MeV enerjisinden sonra baskın $K=1$ dalı gözlenmektedir. $K=0$ dalının ise düşük enerjilerde yoğunlaştığı görülmektedir.

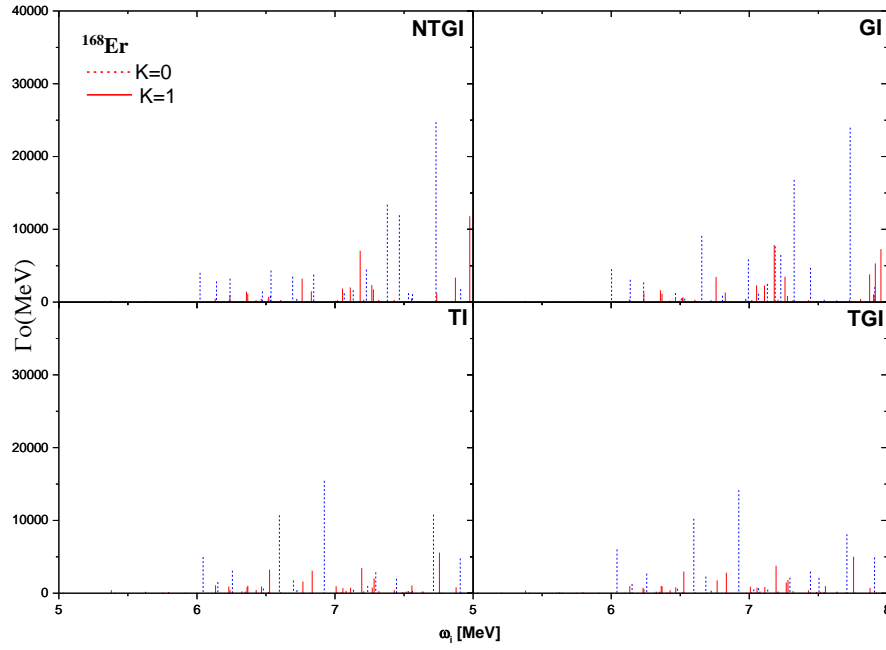
Çift-çift ^{166}Er çekirdeğinin 0-4 MeV enerji aralığında TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması Şekil 3.12.'de gösterilmiştir.



Şekil 3.12. Çift-çift ^{166}Er çekirdeğinin (0-4 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 3.12.'de K=1 dalının daha baskın olduğu görülmektedir. K=0 ve K=1 dalları karşılaştırıldığında sadece öteleme restarasyonlu (TI) modelde seviye sayısı daha fazladır. Büyük piklerin tüm modellerde aynı kaldığı görülmüştür. Hem öteleme hem galileo değişmez (TGI) modelde daha fazla sayıda spektrum gözlenmiştir.

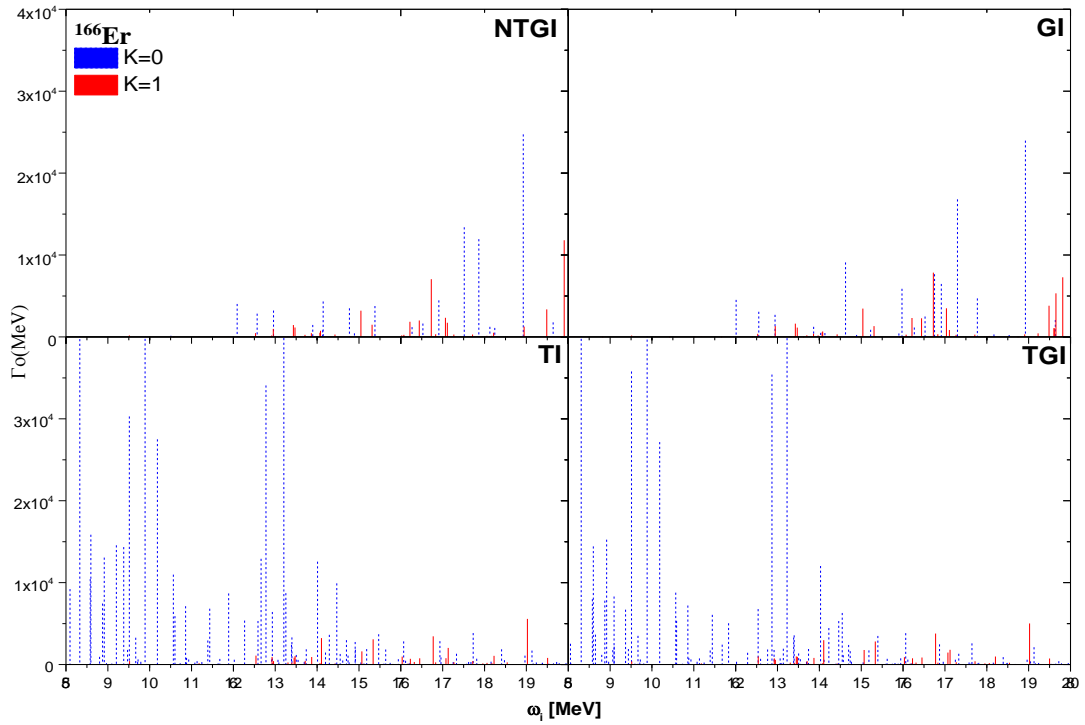
Deforme çift-çift ^{166}Er çekirdeğinin 5-8 MeV enerji aralığında TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması Şekil 3.13.'de verilmiştir.



Şekil 3.13. Çift-çift ^{166}Er çekirdeğinin (5-8 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 3.13.'de 5-8 MeV enerji aralığında K=0 dalının daha baskın olduğu görülmektedir. K=0 ve K=1 dalları karşılaştırıldığında hiçbir restarasyonun olmadığı (NTGI) modelde seviye sayısı daha fazladır. Ayrıca yine bu modelde pikler daha yoğundur. Öteleme değişmezliğin etkisinin olduğu modellerde enerji seviyelerinin azaldığı görülmüştür.

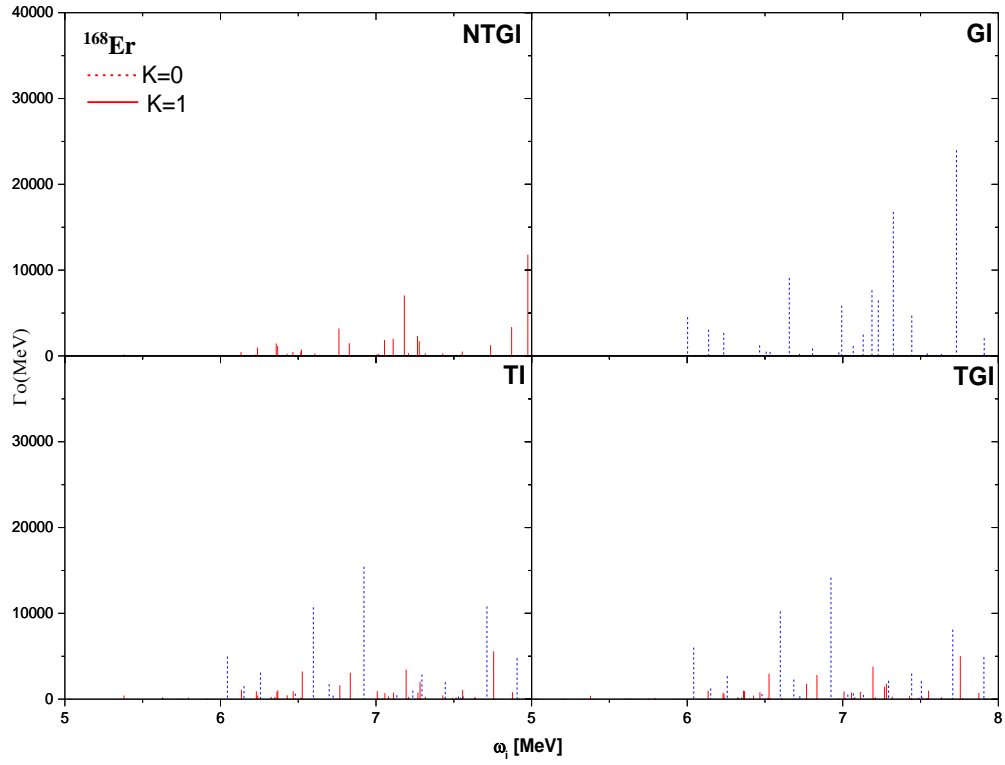
Deforme çift-çift ^{166}Er çekirdeğinin 8-20 MeV enerji aralığında TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması Şekil 3.13.'de verilmiştir.



Şekil 3.14. Çift-çift ^{166}Er çekirdeğinin (8-20 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 3.14.'de 8-20 MeV enerji aralığında radyasyon kalınlığı değerleri enerji ve $B(E1)$ değerleri ile ilişkili olduğu için K=0 dalı için elde edilen değerlerin K=1 dalı için elde edilenlerden daha büyük çıkması beklenen bir sonuçtur.

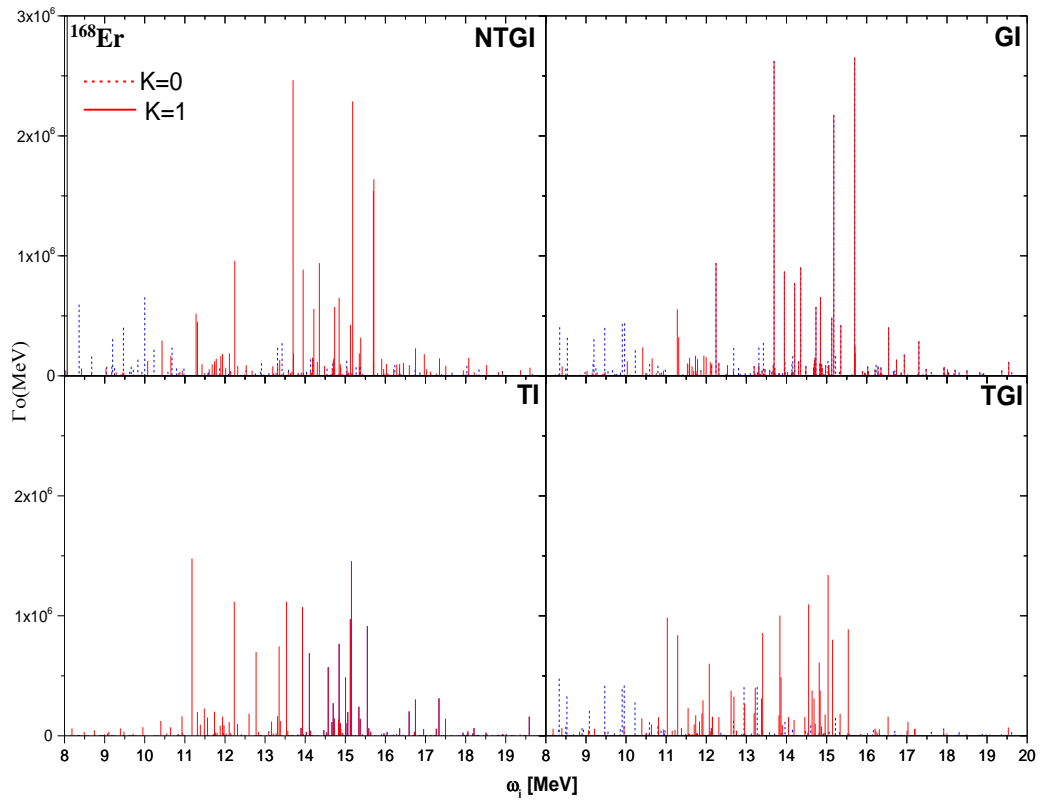
Deforme çift-çift ^{168}Er çekirdeğinin 5-8 MeV enerji aralığında TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması Şekil 3.14.'de verilmiştir.



Şekil 3.15. Çift-çift ^{168}Er çekirdeğinin (5-8 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 3.15.'de 5-8 MeV enerji aralığında K=0 dalının daha baskın olduğu ^{166}Er çekirdeğinde olduğu gibi ^{168}Er çekirdeğinde de görülmektedir. Fakat bu çekirdek için hiçbir restarasyonun olmadığı NTGI modelde K=1 dalı baskınken restarasyonlu modellerde açıkça K=0 dalı baskın olarak gözlenmiştir.

Deforme çift-çift ^{168}Er çekirdeğinin 5-8 MeV enerji aralığında TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması Şekil 3.14.'de verilmiştir.



Şekil 3.16. Çift-çift ^{168}Er çekirdeğinin (8-20 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması

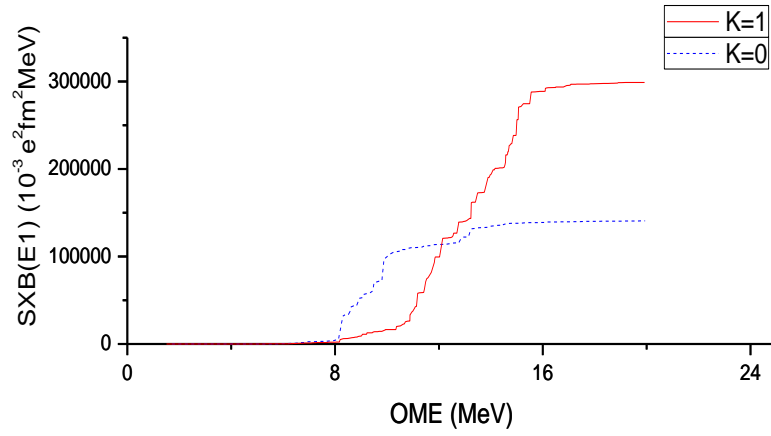
Şekil 3.16.'da yüksek enerji bölgesinde radyasyon kalınlığı değerleri enerji ve $B(E1)$ değerleri ile ilişkili olduğundan yüksek enerji seviyelerinde K=1 dallarının belirgin olması beklenen bir sonuçtur. Öteleme değişmezliğin etkisinde olan (TI) yaklaşımda bu baskınlık daha fazla belirgindir. Diğer tüm modellerde de yüksek enerji seviyelerinde radyasyon kalınlığına gelen asıl katkının K=1 dalından geldiği açıkça görülmektedir.

Deforme çift-çift ^{168}Er çekirdeğinin 0-4 MeV enerji aralığında indirgenmiş geçiş olasılıklarının NTGI, GI, TI ve TGI QRPA ile hesaplanmış değerlerinin K π ile karşılaştırılması radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması Tablo 3.5.'de verilmiştir.

Tablo 3.5.Çift-çift ^{168}Er çekirdeğinin 0-4 MeV enerji aralığındaki indirgenmiş geçiş olasılıklarının NTGI, GI, TI ve TGI QRPA ile hesaplanmış değerlerinin K^π ile karşılaştırılması

