

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**GAMA SOFT BARYUM VE CERYUM
ÇEKİRDEKLERİN ELEKTRİK VE MANYETİK DİPOL
UYARILMALARININ İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Gülsüm SOLUK

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ali Ekber KULİEV

Haziran 2010

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

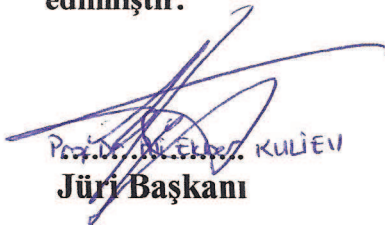
**GAMA SOFT BARYUM VE CERYUM
ÇEKİRDEKLERİN ELEKTRİK VE MANYETİK DİPOL
UYARILMALARININ İNCELENMESİ**

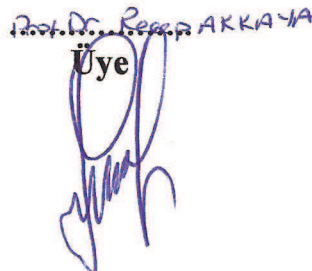
YÜKSEK LİSANS TEZİ

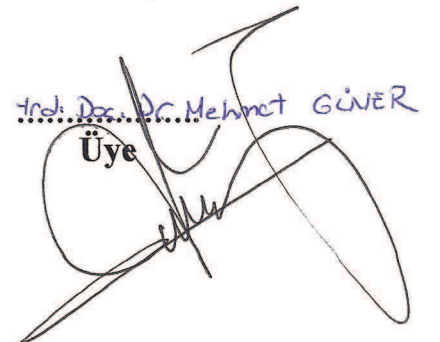
Gülsüm SOLUK

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 02 / 06 / 2010 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.


Prof. Dr. Mustafa KULİEV
Jüri Başkanı


Prof. Dr. Recep AKKAYA
Üye


Prof. Dr. Mehmet GÜNER
Üye

TEŞEKKÜR

Lisansüstü alıőmalarımđa danıőmanlıęımı üstlenip yüksek lisans tez konusunun belirlenmesinden tamamlanmasına kadar geçen sürede bana yardımcı olan, çalıőmalarımı titizlikle yönlendiren, bilgisini benimle her fırsatta paylaşan, emeğini esirgemeyen, yakın ilgisi ile moral veren Sayın Hocam Prof. Dr. Ali Ekber KULİEV' e teőekkürlerimi bir borç bilirim.

Çalıőmalarım sırasında katkı ve yardımlarıyla göstermiő olduğu anlayıőtan dolayı Yrd. Doç. Dr. Zemine ZENGİNERLER 'e ve Yrd. Doç. Dr. Filiz ERTUĞRAL'a teşekkür ederim. Lisansüstü ders dönemi süresince engin bilgi ve tecrübelerinden istifade ettiğim Fizik bölümünün bütün hocalarına teőekkürlerimi sunarım.

Aynı zamanda çalıőmalarım boyunca yanımda olan iç arkadaşlarım ve benden maddi ve manevi desteğini hiçbir zaman esirgemeyen aileme sonsuz teşekkür ederim.

Gülsüm SOLUK

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	vi
TABLolar LİSTESİ.....	viii
ÖZET.....	x
SUMMARY.....	xi
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
DEFORME ÇEKİRDEKLERİN TEK PARÇACIK MODELİ.....	6
2.1. Woods-Saxon Potansiyeli.....	7
2.2. Bağımsız Kuaziparçacık Modeli.....	9
BÖLÜM 3.	
MANYETİK VE ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARININ DÖNME DEĞİŞMEZ MODELİ.....	13
3.1. Dönme Modelinde Elektromanyetik Geçiş Olasılıkları.....	13
3.2. Manyetik Dipol Uyarılmalarının ($I^{\pi} = 1^{+}$) Dönme Değişmez Modeli.....	14
3.3. Makas Mod $I^{\pi} = 1^{+}$ Durumlarının Manyetik Dipol Özellikleri.....	16
3.4. Öteleme ve Galileo Değişmez QRPA Modelinde Elektrik Dipol ($I^{\pi} = 1^{-}$) Uyarılmaları.....	19
3.5. $I^{\pi} = 1^{-}$ Uyarılmalarının Elektrik Dipol Özellikleri.....	21

BÖLÜM 4.	
SONUÇLAR VE HESAPLAMALAR.....	24
4.1. Sayısal Sonuçlar.....	26
4.2. Çift-Çift ¹²⁶⁻¹⁴⁶ Ba İzotop Zinciri Çekirdekleri İçin Sayısal Sonuçlar.....	27
4.3. ¹²⁸⁻¹⁵⁰ Ceryum İzotopları Sayısal için Sonuçlar.....	37
4.4. Çift-çift ¹²⁸⁻¹⁵⁰ Ce ve ¹²⁶⁻¹⁴⁶ Ba İzotoplarının Karşılaştırılması.....	45
BÖLÜM 5.	
SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	49
KAYNAKLAR.....	51
EKLER.....	56
ÖZGEÇMİŞ.....	74

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

A	: Kütle Numarası
α	: Kuaziparçacık
β	: Çekirdeğin Deformasyon Parametresi
Ba	:Baryum
B(E1)	: İndirgenmiş Elektrik Dipol Uyarılma İhtimali
B(M1)	: İndirgenmiş Magnetik Dipol Uyarılma İhtimali
Ce	: Ceryum
Δ	: Gap Parametresi
δ	: Ortalama Alan Potansiyelinin Deformasyon Parametresi
HO	: Harmonik Osilatör
λ	: Kimyasal Potansiyel
N	: Nötron
NRF	: Nükleer Rezonans Flüoresans
RPA	: Rastgele Faz Yaklaşımı
R	: Kütle Merkezi
RI	: Dönme Değişmez
QRPA	: Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı
sqp	: Tek Kuazi Parçacık
σ	: Spin Operatörü
τ	: İzotopik Spin Operatörü
WS	: Woods-Saxon Potansiyeli
Z	: Atom Numarası

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	Woods-Saxon (WS) ve Harmonik osilatör (HO) potansiyellerinin karşılaştırılması.....	8
Şekil 4.1.	$^{126-132}\text{Ba}$ izotoplarının dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan B(M1) ve B(E1) değerlerinin güç parametresinin değişimine göre karşılaştırılması.....	30
Şekil 4.2.	^{134}Ba çekirdeğinin dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV'e kadar hesaplanan değerlerinin deneysel olarak Maser et al.(1996) tarafından gözlenen dipol uyarılmalarıyla karşılaştırılması.....	31
Şekil 4.3.	^{136}Ba ve ^{138}Ba çekirdeklerinin dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak, $\chi = 300A^{-5/3}fm^2 MeV$ ve $\chi = 400A^{-5/3}fm^2 MeV$ için 4 MeV'e kadar B(M1) ve B(E1) değerlerinin karşılaştırılması.....	32
Şekil 4.4.	$^{140-146}\text{Ba}$ izotoplarının dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan B(M1) ve B(E1) değerlerinin güç parametresinin değişimine göre karşılaştırılması.....	34
Şekil 4.5.	$^{128-134}\text{Ce}$ izotoplarının dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan B(M1) ve B(E1) değerlerinin güç parametresinin değişimine göre karşılaştırılması.....	39
Şekil 4.6.	$^{136-142}\text{Ce}$ izotoplarının dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan B(M1) ve B(E1) değerlerinin güç parametresinin değişimine göre karşılaştırılması.....	41
Şekil 4.7.	$^{144-150}\text{Ce}$ izotoplarının dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan B(M1) ve B(E1) değerlerinin güç parametresinin değişimine göre karşılaştırılması.....	44

Şekil 4.8	$\Sigma B(M1)$ A'ya göre değişimi.....	46
Şekil 4.9.	Makas modun ortalama rezonans enerjisinin A'ya bağımlılığı.....	46
Şekil 4.10.	δ^2 'nin A'ya bağımlılığı.....	47
Şekil 4.11.	Ce, Ba, Sm, Nd çekirdekleri için δ^2 'nin $\Sigma B(M1)$ 'e bağımlılığı....	47

TABLULAR LİSTESİ

Tablo 4.1.	$^{126-146}\text{Ba}$ izotopları için δ_2 ve çift korelasyon parametreleri.....	26
Tablo 4.2.	$^{128-150}\text{Ce}$ izotopları için δ_2 ve çift korelasyon parametreleri.....	27
Tablo 4.3.	İzovektör spin-spin kuvvetleri izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez ($H = H_{\text{sqp}} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ω_i , $B(M1)$ ve B_l/B_s oranının karşılaştırılması.....	28
Tablo 4.4.	İzovektör spin-spin kuvvetleri izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez ($H = H_{\text{sqp}} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ω_i , $B(M1)$ ve B_l/B_s oranının karşılaştırılması.....	31
Tablo 4.5.	İzovektör spin-spin kuvvetleri izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez ($H = H_{\text{sqp}} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ω_i , $B(M1)$ ve B_l/B_s oranının karşılaştırılması.....	33
Tablo 4.6.	$^{126-146}\text{Ba}$ izotoplarının öteleme ve dönme değişmez QRPA modeli kullanılarak hesaplanmış toplam elektrik ve manyetik dipol geçiş ihtimallerinin $K=1$ ve $K=0$ kolunun 2-4 MeV enerji bölgesinde hesaplanan teorik değerleri.....	35
Tablo 4.7.	$^{126-146}\text{Ba}$ izotoplarının güç parametresi $\chi = 300A^{-5/3} \text{fm}^2 \text{MeV}$ için hesaplanan değerler.....	36
Tablo 4.8.	$^{126-146}\text{Ba}$ izotoplarının güç parametresi $\chi = 400A^{-5/3} \text{fm}^2 \text{MeV}$ için hesaplanan değerler.....	37

Tablo 4.9.	İzovektör spin-spin kuvvetleri izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez ($H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ω_i , B(M1) ve B_l/B_s oranının karşılaştırılması.....	38
Tablo 4.10.	İzovektör spin-spin kuvvetleri izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez ($H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ω_i , B(M1) ve B_l/B_s oranının karşılaştırılması.....	40
Tablo 4.11.	İzovektör spin-spin kuvvetleri izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez ($H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ω_i , B(M1) ve B_l/B_s oranının karşılaştırılması.....	43
Tablo 4.12.	$^{128-150}\text{Ce}$ izotoplarının öteleme ve dönme değişmez QRPA modeli kullanılarak hesaplanmış toplam elektrik ve manyetik dipol geçiş ihtimallerinin K=1 ve K=0 kolunun 2-4 MeV enerji bölgesinde hesaplanan teorik değerleri.....	45

ÖZET

Anahtar kelimeler: $^{126-146}\text{Ba}$, $^{128-150}\text{Ce}$, Kuadrapol moment, Deformasyon parametresi, QRPA, Çekirdek Kolektif Uyarılmaları, Elektrik dipol geçişler, Manyetik dipol geçişler, Makas mod

Bu tez çalışmasında çift-çift γ -soft çekirdeklerin Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) yöntemi çerçevesinde elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarına karşı gelen makas mod, spin-titreşim ve kolektif uyarılma seviyeleri incelenmiştir. Makas modun rezonans enerjisinin 3 MeV civarında olduğu bilinmektedir. Bundan dolayı çalışmada 1^+ ve 1^- durumlarının özellikleri 2-4 MeV enerji aralığında incelenmiştir. Hesaplama sonuçlarına göre küresel özelliğe sahip çekirdeklerde (N=82 de) B(M1) K=0, K=1 ve B(E1) K=0 dallarının etkileri yok denebilecek kadar az, fakat B(E1)'in K=1 dalının katkısı gözle görülebilir şekilde olduğu görülmüştür. Elektrik dipol uyarılmaları küresel simetriden etkilenmezken güç parametresinin değişimine bağlı olarak farklılık göstermiştir. Ce izotopu için $A>140$ olan izotopların hepsinin en büyük seviyeleri orbital karakterli olup B(M1) gücüne orbit/spin katkıları yapıcıdır. Rezonans enerjisinin A'ya bağlılığı Ba ve Ce izotopları için genel olarak bir doğru şeklindedir. Bundan dolayı rezonans enerjisinin A'ya bağlılığı zayıftır. Deneysel olarak gözlenen iyi deforme çekirdeklerin makas modunun toplam B(M1) gücünün deformasyon parametresinin karesiyle lineer olarak değişimi, teorik olarak da dönme değişmez model ile tam olarak gösterilmiştir. Yaptığımız hesaplamalar bu sonuçlarla uyum içindedir.

INVESTIGATION OF ELECTRIC AND MAGNETIC DIPOLE EXCITATIONS OF γ -SOFT BARYUM AND CERYUM NUCLEI

SUMMARY

Key Words: $^{126-146}\text{Ba}$, $^{128-150}\text{Ce}$, Quadrapole moments, Deformation parameters, QRPA, Nuclear collective excitations, Electric dipole transitions, Magnetic dipole transitions, Scissors mode

In this study γ -soft nuclei even-even of the Random Phase Apparanimation, the method from electric and magnetic dipole excitations scissors mode, spin-excitation and collective excitations standard analysis were investigated. Resonance energy of scissors mode was known almost to be 3 MeV. Therefore, the study of the properties of 1^+ and 1^- cases were investigated in the range of 2-4 MeV. According to the results of calculations with the orbicular properties of nucleus (while $N=82$) $B(M1) K=0$, $K=1$ and $B(E1) K=0$ have no effect of branches from the far less visible, but the contribution to the field of $B(E1) K=1$ as was seen. Electric dipole excitations was not affected from the orbicular symmetry, strength parameters varied depending on the exchange. Ce isotope which for $A>140$, greatest of all levels of the isotopes was characterized by the orbital $B(M1)$ strength orbit/spin contribution was constructive. Resonance energy dependence of A was as a general in the correct manner for the Ba and Ce isotopes. Observed experimentally deformed nuclei scissors mode was a good total $B(M1)$ strength parameters of the deformation was linear with the square of the transition, theoretical QRPA exactly as shown. These results were in aggrement with our calculations.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Bu tez çalışmasında γ -soft çekirdeklerin elektrik ve manyetik dipol karakterli yörünge ve spin titreşimlerine karşı gelen makas mod, spin-titreşim ve kolektif uyarılma seviyeleri öteleme ve dönme değişmez (Kuliev et al. 2000, Guliev et al. 2006) kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı (QRPA) modeli çerçevesinde Baryum ve Ceryum çekirdekleri ele alınarak incelenmiştir. Daha önceki çalışmalarda Ba çekirdeğinin A=126-138 arasındaki, Ce çekirdeğinin A=140-150 arasındaki çift-çift izotopları incelenmiştir. Bu çalışmada ise incelenen aralık genişletilerek Ba için A=126-146, Ce için ise A=128-150 arasındaki çift-çift izotoplar ele alınmıştır.

Çekirdek yapısının incelenmesinde nükleonlar arasındaki etkin kuvvetlerin sorumlu olduğu kolektif uyarılmalar önemli bir yer tutar. Elektrik ve manyetik dipol titreşimlerinin bu uyarılmalar içinde önemli bir yeri vardır. Bu titreşimler çekirdekteki nükleonlar arasındaki kuvvetli etkileşmelerin karakterinin ve güç parametrelerinin teorik olarak belirlenmesinde kullanılan modellerin test edilmesinde çok bilgi vericidir. Dipol uyarılmaların paritetlerine göre iki farklı türü vardır. Bunlardan spini ve paritesi $I^\pi = 1^+$ olan uyarılmalar manyetik dipol, $I^\pi = 1^-$ olanlar ise elektrik dipol olarak adlandırılır.

