

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

**ÇEKİRDEK TABAN HAL KORELASYONLARI
VE
TOPLAM KURALLARI**

DOKTORA TEZİ

Mehmet GÜNER

**Enstitü Anabilim Dalı : MATEMATİK
Tez Danışmanı: Ali Ekber KULİEV**

NİSAN 2004

Mehmet GÜNER	ÇEKİRDEK TABAN HAL KORELASYONLARI VE TOPLAM KURALLARI	2004
---------------------	--	-------------

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ÇEKİRDEK TABAN HAL KORELASYONLARI
VE
TOPLAM KURALLARI**

DOKTORA TEZİ

Mehmet GÜNER

Enstitü Anabilim Dalı : MATEMATİK
Enstitü Bilim Dalı : UYGULAMALI MATEMATİK

Bu tez .. / .. / 2004 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği/Oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

Jüri Başkanı

Jüri Üyesi

Jüri Üyesi

Jüri Üyesi

Jüri Üyesi

TEŞEKKÜR

Doktora danışmanlığımı üstlenip, beni her konuda yetiştirmek için büyük çaba ve emekler harcayan, bilgi ve tecrübelerini benimle paylaşan, bana bir baba şefkatiyle yaklaşip her zaman destek ve yardımını gördüğüm Sakarya Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi (Azerbaycan Bilimler Akademisi) saygıdeğer hocam Prof. Dr. Ali Ekber KULİEV'e kelimelerle ifade edemediğim minnet ve şükranlarımı sunarım.

Çalışmalarım sırasında yaptığımız çok yararlı tartışmalar ve sayesinde edindiğim bilgilerden dolayı Azerbaycan Bilimler Akademisi Öğretim Üyesi Dr. Ekber GULİYEV'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Tez danışmanımla tanışmama vesile olan, tez süresince bilgi ve yardımlarından istifade ettiğim değerli hocalarım Prof. Dr. Abdullah YILDIZ ve Prof. Hamdi ARIKAN'a sevgi ve minnettarlığımı sunmak isterim.

Ayrıca çalışmam süresince yakın ilgi ve desteklerini her zaman yanımda hissettiğim, maddi ve manevi yardımlarını asla esirgemeyen Sakarya Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Matematik Bölümü Öğretim Üyelerinden değerli hocam Yrd.Doç.Dr. Murat TOSUN'a, Arş.Gör. M. Ali GÜNGÖR'e ve Arş.Gör. Soley ERSOY'a göstermiş oldukları anlayış ve nezaketten dolayı teşekkür borçlu olduğumu belirtmek isterim. Doktora çalışmam süresince bana moral ve destek vererek tez yazımı esnasındaki yardımlarından dolayı eşim Saime GÜNER' e de ayrıca teşekkürlerimi sunarım.

Mehmet GÜNER

Nisan 2004

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR.....	v
ÖZET.....	vii
SUMMARY	viii

GİRİŞ.....	1
------------	---

BÖLÜM 2.

TAMAMEN RENORMALİZE KUAZİPARÇACIK RASGELE FAZ YAKLAŞIMI

(FR-QRPA).....	8
----------------	---

2.1. Restore Edici Kuvvetler ve Dönme Değişmezliğin Restorasyonu.....	8
---	---

2.2. Kuaziparçacık Sayısının Ortalama Değeri.....	18
---	----

2.3. Kolektif 1 ⁺ Seviyelerine M1 Geçiş İhtimali.....	20
--	----

2.4. Sayısal Sonuçlar.....	22
----------------------------	----

BÖLÜM 3.

DEFORME ÇEKİRDEKLERİN TEK PARÇACIK MODELİ.....

3.1. Deforme Çekirdeklerin Nilsson Modeli.....	37
--	----

3.2. Woods-Saxon Potansiyeli.....	40
-----------------------------------	----

BÖLÜM 4.

TOPLAM KURALLARI.....

4.1. Toplam Kuralları için Temel Bağlantılar.....	45
---	----

4.2. Deforme Çekirdeklerde Spin-Titreşim Karakterli 1 ⁺ Seviyeleri.....	48
--	----

4.3. Enerji Ağırlıklı Toplam Kurallarının Deformasyon Bağımlılığı.....	51
--	----

4.4. Sayısal Sonuçlar.....	55
----------------------------	----

BÖLÜM 5.

TARTIŞMA ve ÖNERİLER.....

KAYNAKLAR.....	62
----------------	----

ÖZGEÇMİŞ.....	70
---------------	----

SİMGELER ve KISALTMALAR LİSTESİ

α^+, α	: Kuaziparçacık doğurma, yoketme operatörü
B(M1)	: İndirgenmiş manyetik dipol uyarılma ihtimali
β	: Kuadropol deformasyon parametresi

Ce	: Seryum
Er	: Erbiyum
δ	: Nilsson deformasyon parametresi
(e, e')	: Elektron-elektron saçılma reaksiyonları
K	: Toplam açısıl momentumun deforme çekirdek simetri ekseni yönündeki izdüşümünü temsil eden kuantum sayısı
M	: Manyetik dipol operatörü
N	: Nötron sayısı
Nd	: Neodimyum
(p, p')	: Proton-proton saçılma reaksiyonları
Q_i^+, Q_i	: Fonon doğurma, yoketme operatörü
Sm	: Samaryum
sp	: Tek parçacık
sqp	: Tek-kuaziparçacık
X, Y	: RPA genlikleri
ω	: 1^+ hallerinin enerjileri
Z	: Atom Numarası
Λ	: Toplam açısıl momentumunun simetri ekseni yönündeki izdüşümünü temsil eden kuantum sayısı
Σ	: Spinin simetri ekseni yönündeki izdüşümünü temsil eden kuantum sayısı
Δ	: Gap parametresi
$\langle j_1 m_1 j_2 m_2 JM \rangle$: Clebsh-Gordon katsayıları

Kısaltmalar

EWSR	: Enerji Ağırlıklı Toplam Kuralı
FR-QRPA	: Tamamen Renormalize Kuaziparçacık Rasgele Faz Yaklaşımı
GSC	: Taban Hal Korelasyonları
ISR	: Ikeda Toplam Kuralı
NEWSR	: Enerji Ağırlıksız Toplam Kuralı
RPA	: Rasgele Faz Yaklaşımı
R-QRPA	: Renormalize Kuaziparçacık Rasgele Faz Yaklaşımı
QBA	: Kuazibozon Yaklaşımı
QRPA	: Kuaziparçacık Rasgele Faz Yaklaşımı

ÖZET

Anahtar Kelimeler: RPA, FR-QRPA, çekirdek kolektif uyarılmaları, makas mod, kuaziparçacık sayısı, manyetik dipol geçişleri, toplam kuralları, rezidü teoremi, deformasyon parametresi.

Dönme değişmez Rasgele Faz Yaklaşımı (QRPA), iki-kuaziparçacık hallerini bozonlar olarak varsayan kuzibozon yaklaşımına (QBA) dayandırılır. Bu yaklaşımın daha gelişmiş bir versiyonu, taban hal korelasyonlarında fermiyon kuaziparçacık çiftleri arasında Pauli ilkesini göz önüne alan Renormalize QRPA (R-QRPA) yöntemidir. Fakat R-QRPA, QRPA da korunan Ikeda Toplam Kuralını (ISR) ihlal eder. Son zamanlarda çekirdek taban halinde Pauli ilkesini gözönüne alan ve ISR yi koruyan Tamamen Renormalize QRPA (FR-QRPA) yöntemi geliştirilmiştir. Bu tez çalışmasında 1^+ hallerinin Tamamen Renormalize Kuaziparçacık Rasgele Faz Yaklaşımı (FR-QRPA) çerçevesinde yeni bir dönme değişmez modeli geliştirilmiş ve ^{150}Nd , ^{154}Sm ve ^{168}Er deforme çekirdekleri ele alınarak incelenmiştir. Nükleonlar ve aralarındaki etkileşmeleri tasvir etmek için iki farklı Hamiltoniyen kullanılmıştır. Dönme değişmez olan birinci Hamiltoniyen, açısal momentumun çekirdek simetri eksenini üzerindeki izdüşümü $K^\pi=1^+$ olan gerçek titreşimler ile sıfır enerjili sahte hali birbirinden ayırır. Dönme değişmez olmayan ikinci Hamiltoniyen ise aynı kuantum sayılarına sahip farklı titreşim halleri ile dönmeye karşılık gelen sahte hali birbirinden ayırt edemez ve bu halleri birbirine karıştırır. Bu titreşimlerin düşük enerjili dalı ünlü makas modudur. Bu iki Hamiltoniyen için taban hal korelasyonlarının (GSC) bir ölçüsü olan ortalama kuaziparçacık sayısı FR-QRPA, R-QRPA ve QRPA çerçevesinde incelenmiştir. Yapılan incelemeler, geliştirdiğimiz FR-QRPA yönteminin öngördüğü taban hal kuaziparçacık sayısının R-QRPA ve QRPA yaklaşımlarının öngördüğünden daha fazla olduğunu göstermiştir. Sayısal hesaplamalar dönme değişmez modelde FR-QRPA'nın taban hal korelasyonları üzerindeki etkisinin R-QRPA ve QRPA yaklaşımlarından yaklaşık %20 daha güçlü olduğunu göstermiştir. FR-QRPA yaklaşımında ele alınan çekirdeklere sahte halin taban hal kuaziparçacık sayısına katkısının %50 den fazla olduğu görülmüştür. M1 geçişlerinin enerji ağırlıklı toplam kuralı (EWSR), taban halden farklı biçime sahip seviyelere manyetik dipol geçişleri için genelleştirilmiştir. Sayısal hesaplamalar geçiş ve deforme çekirdeklere M1 karakterli titreşim seviyelerinin foton, (e,e') ve (p,p') saçılma reaksiyonlarında gözlenen toplam kuralının, önceki teorilerin öngördüğünden daha az olmasının sebebine açıklık getirmiştir.

GROUND STATE CORRELATIONS and SUM RULES

SUMMARY

Keywords: RPA, FR-QRPA, collective excitations, scissors mode, quasiparticles number, magnetic dipole transitions, sum rules, residue's theorem, parameter of deformation.

Quasi-Particle Random Phase Approximation (QRPA) is based on the quasi-boson approach (QBA), which treats the two quasiparticle states as bosons. An improvement of this approach is the renormalized QRPA (R-QRPA), which takes into account the Pauli principle for the fermion quasiparticle pairs in the correlated ground state. But R-QRPA violates the Ikeda Sum Rule (ISR), which is fulfilled within QRPA and must be fulfilled for an exact solution. Recently an approach, called Fully Renormalized QRPA (FR-QRPA), has been developed, which takes into account the Pauli principle in the ground state and fulfills the Ikeda sum rule. In the present thesis a new rotational invariant model of the 1^+ states is formulated within FR-QRPA and is studied for deformed nuclei ^{150}Nd , ^{154}Sm and ^{168}Er . Two different Hamiltonians for describing the nucleons and their interaction are used. One separates the spurious rotational state with the angular momentum projection on the symmetry axis $K^\pi = 1^+$ and moves it to energy zero, since the Hamiltonian is constructed to be rotational invariant. The second Hamiltonian mixes the spurious rotational state with different vibrational states having the same quantum numbers. The low-lying excited states are the famous scissors mode. The ground state correlations (GSC) measured by the number of quasiparticles in the ground state are studied for the Hamiltonians within the QRPA, the R-QRPA and the FR-QRPA approaches. The present investigation demonstrates the advantage of the FR-QRPA over the other approaches. Within the rotational invariant model FR-QRPA the ground state correlations are stronger than in R-QRPA. They are increased by about 20%. The spurious rotational state contributes in FR-QRPA more than 50% of the total number of quasiparticles in the ground state of the nuclei considered. The Energy Weighted Sum Rule (EWSR) of M1 transitions has been generalized for magnetic dipole transitions between states with different shapes. The results of numeric calculations explain the quenching effects of M1 transitions observed in photon, (e,e') and (p,p') scattering reactions.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Bu tez çalışmasında 1^+ hallerinin Tamamen Renormalize Rasgele Faz Yaklaşımı (FR-QRPA) çerçevesinde yeni bir dönme değişmez modeli geliştirilmiştir. Bu modelde Hamiltoniyenlerin simetri kırımlarının ve bu kırımlardan dolayı meydana gelen sahte hallerin çekirdek taban hal korelasyonları (GSC) ve çekirdek uyarılmalarının geçiş ihtimallerindeki etkileri, ^{150}Nd , ^{154}Sm ve ^{168}Er iyi deforme çekirdekleri ele alınarak incelenmiştir. Çekirdek geçiş matris elemanlarının analitik özelliklerinden yararlanarak, rezidü teoremi ve kontur integralleri yardımıyla manyetik dipol geçişlerinin enerji ağırlıklı toplam kurallarının deformasyon bağımlılığını içeren analitik bağıntılar elde edilmiştir. FR-QRPA yaklaşımının taban durumu korelasyonları üzerindeki etkisinin, R-QRPA yaklaşımının etkisinden yaklaşık \approx %20 daha güçlü olduğu görülmüştür. Enerji ağırlıklı toplam kuralının sayısal sonuçları, farklı biçime sahip seviyeler arasındaki M1 geçiş ihtimallerinin deneysel verilere uygun olarak keskin bir biçimde azaldığını göstermiştir. Çok parçacıklı bir sistem olan atom çekirdeğini oluşturan

nükleonların (nötronlar ve protonlar) arasındaki nükleer kuvvet yasası bilinmediğinden çekirdek yapısının incelenmesinde söz konusu kuvvetler için farklı modeller kullanılır. Bu modellerin temeli çekirdek parçacıkları arasındaki efektif etkileşme kavramına dayanmaktadır. Bu kavrama göre çekirdek içerisinde kolektif uyarılmalardan, çekirdek ortalama alanında birbirinden bağımsız hareket eden nükleonlar arasındaki efektif kuvvetler sorumludur. Belirli problemlerin çözümünde olayın karakterine uygun olarak efektif kuvvetlerin en önemli bileşeni seçilerek bilinen yaklaşımlar kullanılır ve analitik ve sayısal hesaplamalar yapılır. Böylece nükleer çok-parçacık problemi sınırlı serbestlik derecesi daha küçük olan bir probleme indirgenmiş olur. Bu yolla elde edilen sonuçlar uygun deneysel verilerle karşılaştırılarak çekirdek modellerinde kullanılan parametreler tespit edilir. Bu çerçevede teorinin öngörülerinin kanıtlanması, kullanılan yöntemlerin başarısını teyit etmeye imkan sağlar. Çekirdek yapısının incelenmesinde kabuk modelini baz alan mikroskobik modeller son zamanlarda başarılı bir şekilde kullanılmaktadır. Ancak problemin çok karmaşık olmasından dolayı çekirdek yapısının incelenmesinde bu modeller çerçevesinde yaklaşık hesaplama yöntemlerinden istifade edilir [1]. Böyle bir problemin hareket denklemleri Green fonksiyonları metodu [2], sonlu Fermi sistem teorileri [3], Tamm-Dancoff Yaklaşımı (TDA) ve Rasgele Faz Yaklaşımı metotları (RPA) yardımıyla elde edilir [4]. Bunların hepsi çok-parçacık sisteminde incelenen kolektif hareketi açıklamada yeterince başarılı olurlar. Bununla birlikte çekirdek fiziğinde tam çözüm veren modeller, elektrik ve manyetik indirgenmiş geçiş ihtimallerinin, α - ve β - geçiş olasılıklarının tahmin edilmesinde çok önemli bir yere sahiptir.

Çağdaş çekirdek fiziğinin başarılı metotlardan birisi de, çok parçacık sistemlerin kuantum teorisinde yaygın olarak kullanılan ve çeşitli versiyonları olan yaklaşık ikinci kuantumlanma formalizmidir [5,6]. Bu formalizmde çok parçacık sistemlerin incelenmesinde en yaygın kullanılan metotlar RPA ve TDA yöntemleridir [1].

RPA son zamanlarda çekirdek fiziğinde en yaygın kullanılan metotlardan birisidir. Bu metod çekirdek fiziğinde değişik nükleer reaksiyonların şiddetlerini, etkin kesitlerini, elektromanyetik bozunum ihtimallerini, beta ve çift beta bozunum geçişlerini hesaplamada ve diğer nükleer oluşumlarda yaygın bir biçimde kullanılır. Nükleonlar arasında çiftlenme etkilerinin kuvvetli olduğu çekirdeklerde RPA'nın kuaziparçacık versiyonu olan QRPA yaklaşımı kullanılır.

QRPA yaklaşımı, düşük enerjili çok kutup titreşimlerini ve dev rezonansları [7] ve deforme çekirdeklerde gözlenen makas mod uyarılmalarını [8-11] açıklamada başarılı bulundu. Fakat bu yaklaşımda, parçacık-deşik etkileşmelerinin yanı sıra parçacık-parçacık (p-p) etkileşmelerinin de yer aldığı kolektif uyarılmaların enerjilerinin ve beta ve çift beta geçiş matris elemanlarının deneysel verilerinin açıklanmasında bilinen zorluklarla karşılaşmaktadır. Bu çerçevede yapılan hesaplamalarda en düşük QRPA çözümü p-p etkileşme sabitinin fiziksel değerlerinde sıfır olmakta ve geçiş matris elemanlarının etkileşme sabiti üzerinde yapılan çok küçük bir değişiklik bile hesaplamaları oldukça hassas hale getirmektedir. Bunun sonucunda β - ve $\beta\beta$ - geçiş matris elemanları deneysel verilerden kat-kat düşük değerlere sahip olmaktadır. Sonuçların χ_{pp} sabitine bu kadar bağımlı ve hassas olması teoremin güvenilirliğine gölge düşürmektedir. Özdeş parçacıklara uygulanan QRPA yaklaşımında, pp ve nn kuadropol-kuadropol kuvvet sabitlerinin büyük değerleri için de benzer çökmenin meydana geldiği bilinen gerçeklerdendir. Bu zorlukların esas nedeni QRPA da kullanılan kuazibozon (QBA) yaklaşımıdır. Bilindiği gibi QRPA, iki kuaziparçacık hallerini bozonlar olarak kabul eden kuazibozon yaklaşımına (QBA) dayandırılır. Bu yaklaşımda kolektif uyarılmaların dalga fonksiyonları, spinleri tam sayı olan kuaziparçacık çiftlerinin superpozisyonu olarak kabul edilir. Matematiksel hesaplamalarda bu dalga fonksiyonlarına karşılık gelen operatörlerin bozon komutasyon bağıntılarındaki bilineer kuaziparçacık terimleri ihmal edilmektedir. Diğer bir deyimle, iki kuaziparçacıklı fermion çiftlerine karşılık gelen operatörlerin bozonlar olarak var sayılması Pauli ilkesinin bozulmasına neden olmaktadır. Bu varsayım QRPA da yukarıda sözünü ettiğimiz zorluklarının meydana gelmesine neden olmaktadır. Bu zorlukları aşmak için değişik bir çok teoriler ileri sürülmüş fakat bunlar da problemin tam olarak çözülmesinde yeterince başarılı olamamışlardır [12]. Bu problemi özdeş parçacıklar durumunda çözmek için [13-15] yıllar önce, Pauli prensibini yaklaşık bir biçimde göz önüne alan ve Renormalize QRPA (R-QRPA) yaklaşımı olarak adlandırılan yeni bir yaklaşım önerilmiştir. Daha sonra yük alış-verişli kuvvetlerin sorumlu olduğu uyarılmalar için özdeş olmayan proton-nötron (pn) R-QRPA metodu formülüne edilmiştir [16]. Bu yaklaşımın proton-nötron eşlemeli genişletilmiş bir versiyonu çift beta geçişlerine uygulanmıştır [17]. R-QRPA yaklaşımı, çift beta bozunumu için yapılan önceki çalışmalarda da yoğun bir biçimde kullanılmıştır [18,19]. Ancak R-QRPA yaklaşımının başlıca eksiliği Ikeda Toplam Kuralını (ISR) ihlal etmesidir [19,20]. Bunun esas sebebi QBA da ihmal edilen tüm bilineer operatörlerin ortalama değerlerinin R-QRPA yaklaşımdaki iki kuaziparçacık bozon operatörlerinin komutasyon bağıntılarında göz önüne

alınmış olmasıdır. Bu varsayım komutasyon bağıntılarında Pauli ilkesini restore etmesine rağmen, hareket denklemlerinin komutasyon bağıntılarında bulunan bir çok terimin ihmal edilmesine neden olmaktadır. Buna göre model Hamiltoniyeninde bulunan ve saçılma terimleri olarak adlandırılan bir çok terim devre dışı bırakılmaktadır. Bunun sonucunda ise R-QRPA da ISR ve farklı bir çok toplam kuralı korunmamaktadır.