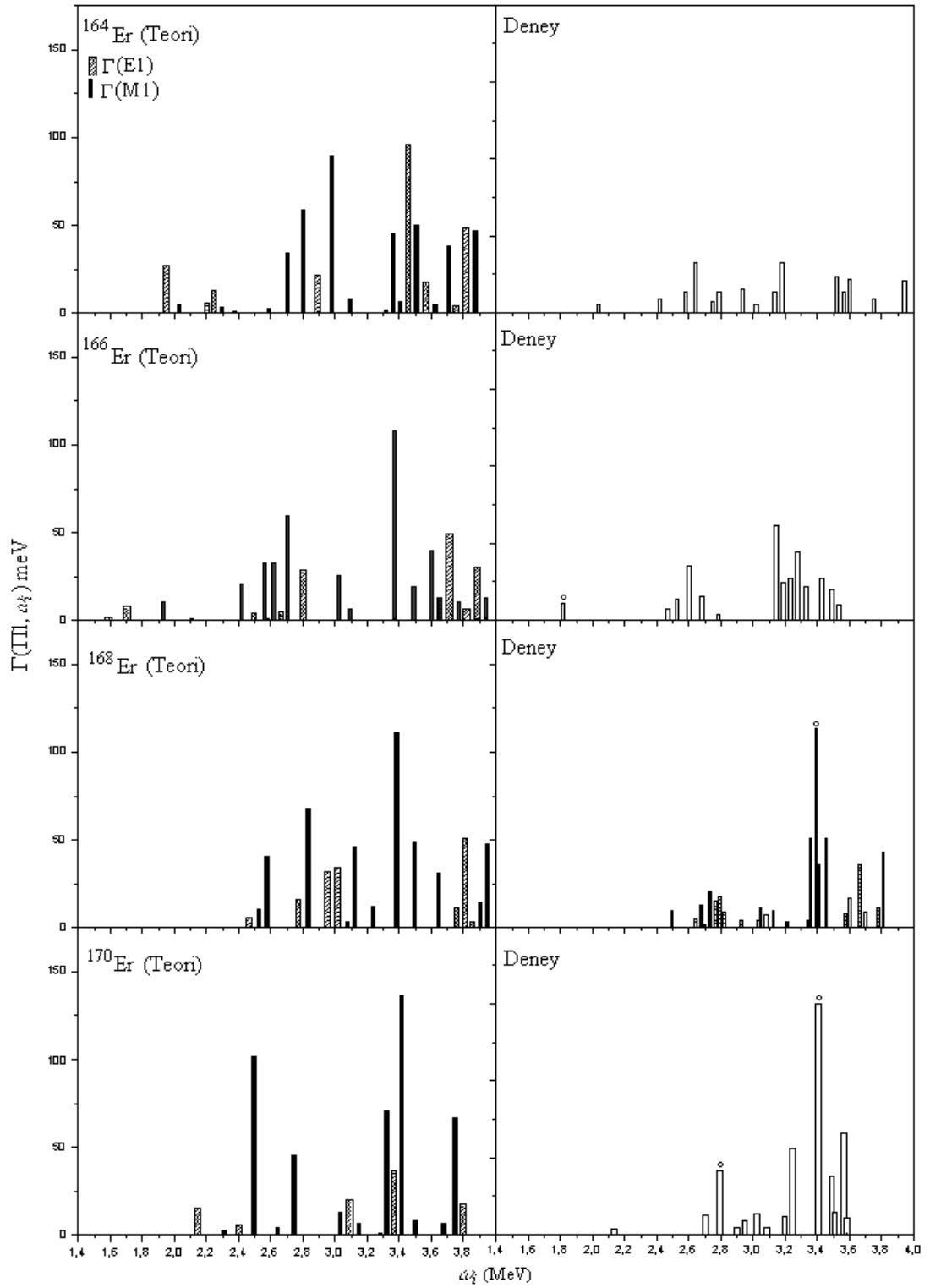
NTGI			GI			TI			TGI		
E (MeV)	B(E1) ($10^{-3}e^2\text{fm}^2$)	K^π	E (MeV)	B(E1) ($10^{-3}e^2\text{fm}^2$)	K^π	E (MeV)	B(E1) ($10^{-3}e^2\text{fm}^2$)	K^π	E (MeV)	B(E1) ($10^{-3}e^2\text{fm}^2$)	K^π
1.5098	0.833	1-	1.702	3.3638	1-	1.5097	1.793	1-	1.5097	1.793	1-
1.7031	3.5217	1-	2.4247	0.5667	1-	1.7021	7.4863	1-	1.7021	7.4863	1-
2.4253	0.6464	1-	2.5935	0.4128	1-	2.4247	1.3498	1-	1.7159	0.5216	0-
2.5941	0.5497	1-	2.6324	5.8052	1-	2.5935	1.1078	1-	2.4247	1.3498	1-
2.6333	5.4379	1-	2.8656	0.2031	1-	2.6325	2.9921	1-	2.5712	0.152	0-
2.8657	0.1892	1-	3.1835	0.0909	1-	2.8656	0.1012	1-	2.5935	1.1078	1-
3.1836	0.0798	1-	3.2472	0.0529	1-	3.1835	0.0435	1-	2.6321	1.4067	0-
3.2473	0.0452	1-	3.6074	0.4855	1-	3.2472	0.0259	1-	2.6325	2.9921	1-
3.6074	0.454	1-	3.674	4.139	1-	3.6074	0.2431	1-	2.8656	0.1012	1-
3.6787	3.832	1-	3.71	1.5426	1-	3.6743	1.7328	1-	3.1835	0.0435	1-
3.7117	1.3877	1-	3.7172	0.0322	1-	3.7102	3.1596	1-	3.2472	0.0259	1-
3.7173	0.0518	1-	3.8492	0.0418	1-	3.7172	0.072	1-	3.6074	0.2431	1-
3.9792	0.1053	1-	3.9792	0.0999	1-	3.9792	0.2186	1-	3.6075	0.63	0-
3.9993	0.3034	1-	3.9989	0.4701	1-	3.999	0.4957	1-	3.6743	1.7328	1-
1.716	0.4957	0-	1.7158	0.1332	0-	1.716	0.1575	0-	3.6774	0.569	0-
2.5714	0.1575	0-	2.5712	1.5147	0-	2.5714	1.422	0-	3.7102	3.1596	1-
2.6324	1.422	0-	2.6321	0.6808	0-	2.6324	0.6388	0-	3.7172	0.072	1-
3.6075	0.6388	0-	3.6074	0.622	0-	3.6075	0.4991	0-	3.7347	0.0876	0-
3.6781	0.4991	0-	3.6773	0.0761	0-	3.6781	0.1009	0-	3.8493	0.1434	0-
3.7348	0.1009	0-	3.7346	0.1549	0-	3.7348	0.1314	0-	3.9792	0.2186	1-
3.8494	0.1314	0-	3.8493	0.2019	0-	3.8494	0.1551	0-	3.999	0.1703	1-
3.9992	0.1551	0-	3.999	0.3587	0-	3.9992	0.2714	0-	3.999	0.1825	0-
							0.1703				

Erbiyum izotopları için yapılan NRF deneylerinde makas mod enerji bölgesinde çok güçlü E1 geçişleri gözlenmemiştir. Öteleme-galileo değişmez model, öteleme değişmez model, Galileo değişmez model ve öteleme Galileo değişmez olmayan model 0-4 MeV aralığında toplam 25 seviye vardır. Seviye sayıları bu aralıkta değişmemiştir. 0-4 MeV aralığında $K=0$ 'da daha az seviye vardır. $K=1$ 'de bu aralıkta daha fazla seviye vardır. Bununla birlikte bütün modellerde $K=1$ dalından gelen geçişler nispeten daha güçlüdür. Şöyleki, öteleme-galileo değişmez modelde 2.633 MeV de $5.4379 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$, öteleme değişmez modelde 2.6324 MeV de $5.8052 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$, Galileo değişmez model'de 1.7021 MeV de $7.4863 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ ve öteleme Galileo değişmez olmayan model de 1.7021 MeV de $7.4863 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ sonuçları bulunmuştur. Aşağıda verilen çift-çift ^{166}Er izotop zinciri çekirdeklerinin $K=0$ ve $K=1$ dalları için elektrik dipol enerji ağırlıklı toplamlarının yüzdelik dağılımının gösterilmesi verilmiştir.



Şekil 3.17. Çift-çift ¹⁶⁶Erizotop zinciri çekirdeklerinin K=0 ve K=1 dalları için elektrik dipol enerji ağırlıklı toplamlarının yüzdellik dağılımının gösterilmesi.

Şekil 3.17.'de Er 166 çekirdeğinin elektrik dipol enerji ağırlıklı toplamları 0-4 MeV ve 4-8 MeV aralığında elektrik dipol enerji ağırlıklarına önemli bir katkı sağlamadığı bununla birlikte 8-20 MeV enerji arasında bu katkının maksimum olduğu gözlenmiştir.



Şekil 3.18. $^{164,166,168,170}\text{Er}$ izotop zinciri çekirdeklerin $K=1$ durumları için 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan dipol güç kalınlığının deneysel değerlerle karşılaştırılması (Maser et al. 1996a).

^{168}Er çekirdeğinde kalın çubuklarla gösterilen deneysel değerler polarizasyon deneyleriyle belirlenen uyarılmaları için pozitif pariteyi gösterir. Kesikli çubuklar

büyük olasılıkla pozitif pariteye sahip olan durumları, açık çubuklar ise paritenin belirlenemediği durumları gösterir.

Yapılan deneylerde $^{166-168}\text{Er}$ izotop zinciri çekirdeklerinin 2,4-4 MeV enerji aralığında gözlenen bir çok seviyenin spini ve pariteleri tam olarak belirlenememiştir. Buna karşın deneyde gözlenen dipol seviyelerin radyasyon kalınlıkları güvenilir bir biçimde ölçülmüştür. Bu durumda teorik sonuçları deneyle karşılaştırmak bakımından en uygun büyüklük seviyelerin dipol radyasyon kalınlıklarıdır Şekil 3.18'de $^{164-170}\text{Er}$ izotop zinciri çekirdeklerinin $\Delta K=1$ geçişleri için teorik olarak hesaplanan dipol kalınlığının NRF deneylerinde (Maser et al. 1996a) gözlenen dipol kalınlığı ile karşılaştırılması verilmiştir. İçi boş olan daireler ise Metzger (1976) tarafından bulunan pozitif pariteleri gösterir. Teoride ise (şekil 3.18'nin sol tarafı) içi dolu bar dönme değişmez modelden bulunan M1 dipol kalınlığını içi kesikli bar ise öteleme değişmez QRPA modeli kullanılarak hesaplanan E1 dipol kalınlığını gösterir

3.2. Çift-Çift $^{190-192}\text{Os}$ İzotop Zincirine Ait Sonuçlar

Küresel ve deforme çekirdeklerin incelenmesinde kullanılan modellerin ve parametrelerin geçiş çekirdeklerine de başarıyla uygulanması bu modellerin geliştirilmesi açısından çok önemlidir. Bu çekirdekler küresel ve deforme çekirdekler arasında bir geçiş bölgesinde yerleştiklerinden ve çok biçimlilik sergilediklerinden dolayı spektrumları çok karmaşıktır. Bundan dolayı küresel ve deforme çekirdeklere kıyasla daha az incelenmişlerdir. Geçiş çekirdeklerinin spektrumunun karmaşıklığından dolayı verilerin az olması sebebiyle A kütle sayısının veya deformasyon parametresinin bir fonksiyonu gibi modun özelliklerinin sistematik analizini incelemek oldukça zordur. Bu bakımdan, kararlı ve çoklu sayıda deformasyonlu izotopları olan elementlerin incelenmesi daha önemlidir.

Geçiş çekirdeği olan $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin 1^- durumlarının uyarılmaları öteleme değişmez QRPA metodu çerçevesinde incelenerek elde edilen sonuçlar kırımlı hamiltoniyen kullanılan model sonuçlarıyla karşılaştırılmış ve sahte durumların yalıtılmasının etkisinin geçiş çekirdekleri için de çok önemli olduğu geçiş

çekirdeği olan $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdekleri örnek alınarak gösterilmiştir. Çift-çift Os çekirdeğinin 190-192 kütle numaralı izotoplarına ait elektriksel dev dipol rezonans özelliklerinin incelenmesinde kullanılan parametreler Tablo 3.6.'da verilmiştir.

Tablo 3. 6.Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotoplarının süperakışkan model çiftlenim korelasyonu parametresi değerleri ile $K=0$ ve $K=1$ dalları için β_2 , δ_2 deformasyon parametreleri tabloda verilmiştir.

Çekirdek	Δ_n (MeV)	λ_n (MeV)	Δ_p (MeV)	λ_p (MeV)	β_2	δ_2
$^{190}_{76}\text{Os}$	0,99	-7,11	1,07	-7,136	0,1650	0,1568
$^{192}_{76}\text{Os}$	0,89	-6,733	1,00	-7,703	0,1570	0,1490

Bu tez çalışmasında dipol uyarılmaları için geliştirilen öteleme değişmez QRPA modeli çerçevesinde farklı yaklaşımlar kullanılarak çift-çift çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdekleri için hesaplanan $B(E1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı spektroskopik, cüce ve dev rezonans bölgeleri için Tablo 3.7., 3.8. ve 3.9.'da gösterilmiştir. Tablolarda öteleme ve galileo değişmez olmayan, öteleme değişme, Galileo değişmez ve Galileo ve öteleme değişmez hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan elektrik dipol geçiş ihtimallerinin $K=0$ ve $K=1$ dalları için sonuçlar karşılaştırılmıştır.

Tablo 3. 7. Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 0-4 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması

A	K	Öteleme +Galileo			Öteleme			Galileo			Öteleme +Galileo		
		Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Olmayan Model		
		$\sum B(E1)$ (e^2fm^2)	$\sum B(E1)\omega$ ($\text{e}^2\text{fm}^2\text{MeV}$)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e^2fm^2)	$\sum B(E1)\omega$ ($\text{e}^2\text{fm}^2\text{MeV}$)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e^2fm^2)	$\sum B(E1)\omega$ ($\text{e}^2\text{fm}^2\text{MeV}$)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e^2fm^2)	$\sum B(E1)\omega$ ($\text{e}^2\text{fm}^2\text{MeV}$)	$\bar{\omega}$ (MeV)
190	0	0,1489	0,4329	2,9061	0,0811	0,2499	3,1044	0,0944	0,2776	3,1044	0,0894	0,2951	3,1267
	1	5,5544	17,2547	3,1065	1,1639	3,5117	3,0173	5,5825	17,2851	3,0963	1,3907	4,3164	3,1038
192	0	0,0763	0,0564	2,5698	0,0414	0,0707	2,5699	0,0877	0,0501	2,5698	0,0735	0,0579	2,5699
	1	11,4381	0,2582	3,3866	1,4931	0,1365	3,3011	11,1149	0,2918	3,3278	1,7573	0,2473	3,3632

Tablo 3. 8.Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 5-8 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması

A	K	Öteleme +Galileo			Öteleme			Galileo			Öteleme +Galileo		
		Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Olmayan Model		
		$\sum B(E1)$ (e^2fm^2)	$\sum B(E1)\omega$ ($\text{e}^2\text{fm}^2\text{MeV}$)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e^2fm^2)	$\sum B(E1)\omega$ ($\text{e}^2\text{fm}^2\text{MeV}$)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e^2fm^2)	$\sum B(E1)\omega$ ($\text{e}^2\text{fm}^2\text{MeV}$)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e^2fm^2)	$\sum B(E1)\omega$ ($\text{e}^2\text{fm}^2\text{MeV}$)	$\bar{\omega}$ (MeV)
190	0	181,9761	1329,218	4,3974	249,9085	1878,2146	4,4331	96,4163	701,4123	4,1441	247,4776	82,375	4,4626
	1	253,0927	1736,4366	3,9531	329,9663	2375,1282	4,1683	253,0927	1816,8292	3,9941	317,9551	2293,3184	4,091
192	0	187,8141	1419,3446	4,1689	277,0033	2089,2331	4,2405	210,8084	1593,2188	4,2281	263,2707	1997,424	4,2226
	1	601,5481	4509,8755	3,7978	300,9746	2161,1709	3,5448	691,8247	5176,0852	3,7903	273,6765	1963,3483	3,5052

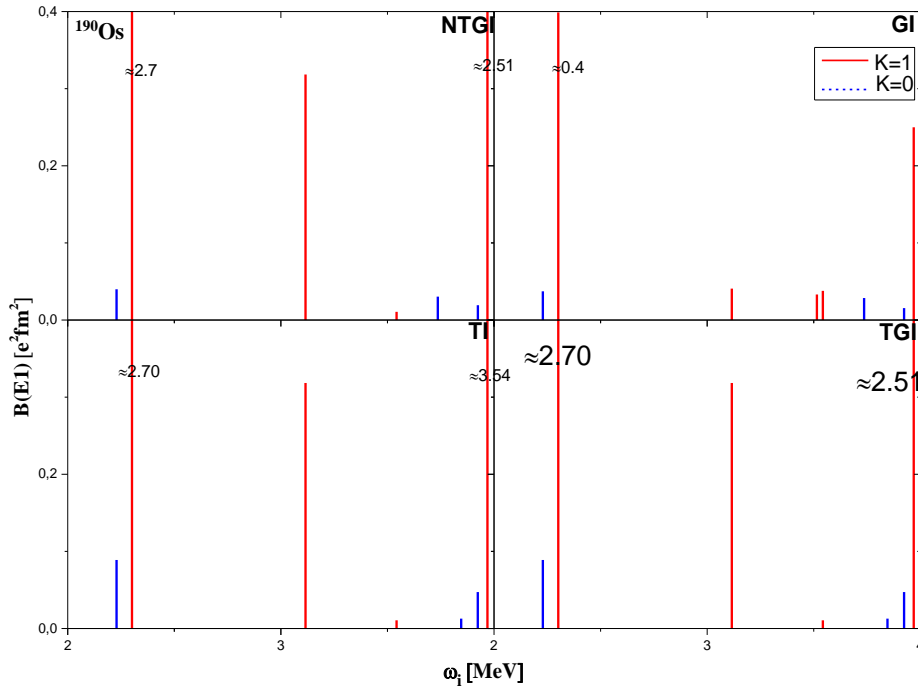
Tablo 3.7.'den görüldüğü gibi öteleme değişmez modelde Goldstone dalının yalıtılması kırımlı Brown modeliyle kıyaslandığında enerji ağırlıklı toplam kuralını %15-30 arasında enerji ağırlıksız toplam kuralını ise %5-15 arasında azaltır. Öteleme değişmez modelde Galileo değişmezliğinin restorasyonu hesaplara katıldığı zaman enerji ağırlıklı toplam kuralının ve toplam gücün fazla etkilenmediği görülmüştür.

Tablo 3.8.'de toplam BE1 değerlerinin $K=1$ dalında öteleme ve Galileo değişmez model öteleme değişmez model Galileo değişmez model ve öteleme ve Galileo değişmez olmayan modelde daha büyük olduğu görülmektedir. Bununla birlikte $K=0$ dalındaki ortalama enerji değerleri daha büyüktür.

Tablo 3. 9.Çift-çift¹⁹⁰⁻¹⁹²Osizotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması

A	K	Öteleme +Galileo			Öteleme			Galileo			Öteleme +Galileo		
		Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Model			Değişmez Olmayan Model		
		$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e ² fm ²)	$\sum B(E1)\omega$ (e ² fm ² MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)
190	0	16540,7377	212860,0053	8,4108	13627,175	167635,4867	7,7822	13976,6738	171479,6832	5,0484	13706,7536	172092,3906	7,876
	1	22421,8172	313852,7822	9,9678	23797,876	349242,3406	10,4042	23302,0143	321934,7333	9,7471	241161,7284	357758,959	10,6165
192	0	13005,7453	157796,171	7,8987	13202,4092	156939,845	7,805	13010,1527	159418,4218	7,8589	13060,2156	160002,701	7,9364
	1	19493,8009	0,2582	3,3866	20865,5225	0,1365	3,3011	19010,0936	0,2918	3,3278	21181,5662	0,2473	3,3632

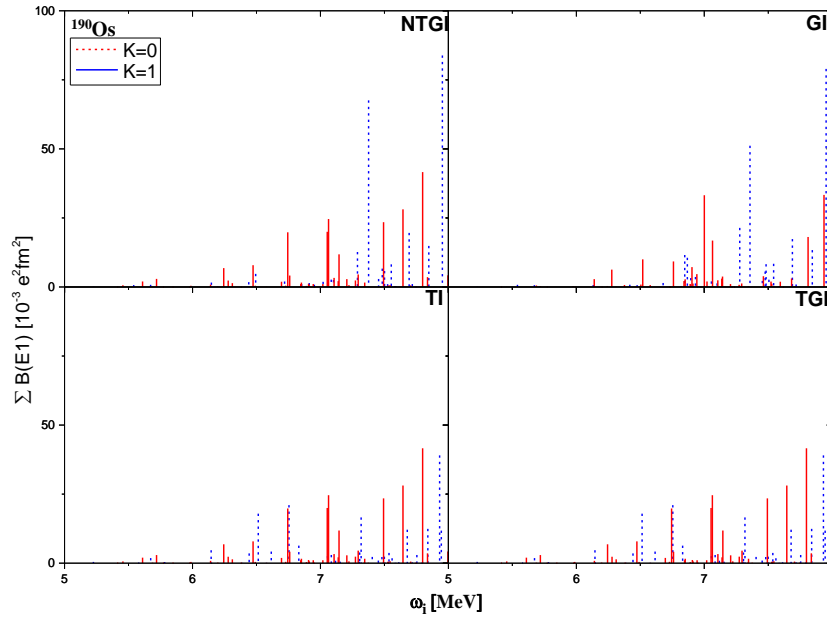
Tablo 3.9.'dan görüldüğü gibi öteleme değişmez modelde Goldstone dalının yalıtılması kırınımlı Brown modeliyle kıyaslandığında enerji ağırlıklı toplam kuralını %15-30 arasında enerji ağırlıksız toplam kuralını ise %5-15 arasında azaltır. Öteleme değişmez modelde Galileo değişmezliğinin restorasyonu hesaplara katıldığı zaman enerji ağırlıklı toplam kuralının ve toplam gücün fazla etkilenmediği görülmüştür.