Manyetik dipol titreşimlerinin iki dalı vardır. Bu titreşimlerin düşük enerjili dalı maksimumu 3 MeV civarında yerleşen orbital karakterli makas mod rezonansını oluşturur. Yüksek enerjili kolektif dalı ise 7-9 MeV enerji aralığında spin-titreşim karakterli M1 rezonansını meydana getirir (Gabrakov 1972). Son zamanlarda düşük enerjili ve düşük spinli (0,1) çekirdek uyarılmalarının ölçümünde büyük başarılar elde edilmiştir. Bunlardan birisi deforme çekirdeklere spin ve paritesi $I^\pi K=1^+1$ olan

makas (scissors) mod uyarılmalarının keşfidir. Çekirdekte nötron ve proton sistemlerinin simetri eksenleri çekirdek simetri eksenine etrafında birbirine karşı makas bıçaklarına benzer biçimde titreşimler yaptığından bu uyarılmalar makas mod uyarılmaları olarak adlandırılmıştır. Makas modun varlığı deforme çekirdeklerin temel uyarılmaları olarak kanıtlanmıştır (Richter 1995). Orbital karakterli makas mod çekirdeğin yarı klasik iki rotor modelinde (Iudice ve Palumbo 1978) ve daha sonra proton-proton, nötron-nötron ve proton-nötron etkileşimli bozon modelinde (Iachello 1981) teorik olarak ön görülmüştür. Makas mod ilk defa 1984'de yüksek çözünürlüklü esnek olmayan elektron saçılma (e,e') deneyleri sonucu ^{156}Gd izotopunda gözlenmiştir (Bohle 1984) ve aynı yılda Nükleer Rezonans Flüoresans (NRF) deneylerinde diğer gadalinyum izotoplarında teyit edilmiştir (Berg 1984). Günümüzde makas mod hafif çekirdeklerden (örneğin ^{46}Ti) başlayarak aktinitlere kadar geçiş ve gama yumuşak çekirdekler de (Richter 1995, Kneissl 1996) dahil olmak üzere periyodik cetvelin geniş bir bölgesinde yerleşen sürekli deformasyonlu kararlı izotoplar da gözlenmiştir. Makas modun deneysel sonuçlardan bulunan en çarpıcı özellikleri toplam $B(M1)$ değerlerinin taban durum deformasyon parametresinin karesi ile doğru orantılı olması, 2-4 MeV enerji aralığında $M1$ gücünün güçlü şekilde ayrışım (Ziegler 1990, Margraf 1995, Von Neumann-Cosel 1995, Zilges 1996) ve rezonans enerjilerinin 3 MeV civarında olmasıdır. Mikroskobik model çerçevesinde RPA kullanılarak yapılan bir sıra hesaplamalar toplam $B(M1)$ gücünün ancak küçük deformasyonlar için deformasyon parametresinin karesi δ^2 ile doğru orantılı olduğunu göstermiştir (Scholten 1985, Barret ve Halse 1985, Casten 1987, Hamamoto ve Magnusson 1991, Sarriguren 1996). Bu kural mikroskobik modellerde Hamamoto ve Magnusson (1991), Heyde ve Coster (1991), Sarriguren (1996), Garrido (2003) tarafından olduğu gibi fenomenolojik modeller için de Lo Iudice ve Richter (1993), Lo Iudice (1994), Enders (1999, 2005) tarafından başarıyla tanımlanmıştır. Ayrıca Kuliev (2000, 2002) tarafından ilk defa dönme değişmez RPA (RI RPA) da bu deneysel δ^2 – kuralı yani toplam $B(M1)$ gücünün δ^2 ile orantılı olduğu teyit edilmiştir. Bu seviyelerin manyetik momentlerinin incelenmesi de makas mod uyarılmalarının çalışılmasında önemli olan bir konudur. QRPA çerçevesinde makas modun manyetik moment özellikleri geniş bir şekilde Ref. (Yakut 2007, 2005)' de incelenmiştir. Bu mod ilk kez şematik modeller çerçevesinde Suzuki ve Rowe (1977), Lipparini ve Stringari

(1983) ve Bes ve Broglia (1984) tarafından çalışılmıştır. Daha sonra bu modun özelliklerini daha detaylı araştırmak için mikroskobik modeller geliştirilmiştir (Moya de Guerra ve Zamick 1993, Nojarov 1994, Raduta 1995, Soloviev 1996). Birkaç teorik çalışmada da deneyde gözlenen δ^2 -yasası açıklanmaya çalışılmıştır. Birçok mikroskobik hesaplamalar (Moya de Guerra 1987, Zawischa 1988, Nojarov ve Faessler 1988, 1990, Faessler 1989, Nojarov 1994, Raduta 1995, Soloviev 1996) toplam B(M1) gücünün deformasyon parametresine göre δ^2 -yasasına yakın bir sonuç vermektedir. Fakat toplam kural yaklaşımı (Lo Iudice ve Richter 1993), genelleştirilmiş koherent (Lo Iudice ve Raduta 1994) ve dönme değişmez QRPA modelleri kullanan (Kuliev 2000) araştırmaların hepsi ağır çift-çift deforme çekirdeklerde makas modun toplam M1 gücünün kuadratik bağlılığını açıklamakla beraber rezonans enerjisini de izah etmektedir. Makas modun teorik bakış açıları üzerine son incelemeler için Zawischa (1988) çalışmasına bakılabilir. Birçok durumda özellikle kabuk ortasına yakın iyi deforme nadir toprak çekirdekleri için modun uyarılma enerjisinin ve toplam M1 uyarılma gücünün değişimi çok küçüktür (Enders 1999, Von Neumann Cosel 1995). Bunun yanı sıra makas modun genel özellikleri deformasyonun küçükten büyüğe doğru artan izotop zincirleri için iyi anlaşılırken kapalı kabuklara yakın çekirdekler (γ -soft) için ise açık bir sorudur. Bu bölgedeki çekirdeklerde proton ve nötron sistemlerinin simetri eksenlerinin makasa benzer hareketinden sapması gözlenebilir. Küçük deformasyondan dolayı γ -soft deforme çekirdeklerde de makas modun varlığı gözlenebilir. Manyetik dipol uyarılma gücü geçiş çekirdeklerinde örneğin $^{194,196}\text{Pt}$ (Brentano 1996, Linnemann 2003), $^{134,136}\text{Ba}$ (Maser 1996, Pietralla 1998), Osmiyum (Fransen 1999), Tellür izotoplarında (Georgii 1995, Schwengner 1997) ve ^{94}Mo 'de (Pietrella 1999) deneysel olarak araştırılmıştır. Bu çekirdeklerin hepsinde makas mod tespit edilmesine rağmen, aksenel simetrinin kaybı yüzünden iyi deforme çekirdeklerden farklı geçiş özellikleri gözlenmiştir (Pietrella 1998). Ne yazık ki, geçiş çekirdekleri için deneysel verilerin yetersizliği makas modun özelliklerinin A kütle sayısının veya deformasyon parametresinin bir fonksiyonu gibi sistematik analizine izin vermez. Kapalı kabuk yakınındaki (N,Z)=82 çekirdeklerde δ bağımlılığından sapmayı belirlemek için daha hassas deney cihazlarının kullanılması oldukça önemlidir.

Elektrik dipol rezonanslar nötron ve proton sistemlerinin kütle merkezlerinin birbirine karşı yaptığı titreşimler sonucu meydana gelir (Balgwin ve Klaiber 1947, Goldhaber ve Teller 1948). Elektrik dipol rezonansları dev dipol rezonans (13-16 MeV) ve cüce (pgmy) rezonans (6-9 MeV) olarak iki kısımda incelenir.

İkinci bölümde, deforme çekirdeklerin tek parçacık modeli ve Woods-Saxon potansiyeli ele alınmıştır. Bahsedilen bağımsız parçacıklar modeli çekirdek uyarılmalarında parçacıklar arasındaki etkin kuvvetlerin rolünün sayısal olarak incelenmesinin temelini oluşturur. İncelenen çekirdekler için uygun bir potansiyelin seçilmesiyle elde edilen tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları teorisinin güvenilir öngörülerini bakımından çok önemlidir. Bu bölümde bahsedilen bağımsız parçacıklar modeli Schrödinger denkleminin öz değer ve öz fonksiyonları çekirdek uyarılmalarında parçacıklar arasındaki etkin kuvvetlerin rolünün sayısal olarak incelenmesinin temelini oluşturur. Deforme çekirdekler süper akışkan özelliklerine sahip olduklarından bu bölümde süper akışkan modelin temel prensipleri ve nümerik hesaplamalarda kullanılan bağıntılara özel yer verilmiştir.

Üçüncü bölümde, deforme çekirdeklerin kolektif dipol uyarılmaları için geliştirilmiş teorik modellerin (dönme değişmez ve öteleme + Galileo değişmez QRPA modelleri) çekirdek yapısının ve nükleer kuvvetlerin incelenmesindeki önemi hakkında bilgiler verilerek çift-çift deforme çekirdeklerin manyetik ve elektrik dipol özelliklerinin hesaplanmasında kullanılan analitik ifadeler sunulmuştur. Ayrıca bu bölümde spin-spin ve dipol-dipol kuvvetlerinin ürettiği kolektif 1^+ ve 1^- seviyeleri incelenmiştir.

Dördüncü bölümde γ -soft çift-çift $^{126-146}\text{Ba}$ ve $^{128-150}\text{Ce}$ çekirdekleri için elektrik ve manyetik dipol seviyelerinin ($I^\pi K = 1^-1(0)$ ve $1^+1(0)$) enerjileri (ω), B(M1) ve B(E1) geçiş ihtimalleri ve bu çekirdeklerin K=1 ve K=0 dalının toplam kuralına katkısı teorik olarak incelenmiştir.

Beşinci bölümde, tez çalışmasındaki önemli sonuçlar bölüm sırasına uygun olarak sunulmuştur.

Eklerde, tez çalışmasının içinde kullanılan bilineer kuaziparçacık operatörlerinin açık ifadeleri ile bunların uydukları komütatörler için elde edilen formüllerin uzun ve yorucu işlemleri verilmiştir.

BÖLÜM 2. DEFORME ÇEKİRDEKLERİN TEK PARÇACIK MODELİ

Tek parçacık modelinde, ortalama alan potansiyelinde çekirdek içindeki nükleonlar birbirinden bağımsız hareket ederler. Çekirdek içinde kuvvet merkezi ortalama alan olmadığından, Hartree-Fock metodu çekirdeklerdeki iki nükleon etkileşiminin bir ortalama alan oluşturduğunu matematiksel olarak göstermiştir (Ring ve Schuck 1980).

Nötron ve proton sayısı sihirli sayıya tekabül eden çekirdeklerin küresel bir simetriye sahip olduğu bilinmektedir. Nötron ve proton sayısı sihirli sayılardan uzaklaştıkça çekirdeğin küresel simetrisi bozulur. Bu tür çekirdeklere ‘eksenel simetrik deforme çekirdekler’ denir. Bu çekirdeklerde küresel simetri bozulduğundan, yeni bir potansiyelin tanımlanması gerekir.

Deforme çekirdeklerin incelenmesinde ilk kullanılan modellerden biri anizotropik titreşim potansiyeli kullanılan Nilsson modelidir (Nilsson 1955). Bu modelde ortalama alan potansiyeli olarak harmonik anizotropik potansiyeli kullanarak deforme çekirdeklerin tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları elde edilmiştir. Bu modelin eksik kısımlarından birisi N ve $N \pm 2$ kuantum sayılarına sahip olan durumların etkileşmelerinin katkılarını sayısal olarak hesaplamaktan dolayı ihmal edilmesidir. Tecrübeler göstermiştir ki büyük deformasyonlu çekirdeklerde N ve $N \pm 2$ titreşim kabukları arasındaki etkileşmeler ihmal edilemez. Bu model deforme çekirdeklerde elektromanyetik ve beta geçiş ihtimallerinin, kuadropol momentlerinin ve spinlerinin hesaplanmasında oldukça başarılı olmuştur fakat kullanılan potansiyelin sonsuz duvarlı olmasından dolayı belirli zorluklarla karşılaşmıştır. Bu problemlerin aşılması için son zamanlarda en yaygın kullanılan potansiyel

Woods-Saxon potansiyelidir.

2.1. Woods-Saxon Potansiyeli

Çekirdek yapısının incelenmesinde elde edilen sonuçların hassaslığı kullanılan ortalama alan potansiyellerinden dolayı sınırlıdır. Gerçekte uygun ortalama potansiyelin çekirdek içerisinde nükleer madde dağılımına benzer olması istenir. Seçilen potansiyelin en iyi olması, çekirdek yüzey kesiminin kalınlığını doğru tasvir etmesine ve sonlu derinlikli olmasına bağlıdır. Böyle bir potansiyelin parametreleri optiksel potansiyelin reel kısmından saçılma reaksiyonları sonucu belirlenir. Woods-Saxon ortalama alan potansiyeli çekirdek içerisinde nötron ve protonların deneyden gözlenen dağılımını çekirdek yüzey davranışlarına uygun bir biçimde ifade etmektedir. Buna göre de deforme çekirdeklerde ortalama alan potansiyelinin analitik formu genellikle Woods-Saxon potansiyeli gibi seçilir.

Woods-Saxon potansiyeli sonlu derinlikte ve küresel simetriktir. $r = R_0$ eş potansiyel yüzeyi, çekirdeğin merkezindeki potansiyelin yarısına karşılık gelir. Bu potansiyelin yüzey etrafındaki kısmı saçılma reaksiyonları için çok önemlidir ve çekirdek içindeki nükleonların yoğunluk dağılımını çok güzel ifade etmektedir. Potansiyel iki kısımdan oluşur. Birinci kısım nükleonların ürettiği izoskaler ve izovektör ortalama alan potansiyelidir.

$$V(r) = -\frac{V_0^{n,p}}{1 + \exp((r - R_0)/a)} \quad (2.1)$$

İkinci kısım ise spin-orbital potansiyeldir.

$$V_{ls}(r) = -\xi \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} (ls) \quad (2.2)$$

Parametrelerin genel seçimi:

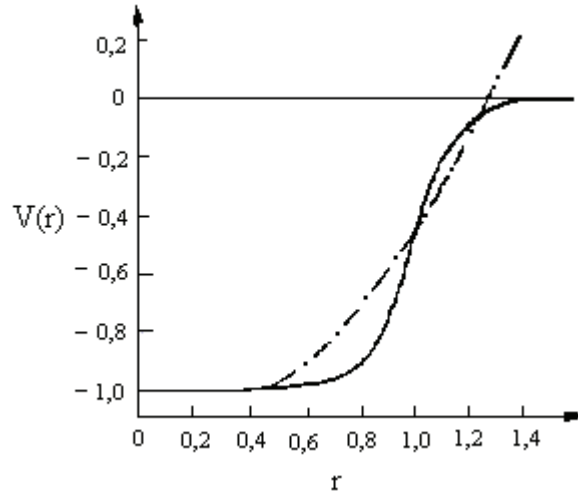
$$V_0^{\tau} = V_0 + V_1^{\tau} \quad (2.3)$$

şeklindedir. Burada

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

$$\eta = \frac{V_1}{4V_0} \quad , \quad V_0(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp((r - R_0)/a)} \quad (2.5)$$

Woods-Saxon potansiyeli eksponansiyel olarak sıfıra gitmektedir. Woods-Saxon potansiyeli ile Harmonik Osilatör potansiyeli Şekil 2.1'de karşılaştırılmıştır.



Şekil 2.1. Woods-Saxon (WS) (kalin çizgi) ve Harmonik osilatör (HO) (kesikli çizgi) potansiyellerinin karşılaştırılması. Yarıçap R_0 , potansiyel ise V_0 birimlerindedir

Woods-Saxon potansiyelinin izovektör (V_1) kısmından dolayı nötron ve proton sistemlerinin derinliği birbirinden farklıdır.

$$V_0^n = V_0(r) \left[1 - 0.63 \frac{N - Z}{A} \right] \quad (2.6)$$

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

Burada $V_0=53$ MeV, $R_0 = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1,24 \times 10^{-13}$ cm, yüzey kalınlığı $a = 0,63 \times 10^{-13}$ cm, spin-orbital etkileşme parametresi $\xi = 0,263[1 + 2(N - Z/A) - 13Z]$ dir (Soloviev 1976). Protonlar arasındaki coulomb potansiyeli proton seviyeleri hesaplandığı zaman (2.1) ve (2.2) ifadelerine eklenmek zorundadır. Yüzeyin etkisi ihmal edilirse coulomb potansiyeli aşağıdaki şekilde yazılır.

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

Burada nümerik hesaplamalarımız Woods-Saxon potansiyeli çerçevesinde tek parçacık parçacık enerji seviyelerini hesaplayan bilgisayar programı (Dudek 1978) kullanılarak yapılmıştır.

2.2. Bağımsız Kuaziparçacık Modeli (Süperakışkan Model)

Bu tez çalışmasında incelenen çekirdekler süperakışkan özellikleri sergilediğinden gelecek hesaplamalarda süperakışkan model baz alınacaktır (Barden et al. 1957). Süperakışkan teorisinin kuantum mekaniği ve matematiksel analizi ilk kez 1957 yılında Bogolyubov tarafından yapıldı ve daha sonra Barden, Cooper, Schieffer tarafından süperiletkenlik olayını açıklamak için kullanıldı (Suhonen 1997, Klapdor 1996, Bogolyubov 1960). Bu teori yukarıda yan yana yazdığımız bilim adamlarının baş harflerinin kısaltılması olarak BCS teorisi olarak literatüre geçmiştir. BCS teorisi mikroskobik bir teoridir. BCS teorisi, süperiletkenin akıma karşı sıfır direnç göstermesini açıklar. Örgü titreşimleri ile iletkenlik elektronları arasındaki etkileşmeler, ortamda elektron-cooper çiftlerinin doğmasına yol açmaktadır. Bu

etkileşmeler elektronlar arasındaki zayıf çekim kuvveti fonon alışverişiyle oluşmaktadır. Çekirdekte iki nükleon arasındaki çekim kuvveti güçlü olduğundan, böyle bir alışverişe gerek yoktur. Süper iletkenlik özelliğinin çekirdeğe uygulamasıyla ortaya çıkan bu model süper akışkan model olarak isimlendirilir.

Süper akışkan modele göre nükleonlar arası etkileşmeleri içine alan çekirdek hamiltoniyeni,

$$H_0(n) = \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma} - G_N \sum_{ss'} \alpha_{s+}^+ \alpha_{s-}^+ \alpha_{s'-} \alpha_{s'+} \quad (2.9)$$

şeklindedir. Burada $E_0(s)$ renormalize olmamış tek parçacık enerjisi, G_N çiftlenim etkileşme sabiti, λ_n kimyasal potansiyel, $\alpha_{s\sigma}^+$ ($\alpha_{s\sigma}$) parçacık yaratma ve yoketme operatörleridir.

$$a_{s\sigma} = u_s \alpha_{s,-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+ \quad (2.10)$$

$$a_{s\sigma}^+ = u_s \alpha_{s,-\sigma}^+ + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}$$

şeklindedir. u_s boşluk, v_s ise parçacık bulunma olasılıklarını belirleyen parametrelerdir. Bu dönüşümün kanoniklik koşulunu sağlaması için kuaziparçacık operatörlerinin de fermiyon cebrine uyması gerekir. Bunun için koşul

$$\eta_s = u_s^2 + v_s^2 - 1 = 0 \quad (2.11)$$

olmalıdır. Böylece $a_{s\sigma}^+$ ve $a_{s\sigma}$ operatörlerinden yararlanarak çiftlenme etkisi gösteren sistemin Hamiltoniyenin ortalaması alınır ve varyasyon prensibine dayanan bir yöntem kullanılırsa elde edilen denklem iki çözüme sahip olur. Bunlardan biri $u_s \cdot v_s = 0$ olan trivial çözüm olup bağımsız parçacıklara karşılık gelmektedir. u_s ve v_s fonksiyonları, basamak fonksiyonu şeklindedir. Diğer çözüm ise trivial olmayan çözümdür ve korelasyon fonksiyonuyla karakterize edilir.