R-QRPA yaklaşımın başlıca eksikliği, sadece izospin ve spin matrislerinin komutasyon ilişkilerine, tamlık bağıntısı ve parçacık sayısının korunmasına dayandırılan ISR'nin korunmamasıdır. R-QRPA'nın bu eksikliğini ortadan kaldırmak için son on yılda farklı yöntemler geliştirilmiştir. Bu yöntemler ya model Hamiltoniyenindeki saçılma terimlerini ihmal etmiş ya da bu terimler arasındaki komütatörleri önemsememiştir. Bu çalışmalardan bazıları bifermyon operatörlerinin tam komutasyon bağıntılarında kuaziparçacık sayısı operatörü yerine ortalama değerini alarak, operatör denklemlerinin taban hali tahmininde kuaziparçacık sayısı operatörünü dikkate almamıştır. Ancak bu eksiklik ne öz-uyumlu QRPA yaklaşımında [21] ne de ikinci mertebeli QRPA [20] ve öz-iteratif BCS+RQRPA [22] yaklaşımlarında giderilememiştir. Bifermyon operatörlerinin bozon genişlemesinde üç (veya daha fazla) bozon hallerinden gelen katkılar ihmal edildiğinde ikinci dereceden QRPA, ISR'nin bozunumu ancak yüzde 5 seviyesinde azaltabilmektedir. Çalışma [21] de ileri sürülen ISR'nin restorasyonu aslında, sadece tek-seviyeli özel bir model için çalışır ve gerçeğe uygun bir durum için genelleştirilemez [22]. Şematik modelde ISR sadece $N=Z$ için gerçekleşir [23]. R-QRPA yaklaşımında ISR [24] veya QRPA çerçevesinde EWSR restore edilmek istenirse [25], saçılma terimlerini içeren fonon operatörlerini modife etmek kaçınılmaz olur. Bu yaklaşımlar iki kuaziparçacıklı kuazibozon durumlarındaki uyarılmış hallerin fonon yapısını ve saçılma terimlerini temsil eder. Bu ise çok fazla yeni serbestlik dereceleri verir ve parçacık sayısının korunmamasından dolayı düşük enerjili sahte halleri oluşmasına neden olur.

Son zamanlarda [26] makalesinde fiziğin değişmezlik prensiplerine dayanarak Pauli prensibini taban halinde göz önüne alan ve Ikeda toplam kuralını koruyan bir yöntem geliştirildi ve Tamamen Renormalize QRPA (FR-QRPA) olarak adlandırıldı. Fizikte kullanılan değişmezlik prensipleri yardımıyla efektif etkileşmelerin verilen kuaziparçacık yapısından yola çıkarak, kuaziparçacık sayısını ve açısal momentumu koruyan bir fonon operatörü oluşturuldu. Hallerin fonon yapısı ile Hamiltoniyen arasındaki tam uyumdan dolayı fononları, iki-kuaziparçacıklar ve saçılma halleri olmak üzere ikiye ayıran FR-RQRPA

yaklaşımı, düşük enerjili sahte çözümlerden bağımsızdır ve ISR yi tam olarak gerçeklemektedir.

QRPA ötesi yaklaşımlarda yapılan hesaplamalar, hareket denklemlerinin lineer olmayan karmaşık bir sisteminin çözümünü gerektirir. Böyle bir durumda λ^π çok kutupluluklar için ayrı ayrı tüm RPA çözümleri göz önüne alınmalıdır. Gerçekten bu yaklaşımda yapılan çalışmalar [18,19], $\lambda^\pi=1^-$ ve 1^+ gibi küçük çok kutuplulukların taban hal korelasyonlarına katkılarının diğer daha büyük çok kutuplulukların katkılarından daha önemli olduğunu göstermiştir. Buna göre teorik incelemelerimizde QRPA Hamiltoniyen özdeğerlerini yalnız $\lambda^\pi=1^-$ ve 1^+ çok kutuplulukları için hesaba kattık. Bilindiği gibi R-QRPA yaklaşımı ve bu yaklaşımın değişik versiyonlarında çekirdeğin tek-parçacık Hamiltoniyeninin bir çok simetrisini bozan Kabuk (Shell) modeli kullanılır. Bundan dolayı deforme çekirdeklerde 1^+ hallerine dönme hareketinden meydana gelen sahte hal karışırken [9], 1^- dipol titreşimleri de kütle merkezi hareketinden [4] doğan sıfır enerjili sahte karışım ihtiva eder. Kırılmış simetrisinin etkisini ihmal etmenin fiziksel bir altyapısı olmamasına rağmen tüm R-QRPA hesaplamalarında $\lambda=1$ olan uyarılmaların tasviri, model Hamiltoniyeninin kırılmış simetri etkilerini ve sahte halleri dikkate almadan yerine getirilmiştir. Hamiltoniyenin kırılmış değişmezliğinden doğan etkilerinin küçük olduğunu hesaplama yapmadan iddia etmek ise hiç doğru değildir. Örneğin [27] referansında, kütle sayısının artmasıyla çekirdek yarıçapının davranışını düzgün ifade etmek için öteleme değişmezliğin göz önüne alınmasının şart olduğu gösterilmiştir. Bundan başka, deforme çekirdeklerde dönme değişmezliğin restorasyonunun ve sıfır enerjili sahte halin gerçek titreşimlerden yalıtılmasının makas modun ayrışımında bir artış meydana getirdiği ve düşük enerjili 1^+ hallerin güçlü kolektifleşmesine sebep olduğu iyi bilinen bir gerçektir [8,9]. Thouless [4], sahte hallerin QRPA da kolektif uyarılmaların sıfır enerjili bir dalı olduğunu teorik olarak göstermiştir. Sahte hallerin dalga fonksiyonları gerçek titreşim dalga fonksiyonlarıyla tam set oluşturduklarından tüm QRPA ve daha yüksek versiyonlarında güvenilir sonuçlara ulaşmak için bu hallerin birbirlerinden yalıtılması çok önemlidir. Sahte hallerin RPA'nın en kolektif çözümleri ve sıfır enerjili olduğunu düşünüldüğünde, bunların taban hal korelasyonlarında ne çok önemli bir yere sahip oldukları açıkça görülmektedir. Buna göre de sahte hallerin düşük enerjili seviyelere ve taban hal korelasyonlarına katkılarının çok büyük olacağı anlaşılır. Sahte hallerin bu yanı bugüne kadar hiç araştırılmamıştır. Sahte haller dahil tüm RPA çözümlerini hesaba katan bu çalışmamız bu konuda bir ilktir.

Bu tezde yapılan diğer bir çalışma ise, biçim değişmesiyle çekirdek geçiş ihtimallerinin azalmasıdır. Deneysel incelemeler ağır çekirdeklerdeki elektromanyetik geçiş matris elemanlarının toplam kurallarının teorik değerlerinin, bunlara karşılık gelen deneysel değerlerden 1,5-2 kat daha büyük olduğunu göstermektedir [28]. Günümüzde deney ile teori arasındaki bu uyumsuzlukların nedeni tam olarak açıklanamamıştır. Bu çalışmada QRPA çerçevesinde çekirdek geçiş matris elemanlarının analitik özelliklerinden yararlanarak, rezidü teoremi ve kontur integralleri yardımıyla manyetik dipol geçişlerinin enerji ağırlıklı toplam kurallarının deformasyon bağımlılığını içeren analitik bağıntı elde edilmiştir. Bu çerçevede ^{140}Ce ve ^{154}Sm çekirdekleri için yapılan sayısal hesaplamalar farklı biçime sahip seviyeler

arasındaki geçiş ihtimallerinin deneysel verilere uygun olarak keskin bir biçimde azaldığını göstermiştir.

Bu tez çalışmasında geliştirdiğimiz [29] dönme değişmez FR-QRPA metodu, temel hal korelasyonlarını göz önüne alan QRPA ötesi çalışmalarda güvenilir sonuçlar elde etmek için gelecek vadeden bir yöntem olduğunu göstermiştir.

İkinci bölümde Tamamen Renormalize QRPA (FR-QRPA) yönteminin özdeş parçacıklar durumunda yeni bir dönme değişmez modeli geliştirilmiştir. Bu modelin deforme çekirdeklerin kolektif uyarılma modlarının, çekirdek yapısının, taban hal korelasyonlarının ve nükleer kuvvetlerin incelenmesindeki önemine geniş yer verilmiştir. Çekirdek yapısının incelenmesinde yaygın olarak kullanılan R-QRPA ve QRPA yaklaşımları hakkında geniş bilgiler verilmiştir. Daha sonra FR-QRPA temsiline temel hal ortalama kuaziparçacık sayısı için analitik bir ifade elde edilmiştir. Bu modelde Hamiltoniyenlerin simetri kırımlarının ve bu kırımlardan dolayı meydana gelen sahte hallerin çekirdek taban hal korelasyonlarındaki ve çekirdek uyarılmalarının geçiş ihtimallerindeki etkileri ^{150}Nd , ^{154}Sm ve ^{168}Er iyi deforme çekirdekleri ele alınarak incelenmiştir. Bölüm 3.' de deforme çekirdeklerin tek-parçacık Nilsson modeli ele alınmıştır. Bu bölümde açıklanan 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 enerjilerinin ve dalga fonksiyonlarının, teoremin güvenilir öngörülerini bakımından çok önemlidir. Tez çalışmasında deforme çekirdeklerin incelenmesinde kullanılan Woods-Saxon potansiyelinin derinliğinin sonlu olmasından ve çekirdek yüzey kesiminin kalınlığını ve yoğunluk dağılımını doğru tasvir etmesinden dolayı elde edilen başarıları vurgulanmıştır. Bölüm 4.' de çekirdek geçiş matris elemanlarının analitik özelliklerinden yararlanarak, rezidü teoremi ve kontur integralleri yardımıyla manyetik dipol geçişleri için enerji ağırlıklı toplam kurallarının deformasyon bağımlılığını içeren analitik bağıntılar elde edilmiştir. Manyetik dipol geçiş matris elemanlarının toplam kurallarının sayısal değerlerinin azalmasında çekirdek biçiminin önemini belirlemek amacıyla geçiş ve deforme bölgede yerleşen çekirdekler irdelenmiştir. Bu bölümde elde edilmiş analitik bağıntıların yardımıyla ^{140}Ce ve ^{154}Sm çekirdeklerinde M1 geçiş matris elemanlarının enerji ağırlıklı toplam kurallarının, uyarılmış seviyelerinin deformasyon parametresine bağlı olarak değişimi sayısal olarak incelenmiştir. Bölüm 5.'de, tez çalışmasında elde edilen sonuçlar bölümlere göre sıralanarak teorik ve deneysel bakımdan gerekli olan incelemeler önerilmiştir.

BÖLÜM 2. TAMAMEN RENORMALİZE KUAZİPARÇACIK RASGELE FAZ YAKLAŞIMI (FR-QRPA)

2.1. Restore Edici Kuvvetler ve Dönme Değişmezliğin Restorasyonu

Çekirdek içerisinde korelasyonlu taban halindeki sistemin kuaziparçacık özellikleri, kuaziparçacıklar arasındaki etkileşmenin bir sonucu olarak modife olurlar. QRPA enerjileri de modife özelliklere sahip olan kuaziparçacıkları ihtiva ettiğinden sonuçta kendileri de modife olurlar. QBA tek-kuaziparçacıklar arasındaki ve kuaziparçacıklar ile saçılma terimleri olarak adlandırılan iki kuaziparçacık çiftleri arasındaki etkileşmeleri ihmal ettiğinden, QRPA bizzat kuaziparçacık enerjisinin modifikasyonunu tek başına ele alamaz. R-QRPA kuaziparçacık enerjilerinin modifikasyonundan sorumlu olan komutator biçimindeki operator denklemlerinin taban hali beklenen değerindeki bazı terimleri ihmal eder. Bunun sonucunda QRPA da olduğu gibi R-QRPA da da kuaziparçacık enerjileri modife olamaz. R-QRPA da model Hamiltoniyenindeki saçılma terimlerinin bir kısmı da ihmal edildiğinden kuaziparçacık sayısı ve toplam açısal momentum korunmaz ve bunun sonucunda ise gerçek çözümlere sıfır enerjili sahte haller karışır. Bu durum yük-alışverişli etkileşmelerin sorumlu olduğu proseslerde ISR toplam kuralının korunmamasına sebep olur. Bu ise metodun verdiği sonuçlarda güven kaybına neden olur. Ayrıca R-QRPA gerçek çözümlere sıfır enerjili sahte çözümlerin karışmasını dikkate almayıp bunları ihmal ettiğinden tamamen doğru bir teori değildir. Bu durum deney sonuçlarını açıklamakta bilinen zorluklara neden olur. Sıfır enerjili sahte halin gerçek titreşimlerden yalıtılması mikroskobik modellerin temel görevlerinden birisidir. Bundan başka deforme çekirdeklerin tek-parçacık Hamiltoniyenleri, ortalama alan potansiyellerindeki aksel simetrik izovektör ve izoskaler terimlerinden dolayı dönme dönüşümler altında değişmez değildirler. Bu yüzden 1^+ seviyelerine sıfır enerjili sahte hallerin karışımı söz konusudur.

Deforme çekirdeklerde 1^+ hallerini doğru inceleyebilmenin temel problemi, sahte halleri titreşim seviyelerinden ayırmaktır. QRPA yaklaşımının sahte halleri ayırmak için kullandığı ayrıntılı tanım çalışma [4] de verilmiştir. Bu metot ağır deforme çekirdeklerdeki makas mod

titreşimlerinin incelenmesine uygulanmıştır. Ancak bu incelemeler restore edici kuvvetlerin izoskaler kısmı ile sınırlandırılmıştır. Restore edici izoskaler etkileşmelerin yanı sıra, izovektor kuvvetlerini de göz önüne alan ayrıntılı incelemeler [9] makalesinde yapılmıştır.

Bu tez çalışmasında FR-QRPA da 1^+ hallerinin bir dönme değişmez modelini formalize etmek için çalışma [9] da önerilen modeli kullandık. Bu metodu $\omega=0$ dönme sahte halini fiziksel uyarılmalardan ayırma problemine uyguladık ve daha çok taban durumu korelasyonlarının sonucu ile ilgilendik.

Şimdi aksel simetrik ortalama bir alanda çiftlenme kuvvetleri yoluyla etkileşen nükleonlar sistemini ele alalım. Bu durumda sistemin uygun tek parçacık Hamiltoniyeni

$$H_{sqp} = \sum_s E_s(\tau) \left[\alpha_s^+(\tau) \alpha_s^+(\tau) + \alpha_s^-(\tau) \alpha_s^-(\tau) \right] \quad (2.1.1)$$

şeklinde verilir. Burada $E_s = \sqrt{(\epsilon_s - \lambda)^2 + \Delta^2}$ nükleonların tek-kuaziparçacık enerjileri, λ ve Δ sırasıyla süperakışkan modelin kimsayasal potansiyel ve gap parametreleridir. $\alpha_s^+(\alpha_s^-)$, kuaziparçacık yaratma (yoketme) operatörü ve $|\tilde{s}\rangle$ ise deforme potansiyelde hareket eden $|s\rangle$ tek-parçacık dalga fonksiyonunun zaman eşleniğidir. Çalışma [8,9] a göre, tek-kuaziparçacık Hamiltonyeninin kırılmış dönme değişmezliğini restore edici ayrılabilir izoskaler (h_0) ve izovektör (h_1) efektif etkileşmeleri aşağıdaki şekilde seçilebilir:

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_v T_v^{(0)+} T_v^{(0)} \quad (2.1.2)$$

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_v T_v^{(1)+} T_v^{(1)} \quad (2.1.3)$$

$$T_v^{(0)} = [H_{sqp} - V_1, J_v] \quad \text{ve} \quad T_v^{(1)} = [V_1, J_v] \quad (2.1.4)$$

Burada V_1 , çekirdek ortalama alanının izovektör kısmı [30] ve J_v ler ise açısal momentumun küresel birleşenleridir ($K^\pi=1^+$ uyarılmaları için $v=\pm 1$ dir). Aşağıda verilen

$$\gamma^{(v)} = [J_v^+, [H_{sqp}, J_v]]_{FR-QRPA}, \quad \gamma_1^{(v)} = [J_v^+, [V_1, J_v]]_{FR-QRPA} \quad (2.1.5)$$

$$\gamma^{(-1)} = \gamma^{(+1)} = \gamma, \quad \gamma_1^{(-1)} = \gamma_1^{(+1)} = \gamma_1 \quad (2.1.6)$$

$$\gamma_0 = \gamma - \gamma_1, \quad \gamma = \gamma_n + \gamma_p, \quad \gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p$$

izoskaler ve izovektör çiftlenim parametreleri, ortalama alan potansiyelinin parametreleri tarafından öz-uyumlu olarak belirlendiğinden teori serbest parametre içermemektedir.

Şimdi h_0 ve h_1 restore edici kuvvetlerinin ve $(V_{\sigma\tau})$ izovektör spin-spin etkileşmelerinin deforme çekirdeklere 1^+ durumlarını oluşturduğunu kabul ederek model Hamiltoniyenini aşağıdaki şekilde yazabiliriz:

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau} \quad (2.1.7)$$

Burada spin-spin etkileşmesi

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \chi_{\sigma\tau} \sum_{i \neq j} (\vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j) (\vec{\tau}_i \vec{\tau}_j) \quad (2.1.8)$$

şeklinindedir. $\vec{\sigma}$ ve $\vec{\tau}$, sırasıyla spin ve izospini temsil eden Pauli matrisleridir. Hamiltoniyenin (2.1.7) şeklinde seçilmesi, titreşim hallerine karışan sahte dönme dalının yalıtılmasına imkan sağlamaktadır.

Kolektif uyarılmaların spektrumunu genellikle kuaziparçacık kavramı kullanılarak elde edilir. Bu amaçla J_v tek-parçacık açısız momentum ve σ_v spin operatörlerini içine alan Hamiltoniyenine, Bogolyubov kanonik (u, v) dönüşümünü uygulayabiliriz. Kuaziparçacık temsilinde J_v operatörü kuazibozon ve saçılma terimlere olarak iki kısma ayrılır:

$$J_v = \sqrt{2} \sum_{ss'} [\langle s | j_v | s' \rangle (u_s v_{s'} C_{ss'}^+ - u_{s'} v_s C_{ss'} + \frac{1}{\sqrt{2}} u_s u_{s'} D_{ss'} + \frac{1}{\sqrt{2}} v_s v_{s'} D_{ss'}^+ - \langle s | j_v | \tilde{s}' \rangle (u_s v_{s'} \bar{C}_{ss'}^+ - u_{s'} v_s \bar{C}_{ss'} + \frac{1}{\sqrt{2}} u_s u_{s'} \bar{D}_{ss'} + \frac{1}{\sqrt{2}} v_s v_{s'} \bar{D}_{ss'}^+)] \quad (2.1.9)$$

Burada

$$C_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho=\pm} \alpha_{s'\rho} \alpha_{s-\rho}, \quad D_{ss'} = \sum_{\rho=\pm} \rho \alpha_{s-\rho}^+ \alpha_{s'-\rho} \quad (2.1.10)$$

$$\bar{C}_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho=\pm} \rho \alpha_{s'\rho} \alpha_{s\rho}, \quad \bar{D}_{ss'} = \sum_{\rho=\pm} \alpha_{s-\rho}^+ \alpha_{s'\rho} \quad (2.1.11)$$

ve $\langle s | j_v | s' \rangle$ ise, j_v açısal momentum operatörünün tek parçacık matris elemanlarıdır. $\rho=\pm$ ise sırasıyla normal hal ve zaman eşleniğini tanımlar. $\bar{s} = \frac{1}{2} \bar{\sigma}$ spini için matris elemanı (2.1.9)

da $j_v \rightarrow s_v$ yazılarak elde edilebilir. $|v|=1$ durumunda (2.1.9) eşitliğindeki $\langle s | j_v | \tilde{s}' \rangle$ ve $\langle s | j_v | \tilde{s} \rangle$ matris elemanları sadece $K=1/2$ olan tek-parçacık durumlarında sıfırdan farklıdır. Çift-çift deforme çekirdekler için kolektif uyarılmaların modife olmuş fonon operatörü FR-QRPA da,

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'\tau} [X_{ss'}^i(\tau) \tilde{C}_{ss'}^+(\tau) - Y_{ss'}^i(\tau) \tilde{C}_{ss'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (2.1.12)$$

$$\sum_{ss'\tau} [X_{ss'}^i{}^2(\tau) - Y_{ss'}^i{}^2(\tau)] = 1 \quad (2.1.13)$$

şeklinde yazılabilir. Burada aşağıdaki ifadeleri tanımladık [26]:

$$\tilde{C}_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{G_{ss'}}} \left(C_{ss'} + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{u_s v_s D_{ss'} - u_{s'} v_{s'} D_{ss'}^+}{v_{s'}^2 - v_s^2} \right) \quad (2.1.14)$$

$$\tilde{C}_{ss'}^+ = \frac{1}{\sqrt{G_{ss'}}} \left(C_{ss'}^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{u_s v_s D_{ss'}^+ - u_{s'} v_{s'} D_{ss'}}{v_{s'}^2 - v_s^2} \right) \quad (2.1.15)$$

$$[\tilde{C}_{ss'}, \tilde{C}_{qq'}^+] = \frac{1}{G_{ss'}} (\delta_{sq} \delta_{s'q'} - \delta_{s'q} \delta_{sq'}) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{u_s^2 - v_s^2}{v_{s'}^2 - v_s^2} B_{ss} + \frac{1}{2} \frac{u_{s'}^2 - v_{s'}^2}{v_{s'}^2 - v_s^2} B_{s's'} \right) \quad (2.1.16)$$

Burada

$$G_{ss'} = 1 - \frac{1}{2} \frac{u_s^2 - v_s^2}{v_{s'}^2 - v_s^2} \bar{B}_{ss} + \frac{1}{2} \frac{u_{s'}^2 - v_{s'}^2}{v_{s'}^2 - v_s^2} \bar{B}_{s's'}, \quad B_{qq'} = \sum_{\rho=\pm} \alpha_{q\rho}^+ \alpha_{q'\rho} \quad (2.1.17)$$

$$[B_{ss'}, B_{qq'}^+] = [D_{ss'}, D_{qq'}^+] = \delta_{s'q'} B_{sq} - \delta_{sq} B_{s'q'}^+ \quad (2.1.18)$$

dir. Yeniden normlama katsayısı $G_{ss'}$, Pauli prensibine bağlı dışarlama etkisini (saçılma terimleri, tam komutasyon v.s.) de içerir. Bu katsayısının esas özelliği şudur: Sistemi uyararak için kuaziparçacıklar daha yüksek enerjili seviyelere geçmek isterler fakat bu seviyeler dolu olduğunda Pauli ilkesi buna izin vermez. Buna göre de bu seviyelere geçiş ihtimali $G_{ss'}$ çarpanının sahip olduğu değer kadar azalmış olur. $|\Psi_0\rangle$ çift-çift çekirdeğin taban durumuna uygun gelen fonon vakumudur, diğer bir deyimle $Q_i|\Psi_0\rangle=0$ dir. $\tilde{C}_{ss'}(\tilde{C}_{ss'}^+)$, bifermyon yaratma (yoketme) operatörünü tanımlar ve $\langle\Psi_0|[\tilde{C}_{ss'},\tilde{C}_{qq'}^+]|\Psi_0\rangle=\delta_{sq}\delta_{s'q'}-\delta_{s'q}\delta_{sq}$ dir. Kolektif uyarılma dalga fonksiyonlarının diklik ve birleme (normlama) koşulları ile $\tilde{C}_{ss'}$ ve $\tilde{C}_{ss'}^+$ nin renormalize formu olan (2.1.14) ve (2.1.15) ifadeleri, Q_i operatörleri için $[Q_i,Q_i^+]=\delta_{ii'}$ bozon komutasyon koşulunu sağlarlar.