Şekil 3.19. Çift-çift ¹⁹⁰Os çekirdeğinin (0-4 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde B(E1) değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 3.18.'de düşük enerji bölgesinde K=0 ve K=1 dallarının katkıları ¹⁹⁰Os izotopu için verilmiştir. Hiçbir restorasyonun olmadığı model (NTGI) ve yalnızca Galileo invaryanlığın restore edildiği (GI) modelde en büyük BE1 değerleri 2.5 MeV civarında iken hem öteleme hem de Galileo değişmezliğin restore edildiği yaklaşım (TGI) ve yalnızca öteleme değişmezliğin restore edildiği yaklaşımda (TI) modelde yaklaşık 4 MeV enerji aralığına olduğu görülmüştür.

Şekil 3.20.'de çift-çift ^{190}Os çekirdeğinin 5-8 MeV enerji aralığında TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin enerjiye göre karşılaştırılması verilmiştir.

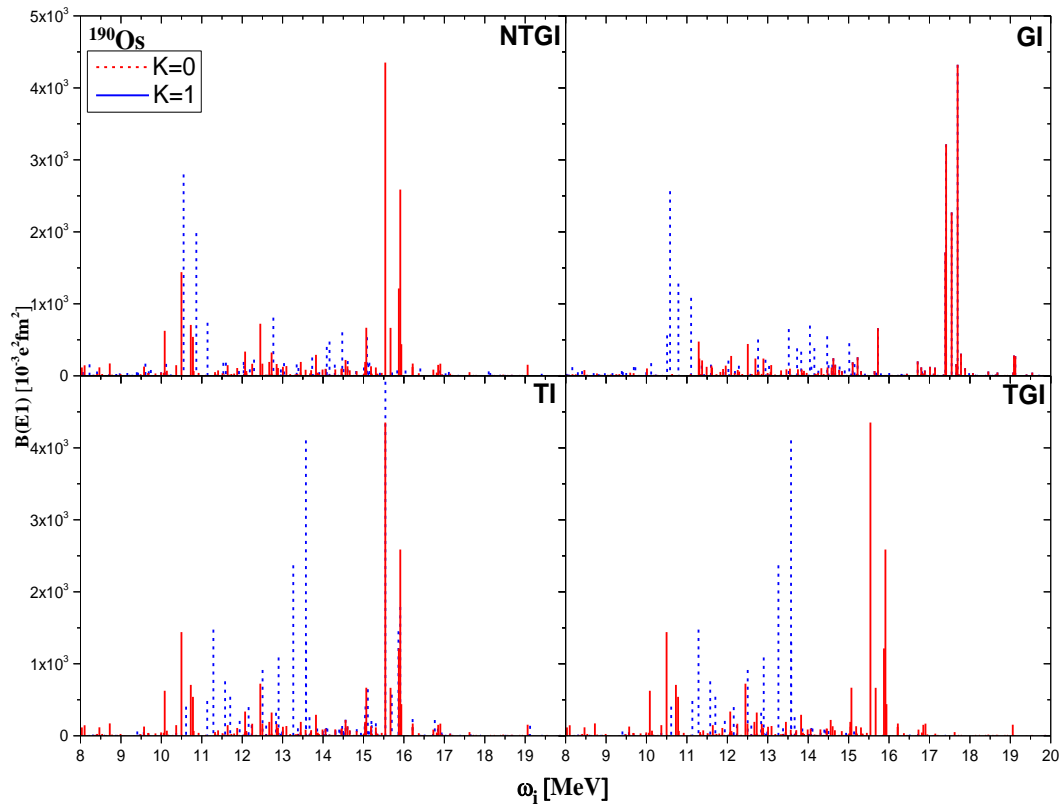


Şekil 3. 20. Çift-çift ^{190}Os çekirdeğinin (5-8 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması

PDR modun $K=0$ ve $K=1$ dallarının katkıları ^{190}Os izotopu için Şekil 3.19.'da verilmiştir. Pygm rezonans aralığında $K=1$ dalında geçişler daha yoğunken baskın olanlar $K=0$ dalıdır. 8 MeV enerjilere kadar $K=0$ dalının baskınlığı görülmektedir.

Hiçbir restorasyonun olmadığı model (NTGI) ve yalnızca Galileo invaryanlığın restore edildiği (GI) modelde en büyük $B(E1)$ değerleri 8 MeV civarında iken hem öteleme hem de Galileo değişmezliğin restore edildiği yaklaşım (TGI) ve yalnızca öteleme değişmezliğin restore edildiği yaklaşımda (TI) modelde yaklaşık 6.5 MeV enerji aralığına gerilediği görülmüştür. Burada öteleme değişmezlik etkisiyle enerji seviyeleri küçülmüştür.

Çift-çift ^{190}Os izotopu için NTGI, GI, TI ve TGI QRPA modellerinden elde edilen sonuçlar 8-20 MeV aralığı için sonuçlar Şekil 3.21.'de gösterilmiştir.

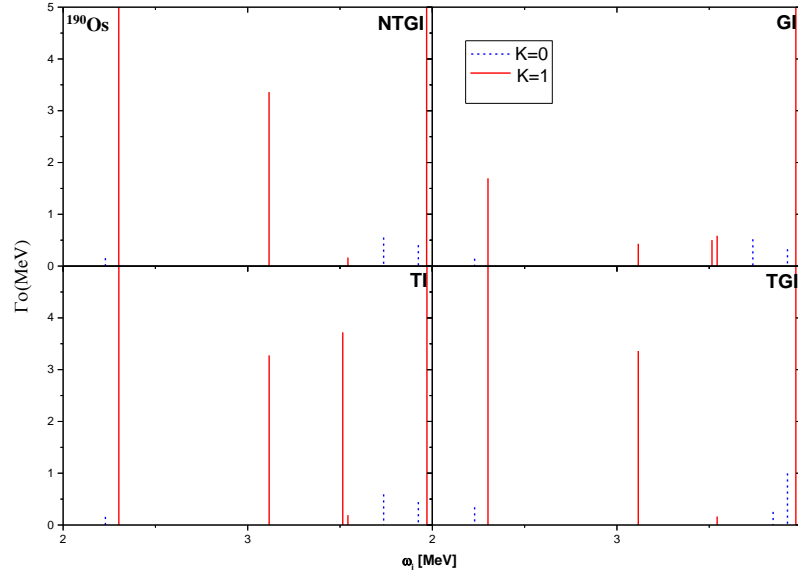


Şekil 3. 21. Çift-çift ^{190}Os çekirdeğinin (8-20 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 3.21.'de ^{190}Os çekirdeğinin iki pikli yapısı görülmektedir. Yüksek enerjilerde $B(E1)$ gücünün azaldığı görülmekle beraber yüksek enerji seviyesinde NTGI ve GI modelin sonuçlarının birbirine benzerlik gösterdiği görülmektedir. Tüm incelenen modeller için 11 MeV enerjisinden sonra baskın $K=1$ dalı gözlenmektedir. $K=0$ dalının ise düşük enerjilerde yoğunlaştığı görülmektedir. (GI) Galileo değişmez modelde $K=0$ seviyeleri 9-10 MeV civarında belirginken $K=1$ seviyeleri 17-18 MeV aralığında baskındır. Buda dev rezonansın enerjiiyi kaydırığını göstermiştir. Dev rezonans bölgesinde Öteleme değişmez (TI) ve öteleme ve Galileo değişmez (TGI) modelin pek bir etkisinin olmadığı gözlenmiştir.

Bu durumda teorik sonuçları deneyle karşılaştırmak bakımından en uygun büyüklük seviyelerin dipol radyasyon kalınlıklarıdır.

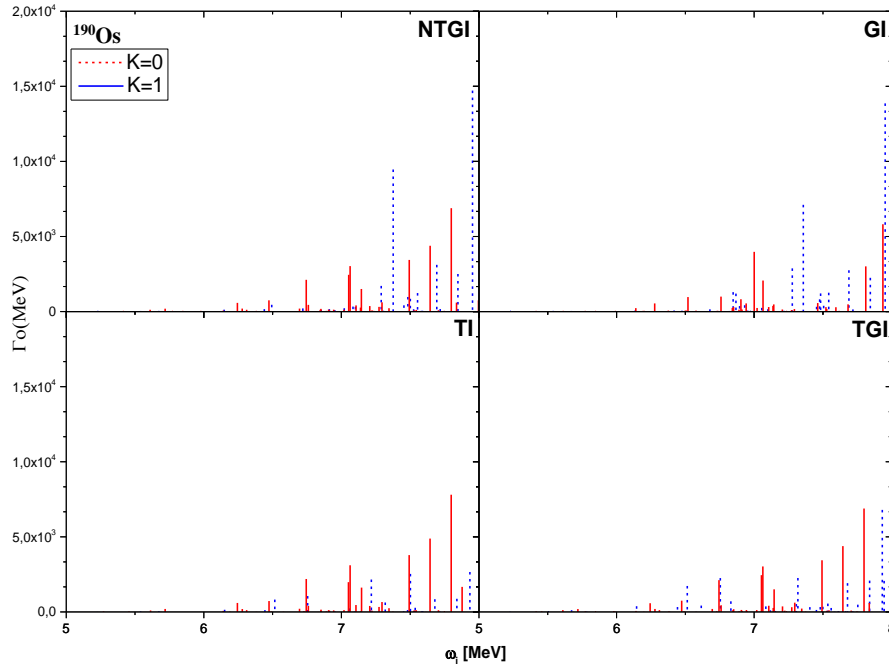
Çift-çift ^{190}Os çekirdeğinin (0-4 MeV) aralığında TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması aşağıdaki Şekil 3.21.'de gösterilmiştir.



Şekil 3.22. Çift-çift ^{190}Os çekirdeğinin (0-4 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 3.22.'de 0-4 MeV enerji aralığında K=1 dalının daha baskın olduğu görülmektedir. Radyasyon kalınlığı BE1 değerleriyle paralellik gösterdiğinden düşük enerjilerde K=0 geçişleri net olarak gözlenmemiştir. En çok pik yalnızca öteleme değişmezliği restore edildiği (TI) modelde görülmektedir.

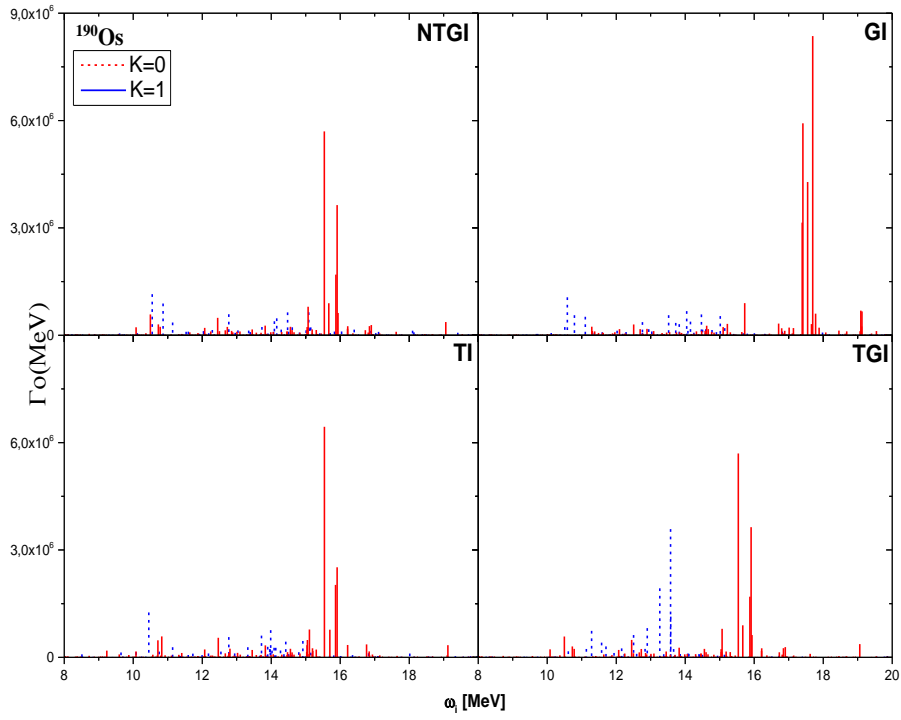
Çift-çift ^{190}Os çekirdeğinin 5-8 MeV enerji aralığında TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması Şekil 3.23.'de verilmiştir.



Şekil 3.23. Çift-çift ^{190}Os çekirdeğinin (5-8 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 3.23.'de Pygm enerji bölgesindeki K=0 ve K=1 dallarının katkıları verilmiştir. 5-8 MeV enerji aralığında K=0 dalının daha baskın olduğu görülmektedir. Hiçbir restorasyonun olmadığı model (NTGI) en çok pik gözlenmiştir. Hem öteleme hem de Galileo değişmezliğin restore edildiği yaklaşım (TGI) ve yalnızca öteleme değişmezliğin restore edildiği yaklaşımda (TI) modelde Öteleme değişmezliğin etkisiyle enerji seviyeleri küçülmüştür. Sonuçlar BE1 değerleri ile paralellik göstermektedir.

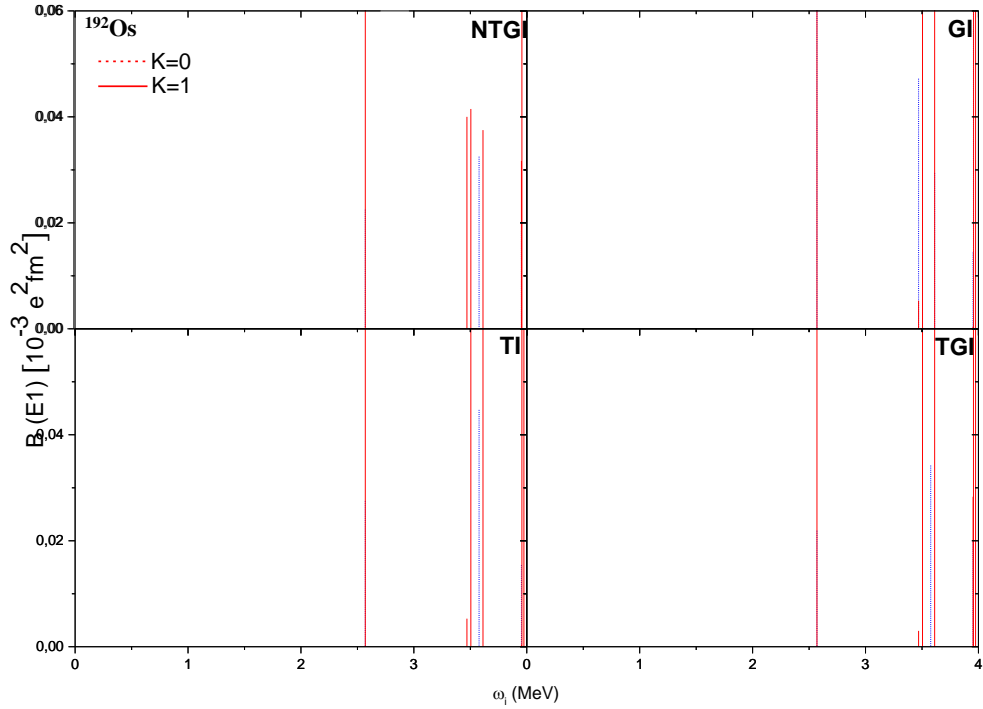
Çift-çift ^{190}Os çekirdeğinin 8-20 MeV enerji aralığında TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde, radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması Şekil 3.24.'de verilmiştir.



Şekil 3. 24. Çift-çift ^{190}Os çekirdeğinin (8-20 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde, radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 3.24.'de öteleme+Galileo değişmezliğinin restorasyonu sonucu kırınımlı modelin 16 MeV civarında yoğunlaşan Dev rezonansın enerjisini kaydıracağı görülmüştür.

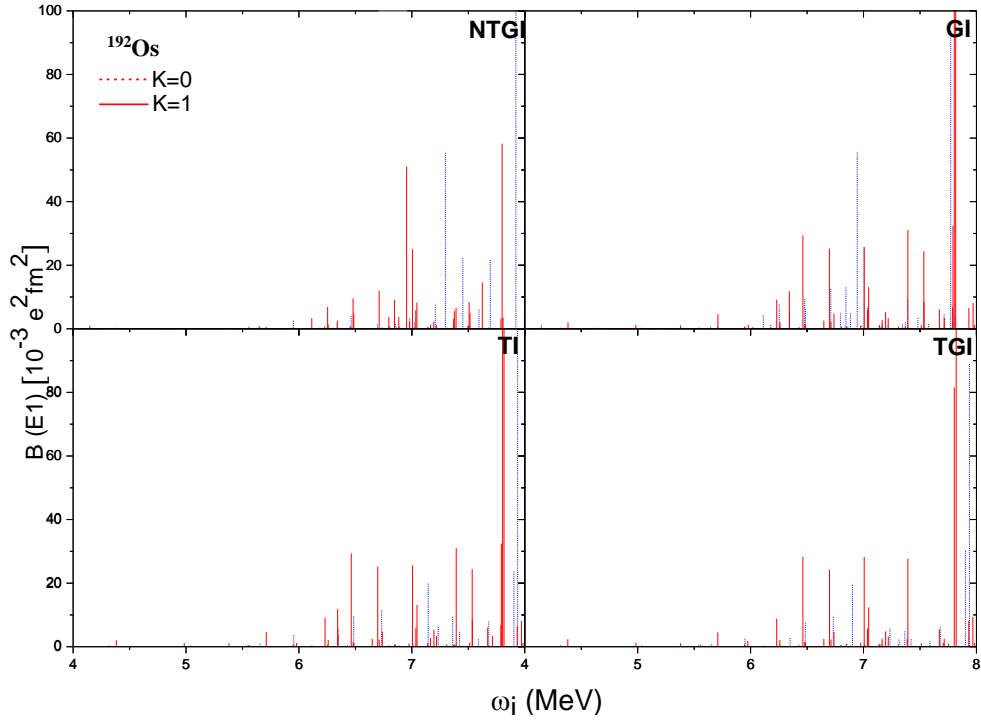
Çift-çift ^{192}Os çekirdeğinin 0-4 MeV enerji aralığında TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde B(E1) değerlerinin karşılaştırılması Şekil 3.25.'de verilmiştir.