Seviyelerin boş ve dolu olma ihtimalleri

$$u_s^2 = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)} \right] \quad (2.12)$$

$$v_s^2 = \left[1 \mp \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)} \right] \quad (2.13)$$

şeklindedir. Parçacıkların seviyelerde bulunma olasılıklarının toplamının bire eşit olduğu göz önüne alınarak belirtilen çözümlerden hangisinin geçerli olacağı tayin edilir.

İki durum oluşmaktadır.

1) $u_s^2 = 0$ ise $v_s^2 = 1$ olmalıdır. Yani, tek parçacık enerjisinin Fermi enerji düzeyinin altında olduğunu gösterir. Bu durumda Fermi enerji düzeyine kadar bulunan bütün haller dolu, diğer durumlar boştur.

2) $u_s^2 = 1$ ise $v_s^2 = 0$ olmalıdır. Yani, tek parçacık enerjisi Fermi enerji düzeyinin üstündedir. O zaman Fermi enerji düzeyinin üstündeki seviyeler parçacıklar tarafından doldurulamaz, tamamen boş bırakılır. Buna göre;

$$u_s^2 = \left(1 + \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)} \right) \quad (2.15)$$

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

$\varepsilon(s) = \sqrt{\Delta_N^2 + \{E(s) - \lambda_n\}^2}$ nükleonların kuaziarçacık enerjileridir. Δ ve λ aşağıdaki denklemlerin yardımıyla nötron ve proton sistemleri için sayısal olarak ayrı-ayrı bulunur.

$$\frac{2}{G} = \sum_s \frac{1}{\varepsilon_s} \quad (2.14)$$

$$N = 2 \sum_s v_s^2$$

Bu sistem denklemlerinin çözümünde Woods-Saxon potansiyelinde elde edilmiş tek parçacık enerjileri çiftlenim etkileşmesinin (Soloviev 1976) de belirlenmiş parametreleri kullanılarak Δ ve λ nicelikleri nümerik olarak hesaplanmaktadır.

BÖLÜM 3. MANYETİK VE ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARININ DÖNME DEĞİŞMEZ MODELİ

3.1. Dönme Modelinde Elektromanyetik Geçiş Olasılıkları

Çoğu durumlarda nükleer seviyeyi iç hareketin dalga fonksiyonu ile dönme hareketinin dalga fonksiyonunun çarpımı olarak göstermek oldukça iyi bir yaklaşımdır. Böyle çarpım dalga fonksiyonunun kullanılması sayesinde farklı dönme bantları arasında veya bir dönme bandı içindeki geçişlerin elektromanyetik geçiş olasılıkları arasında birkaç basit bağıntı ortaya çıkarılması mümkündür. Bu kurallar elektromanyetik geçiş olasılıkları, statik kuadrupol momentler ve jromanyetik oranlar ile bağlantılıdır.

Elektromanyetik geçişlerin indirgenmiş geçiş ihtimali aşağıdaki gibi verilir (Nilsson 1955):

$$B(\lambda, I \rightarrow I') = \sum_{\mu M'} \left| \langle \Psi_{M'K'}^{I'} | M(\lambda, \mu) | \Psi_{MK}^I \rangle \right|^2 \quad (3.1)$$

Bu ifadedeki kolektif 1^+ seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$|\Psi_i(1^+)\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} (D_{MK}^I Q_{i,K=1}^+ + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I Q_{i,K=-1}^+) |\Psi_0\rangle \quad (3.2)$$

Geçiş ihtimali bağıntısındaki $M(\lambda, \mu)$, laboratuvar sistemindeki elektromanyetik geçiş operatörüdür, laboratuvar sisteminde yapılan hesaplamaların karmaşık ve zor olmasından dolayı çekirdek ile bağlı sisteme geçiş yapılır. Bu sistemde geçiş operatörü $M'(\lambda, \mu)$ ile gösterilir ve bu operatörler arasındaki bağıntı aşağıdaki formülle ifade edilmektedir:

$$M(\lambda, \mu) = \sum_{\mu'} D_{\mu\mu'}^\lambda(\theta_e) M'(\lambda\mu') \quad (3.3)$$

(3.1) ifadesinde (3.2) dalga fonksiyonunun ifadeleri ve (3.3) dönüşüm bağıntısını kullanarak elektromanyetik geçiş ihtimali aşağıdaki biçimde elde edilir:

$$B(\lambda, I \rightarrow I') = |IK\lambda K' - K|I'K'\rangle \langle \varphi_{K'} | M(\lambda, K' - K | \varphi_K \rangle \quad (3.4)$$

$$+ (-1)^{I'+K'} \langle IK\lambda - K' - K|I' - K'\rangle \langle \varphi_{-K'} | M(\lambda, -K' - K | \varphi_K \rangle|^2$$

Bu bağıntıdan yola çıkılarak bundan sonraki bölümlerde elektrik ve manyetik dipol geçişlerinin indirgenmiş geçiş ihtimalleri için temel ifadeler elde edilir.

3.2. Manyetik Dipol Uyarılmalarının ($I^\pi = 1^+$) Dönme Değişmez Modeli

Deforme çekirdeklerin ortalama alan potansiyellerinden dolayı H_{spp} tek-kuaziparçacık hamiltoniyeni aksenal simetrik ortalama alanda izoskaler ve izovektör

terimlerinden dolayı dönme dönüşümlerine göre değişmez değildir. Bu nedenle toplam açısal momentum korunmamaktadır ve bunun $v = \pm 1$ bileşenleri H_{sqp} hamiltoniyeni ile komutatif değildir, $[H_{sqp}, J_{\pm 1}] \neq 0$. Buna göre deforme çekirdeklerde 1^+ seviyelerinin incelenmesinde dönme değişmezliğin restorasyonu çok önemlidir.

Kuliev (2000)'deki çalışmasında Pyatov yöntemi çerçevesinde ayrılabilir izoskaler ve izovektör etkin kuvvetleri kullanılarak sıfır enerjili sahte hal analitik olarak gerçek titreşim durumlarından yalıtılmış ve bu metot başarıyla uygulanmıştır. Daha sonraki çalışmalarda söz konusu metot geçiş bölgesinde yerleşen baryum izotoplarına da uygulanarak deneyle uyum sağlayan sonuçlar elde edilmiştir (Guliyev 2006).

Deforme çekirdeklerin 1^+ durumlarının üreten spin-spin kuvvetleri ve izoskaler (h_0) ve izovektör (h_1) restorasyon etkileşmelerini içeren model hamiltoniyen şu şekilde yazılır (Kuliev 2000 ve Guliyev 2006):

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau} \quad (3.5)$$

Bu ifadedeki h_0 ve h_1 efektif etkileşmeleri ve spin-izospin etkileşmesine karşılık gelen $V_{\sigma\tau}$ verilmiştir.

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} x_{\sigma\tau} \sum_{i \neq j} \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j \vec{\tau}_i \vec{\tau}_j \quad (3.6)$$

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_v [H_{sqp} - V_1, J_v]^+ [H_{sqp} - V_1, J_v] \quad (3.7)$$

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_v [V_1(r), J_v]^+ [V_1(r), J_v] \quad (3.8)$$

$$V_1(r) = \eta \frac{N-Z}{A} \tau_z V_0(r) \quad (3.9)$$

RPA'nın iyi bilinen yöntemleri kullanılarak hamiltoniyenin öz değer ve öz fonksiyonları aşağıdaki hareket denklemi çözülerek bulunur.

$$[H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (3.10)$$

Buradaki ω_i enerjileri

$$\omega_i^2 J_{eff}(\omega_i) = \omega_i^2 \left[J - 8\chi_{\sigma\tau} \frac{X^2}{D_\sigma} + \frac{\omega_i^2}{\gamma_1 - F_1} \left(J_1^2 - 8\chi_{\sigma\tau} \frac{JX_1^2 - 2J_1XX_1}{D_\sigma} \right) \right] = 0 \quad (3.11)$$

seküler denklemi çözülerek elde edilir. Bu bölümdeki fonksiyonlar Kuliev (2000)'de ayrıntılı olarak verilmiştir.

3.3. Makas Mod $I^\pi = 1^+$ Durumlarının Manyetik Dipol Özellikleri

Dönme değişmez modelde spin-spin, restorasyon etkileşimi ve manyetik dipol operatörünün simetrisinden dolayı 1^+ seviyelerinin en karakteristik büyüklüğü taban

durumdan uyarılmaların M1 geçiş ihtimalidir. Bu durum aşağıdaki gibi yazılabilir (Guliyev 2006):

$$B(M1, 0^+ \rightarrow 1_i^+) = \frac{3}{4\pi} \left| R_p^j(\omega_i) + \sum_{\tau} (g_s^{\tau} - g_l^{\tau}) R_{\tau}(\omega_i) \right|^2 \mu_N^2 \quad (3.12)$$

Burada

$$R_p^j(\omega_i) = \sum_{\mu}^{(p)} \varepsilon_{\mu} j_{\mu} L_{\mu} (\psi_{\mu}^j + \varphi_{\mu}^i) \quad (3.13)$$

$$R_{\tau}(\omega_i) = \sum_{\mu}^{(\tau)} \varepsilon_{\mu} s_{\mu} L_{\mu} (\psi_{\mu}^j + \varphi_{\mu}^i) \quad (3.14)$$

şekindedir. Spinin (s+1) ve açısal momentum operatörünün (j+1) tek parçacık matris elemanları s_{μ} ve j_{μ} ile gösterilir ve $L_{\mu} \equiv u_q v_{q'} - u_{q'} v_q$ şeklindedir. Burada g_s ve g_l

$$\vec{\mu} = \sum_{\tau} \left[(g_s^{\tau} - g_l^{\tau}) \vec{s}_l^{\tau} + g_l^{\tau} \vec{j}_l^{\tau} \right] \quad (3.15)$$

magnetik dipol operatöründeki uygun spin ve yörünge gyromanyetik oranlardır.

Çekirdek fiziğinde toplam kuralları, kullanılan modellerin güvenilirliğinin ve parametrelerinin tespiti ve tekmilleştirilmesi yolunda çok büyük öneme sahiptirler. Deneysel incelemeler ağır çekirdeklerdeki elektromanyetik geçiş matris elemanlarının enerji ağırlıksız toplam kurallarının teorik değerlerinin, bunlara karşılık gelen uygun deneysel değerlerden 1,5-2 kat daha büyük olduğunu göstermektedir. Deney ve teori arasındaki bu uyuşmazlıkların nedeni teorik olarak tam açıklanamamıştır. Bizim varsayımımıza göre, uyuşmazlıkların esas nedeni farklı enerji seviyeleri arasında geçiş sonucu çekirdek biçiminin değişmesidir. Örneğin

farklı biçime sahip seviyeler arasındaki beta geçiş hızlarının yavaşlaması ve elektrik kuadropol geçişlerinde ise geçiş ihtimallerinin düşmesi deneysel olarak bilinmektedir.

Elektrik ve manyetik multipol rezonanslarının ortalama rezonans enerjileri enerji ağırlıklı

$$\sum_i \omega_i B(\pi\lambda, 0^+ \rightarrow I_i) \quad (3.16)$$

ve enerji ağırlıksız

$$\sum_i B(\pi\lambda, 0^+ \rightarrow I_i) \quad (3.17)$$

toplam kurallarının yardımıyla hesaplanabilir. Burada elektrik(manyetik) uyarılmalar için $\pi = E(M)$ olur.

M1 geçişleri için enerji ağırlıklı toplam kuralı şu şekilde ifade olunur:

$$2 \sum_i \omega_i B(M1, 0^+ \rightarrow 1_i^+) = [\vec{\mu}^+, [H, \vec{\mu}]]_{QRPA} \quad (3.18)$$

Görüldüğü gibi bu toplam kuralının sol tarafı QRPA çerçevesinde kullanılan modele bağlı bir ifadedir. Sağ tarafı ise modelden bağımsızdır. Buna göre nümerik hesaplamaların güvenilir bir biçimde elde edilmesi için (3.18) eşitliği sağlanmalıdır.

Rezonans enerjisi örneğin dipol rezonansların ortalama enerjisi enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kuralları kullanılarak aşağıdaki formül yardımıyla kolayca hesaplanır:

$$\bar{\omega} = \sum_i \omega_i B(M1, 0^+ \rightarrow 1_i^+) / \sum_i B(M1, 0^+ \rightarrow 1_i^+) \quad (3.19)$$

3.4. Öteleme ve Galileo Değişmez QRPA Modelinde Elektrik Dipol ($I^\pi = 1^-$) Uyarılmaları

Tek parçacık ortalama alan potansiyelinde çiftlenim etkileşmesi yapan sistemde dipol-dipol W_{dip} ve restore edici h_0 ve h_Δ etkileşmelerinin 1^- seviyelerinin ürettiği düşünülerek öteleme ve Galileo değişmez hamiltoniyeni aşağıdaki şekilde yazılabilir (Kuliev 2000, Salamov 1977).

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_\Delta + W_{dip} \quad (3.20)$$

Burada h_0 kırılan öteleme değişmezliği restore etmek için seçilmiş ayrılabilir etkin kuvveti, h_Δ $U_{çift}$ çiftlenim potansiyelinin kırılan Galileo simetrisini restore etmek için ayrılabilir etkin kuvveti ve W_{dip} nötron ve protonların izovektör dipol-dipol etkileşmesini gösterir (Pyatov ve Salamov 1977):

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma} \sum_\mu [H_{sqp}, P_\mu]^+ [H_{sqp}, P_\mu] , \quad P_\mu = \sum_i p_\mu^i \quad (3.21)$$

$$h_\Delta = -\frac{1}{2\beta} \sum_\mu [U_{çift}, R_\mu]^+ [U_{çift}, R_\mu] \quad (3.22)$$

$$R_\mu = \sum_{qq'} (r_\mu)_{qq'} \left(v_{qq'} B_{qq'} + u_{qq'} (A_{qq'}^+ + A_{q'q}) \right) \quad (3.23)$$

$$W_{dip} = \frac{3}{2\pi} \chi_1 \left(\frac{NZ}{A} \right)^2 (\vec{R}_N - \vec{R}_Z)^2, \quad \vec{R}_\tau = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N_\tau} r_k \quad (3.24)$$

$$P_\mu = \sum_{qq'} v_{qq'} B_{qq'} + p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'}^+ - A_{q'q}) \quad (3.25)$$

Burada \vec{R}_τ nötron veya proton sistemlerinin kütle merkezi koordinatlarıdır. P_μ ise $I^\pi = 1^-$ uyarılmaları için toplam momentumun küresel bileşenleridir ve tek-parçacık matris elemanları $(p_\mu)_{ss'}$ ile gösterilir ($\mu = 0, \pm 1$). Ayrıca burada $u_{qq'} = u_q v_{q'} + u_{q'} v_q$ ve $v_{qq'} = u_q u_{q'} - v_q v_{q'}$ şeklindedir ve γ parametresi;

$$\gamma^{(\mu)} = 2 \sum_{ss'} \varepsilon_{ss'} L_{ss'}^2 (p_\mu)_{ss'}^2 \quad (3.26)$$

$$B_{qq'} = \sum_q \alpha_q^+ \alpha_{q'} \quad (3.27)$$

ile verilir. QRPA'da 1^- seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları aşağıdaki gibidir:

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{2} \sum_{\mu, \tau} [g_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}^+(\tau) - w_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (3.28)$$

Burada

$$A_{qq'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho=\pm} \rho \alpha_{q'\rho} \alpha_{q,-\rho} \quad (3.29)$$

$$g_{qq'}^{\tau} = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left[\frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} - \tau_z \frac{2L_i \gamma \kappa_1}{N_{\tau}} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \right] \quad (3.30)$$

İki-kuaziparçacık operatörüdür. A operatörleri spini ve paritesi $I^{\pi} K = 1^{-}$ çifti oluşturmaktadır Q_i^+ fonon üretim operatörü ve $|\Psi_0\rangle$ çift-çift çekirdeğin taban durumuna uygun gelen fonon vakumu olduğu bilinmektedir.

RPA yaklaşımında (q,q') çiftlerinin sayısı i durumlarının sayısıyla belirlenir ve böylece $\Psi_{qq'}^i$ ve $\varphi_{qq'}^i$ katsayıları aşağıdaki birimleme koşulunu sağlarlar.

$$\sum_{qq'\tau} \left[\psi_{qq'}^i{}^2(\tau) - \varphi_{qq'}^i{}^2(\tau) \right] = 1 \quad (3.31)$$

Hamiltoniyen (3.20) öz değerlerini ve öz fonksiyonlarını bulmak için QRPA'nın bilinen yöntemleriyle $[H, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+$ hareket denklemi çözülürse 1^{-} seviyelerinin enerjisi olan ω_i kökleri ve (3.26) dalga fonksiyonunun $g_{qq'}$ ve $w_{qq'}$ genlikleri için uygun ifadeler elde edilir. Bu kesimde verilen elektrik dipol uyarılmalarının analitik ifadelerinin daha detaylı anlatımları ve formüllerde yapılan kısaltmalar (Guliyev 2006)'da mevcuttur.