FR-QRPA temsilinde (2.1.7) Hamiltoniyenine dahil edilen J_{+1} , σ_{+1} , $T_{+1}^{(0)}$ ve $T_{+1}^{(1)}$ operatörlerinin bağıntıları çok sade bir biçimde aşağıdaki şekilde ifade edilirler:

$$J_{+1} = \sqrt{2} \sum_{ss'} \sqrt{G_{ss'}} j_{ss'} (u_s v_{s'} \tilde{C}_{ss'}^+ - u_{s'} v_s \tilde{C}_{ss'}) \quad (2.1.19)$$

$$\sigma_{+1} = \sqrt{2} \sum_{ss'} \sqrt{G_{ss'}} \sigma_{ss'} (u_s v_{s'} \tilde{C}_{ss'}^+ - u_{s'} v_s \tilde{C}_{ss'})$$

$$T_{+1}^{(0)} = \sqrt{2} \sum_{ss'} \sqrt{G_{ss'}} t_{ss'}^{(0)} (u_s v_{s'} \tilde{C}_{ss'}^+ + u_{s'} v_s \tilde{C}_{ss'}), \quad (2.1.20)$$

$$T_{+1}^{(1)} = \sqrt{2} \sum_{ss'} \sqrt{G_{ss'}} t_{ss'}^{(1)} (u_s v_{s'} \tilde{C}_{ss'}^+ + u_{s'} v_s \tilde{C}_{ss'})$$

$$j_{ss'} = \langle s | j_{+1} | s' \rangle, \quad t_{ss'}^{(0)} = E_{ss'} j_{ss'} \quad \text{and} \quad t_{ss'}^{(1)} = (V_1)_{ss'} j_{ss'}. \quad (2.1.21)$$

Burada $E_{ss'} = E_s + E_{s'}$ iki-kuaziparçacık enerjileri, $(V_1)_{ss'} = (V_1)_s + (V_1)_{s'}$ ve $(V_1)_q = \langle q | V_1 | q \rangle (u_q^2 - v_q^2)$ dir. Ayrıca (s_{+1}) spin ve (j_{+1}) açısal momentum operatörlerinin tek-parçacık matris elemanları sırasıyla $s_{ss'}$ ve $j_{ss'}$ şeklinde gösterilir. Bundan böyle notasyonu basitleştirmek amacıyla (ss') çift indisi yerine μ indisini kullanacağız.

Ele alınan dönme değişmez QRPA yöntemini FR-QRPA ve R-QRPA yaklaşımları için genelleştirelim. Bunun için (2.1.19)-(2.1.21) ifadelerinden yararlanarak (2.1.7) Hamiltoniyenini $\tilde{C}_{ss'}$ ve $\tilde{C}_{ss'}^+$ bifermyon operatörleri tasvirinde, tamamen harmonik titreşimlere karşılık gelen kuadratik bir biçimde yeniden yazabiliriz. Böylece verilen Hamiltoniyen için FR-QRPA temsilinde harmonik bir QRPA ifadesi elde edebiliriz. Buna göre FR-QRPA yaklaşımında, taban hali beklenen değerinde Pauli prensibini göz önüne alan ve açısal momentum ve parçacık sayısı korunan tamamen kapalı bağıntılar elde edebiliriz.

İncelediğimiz bu durum için Hamiltoniyenin özdeğer ve özfonksiyon problemini çözmek amacıyla RPA yaklaşımının bilinen prosedürlerini [1,7] kullanacağız. Bunun için

$$[H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (2.1.23)$$

hareket denkleminde yola çıkarak (2.1.12) fonon dalda fonksiyonundaki X_μ^i ve Y_μ^i özvektörleri için matris denklemini

$$\begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_\mu^i \\ Y_\mu^i \end{pmatrix} = \omega_i \begin{pmatrix} X_\mu^i \\ -Y_\mu^i \end{pmatrix} \quad (2.1.24)$$

şeklinde elde ederiz. A ve B matrisleri

$$A_{ss',qq'} = E_{ss'}^* - \frac{1}{\gamma_0} t_{ss'}^{(0)} L_{ss'} t_{qq'}^{(0)} L_{qq'} - \frac{1}{\gamma_1} t_{ss'}^{(1)} L_{ss'} t_{qq'}^{(1)} L_{qq'} + 2\chi_{\sigma\tau} \sigma_{ss'} L_{ss'} \sigma_{qq'} L_{qq'} \quad (25)$$

$$B_{ss',qq'} = \tilde{E}_{ss'} + \frac{1}{\gamma_0} t_{ss'}^{(0)} L_{ss'} t_{qq'}^{(0)} L_{qq'} + \frac{1}{\gamma_1} t_{ss'}^{(1)} L_{ss'} t_{qq'}^{(1)} L_{qq'} + 2\chi_{\sigma\tau} \sigma_{ss'} L_{ss'} \sigma_{qq'} L_{qq'} \quad (26)$$

şeklinde verilir ve

$$E_{ss'}^* = E_{ss'} + \tilde{E}_{ss'} \quad (2.1.27)$$

$$\tilde{E}_{ss'} = (E_s - E_{s'}) \frac{u_s v_s u_{s'} v_{s'}}{G_{ss'} (v_{s'}^2 - v_s^2)^2} (N_s - N_{s'}) \quad (2.1.28)$$

dir. Burada $N_q = \langle B_{qq} \rangle$, kuaziparçacıklar arasındaki etkileşmelerden dolayı modife olmuş taban haldeki kuaziparçacık sayısının tek parçacık enerji seviyesindeki ortalama değeridir. u_s ve v_s sırasıyla tek-kuaziparçacık enerji seviyelerinin dolu ve boş olma ihtimalini karakterize eden Bogolyubov katsayıları ve $L_{ss'} = u_s v_{s'} - u_{s'} v_s$, dir. N_q nin hesaplanması fermiyon-bozon dönüşümü [31] yardımıyla yapılabilir. Fonon temsiline geçildiğinde N_{qp} ortalama kuaziparçacık sayısı için aşağıdaki basit ifadeyi elde ederiz:

$$N_{qp} = 2 \sum_{i,q} Y_{qq'}^i{}^2 \quad (2.1.29)$$

FR-QRPA yaklaşımında, (2.1.27) ve (2.1.28) formüllerinden açık bir şekilde görüldüğü gibi $E_{ss'}^*$ iki-kuaziparçacık enerjileri, nükleonlar arası etkileşmeler nedeniyle modife olurlar. Kuaziparçacık enerjilerinin bu şekilde değişmesinden dolayı geçiş matris elemanları ve efektif çekirdek etkileşmeleri de değişime uğrar. R-QRPA yaklaşımında $N_s - N_{s'}$ ifadesini içeren terimlerin ihmal edilmesinden dolayı (2.1.28) ifadesi sıfır olur ve kuaziparçacık enerjileri değişmez.

Uzun ve yorucu hesaplamalara yer vermeden ve (2.1.24) matris denklemlerinin çözüm detaylarına girmeden RPA enerjileri ve dalga fonksiyonlarını belirleyen katsayılar için sadece çok gerekli olan denklemleri verelim. Özellikle 1^+ hallerinin uyarılma enerjisi için aşağıdaki seküler (dispersion) denklem alınır:

$$\omega_i^2 J_{eff}(\omega_i) = \omega_i^2 \left[J - 8\chi_{\sigma\tau} \frac{X^2}{D_\sigma} + \frac{\omega_i^2}{\gamma_1 - F_1} \left(J_1^2 - 8\chi_{\sigma\tau} \frac{JX_1^2 - 2J_1XX_1}{D_\sigma} \right) \right] = 0 \quad (2.1.30)$$

$$D_\sigma = 1 + \chi_{\sigma\tau} F_\sigma, \quad X = X_n - X_p, \quad \gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p, \quad J_1 = J_1^n - J_1^p \quad (2.1.31)$$

$$X_\tau = 2 \sum_{\mu}^{(\tau)} \frac{G_\mu E_\mu L_\mu^2 j_\mu s_\mu}{E_\mu^* E_\mu - \omega_i^2}, \quad \gamma_1^\tau = 2 \sum_{\mu}^{(\tau)} (V_1)_\mu L_\mu^2 j_\mu^2,$$

$$J_1^\tau = 2 \sum_{\mu}^{(\tau)} \frac{G_\mu (V_1)_\mu L_\mu^2 j_\mu^2}{E_\mu^* E_\mu - \omega_i^2}, \quad J = 2 \sum_{\mu} \frac{G_\mu E_\mu L_\mu^2 j_\mu^2}{E_\mu^* E_\mu - \omega_i^2}, \quad (2.1.32)$$

$$F_1 = 2 \sum_{\mu} \frac{G_\mu E_\mu (V_1)_\mu^2 L_\mu^2 j_\mu^2}{E_\mu^* E_\mu - \omega_i^2}, \quad F_\sigma = 8 \sum_{\mu} \frac{G_\mu E_\mu L_\mu^2 s_\mu^2}{E_\mu^* E_\mu - \omega_i^2},$$

$$X_1 = 2 \sum_{\mu} \frac{G_{\mu} (V_1)_{\mu} L_{\mu}^2 j_{\mu} s_{\mu}}{E_{\mu}^* E_{\mu} - \omega_i^2}$$

Burada \sum simgesi ile tüm nötron ve proton durumlarının toplamı kastedilirken, $\sum^{(\tau)}$ ile nötron ya da proton durumları üzerinden alınan toplam kastedilmektedir. (2.1.30) denkleminin çözümlerinden bir tanesi de, sahte dönme hale karşılık gelen ve izovektör restore edici kuvvetlerinin hiç bir katkısının bulunmadığı $\omega = 0$ durumudur. $J_{eff}(\omega = 0)$ fonksiyonunun statik limiti spin-spin kuvvetlerini ihtiva eden atalet momentini verir. (2.1.30) denkleminin geriye kalan $\omega > 0$ çözümleri, ilk iki-kuaziparçacık hallerinin eşik enerjisinden büyüktür. Bu yüzden dönme Hamiltoniyenin mevcut formuyla QRPA ve diğer versiyonlarının çözümleri hiç bir çöküntüye uğramaz.

Son olarak (2.1.12) fonon dalga fonksiyonundaki nötron-nötron ve proton-proton iki-kuaziparçacık katsayıları şu şekilde verilir:

$$X_{\mu}^n = \sqrt{\frac{G_{\mu}}{4\omega_i Z}} \frac{(E_{\mu}^* + \omega_i) j_{\mu} e_{\mu}^n - 8(E_{\mu} + \omega_i) \omega_i \chi_{\sigma\tau} \Phi_{\sigma} s_{\mu}}{E_{\mu}^* E_{\mu} - \omega_i^2} \quad (2.1.33)$$

$$X_{\mu}^p = \sqrt{\frac{G_{\mu}}{4\omega_i Z}} \frac{(E_{\mu}^* + \omega_i) j_{\mu} e_{\mu}^n + 8(E_{\mu} + \omega_i) \omega_i \chi_{\sigma\tau} \Phi_{\sigma} s_{\mu}}{E_{\mu}^* E_{\mu} - \omega_i^2} \quad (2.1.34)$$

$$Y_{\mu}^n = -\sqrt{\frac{G_{\mu}}{4\omega_i Z}} \frac{(E_{\mu}^* - \omega_i) j_{\mu} e_{\mu}^n + 8(E_{\mu} - \omega_i) \omega_i \chi_{\sigma\tau} \Phi_{\sigma} s_{\mu}}{E_{\mu}^* E_{\mu} - \omega_i^2} \quad (2.1.35)$$

$$Y_{\mu}^p = -\sqrt{\frac{G_{\mu}}{4\omega_i Z}} \frac{(E_{\mu}^* - \omega_i) j_{\mu} e_{\mu}^n - 8(E_{\mu} - \omega_i) \omega_i \chi_{\sigma\tau} \Phi_{\sigma} s_{\mu}}{E_{\mu}^* E_{\mu} - \omega_i^2} \quad (2.1.36)$$

Burada

$$e_{\mu}^{n(p)} = E_{\mu} \mp L_i V_{\mu}^{n(p)}, \quad \Phi_{\sigma} = \frac{\omega^2 J_1 X_1 - (F_1 - \gamma_1) X}{8\omega^2 \chi_{\sigma\tau} X_1^2 - (F_1 - \gamma_1) D_{\sigma}}, \quad L_i = \frac{X - \Phi_{\sigma} D_{\sigma}}{X_1} \quad (2.1.37)$$

şeklindedir. Böylece $Z(\omega_i)$ fonksiyonu (2.1.13) normalizasyon şartı ile elde edilir.

Şimdi dönme değişmez olmayan bazda spin-spin kuvvetlerinin 1^+ seviyelerini ürettiğini varsayalım. Bu modelde de dönme değişmez modelde kullandığımız aynı spin-spin kuvvetlerini ele alacağız. Yapılan matematiksel işlemler önceki problemdeki aynı olduğu için burada sadece gerekli denklemleri vereceğiz. Özellikle ω_i enerjileri için seküler denklem şu formda olur:

$$D_\sigma = 1 + \chi_{\sigma\tau} F_\sigma = 0 \quad (2.1.38)$$

Burada (2.1.12) fonon dalga fonksiyonundaki nötron-nötron ve proton-proton iki-kuaziparçacık katsayıları daha sade biçimde olur:

$$X_\mu^n = -\sqrt{\frac{G_\mu}{4\omega_i Z}} \frac{s_\mu L_\mu (E_\mu + \omega_i)}{E_\mu^* E_\mu - \omega_i^2}, \quad X_\mu^p = \sqrt{\frac{G_\mu}{4\omega_i Z}} \frac{s_\mu L_\mu (E_\mu + \omega_i)}{E_\mu^* E_\mu - \omega_i^2} \quad (2.1.39)$$

$$Y_\mu^n = -\sqrt{\frac{G_\mu}{4\omega_i Z}} \frac{s_\mu L_\mu (E_\mu - \omega_i)}{E_\mu^* E_\mu - \omega_i^2}, \quad Y_\mu^p = \sqrt{\frac{G_\mu}{4\omega_i Z}} \frac{s_\mu L_\mu (E_\mu - \omega_i)}{E_\mu^* E_\mu - \omega_i^2} \quad (2.1.40)$$

Burada

$$Z_\sigma = \sum_\mu \frac{G_\mu E_\mu s_\mu^2 L_\mu^2}{(E_\mu^* E_\mu - \omega_i^2)^2} \quad (2.1.41)$$

dir.

2.2. Kuaziparçacık Sayısının Ortalama Değeri

Kuaziparçacıklar arasındaki etkileşmelerin çift-çift çekirdeklerin taban durumlarına tesir ettiği iyi bilinen bir gerçektir. Temel hal dalga fonksiyonu az sayıda kuaziparçacık bileşenleri ihtiva etmektedir ve buna göre de kuaziparçacık vakumuna eşit değildir. QRPA dan farklı olarak FR-QRPA ve R-QRPA ortalama kuaziparçacık sayıları ihmal edilecek derecede küçük değildirler. Taban haldeki kuaziparçacık sayısının ortalama değeri taban hal korelasyonlarının bir ölçüsüdür. Çekirdek uyarılma enerjilerinin ve geçiş ihtimallerinin FR-QRPA ve R-QRPA çerçevesinde güvenilir sonuçların elde edilmesi için taban haldeki kuaziparçacık sayısının bilinmesi çok büyük önem arz etmektedir.

Kuaziparçacık sayısı operatörü, kuaziparçacık tasvirinde aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$B_{qq'} = \sum_{\rho=\pm} \alpha_{q\rho}^+ \alpha_{q'\rho} \quad (2.2.1)$$

Bu operatör fermiyon-bozon dönüşümü [31] yardımıyla FR-QRPA tasvirinde şu şekilde ifade edilir:

$$B_{qq} = \sum_i \tilde{C}_{qi}^+ \tilde{C}_{qi} \quad (2.2.2)$$

Burada qq , belirli kurallara göre tek-parçacık enerji seviyelerinin çiftlenmesini ve $i = 1, 2, 3$ indisi ise fonon hallerinin sırasını ifade etmektedir. İncelenen çift-çift çekirdeklerin temel hal fonksiyonu aynı zamanda fonon vakumudur, diğer bir deyişle

$$\tilde{C}_{ss'}(\tau) = \sqrt{2} \sum_{i,ss'} [X_{ss'}^i Q_i(\tau) + Y_{ss'}^i(\tau) Q_i^+(\tau)] \quad (2.2.4)$$

$$\tilde{C}_{ss'}^+(\tau) = \sqrt{2} \sum_{i,ss'} [X_{ss'}^i Q_i^+(\tau) + Y_{ss'}^i(\tau) Q_i(\tau)] \quad (2.2.5)$$

Burada Q_i fonon operatörleri $[Q_i, Q_{i'}^+] = \delta_{ii'}$ bozon komutasyon koşulunu sağlarlar. Şimdi (2.3.4) ve (2.3.5) ifadeleri (2.3.2) formülünde yerlerine yazılırsa kuaziparçacık sayısı operatörü, taban hali ortalama değerlerinin hesaplamasında çok yararlı olan Wick teoreminin [7] yardımıyla fonon tasvirinde normal şekilde aşağıdaki gibi ifade edilir [1]:

$$B_{qq} = 2 \sum_{i,i'} \left[(Y_{qk}^i Y_{qk}^{i'} + (X_{qk}^i X_{qk}^{i'} + Y_{qk}^i Y_{qk}^{i'}) Q_i^+ Q_{i'}) \delta_{ii'} + X_{qk}^i Y_{qk}^i (Q_i^+ Q_{i'}^+ + Q_i Q_{i'}) \right] \quad (2.2.6)$$

Şimdi (2.2.2) ifadesinin $|\Psi_0\rangle$ dalga fonksiyonuna göre ortalamasını aşağıdaki gibi ifade edelim:

$$N_q = \langle B_{qq} \rangle \quad (2.2.7)$$

Buna göre B_{qq} kuaziparçacık sayısı operatörünün (2.2.6) ifadesinden yararlanarak N_q kuaziparçacık sayısının taban haldeki ortalama değeri için aşağıdaki çok basit ifadeyi elde ederiz:

$$N_q = 2 \sum_{i,q'} Y_{qq'}^i{}^2 \quad (2.2.8)$$

Bundan sonra FR-QRPA, R-QRPA ve QRPA çerçevesinde yapılacak incelemelerde temel hal korelasyonları hesaplamaları N_q kuaziparçacık sayısının (2.2.8) ifadesinden yararlanarak yapılacaktır.

2.3. Kolektif 1^+ Seviyelerine M1 Geçiş İhtimali

Manyetik dipol uyarılmalarının en karakteristik özelliklerinden birisi de, bu seviyelerin taban halden M1 geçiş uyarılma ihtimalleridir. Yörüngesel (orbital) harekete karşılık gelen restore edici kuvvetler ve spin-spin etkileşmeleri manyetik dipol operatörünün l ve s bileşenlerini içerdiklerinden çekirdek taban durumundan 1^+ seviyelerine geçiş ihtimallerinin yükseleceği tahmin edilir. Manyetik dipol operatörü

$$\mathbf{M} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_{m,\tau} \left[(g_s^\tau - g_l^\tau) \mathbf{s}_m^\tau - g_l^\tau \mathbf{j}_m^\tau \right] \quad (2.3.1)$$

şeklinindedir. g_s^τ ve g_l^τ sırasıyla nükleonların spin ve yörüngesel jromagnetik oranlarıdır.