Şekil 3. 25. Çift-çift ^{192}Os çekirdeğinin (0-4 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması

Çift-çift ^{192}Os çekirdeğinin 0-4 MeV enerji aralığında TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması Şekil 3.25.'de gösterilmiştir. Yapılan deneylerde ^{192}Os izotop zinciri çekirdeklerinin 0-2.5 MeV enerji aralığında gözlenen birçok seviyenin spini ve pariteleri tam olarak belirlenememiştir. Hem öteleme hem de Galileo değişmezliğin restore edildiği yaklaşım (TGI) ve yalnızca öteleme değişmezliğin restore edildiği yaklaşımda (TI) modelde seviyeler birbirine çok benzer çıkmıştır. Sonuçlar galileo değilmezliğin bu enerji aralığında pek bir etkisinin olmadığını göstermektedir.

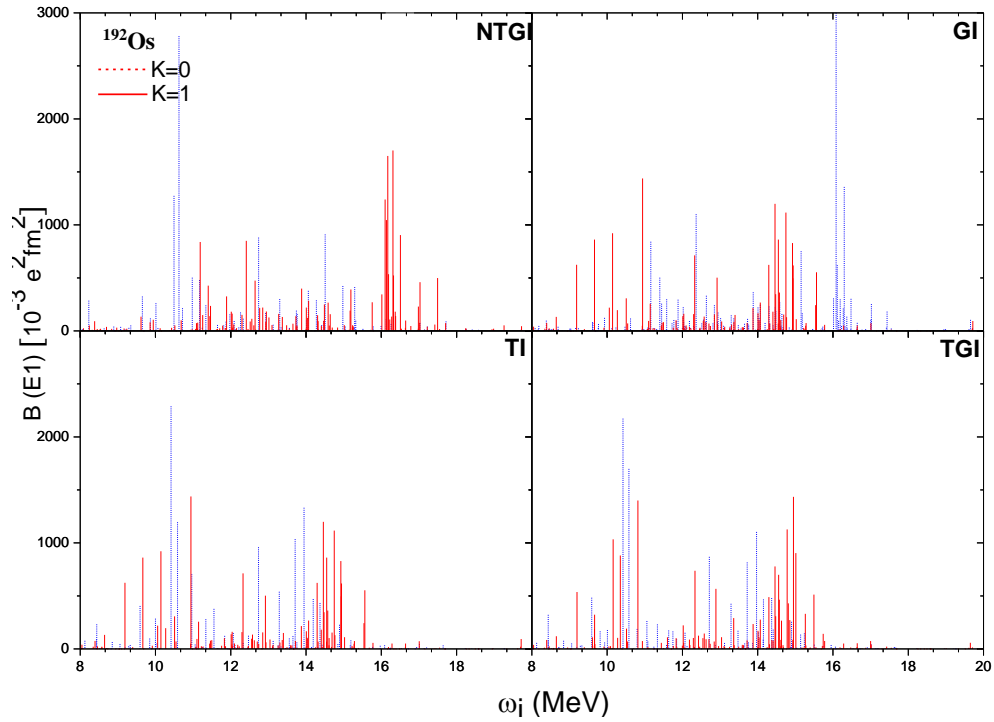
Çift-çift ^{192}Os çekirdeğinin 5-8 MeV enerji aralığında TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması aşağıda Şekil 3.26.'da verilmiştir.



Şekil 3. 26. Çift-çift ^{192}Os çekirdeğinin (5-8 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 3.26.'da PDR modun $K=0$ ve $K=1$ dallarının katkıları verilmiştir. $K=1$ dalının daha baskın olduğu görülmektedir. 6 MeV enerjilere kadar $K=1$ dalının katkısı görülmektedir. $K=0$ dalındaki piklerde yine Os çekirdeğinin tek pikli yapısına uyumlu sonuç vermiştir. Hiçbir restorasyonun olmadığı model (NTGI) ve yalnızca Galileo invaryanlığın restore edildiği (GI) modelde en büyük $BE1$ değerleri 8 MeV civarında iken hem öteleme hem de Galileo değişmezliğin restore edildiği yaklaşım (TGI) ve yalnızca öteleme değişmezliğin restore edildiği yaklaşımda (TI) modelde pik yoğunluğunun yaklaşık 6.5 MeV enerji aralığına gerilediği görülmüştür. Burada öteleme değişmezlik etkisiyle enerji seviyeleri küçülmüştür.

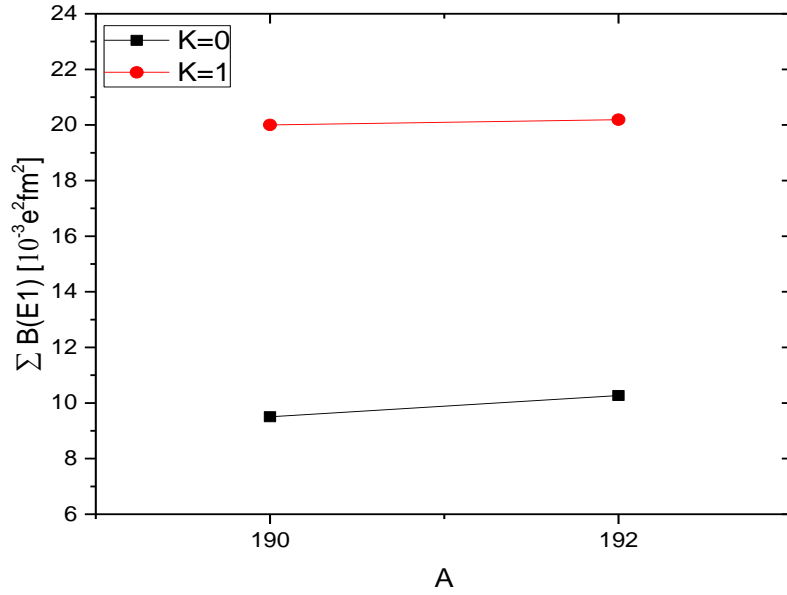
Çift-çift ^{192}Os çekirdeğinin 8-20 MeV enerji aralığında TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması Şekil 3.27.'de verilmiştir.



Şekil 3.27. Çift-çift ^{192}Os çekirdeğinin (8-20 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 3.27.'de ^{192}Os çekirdeğinin, iki pikli yapısı görülmektedir. Bu piklerden ilki hiçbir restorasyonun olmadığı model (NTGI) için $K=0$ dalından gelen ve 10-12 MeV aralığında bulunan bir maksimumdur. Diğeri $K=1$ dalından gelen ve 16-18 MeV aralığında bulunan maksimumdur. Os çekirdeği için elde edilen sonuçlardan elektrik dipol uyarılmalarının $K=1$ dalındaki değerlerin $K=0$ dalından fazla olduğu görülmektedir.

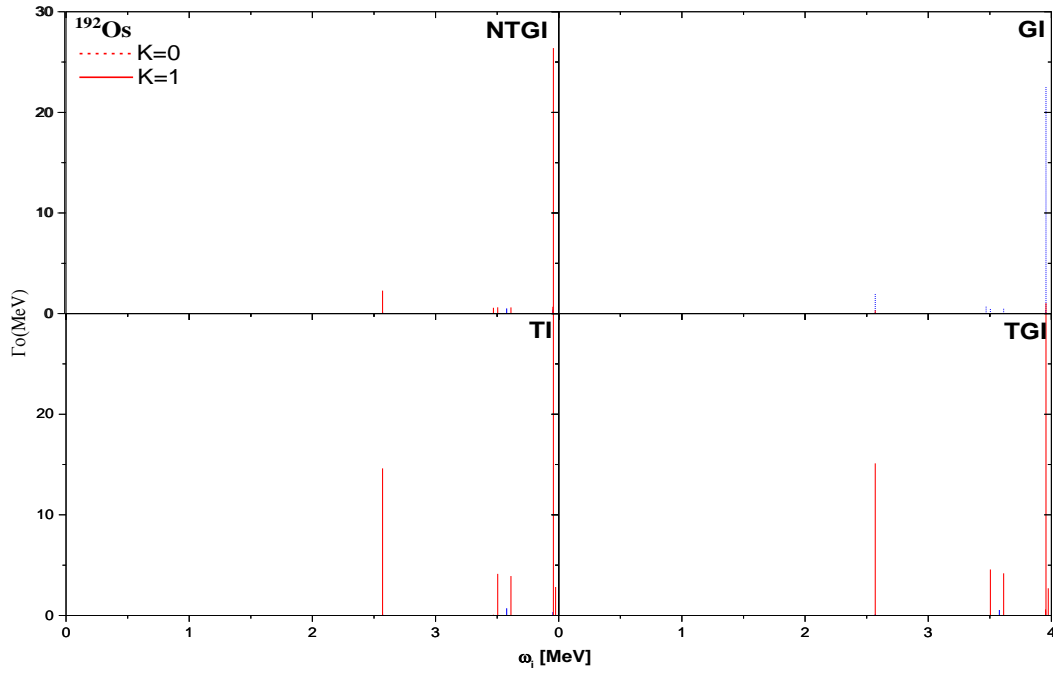
Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ çekirdeğinin $K=0$ ve $K=1$ dalı için TGI QRPA modelinden elde edilen $\sum B(E1)$ geçiş olasılığı değerlerinin kütle numarasına göre değişimi Şekil 3.28.'de gösterilmiştir.



Şekil 3.28. Çift-çift ¹⁹⁰⁻¹⁹²Os izotoplarının TGI-QRPA modelinden elde edilen K=0 ve K=1 dallarının $\Sigma B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 3.28.'de çift-çift ¹⁹⁰⁻¹⁹²Os çekirdeklerinin 2-4 MeV arasında toplam indirgenmiş geçiş olasılığının K=1 dalı K=0 dalından yaklaşık 3 kat daha fazla olduğu görülmüştür. Ayrıca K=0 dalının kütle numarasına bağlı olarak az da olsa artış gösterdiği buna karşılık K=1 dalının daha baskın olduğu ve toplam indirgenmiş geçiş olasılığının kütle numarasının artmasına karşılık azaldığı görülmüştür.

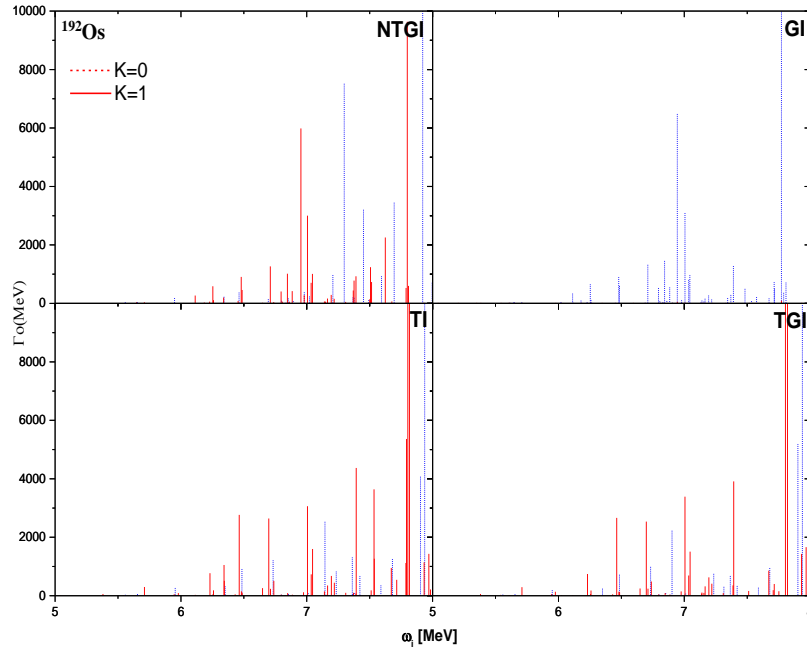
Çift-çift ¹⁹²Os çekirdeğinin (0-4 MeV) aralığında TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması Şekil 3.28.'de 5-8 MeV enerji aralığındaki değişim ise Şekil 3.29.'da verilmiştir.



Şekil 3.29. Çift-çift ^{192}Os çekirdeğinin (0-4 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması

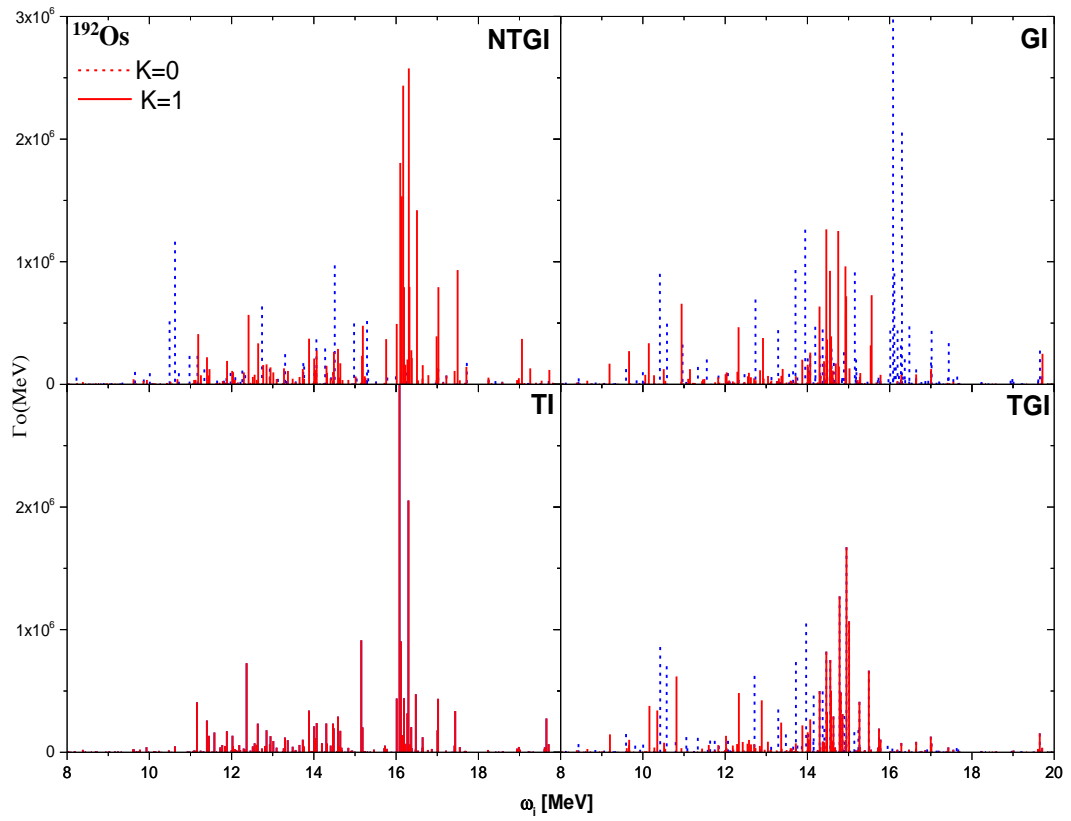
Şekil 3.29.'da ^{192}Os çift-çift 0-4 MeV enerji aralığında K=1 dalının daha baskın olduğu görülmektedir. Radyasyon kalınlığı BE1 değerleriyle paralellik gösterdiğinden düşük enerjilerde K=0 geçişleri net olarak gözlenememiştir.

^{192}Os çekirdeğinin 5-8 MeV enerji aralığında TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması verilmiştir.



Şekil 3.30. Çift-çift ^{192}Os çekirdeğinin (5-8 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması

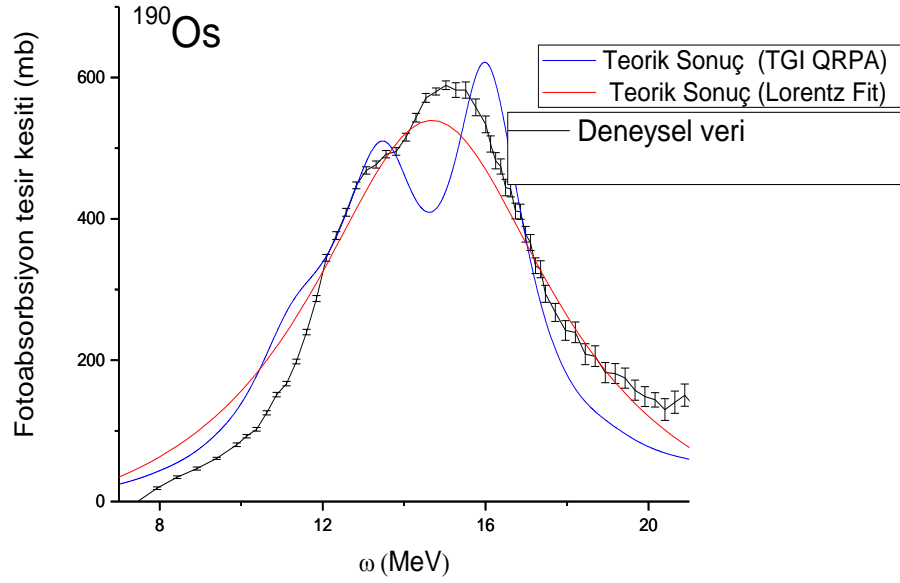
Şekil 3.30.'da 5-8 MeV aralığında K=0 dalının daha baskın olduğu ^{192}Os çekirdeğinin de görülmektedir. PDR modun K=0 ve K=1 dallarının katkıları verilmiştir 8 MeV enerjilere kadar K=0 dalının baskınlığı görülmekte olup, PDR modun oluşumuna ana katkı K=0 dalından olduğu geçiş çekirdeklerinden Os izotopunda da görülmektedir. Çift-çift ^{192}Os çekirdeğinin 8-20 MeV enerji aralığında TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması verilmiştir.