3.5. $I^{\pi} = 1^{-}$ Uyarılmalarının Elektrik Dipol Özellikleri

Elektrik dipol geçişlerinin taban halinden $I^\pi = 1^-$ durumlarına indirgenmiş geçiş ihtimali aşağıdaki şekilde belirlenmiştir (Bohr ve Mottelson 1969).

$$B(E1, 0 \rightarrow I_f K_f) = |M(0^+ \rightarrow 1^- K_f)|^2 \quad (3.32)$$

QRPA'da 1^- seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları kullanılarak taban durumundan bir fononlu 1^- seviyelerinin uyarılma matris elemanı aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K_f) = \langle \Psi_i(1^- K) | M(E1, \mu) | \Psi_0 \rangle = \langle \Psi_0 | [Q_n, M(E1, \mu)] | \Psi_0 \rangle \quad (3.33)$$

ve burada $M(E1)$ elektrik dipol operatörü

$$M(E1, \mu) = e_p \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sum_{i=1}^Z (r Y_{i\mu})_i \quad (3.34)$$

olarak verilir. (3.30) komütatörü $[Q_n, M(E1, \mu)]$ hesaplanarak E1 geçiş ihtimali için aşağıdaki ifade elde edilir (Guliyev 2009):

$$B(E1, 0^+0 \rightarrow 1^- K) = (1 + \delta_{K,1}) \frac{1}{Y(\omega_i)} |e_{eff}^p M_p + e_{eff}^n M_n|^2 \quad (3.35)$$

Burada

$$M_{\tau} = 2 \sum_{ss'} \tau \frac{\varepsilon_{ss'}^3 r_{ss'}^2 u_{ss'}^2}{\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} \quad Y(\omega_i) = Y_n(\omega_i) + Y_p(\omega_i) \quad (3.36)$$

$$Y_{\tau}(\omega_i) = 2\omega_i \sum_{ss'} (\tau) \frac{\varepsilon_{ss'}^5 r_{ss'}^2 u_{ss'}^2}{(\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2)^2} \quad (3.37)$$

şeklindedir ve (3.32) ifadesinde nötron ve protonların efektif elektrik yükleri $e_{eff}^p = N/Z$ ve $e_{eff}^n = -Z/A$ olarak belirlenmiştir.

BÖLÜM 4. HESAPLAMALAR VE SONUÇLAR

Kararlı biçime sahip çekirdekler deneysel verilerin yeterince olmasından dolayı çekirdek fiziğinde önemli yer tutarlar. Kararlı çekirdeklere sihirli sayıya sahip, dolmuş kabuk dışında birkaç parçacık olan çekirdekler veya nadir toprak bölgesine yerleşen deforme çekirdekler örnek gösterilebilir. Kararlı çekirdekler de küresel yapıya sahip, düşük enerjili uyarılmalar yüzey titreşimlerine karşılık gelmektedir. Deforme çekirdekler dış kabukları yarıya kadar dolmuş veya bu sayının etrafında olan çekirdeklerin nükleonlarının etkileşmesi sonucu çekirdeğin biçimini değiştirerek kararlı deformasyona sahip olmasına neden olur. Bu yüzden deforme çekirdeklerde enerjinin bir minimumu alınırsa çekirdek tek bir deformasyon parametresine sahip olur. Kütle numarası $150 < A < 190$ ve $A > 220$ bölgesinde olan büyük kuadrupol momente sahip, zengin dönme spektrumu ve kararlı deformasyon parametreleri ile elipsoid biçiminde olan aksenel simetriye sahip çekirdeklere iyi deforme çekirdekler denir. Deforme çekirdeklerin büyük bir kısmı süper akışkandır. Bundan dolayı süper iletken metallerin spektrumlarındaki gibi aşağı enerji spektrumunda enerji aralığı vardır ve enerji seviye yoğunluğu tek parçacık modeline göre 2 kat fazladır. Nükleon-nükleon etkileşimlerinin belirlenmesinde deforme çekirdekler ve nadir toprak elementleri önemli yer tutmaktadır.

γ -soft çekirdekleri, aksenel simetriden sapmış olan çekirdeklerdir. Sapmaya karşılık gelen terim γ açısı içerdiğinden bu çekirdeklere γ -soft çekirdekler denir. Küreselden deforme veya deformeden küresele değişen çekirdeklerin bölgesine yerleştiklerinden dolayı bu çekirdeklere geçiş çekirdekleri de denir. Aksenel deforme çekirdekler için $\gamma = 0$ 'dır. γ -soft parçacıklarının teorik hesaplamalarda enerji minimumlarının deformasyona bağlılığı bir parabol şeklinde olduğundan yani

deformasyon parametresinin belirli bir $\Delta\beta$ aralığında enerji minimumunun değişmediğini göstermiştir.

Çekirdek fiziğinde son yirmi yılın en etkileyici olaylardan biri deforme çekirdeklerde spin ve paritesi $I^\pi K = 1^+ 1$ olan makas mod uyarılmalarının (scissors) keşfidir. Günümüzde bu mod hafif çekirdeklerden (örneğin ^{46}Ti) başlayarak aktinidlere kadar geçiş ve gama yumuşak çekirdeklerde (bkz ref. Richter (1995) ve Kneissl et al. (1996)) dahil olmak üzere geniş bölgede sürekli deformasyonlu izotoplar için bulunmuştur. Birçok durumda özellikle kabuk ortasına yakın iyi deforme nadir toprak çekirdekleri için modun uyarılma enerjisinin toplam M1 uyarılma gücünün değişimi çok küçüktür (Enders et al. 1999, Neumann Cosel et al.1995). Makas modun genel özellikleri kararlı deformasyonlu çekirdekler için iyi anlaşılırken kapalı kabuklara yakın çekirdekler (γ -soft) için ise açık bir sorudur. Bu bölgedeki çekirdeklerde proton ve nötron sistemlerinin simetri eksenlerinin makasa benzer titreşiminin geometrik resminin bozulmasına rağmen γ -soft deforme çekirdeklerde de makas modun varlığı düşünülebilir. Manyetik dipol ayrılma güç dağılımı daha az deforme geçiş çekirdeklerinde, örneğin $^{194,196}\text{Pt}$ (Brentano et al. 1996, Linnemann et al. 2003), $^{134-136}\text{Ba}$ (Maser et al. 1996, Pietralla et al. 1998), Osmiyum (Fransen et al. 1999), Tellur izotoplarında (Georgii et al. 1995, Schwengner et al. 1997) ve ^{94}Mo (Pietralla et al. 1999) için deneysel olarak araştırılmıştır. 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. Geçiş çekirdekleri elementlerinin yalnız birkaç izotopunda mevcut deneysel verilerin olması bu çekirdeklerde makas modun varlığının söylenmesi için yeterli değildir. Kapalı kabuk yakınındaki (N,Z)=82 çekirdeklerde δ bağımlılığından sapmayı belirlemek için daha hassas deney cihazlarının kullanılması oldukça önemlidir. Bu bakımdan, kararlı ve çoklu sayıda deformasyonlu izotopları olan elementlerin incelenmesi daha önemlidir.

4.1. Sayısal Sonuçlar

Bu kısımda çift-çift geçiş γ -soft çekirdeklerin elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının incelenmesi için Bölüm 3.2’de ileri sürülen öteleme + Galileo ve dönme değişmez modeller (Guliyev 2006) çerçevesinde çift-çift $^{126-146}\text{Ba}$ ve $^{128-150}\text{Ce}$ izotop zinciri için sayısal hesaplamalar yapılmıştır. Tek parçacık enerjileri Woods-Saxon potansiyelinden bulunmuştur. Çekirdek ortalama alan deformasyon parametresi $\delta_2 = 0,945 \cdot \beta_2(1 - 2,56 \cdot A^{-2/3}) + 0,34\beta_2^2$ (Bohr and Motelson 1969) deneysel kuadrapol momentten bulunan β_2 deformasyon parametresi kullanılarak hesaplanmıştır (Raman et al. 1987). Korelasyon teorisinin Δ ve λ nicelikleri Bölüm 2’de verilen (2.10) denklem sisteminin yardımıyla hesaplanarak Tablo 4.1 ve 4.2’de gösterilmiştir.

Tablo 4.1. $^{126-146}\text{Ba}$ izotopları için δ_2 ve çift korelasyon parametreleri (MeV birimlerinde)

N	δ_2	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p
70	0,244	1,3	-9,757	1,2	-4,611
72	0,204	1,3	-9,433	1,2	-5,149
74	0,171	1,3	-9,091	1,2	-5,703
76	0,146	1,3	-8,741	1,2	-6,283
78	0,129	1,2	-8,365	1,1	-6,863
80	0,106	1,3	-7,844	1,2	-7,472
82	0,079	1,15	-6,911	1,2	-8,017
84	0,155	0,79	-5,763	1,2	-8,891
86	0,164	1,01	-5,587	1,2	-9,807
88	0,166	1,16	-5,158	1,2	-10,472
90	0,188	1,22	-4,881	1,2	-11,252

Tablo 4.2. $^{128-150}\text{Ce}$ izotopları için δ_2 ve çift korelasyon parametreleri (MeV birimlerinde)

N	δ_2	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p
70	0,249	1,46	-10,46	1,2	-3,38
72	0,221	1,51	-10,05	1,2	-3,992
74	0,221	1,47	-9,5	1,2	-4,745
76	0,167	1,38	-9,28	1,2	-5,2
78	0,146	1,05	-8,95	1,2	-5,82
80	0,086	0,81	-8,94	1,2	-6,32
82	0,090	1,19	-7,65	1,542	-7,12
84	0,106	1,93	-6,53	1,447	-7,8
86	0,150	1,169	-6,14	1,282	-8,56
88	0,050	1,391	-5,84	1,445	-9,28
90	0,213	1,285	-5,68	0,999	-10,19
92	0,270	1,285	-5,56	0,903	-11,232

İzovektör spin-spin etkileşim sabiti $x_{\sigma\tau} = 40/A$ MeV olarak göz önünde bulundurulmuştur. Bu değer deforme çekirdeğin manyetik momenti ve beta geçiş oranlarının karşılaştırılması sonucu elde edilmiş ve iyi nadir toprak çekirdeklerinin makas mod özelliklerinin açıklanmasında iyi sonuçlar vermiştir. İzovektör dipol-dipol uyarılmaları için ise güç parametresi $x = 300A^{-5/3} fm^2 MeV$ (Pyatov ve Salamov 1997) ve $x = 400A^{-5/3} fm^2 MeV$ olarak hesaplanmıştır.

4.2. Çift-Çift $^{126-146}\text{Ba}$ İzotop Zinciri Çekirdekleri İçin Sayısal Sonuçlar

Bu kısımda çift-çift $^{126-146}\text{Ba}$ izotoplarının makas modun $K=0$ ve $K=1$ dallarının uyarılması, dönme ve öteleme değişmez hamiltoniyen kullanılarak deforme ve geçiş çekirdeklerinde elektrik ve manyetik dipol seviyeleri incelenmiştir. Manyetik dipol M1 gücünün 1^+ seviyelerinin ω_i enerjilerine göre dağılımı efektif etkileşmelerin makas modun toplam $B(M1)$ değerlerine etkisindeki rolü hakkında önemli bilgiler verir. Makas modun rezonans enerjisinin 3 MeV civarında olduğu bilinmektedir. Yapılan deneyler rezonansın 2-4 MeV enerji aralığında ayrıştığını göstermektedir

(Maser et al. 1996, Pietralla et al. 1998). Buna göre tez çalışmasında 1^+ ve 1^- durumlarının özellikleri 4 MeV'e kadar enerjilerde incelenmiştir.

Tablo 4.3. İzovektör spin-spin kuvvetleri+izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez ($H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ω_i (MeV), B(M1) μ_N^2 birimlerinde ve B_l/B_s oranının karşılaştırılması

^{126}Ba			^{128}Ba			^{130}Ba			^{132}Ba		
ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s
2,870	0,115	2,6	3,082	0,025	2,9	2,904	0,455	13,8	2,844	0,316	2,2
3,187	0,399	12,8	3,144	0,635	6,1	3,183	0,1	-6,7	2,870	0,076	-2,7
3,493	0,149	0,6	3,236	0,067	-2,3	3,260	0,67	0,4	3,074	0,142	-16,8
3,681	0,349	-7,5	3,241	0,095	-2,0	3,472	0,05	42,1	3,149	0,046	-22,4
3,786	0,039	-3,1	3,545	0,240	-22,3	3,540	0,218	-25,0	3,825	0,074	-11,3
3,911	0,587	17,3	3,643	0,061	0,3	3,593	0,031	0,8	3,881	0,029	6,2
						3,737	0,019	-0,3			
						3,881	0,029	6,2			

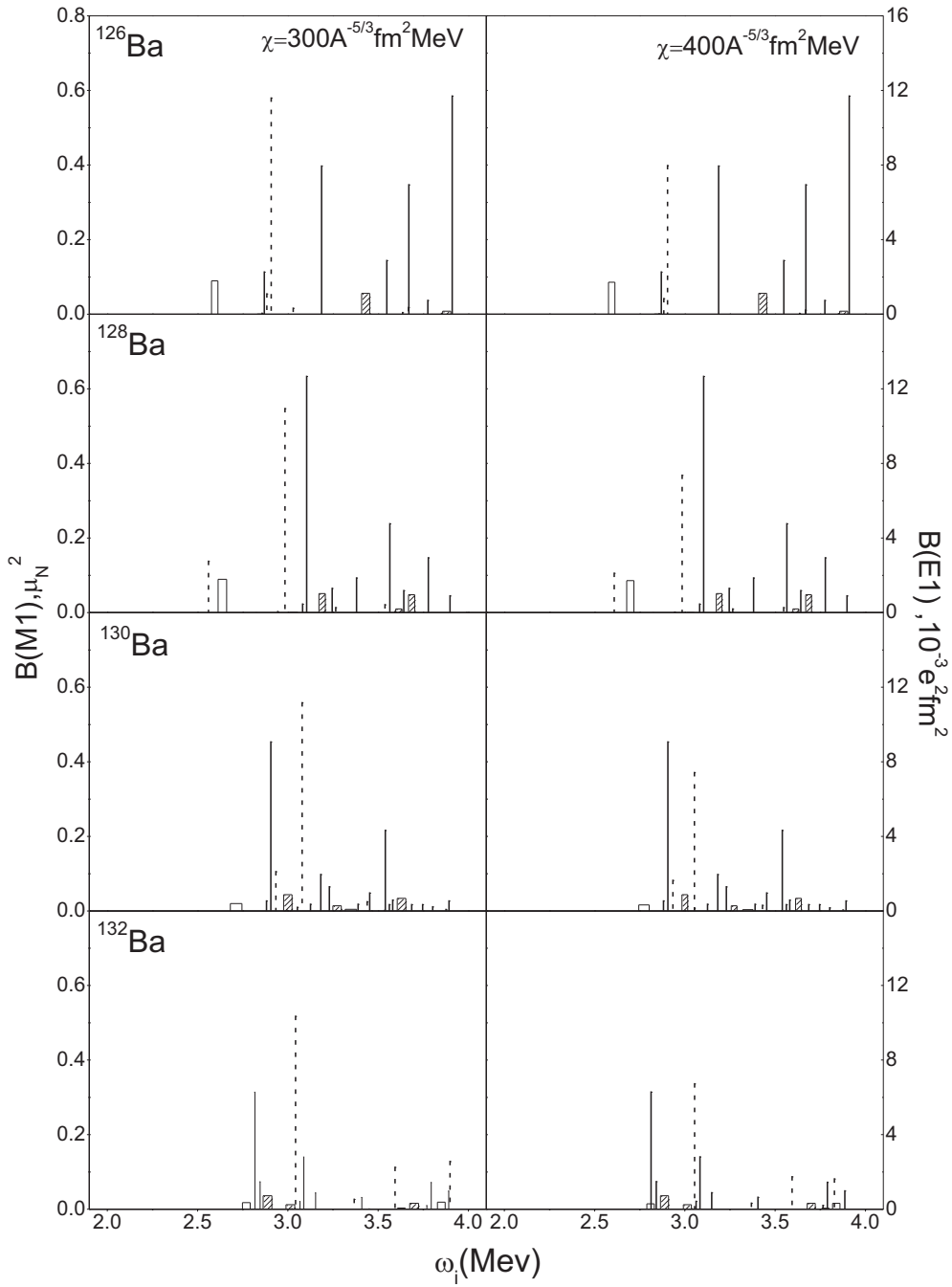
Makas modun tespiti için 1^+ uyarılmalarına orbital ve spin katkılarının bilinmesi çok önemlidir. Tabloda çift-çift $^{126-132}\text{Ba}$ izotoplarının düşük enerjili 1^+ uyarılmalarının B(M1) geçiş ihtimalleri, orbit/spin oranları ve uyarılma enerjileri gibi fiziksel niteliklerinin karşılaştırılması verilmiştir. Burada B_l / B_s oranının önündeki artı işareti B(M1) gücüne orbit/spin katkısının yapıcı, eksi işareti ise katkının dağıtıcı olduğunu gösterir.

$$B_l = \frac{3}{4\pi} |g_l \vec{l}|^2 \quad (4.1)$$

$$B_s = \frac{3}{4\pi} |g_s \vec{s}|^2 \quad (4.2)$$

Seviyelerin B(M1) olasılığının orbit/spin oranı $B_l / B_s \gg 1$ ise seviyeler orbital, $B_l/B_s \ll 1$ ise spin karakterli olduğu bilinmektedir. Örneğin ^{126}Ba çekirdeğinde makas moda asıl katkıyı yapan (%17) en kolektif 1^+ seviyesi 3,911 MeV de $B(\text{M1})=0,399\mu_N^2$ ile orbit/spin oranı $B_l / B_s = 17,3$ olan orbital durumdur. Hesaplamalarda çift-çift $^{128-130}\text{Ba}$ izotopları için $\omega = 2,9-3,9$ MeV aralığında geçiş olasılığı $B(\text{M1}) = (0,2-0,64) \mu_N^2$ olan birçok kolektif seviye olduğu görülür. Makas modun tespiti için 1^+ uyarılmalarına orbital ve spin katkılarının bilinmesi çok önemlidir.