Şimdi \mathbf{M} operatörünü ikinci kuantum tasvirinde yazalım:

$$M_\tau = \sum_{(s\rho)} m_{s\rho s'\rho'}^\tau a_{s\rho}^{\tau+} a_{s'\rho'}^\tau \quad (2.3.2)$$

Burada $(s\rho)$ tüm $s\rho$ ve $s'\rho'$ lere göre toplamı ifade etmektedir ve

$$m_\mu^\tau = \left[(g_s^\tau - g_l^\tau) \mathbf{s}_\mu^\tau - g_l^\tau \mathbf{j}_\mu^\tau \right] \quad (2.3.3)$$

dir. (2.3.2) ifadesinde Bogolyubov dönüşümlerini kullanarak (2.1.19) ve (2.1.20) formüllerinin yardımıyla manyetik dipol operatörünü nötron (proton) sistemi için FR-QRPA temsilinde aşağıdaki şekilde ifade edebiliriz:

$$\vec{M} = \sqrt{2} \sum_{ss'} \sqrt{G_{ss'}} m_{ss'} (u_s v_{s'} \tilde{C}_{ss'}^+ - u_{s'} v_s \tilde{C}_{ss'}) \quad (2.3.4)$$

Şimdi (2.2.4) ve (2.2.5) formüllerinden yararlanarak M operatörünü fonon tasvirinde şu şekilde yazabiliriz:

$$M = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_{\mu} \sqrt{G_{\mu}} m_{\mu} L_{\mu} g_{\mu}^i (Q_i^+ + Q_i) \quad (2.3.5)$$

Burada

$$g_{\mu}^i = X_{\mu}^i + Y_{\mu}^i \quad (2.3.6)$$

dir. (2.3.6) eşitliğindeki X ve Y iki-kuaziparçacık katsayıları, dönme değişmez modelde (2.1.33)-(2.1.37) ve dönme değişmez olmayan modelde ise (2.1.39) ve (2.1.40) bağıntılarıyla ifade edilmektedir. Dalga fonksiyonunun (2.1.12) ifadesini kullanarak taban durumundan uyarılmış 1^+ seviyesine indirgenmiş geçiş ihtimali için aşağıdaki ifadeyi elde ederiz:

$$B(M1, 0^+ \rightarrow 1_1^+) = \frac{3}{2\pi} \left[\sum_{\text{nötron}} m_{\mu} L_{\mu} g_{\mu}^i + \sum_{\text{proton}} m_{\nu} L_{\nu} g_{\nu}^i \right] \quad (2.3.7)$$

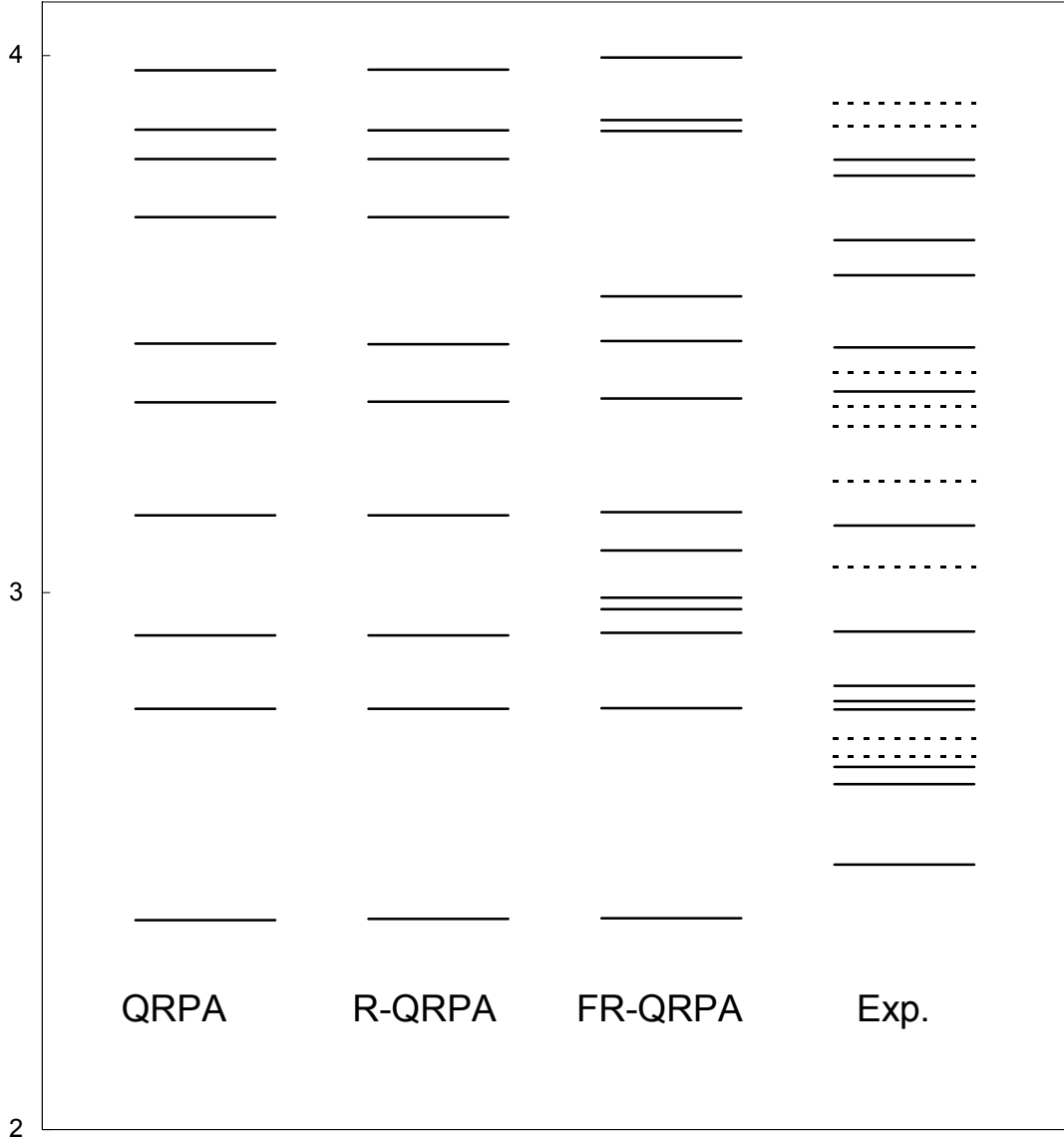
Böylece B(M1) indirgenmiş geçiş ihtimalinin FR-QRPA temsiline hesaplanması için gerekli olan formülü elde ettik. B(M1) değeri 1^+ manyetik dipol uyarılmalarının integral karakteristiklerinden biridir. Bu geçiş ihtimali kolektif uyarılmaların koherent karakteriyle doğrusal bağlıdır; bu sebeple B(M1) in aldığı değerlerin büyük olması (tek-parçacığın aldığı değerle mukayesede) çekirdek seviyesinin kolektif olmasının bir kriteri olarak kabul edilmektedir.

2.4. Sayısal Sonuçlar

Geliştirdiğimiz teori çerçevesinde GSC incelenmesi için yapılan sayısal hesaplamalar, ^{150}Nd , ^{154}Sm ve ^{168}Er iyi deforme çekirdekleri ele alınarak, manyetik dipol geçiş matris elemanlarının toplam kurallarının deformasyon bağımlılığı ise ^{140}Ce ve ^{154}Sm çekirdekleri ele alınarak irdelenmiştir. Sayısal hesaplamalar $150 < A < 172$ nadir toprak bölgesindeki iyi deforme çekirdeklere uygulanmıştır. Tek-parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları deforme Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak elde edilmiştir [32]. Kullandığımız modelde tek-parçacık enerjileri potansiyel kuyunun dibinden 3 MeV e kadar enerjilerde yerleşen tüm diskret ve kuazi-diskret seviyeleri ihtiva eder. Deformasyon parametreleri ise [33] makalesinden alınmıştır. Soloviev'e [1] göre seçilmiş olan eşleme etkileşme sabitleri, bireysel olarak her bir çekirdeğin tek parçacık enerji

seviyeleri kullanılarak hesaplanmıştır. Problemimiz bir veya daha fazla deneysel verilerin ayrıntılı izahını vermek değil, dönme değişmez etkileri ve taban durumu korelasyonlarındaki sahte hallerin rolünü araştırmak olduğundan, basitlik olsun diye eşleme parametrelerinin hesaplanmasında öz-uyumluluk etkisini dikkate almadık. Bu etkinin göz önüne alınması, giriş bölümünde çalışma [21] e dayanarak açıklandığı gibi, R-QRPA yaklaşımının bilinen eksikliğini giderememektedir. Bu sebeple araştırmamızın bütününde harmonik yaklaşımdaki RPA metodunun dışına çıkılmamıştır. İzovektör spin-spin etkileşme sabitinin $\chi_{\sigma\tau} = 40/A$ MeV değeri [8] makalesinden alınmıştır. Kullanılan bu değer bizi iyi deforme biçimli nadir toprak çekirdeklerinde makas modun deneyde gözlenen ayrışmasını ve toplam B(M1) değerlerinin δ^2 bağımlılığını tatmin edici bir şekilde açıklamada başarılı olmuştur.

Deforme bazda özdeğer ve özfonksiyon problemlerinin çözümü R-QRPA ve QRPA hesaplamalarında çok uzun ve zaman alıcı işlemler gerektirdiğinden, RPA çözümlerinin doğru olarak hesaplanmasında oldukça önemli olan spin matris elemanlarının katkılarını belirlemek ilginç olacaktır. Çalışmalarımızda M1 geçiş matris elemanlarının enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kurallarını hesapladık. Hesaplamalar, $\langle s|s_{+1}|s' \rangle^2 \leq 10^{-4}$ matris elemanlarının toplam kurallarına çok küçük katkı sağladığını göstermiştir (bu etkiler %2 yi geçmez). Buna dayanarak tüm sayısal hesaplamalarımızı matris elemanlarını bu şekilde sınırlandırarak yaptık. Yaptığımız hesaplamaların amacı çekirdek taban hal korelasyonlarındaki FR-QRPA nın ortalamasını göstermek olmuştur. Bu ise R-QRPA ve QRPA nın sonuçlarının FR-QRPA sonuçları ile karşılaştırılarak elde edilebilir. FR-QRPA ve QRPA arasındaki temel fark, kuaziparçacık enerjileri ve $G_{ss'}$ renormalizasyon çarpanıdır (Bak. Denklem.(2.1.17) ve (2.1.26). FR-QRPA da kuaziparçacık enerjileri nükleonlar arasındaki etkileşmeler tarafından doğal olarak modife edilirler. Bu modifikasyona bir yandan saçılma terimleri ve bifermyon operatörlerinin tam komutasyon ilişkileri ve diğer yandan da sistemin Hamiltonyeni ile uyumlu seçilen fonon operatörü neden olur. FR-QRPA modife özelliklere sahip kuaziparçacıkları içerir ve bunun sonucu olarak da kuaziparçacık enerjileri, geçiş matris elemanları ve kuaziparçacık etkileşmeleri değişikliğe uğrar. Yapılan hesaplamaların sonuçları bu değişikliklerin makas mod enerjilerini güçlü bir şekilde etkilediğini ve düşük enerjilerde RPA çözümlerinin yoğunluğunun arttırdığını göstermiştir. İncelemeler FR-QRPA nın spektroskopik enerji bölgesindeki kuaziparçacıkların, enerjiye göre dağılımını görünür derecede değiştirdiğini ve düşük enerjiye sahip 1^+ durumlarının yoğunluğunun deneysel verilere [34-36] uygun olarak arttırdığını gösterdi. Örneğin, ^{168}Er çekirdeğinde 1^+ seviyelerinin 4 MeV e kadar olan enerji bölgesindeki yoğunlukları R-QRPA ve QRPA da 10 MeV^{-1} , FR-QRPA da ise 13 MeV^{-1} civarındadır. ^{168}Er çekirdeği için uygun deneysel veriler [35] $\rho_{\text{exp}} > 10 \text{ MeV}^{-1}$ dir. Bu çekirdek için 1^+ seviyelerin enerji seviye yoğunlukları Şekil 1.a ' da gösterilmiştir. Benzer sonuçlar ^{178}Hf çekirdeği için de elde edilmiştir. 1^+ seviyelerinin 4 MeV e kadar olan enerji bölgesindeki yoğunlukları QRPA da 10 MeV^{-1} , R-QRPA da 11 MeV^{-1} , FR-QRPA da ise 12 MeV^{-1} civarındadır [35]. Bu çekirdek için 1^+ seviyelerin enerji seviye yoğunlukları Şekil 1.b ' de gösterilmiştir.



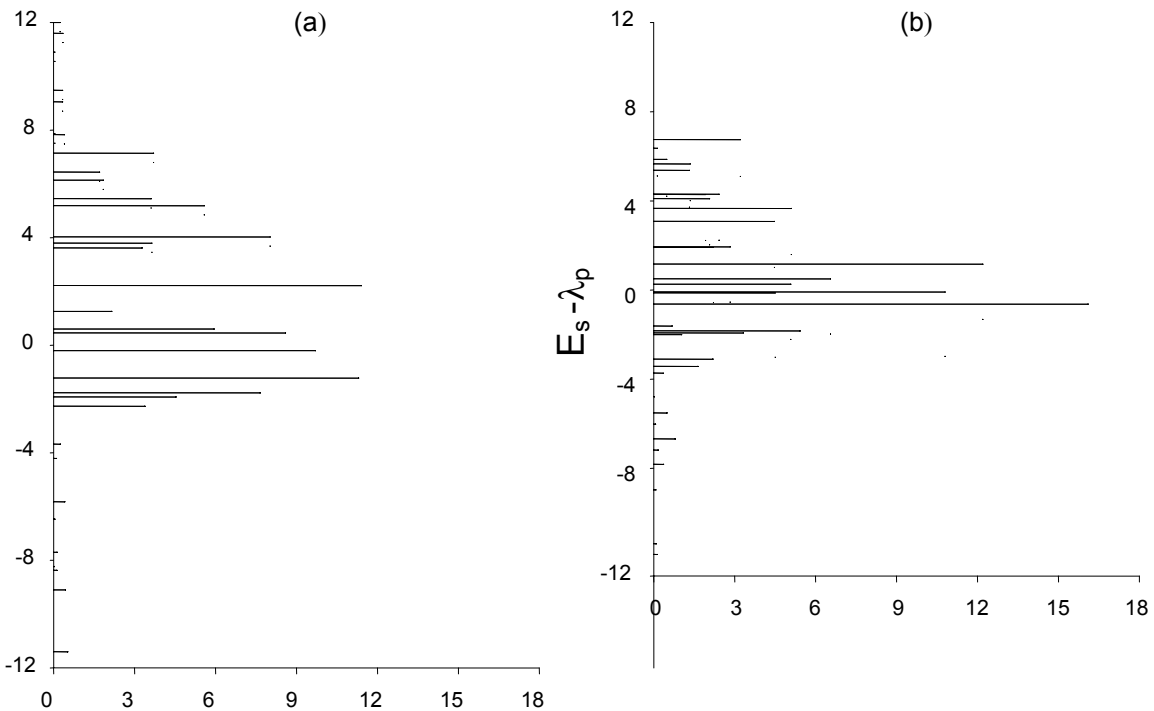
Şekil.1. ^{168}Er çekirdeği için pozitif pariteli $I = 1$ hallerinin enerji seviyeler diyagramı. Düz çizgiler $K^\pi = 1^+$ olan seviyeleri ve kesitli çizgili seviyeler ise. [35] referansına göre alınan K sı belirsiz seviyeleri göstermektedir

Bunun yanında R-QRPA nın aksine, FR-QRPA da $G_{ss'}$ renormalizasyon katsayısı kuaziparçacık enerjilerinin modifikasyonundan dolayı birden büyük ($G_{ss'} > 1$) değere de sahip olabilir (R-QRPA da $G_\mu < 1$ dir).

Yaptığımız hesaplamalar $\tilde{E}_{ss'} > 0$ için $G_{ss'} > 1$ ve $\tilde{E}_{ss'} < 0$ için ise $G_\mu < 1$ olduğunu gösterdi. Bu

yüzden R-QRPA sonuçları $E_s < \lambda_t$ için taban durumu korelasyonlarını gerçek değerinin altında ve $E_s > \lambda_t$ için ise gerçek değerinin üstünde göstermiştir. $\omega_i = 14.697$ MeV enerjili uyarılmalar için uygun sapmanın $\tilde{E}_{ss'} = 0.32$ MeV olması örneğindeki gibi, modife olan ve modife olmayan iki-kuaziparçacık enerjileri arasındaki güçlü farklar sadece yüksek enerjili hallerde ortaya çıkar.

N_s kuaziparçacık yoğunluğunun hesaplamalarında yalnız 1^+ ve 2^+ çok kutupluluk kombinasyonunu kullandık. Taban hal korelasyonları için esas rolü kuadropol titreşimleri oynar [37]. Örneğin saf kuadropol titreşimleri için ($\lambda = 2$) hesaplanan N_s değerleri, saf oktopol titreşimleri ($\lambda = 3$) için hesaplanan N_s değerlerinden bir kural olarak beş kat daha yüksektir. ^{154}Sm çekirdeği için dönme değişmez modelde FR-QRPA yaklaşımları kullanılarak elde edilen $N_s^{(\tau)}$ değerinin tek-parçacık hallerine göre dağılımı Şekil 2.' de gösterilmiştir.

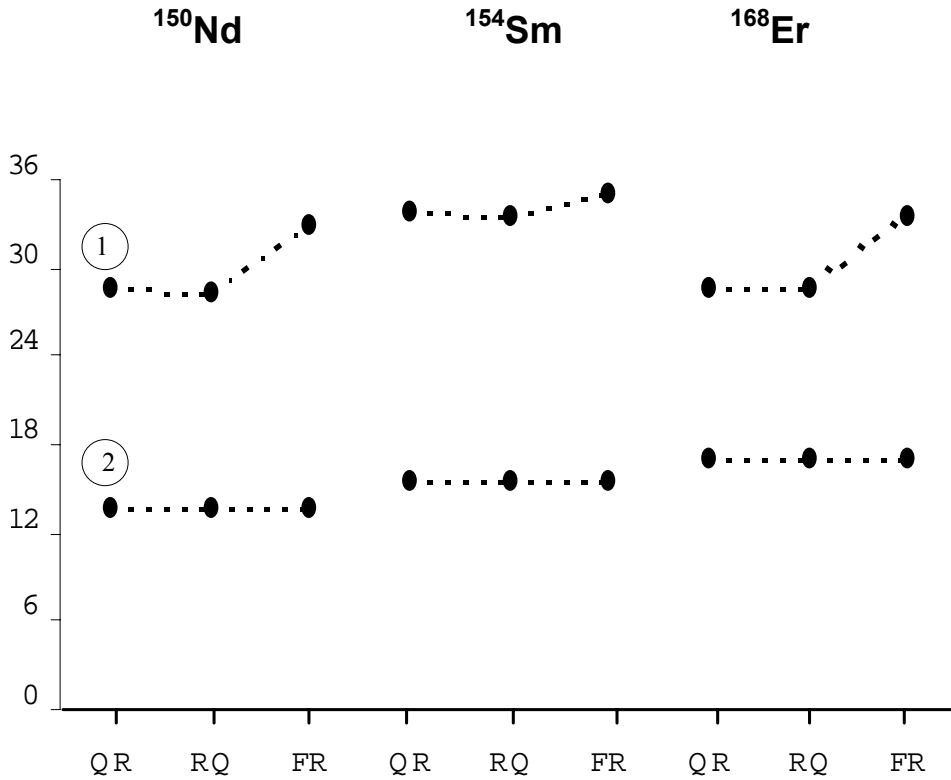


N_s (%)

N_s (%)

Şekil 2.a ve b. Proton ve nötronlarda ^{154}Sm çekirdeği için $N_s^{(\tau)}$ taban haldeki s tipi kuaziparçacıkların yüzde olarak relatif sayısı. Tek parçacık enerjileri $\lambda_\tau = 0$ Fermi yüzeyine göre MeV birimlerinde ordinat üzerinde çizilmiştir. Yatay çizgiler her bir s kuaziparçacık hali için $N_s^{(\tau)} = 2 \sum_{i,s'} Y_{ss'}^i{}^2$ relatif değerlerinin $N_{qp}^{(\tau)}$ toplam değerine göre yüzdesini göstermektedir. Buna göre sadece $N_s^{(\tau)} > \%0.1$ olan değerler görülmektedir. (a) Nötronlar için $N_s^{(n)}$ dağılımı. (b) Protonlar için $N_s^{(p)}$ dağılımı