Şekil 3.31. Çift-çift ^{192}Os çekirdeğinin (8-20 MeV) TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde radyasyon kalınlığı (Γ_0) değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 3.31.'de yüksek enerjilerde BE1 gücünün azaldığı görülmektedir. Yüksek enerji seviyesinde NTGI ve GI modelin sonuçlarının birbirine benzerlik gösterdiği görülmektedir. Tüm incelenen modeller için 12 MeV enerjisinden sonra baskın K=1 dalı gözlenmektedir.

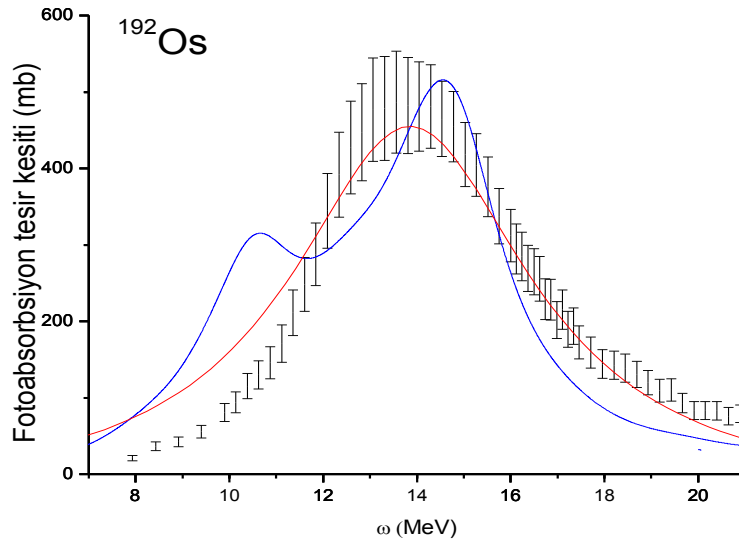
Çift-çift ^{190}Os çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel (Berman 1979) değerlerin karşılaştırılması Şekil 3.32.'de verilmiştir.



Şekil 3.32. Çift-çift ^{190}Os izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel (Berman,1979) değerlerin karşılaştırılması

Şekil 3.32.'de ^{190}Os çekirdeğinin tek pikli yapısının TGI QRPA model teorik sonuçları ve deneysel verileri uyum içerisinde olduğu görülmektedir. Deforme özelliklerinden ötürü hörgüçlü yapılarının gözlenmesinde de teorik sonuçlar ve deneysel veriler paralellik göstermişlerdir. Deforme çekirdeklerin iki pikli yapısında $K=1$ dalından gelen katkı oldukça büyüktür. Çift-çift Os izotoplarının teorik olarak bulunan tesir kesiti değerlerinin deneysel veriler ile uyum içerisinde çıkması, teorik olarak kullandığımız modelin uygunluğunu göstermektedir.

Çift-çift ^{190}Os çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel (Berman 1979) değerlerin karşılaştırılması Şekil 3.33.'de verilmiştir.

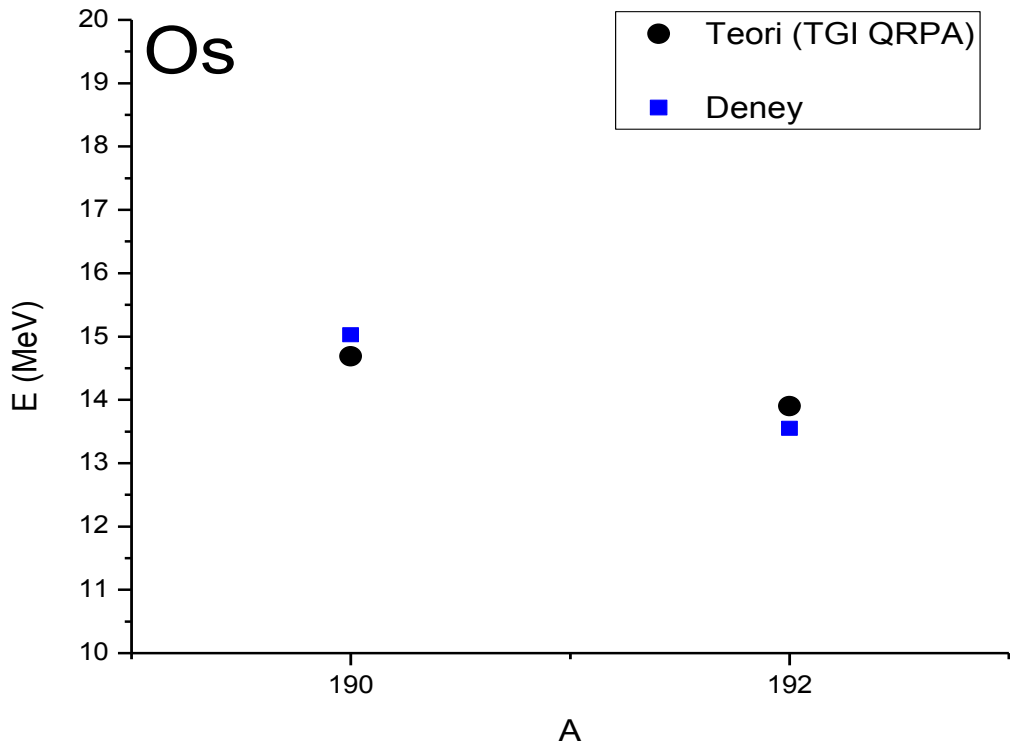


Şekil 3.33. Çift-çift ^{192}Os izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel (Berman, 1979) değerlerin karşılaştırılması

Şekil 3.33.'de, 190-192 arasındaki izotopların tek pikli yapısının TGI QRPA model teorik sonuçları ve deneysel verileri uyum içerisinde olduğu görülmektedir. 190 ve 192 kütle numaralı izotopların deforme özelliklerinden ötürü hörgüçlü yapılarının gözlenmesinde de teorik sonuçlar ve deneysel veriler paralellik göstermişlerdir. Çift-çift Os izotoplarının teorik olarak bulunan tesir kesiti değerlerinin deneysel verilerle uyum içerisinde çıkması, teorik olarak kullandığımız modelin uygunluğunu göstermektedir. Görüldüğü üzere $K=0$ ve $K=1$ dalları için. Kuliev-Salamov fonksiyonu kullanılarak elde edilen sonuçlar da Lorentz fonksiyonunda olduğu gibi deforme çekirdeklerin fotoabsorbsiyon tesir kesitlerindeki hörgüçlü yapıyı göstermektedir. Kuliev-Salamov fonksiyonu ile hesaplanan değerler ile Lorentz fonksiyonundan hesaplanan değerlerin benzer dağılım gösterdikleri, Kuliev-Salamov fonksiyonunun deneysel verilerle daha iyi bir uyum sergilediği görülmüştür. Lorentz fonksiyonu ile güç fonksiyonunun kolay elde edilmesi hesaplamalarda bir avantaj sağlarken enerji arttıkça çok dik bir şekilde azalması dezavantajlı yanıdır. Bu durum, hesaplamaların doğruluğunun azalmasına neden olabilmektedir. Bunu engellemek için Kuliev-Salamov fonksiyonunu bazen kullanmak uygundur (Soloviev, 1992). Bu çalışmada da bu yüzden Kuliev-Salamov fonksiyonu kullanılarak sonuçlar elde edilmiştir.

Fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin enerjiye bağı grafikleri oluşturulurken kullanılan en önemli parametrelerden bir tanesi rezonans genişliğidir (Γ). Rezonans genişliği değeri, sembolleri aynı olan elektrik dipol radyasyon kalınlığı ile karıştırılmamalıdır. Rezonans genişliği Lorentz eğrisi parametrelerinden biri olup, rezonans pikinin yarı maksimumunun genişliğidir.

Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel değerlerin karşılaştırılması Şekil 3.33.'de verilmiştir.



Şekil 3.34. Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin TGI ile elde edilen teorik değerleri ile deneysel değerlerin karşılaştırılması

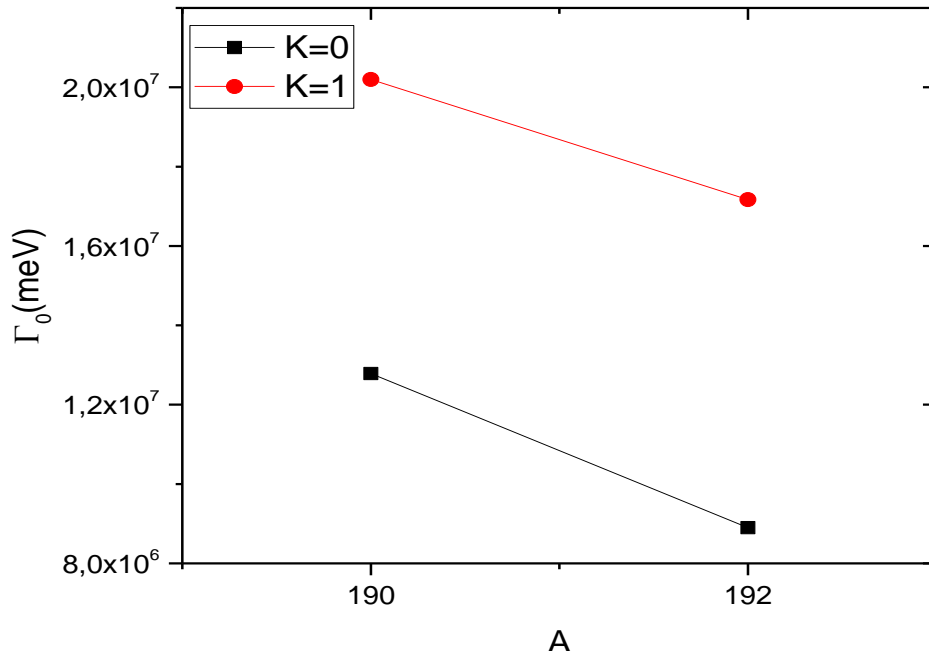
Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgesindeki deneysel (Berman ve ark., 1971) ve teorik Lorentz eğrisi parametrelerinin karşılaştırılması Tablo 3.10.'da verilmiştir.

Tablo 3. 10. Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin, 8-20 MeV enerji bölgesindeki deneysel (Berman ve ark., 1971) ve teorik Lorentz eğrisi parametrelerinin karşılaştırılması

A	E1 (MeV)	σ (mb)	Γ (MeV)	E2 (MeV)	σ (mb)	Γ (MeV)
190	14,68477	539,54629	7,39	15,024	589,05	6,22936
192	13,85361	455,312	6,229	14,780	643,62	6,28535

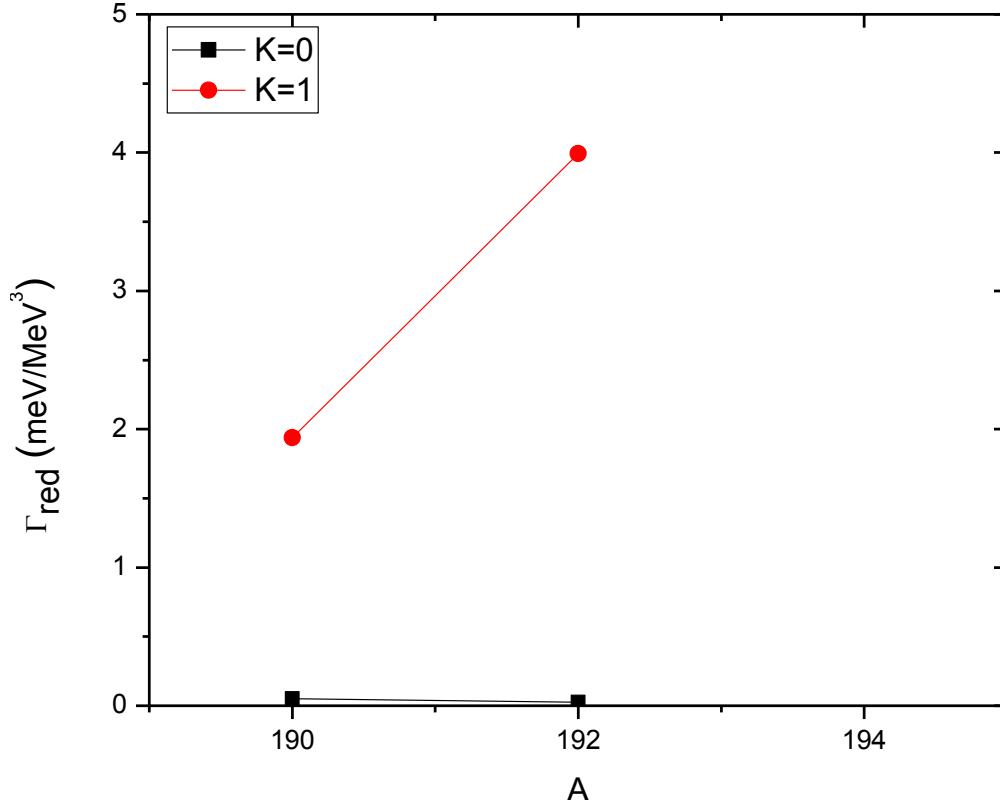
190-192 kütle numaralı Os izotopunun E_2 enerji değeri deneysel veri ile örtüşürken, E_1 değeri deneysel veri ile hata çerçevesinde yakın çıkmıştır. Buradan, TGI QRPA ile elde edilen teorik fotoabsorbsiyon tesir kesiti değerlerinin deneysel verileri uygun bir şekilde açıkladığı görülmektedir.

İndirgenmiş geçiş olasılığı ve enerji ile ilişkili bir büyüklük olan radyasyon kalınlığı ile enerjiye bağlı olmayan indirgenmiş radyasyon kalınlığı değerleri bu tez çalışmasındaki tüm izotoplar için araştırılmıştır. Os çekirdeği izotopları için $K=0$ ve $K=1$ dallarının Γ_0 radyasyon kalınlığı ve Γ_{red} indirgenmiş radyasyon kalınlığı değerleri Şekil 3.35., Şekil 3.36., 3.37. ve 3.38.'de verilmiştir.



Şekil 3.35. Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı radyasyon kalınlığı Γ_0 değerlerinin karşılaştırılması

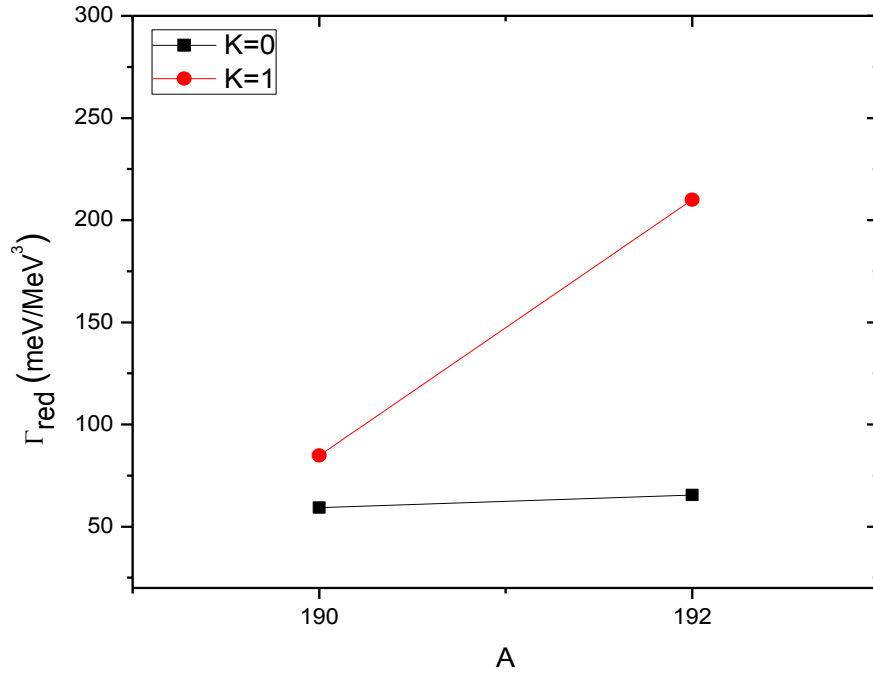
Şekil 3.35.'de Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ çekirdeğinde Γ_0 değerlerinin enerjiye bağlı olan karşılaştırılması verilmiştir. K=1 dalının daha baskın olduğu görülmektedir. Her iki dalında kütle numarasının artmasına karşılık azaldığı görülmektedir.



Şekil 3.36. Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı olmayan radyasyon kalınlığı Γ_{red} değerlerinin karşılaştırılması (0-4)MeV

Şekil 3.36.'da 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. K=1 dalı kütle numarası ile artış göstererek 2MeV civarından 4MeV civarına çıkmıştır. K=0 dalı ise kütle numarasının artmasıyla az da olsa azalmış ve 0.2 MeV civarında seviyesini korumuştur.