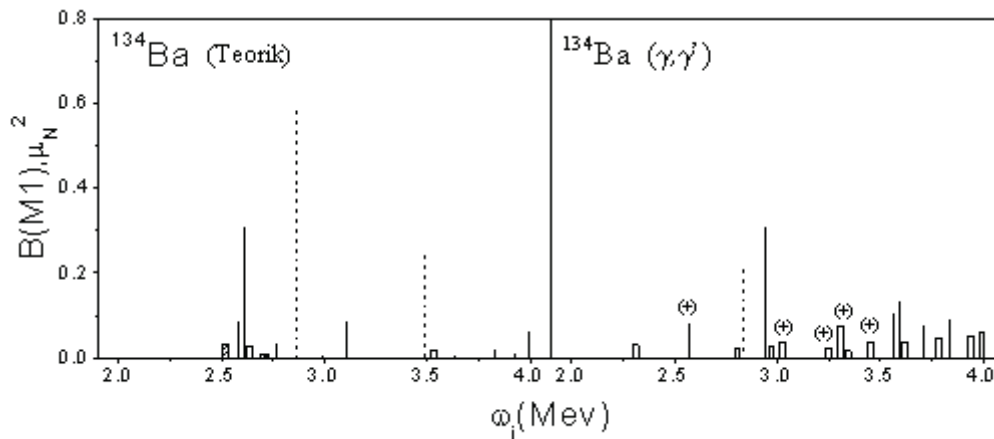
Şekil 4.1 de çift-çift $^{126-132}\text{Ba}$ izotoplarının dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanarak 4 MeV enerjiye kadar $K=0$ ve $K=1$ dalları için hesaplanan B(M1) ve B(E1) geçiş ihtimallerinin enerjiye göre dağılımının güç parametresine göre değişimi verilmektedir. İzovektör spin-spin etkileşim sabiti $x_{\sigma\tau}=40/A$ MeV olarak göz önünde bulundurulmuştur. Burada B(M1)'in $K=1$ dalı düz çizgi, B(E1)'in $K=1$ dalı ise kesikli çizgi ve B(M1)'in $K=0$ dalı içi dolu bar, B(E1)'in $K=0$ dalı içi boş bar ile gösterilmektedir. Şekil incelendiğinde elektrik dipol geçişleri için kapanın değişimi B(E1) geçiş ihtimallerinin $K=1$ dalının önemli ölçüde etkilediği görülmektedir.



Şekil 4.1. $^{126-132}\text{Ba}$ izotoplarının dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(M1)$ ve $B(E1)$ değerlerinin güç parametresinin değişimine göre karşılaştırılması. Grafiklerde düz çizgiler $B(M1)$ 'in $K=1$ dalı, kesikli çizgiler $B(E1)$ 'in $K=1$ dalını ve içi dolu bar $B(M1)$ 'in $K=0$, içi boş bar $B(E1)$ 'in $K=0$ dalını göstermektedir

Tablo 4.4. İzovektör spin-spin kuvvetleri+izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez ($H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ω_i (MeV), B(M1) μ_N^2 birimlerinde ve B_l/B_s oranının karşılaştırılması

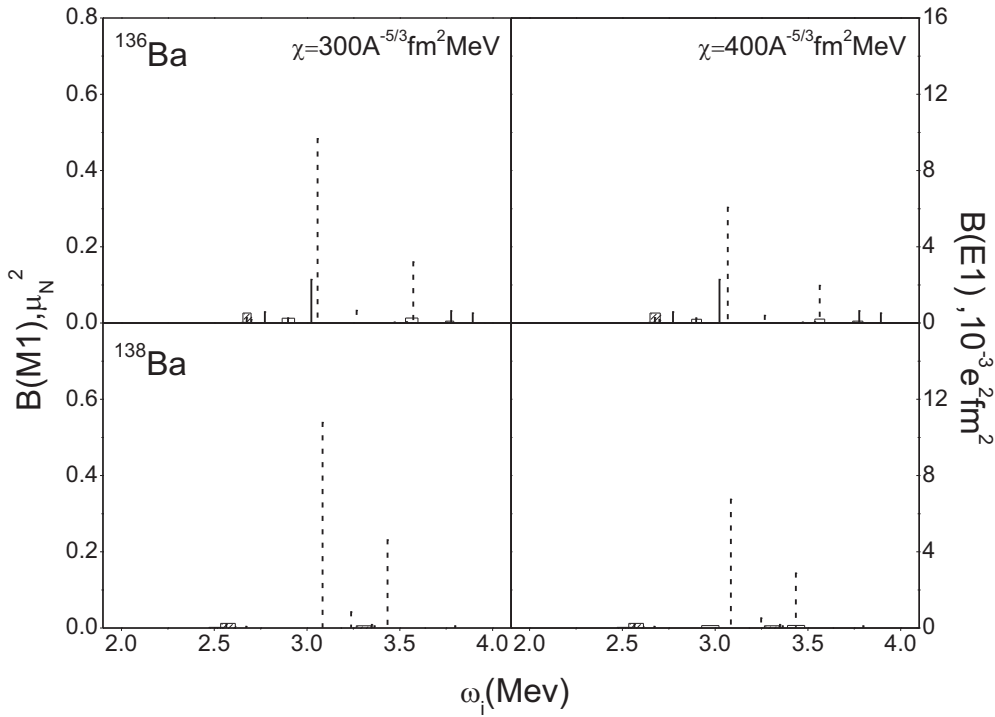
^{134}Ba			^{136}Ba			^{138}Ba		
ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s
2,583	0,083	0,2	2,665	0,016	-0,2	2,565	0,012	-0,3
2,612	0,305	-19,2	2,679	0,011	-0,3	2,611	0,001	-0,4
2,627	0,002	1,8	2,773	0,031	4,1	2,672	0,006	-0,3
2,764	0,033	4,5	3,043	0,116	-12,6	3,139	0,011	7,8
2,994	0,006	-0,4	3,797	0,034	1,8	3,798	0,007	-7,5
3,810	0,018	2,5	3,893	0,028	-6,3			
3,972	0,060	18,4						



Şekil 4.2. ^{134}Ba çekirdeğinin dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV'e kadar hesaplanan değerlerinin deneysel olarak Maser et al.(1996) tarafından gözlenen dipol uyarılmalarıyla karşılaştırılmasıdır. Şekilde elektrik dipol uyarılmaları için güç parametresi $\chi = 300A^{-5/3} fm^2 MeV$ olarak alınmıştır. İçi dolu bar negatif pariteli, içi boş bar pozitif pariteli K=0 uyarılmalarına karşılık gelmektedir. pozitif pariteli K=1 seviyeleri düz çizgi ile negatif pariteli K=1 seviyeleri ise kesikli çizgiler ile gösterilmiştir. Deneyde (+) ile verilen işaret paritenin yüksek ihtimalle pozitif olduğu durumları, düz çizgi 1 olan seviyeleri, içi boş bar yüksek ihtimalle 1 olan seviyeleri kesikli çizgi ise negatif pariteli durumları göstermektedir

Şekil 4.2 de B(M1) ve B(E1) değerlerinin deneysel verilerle karşılaştırılmasının kolay olması için geçiş ihtimalleri Bohr magnetonu μ_N^2 birimlerinde verilmiştir ($1\mu_N^2=11,06 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$). ^{134}Ba izotopu için B(M1) ve B(E1)'in K=0 ve K=1 dalları

incelenmiştir. Hesapladığımız B(M1) ve B(E1) değerleri deneysel olarak Maser et al.(1996) tarafından gözlenen değerlerle karşılaştırılmıştır. ^{134}Ba çekirdeği için en kolektif durum 2,612 MeV de B(M1) = $0,305\mu_N^2$ orbit/spin oranı $B_l / B_s = -19,2$ olan durumdur. Deneysel olarak bu durum 2,939 MeV de B(M1)= $0,307\mu_N^2$ ile gözlenmiştir. Bulduğumuz teorik değer bu seviyenin makas mod olduğunu vurgulamaktadır.



Şekil 4.3. ^{136}Ba ve ^{138}Ba çekirdeklerinin dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak, $\chi = 300A^{-5/3}fm^2 MeV$ ve $\chi = 400A^{-5/3}fm^2 MeV$ için 4 MeV'e kadar B(M1) ve B(E1) değerlerinin karşılaştırması. Grafiklerde düz çizgiler B(M1)'in K=1 dalı, kesikli çizgiler B(E1)'in K=1 dalını ve içi dolu bar B(M1)'in K=0, içi boş bar B(E1)'in K=0 dalını göstermektedir

^{138}Ba izotopunda M1 geçişlerinin etkisi yok denebilecek kadar küçüktür. Çünkü küresel simetriye yaklaştıkça M1 geçişlerinin etkisi azalır. N=82 ye sahip izotoplarda da bu durumlar gözlenmiştir. Bu bilgiler bize makas modun formasyonunda kapalı kabuklar dışındaki nötron-proton etkileşiminin önemini gösterir. Çekirdek küreselliğe yaklaştıkça deformasyon enerjisinden gelen kırınım azalır. ^{136}Ba

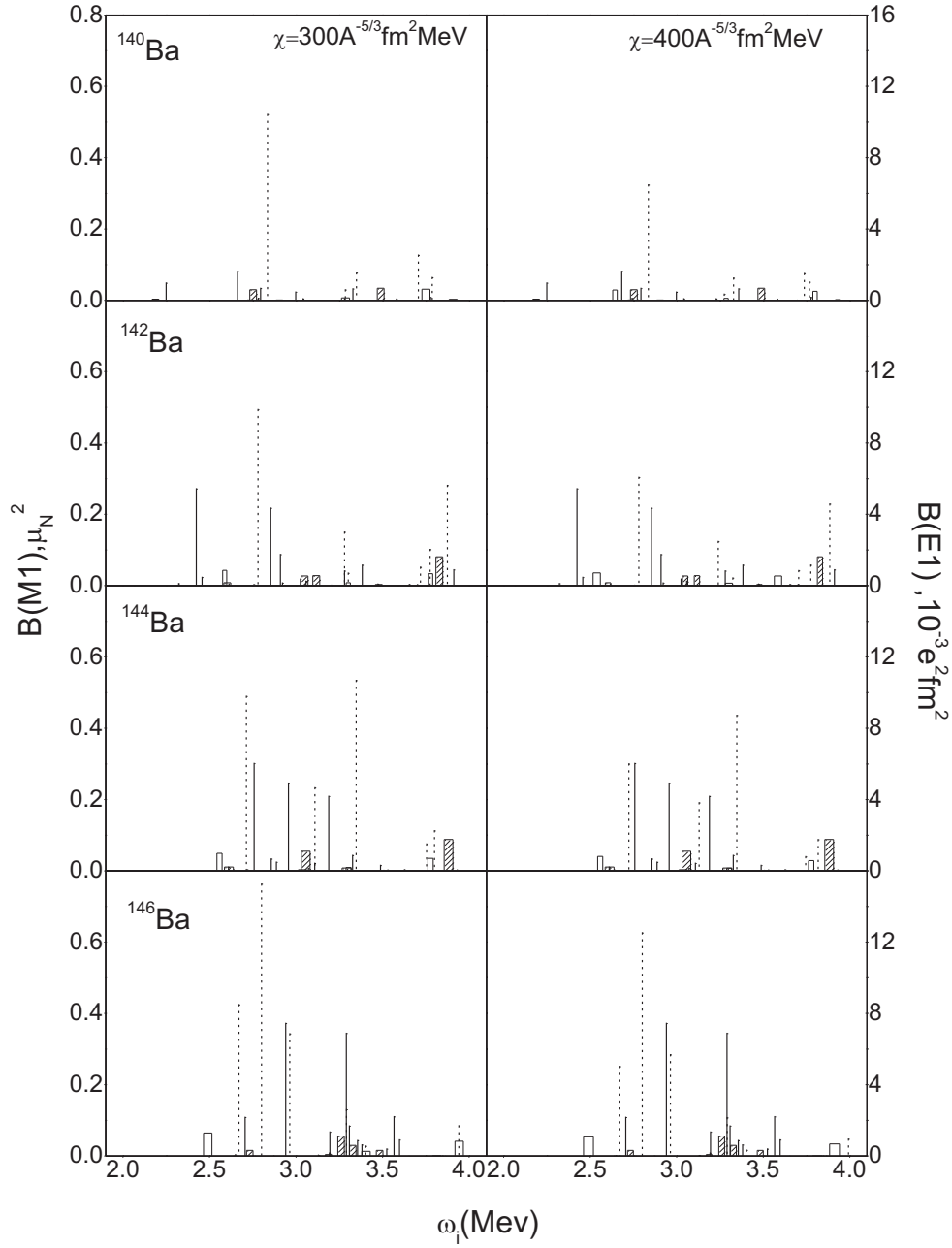
çekirdeğinde makas moda asıl katkıyı yapan (%20) en kolektif 1^+ seviyesi 3,043 MeV de $B(M1)=0,116 \mu_N^2$ ile orbit/spin oranı $B_l / B_s = -12,6$ olan durumdur.

Tablo 4.5. İzovektör spin-spin kuvvetleri+izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez ($H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ω_i (MeV), $B(M1)$ μ_N^2 birimlerinde ve B_l/B_s oranının karşılaştırılması

^{140}Ba			^{142}Ba			^{144}Ba			^{146}Ba		
ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s
2,184	0,177	21,9	2,322	0,007	2,3	2,610	0,012	-4,7	2,716	0,110	5,6
2,194	0,115	-82,0	2,453	0,273	19,2	2,857	0,035	0,3	2,930	0,374	69,5
2,760	0,012	2,6	2,457	0,025	6,2	2,896	0,026	-30,5	3,193	0,01	0,3
2,981	0,116	7,7	2,864	0,219	-16,7	2,956	0,248	10	3,226	0,069	0,1
3,091	0,012	-3,2	2,880	0,089	12,6	3,107	0,023	0,4	3,251	0,346	-18,3
3,362	0,051	-12,7	3,280	0,043	8,7	3,189	0,211	-30,5	3,308	0,086	-3,6
3,847	0,073	3,5	3,383	0,059	-7,8	3,327	0,045	4,8	3,356	0,045	1,2
			3,862	0,046	2,0	3,488	0,017	0,6	3,371	0,033	0,4
						3,627	0,005	-0,5	3,374	0,021	-0,9
						3,931	0,004	1,3	3,566	0,112	35,5
									3,578	0,047	1,2

Çalışmada ^{140}Ba izotopu için deneyde bu çekirdeğin deformasyonu bilinmemektedir. Teorik olarak $B(M1)$ 'in δ^2 ile orantılı olmasından dolayı deformasyon parametresini elektrik ve manyetik geçiş ihtimallerinin $K=0$ ve $K=1$ dalları için $\delta=0,14$ kullanılarak incelenmiştir. Bu çekirdekte makas moda asıl katkıyı yapan (%11,2) en kolektif 1^+ seviyesi 2,184 MeV de $B(M1)=0,177\mu_N^2$ ile orbit/spin oranı $B_l / B_s = 21,9$ olan orbital durumdur. ^{142}Ba çekirdeğinde (%14,7) olan 1^+ seviyesi 2,453 MeV de $B(M1)=0,273\mu_N^2$ ile spin/orbit oranı $B_l/B_s = 19,2$ olan orbital durumdur. ^{144}Ba çekirdeğinde (%32,5) olan 1^+ seviyesi 2,956 MeV de $B(M1)=0,248\mu_N^2$ ile spin/orbit oranı $B_l/B_s = 10$ olan orbital durumdur. ^{146}Ba çekirdeğinde (%20,3) olan 1^+ seviyesi 2,930 MeV de $B(M1)=0,374\mu_N^2$ ile spin/orbit oranı $B_l/B_s = 69,5$ olan

orbital durumdur. $N>82$ olan izotopların makas moda asıl katkısını sağlayan 1^+ seviyeleri orbital karakterlidir.



Şekil 4.4. $^{140-146}\text{Ba}$ izotoplarının dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(M1)$ ve $B(E1)$ değerlerinin güç parametresinin değişimine göre karşılaştırılması. Grafiklerde düz çizgiler $B(M1)$ 'in $K=1$ dalı, kesikli çizgiler $B(E1)$ 'in $K=1$ dalını ve içi dolu bar $B(M1)$ 'in $K=0$, içi boş bar $B(E1)$ 'in $K=0$ dalını göstermektedir

Şekil 4.4 de $^{140-146}\text{Ba}$ izotoplarının $B(M1)$ 'in $K=1$ dalı düz çizgi, $B(M1)$ 'in $K=0$ dalı içi dolu bar, $B(E1)$ 'in $K=1$ dalı kesikli çizgi, $B(E1)$ 'in $K=0$ dalı içi boş bar olarak gösterilmektedir.

^{146}Ba çekirdeğinde $B(E1)$ 'in $K=1$ dalının güç parametresine göre değişimini incelediğimizde $\chi = 300A^{-5/3}fm^2 MeV$ de en kollektif durum 2,8 MeV de $B(E1) = 15,29 \cdot 10^{-3}e^2fm^2$, güç parametresi $\chi = 400A^{-5/3}fm^2 MeV$ de ise en kolektif durum 2,8 MeV de $B(E1) = 12,54 \cdot 10^{-3}e^2fm^2$, e karşılık gelmektedirler. Sonucu incelediğimizde $B(E1)$ geçiş ihtimallerinde 2,74 gibi önemli bir fark olduğu görülmektedir.