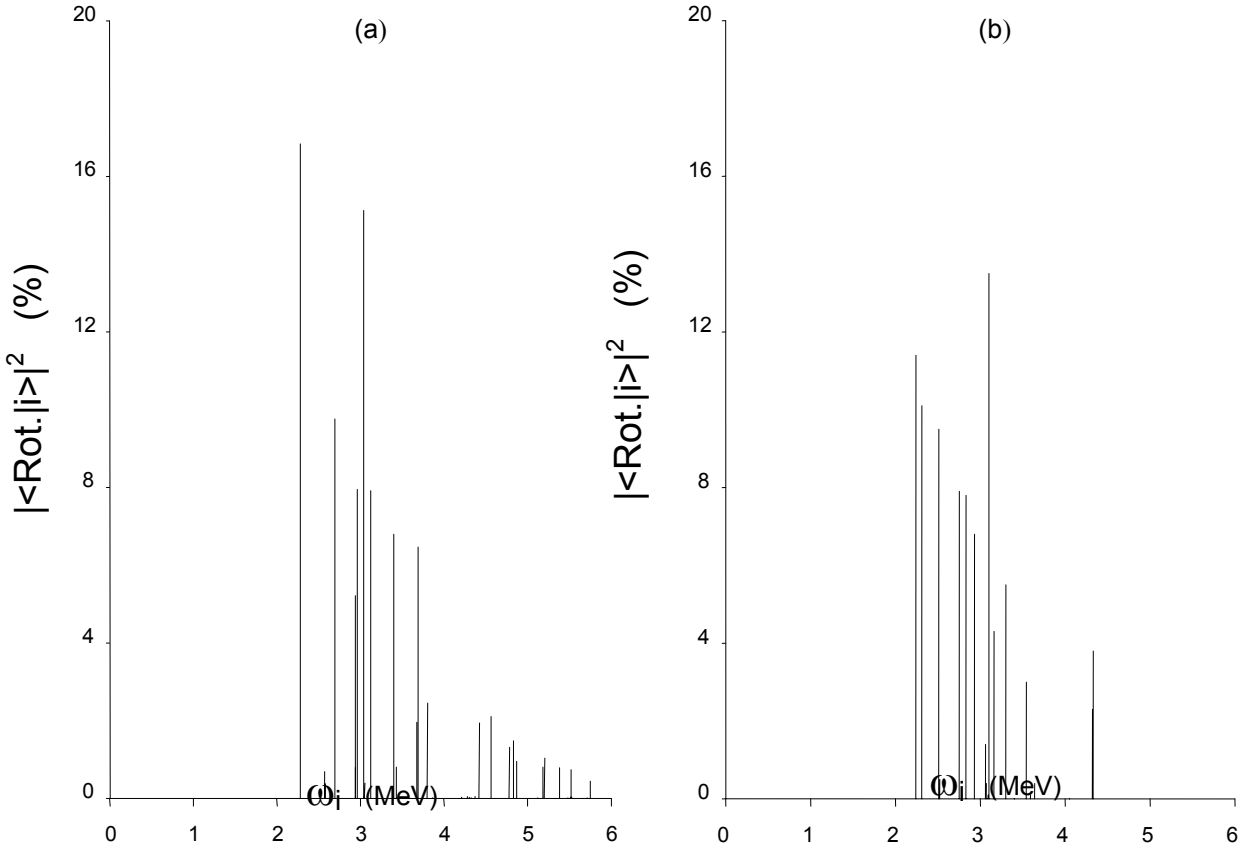
Hesaplama sonuçları $N_{qp}^{(\tau)}$ ye asıl katkının ($\pm 3\text{MeV}$) Fermi yüzeyi çevresindeki hallerden geldiğini ve bu katkının hem nötron hem de proton sistemi için yaklaşık olarak %80 civarında olduğunu göstermiştir. Proton sistemi için Fermi yüzeyinin üstündeki hallerden gelen katkı, Fermi yüzeyinin altındaki hallerden gelen katılardan yaklaşık iki kat fazla iken, nötron sisteminde Fermi seviyesinin üst ve altındaki hallerden $N_s^{(\tau)}$ ye gelen katkıların hemen hemen aynı olduğu görülmüştür. Fermi yüzeyinden ($\pm 3 \text{ MeV}$) uzak olan hallerden gelen katılar küçüktür ve %2 yi aşmaz. Tez çalışmamızda incelenen üç yaklaşım arasındaki farkları göstermek amacıyla, ^{150}Nd , ^{154}Sm ve ^{168}Er çekirdekleri için temel halde ortalama kuaziparçacık sayısını ifade eden N_{qp} nin dönme değişmez olan ve dönme değişmez olmayan modeller çerçevesinde elde edilmiş değerleri Şekil 3.' de gösterilmiştir. Şeklin üst kısmı dönme değişmez modelde elde edilen sonuçları, şeklin alt kısmı ise dönme değişmez olmayan modeldeki sonuçları göstermektedir.



Şekil.3. ^{150}Nd , ^{154}Sm ve ^{168}Er çekirdekleri için FR-QRPA, R-QRPA ve QRPA yaklaşımlarında hesaplanan kuaziparçacık sayılarının 1^+ titreşim hallerine bağlı olarak karşılaştırılması. 1 ve 2 sırasıyla dönme değişmez ve dönme değişmez olmayan modelleri belirtmektedir. Üç farklı QRPA, R-QRPA ve FR-QRPA yaklaşımları alt eksenle sırasıyla QR, RQ ve FR ile gösterilmiştir

Şekil 3.'ün alt kısmından görüldüğü gibi, dönme değişmez olmayan Hamiltoniyenlerle hesaplanan toplam N_{qp} değerlerinin FR-QRPA, R-QRPA ve QRPA yaklaşımlarının üçünde de hemen hemen aynı olduğu görülmektedir. Bu üç yaklaşım arasındaki fark toplam N_{qp} nin %1-2 si civarındadır. Yaptığımız incelemeler, dönme değişmez modelde sahte hallerin gerçek titreşim hallerinden yalıtılmasının N_{qp} değerlerini bu çekirdeklerinin hepsinde yaklaşık olarak iki kez arttırdığını göstermiştir. Bu durum Şekil 3.'ün üst ve alt kısmı karşılaştırıldığında net bir şekilde görülmektedir. R-QRPA ve QRPA yaklaşımları benzer davranışlar gösterirler. Ancak R-QRPA ve QRPA yaklaşımları kullanılarak elde edilen $N_{qp}^{(\tau)}$ değerleri ile FR-QRPA yaklaşımı kullanılarak elde edilen $N_{qp}^{(\tau)}$ değerleri karşılaştırıldığında, bu sonuçlar arasında dikkate değer bir fark artışı olduğu görülmektedir. Bu artış dönme değişmez olmayan durumun yaklaşık olarak %20 si civarındadır. R-QRPA ve QRPA ile FR-QRPA sonuçları arasındaki bu fark, kullanılan başlangıç Hamiltoniyenlerinin bazı dönmelerinin ihlal edilmesinden kaynaklanmaktadır. R-QRPA ve QRPA yaklaşımlarının tersine, FR-QRPA düşük enerjili sahte hal çözümlerinden bağımsızdır ve bu yüzden bu artış N_{qp} değerindeki FR-QRPA yaklaşımının tamlığı ile ilgilidir. Bu yüzden bu sonuçlar, sistemin verilen Hamiltoniyenin FR-QRPA fononları ile uyumlu olması gerektiğinin ne kadar anlamlı olduğunu ve düşük enerjili sahte hallerden bağımsız modellerin ne derece önemli olduğunu gösterir.

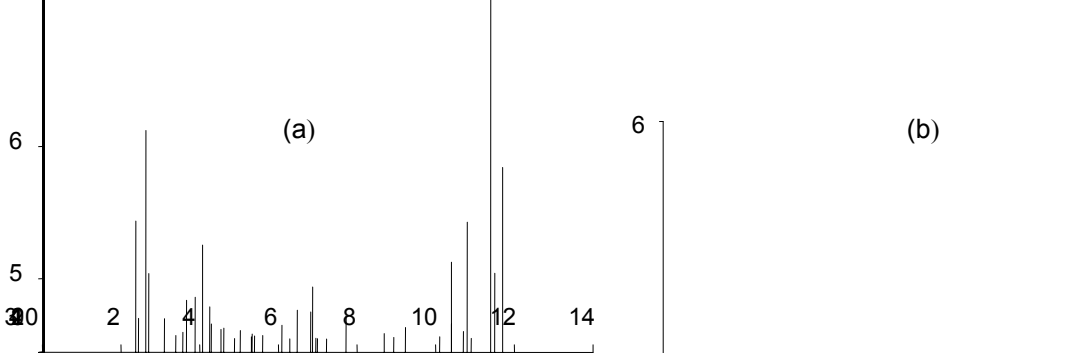
Kırılmış simetriye sahip modellerde her uyarılma seviyesi sahte halin belirli karışımını içermektedir. Sahte halin karıştığı enerji bölgesini belirlemek için dönme değişmezliği kırılmış fonon halleri ve sahte hal dalga fonksiyonunun örtüşüm integrallerinin incelenmesi çok bilgi vericidir. Buna örnek olarak ^{168}Er ve ^{150}Nd çekirdekleri için bu örtüşmenin karesinin enerji dağılımı sırasıyla Şekil 4.a ve Şekil 4.b' de gösterilmiştir.

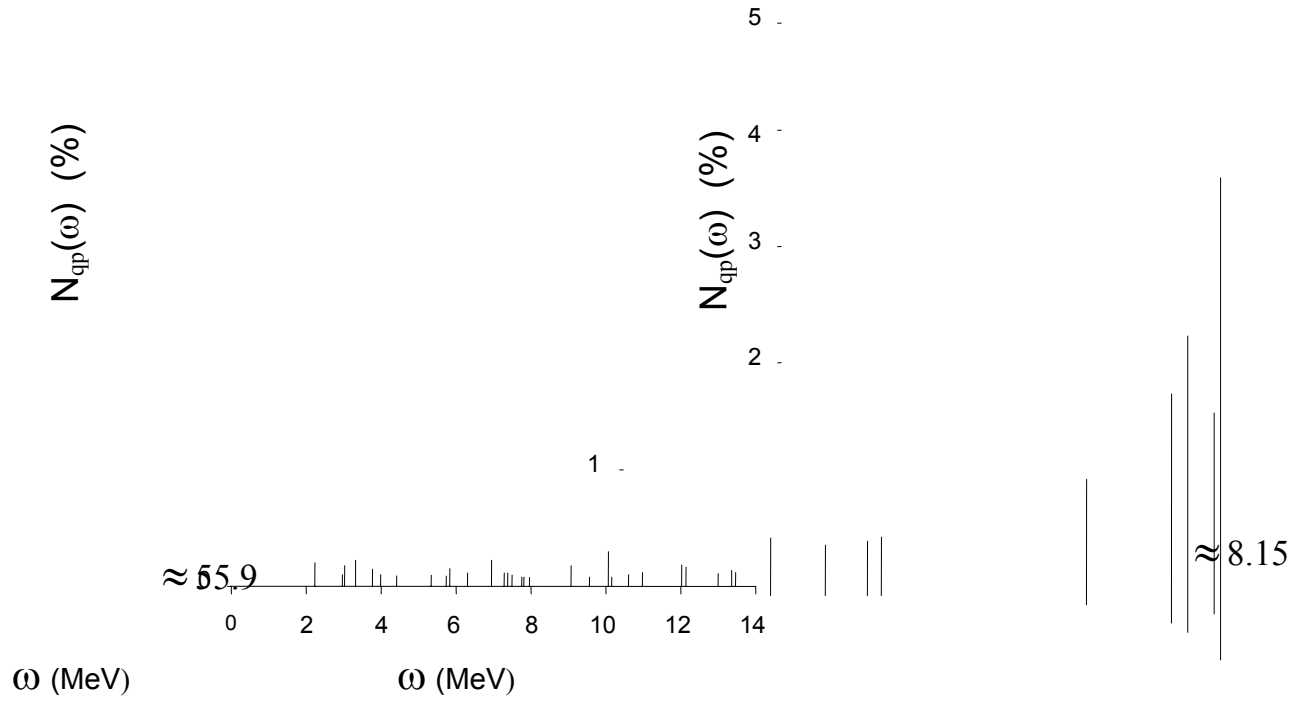


Şekil 4. a ve b • ^{168}Er çekirdeği (a) ve ^{150}Nd çekirdeği (b) için dönme değişmez olmayan modelde hesaplanan sahte hal karışımının 1^+ hallerindeki dağılımı

Hesaplamalar ele alınan her üç yaklaşım için de herhangi 1^+ halinde sahte halin karışımının %20'yi aşmadığını göstermiştir. Sahte hal karışımının, çoğunlukla makas mod uyarılmalarının yayıldığı enerji bölgesinde yerleşen 1^+ seviyelerine dağıldığı görülmüştür. Buna göre Hamiltoniyenin kırılmış simetrisinin düşük enerjili seviyelere etkisinin kuvvetli olduğu görülmüştür. Bu etkinin kütle sayısına göre değişmesi ise zayıftır.

Temel halde ortalama kuaziparçacık sayısının QRPA uyarılma enerjilerine göre dağılımını ifade eden $N_{qp}(\omega_i)$ değeri bu uyarılmaların taban hal korelasyonlarındaki rolünü anlamak için önemli bilgiler verir. Bunun için dönme değişmez ve dönme değişmez olmayan modellerde ^{168}Er çekirdeğini örnek seçerek hesaplamalar yaptık. Bu hesaplamaların sonuçları Şekil 5.'de sergilenmektedir. İncelemeler $N_{qp}(\omega_i)$ değerinin enerjiye göre dağılımının dönme değişmez olan (Şekil 5.a) ve dönme değişmez olmayan (Şekil 5.b) modellerde birbirinden keskin biçimde farklı olduğunu göstermiştir.





Şekil 5 a. ve b. ^{154}Sm çekirdeği için dönme değişmez (a) ve dönme değişmez olmayan (b) modellerde hesaplanan $N_{qp}(\omega)$ relatif değerlerinin 1^+ hallerindeki toplam N_{qp} değeri ile bağıntılı dağılımı

M1 rezonans bölgesindeki yüksek enerjilerin benzer karşılaştırılması, dönme değişmez modelde makas modun $N_{qp}(\omega_i)$ değerinin kuvvetli bir biçimde ayrıştığını gösterir. İncelemeler kuaziparçacık etkileşmelerinin N_{qp} ye olan katkılarının sadece izovektör spin-spin kuvvetlerinden değil, aynı zamanda Hamiltoniyende bulunan restore edici kuvvetlerden de geldiğini göstermiştir. Elde ettiğimiz bu sonuçlar, tek-kuaziparçacık Hamiltonyeninin kırılmış değişmezliğini restore edici kuvvetleri dikkate almanın oldukça önemli olduğunu göstermiştir. Burada elde ettiğimiz dikkate değer diğer bir sonuç da, $\omega = 0$ sahte halin taban hal korelasyonlarında önemli bir rol oynaması ve 4 MeV e kadar olan enerjilerdeki 1^+ seviyelerinin güçlü bir şekilde kolektifleşmesidir.

Dönme değişmez olan ve dönme değişmez olmayan modeller kullanılarak FR-QRPA, R-QRPA ve QRPA çerçevesinde $\omega_0 = 0$ sahte dalının ve gerçek 1^+ titreşimlerinin N_{qp} değerine tam katkılarını görmek için yapılan hesaplamaların sonuçları Tablo 1.' de gösterilmiştir. Bu tabloda FR-QRPA, R-QRPA ve QRPA yaklaşımları sırasıyla 1, 2 ve 3 şeklinde işaretlendirilmiştir.

Tablo 1. Dönme değişmez ve dönme değişmez olmayan modellerde taban haldeki N_{qp} kuaziparçacık sayılarının FR-QRPA-(1), R-QRPA-(2) ve QRPA-(3) yaklaşımları kullanılarak karşılaştırılması.

Çekirdek	Taban Hale Gelen Katkılar	Dönme Değişmez Model			Dönme Değişmez Olmayan Model		
		(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)
^{150}Nd	Tüm 1^+ Halleri	87.42	83.12	83.25	13.74	13.75	13.78
	Titreşim	32.94	28.54	28.65	13.74	13.75	13.78
	Sahte Hal	54.48	54.58	54.60	-	-	-
^{154}Sm	Tüm 1^+ Halleri	78.03	76.51	76.84	15.59	15.41	15.61
	Titreşim	35.14	33.69	33.88	15.59	15.41	15.69
	Sahte Hal	42.89	42.82	42.96	-	-	-

	Tüm 1 ⁺ Halleri	76.14	71.60	72.01	17.10	16.94	17.02
¹⁶⁸ Er	Titreşim	33.68	28.57	28.45	17.10	16.94	17.02
	Sahte Hal	42.46	43.03	43.26	-	-	-

Yaptığımız hesaplamalar, sahte halin taban hal korelasyonlarına katkısının, FR-QRPA, R-QRPA ve QRPA yaklaşımlarının her üçünde de hemen hemen aynı olduğunu gösterdi. Sahte halin N_{qp} ye nispi katkısı her üç çekirdek için toplam kuaziparçacık sayısının %50 sinden daha fazladır. Diğer bir deyişle, sahte halin taban hal korelasyonlarına katkısı, taban haline bütün titreşimler hallerinden gelen katkılardan daha büyüktür. Taban hal korelasyonlarına nötron ve protonlardan gelen katkılar titreşim seviyeleri için hemen hemen aynıdır. Buna karşılık nötronlar, sahte haller için protonlardan yaklaşık iki kat daha fazla katkı sağlarlar. Bu yüzden, kırılmış simetriye sahip Hamiltoniyen kullanan modellerin, taban hal korelasyonlarına tahmin edilenden çok daha fazla katkı sağladıkları açık bir şekilde görülmektedir.

Hesaplamalar izoskaler ve izovektör restore edici kuvvetlerin N_{qp} ye katkılarının hemen hemen birbirine eşit olduğunu gösterir ve tablodan görüldüğü gibi bunların toplam katkıları izovektör spin-spin kuvvetlerinin katkılarından daha büyüktür. Bu üç etkileşmenin hepsinin birlikte yaptığı katkıların toplamı, ayrı ayrı hesaplanarak elde edilen katkıların toplamından daha büyüktür. Bu durum ise, birbirine karışmış bu üç etkileşmenin taban hal korelasyonları üzerinde aynı zamanda göz önüne alınmasının ne kadar önemli ve gerekli olduğunu açık bir şekilde göstermektedir.

Hamiltoniyenlerin kırılmış simetrilerinin ve bundan dolayı meydana gelen sahte hallerin GSC da ve çekirdek uyarılmalarının geçiş ihtimallerindeki etkilerini incelemek için iki farklı Hamiltoniyen kullandık. Dönme değişmez olacak şekilde oluşturulan birinci Hamiltoniyen, spini ve paritesi $K^\pi=1^+$ (K kuantum sayısı, çekirdek simetri eksenini üzerindeki açısal momentum izdüşümüdür) olan gerçek titreşimleri ve sıfır enerjili sahte dönme hali birbirinden ortogonal olarak ayırır. Dönme değişmez olmayan ikinci Hamiltoniyen ise, aynı kuantum sayılarına sahip gerçek titreşim haller ile sahte dönme hali birbirine karıştırır ve bu yüzden bu halleri birbirinden ayırt edemez. Çalışmamızda bu iki Hamiltoniyen ele alınarak FR-QRPA, R-QRPA ve QRPA yaklaşımlarında taban hal korelasyonlarının bir ölçüsü olan taban hal kuaziparçacık sayılarının sayısal hesaplamaları yapılmıştır. Taban hal korelasyonları için RPA

çözümlerinin sahte kısmının rolünün ne kadar önemli olduğunu tesis etmek ve taban haldeki N_{qp} ortalama kuaziparçacık sayısını tahmin etmek oldukça yararlıdır. Bu konuda ilk olan bu (yapılan bu ilk) çalışma kuaziparçacık sayısının FR-QRPA daki değerlerinin R-QRPA ve QRPA yaklaşımların ön gördüğünden daha fazla olduğunu göstermiştir. Dönme değişmez modelde FR-QRPA yaklaşımının taban hal korelasyonları üzerindeki etkisinin, R-QRPA yaklaşımının etkisinden yaklaşık $\approx\%20$ daha güçlü olduğunu gördük. FR-QRPA yaklaşımında sahte halin relatif katkısının, ele alınan çekirdeklerin taban haldeki toplam kuaziparçacık sayısının $\%50$ sinden daha fazla olduğu görülmüştür.

Çalışma [26] da öne sürülen FR-QRPA yaklaşımı, bu tez çalışmasında deforme çekirdeklerdeki 1^+ hallerine uygulanarak geliştirildi ve sahte hallerin taban hal korelasyonları üzerindeki etkileri araştırıldı. FR-QRPA yaklaşımında dönme değişmez model kullanılarak sıfır enerjili sahte çözümleri de dikkate alınarak, 1^+ hallerin düşük enerji yoğunluğu ve taban hal korelasyonlarının değerlendirilmesinde büyük derecede önemli olduğu gösterildi. Sahte halin RPA çözümlerinin en kolektif hali olduğu ve sıfır enerjide yerleştiği hatırlanırsa, sahte halin düşük enerjili uyarılmalar ve taban hal korelasyonları üzerinde oldukça geniş ve önemli bir etkiye sahip olduğu kolayca anlaşılır. Bu yüzden sahte hallerin düşük enerji hallerine katkısı ve taban hal korelasyonuna katkısı büyük olmaktadır.

Yapılan hesaplamalarda toplam $B(M1)$ değerleri ve makas modun ortalama rezonans enerjisinin FR-QRPA ve QRPA yaklaşımlarındaki sonuçlarının birbirine benzer olduğu görüldü. Ancak FR-QRPA yaklaşımında düşük enerjili bireysel hallerin enerjisi ve $B(M1)$ değerleri yaklaşık olarak $\%2$ ile $\%4$ arasında azalmıştır. Dönme değişmez modelde $B(M1)$ değerleri en düşük uyarılmalar için restore edici kuvvetler tarafından sistematik olarak azaltılmıştır.