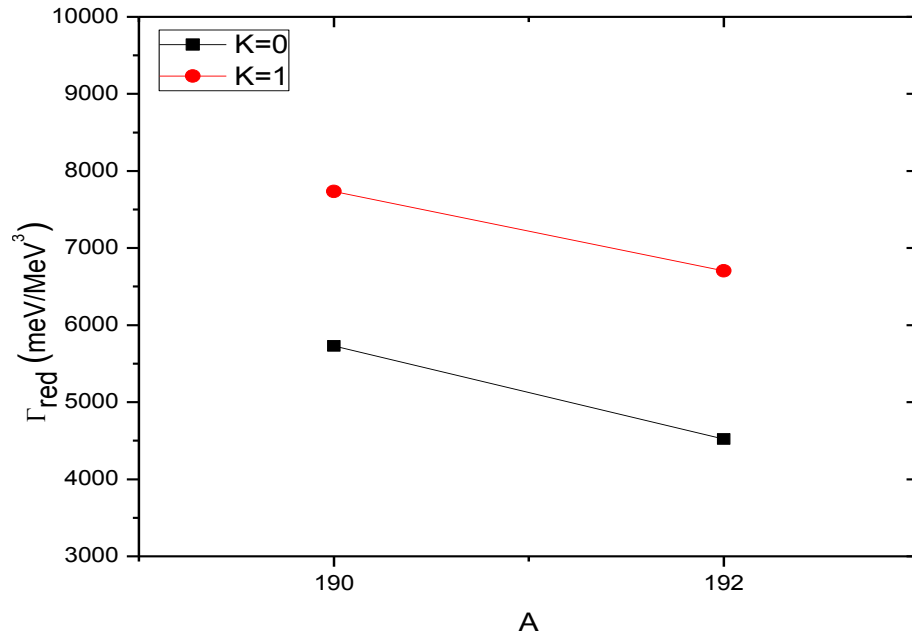
Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı olmayan radyasyon kalınlığı Γ_{red} değerlerinin karşılaştırılması 4-8 MeV aralığında verilmiştir.



Şekil 3.37. Çift-çift ¹⁹⁰⁻¹⁹²Os izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı olmayan radyasyon kalınlığı Γ_{red} değerlerinin karşılaştırılması (4-8 MeV).

Şekil 3.37.'de 190-192 Os çekirdekleri için Γ_{red} değerlerinin karşılaştırılması pygm enerji seviyesi için verilmiştir. K=1 dalının kütle numarasıyla yaklaşık 75 MeV enerji seviyesinden 200 MeV civarına çıktığı görülmektedir. Buna karşılık K=0 dalının kütle numarasıyla 50 MeV den 75MeV seviyesine çıktığı görülmektedir.

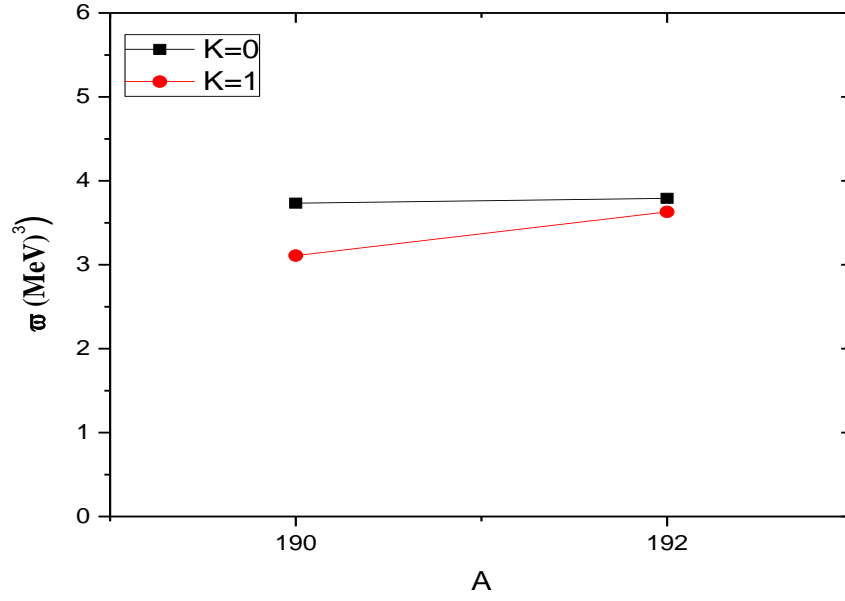
Çift-çift ¹⁹⁰⁻¹⁹²Os izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı olmayan radyasyon kalınlığı Γ_{red} değerlerinin karşılaştırılması 8-20 MeV aralığında verilmiştir.



Şekil 3.38. Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerjiye bağlı olmayan radyasyon kalınlığı Γ_{red} değerlerinin karşılaştırılması (8-20 MeV)

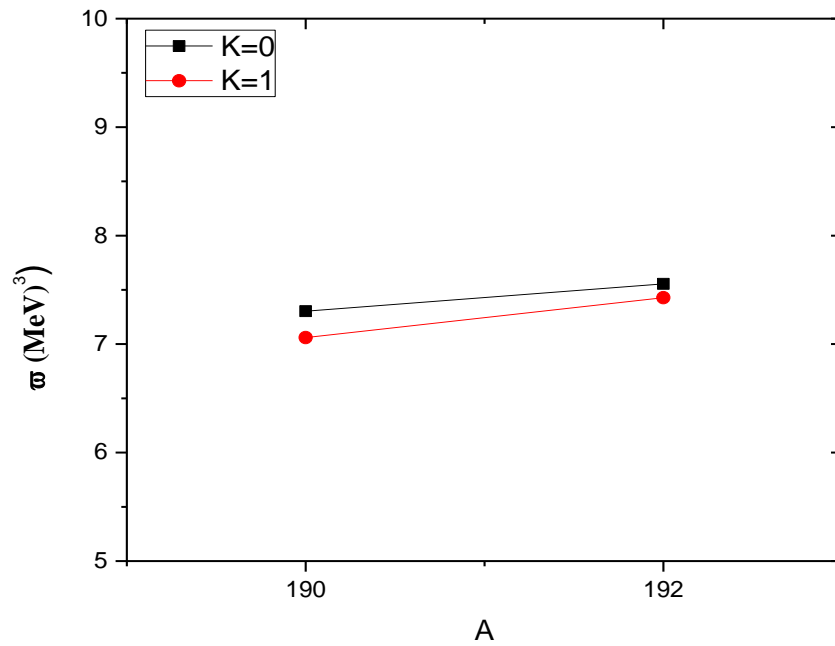
Şekil 3.38.'de 190-192 Os çekirdekleri için K=1 dalının daha baskın olduğu görülmektedir. Dev dipol bölgesinde kütle numarasına bağlı olarak K=0 dalının 600MeV 'den yaklaşık 4000MeV enerji seviyesine düştüğü bununla birlikte K=1 dalının 8000MeV civarından yaklaşık 6000 MeV seviyesine düştüğü görülmektedir.

Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin ortalama enerji değerlerinin karşılaştırılması 0-4 MeV, 5-8 MeV ve 8-20 MeV aralığında karşılaştırması Şekil 3.39., 3.40., 3.41.'de verilmiştir.



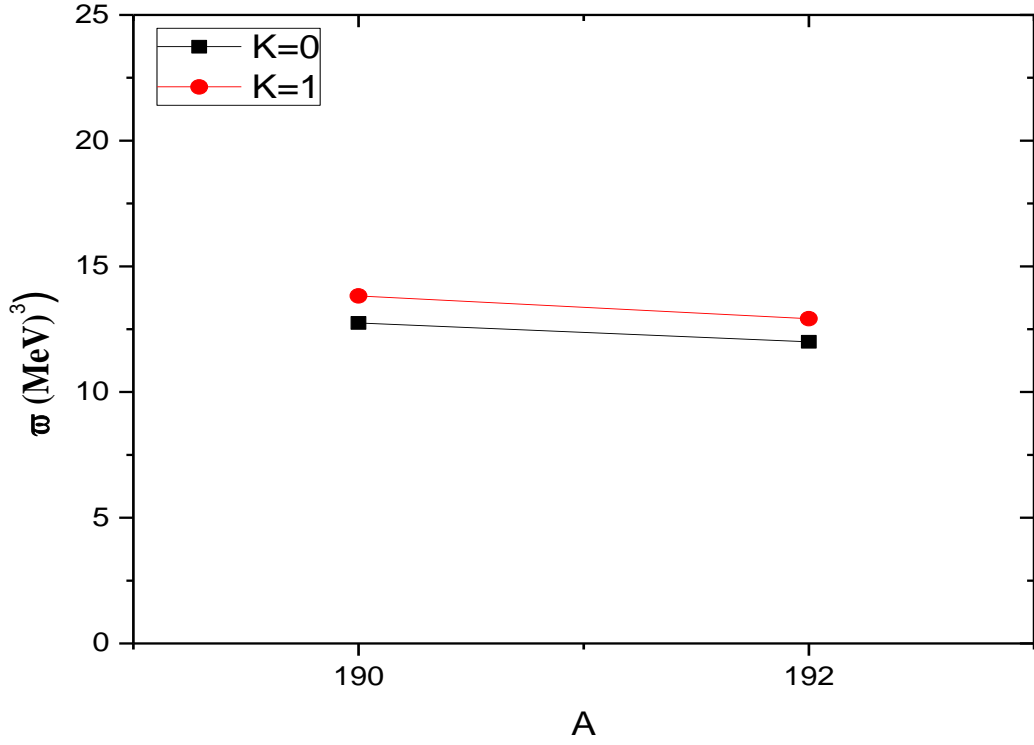
Şekil 3.39. Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin $\bar{\epsilon}$ ortalama enerjilerinin değerlerinin karşılaştırılması(0-4)MeV

Şekil 3.39.'da 190-192 Os çekirdekleri için düşük enerji bölgesinde K=0 dalının baskın olduğu görülmektedir. K=1 dalının kütle numarası artmasına karşılık ortalama enerji değerinin 3MeV seviyesinden yaklaşık 4MeV enerji seviyesine çıktığı görülmektedir.



Şekil 3.40. Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin $\bar{\epsilon}$ (ortalama enerji) değerlerinin karşılaştırılması (4-8)MeV

Şekil 3.40.'da 190-192 Os çekirdekleri için $K=0$ dalında pygm enerji bölgesinde baskın olduğu görülmektedir. Kütle numarasına bağlı olarak $K=0$ ve $K=1$ dallarının artış gösterdiği görülmektedir.



Şekil 3.41. Çift-çift $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin $\bar{\omega}$ (ortalama enerji) değerlerinin karşılaştırılması (8-20) MeV

Şekil 3.41.'de 190-192 Os izotopları için bulunan sonuçların benzerlik gösterdiği görülmektedir. $K=1$ dalının $K=0$ dalına göre daha büyük ortalama enerji değerine sahip olduğu bu sonucun BE1 sonuçlarıyla karşılaştırıldığında paralellik gösterdiği görülmüştür. Kütle numarasının artmasıyla ortalama enerji değerinin az da olsa azaldığı görülmektedir.

BÖLÜM 4. TARTIŞMA VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında, $^{166-168}\text{Er}$ ve $^{190-192}\text{Os}$ çekirdeğinin elektrik dipol özellikleri spektroskopik, cüce ve dev rezonans bölgelerinde incelenerek bu bölgelerdeki özellikleri hamiltoniyenlerin değişmezlik ilkelerine dayanarak mikroskobik modelin QRPA yöntemi çerçevesinde öteleme ve Galileo değişmezliğin restore edildiği serbest parametresiz bir teori kullanılarak araştırılmıştır. Elde edilen veriler kırımlı hamiltoniyenler kullanan model sonuçlarıyla ve deneysel bulgularla karşılaştırılmıştır.

Teorik inceleme sonucunda, Erbiyum ve Osmiyum çekirdekleri için 11-12 MeV ve 15-16 MeV enerjilerinde iki tane 1^- seviyesinin olduğu, yüksek enerjili dipol uyarılmaların çoğunlukla $\Delta K=1$ karakterli olduğu ve deneysel olarak iyi bilinen deforme çekirdeklerdeki iki hörgüçlü yapının çalışmada incelenen çekirdekler için de geçerli olduğu görülmüştür. (GI) Galileo değişmez modelde 18-19 MeV aralığında $K=1$ değerlerinin yoğunlaştığı görülmektedir.

Elektrik dipol uyarılmalarının oluşumunda dipol-dipol etkileşmesinin önemli katkısı vardır. Öteleme ve Galileo değişmezliklerinin restorasyon kuvvetlerini 4 MeV'e kadar olan düşük enerjili 1^- seviyelerini çok az etkilediği, dipol-dipol etkileşim teriminin cüce rezonans bölgesinde $K=0$ dalını 3.5-4 MeV, $K=1$ dalını ise 5-6 MeV kaydırıldığı, dev dipol rezonansların ise parçalanmasını arttırdığını göstermiştir.

Hesaplamalar, Galileo değişmez çiftlenim etkileşimlerinin, dev rezonansın maksimum enerjisini veya integre edilmiş tesir kesitlerini fark edilir şekilde etkilemediğini göstermiştir

Çift-çift Erbiyum ve Osmiyum çekirdekleri için teorik olarak bulunan tesir kesiti değerlerinin deneysel değerler ile uyum içerisinde çıkması, teorik olarak kullandığımız model ile elde ettiğimiz sonuçların doğruluğunun bir göstergesidir.

Erbiyum izotopları için yapılan NRF deneylerinde pygm enerji bölgesinde E1 geçişleri gözlenmiştir. Bu deneylerde ^{166}Er izotopu için 7 MeV enerjide $B(E1)=(150) 10^{-3}e^2\text{fm}^2$ olan K kuantum sayısı belirlenemeyen izole bir 1^- durumu gözlenmiştir. ^{168}Er izotopu için bu değer 7,5MeV enerjide $B(E1)=170 10^{-3} e^2\text{fm}^2$ olarak bulunmuştur. Erbiyum izotopları için dev dipol rezonans bölgesinde ^{166}Er izotopu için için 9 MeV enerjide $B(E1)=(3800) 10^{-3}e^2\text{fm}^2$ iken ^{168}Er izotopu için 11 MeV enerjide bu değer $B(E1)=(3000) 10^{-3}e^2\text{fm}^2$ bulunmuştur.

Osmiyum izotopları için yapılan NRF deneylerinde düşük enerji bölgesinde E1 geçişleri tam olarak gözlenmemiştir. ^{190}Os izotopu 2.5 MeV'de $B(E1)=(2.7) 10^{-3}e^2\text{fm}$ bulunmuştur. ^{192}Os izotopu için ise 2.5 MeV'de $B(E1)=(0.06) 10^{-3}e^2\text{fm}$ bulunmuştur. Aynı şekilde Osmiyum izotopu için pygm enerji aralığında ^{190}Os izotopu 8 MeV 'de $B(E1)=(90) 10^{-3}e^2\text{fm}$., ^{192}Os çekirdeğinde 8MeV civarında $B(E1)=(50) 10^{-3}e^2\text{fm}$ olarak gözlenmiştir.

Dev dipol rezonans(GDR) bölgesinde Osmiyum izotopları için yapılan deneylerde ^{190}Os izotopu 16 MeV civarında $B(E1)=(4.10^9) 10^{-3}e^2\text{fm}$ iken ^{193}Os izotopu için 11 MeV 'de $B(E1)=(2500) 10^{-3}e^2\text{fm}$ bulunmuştur.

Sahte hallerin gerçek titreşim seviyelerine karışımın hem PDR hemde GDR bölgesinde olduğu ve bu durumların yalıtılmasının ne kadar önemli olduğu yapılan incelemelerde görüldü.

KAYNAKLAR

- Adekola, A. S., Angell, C. T., Hammond, S. L., Hill, A., Howell, C. R., Karwowski, H. J., Kelley, J. H., Kwan, E. 2011. Discovery of Low-Lying E1 and M1 Strengths in ^{232}Th . Phys. Rev. C. 83: 034615.
- Arnould, M., Goriely, S., Takahashi, K. 2007. The process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics achievements and perspectives. Phys. Rep. 450: 97.
- Au, J.W., Burton, G. R., Brion, C.E. 1997. Quantitative Spectroscopic Studies of The Valence-Shell Electronic Excitation of Freons (CFCl_3 , CF_2Cl_2 , CF_3Cl , and CF_4) in The VUV and Soft X-Ray Regions, Chem. Phys. 221: 151.
- Avdeenkov, A. V., Kamerzhiev, S. P. 2008. Pygmy dipole resonance in nuclei. Phys. Atom. Nucl. 72: 1332.
- Bagchi, S. 2015. Study of compression modes in ^{56}Ni using an active target (Groningen): University of Groningen.
- Baldwin, G. C., Klaiber, G. S. 1947. Photo-fission in heavy elements. Phys. Rev. 71: 3-10.
- Baranger, M., Vogt, E., 1968. Advances in Nuclear Physics. ISBN 978-1-4684-8345-1, ISBN 978-1-4684-8343-7 (eBook).
- Bardeen, J., Cooper, L. N., Schrieffer, J. R. 1957. Theory of Superconductivity. Phys. Rev. 108: 1175.
- Bergere, R. 1977. Photonuclear Reactions I. Lect. Notes Phys., 61, 1-222.
- Berman, B. L., Kelly, M. A., Bramblett, R. L., Caldwell, J. T., Davis, H. S., Fultz, S. C. 1969. Giant Resonance in deformed nuclei: photo neutron cross sections for ^{153}Eu , ^{160}Gd , ^{165}Ho and ^{186}W . Phys. Rev. 185 (4), 1576-1590.
- Berman, B. L., Fultz, S. C. 1975. Measurements of The Giant Dipole Resonance with Monoenergetic Photons. Rev. Mod. Phys. 47: 713.
- Bertrand, F. E. 1981. Giant Multipole Resonances – Perspectives After Ten Years. Nucl. Phys. A 354(1-2): 129-156.