Tablo 4.6. $^{126-146}\text{Ba}$ izotoplarının öteleme ve dönme değişmez QRPA modeli kullanılarak hesaplanmış toplam elektrik ve manyetik dipol geçiş ihtimallerinin $K=1$ ve $K=0$ kolunun 2-4 MeV enerji bölgesinde hesaplanan teorik değerleri (Bohr magnetonu μ_N^2 birimlerindedir)

Çekirdek	K=1	K=0	K=1	K=0
	$\Sigma B(M1)$	$\Sigma B(M1)$	$\Sigma B(E1)$	$\Sigma B(E1)$
^{126}Ba	1,64	1,89	0,84	0,15
^{128}Ba	1,32	3,16	0,92	0,15
^{130}Ba	1,08	2,5	0,91	0,03
^{132}Ba	0,78	1,69	0,95	0,05
^{134}Ba	0,60	0,99	0,80	0,04
^{136}Ba	0,26	0,78	0,77	0,03
^{138}Ba	0,05	0,45	0,93	0,02
^{140}Ba	0,66	2,93	1,49	0,11
^{142}Ba	0,82	4,2	1,42	0,12
^{144}Ba	1,95	4,86	1,93	0,14
^{146}Ba	1,27	3,29	2,44	0,15

Tablo 4.5. de toplam $B(M1)$ 'in $K=0$ ve $K=1$ dallarının değerleri ile toplam $B(E1)$ 'in $K=0$ ve $K=1$ dallarının Bohr magnetonu μ_N^2 birimlerine göre hesaplanmış değerleri verilmektedir.

Toplam B(M1)'in K=1 dalının değerlerini incelediğimizde ^{126}Ba 'dan ^{138}Ba 'e kadar azalmaktadır. ^{138}Ba 'den sonraki kısımlarda (N>82) toplam B(M1) değeri tekrar artmaktadır. Bu sonuç bize küresellikten deformasyona gidildikçe B(M1) değerinin daha baskın hale geldiğini göstermektedir.

Tablo 4.6'da $^{126-146}\text{Ba}$ izotop zinciri çekirdeklerinin öteleme değişmez QRPA modeli kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanmış $I^\pi K = 1^-1$ ve 1^-0 dipol uyarılmalarının geçiş ihtimali, enerji ağırlıklı toplam kuralı ve rezonans enerjisinin ortalama değeri gösterilmiştir.

Tablo 4.7. $^{126-146}\text{Ba}$ izotoplarının güç parametresi $\chi = 300A^{-5/3} fm^2 MeV$ için hesaplanan değerler. Tabloda $\Sigma B(E1)$ değerleri $1\mu_N^2 = 11,06 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ birimlerinde verilmiştir

Çekirdek	K=0			K=1		
	$\Sigma B(E1)$	$\Sigma B(E1) \cdot \omega_i$	$\bar{\omega}$	$\Sigma B(E1)$	$\Sigma B(E1) \cdot \omega_i$	$\bar{\omega}$
^{126}Ba	0,161	0,42	2,59	1,24	3,66	2,94
^{128}Ba	0,161	0,434	2,68	1,33	3,92	2,93
^{130}Ba	0,044	0,127	2,88	1,32	4,05	3,04
^{132}Ba	0,07	0,245	3,38	1,43	4,71	3,27
^{134}Ba	0,05	0,184	3,09	1,26	3,8	3
^{136}Ba	0,04	0,149	3,23	1,23	3,93	3,17
^{138}Ba	0,01	0,47	3,44	1,35	3,18	0,9
^{140}Ba	0,07	0,26	3,67	1,49	3,12	0,94
^{142}Ba	0,15	0,47	3,11	2,04	3,27	0,89
^{144}Ba	0,16	0,52	3,08	2,64	3,15	0,96
^{146}Ba	0,22	0,69	3,1	3,24	2,89	1,38

Tablo 4.7 den görüldüğü gibi elektrik dipol uyarılmalarının K=0 dalı K=1 dalından çok çok küçüktür. B(E1)'in K=0 dalları K=1 dallarının içine gömülmüş olduğundan deneylerde de görülmeyebilir.

Tablo 4.8. $^{126-146}\text{Ba}$ izotoplarının güç parametresi $\chi = 400A^{-5/3} fm^2 MeV$ için hesaplanan değerler. Tabloda $\Sigma B(E1)$ değerleri $1\mu_N^2=11,06.10^{-3}e^2fm^2$ birimlerinde verilmiştir

Çekirdek	K=0			K=1		
	$\Sigma B(E1)$	$\Sigma B(E1). \omega_i$	$\bar{\omega}$	$\Sigma B(E1)$	$\Sigma B(E1). \omega_i$	$\bar{\omega}$
^{126}Ba	0,155	0,411	2,64	0,84	2,48	2,93
^{128}Ba	0,155	0,416	2,68	0,92	2,71	2,94
^{130}Ba	0,02	0,1	3,41	0,91	2,78	3,04
^{132}Ba	0,05	0,199	3,38	0,95	3,14	3,28
^{134}Ba	0,04	0,151	3,09	0,8	2,44	3,02
^{136}Ba	0,03	0,121	3,24	0,77	2,46	3,18
^{138}Ba	0,02	0,07	3,21	0,93	2,05	2,2
^{140}Ba	0,11	0,35	3,19	0,97	3,06	3,13
^{142}Ba	0,12	0,39	313	1,005	3,14	3,12
^{144}Ba	0,14	0,43	3,08	1,93	6,13	3,17
^{146}Ba	0,18	0,56	3,1	2,44	7,07	2,89

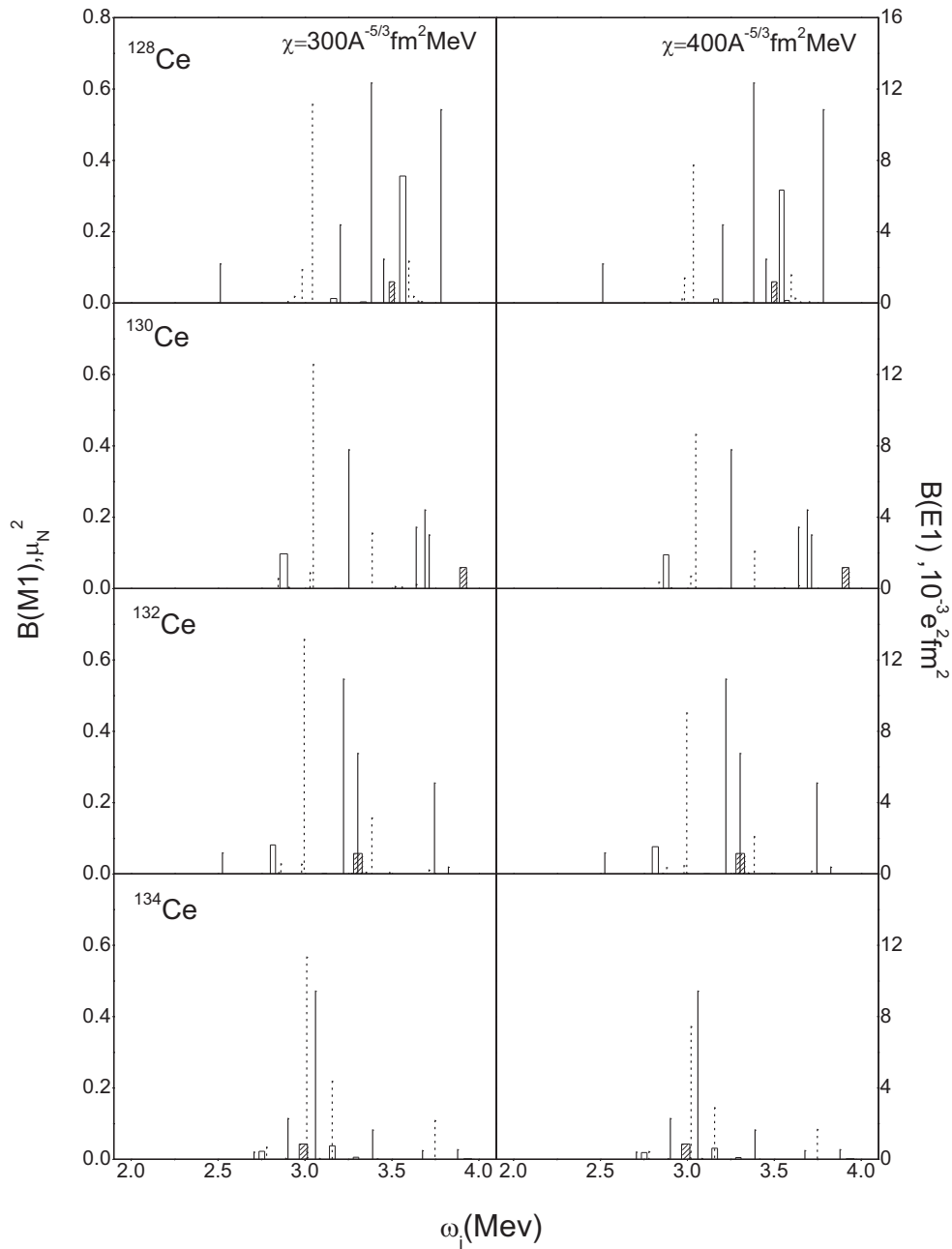
4.3. $^{128-150}\text{Ceryum}$ İzotopları için Sayısal Sonuçlar

Bu çalışmada çift-çift $^{128-150}\text{Ce}$ izotop zinciri için elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının öteleme + Galileo ve dönme değişmez modeller çerçevesinde yapılan hesaplamalar incelenmiştir. Daha önce $^{140-150}\text{Ceryum}$ arasındaki izotoplar çalışılmıştı. Makas modla ilgili manyetik dipolun M1 gücünün 1^+ seviyelerinin ω_i enerjilerine göre efektif dağılımı bize önemli bilgiler verir. Makas modun rezonans enerjisinin 3 MeV civarında olduğu bilinmektedir. Yapılan deneyler rezonansın 2-4 MeV enerji aralığında ayrıştığını göstermektedir (Maser et al. 1996, Pietralla et al. 1998). Buna göre tez çalışmasında 1^+ ve 1^- durumlarının özellikleri 4 MeV'e kadar enerjilerde incelenmiştir.

Tablo 4.9. İzovektör spin-spin kuvvetleri + izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez ($H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ω_i (MeV), B(M1) μ_N^2 birimlerinde ve B_l/B_s oranının karşılaştırılması

^{128}Ce			^{130}Ce			^{132}Ce			^{134}Ce		
ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s
2,513	0,112	1,8	2,547	0,061	-2,4	2,525	0,061	1,6	2,708	0,022	2,1
3,202	0,221	3,7	3,190	0,040	7,6	3,232	0,548	1,7	2,902	0,116	0,2
3,372	0,619	2,4	3,260	0,198	6,3	3,269	0,003	1,8	3,061	0,473	-33,5
3,473	0,125	-2,7	3,409	0,892	9,7	3,303	0,340	-5,1	3,048	0,004	-5,6
3,772	0,544	-41,5	3,872	0,04	-1,9	3,745	0,257	14,1	3,389	0,084	3,9
			3,825	0,021	0,1	3,686	0,026	-10,7			
						3,878	0,029	4,1			

^{128}Ce çekirdeğinde makas moda asıl katkısı yapan (%17,1) en kolektif 1^+ seviyesi 3,372 MeV de B(M1)=0,619 μ_N^2 ile orbit/spin oranı $B_l / B_s = 2,4$ olan orbital durumdur. ^{130}Ce ve ^{132}Ce izotoplarında ise B(M1)'in K=1 dalında $\omega = 2,5-4$ MeV aralığına karşılık gelen B(M1)=(0,1-0,9) μ_N^2 olan birçok orbital seviye bulunmaktadır.



Şekil 4.5 $^{128-134}\text{Ce}$ izotoplarının dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(M1)$ ve $B(E1)$ değerlerinin güç parametresinin değişimine göre karşılaştırılması. Grafiklerde düz çizgiler $B(M1)$ 'in $K=1$ dalı, kesikli çizgiler $B(E1)$ 'in $K=1$ dalını ve içi dolu bar $B(M1)$ 'in $K=0$, içi boş bar $B(E1)$ 'in $K=0$ dalını göstermektedir

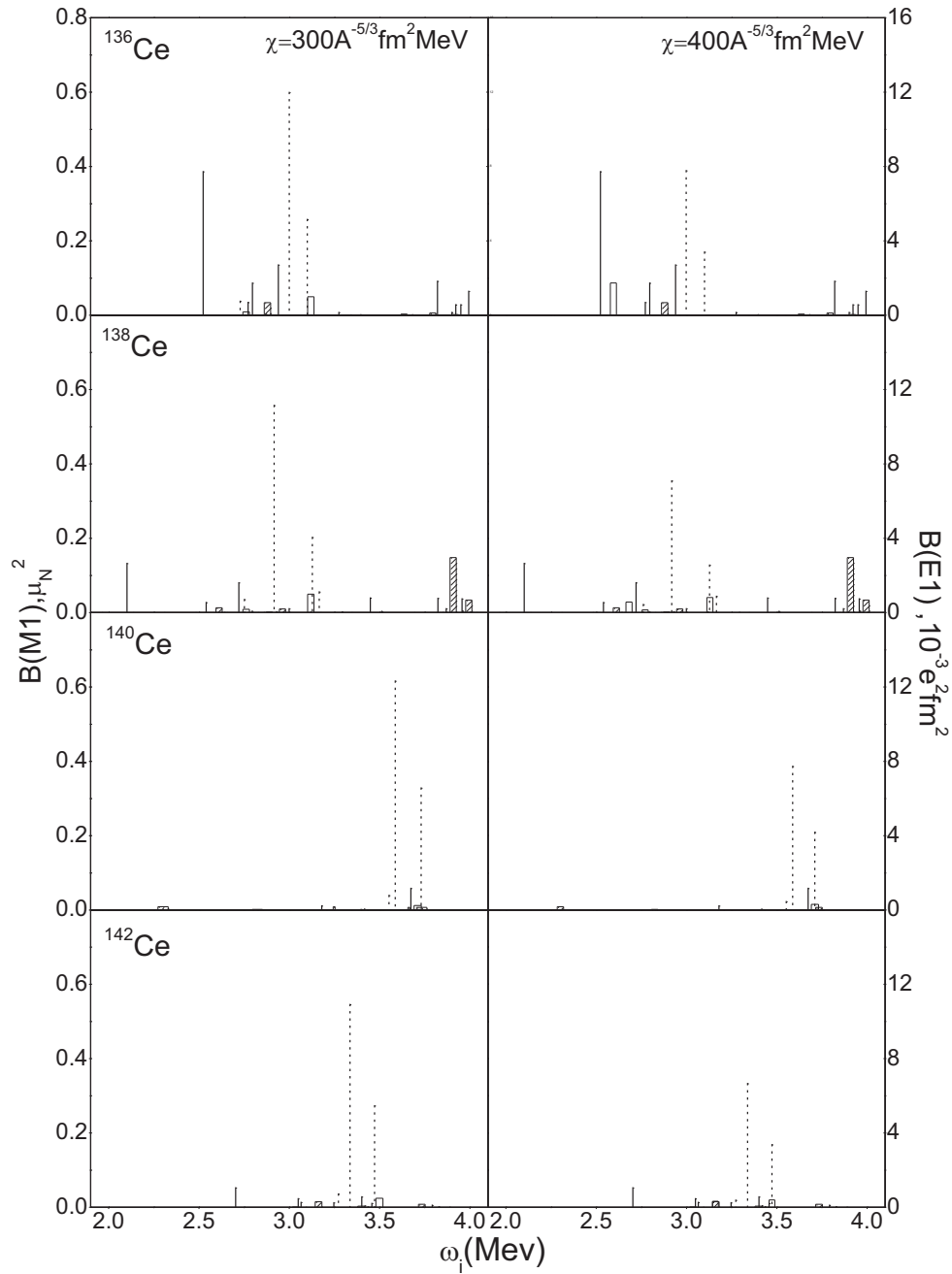
^{134}Ce izotopunda $B(E1)$ 'in $K=1$ dalı üzerine güç parametresinin etkisini incelediğimizde 3,021 MeV enerjili seviyenin $x = 300A^{-5/3} fm^2 MeV$ de elektrik

dipol geçiş ihtimali $B(E1)=11,3696.10^{-3}e^2fm^2$ iken $x = 400A^{-5/3}fm^2 MeV$ de $B(E1)=7,4743.10^{-3}e^2fm^2$ 'dir. Görüldüğü gibi güç parametresinin artmasıyla $B(E1)$ 'in $K=1$ dalının geçiş ihtimalinde önemli bir değişim olmaktadır.

Tablo 4.10. İzovektör spin-spin kuvvetleri + izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez ($H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ω_i (MeV), $B(M1) \mu_N^2$ birimlerinde ve B_l/B_s oranının karşılaştırılması

^{136}Ce			^{138}Ce			^{140}Ce			^{142}Ce		
ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s
2,533	0,388	17,3	2,101	0,134	12,5	3,110	0,013	-0,3	2,722	0,054	10,9
2,772	0,036	-13,6	2,540	0,029	-0,1	3,330	0,002	6,3	3,065	0,015	-0,4
2,796	0,088	0,1	2,975	0,012	-0,2	3,416	0,004	-0,2	3,239	0,001	-2,8
2,929	0,137	-20,4	3,119	0,003	-0,3	3,673	0,006	-0,2	3,401	0,03	3,9
3,275	0,009	0,5	3,512	0,005	4,1	3,725	0,003	0,1	3,426	0,003	-2,0
3,821	0,093	6,6	3,823	0,04	0,5	3,827	0,001	-1,6	3,457	0,012	-7,6
3,913	0,009	-5,7	3,869	0,012	-0,6				3,772	0,007	-0,3
3,923	0,003	-5,8	3,927	0,039	-0,5						
3,960	0,003	-4,2	3,960	0,006	0,3						

Bu hesaplamalar dahilinde $B(M1)$ ve $B(E1)$ 'in $K=0$ ve $K=1$ dalları Şekil 4.6 da gösterilmiştir. Şekilde $B(M1)$ 'in $K=1$ dalı düz çizgi $B(E1)$ 'in $K=0$ dalı kesikli çizgi ve $B(M1)$ 'in $K=0$ dalı içi dolu bar, $B(E1)$ 'in $K=0$ dalı içi boş bar olarak gösterilmiştir.