FR-QRPA bifermyon operatörlerinin tam komutasyon ilişkilerini kullanarak, hareket denkleminde saçılma terimlerini de dahil eder ve Pauli dışarlama ilkesini yaklaşık olarak dikkate alır. Buna göre FR-QRPA yaklaşımı R-QRPA ve QRPA yaklaşımlarına kıyasla daha iyi bir yol izlemiş olur. Dönme değişmez modelde FR-QRPA ve R-QRPA sonuçları arasında büyük relatif farklar vardır.

İzovektör spin-spin etkileşmelerinin sahte hale hiçbir katkısı yoktur. Bununla birlikte restore edici kuvvetler $\omega \neq 0$ titreşimler hallerini belirgin bir biçimde etkilerler.

FR-QRPA yaklaşımında kuaziparçacık enerjileri nükleonlar arasındaki etkileşmeler sebebiyle doğal olarak modife olurlar. Bu modifikasyona bir taraftan saçılma terimleri ve bifermyon operatörlerinin tam komutasyon

bağıntıları, diğer taraftan da Hamiltoniyen ile uyumlu fonon operatörleri neden olur. FR-QRPA modife özelliklere sahip kuaziparçacıklar içerir. Bunun sonucu olarak kuaziparçacıklar ve geçiş matris elemanları arasındaki etkileşmeler de modife olur. Bu tip modifikasyonlar düşük enerjili uyarılmaların enerjisini etkiler ve küçük enerjilerdeki RPA çözümlerinin yoğunluğunu deneysel verilere uygun olarak [34-36] artırır. Çalışma [12] de ifade edildiği gibi, iki parçacık yoğunluklarından gelen benzer katkıların ihmal edilebileceğini yaptığımız hesaplamalar da göstermiştir.

Bu yüzden dönme değişmez model kullanılarak FR-QRPA ve QRPA yaklaşımlarından elde edilen sonuçlar arasındaki belirgin farklar, düşük enerjili sahte çözümlerden bağımsız olan yaklaşımların önemini göstermektedir. Kırılmış simetrisinin restorasyonu veya FR-QRPA yaklaşımı gibi sahte çözümlerden bağımsız olan yaklaşımları kullanmak, spektroskopik enerji bölgesinde $N_{qp}(\omega_i)$ nin dağılımını belli derecede değiştirir ve 1^+ makas mod yarılmalarını deneysel verilere uygun olarak artırır.

BÖLÜM 3. DEFORME ÇEKİRDEKLERİN TEK-PARÇACIK MODELİ

Çekirdek fiziğinde tek-parçacık hallerinin sınıflandırılması ortalama potansiyelin simetrisine bağlı olarak yapılır. Kararlı çekirdekler çoğunlukla küresel ve deforme biçime sahiptirler. Bu çekirdekler deneysel olarak yeterince incelenmiştir ve ilgili sonuçlar literatürde önemli yer tutarlar. Nötron ve proton sayıları sihirli olan çekirdeklerin küresel oldukları bilinmektedir. Kararlı kabuk dışında birkaç parçacık içeren çekirdekler de küresel yapıya sahiptirler. Bu çekirdeklerde düşük enerjili uyarılmalar yüzey titreşimlerine karşılık gelmektedir. Küresel çekirdeklerde tek-parçacık halleri, enerjileri, paritesi, j toplam açısal momentumu ve onun m izdüşümü ile karakterize edilirler. Küresel çekirdeklerde m kuantum sayısına göre bir yozlaşma söz konusudur, diğer bir deyişle küresel simetriden dolayı farklı m değerlerine sahip olan haller aynı enerjiye sahiptirler.

Proton ve nötron sayıları sihirli sayılardan yeteri kadar uzak olan çekirdeklerin küresel değil, eksenel simetrik elipsoidal biçime sahip olduğuna dair inandırıcı kanıtlar vardır. Dış kabukları yarıya kadar dolmuş veya bu civarda olan çekirdeklerde nükleonların etkileşmesi çekirdeğin biçiminin değişmesine neden olur. Böyle çekirdeklere örnek olarak kararlı deformasyona

sahip nadir toprak ve aktinit elementleri gösterilebilir. Büyük kuadropol momentleriyle, zengin dönme spektrumlarıyla ve kararlı deformasyon parametreleriyle seçilen ve elipsod biçiminde olan çekirdeklere iyi deforme çekirdekler denir.

Küresel çekirdeklerden farklı olarak aksel simetriye sahip olan deforme çekirdekler; tek-parçacık enerji seviye durumları, küresel simetrinin bozulmasından dolayı enerjileri, pariteleri ve toplam açısal momentumun nükleer simetri eksenini üzerindeki K izdüşümü ile karakterize edilirler.

3.1 Deforme Çekirdeklerin Nilsson Modeli

Deforme çekirdeklerin tek-parçacık modeli ilk defa Nilsson tarafından geliştirilmiştir [38]. Bu modele göre deforme çekirdek içerisindeki nükleonlar aksel simetrik olan bir potansiyelde birbirinden bağımsız olarak hareket etmektedirler. Bu modelde potansiyel, sade bir biçime sahip olacak şekilde ve nükleonların deforme çekirdeklerdeki hareketinin esas özelliklerini tasvir edecek bir biçimde seçilir. Nilsson'un çalışmalarında ortalama alan potansiyeli, spin-orbital $\mathbf{l}\cdot\mathbf{s}$ ve \mathbf{l}^2 ile orantılı terimleri de içeren, anizotropik titreşici formda seçilmiştir:

$$H_{av} = H_0^{av} + C_N \mathbf{l}\cdot\mathbf{s} + D_N \mathbf{l}^2 \quad (3.1.1)$$

Burada

$$H_0^{av} = -\frac{1}{2m} \Delta' + \frac{m}{2} (\omega_x^2 x'^2 + \omega_y^2 y'^2 + \omega_z^2 z'^2) \quad (3.1.2)$$

ve x', y', z' ise çekirdeğe bağlı koordinat sistemindeki parçacık koordinatlarıdır. Özel küresel simetri halinde H_{av} nin özdeğerleri küresel çekirdeklerin kabuk modeli çerçevesinde enerji spektrumunu vermelidir. Bu da (3.1.1) ifadesindeki C_N ve D_N parametrelerinin uygun seçimi ile yerine getirilebilir.

Çekirdek deformasyon parametresi δ , çekirdek hacminin sabit olması şartı dikkate alınarak bulunur. Bu şart ise çekirdek titreşimlerinin enine ve boyuna frekansları için

$$\omega_x \omega_y \omega_z = \text{sabit}$$

eşitliğinin olması şartını gerektirir. Bunun sonucu olarak enine titreşim frekansları $\omega_x = \omega_y$ eşitliği ve boyuna titreşim frekansı ω_z için ise aksel simetri durumunda aşağıdaki bağıntılar elde edilir:

$$\left. \begin{aligned} \omega_{x'}^2 = \omega_{y'}^2 = \omega_0^2(\delta) \left(1 + \frac{2}{3}\delta\right) \\ \omega_{z'}^2 = \omega_0^2(\delta) \left(1 - \frac{4}{3}\delta\right) \end{aligned} \right\} \quad (3.1.3)$$

Burada

$$\omega_0(\delta) = \overset{\circ}{\omega}_0 \left(1 - \frac{4}{3}\delta^2 - \frac{16}{27}\delta^3\right)^{-1/6} \quad (3.1.4)$$

dir. $\overset{\circ}{\omega}_0$ ile, $\omega_0(\delta)$ ifadesinin $\delta = 0$ daki değeri kastedilir ve $\overset{\circ}{\omega}_0 = 41A^{-1/3}$ MeV dir. δ deformasyon parametresi ile kuadropol momentlerinden bulunan β deformasyon parametresi arasında

$$\delta \approx \sqrt{\frac{45}{16\pi}} \beta = 0.95\beta$$

şeklinde bir bağıntı vardır.

Şimdi

$$x = \sqrt{m\omega_0} x' , \quad y = \sqrt{m\omega_0} y' , \quad z = \sqrt{m\omega_0} z' \quad (3.1.5)$$

şeklinde tanımlanan boyutsuz koordinatlar kullanılsın. H_0^{av} Hamiltoniyeni, küresel kısım $\overset{\circ}{H}_0$ ve deformasyon parametresiyle orantılı kısım da H_δ olmak üzere aşağıdaki şekilde ikiye bölünsün:

$$H_0^{\text{av}} = \overset{\circ}{H}_0 + H_\delta \quad (3.1.6)$$

$$\overset{\circ}{H}_0 = \frac{\omega_0}{2} (-\Delta + r^2) \quad (3.1.7)$$

$$H_\delta = \omega_0 \delta \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} r^2 Y_{20} \quad (3.1.8)$$

\dot{H}_0 , l^2 , l_z ve s_z ifadelerinin diagonal olduğu durumu kullanmak avantajlı bir durum yaratır. Bunlara karşılık gelen uygun kuantum sayıları N (baş kuantum sayısı), l, Λ ve Σ dir. Toplam açısal momentumun z bileşeni olan $j_z = l_z + s_z$ operatörü H_0^{av} Hamiltoniyeni ile komuttur ve buna karşılık gelen kuantum sayıları $K = \Lambda + \Sigma$ dir. Parite de doğal olarak korunur. Bu yüzden H^{av} nin her bir özdeğeri K ve π kuantum sayıları ile belirlenir. Daha açık bir şekilde

$$\dot{H}_0 |N\Lambda\Sigma\rangle = \left(N + \frac{3}{2}\right) \omega_0 |N\Lambda\Sigma\rangle$$

dir. $\mathbf{l.s}$ operatörü

$$N = N', \quad l = l', \quad \Lambda = \begin{cases} \Lambda' \\ \Lambda' \pm 1 \end{cases}, \quad \Sigma = \begin{cases} \Sigma' \\ \Sigma' \pm 1 \end{cases}$$

seçim kurallarıyla belirlenen

$$\langle N'\Lambda'\Sigma' | \mathbf{l.s} | N\Lambda\Sigma \rangle = \frac{1}{2} \delta_{NN'} \delta_{ll'} \left[\sqrt{(l \pm \Lambda)(l \pm \Lambda + 1)} \delta_{\Lambda'\Lambda \pm 1} \delta_{\Sigma, -\Sigma} \pm \Lambda \delta_{\Lambda'\Lambda} \delta_{\Sigma'\Sigma} \right]$$

matris elemanlarına sahiptir. H_8 Hamiltoniyenin matris elemanları kolayca hesaplanabilir.

$$\langle l'\Lambda' | Y_{20} | l\Lambda \rangle = \sqrt{\frac{5(2l+1)}{4\pi(2l'+1)}} \langle 20l0 | l'0 \rangle \langle 201m | l'm' \rangle$$

Bu matris elemanları aşağıdaki seçim kurallarına tabidir:

$$\Lambda = \Lambda', \quad \Sigma = \Sigma', \quad l = \begin{cases} l' \\ l' \pm 2 \end{cases}, \quad N = \begin{cases} N' \\ N' \pm 2 \end{cases}$$

Nilsson'un çalışmalarında N ve $(N \pm 2)$ kuantum sayılarına sahip olan hallerin etkileşmelerinin katkıları sayısal hesaplamalardaki zorluklardan dolayı ihmal edilmiştir. Bununla birlikte bir çok gerçek durumda, büyük deformasyonlu çekirdekte N ve $(N \pm 2)$ salınım kabukları arasındaki etkileşmeler ihmal edilemez.

Nilsson potansiyeli sonsuz yüksek duvarlıdır. Buna göre de sonsuz kuyu potansiyeli bir çok nedenle çekirdek potansiyeli için iyi bir yaklaşım değildir. Bir nötron veya bir protonu çekirdekten koparmak için sonsuz bir enerji

gerekir. Bundan başka saçılma reaksiyonları yoluyla çekirdek uyarılmalarını incelediğimizde Nilsson modeli kullanılmaz.

3.2. Woods-Saxon Potansiyeli

Çekirdek yapısının incelenmesinde elde edilen sonuçların hassaslığı kullanılan ortalama alan potansiyellerinden dolayı sınırlıdır. Seçilen potansiyelin en iyi olması, çekirdek yüzey kesiminin kalınlığının doğru tasvir edilmesine ve sonlu derinlikli olmasına bağlıdır. Gerçekte uygun ortalama potansiyelinin çekirdek içerisinde nükleer madde dağılımına benzer olması istenir. Böyle bir potansiyelin parametreleri optiksel potansiyelin gerçel (reel) kısmından 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. Deforme çekirdekler için Woods-Saxon potansiyelini baz alan ilk sayısal hesaplamalar çalışma [39] da yapılmıştır.

Küresel olmayan Woods-Saxon potansiyeli $V(r, \beta, \theta)$ ve $V_{ls}(r, \beta, \theta)$ spin-yörünge çiftlenmesi olmak üzere iki kısımdır:

$$V(r, \beta, \theta) = \frac{-V_0^{N,Z}}{1 + \exp\left\{\left(\frac{1}{a}\right)[r - R_0(1 + \beta Y_{20}(\theta))]\right\}} \quad (3.2.1)$$

$$V_{ls}(r, \beta, \theta) = 2\zeta (\mathbf{p} \times \mathbf{s}) \text{grad}V(r, \beta, \theta) \quad (3.2.2)$$

Burada p nükleon momentumu, β deformasyon parametresi olmak üzere parametrelerin genel seçimi şu şekildedir: $a = 0.63 \times 10^{-13}$ yüzey kalınlığı, $\xi = 0.263 \left\{1 + 2[(N - Z) / A]\right\} (10^{-13} \text{ cm})^2$. Spin-yörünge çiftlenmesi genellikle nükleer küresel olmayan durumu ve sonlu yüzey kalınlığını da ihtiva eder:

$$\left. \begin{aligned} V_0^N &= V_0 \left[1 - 0.63 \frac{N - Z}{A}\right], \\ V_0^Z &= V_0 \left[1 + 0.63 \frac{N - Z}{A}\right], \end{aligned} \right\} \quad (3.2.3)$$

Burada $V_0 = 53 \text{ MeV}$, $R_0 = r_0 A^{1/3}$ ve $r_0 = 1.24 \times 10^{-13} \text{ cm}$ dir.

Coulomb potansiyeli

$$V_c(r, \beta, \theta) = \frac{3(Z-1)e^2}{4\pi R_0^3} \int \frac{(dr')}{|r-r'|} \left\{ 1 + \exp \left[\frac{r' - R_0 (1 + \beta Y_{20}(\theta'))}{a} \right] \right\}^{-1} \quad (3.2.4)$$

şeklinde ve tek parçacık proton seviyeleri hesaplandığında (3.2.1) ve (3.2.2) denklemlerine ilave edilir.

Kullanılan potansiyelin parametreleri teknik zorluklar nedeniyle bir çok çalışmada [40], seçilen deforme çekirdek bölgesi birkaç kısma parçalanarak ve bu parça aralığında yerleşen çekirdekler için ortak parametreler elde edilerek seçilir. Gerçek durumlarda kullanılan potansiyellerin parametreleri çekirdekten çekirdeğe değişebilir. Bu tür hesaplamaların negatif yönü parametrelerin seçilmesinde çekirdek bireyselliğinin ihmal edilmesidir.

Deforme çekirdeklerde tek-parçacık özdeğer ve özfonksiyon problemi, sonlu yüzey kalınlığını ve spin-yörünge çiftlenmesinin küresel olmamasını da göz önüne alan hesaplamalar Woods-Saxson potansiyeli kullanılarak çalışma [32] de yapılmıştır. Biz sayısal hesaplamalarımızı bu çalışmadaki tek-parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonlarını baz alarak yaptık.

BÖLÜM 4. TOPLAM KURALLARI

Kuantum mekaniğinde mikro sistemlerin (atomlar, çekirdekler v.b.) bir halden diğer hale geçiş matris elemanlarının toplamı, modelden bağımsız bağıntılarla sınırlandırılır ve bu bağıntılar toplam kuralları olarak adlandırılır [41]. Bu kurallar geçiş operatörlerinin veya fiziksel büyüklüklere karşılık gelen diğer operatörlerin komutasyon bağıntılarının ve seviyelerin dalga fonksiyonlarının tam set oluşturduğu matematiksel özelliklerinin yardımıyla elde edilir. Bu toplam kuralları çoğunlukla modelden bağımsız olduklarından çok büyük öneme sahiptirler. Toplam kuralları atomik, nükleer ve parçacık fiziğinde oldukça sık kullanılır. Toplam kuralı tanımı ilk kez 1930 yılında H.Bethe tarafından hidrojen atomundan çıkan hızlı elektronların etkili gecikmesini elde etmek için kullanılmıştır. Toplam kuralı metodu nükleer saçılma reaksiyonlarında da yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu kurala göre verilen reaksiyon için nükleer seviyelerin indirgenmiş kalınlıklarının toplamı belirli sabit bir değere sahiptir. Toplam kuralı metodu nükleer kolektif uyarılmaların özelliklerini incelemek için mikroskobik nükleer teoride de yoğun biçimde kullanılır [42-45]. Mesela, elektrik çok-kutup foton soğurmanın toplam tesir kesiti elektrik 2^λ -kutuplu geçiş matris elemanlarının enerji ağırlıklı toplam kuralına (EWSR) indirgenebilir. Matris

elemanlarının enerji ağırlıklı (EWSR) ve enerji ağırlıksız (NEWSR) toplam kurallarının yardımıyla çekirdeklerdeki dev rezonansların (dipol ve kuadropol) enerjileri kolayca tahmin edilebilir [30,46].

Toplam kurallarını hesaplamının bir yolu, verilen sistem Hamiltoniyeni için Schrödinger denklemini çözerek elde edilen dalga fonksiyonları yardımıyla bulunan tüm matris elemanlarının toplanmasıdır. Çekirdeğin modern mikroskopik modelinde toplam kurallarının sayısal hesaplamaları az sayıdaki fonon seviyeleri için kolaydır. Bununla birlikte gerçek durumlarda çekirdek spektrumu yüksek yoğunlukla karakterize edilir. Bu durum sistemin tüm özdeğerlerinin tam çözümlerinde ve geçiş matris elemanlarının doğru değerlendirilmesinde büyük zorluklar doğurur. Bu yüzden toplam kurallarının hesaplanmasında analitik olarak hesaplamaya imkan tanıyan matematiksel yöntemleri kullanmak oldukça faydalıdır. Toplam kurallarının hesaplanmasının alternatif bir yolu toplam kuralı metodudur. Çift beta geçiş hızlarının hesaplanmasında matris elemanlarının toplamının analitik olarak elde edilmesi için alternatif metot çalışma [47] de ileri sürülmüştür. Bu metot yardımıyla nükleer geçiş matris elemanlarının analitik özellikleri kullanılarak özdeğer ve özfonksiyon problemini çözmeden rezidü teoremi ve kontur integralleri yardımıyla sayısal hesaplamalarda meydana çıkan zorluklardan kaçınılabilir [48].

Çekirdek fiziğinde toplam kuralları, kullanılan modellerin güvenilirliğinin ve parametrelerinin tespiti ve tekmilleştirilmesi yolunda çok büyük öneme sahiptirler [44]. Deneysel incelemeler ağır çekirdeklerdeki elektromanyetik geçiş matris elemanlarının NEWSR toplam kurallarının teorik değerlerinin, bunlara karşılık gelen uygun deneysel değerlerden 1,5-2 kat daha büyük olduğunu göstermektedir [28]. Deney ve teori arasındaki bu uyumsuzlukların nedeni teorik olarak tam açıklanamamıştır. Bizim varsayımımıza göre, bu uyumsuzlukların 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 [49,50].

Çift çekirdeklerde manyetik dipol ve Gamov-Teller rezonanslarının oluşumuna nükleonlar arasındaki spin kuvvetlerinin sorumlu olduğu iyi bilinmektedir. Spin kuvvetleri tek çekirdeklerde beta geçiş hızlarının ve M1 geçiş ihtimallerinin yavaşlamasında da etkilidir. Bu

kuvvetlerin ürettiği kolektif 1^+ seviyelerinin uyarılma matris elemanlarının toplam kurallarının sayısal olarak hesaplanması bunların yüksek yoğunluklarından dolayı oldukça zordur. Bu toplam kurallarının deformasyon bağımlılığının tasviri ise daha da zordur. Bu bakımdan biçimi taban halin biçiminden farklı seviyelere geçiş matris elemanlarının toplam kurallarının analitik olarak hesaplanması çok önemlidir.

Tezin bu bölümünde, çalışma [51,52] de geliştirilen ve [53] de farklı biçimli seviyeler arasındaki M1 geçişleri için genelleştirilen yöntem ile toplam kurallarının deformasyon bağımlılığı için analitik ifadeler elde edeceğiz. Elde edilmiş formüller ^{140}Ce ve ^{154}Sm çekirdeklerine uygulanarak incelenecektir.

4.1. Toplam Kuralları İçin Temel Bağlılar

Çekirdek geçiş matris elemanları için toplam kuralları, geçiş operatörlerinin birbirleri ve sistem Hamiltoniyeniyle komutasyon bağıntıları ve dalga fonksiyonlarının kapalılık koşulları kullanılarak hesaplanır. Toplam kuralları enerji ağırlıklı (EWSR) ve enerji ağırlıksız (NEWSR) olmak üzere iki çeşittir. Burada ilk olarak toplam kurallarının RPA metodunda kullanılmasını ve daha sonra da bu toplam kurallarının TDA ve RPA metotlarında hesaplanmasını göstereceğiz.