- Bethe, H. A., Bacher, R. F. 1935. Nuclear physics A. Stationary state on nuclei. Rev. Mod. Phys. 8: 82.
- Blaizot, J.P. 1980. Nuclear Compressibilities. Phys. Rep. 64: 171.
- Blaizot, J.P., Berger, J.F., Decharge, J., Girod, M. 1995. Miscorscopic and Macroscopic Determinations of Nuclear Compressibility. Nucl. Phys. A591: 435.
- Bogoliubov, N. N, Tolmachev, V.V., Shirkov, D.V. 1958. New Method in TheTheory of Superconductivity, Publ. Dept. USSR Acad. Of Science, Moscow, Consultants Bureau, Chapman and Hall, New York - London, 1959, Vol.YII.
- Bogolyubov, N.N. 1958. A New Method in TheTheory of Super conductivity. Sov. Phys. JETP 7: 41.
- Bohle, D., Richter, A., Steffen, W., Dieperink, A. E. L., Iudice, N. Lo, Palumbo, F., Scholten, O. 1984. New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus ^{156}Gd by inelastic electron scattering. Phys. Lett. 137B: 27.
- Bohm, D., Pines, D. 1953. A Collective Description of Electron Interactions: III. Coulomb Interactions in a Degenerate ElectronGas. Phys. Rev. 92, 609.
- Bohr, A., Mottelson, B. R. 1952. Physica 18, 1066 (VI B, VI C li, VII D i).
- Bohr, A., Mottelson, B.R. 1953. Collective and Indiviual-ParticleAspects of Nuclear Structure. Matematisk-fysiskemeddelelser. 27: 16.
- Bohr, A., Mottelson, B.R. 1997. Single-Particle Motion V-I, World Scientific, 1-246.
- Bohr, A., Mottelson, B.R. 1998. Nuclear Deformations V-II, World Scientific, 1-386.
- Bortignon, P. F. 2003. "A Review of: "Giant Resonances: Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitation"", Nuclear Physics News, 13 (3), 29-30.
- Bortignon, P. F., Barranco F., Broglia R. A., Cow, G., Gori, G., Vigezzid, E. 2003. Collective aspects of pairing interaction in nuclei. Nuclear Physics A722 379-382.
- Bortignon, P.F., Bracco, A., Broglia, R.A. 1998. Giant Resonance Nuclear Structure at Finite Temperature, Harwood Academic, 1-290.
- Bothe, W., Günter, W. 1937. Atommum wandlungendurchy gamma-strahlen. Z. Phys. 106: 236.
- Bowman, C.D., Auchampaugh, G.F., Fultz, S.C. 1964. Photo disintegration of U235. Phys. Rev. 133: B676.
- Brown, G.E., Bolsterli, M. 1959. Dipolestate in nuclei. Phys. Rev. Lett. 3: 472

- Caldwell J. T., Dowdy, E. J., Berman, B. L., Alvarez, R. A., Meyer, P. 1980. Giant resonance for the actinide nuclei: Photo neutron and photo fission crosssections for ^{233}U , ^{236}U , ^{238}U and ^{232}Th . *Physical Review C*, 21(4), 1215-1231.
- Cannata, F., Uberall, H. 1980. *Giant Resonance Phenomena in Intermediate-Energy Nuclear Reactions*, Springer-Verlag, 1-120.
- Carbone, A. Colo, G., Bracco, A., Cao, L-G., Bortignon P.F., Camera, F., Wieland, O. (2010). Constraints on The Symmetry Energy and on Neutron Skins from The Pygmy Resonances in ^{68}Ni and ^{132}Sn . *Phys. Rev. C* 81 041301.
- Carlos, P., Bergere, R., Beil, H., Lepretre, A., Veysiere, A., 1974. A Semi-Phenomenological Description of The Giant Dipole Resonance Width. *Nucl. Phys.*, A219, 61.
- Ceruti, S. 2014. Test of isospin symmetry via giant dipole resonance gamma decay. Milano Üniversitesi, Fizik Bölümü, Doktora Tezi.
- Chomaz, P. 1997. Collectives excitations in nuclei. Ecolethematique. 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. Symmetrybreaking of the Galilean invariance in superfluid nuclei and its connection with quadrupole pairing interactions. *Nucl. Phys. A*542: 221.
- Co’ G., De Donno, V., Anguiano, M., Lallena, A. M. 2013. Pygmy and Giant Electric Dipole Responses of Medium-Heavy Nuclei in a Self-Consistent Random Phase Approximation Approach with Finite-range Interaction. *Phys. Rev. C* 87 034305.
- Cottle, P.D., Bromley, D.A. 1986. Possible unified interpretation of low-lying parity states in lanthanide and actinide regions. *Phys. Lett. B*182: 129.
- Danos, M. 1958. On The Long-Range Correlation Model of The Photo nuclear Effect. *Nucl. Phys. A*5: 23.
- Danos, M., Greiner, W. 1965. Shell-model treatment of nuclear reactions. *Phys. Rev.* 138: B93.
- Daoutidis, I., Goriely, S. 2012. Large-Scale Continuum Random-Phase Approximation Predictions of Dipole Strength for Astrophysical Applications. *Phys. Rev. C*86: 034328.
- Dietrich, S.S, Berman, B.L. 1988. Atlas of the photo neutron crosssection obtained with mono energetic photons. *Atom. Data and Nucl. Data Tab.* 38: 199.
- Donaldson, L.M., Bertulani C.A, Carter J, Nesterenko V.O, von Neumann-Cosel P, Neveling R, Ponomarev V.Yu, Reinhard P-G, Usman, I.T, Adsley, P., Brummer, J.W, Buthelezi, E.Z, Cooper, G.R.J., Fearick, R.W., Förtsch, S.V., Fujita, H.,

- Fujita, Y., Jingo, M., Kleinig, W., Kureba, C.O., Kvasil, J., Latif, M., Li, K.C.W., Mira, J.P., Nemulodi, F., Papka, P., Pellegrì, L., Pietralla, N., Richter, A., Sideras-Haddad, E., Smit, F.D., Steyn, G.F., Swartz, J.A., Tamii, A. 2018. Deformation dependence of the isovector giant dipole resonance: the Neodymium isotopic chain revisited. *Phys. Lett. B* 776: 133.
- Dudek, J., Nazarewicz, W., Faessler, A. 1984. Theoretical analysis of the single-particle states in the secondary minima of fissioning nuclei. *Nucl. Phys. A*, 412, 61-91.
- Ebata, S., Nakatsukasa, T. 2013. Time-dependent meanfield theory including pairing correlation, and applications to linear response calculation. ECT work shop, Advances in time-dependent methods for quantum many-body system, Toronto.
- Ertuğral, F., Guliyev, E., Kuliev, A.E. 2002. $^{166-168}\text{Hf}$ ve $^{180-186}\text{W}$ izotopların kuadropol momentleri ve deformasyon parametreleri. *Sakarya Univ. Fen Bil. Enst. Der.* 6: 33.
- Ertuğral, F., Guliyev, E., Kuliev, A.E. 2007. ^{232}Th çekirdeğinde elektrik dipol uyarılmalarına öteleme değişmezliğin etkisi. *Anadolu Univ. J. Sci. and Tech.* 8:223.
- Ertuğral, F.; Guliyev, E.; Kuliev, A.; Yildirim, Z. 2009. Fine structure of the dipole excitations of the even-even ^{160}Gd nucleus in the spectroscopic region.
- Ertuğral, F., Deforme çekirdeklere kuadropol momentlerinin ve dipol titreşimlerinin araştırılması. Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2007.
- Faessler, A., Sheline, R.K. 1966. Eigen functions for a spherical and a deformed Saxon-Woods Potential. *Phys. Rev.* 148: 1003.
- Feifrlık, V., Rizek, J. ve Vogel, P. 1968. "Dipole States in Deformed Nuclei", *Nuclear Physics A*, 119(1), 1-13.
- Frascaria, N. 1993. Multi phonon Excitations in Nuclei Built with Giant Resonances. Proc. of the Gull Lake Nucl. Phys. Conference-(USA).
- Fukuda, S., Torizuka, Y. 1972. Giant multipole resonance in ^{90}Zr observed by inelastic electron scattering. *Phys. Rev. Lett.* 29: 1109.
- Gabrakov, S. I., Pyatov, N. I., Salamov, D. I. 1977. Effects of breaking the translational and Galilean Invariances of Nuclear Model Hamiltonians. International Atomic Energy Agency and United Nations Educational Scientific and Cultural Organization.
- Gell-Mann, M., Telegdi, V. 1953. Consequences of charge independence for nuclear reactions involving photons. *Phys. Rev.* 91: 169.
- Glendenning, N. 1988. Equation Of State From Nuclear and Astrophysical Evidence. *Phys. Rev. C* 37, 2733-2743.

- Goeke, K., Speth, J. 1982. Theory of giant resonance. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 32: 65.
- Goldhaber, M., Teller, E. 1948. On nuclear dipole vibration. *Phys. Rev.* 74, 1046-1049.
- Goryachev, B.I., Kuznetsov, Y.V., Orlin, V.N., Pozhidaeva, N.A., Shevchenko, V.G. 1976. Giant Resonance in the Strongly Deformed Nuclei. ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{166}Er , and ^{178}Hf . *Yad. Fiz.* 23, 1145.
- Greiner, W., Maruhn, J.A. 1996. *Nuclear Models*. Springer, 1-399.
- Guliev, E., Kuliev, A. A., Güner, M. 2010. Electric dipole strength distribution below the E1 giant resonance in $N = 82$ nuclei. *Cent. Eur. J. Phys.*, 8(6), 961-969.
- Guliyev, E., Ertuğral, F., Kuliev, A. A. 2006. Low lying magnetic dipole strength distribution in the γ -soft even-even $^{130-136}\text{Ba}$. *Eur. Phys. J. A*, 27, 313–320.
- Guliyev, E., Kuliev, A. A., Ertuğral, F. 2009. Low-lying dipole excitations in the deformed even-even isotopes $^{154-160}\text{Gd}$. *Acta Physica Polonica B*, Vol.40, 653-656.
- Guliyev, E.; Kuliev, A. A.; Ertuğral, F. 2009. Low-lying magnetic and electric dipole strength distribution in the ^{176}Hf nucleus. *European Physical Journal A* - Vol.39, 323-333.
- Gurevich, G. M., Lazareva, L. E., Mazur, V. M., Solodukhov, G. V. 1974. Total crosssection for the absorption of gamma quanta by Th^{232} , U^{235} , U^{238} , and Pu^{239} in the region of dipole giant resonance. *Zh. E. T. F. Pis. Red.* 20: 741.
- Gurevich, G. M., Lazareva, L. E., Mazur, V. M., Merkulov, S. Y., Solodukhov, G. V., Tyutin, V. A. 1978. Width of E1 giant resonance of deformed nuclei 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 crosssection 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 photo absorption crosssection 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 photo absorption crosssection of $Z \sim 90$ nuclei. *Nucl. Phys.* A273: 326.
- Gurevich, G. M., Lazareva, L. E., Mazur, V. M., Merkulov, S. Yu, Solodukhov, G. V. 1981. Total nuclear photo absorption crosssections in the region $150 < A < 190$. *Nucl. Phys.* A351: 257.
- Habs, D. 2013. γ Optics and Nuclear Photonics. İçinde: *Encyclopedia of Nuclear Physics and Its Applications*. 1. Baskı, Wiley-VCH, 271-298.

- Hans, H.S. 2011. Nuclear Physics Experimental and Theoretical 2. Baskı, New Academic Science Limited, 1-767.
- Harakeh, M.N. 2018. The Euroschool on Exotic Nuclei V5 İçinde: Giant Resonance: Fundamental Modes and Probes of Nuclear Properties. Springer, 31-64.
- Harakeh, M.N., van der Woude A. 2001. Giant Resonances, Oxford University Press, 1-656.
- Harakeh, M. N., van der Woude, A. 2006. Giant Resonances Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitation. Oxford science publication, New York, USA.
- Harvey, R. R., Caldwell, J. T., Bramblett, R. L., Fultz, S. C. 1964. Photon neutron Cross Sections of Pb206 Pb207 Pb208 and Bi209. Physical Review, 136, 1B, 126-131.
- Hashimoto, T., Krumbholz, A. M, Reinhard, P.-G., Tamii, A., von Neumann-Cosel, P., Adachi, T., Aoi, N. 2015. Dipole polarizability of ^{120}Sn and nuclear energy density functionals. Phys. Rev. C92: 031305(R).
- Haxel, O., Jensen, J.H.D., Suess, H.E. 1949. On the magic numbers in nuclear structure. Phys. Rev. 75: 1766.
- Herzberg, R.D., Bauske, I., vonBrentano, P., Eckert, Th., Ficher, R., Geiger, W., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Pietralla, N., Pitz, H.H., Zilges, A. 1995a. Lifetimes of two-phonon 1^- states in even $N = 82$ nuclei. Nucl. Phys. A592: 211.
- Herzberg, R.D., Zilges, A., Oros, A.M., vonBrentano, P., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H.H., Wesselborg, C. 1995b. Observation of dipole transitions to a $2^+ \times 3^-$ particle multiplet in ^{143}Nd . Phys. Rev. C51: 1226.
- Heyde, K. 1994. Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics: An Introductory Approach, Third Edition (Series in Fundamental and Applied Nuclear Physics, ISBN-13: 978-0750309806).
- Heyde, K., von Neumann-Cosel, P., Richter, A. 2010. Magnetic dipole excitations in nuclei: elementary modes of nucleonic motion. Rev. Mod. Phys. 82: 2365.
- Hinohara, N., Kortelainen, M., Nazarewicz, W. 2013. Low-energy collective modes of deformed super fluid nuclei with in the finite-amplitude method. Phys. Rev. C87: 064309.
- Horen, D. J., Bertrand, F. E., Lewis, M. B. 1974. Comparison of the inelastic scattering of protons by Sm-144, Sm-154 in the region of giant resonances. Phys. Rev. C9, 1607-1610.
- Hütt, M. T., L'vov, A.I., Milstein, A.I., Schummacher, M. 2000. Compton scattering by nuclei. Phys. Rep. 323:457.

- Iachello, F. 1984. Local Versus Global Isospin Symmetry in Nuclei. *Physics Letters* Volume 160B, number 1,2,3.
- Ishkhanov, B. S., Kapitonov, I. M. 2015 The Configurational Splitting of Giant Dipole Resonance. *Moscow University Physics Bulletin*, 2015, Vol. 70, No. 2, pp. 75–88.
- Ishkhanov, B.S., Kapitonov, I.M., Kuznetsov, A.A., Orlin, V.N., Yoon, D.H. 2014. Photo nuclear reactions on molybdenum isotopes. *Phys. Atom. Nucl.* 77: 1365.
- Ishkhanov, B.S., Troshchiev, Y. S. 2011. Giant dipole resonance in heavy deformed nuclei. *Moscow Univ. Phys. Bull.* 66: 325.
- Itoh, M., Sakaguchi, H., Uchida, M., Ishikawa, T., Kawabata, T., Murakami, T., Takeda, H., Taki, T., Terashimaa, S., Tsukahara, N., Yasudaa, Y., Yosoi, M., Garg, U., Hedden, M., Kharrajab, B., Koss, M., Nayak, B.K., Zhub, S., Fujimurac, H., Fujiwara, M., Harac, K., Yoshida, H.P., Akimune, H., Harakeh M.N., Volkerts, M. 2002. Compressional mode giant resonances in deformed nuclei. *Phys. Lett.* B549: 58.
- Iudice, N. L. 1992. Low lying magnetic collective states in deformed nuclei: unified description of the scissor mode. *Çinde: New trends in theoretical and experimental nuclear physics.* World scientific publishing section.
- Iudice, N. L. 1997. Magnetic dipole excitations in deformed nuclei. *N. Phys. Part. Nucl.* 28, 556-585.
- Iudice, N. L. 2000. Collective Excitations in Deformed Nuclei, *Rivista Del Nuovo Cimento* Vol. 23, N. 9.
- Iudice, N. L., Palumbo, F. 1978. New isovector collective modes in deformed nuclei. *Phys. Rev. Lett.* 41: 1532.
- Iudice, N. L., Palumbo, F. 1978. New isovector collective modes in deformed nuclei. *Phys. Rev. Lett.* 41: 1532.
- Kapitonov, I.M. 2015. Width of the giant dipole resonance in medium and heavy nuclei. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences, Physics* 79: 526-531.
- Kenneth S.K., *Introductory nuclear physics*, John Wiley & Sons, New York, 1987.
- Khuong, C.Z., Soloviev, V.G., Voronov, V.V. 1979. Description of the substructure in the radiative strength function of ^{117}Sn and ^{119}Sn . *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 5: L79.
- Kneissl, U., Pietralla, N., Zilges, A. 1995. Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 37: 349.
- Klimkiewicz, A., Adrich, P., Boretzky, K., Fallot, M., Aumann, T., Cortina-Gil, D., Pramanik D.U., Elze, Th.W., Emling, H., Geissel, H., Hellstroem, M., Jones,

- K.L., Kratz, J.V., Kulesh R., Leifels, Y., Nociforo, C., Palit, R., Simon, H., Surowka, G., Sümmerer, K., Typel, S., Walus, W., Dipole response of neutron-rich Sn isotopes. *Nucl. Phys. A*, 788(1–4):145–152, 2007.
- Krane K. S., Steffen, R. M. 1970. *Phys. Rev. C* 2, 724.
- Krane, K.S. 1987. *Introductory Nuclear Physics*, John Wiles&Sons, 1-864.
- Kuhn, W. 1925. On the total strength of the absorption lines emanating from a state. *Z. Für Physik* 33: 408.
- Kuliev A.A., Salamov D.I. 1984. *Azerbaycan SSR Elmler Akademisi Haberleri* No:2(1984)60-69.
- Kuliev, A.A., Akkaya, R., Ilhan, M., Guliyev, E., Salamov, C., Selvi, S. 2000. Rotational-invariant model of the states with $K\pi=1+$ and their contribution to the scissors mode. *Int. J. Mod. Phys. E*, 9(3):249-261.
- Kuliev, A.A., Guliyev, E., Ertuğral, F., Özkan, S. 2010. The low-energy dipole structure of ^{232}Th , ^{236}U and ^{238}U actinide nuclei. *Eur. Phys. J A* 43: 313-321.
- Kuliev, A.A., Guliyev, E., Gerçeklioğlu, M. 2002. The Dependence of The Scissors Mode on The Deformation in The 140-150Ce Isotopes, *J. Phys G. Nucl. Particle Physics* 28, 407.
- Kuliev, A.A., Pyatov, N.I. 1968. Effect of the spin-quadrupole force on the rate of β decay to collective states of even deformed nuclei. *Nuclear Phys. A* 1006 (3): 689-696.
- Kuliev, A.A., Selam, C., Küçükburşa, A. 2000. The effect of the Galileo invariance pairing on the 1- state in spherical nuclei. *Math. and Comp. App.* 6: 103-111.
- Kuznetsov V., Merkulov S., Solodukhov G., Sorokin Y., Turinge, A. 2008. Total And Nuclear, Photo absorption Cross Sections of ^{52}Cr In The Energy Range of 8-70 MeV. [arXiv:0812.4652v1](https://arxiv.org/abs/0812.4652v1) [nucl-ex].
- lachello, F. 1984. New Class of Low-Lying Collective Modes in Nuclei. *Phys. Rev Lett.* 3, 1427-1429.
- Lacroix, D., Ayik S. ve Chomaz, P.H. 2004. *Prog. in Part. and Nucl. Phys.*, 52, 497.
- Lepretre, A., Beil, H., Bergere, R., Carlos, P., Fagot, J., De Miniac, A., Veysiere, A., Miyase, H. 1976. A study of the giant dipole resonance in doubly eventellurium and cerium isotopes. *Nuclear Physics, Section A*, 258, 2, 350-364.
- Levinger, J.S., Bethe, H.A. 1952. Neutron yield from the nuclear photo-effect. *Phys. Rev.* 85: 577.
- Lewis, M.B., Bertrand, F.E. 1972. *Nucl. Phys. A* 196: 337.