Şekil 4.6 $^{136-142}\text{Ce}$ izotoplarının dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(M1)$ ve $B(E1)$ değerlerinin güç parametresinin değişimine göre karşılaştırılması. Grafiklerde düz çizgiler $B(M1)$ 'in $K=1$ dalı, kesikli çizgiler $B(E1)$ 'in $K=1$ dalını ve içi dolu bar $B(M1)$ 'in $K=0$, içi boş bar $B(E1)$ 'in $K=0$ dalını göstermektedir

^{136}Ce çekirdeğinde $B(E1)$ 'in $K=0$ dalının güç parametresine göre değişimini incelediğimizde 3,65 MeV enerjili seviyenin $x = 300A^{-5/3}fm^2 MeV$ de elektrik

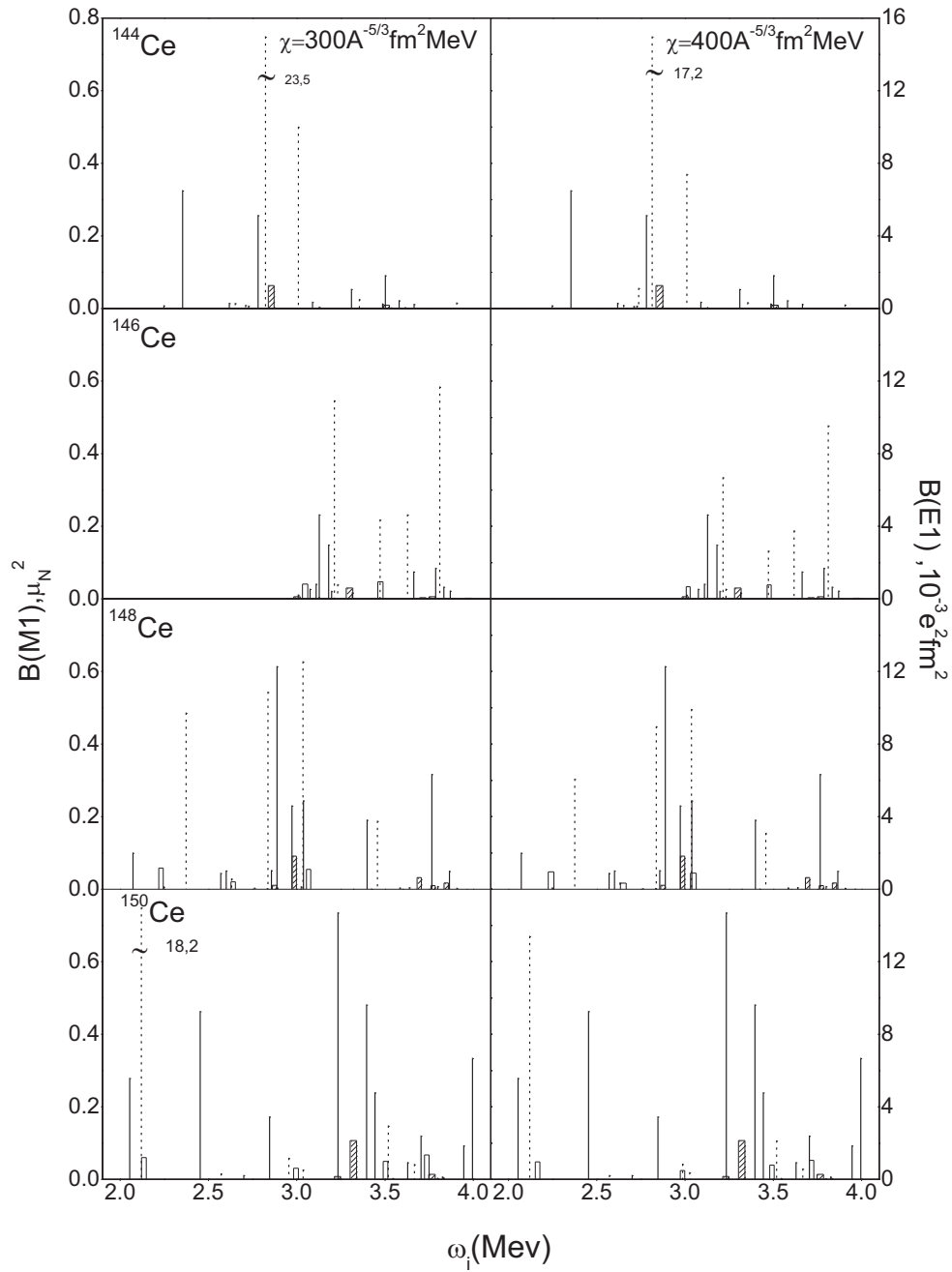
dipol geçiş ihtimali $B(E1) = 7.6340 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ iken $x = 400 A^{-5/3} fm^2 MeV$ de ise elektrik dipol geçiş ihtimali $B(E1) = 6.8257 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ 'dir. Karşılaştırdığımızda aynı enerjiye karşılık gelen elektrik geçiş ihtimalleri arasında kayda değer bir farklılık olduğu görülmektedir.

^{140}Ce çekirdeğinin spektrumunu deneysel olarak incelendiğinde küresel çekirdeklere has olan az sayıda seviye gözlenmektedir ve bu da deneycilerin sihirli sayıya sahip çekirdekleri küresel olarak kabul etmesine sebep oluyordu. Teorik hesaplarda bu küreselliğe dayanarak yapılmakta idi (Guliyev 2001a). Ama son dönemler deneysel tekniklerin gelişmesi sonucu daha detaylı inceleme imkânı elde eden deneyciler sihirli sayıya sahip çekirdeklerin düşük enerjilerde spektrumlarının çok yoğun olduklarını gözlediler ki bu da küresel çekirdeklere hiç uymuyordu. Küresel özelliğe sahip çekirdeklere $B(M1)$ $K=0$, $K=1$ ve $B(E1)$ $K=0$ dallarının etkileri yok denebilecek kadar azdır. Fakat $B(E1)$ 'in $K=1$ dalının katkısı gözle görülebilir şekilde vardır. ^{140}Ce yarı sihirli çekirdeğinde 4 MeV e kadar teorik spektrumda orbital karakterli seviye mevcut değildir. Bununla beraber 3.2 ve 3.7 MeV aralığında geçiş ihtimali $B(M1)=0,01 \mu_N^2$ olan sadece iki spin-titreşim 1^+ seviyesi olduğu görüldü. Bu seviyelerin oluşumunda dalga fonksiyonunun normuna iki kuaziparçacık seviyelerinin katkısı %98' olduğundan bu seviyelerin iki quaziparçacık tabiatlı olduğu söylenebilir.

Tablo 4.11. İzovektör spin-spin kuvvetleri + izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez ($H = H_{spp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ω_i (MeV), $B(M1)$ μ_N^2 birimlerinde ve B_l/B_s oranının karşılaştırılması

^{144}Ce			^{146}Ce			^{148}Ce			^{150}Ce		
ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s	ω_i	B(M1)	B_l/B_s
2,354	0,326	10,7	3,008	0,012	-0,4	2,072	0,101	1,8	2,034	0,280	2,2
2,618	0,016	-7,4	3,075	0,028	-5,9	2,570	0,045	2,1	2,453	0,464	2,4
2,727	0,008	4,0	3,123	0,042	2,8	2,576	0,052	1,4	2,7	0,012	-10,0
2,771	0,258	10,1	3,128	0,233	25,7	2,888	0,615	1,7	2,846	0,174	15,1
3,089	0,019	0,6	3,180	0,150	61,1	2,973	0,231	-3,4	3,244	0,736	2,0
3,310	0,054	2,2	3,183	0,022	4,5	3,038	0,245	-9,1	3,396	0,482	-4,3
3,486	0,014	1,8	3,663	0,076	-0,7	3,399	0,192	14,0	3,443	0,240	-32,0
3,502	0,092	7,1	3,777	0,086	2,8	3,766	0,318	5,7	3,704	0,121	9,2
3,580	0,023	-10,0	3,870	0,023	-4,9	3,863	0,051	-8,8	3,946	0,094	1,9
3,665	0,013	-2,3							3,996	0,335	7,9

^{150}Ce izotopunda 3 MeV civarında 0.3-0.75 μ_N^2 aralığında B(M1) değerine sahip olan birkaç tane seviye olduğu görülür. Bu seviyelerin makas moda katkısı %40 civarındadır. Bu seviyelerin orbit/spin oranları $B_l / B_s \gg 1$ dir. Çift-çift ^{146}Ce ve ^{148}Ce izotopları için $\omega = 2,5-3,5$ MeV enerji aralığında $B(M1) = (0,2-0,75) \mu_N^2$ olan birçok orbital karakterli seviye olduğu görülür (Şekil 4.7). Makas modun tespiti için 1^+ uyarılmalarına orbital ve spin katkılarının bilinmesi çok önemlidir.



Şekil 4.7. $^{144-150}\text{Ce}$ izotoplarının dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(M1)$ ve $B(E1)$ değerlerinin güç parametresinin değişimine göre karşılaştırılması. Grafiklerde düz çizgiler $B(M1)$ 'in $K=1$ dalı, kesikli çizgiler $B(E1)$ 'in $K=1$ dalını ve içi dolu bar $B(M1)$ 'in $K=0$, içi boş bar $B(E1)$ 'in $K=0$ dalını göstermektedir

$N > 82$ olan izotoplara baktığımızda $B(M1)$ 'in etkisinin $N < 82$ olan izotoplara göre daha fazla görülmektedir. Tablo 4.10 ve Şekil 4.7 incelendiğinde bu bölgedeki

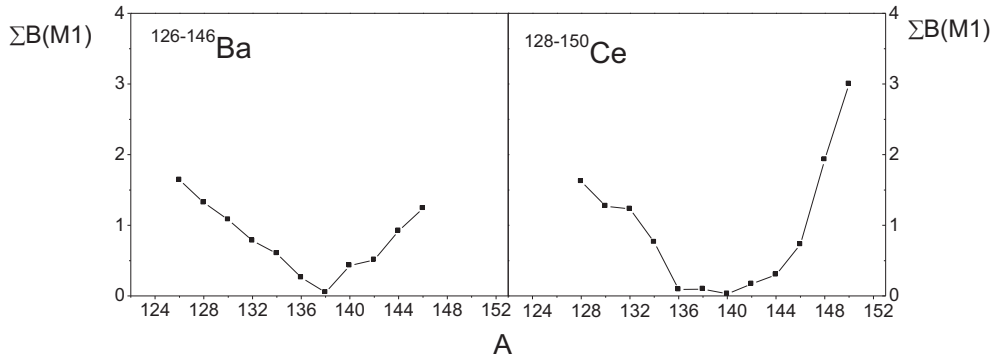
izotopların orbital karakterli olduğu söylenebilir. Ayrıca Ceryum izotoplarında B(M1) geçiş ihtimalleri küreselliğe yaklaştıkça azalırken, küresellikten uzaklaştıkça artmaktadır. B(E1) geçiş ihtimalleri ise bu durumdan etkilenmezken sadece güç parametresine bağlı olarak belirgin bir değişiklik gösterir.

Tablo 4.12. $^{128-150}\text{Ce}$ izotoplarının öteleme ve dönme değişmez QRPA modeli kullanılarak hesaplanmış toplam elektrik ve manyetik dipol geçiş ihtimallerinin K=1 ve K=0 kolunun 2-4 MeV enerji bölgesinde hesaplanan teorik değerleri. $\Sigma\text{B(E1)}$ değerleri μ_N^2 birimlerinde verilmiştir ($1\mu_N^2=11,06\cdot 10^{-3}\text{e}^2\text{fm}^2$)

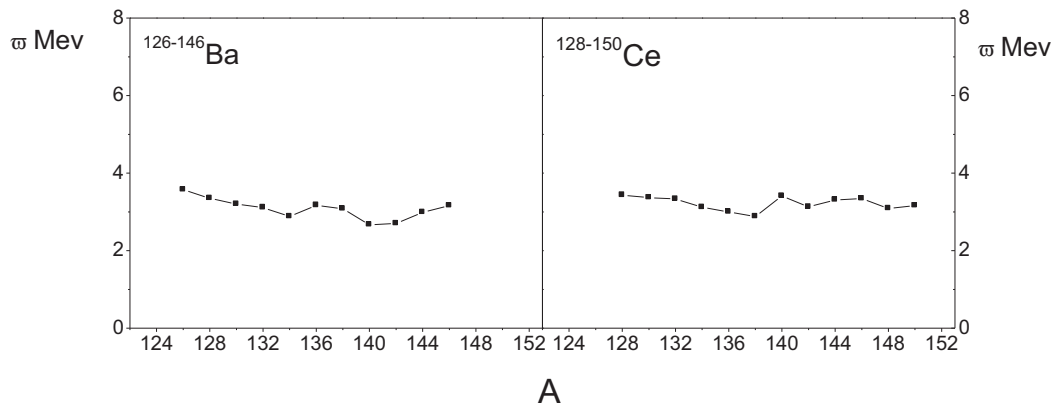
Çekirdek	K=1	K=0	K=1	K=0
	$\Sigma\text{B(M1)}$	$\Sigma\text{B(M1)}$	$\Sigma\text{B(E1)}$	$\Sigma\text{B(E1)}$
^{128}Ce	1,62	0,06	1,05	0,15
^{130}Ce	0,94	0,05	1,11	0,17
^{132}Ce	1,23	0,05	1,13	0,14
^{134}Ce	0,76	0,04	1,14	0,09
^{136}Ce	0,90	0,04	1,02	0,15
^{138}Ce	0,41	0,20	1,23	0,17
^{140}Ce	0,03	0,27	1,13	0,02
^{142}Ce	0,17	0,38	2,94	0,06
^{144}Ce	0,84	0,07	3,10	0,12
^{146}Ce	0,73	0,04	2,11	0,13
^{148}Ce	1,93	0,16	2,59	0,19
^{150}Ce	3,00	0,12	1,12	0,29

4.4. Çift-çift $^{128-150}\text{Ce}$ ve $^{126-146}\text{Ba}$ İzotoplarının Karşılaştırılması

İncelenen izotoplar zincirleri için ortalama enerji ve toplam B(M1)'in A'ya göre değişimi ile δ^2 'nin A'ya bağımlılığının incelenmesi oldukça önemlidir. Şekil 4.8 de Ba ve Ce izotop zincirleri için toplam B(M1) değerinin A'ya göre değişimi görülmektedir.

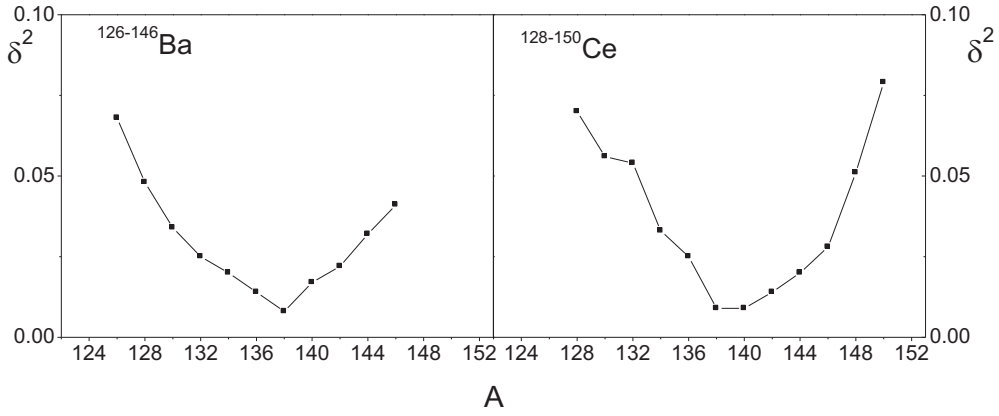
Şekil 4.8. $\Sigma B(M1)$ A'ya göre değişimi

Şekil 4.8 incelendiğinde toplam $B(M1)$ 'in A'ya göre grafiği bir parabol biçimindedir. Hafif izotoplar için A ile ters orantılı değişmektedir. Bu durum proton sayısı orta kabuğa yaklaştıkça nadir toprak elementlerinde de gözlenmiştir (Kuliev et al.2000,2002,Guliyev et al. 2002). Küresel simetriye yaklaştıkça toplam $B(M1)$ sıfıra yaklaşmaktadır. N=82 olan ^{138}Ba da 0,05'e karşılık gelmektedir.



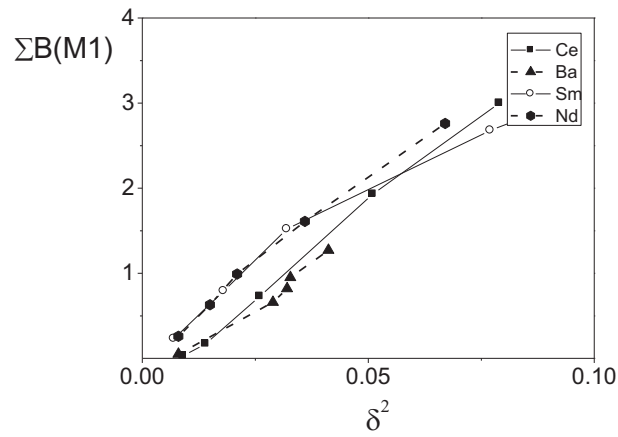
Şekil 4.9. Makas modun ortalama rezonans enerjisinin A'ya bağımlılığı

Rezonans enerjisi genel olarak bir doğru üzerinde bulunmaktadır ve A'ya bağımlılığının zayıf olduğu görülmektedir. Bu $\bar{\omega} \approx A^{-1/3}$ MeV oranısıyla ilişkili olabilir (Enders et al.1999).



Şekil 4.10. δ^2 'nin A 'ya bağımlılığı

Şekil 4.10'da $^{126-148}\text{Ba}$ izotop zinciri çekirdeklerinin 1^+ durumlarının $\delta^2 - A$ bağımlılıkları verilmektedir. Şekilden kuadrupol moment deltasının karesinin A 'ya bağlı grafiğinin bir parabol oluşturduğu görülmektedir.