Matrisin verilmesi, ona karşılık gelen operatörün verilmesi ve buna bağlı olarak da operatörün özdeğer ve özfonksiyonlarının bulunması anlamına gelir. Fiziksel bir f büyüklüğünün tüm k ve i lere göre sahip olduğu f_{ki} değerler takımına f büyüklüğünün matris elemanı, bir integral olan f_{ki} ye de k halinden i haline geçiş matris elemanı denir ve

$$f_{ki} = f_i^k = \langle k | f | i \rangle$$

şeklinde gösterilir. Enerji ağırlıksız toplam kuralı aşağıdaki matris çarpımı kuralından elde edilir:

$$(fg)_{mn} = \sum_k f_{mk} g_{kn} \quad (4.1.1)$$

Herhangi bir f operatörü için $|k\rangle$ dalga fonksiyonlarının $\sum_k |k\rangle \langle k| = 1$ kapalılık koşulundan yararlanarak sistemin taban durumundan tüm uyarılmış durumlara toplam geçiş ihtimali

$$\sum_k |\langle k | f | 0 \rangle|^2 = |\langle 0 | f^+ f | 0 \rangle| \quad (4.1.2)$$

toplam kuralı ile verilir. Burada $|0\rangle$ ve $|k\rangle$ sırasıyla çok-parçacık sisteminin taban ve uyarılmış hallerinin dalga fonksiyonlarını göstermektedir ve $\langle 0 | 0 \rangle = \langle k | k \rangle = 1$ ve $\langle 0 | f | 0 \rangle = 0$ eşitliklerini sağlarlar.

Enerji ağırlıksız (4.1.2) toplam kuralı elektrik yükünün korunduğu proseslerde yaygın biçimde kullanılır. Formülden de görüldüğü gibi, taban halden tüm uyarılmış hallere geçiş ihtimali, taban durumundaki geçiş operatörünün beklenen değerinin modülünün karesine eşittir.

f_μ ve f_μ^+ birer vektör operatör bileşenleri ($\mu=\pm 1$) olmak üzere, (4.1.2) eşitliği bu operatörlerin

$$f_0 = [f_\mu, f_\mu^+] \quad (4.1.3)$$

komutasyonuna uygulanırsa, uyarılmış hallerin dalga fonksiyonlarının tam küme oluşturmalarından yararlanarak, F nin taban hal ortalama değeri yapılan hesaplamalar sonucu

$$\sum_k \left(|\langle k | f_\mu | 0 \rangle|^2 - |\langle k | f_\mu^+ | 0 \rangle|^2 \right) = \langle 0 | f_0 | 0 \rangle \quad (4.1.4)$$

şeklinde elde edilir. Fermi ve Gamov-Teller beta geçiş operatörleri hermitik olmadığından, (4.1.4) toplam kuralı yaygın olarak izinli beta geçişlerinde kullanılır. Bazı geçiş operatörleri ve zamana göre türevlerinin matris elemanları arasındaki bağıntı kullanılarak Toplama Teoremi [54] yardımıyla EWSR için aşağıdaki modelden bağımsız genel formül elde edilir:

$$\sum_k (E_k - E_0) |\langle k | f | 0 \rangle|^2 = \frac{1}{2} \langle 0 | [f^+, [H, f]] | 0 \rangle \quad (4.1.5)$$

Burada E_0 ve E_k sırasıyla taban ve uyarılmış hallerin enerjileridir.

F büyüklüğünün matris elemanları ve H Hamiltoniyeni ile komutasyonu

$$\langle k | f | 0 \rangle = \frac{\langle k | [H, f] | 0 \rangle}{E_k - E_0} \quad (4.1.6)$$

eşitliği ile ilişkilidir. (4.1.6) eşitliğini kullanarak (4.1.5) denkleminin sol tarafı hesaplanırsa gerekli olan (4.1.5) teoremini elde etmiş oluruz.

Formüllerden de görüldüğü gibi elde ettiğimiz (4.1.2), (4.1.4) ve (4.1.5) toplam kurallarının sağ tarafları, de görüldüğü gibi geçiş operatörleri için ele alınan uyarılmış enerji seviyelerinden ve bunların hesaplama metotlarından bağımsızdır. Bunlar sadece taban hal dalga fonksiyonları yardımıyla hesaplanabilirler. Diğer yandan bu toplam kurallarının sol tarafları uyarılmış hallerin dalga fonksiyonlarını ihtiva ettiğinden, bunların değerleri modele ve kullanılan metotların doğruluğuna bağlıdır. Toplam kurallarının modelden bağımsız olması, matris elemanlarını sayısal olarak hesaplamaya gerek kalmadan sonuçları elde etmeyi kolaylaştırır ve kullanılan metotların doğruluk derecesini kontrol etmeye imkan sağlar. (4.1.5) eşitliğinden de görüldüğü gibi elektrik dipol geçişlerinin enerji ağırlıklı toplam kuralı, modelden bağımsız olarak fiziğin ve çekirdeğin universal sabitleriyle ifade edilir.

Toplam kurallarının bir diğer önemi, bir çok özel geçişler için modelden bağımsız olmasıdır. Mesela, elektrik dipol ve elektrik kuadrapol geçişleri için (4.1.5) toplam kuralı (EWSR) modelden bağımsız belirli değere sahiptir. Özellikle elektrik dipol geçişleri için, yük alışverişli ve hıza bağlı etkileşmeleri ihmal ederek elde edilen modelden bağımsız sonuç aşağıdaki gibidir [44]:

$$\sum_k (E_k - E_0) |\langle k | r | 0 \rangle|^2 = \frac{1}{2} \langle 0 | [r^+, [H, r]] | 0 \rangle = \frac{9}{4\pi} \frac{\hbar}{2m_p} \frac{NZ}{A} e^2 \quad (4.1.7)$$

Bu ifade ayrıca modellerin çok-parçacık sistemlere uygulanıp uygulanamayacağını ve kullanışlı olup olamayacağını da anlaşılmasına imkan sağlar.

4.2. Deforme Çekirdeklerde Spin-Titreşim Karakterli 1^+ Seviyeleri

Manyetik dipol etkileşmeleri; tek-çekirdeklerin manyetik dipol momentlerine, M1 geçişlerine ve enerji spektrumlarına tesir ederken, çift-çift çekirdeklerde spin-titreşim 1^+ seviyelerini üretir. Buna göre spin kuvvetlerinin deforme çekirdeklerde 1^+ seviyelerini ürettiği varsayılarak bu seviyeleri temsil eden Hamiltoniyen aşağıdaki gibi seçilebilir [55]:

$$H = H_{sqp} + V_{\sigma\tau} \quad (4.2.1)$$

Burada

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \chi_{\sigma\tau} \sum_{i \neq j} \sigma_i \sigma_j \tau_i^z \tau_j^z \quad (4.2.2)$$

bağıntısı izovektör spin kuvvetlerini, H_{sqp} ise süperakışkan modelde (4.2.1) kuaziparçacık Hamiltoniyenini tasvir etmektedir. \mathbf{s} ve \mathbf{t} sırasıyla spin ve izospin momentum operatörleri olmak üzere $\boldsymbol{\sigma} = 2\mathbf{s}$ ve $\boldsymbol{\tau} = 2\mathbf{t}$ ise sırasıyla spin ve izotopik spini temsil eden Pauli matrisleridir. Burada kullanılan ve açıklanmamış olan tüm bağıntılar referans [55] deki gibidir. RPA da 1^+ seviyeleri dalga fonksiyonlarına bir fonon fonksiyonu olarak bakılabilir:

$$|\Psi_k\rangle = Q_k^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\mu, \tau} [X_\mu^k(\tau) C_\mu^+(\tau) - Y_\mu^k(\tau) C_\mu(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (4.2.3)$$

Burada Q_k^+ fonon üretim operatörü, $|0\rangle$ ise çift-çift çekirdeğin taban durumuna karşılık gelen fonon vakumudur. Sistemimiz kesikli spektruma sahiptir ve buna karşılık gelen $|k\rangle$ dalga fonksiyonları da $\sum_k |k\rangle\langle k| = 1$ şeklinde tam set oluştururlar. Bundan dolayı C_μ ve C_μ^+ operatörlerine karşılık gelen iki kuaziparçacıklı seviyelerin X_μ ve Y_μ genlikleri şu şekilde normlanmıştır:

$$\sum_{\mu\tau} [X_\mu^{i2}(\tau) - Y_\mu^{i2}(\tau)] = 1 \quad (4.2.4)$$

Hamiltoniyenin özfonksiyon ve özdeğerlerini bulmak için RPA'nın bilinen işlemlerini kullanarak ve

$$[H_{sqp} + V_{\sigma\tau}, Q_k^+] = \omega_k Q_k^+ \quad (4.2.5)$$

hareket denklemini çözerek 1^+ seviyelerinin enerjisi olan ω_k kökleri için aşağıdaki dispersiyon denklemi alınır:

$$D(\omega_k) = 1 + \chi [F_k^n(\omega_k) + F_k^p(\omega_k)] = 0 \quad (4.2.6)$$

Burada

$$F_k^\tau(\omega_k) = 8 \sum_\mu^\tau \frac{E_\mu s_\mu^2 L_\mu^2}{E_\mu^2 - \omega_k^2}, \quad \tau = n, p \quad (4.2.7)$$

olmak üzere, E_μ nükleonların kuaziparçacık enerjisi, ω_k spin-titreşim karakterli 1^+ seviyelerinin fonon enerjileri ve σ_μ ise spin operatörünün tek parçacık matris elemanlarıdır. İki-kuaziparçacıklı seviyelerin X_μ ve Y_μ genlikleri şu şekildedir:

$$X_\mu^i = \frac{1}{\sqrt{4\omega_i Z(\omega_i)}} \cdot \frac{s_\mu L_\mu}{E_\mu - \omega_i} \quad (4.2.8)$$

$$Y_\mu^i = \frac{1}{\sqrt{4\omega_i Z(\omega_i)}} \cdot \frac{s_\mu L_\mu}{E_\mu + \omega_i} \quad (4.2.9)$$

Burada

$$Z(\omega_i) = \sum_i \frac{E_\mu s_\mu^2 L_\mu^2}{(E_\mu^2 - \omega_i^2)^2} \quad (4.2.10)$$

dir. Ayrıca manyetik dipol 1^+ seviyelerinin enerjileri $D(\omega_i)$ fonksiyonunun çözümleri olduğundan dolayı

$$D' = \frac{dD(z)}{dz}$$

olmak üzere,

$$Y(\omega_i) = \frac{I}{\chi} D'(\omega_i) \quad (4.2.11)$$

eşitliği mevcuttur. Kullanılan spin-spin kuvvetlerinin ve manyetik dipol operatörünün simetrisinden dolayı 1^+ seviyelerinin en karakteristik büyüklüğü, çekirdek taban halinden uyarılmış hallere M1 geçiş matris elemanlarıdır:

$$M_k = \langle k | M | 0 \rangle \quad (4.2.12)$$

Burada manyetik dipol operatörü

$$\vec{M} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_{m,\tau} \left[(g_s^\tau - g_l^\tau) \vec{s}_m^\tau - g_l^\tau \vec{j}_m^\tau \right] \quad (4.2.13)$$

şeklindedir. g_s^τ ve g_l^τ sırasıyla nükleonların spin ve yörüngesel jromanyetik oranlarıdır. Dalga fonksiyonunun (4.2.3) ifadesini kullanarak (4.2.8) ve (4.2.9) formüllerinin yardımıyla 1^+ seviyelerinin taban halinden uyarılmış hale geçiş matris elemanı

$$M_i = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \frac{\sum_{\tau} \left[\frac{1}{2} (g_s^\tau - g_l^\tau) \vec{F}_i^\tau - g_l^\tau \vec{J}_i^\tau \right]}{\sqrt{Y(\omega_i)}} \quad (4.2.14)$$

olmak üzere

$$\vec{J}_i^\tau = 2 \sum_{\mu} \tau \frac{E_{\mu} j_{\mu}^2}{E_{\mu}^2 - \omega_i^2} \quad (4.2.15)$$

şeklinde alınır. Burada j_{μ} toplam açılal momentumun tek-parçacık matris elemanlarıdır.

4.3 Enerji Ağırlıklı Toplam Kurallarının Deformasyon Bağımlılığı

Manyetik dipol geçiş matris elemanlarının enerji ağırlıklı toplam kuralı, (4.1.5) bağıntısının yardımıyla aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$\sum_{k>0} (E_k - E_0) |\langle k | M | 0 \rangle|^2 = \frac{1}{2} \langle 0 | [M^\dagger, [H, M]] | 0 \rangle \quad (4.3.1)$$

Burada E_k ve $\langle k |$ sırasıyla H Hamiltoniyen operatörünün özdeğer ve özfonksiyonudur. Ayrıca M geçiş operatörü, E_0 ve $|0\rangle$ ise sırasıyla taban hal enerjisi ve dalga

fonksiyonudur. Bu toplam kuralının sağ tarafı ortalama alan potansiyeli parametreleri ile belirlendiğinden çekirdeğin iç hareket parametrelerini içermemekte ve kullanılan modelden bağımsız olarak sabit değerlere sahip olmaktadır. Diğer yandan (4.3.1) toplam kuralının sol tarafı çekirdek seviyelerinin enerjilerini ve dalga fonksiyonlarını ihtiva ettiğinden modele ve kullanılan metotlara bağımlıdır. Buna göre de (4.3.1) toplam kuralı çekirdek yapısının incelenmesinde çok önemli bir yere sahiptir.

Şimdi (4.3.1) toplam kuralını farklı biçime sahip taban hal ve uyarılma seviyeleri arasındaki geçişler için genelleştirelim. Bunun için $|k\rangle$ uyarılma seviye biçimlerinin, taban hal biçiminden farklı deformasyona sahip olduğunu kabul edelim. Bundan sonra yeri geldiğinde uyarılmış seviyelere karşılık gelen büyüklüklerin üstüne tilda (\sim) simgesi ekleyelim. Taban hal bazında uyarılmış seviyelerin $|i\rangle = Q_i^+ |0\rangle$ dalga fonksiyonlarının tam set oluşturdukları da göz önüne alınarak (4.3.1) toplam kuralının farklı biçimler için genelleştirilmiş ifadesi aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$S(\delta_i, \delta_k) = \sum_{k>0} \omega_k \left| \sum_{i>0} M_i \langle i | k \rangle \right|^2 \quad (4.3.2)$$

$$\langle i | k \rangle = (X_\mu^i X_\mu^k - Y_\mu^i Y_\mu^k) \quad (4.3.3)$$

Burada δ_i ve δ_k sırasıyla taban ve uyarılmış hallerin biçimini karakterize eden kuadrupol deformasyon parametreleridir.

Küresel çekirdeklerde toplam kuralları başarılı bir şekilde hesaplanmaktadır. Fakat deforme çekirdeklerde çekirdek seviyelerinin yüksek yoğunluğa sahip olması ω_i özdeğerlerinin (4.1.12) denkleminde sayısal olarak bulunmasını oldukça güçleştirir. Bundan dolayı M_i geçiş matris elemanlarının ve bunlara karşılık gelen toplam kurallarının hesaplanmasında çok büyük hatalar oluşabilir. Bu bakımdan bu problemin çözüm yolları çalışma [48] de verilmiş ve beta geçiş matris elemanlarının matematiksel özelliklerinden yararlanarak çift beta bozunum toplam kuralı analitik olarak hesaplanmıştır. Daha sonra çalışma [48] de geliştirilmiş metot [57] de elektrik ve manyetik dipol geçişlerine başarıyla uygulanmıştır. Biz

bu çalışmada [48] de ileri sürülen metodu farklı biçime sahip geçişler için genelleştirdiğimiz (4.2.14) toplam kuralına uygulayarak hesaplayacağız.

Bu bölümdeki (4.1.12)-(4.1.17) formüllerinden yararlanarak (4.3.2) toplam kuralı için aşağıdaki ifade elde edilir:

$$S = \frac{3}{16\pi} \sum_{\mu\nu} d_\mu d_\nu \cdot \Omega_{\mu\nu} \quad (4.3.4)$$

Burada, i ve k köklerine göre toplamlar (4.1.12) denkleminin tüm pozitif ve negatif kuvvetlerini ihtiva etmek üzere,

$$d_\mu = \sum_i M_i w_\mu^i = 2\chi\sigma_\mu L_\mu \sum_i \frac{\omega_i}{(E_\mu^2 - \omega_i^2)} \frac{F(\omega_i)}{D'(\omega_i)} \quad (4.3.5)$$

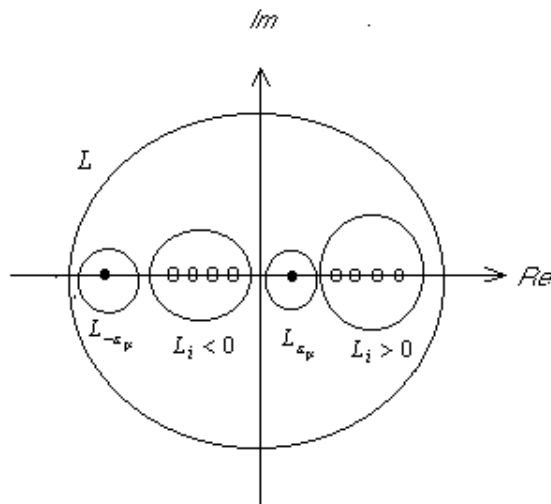
$$\Omega_{\mu\nu} = \sum_k \omega_k g_\mu^k g_\nu^k \quad (4.3.6)$$

$$g_\mu = X_\mu + Y_\mu, \quad w_\mu = X_\mu - Y_\mu$$

dir. Rezidü teorisinin esas teoremine göre [58], (4.3.5) toplamını kontur integral şeklinde aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$d_\mu = 2\chi\sigma_\mu L_\mu \sum_i \oint_{L_i} \frac{zF(z)}{(E_\mu^2 - z^2)D(z)} dz \quad (4.3.7)$$

Kompleks düzlemde integralleme kontürü Şekil 6.'da gösterilmiştir.



Şekil 6. (4.3.7) denklemleri için z -Kompleks Düzlemi

İntegral altı fonksiyonun tüm kompleks düzlemde incelenmesi sonucu, $D(\omega_i) = 0$ kutuplarından başka ayrıca $z = \mp \varepsilon_\mu$ noktalarında da basit kutuplara sahip olduğu görülür. Buradan Cauchy teoremine göre

$$d_\mu = -\oint_{L_\mu} \frac{zF(z)}{(E_\mu^2 - z^2)D(z)} dz = 2\sigma_\mu L_\mu \quad (4.3.8)$$

bulunur. Uzun ve yorucu hesaplamalar sonucu, kompleks düzlemdeki incelemeler $\Omega_{\mu \neq \nu} = 0$ olduğunu gösterdiğinden (4.3.7) formülü için

$$\Omega_{\mu\nu} = 2\tilde{E}_\mu \delta_{\mu\nu} \quad (4.3.9)$$

ifadesi elde edilir.