- Linnemann, A., VonBrentano, P., Eberth, J., Enders, J., Fitzler, A., Fransen, C., Guliyev, E., Herzberg, R. D., Käubler, L., Kuliev, A. A. 2003. Change of the dipole strength distributions between the neighbouring γ -soft nuclei ^{194}Pt and ^{196}Pt , Phys. Lett. B, 554, 15-20.
- Litvinova, E., Ring, P., Tselyaev, V. 2008. Relativistic quasi particle time blocking approximation: dipole response of open-shell nuclei. Phys. Rev. C78: 014312.
- Malov, L.A., Meliev, F.M., Soloviev, V.G. 1985. Description of radiative strength functions in deformed nuclei. Z. Phys. A. Atom and Nuclei 320: 521.
- Malov, L.A., Soloviev, V.G. 1976. Fragmentation of single-particle states and neutron strength functions in deformed nuclei. Nucl. Phys. A270: 87.
- Marshalek, E. R., Weneser, J. 1969. Nuclear Rotation and Random-Phase Approximation. Ann. Phys., 53(3), 569–624.
- Masur, V.M., Mel'nikova, L.M. 2006. Giant dipole resonance in absorption and emission of gamma rays by medium and heavy nuclei. Phys. Par. Nucl..37: 923.
- Mayer, M.G. 1950. Nuclear configurations in the spin-orbit coupling model I. Phys. Rev. 78: 16.
- Meng, J. 2016. Relativistic Density Functional for Nuclear Structure, World Scientific, 1-714.
- Migdal, A. B. 1945. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 15 81.
- Morse, P.M, Feld, B. T., Feshbach, H. 1972. Nuclear, Particle and Many Body Physics, Academic Press, 1-707.
- Mottelson, B. R. 1976. Elementary Modes of Excitation in The Nucleus. Science, 193, 4250, 287-294. DOI: 10.1126/science.193.4250.287.
- Mottelson, B.R., Nilsson, S.G. 1959. The shape of the nuclear photo-resonance in deformed nuclei. Nucl. Phys. A13: 281.
- Möller, P., Nix, J.R., Myers, W.D., Swiatecki, W.J. 1995. Nuclear ground-state masses and deformations. Atom. Data and Nucl. Data Tables 59: 185.
- Myers, W. D., Swiatecki, J., Kodama, T., El-Jaick, J., Hilf, E. R. 1976. Droplet model of the giant dipole resonance Physical Review C 15 (6).
- Nagao, M., Torizuka, Y. 1973. Electro excitation of giant resonances in ^{208}Pb . Phys. Rev. Lett. 30: 1068.
- Nilsson, S.G. 1955. Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei. Dan. Mat. Fys. Medd. 29: 1.

- Nilsson, S.G., Tsang, C.F., Sobiczewski, A., Szymanski, Z., Wycech, S., Gustafson C., Lamm I. L., Möller P., Nilsson, B. 1969. On the nuclear structure and stability of heavy and super heavy elements. Nucl. Phys. A131: 1.
- Oishi, T., Kortelainen, M., Hinohara, N. 2016. Finite amplitude method applied to the giant dipole resonance in heavy rare-earth nuclei. Phys. Rev. C 93: 034329.
- Okamoto, K. 1956. Relation between the Quadrupole Moments and the Widths of the Giant Resonance of Photo nuclear Reaction. Progress of Theoretical Physics, 15 (1), 75–77.
- Okamoto, K. 1958. Relation between the quadrupole moments and the widths of the giant resonance of photo nuclear reaction. Prog. Theo. Phys. 15: 75.
- Paar, N., Horvat, A. 2014. Probing the neutron skin thickness in collective modes of excitation. EPJ Web of Conferences (INPC 2013, International Nuclear Physics Conference) Volume 66.
- Paar, N., Vretenar, D., Khan, E., Colo, G. 2007. Exotic modes of excitation in atomic nuclei far from stability. Rep. Prog. Phys. 70: 691-793.
- Paetz gen. Schieck, H. 2014. Nuclear Reactions. Intermediate Structures, Part of the Lecture Notes in Physics book series (LNP, volume 882), pp 1-365.
- Patel, D., Garg, U., Itoh, M., Akimune, H., Berg, G.P.A., Fujiwara, M., Harakeh, M.N., Iwamoto, C., Kawabata, T., Kawase, K., Matta, J.T., Murakami, T., Okamoto, A., Sako, T., Schlax, K.W., Takahashi, F., White, M., Yosoi, M. 2014. Excitation of giant monopole resonance in ^{208}Pb and ^{116}Sn using inelastic deuteron scattering. Phys. Lett. B735: 387.
- Pietralla, N., Beck, O., Besserer, J., vonBrentano, P., Eckert, T., Fischer, R., Fransen, C., Herzberg, R.D., Jager, D., Jolos, R.V., Kneissl, U., Krischok, B., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Pitz, H.H., Rittner, M., Schiller, A., Zilges, A. 1997.
- Pitthan, R., Walcher, T. 1971. Inelastic electron scattering in the giant resonance region of La, Ce and Pr. Phys. Lett. B36: 563.
- Pitz, H.H., Heil, R.D., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Seemann, U., Stock, R., Wesselborg, C., Zilges, A., Brentano, P. V., Hoblit, S.D., Nathan, A.M. 1990. Low-energy photon scattering off $^{142,146,148,150}\text{Nd}$: An investigation in the mass region of a nuclear shape transition. Nuclear Physics, Section A, 509(3), 587-604.
- Poltoratska, I., Fearick, R.W., Krumbholz, A.M., Litvinova, E., Matsubara, H., vonNeumann-Cosel, P., Ponomarev, V.Yu., Richter, A., Tamii, A. 2014. Fine structure of the isovector dipole resonance in ^{208}Pb : Characteristics cales and level sdensities. Phys. Rev. C 89: 054322.

- Ponomarev, V. 2014. Pygmy dipole resonance. *Journal of Phys: Conference Series* 553: 012028
- Ponomarev, V. Yu., Vigezzi, E., Bortignon, P. F., Broglia, R. A., Colo, G., Lazzar, G., Voronov, V. V., Baur, G. 1994. Microscopic origin of the giant resonances structure. *Volume 569, Issue 1-2*, 333-342.
- Pyatov, N.I., Salamov, D.I. 1977. Conservation laws and collective excitations in nuclei. *Nukleonika* 22: 127.
- Pyatov, N.I. 1974. "Invariance Principle And Effective Forces", *Jinr Reports*, P4-8380.
- Pyatov, N.I. ve Chernej, M.I. 1972. "Rotational Invariance, Inertia and 1+ State Moments In Deformed Nuclei", *Sov. J. Nucl. Phys.*, 16(5), 931-940.
- Raduta, A. A., Budaca, R., Raduta, A. H. 2009. Collective dipole excitations in sodium clusters. *Phys. Rev. A* 79: 023202.
- Raduta, A.A., Delion D.S., Ursu I. I. 1992. New trends in theoretical and experimental nuclear physics. World scientific publishing section: Low lying magnetic collective states in deformed nuclei: unified description of the scissor mode N. LoIudice
- Rainwater, J. 1950. Nuclear energy level argument for a spheroidal nuclear model. *Phys. Rev.* 79(3): 432-434.
- Raman, S., Nestor, C. W., Tikkanen, P. 2001. Transition probability from the ground to the first excited 2+ state of even-even nuclides. *Atom. Data and Nucl. Data Tables* 78: 1.
- Reiche, F., Thomas, W. 1925. Über die Zahl der Dispersions elektronen, die in einem stationären Zustand zugeordnet sind. *Z. für Physik* 34: 510.
- Reinhard, P.G., Nazarewicz, W. 2010. Information content of a new observable: the case of the nuclear neutron skin. *Phys. Rev. C* 81: 0501303(R).
- Rezwani, V., Gneuss, G., Arenhövel, H. 1970. Dynamic collective model of the giant resonance. *Phys. Rev. Lett.* 25: 1667.
- Rhine Kumar, A. K., Arumugam, P., Dinh Dang, N, 2015. Effects of thermal shape fluctuations and pairing fluctuations on the giant dipole resonance in warm nuclei. *Physical Review C* 91, 044305.
- Richter, A. 1983 *Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics, Florence, Italy*, Blasi, P., Ricci, R.A. (eds.), Vol. II, p. 189. Bologna: Tipografia Compositori

- Ring P., Shuck P., 2004. *The Nuclear Many Body Problem*, 1980 by SpringerVerlag New York Inc. Printed in the United States of America. ISBN:0-387-09820-8 SpringerVerlag New York 1-718.
- Roca-Maza, X., Brenna, M., Agrawal, B. K., Bortignon, P. F., Colò, G., Cao, L. G., Paar, N., Vretenar D. 2018. Giant quadrupole resonances in ^{208}Pb , the nuclear symmetry energy, and the neutron skin thickness. *Phys. Rev. C* 87: 034301.
- Romig, C., Savran, D., Beller, J., Birkhan, J., Endres, A., Fritzsche, M., Glorius, J., Isaak, J., Pietralla, N., Scheck, M., Schnorrenberger, L., Sonnabend, K., Zweidinger, M. 2015. Direct determination of ground-state transition widths of low-lying dipole states in ^{140}Ce with the self-absorption technique, *Phys. Lett. B* 744 369-374.
- Rowe, D.J. 1970. How do deformed nuclei rotate? *Nucl. Phys. A* 152, 273.
- Rowe, D.J. 2010. *Nuclear collective Motion Models and Theory*, World Scientific Publishing, 1-373.
- Sarchi, D., Bortignon, P. F., Colò, G. 2004. Dipole states in stable and unstable nuclei, *Physics Letters B* 601 27–33.
- Savran, D., Aumann, T., Zilges, A. 2013. Experimental studies of the pygmy dipole resonance. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 70, 210.
- Scheck, M., I., Mishev, S., Ponomarev, V. Y., Ponomarev, R., Chapman, P., Gaffney, L.G., Gregor, E.T., Pietralla, N., Spagnoletti, P., Savran, D., Simpson, G.S. 2016. Investigating the Pygmy Dipole Resonance Using β Decay. *Phys. Rev. Lett.* 116: 132501.
- Schröder, H. P. 2015. The energy-weighted sumrule and the nuclear radius. *Eur. Phys. J.* 51: 109.
- Schumacher, M., Milstein, A. I., Falkenberg, H., Fuhrberg, K., Glebe, T., Hager, D., Hütt, M. 1994. The enhancement of giant-dipole strength and its consequences for the effective mass of the nucleon and the electro magnetic polarizabilities and quadrupole sum-rule of the nucleus, *Nuclear Physics A* 576, 603-625.
- Sitenko, A., Tartakovskii, V. 1997. *Theory of Nucleus Nuclear Structure and Nuclear*. Springer 1-629.
- Soloviev, V.G. 1976. *Theory of Complex Nuclei*, Pergamon Press, 1-468.
- Soloviev, V.G. 1992. *Theory of atomic nuclei: Quasiparticles and phonons*, Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 1-333.
- Soloviev, V. G., Stayanov, C., Voronov, V.V. 1978. On the enhancement of M1-transitions from neutron resonances in the Ba and Ce isotopes. *Phys. Lett. B* 79: 187.

- Soloviev, V. G., Stoyanov, C., Vdovin, A.I. 1980. The description of fragmentation of one-quasiparticle states in spherical nuclei. Nucl. Phys. A342: 261.
- Spieker, M., Pascu, S., Zilges, A., Iachello, F. 2015. Origin of low-lying enhanced E1 strength in rare-earth nuclei. Phys.Rev. Lett. 114: 192504.
- Steinwedel, H., Jensen, H.J.D., Jensen, P. 1950. Nuclear dipole vibrations. Phys. Rev. 79: 1019.
- Suhonen, J. 2007. From Nucleons to Nucleus Concept of Microscopic Nuclear Theory, Springer, 1-655.
- Şahin, E. 2009. Nötron bakımından zengin atom çekirdeklerinde Dev ve Cüce rezonansların incelenmesi, Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Bölümü, Yüksek lisans tezi.
- Tamii, A., Fujita, Y., Matsubara, H., Adachi, T., Carter, J., Dozono, M., Fujita, H., Fujita, K., Hashimoto, H., Hatanaka, K., Itahashi, T., Itoh, M., Kawabata, T., Nakanishi, K., Ninomiya, S., Perez-Cerdan, A. B., Popescu, L., Rubio, B., Zenhiro, J. 2009. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 605, 3.
- Thomas, W. 1925. Überdiezahl der dispersions elektronen, die einem stationärenzustand and ezugeordnetsind. Natur wissenschaften 13:627.
- Treiner, J., Krivine, H., Bohigas, O., Martorell, J. 1981. Nuclearin compressibility: from finite nuclei to nuclear matter. Nucl. Phys. A371: 253.
- Überall, H. 1971. Electron Scattering From Complex Nuclei Part B. Academic Press, 1-869.
- Van der Woude, A. 1991. TheElectricGiantResonances İçinde: Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei. 1. Baskı, World Scientific, 99-232.
- Van der Woude, A. 1996. Past, present and future of giant resonance or nearly 60 years of giant resonance research. Nucl. Phys. A599: 393.
- Varlamov, A.V., Varlamov, V.V., Rudenko, D.S., Stepanov, M.E. 1999. Atlas of Giant Dipole Resonances Parameters and Graphs of Photo nuclear Reaction Cross Section. IAEE, 1-328.
- Varlamov, V.V., Ishkhanov, B.S., Kapitonov, I.M. 2008. Photo nuclear Reactions. Modern Status of Experimental Data, Moscow: Knizhn. DomUniv.
- Vasilijev, O. V., Zalesny, G. N., Semenko, S. F. ve Semenov, V. A. 1969. “The Giant Dipole Resonance in the Transition Region From Spherical To Deformed Nuclear Shapes”, PhysicsLetters, 30B(2), 97-99.
- Versteegen, M., Denis-Petit, D., Meot, V., Bonnet, T., Comet, M., Gobet, F., Hannachi, F., Tarisien, M., Morel, P., Martini, M., Peru, S. 2016. Low-energy modification of the γ strength function of the odd-even nucleus ^{115}In . Phys. Rev. C 94:044325.

- Vesel'y, P., Toivanen, J., Carlsson, B. G., Dobaczewski, J., Michel, N., Pastore, A. 2012. Giant monopole resonances and nuclear compressibilities studied for the zero-range and separable pairing interactions Physical Review C 86, 024303.
- Veyssiire, A., Beil, H., Bergere, R., Carlos, P. ve Lepretre, A. 1973. "A Study Of The Photo fission and Photon neutron Processes in the Giant Dipole Resonance of ^{232}Th , ^{238}U and ^{237}Np . Nuclear Physics A, 199, 45-64.
- Walet, N. 2010. Nuclear and Particle Physics
<http://oer.physics.manchester.ac.uk/NP/Notes/Notes.pdf>.
- Weizsäcker, C.F. 1935. The theory of nuclear masses. Z. Phys. 96: 431.
- Wieland, O., Bracco, A. 2011. The pygmy dipole resonance in ^{68}Ni and the neutron skin. Progress in Particle and Nuclear Physics, 66 (2), 374-378.
- Wilkinson, D. H. 1956. Nuclear photodisintegration. Physica, 22, 6–12, 1039-1061.
- Woude, A., 1996. "Past, Present and Future of Giant Resonances or Nearly 60 Years Of Giant Resonance Research", Nuclear Physics A, 599, 393-399.
- Yakut, H., Nadir toprak deforme çekirdeklerinde kolektif dipole seviyelerinin elektrik ve manyetik dipole özelliklerinin incelenmesi. Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2007.
- Yoshida, K., Nakatsukasa, T. 2011. Dipole responses in Nd and Sm isotopes with shape transitions. Phys. Rev. C 83: 021304(R).
- Yoshida, K., Nakatsukasa, T. 2013. Shape evolution in Nd and Sm isotopes. Phys. Rev. C 88: 034309.
- Youngblood, D.H., Bacher, A.D., Brown, D.R., Bronson, J.D., Moss, J.M., Rozsa, C.M. 1977. Particle decay from the giant resonance region of ^{40}Ca . Phys. Rev. C 15: 246.
- Zelevinsky, V. 2017. Physics of Atomic Nucleus, WILEY-VCH, 1-688.
- Zilges, A., Brentano, P. Yon., Friedrichs, H., Hell, R. D., Kneissl U., Lindenstruth, S., Pitz, H. H., Wesselborg, C. 1991. Z. Phys. A –Hadrons and Nuclei 340, 155.

ÖZGEÇMİŞ

Büşra BABLAK 1990 yılında Sakarya’da doğdu. İlk ve orta okulu Pamukova da lise öğrenimini Geyve Anadolu Lisesin’de tamamladı. Lisans öğrenimini Sakarya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünde tamamladıktan sonra aynı yıl yüksek lisans öğrenimine başladı. Aynı zamanda Sakarya Üniversitesi Eğitim Fakültesinde pedagojik formasyon eğitimi aldı. 2014-2018 yılları arası Hürriyet Anadolu Lisesin’de Fizik Öğretmeni olarak çalıştı. Halen Şehit Muhammet Fatih Safitürk Anadolu Lisesinde fizik öğretmeni olarak çalışmakta ve yüksek lisans eğitimine devam etmektedir.