Şekil 4.11. Ce, Ba, Sm, Nd çekirdekleri için δ^2 'nin $\Sigma B(M1)$ 'e bağımlılığı

4.11 de görüldüğü gibi Z arttıkça $B(M1)$ de artmaktadır. İyi deforme çekirdekte makas modun toplam $B(M1)$ gücünün deformasyon parametresinin karesiyle lineer olarak değişimi deneysel olarak gözlenmiş (Ziegler et al. 1990). Bunun teorik

açıklaması ise dönme değişmez modelde tam olarak Kuliev et al.(2002)'de gösterilmiştir.

BÖLÜM 5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında Ba ve Ce çekirdeklerinin çift-çift izotop zincirleri için elektrik ve manyetik dipol uyarımlarının öteleme dönme değişmez QRPA model çerçevesinde B(M1) ve B(E1) geçiş ihtimallerinin K=0 ve K=1 dalları incelenmiştir. Makas modun rezonans enerjisinin 3 MeV civarında olduğu bilinmektedir. Deneyle ise rezonansın 2-4 MeV enerji aralığında ayrıştığını göstermektedir. Buna göre tez çalışmasında 1^+ ve 1^- durumlarının özellikleri 2-4 MeV enerji aralığında incelenmiştir.

Manyetik dipol M1 gücünün 1^+ seviyelerinin ω_i enerjilerine göre dağılımı efektif etkileşmelerin makas modun toplam B(M1) değerlerine etkisindeki rolü hakkında önemli bilgiler verir. Ce ve Ba izotop zincirlerinde B(M1) gücünün dağılımı küresel simetriye yaklaştıkça azalır, uzaklaştıkça ($N>82$) etkisi daha fazla hissedilmektedir. Bu bilgiler bize makas modun formasyonunda kapalı kabuklar dışındaki nötron-proton etkileşiminin önemini göstermektedir.

$N>82$ olan izotoplara baktığımızda B(M1)'in etkisinin $N<82$ olan izotoplara göre daha fazla görülmektedir. Küresel özelliğe sahip çekirdeklere ($N=82$), B(M1)'in K=0 ve K=1 dalları ile B(E1)'in K=0 dalının etkileri yok denebilecek kadar azdır. Fakat B(E1)'in K=1 dalının katkısı gözle görülebilir şekilde vardır. B(E1) geçiş ihtimalleri küresel simetriden etkilenmezken sadece güç parametresine bağlı olarak belirgin bir değişiklik gösterir. B(E1)'in K=0 ve K=1 seviyeleri için güç parametresindeki değişim incelendiğinde güç parametresi arttıkça K=1 dalının en büyük B(E1) geçiş olasılığı azalmaktadır. Elektrik dipol geçişleri için kapanın değişimi B(E1) geçiş ihtimallerinin K=1 dalının önemli ölçüde etkilediği görülmektedir.

Hesaplamlarda çift-çift $^{128-130}\text{Ba}$ izotopları için $\omega = 2,9-3,9$ MeV aralığında geçiş olasılığı $B(M1) = (0,2-0,64) \mu_N^2$ olan birçok kolektif seviye olduğu görülür. Makas modun tespiti için 1^+ uyarılmalarına orbital ve spin katkılarının bilinmesi çok önemlidir.

Ceryum izotoplarını incelediğimizde ^{140}Ce 'dan sonraki izotoplarımızın hepsinin en büyük seviyeleri orbital karakterlidir. Yani ^{140}Ce 'dan sonraki izotoplarımızın $B(M1)$ gücüne orbit/spin katkısı yapıcıdır.

KAYNAKLAR

BALDWIN, G.C., KLAIBER, G.C., Photo-Fission in Heavy Elements, *Phys. Rev.* 1947; 71:3-10.

BARDEEN, J., COOPER, L.N., SCHRIFFER, R., Theory of Superconductivity, *Phys. Rev.* 1957; 108:1175-1204

BARRET, B.R., HALSE, P, M1 transition strength in the SU(3) limit of the generalized IBM-2, *Phys. Lett. B* 1985;155:133-136

BERG, U.E.P., BLASING, C., DREXLER, J., HEIL, R.D., KNEISSEL, U, NAATZ, W., RATZEK, R, SCHENNACH, S., STOCK, R., WEBER, T., WICKERT, H., FISCHER, B., HOLLICK, H., KOLLEWE, D., Photoexcitation of low-lying collective states in $^{156,158,160}\text{Gd}$, *Phys.Lett. B* 1984; 149:59-63.

BES, D., BROGLIA, R., Rotational isovector $K^\pi = 1^+$ mode in deformed nuclei, *Phys. Lett, B* 1984; 137:141-144

BOHLE, D, RICHTER, A., STEFEN, W., DIEPERINK, A., LO IUDICE, N., PALUMBO, F., SCHOLTEN, O., New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus ^{156}Gd by inelastic electron scattering, *Phys. Lett. B* 1984;137:27-31.

BOHR, A., MOTTELSON, B., Nuclear Structure, W. A. Benjamin, v.1, New York, 1969.

CASTEN, R.F., BERNNER, D.S., HAUSTEIN, P.E., Valence p-n interactions and the development of collectivity in heavy nuclei, *Phys. Rev. Lett.* 1987;58:658-661.

DUDEK, J., WERNER, T., New parameters of the deformed Woods-Saxon potential for A=110-210 nuclei, *J.Phys.G:Nucl. Phys.*, 4, 10, pp.1543-1561, 1978.

ENDERS, J., VON NEUMANN-COSEL, P., RANGACHARYULU, C., KAISER, H., RICHTER, A., Comprehensive analysis of the scissors mode in heavy even-even nuclei, *Phys. Rev. C* 1999;59:R1851-R1854.

ENDERS, J., VON NEUMANN-COSEL, P., RANGACHARYULU, C., RICHTER, A.A., Parameter-free description of orbital magnetic dipole strength, *Phys. Rev. C* 2005;71:014306-014316.

FAESSLER, A., NOJAROV, A., TAIGEL, T., Rotational isovector vibrations in titanium nuclei, *Nucl. Phys. A* 1989; 492:105-126.

FRANSEN, C., KRISCHOK, B., BECK, O., BESSERER, J., VON BRENTANO, P., ECKERT, T., HERZBERG, R.-D., KNEISSEL, U., MARGRAF, J., MASER, H., NORD, A., PIETRALLA, N., PITZ, H. H., ZILGES, A., Low-lying dipole excitations in the transitional nuclei $^{190,192}\text{Os}$, *Phys. Rev. C* 1999; 59:2264-2267.

GABRAKOV, S.I., KULIEV, A.A., PYATOV, N.I., SALAMOV, D.I., SCHUIZ, H., Collective 1^+ -states in double even deformed nuclei, *Nucl. Phys. A* 1972; 182:625-633.

GARRIDO, E., FEDOROV, D.V., JENSEN, A.S., Spin-dependent effective interactions for halo nuclei, *Phys. Rev. C* 2003, 68:14002-014008.

GEORGII, R., VON NEUMANN-COSEL, P., VON EGIDY, T., GRINBERG, M., KHITROV, V.A., OTT, J., PROKOFJEVS, P., RICHTER, A., SCHAUER, W., SCHLEGEL, C., Unusual neutron-capture gamma-ray cascade in ^{124}Te : A fingerprint of octupole-coupled multiphonon states, *Physics Lett. B* 1995; 351:82-86.

GOLDHABER, M., TELLER, E., On nuclear dipole vibrations, *Phys. Rev.* 1948; 74:1046-1049.

GULIYEV, E., KULIEV, A.A., VON NEUMANN-COSEL, P., YAVAS, Ö., Magnetic dipole strength distribution and photon interaction cross sections in ^{140}Ce , *Nucl. Phys. A* 2001; 690:255-258.

GULIYEV, E., KULIEV, A.A., VON NEUMANN-COSEL, P., RICHTER, A., Nature of the scissors mode in nuclei near shell closure: the tellurium isotope chain, *Phys. Lett. B* 2002; 532:173-178.

GULIYEV, E., ERTUĞRAL, F., KULIEV, A.A., Low-lying magnetic dipole strength distribution in the γ -soft even-even $^{130-136}\text{Ba}$, *Eur. Phys. Jour. A* 2006;27:313-320.

GULIYEV E., KULIEV A. A., YILDIRIM Z., ÖZKAN S. and YAKUT H., The ground-state Nilsson quantum numbers of the odd-odd ^{144}Eu nucleus, *Balkan Physical Letters*, 15, 1, pp. 151058, 2009.

HAMMOTO, I., MAGNUSSON, C., Deformation dependence of magnetic dipole strength below 4 MeV in double even rare earth nuclei, *Phys. Lett. B* 1991; 260:6-10.

HEYDE, K., De COSTER, C., Correlation between E2 and M1 transition strength in even-even vibrational, transitional and deformed nuclei, *Phys. Rev. C* 1991; 44:R2262-R2266.

IACHELLO, F., Electron scattering in the interacting boson model, *Nucl. Phys. A* 1981; 358:89-112.

KNEISSL, U., PITZ, H.H., ZILGES, A., Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1996; 37:349-433.

KULIEV, A.A., AKKAYA, R., ILHAN, M., GULIYEV, E., SALAMOV, C., Rotational invariant model of the states with $K^\pi = 1^+$ and their contribution to the scissors mode, *Int. J. Of Mod. Phys. E* 2000; 9:249-261.

KULIEV, A.A., GULIYEV, E., GERCEKLIOGLU, M., The dependence of the scissors mode on the deformation in the $^{140-150}\text{Ce}$ isotopes, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2002; 28:407-414.

LINNEMANN, A., VON BRENTANO, P., EBERTH, J., ENDERS, J., FITZLER, A., FRANSEN, C., GULIYEV, E., HERZBERG, R.D., KÄUBLER, L., KULIEV, A.A., Change of the dipole strength distributions between the neighbouring γ -soft nuclei ^{194}Pt and ^{196}Pt , *Phys. Lett. B* 2003; 554:15-20.

LIPPARINI, E., STRINGARI, S., Isovector M1 rotational states in deformed nuclei, *Physics Letters B* 1983; 130:139-143.

LO IUDICE, N., PALUMBO, F., New Isovector Collective Modes in Deformed Nuclei, *Phys. Rev. Lett.* 1978; 41:1532-1534.

LO IUDICE, N., RICHTER A., Scissors mode and nuclear deformation. A phenomenological model independent analysis, *Physics Letters B* 1993; 304:193-197.

LO IUDICE, N., RADUTA, A., DELION, D., Deformation properties of the scissors mode in the generalized coherent state model, *Phys. Rev. C* 1994; 50:127-137.

MARGRAF, J., HEIL, R.D., KNEISSL, U., MAIER, U., PITZ, H.H., Deformation dependence of low lying M1 strengths in even Nd isotopes, *Phys. Rev. Lett.* 1995; 75:4178-4181.

MASER, H., PIETRALLA, N., VON BRENTANO, P., HERZBERG, R.D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., PITZ, H.H., ZILGES A., Observation of the 1^+ scissors mode in the γ -soft nucleus ^{134}Ba , *Phys. Rev. C* 1996; 54:R2129-R2133.

MOYA DE GUERRA, E., SARRIGUREN, P., UDIAS, J M., On the scissors type mode in ^{46}Ti and lighter nuclei, *Phys. Lett. B* 1987; 196:409-413.

NILSSON, S.G., K. Danske Vidensk Selsk. *Mat. Fys. Medd.* 1955; 29:16.

NOJAROV, A., FAESSLER, A., Symmetry-restoring interaction for $K^\pi = 1^+$ isovector vibrations, *Nucl. Phys. A* 1988; 484:1-33

NOJAROV, A. FAESSLER, A., Orbital rotational vibrations in the A=130 mass region, *Phys. Rev. C* 1990; 41:1243-1256.

NOJAROV, A., FAESSLER, A., SARRIGUREN, P., MOYA DE GUERRA, E., GRIGORESCU M., Orbital and spin M1 excitations in actinide nuclei, *Nucl. Phys. A* 1994; 563:349-386.

PIETRALLA, N., BELIC, D., BRENTANO, P. VON, FRANSEN, C., HERZBERG, R.-D., KNEISSL, U., MASER, H., MATSCHINSKY, P., NORD, A., OTSUKA, T., PITZ, H. H., WERNER, V., WIEDENHÖVER, I., Isovector quadrupole excitations in the valence shell of the vibrator nucleus ^{136}Ba : Evidence from photon scattering experiments, *Phys. Rev. C* 1998; 58:796-800.

PIETRALLA, N., FRANSEN, C., BELIC, D., VON BRENTANO, P., FRIEBNER, C., KNEISSL, U., LINNEMANN, A., NORD, A., PITZ, H. H., OTSUKA, T., SCHNEIDER, I., WERNER, V., WIEDENHÖVER, I., Transition Rates between Mixed Symmetry States: First Measurement in ^{94}Mo , *Phys. Rev. Lett.* 1999; 83:1303-1306.

PYATOV, N.I., SALAMOV, D.I., Conservation Laws and Collective Excitations in Nuclei, *Nukleonika* 1977; 22:127-140.

RADUTA, A.A., LO IUDICE, N., URSU, I.I., Description of orbital and spin excitations within a projected spherical single-particle basis, *Nuclear Physics A* 1995; 584:84-102.

RAMAN, S., MALARKEY, C.H., MILNER, W.T., NESTON, C.W., STELSEN, P.H., Transition Probability, B(E2), From the Ground to the First-Excited 2^+ states of even-even Nuclides, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 1987; 36:1-96.

RICHTER, A., Probing the nuclear magnetic dipole response with electrons, photons and hadrons, *Progr. Part. Nucl. Phys.* 1995; 34:261-284.

RING, P., SCHUCK, P., The nuclear many body problem, *Springer-Verlag, Berlin* 1980.

SARRIGUREN, P., GUERRA, E.M., NOJAROV, R., Spin M1 excitations in deformed nuclei from self-consistent Hartree-Fock plus random-phase approximation, *Phys. Rev. C* 1996; 54:690-705.

SCHWENGER, R., WINTER, G., SCHAUER, W., GRINBERG, M., BECKER, F., VON BRENTANO, P., EBERTH, J., ENDERS, J., VON EGIDY, T., HERZBERG, R.-D., Two-phonon J=1 states in even-mass Te isotopes with A=122-130, *Nucl. Phys. A* 1997; 620:277-295.

SCHOLTEN, O. HEYDE, K., VANISACKER, P., Mixed-symmetry states in the neutron-proton interacting boson model, *Nucl. Phys. A* 1985; 438:41-77.

SOLOVIEV, V.G., Theory of Complex Nuclei, Pergoman Press-New York 1976.

SOLOVIEV, V.G., SUSHKOV, A.V., SHIRIKOVA, N. YU., LO IUDICE, N., Effect of two RPA phonons on the spectrum of the low-lying magnetic dipole transitions in deformed nuclei, *Nucl. Phys. A* 1996; 600:155-158.

SUUZKI, T., ROWE, D., The Tensor Open-Shell Random Phase Approximation with Application to the Even Nickel Isotopes, *Nucl. Phys. A* 1977; 289:461-474.

VON BRENTANO, P., EBERTH, J., ENDERS, J., ESSER, L., HERZBERG, R.D., HUXEL, N., MEISE, H., NEUMANN COSEL, P. VON, NICOLAY, N., PIETRALLA, N., PRADE, H., REIF, J., RITCHER, A., SCHLEGEL, C., SCHWENGER, R., SKODA, S., THOMAS, H.G., WIEDENHÖVER, I., WINTER, G., ZILGES, A., First Observation of the Scissors Mode in a γ -Soft Nucleus: The Case of ^{196}Pt , *Phys. Rev. Lett.* 1996;76:2029-2032.

VON NEUMANN-COSEL, P., GINOCCHIO, J.N., BAUER, H., RICHTER, A., Relation between the Scissors Mode and the Interacting Boson Model Deformation, *Phys. Rev. Lett.* 1995;215:101-201.

YAKUT, H., BEKTAŞOĞLU, M., KULIEV, A.A., Magnetic Moments of the $I^\pi K=1^+$ States even-even Deformed Nuclei, II. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı, Eskişehir, Türkiye, 2005.

YAKUT, H., KULIEV, A.A., GULIYEV, E., BEKTAŞOĞLU, M., Investigation of the Magnetic Dipole Moments of the $I^\pi K=1^+$ States even-even Deformed Nuclei, AIP Conf. Proc., 899, pp. 544, 2007.

ZAWISCHA, D., Theoretical aspect of the new collective modes in nuclei, *J. Phys. Rev. Lett.*, 65, pp. 2515-2518, 1990.

ZAWISCHA, D., Theoretical aspects of the new collective modes in nuclei, *J. Phys. G* 1988;24:683-718.

ZIEGLER, W., RANGACHARYULU, C., RICHTER, A., SPIELER C., Orbital magnetic dipole strength in $^{148,150,152,154}\text{Sm}$ and nuclear deformation, *Phys. Rev. Lett.* 1990;65:2515-2518.

ZILGES, A., VON BRENTANO, P., HERZBERG, R.-D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., PITZ, H.H., Observation of magnetic and electric dipole excitations below neutron threshold in photon scattering experiments, *Nucl. Phys A* 1996; 599: 147-152.

ÖZGEÇMİŞ

Gülsüm SOLUK, 05.08.1984'de Çorum'da doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini Çorum'da tamamladı. Niğde Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden 2007 yılında mezun oldu. 2008 yılında İstanbul Sağlık A.Ş. de işe başladı ve devam etmektedir. 2009 yılında başladığı Sakarya Üniversitesi Fen-Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümünde yüksek lisans öğrenimini sürdürmektedir.