Sonuç olarak (4.3.4), (4.3.8) ve (4.3.9) formüllerinden yararlanarak (4.3.2) toplam kuralının genelleştirilmiş ifadesi için aşağıdaki çok basit formül elde edilir:

$$S(\delta_i, \delta_k) = \frac{3}{2\pi} \sum_{\mu, \tau} \tilde{E}_\mu^\tau [(g_s^\tau - g_l^\tau) s_\mu^\tau - g_e^\tau J_\mu^\tau]^2 \quad (4.3.10)$$

Burada s_μ^τ , spin operatörünün taban baz halindeki tek parçacık matris elemanları, \tilde{E}_μ ise uyarılmış seviyelerin biçimine karşılık gelen farklı bazda hesaplanmış iki kuaziparçacık enerjileridir. Buna göre (4.3.10) formülü, $\delta_i = \delta_k$ olması durumunda manyetik dipol geçişleri için bilinen toplam kuralı ifadesine dönüşür [55]. Spin geçişleri için uygun toplam kuralı şu şekildedir:

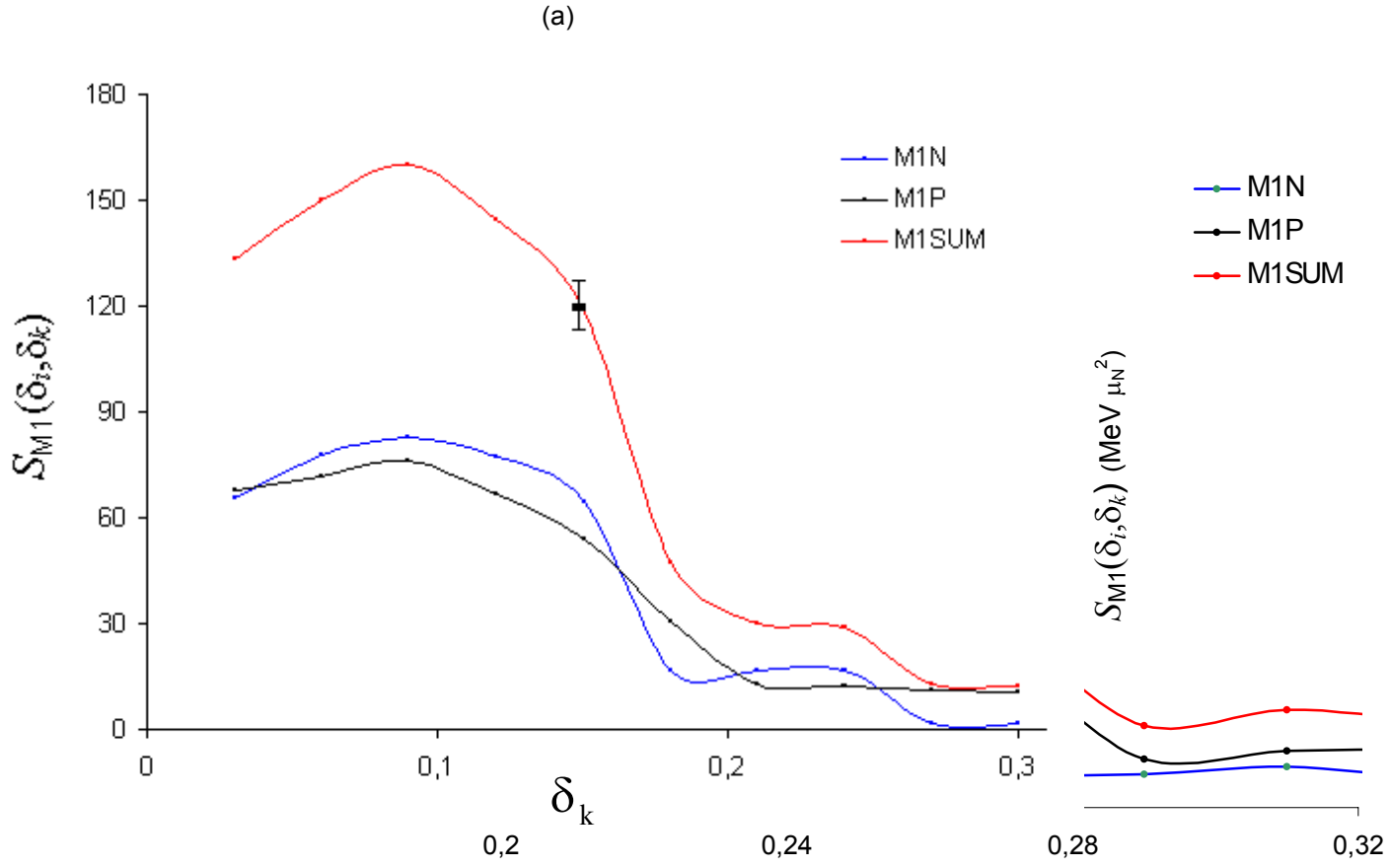
$$S_\sigma(\delta_i, \delta_k) = 2 \sum_{\mu, \tau} \tilde{E}_\mu^\tau \sigma_\mu^{\tau 2} L_\mu^{\tau 2} \quad (4.3.11)$$

4.4. Sayısal Sonuçlar

Elde ettiğimiz analitik formülleri farklı deforme bölgesinde yerleşen çekirdeklere uygulamak çok bilgi verici olacaktır. Bunun için deforme bölgesinin başında yerleşen ^{140}Ce , ^{150}Ce ve iyi deforme ^{154}Sm çekirdeklerini bir örnek olarak seçtik. Sayısal hesaplamalar deformasyon parametresinin geniş bir aralığında ^{140}Ce , ^{150}Ce ve ^{154}Sm çekirdekleri için deforme Woods-Saxon potansiyelinde yapılmıştır [32]. Deneysel veriler [36], N=82 olan yarı-sihirli çekirdeklerin deforme olduğunu göstermiştir. Bunun yanında Nükleer Rezonans Flüoresans deneylerinde ^{140}Ce , ^{138}Ba ve ^{144}Sm çekirdeklerinde 50 den fazla spini 1 olan seviyeler gözlenmiştir [36]. Düşük enerjilerde spini 1 olan seviyelerin böyle yüksek yoğunluğu (20MeV^{-1}), çekirdek biçimini küresel kabul eden varsayım ile açıklanamaz. Seryum izotoplarının deformasyona sahip olduğu [36] makalesinde de vurgulanmıştır. Bu makalede yapılan teorik hesaplamalar, gözlenen deneysel verileri açıklayabilmek için bu çekirdeklere küçük de olsa deformasyon kullanılması gerektiğini göstermiştir.

Bu tez çalışmasında yukarıda bahsedilen deneysel ve teorik sonuçlara ^{140}Ce , ^{150}Ce ve ^{154}Sm izotoplarının taban hal kuadropol deformasyon parametreleri için sırasıyla $\delta_i=0.09$, $\delta_i=0.236$ ve $\delta_i=0.28$ deneysel değerleri [33] kullanılmıştır. Uyarılmış seviyelerin deformasyon parametreleri ^{140}Ce için $\delta_k=0.05$ ve 0.3 aralığında, ^{150}Ce için 0.20 ve 0.32 aralığında ve ^{154}Sm çekirdeği için ise 0.23 ve 0.33 aralığında değiştirilerek incelemeler yapılmıştır.

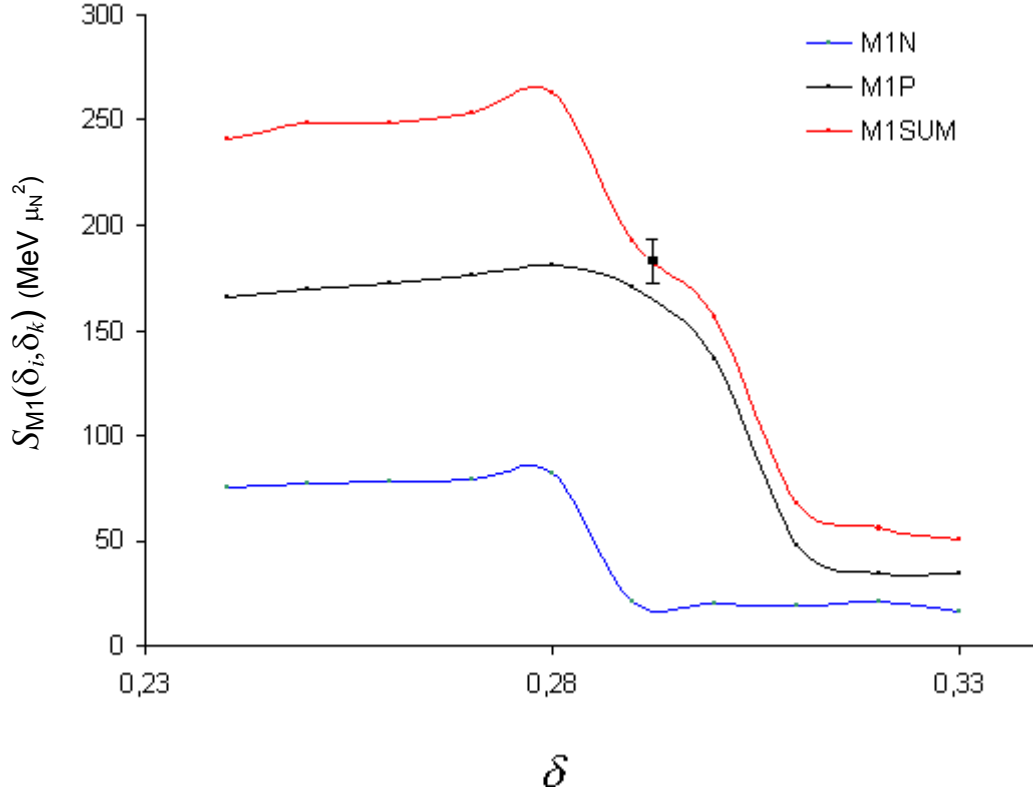
M1 geçişlerinin (4.3.10) toplam kuralının uyarılmış seviyelerin deformasyon parametresine bağımlılığı ^{140}Ce ve ^{150}Ce çekirdeklerinde sırasıyla Şekil 7.a. ve Şekil 7.b.' de gösterilmiştir. Eğrilerdeki maksimum değerler taban hal deformasyonuna karşılık gelmektedir ($\delta_k=\delta_i$).



Şekil 7. a ve b. ^{140}Ce (a) ve ^{150}Ce (b) çekirdeklerinde 1^+ seviyelerin taban halden M1 uyarılmaları enerji ağırlıklı toplam kuralının $S_{M1}(\delta_i, \delta_k)$ deformasyon bağımlılıkları. Toplam Kuralının deneysel () değeri [28] mütalalesinden alınmıştır

Şekilden görüldüğü gibi, uyarılmış seviyelerin deformasyonu arttıkça, $S_{M1}(\delta_i, \delta_k)$ (kırmızı çizgi) yavaşça artarak $\delta_k = \delta_i$ değerinde maksimum olmakta ve taban halin deformasyonundan büyük değerlerde ise $S_{\sigma}(\delta_i, \delta_k)$ 'in değerleri keskin olarak azalmaya başlamaktadır. Toplam kuralının nötron (mavi çizgi) ve proton (siyah çizgi) kısımlarının da benzer davranış sergilediği yine şekilden görülmektedir. Şekil 7.a dan görüldüğü gibi toplam kuralının deneysel verilerini [28] açıklayabilmek için uyarılmış seviyelerin deformasyon parametresi $\delta_k \cong 0.16$ civarında olmalıdır.

^{154}Sm izotopu için yapılan hesaplamalar Şekil 7.c.' de gösterilmiştir.



Şekilden görüldüğü gibi iyi deforme ^{154}Sm çekirdeği için elde edilen sonuçlar ^{140}Ce izotopunda olduğu gibidir. Bu durum toplam kuralının deformasyon bağımlılığının, çekirdeğin taban hallerinin biçiminden bağımsız olarak sadece uyarılmış seviyelerin biçimine bağlı olduğunu göstermiştir. Şekil 7.c.' den görüldüğü gibi toplam kuralının deneysel verilerini [28] açıklayabilmek için uyarılmış seviyelerin deformasyon parametresi $\delta_k \cong 0.29$ civarında olmalıdır.

Böylece manyetik dipol geçiş matris elemanlarının enerji ağırlıklı toplam kuralları için elde edilmiş analitik ifadeler taban durumundan farklı biçime sahip seviyelere geçişler için genelleştirilmiştir. Sayısal hesaplamalar geçiş ve deforme çekirdeklerinde manyetik dipol karakterli titreşim seviyelerinin foton, (e, e') ve (p, p') saçılma reaksiyonlarında gözlenen toplam kuralının, önceki teorilerin öngördüğünden daha az olmasının sebebine açıklık getirmiştir.

δ_k

Sonuç olarak manyetik dipol geçişlerinin bilinen enerji ağırlıklı toplam kuralı, taban halin biçiminden farklı biçime sahip seviyelere geçişler için genelleştirildi ve daha sonra kontur integraller ve rezidü teorisi yardımıyla, bu toplam kuralları için analitik ifadeler elde edildi. Sayısal hesaplamalar, M1 geçiş operatörü örneğinde, enerji ağırlıklı toplam kuralının sayısal değerinin çekirdek biçiminin değişmesiyle keskin olarak azaldığını gösterdi. Deneysel veriler kararlı biçime sahip olan küresel ve iyi deforme çekirdeklerle kıyaslandığında, geçiş çekirdeklerinde manyetik dipol geçişlerin çok zayıf olduğunu göstermektedir. Geçiş çekirdekleri biçim değişikliğine karşı çok hassaslardır ve bu çekirdekler uyarılma zamanlarında kolaylıkla biçim değiştirebilirler. Bu çekirdeklerde M1 geçişlerinin neden zayıf olduğunu elde ettiğimiz sonuçlar açıklığa kavuşturmuştur.

BÖLÜM 5. SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında özdeş parçacıklar halinde FR-QRPA'nın yeni bir versiyonu olan dönme değişmez FR-QRPA modeli geliştirilmiştir. FR-QRPA'nın genelleştirilmiş bir versiyonu olan bu model, deforme çekirdeklerdeki 1^+ hallerine uygulanarak sahte hallerin taban hal korelasyonları üzerindeki etkileri araştırılmıştır. Dönme değişmez FR-QRPA model çerçevesinde yapılan hesaplamalar sıfır enerjili sahte çözümlerin, taban hal korelasyonları ve 1^+ seviyelerinin ayrışmasında çok önemli bir yeri olduğu görülmüştür.

FR-QRPA hareket denkleminde, bifermyon operatörlerinin tam komutasyon bağıntılarını kullanarak saçılma terimlerini de dahil eder ve Pauli dışarlama ilkesini de tam olarak dikkate alır. Buna göre FR-QRPA yaklaşımı, R-QRPA ve QRPA yaklaşımlarına kıyasla daha iyi bir yol izlemiştir. Dönme değişmez modelde FR-QRPA ve R-QRPA sonuçları arasında büyük relatif farklar vardır. İzovektör spin-spin etkileşmelerinin sahte hale hiçbir katkısı yoktur. Bununla birlikte restore edici kuvvetler $\omega \neq 0$ titreşim hallerini belirgin bir biçimde etkilerler.

R-QRPA ve QRPA yaklaşımlarının tersine, FR-QRPA modelinde kuaziparçacık enerjileri nükleonlar arasındaki etkileşmeler sebebiyle doğal olarak değişirler. Bu değişime bir taraftan saçılma terimleri ve bifermyon operatörlerinin tam komutasyon bağıntıları, diğer taraftan da Hamiltoniyen ile uyumlu fonon operatörleri neden olur. FR-QRPA da kuaziparçacık enerjilerinin değişmesinden dolayı geçiş matris elemanlarının ve efektif etkileşmelerin de değişime uğradığı görülmüştür. Bu tip değişimler düşük enerjili uyarılma enerjilerini etkiler ve enerji yoğunluklarını deneye uygun bir biçimde artırır [34-36]. Hesaplamalar [15] makalesinde de ifade edildiği gibi, iki-parçacık yoğunluk matrislerinden gelen benzer katkıların ihmal edilebileceğini göstermiştir.

FR-QRPA, R-QRPA ve QRPA çerçevesinde dönme değişmez ve dönme değişmez olmayan modellerin verdiği sonuçlar arasındaki farklar, sahte çözümlerden bağımsız olan yaklaşımların önemini göstermiştir. Sahte çözümler içermeyen FR-QRPA da yapılan hesaplamalar, spektroskopik enerji bölgesinde $N_{qp}(\omega_i)$ kuaziparçacık sayısının dağılımını belli derecede değiştirmiş ve 1^+ makas mod uyarılmalarının ayrışmasında deneysel verilere uygun olarak artış olduğu gözlenmiştir.

Yapılan hesaplamalarda R-QRPA ve QRPA yaklaşımlarındaki toplam B(M1) değerleri ve makas modun ortalama rezonans enerji sonuçlarının birbirine benzer olduğu görülmüştür. Ancak FR-QRPA yaklaşımında düşük enerjili bireysel hallerin enerjisi ve B(M1) değerleri yaklaşık olarak %2 ile %4 arasında azalır. Bunun sonucunda spektrumun 4 MeV enerjiye kadar olan spektroskopik enerji bölgesinde manyetik dipol geçişlerinin toplam B(M1) değerleri de sistematik olarak azalır. Toplam kurallarının manyetik dipol geçişleri için elde edilmiş analitik ifadeleri kullanılarak yapılan sayısal hesaplamalar, uyarılmış seviyelerinin deformasyon parametrelerinin azalması veya artmasıyla toplam kurallarının küçüldüğünü göstermiştir.

KAYNAKLAR

- [1] SOLOVIEV, V.G., "Theory of Complex Nuclei", Pergamon Press New York, 1976.
- [2] BROWN, G.E., "Unified Theory of Nuclear Model and Forces, Secon Edition, North-Holland, Amsterdam, 1967.
- [3] MIGDAL, A.B., "Theory of Finitte Fermi Systems and Properties of Atomic Nuclei", Interscience, New York, 1967.
- [4] THOULESS, D.J., "Vibrational States of Nuclei in Random Phase Approximation", Nucl. Phys., Vol 22(1), pp 78- 95, 1961.
- [5] BOGOLYUBOV, N.N., "The Compensation Principle and The Self-Consistent Field Method", Sov. Phys. Usp., Vol 67(2), pp 236-254, 1959.
- [6] PIENES, D., "Many-Body Problem", Benjamin, New York, 459, 1962.
- [7] RING, P. and SCHUCK, P., "The Nuclear Many-Body Problem", Springer-Verlag, Berlin, 1980.
- [8] NOJAROV, A. and FAESSLER, A., "Symmetry-Restoring Interactions for $K^\pi = 1^+$ Isovector Vibrations", Nucl. Phys. A, Vol 484, pp 1-33, 1988.
- [9] KULİEV, A.A., AKKAYA, R., İLHAN, M. and GULİYEV, E., SALAMOV, C., SELVİ, S., "Rotational-Invariant Model of The States with $K^\pi = 1^+$ and Their Contribution to The Scissors Mode", Int. J. Mod. Phys. E, Vol 9, pp 249-261, 2000.
- [10] GULİYEV, E., KULİEV, A.A., NEUMANN-COSEL, P., RİCHTER, A, "Nature of The Scissors Mode in Nuclei Near Shell Closure: The Tellurium Isotope Chain", Phys. Lett. B, Vol 532 (3-4), p 173, 2002.; KULİEV, A.A.; GULİEV, E., GERÇEKLİOĞLU, M., "The Dependence of The Scissors Mode on The Deformation in The $^{140-150}\text{Ce}$ Isotopes", J. Phys G. Nucl. Particle Physics, Vol 28, p 407, 2002.

- [11] LINNEMANN, A., BRENTANO, P.V., EBERTH, J., ENDERS, J., FITZLER, A., FRANSEN, C., GULIYEV, E., HERZBERG, R.-D., KAUBLER, L., KULIEV, A.A., NEUMANN-COSEL, P.VON, PIETRALLA, N., PRADE, H., RICHTER, A., SCHWENGER, R., THOMAS, H.G., WEISSHAAR, D. and WIEDENHOVER, I., “Unexpected Changes of The Scissors Mode Properties Between The Neighboring γ - Soft Nuclei ^{194}Pt and ^{196}Pt ”, Phys. Lett. B, Vol 554, pp 15-20, 2003.
- [12] ROWE, D.J, “Equations of Motion Method and High Order QRPA”, Rev. Mod. Phys., Vol 40, 1968.
- [13] HARA, K., “An Extended Boson Approximation in Theory of Nuclear Structure”, Prog. Theor. Phys., Vol 32, p 88, 1964.
- [14] IKEDA, K., UDAGAVA, T. and YAMURA, H., Prog. Theor. Phys., Vol 33, p22, 1965.
- [15] ROWE, D.J, “Equations of Motion Method and The Extended Shell Model”, Rev. Mod. Phys., Vol 40, p 1283, 1968.
- [16] TOIVANEN, J. and SUHONEN, J., “Renormalized Proton-Neutron Quasiparticle Random Phase Approximation and Its Application to Double Beta Decay”, Phys. Rev. C, Vol 55, p 410, 1995.
- [17] SCHWIEGER, J., SIMKOVIĆ, F. and FAESSLER, A., “The Pauli Principle, QRPA and The Two-Neutrino Double Beta Decay^{*1}”, Vol 600, pp 179-192, 1996.
- [18] FAESSLER, A., KOVALENKO, S., SIMKOVIĆ, F. and SCHWIEGER, J., “Dominance of Pion Exchange in R-Parity-Violating Supersymmetric Contributions to Neutrinoless Double Beta Decay” , Phys. Rev. Lett., Vol 78, p 183, 1997; FAESSLER, A., KOVALENKO, S. and SIMKOVIĆ, F., “Pions in Nuclei and Manifestations of Supersymmetry in Neutrinoless Double Beta Decay”, Phys. Rev. D, Vol 58, 115004, 1998; SCHWIEGER, J., SIMKOVIĆ, F. and FAESSLER, A., KAMINSKI, W.A., “ Double Beta Decay to Excited States of Several Medium-Heavy Nuclei Within The Renormalized Quasiparticle Random Phase Approximation”, Phys. Rev. C, Vol 57, pp 1738–1743, 1998; SIMKOVIĆ, F., PANTIS, G., VERGADOS, J.D. and FAESSLER, A., “Additional Nucleon Current Contributions to Neutrinoless Doble Beta Decay”, Phys. Rev. C, Vol 60, pp 05502, 1999; SIMKOVIĆ, F., NOWAK, M., KAMINSKI, W.A., RADUTA, A.A. and FAESSLER, A., “Neutrinoless Double Beta Decay of ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{100}Mo , and ^{136}Xe to Excited 0^+ States”, Phys. Rev. C, Vol 64, 035501, 2001.
- [19] TOIVANEN, J. and SUHONEN, J., “Study of Several Double-Beta-Decaying Nuclei Using The Renormalized Proton-Neutron Quasiparticle Random-Phase Approximation”, Phys. Rev. C, Vol 55, pp 2314–2323, 1997.
- [20] STOICA, S. and KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, H.V., “Neutrinoless Double-Beta-Decay Matrix Elements Within The Second Quasirandom Phase Approximation Method”, Phys. Rev. C, Vol 63, 064304, 2001; STOICA, S. and KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, H.V., “Critical View on Double-Beta Decay Matrix Elements Within Quasi Random Phase Approximation-Based Methods”, Nucl. Phys. A, Vol 694, p 269, 2001; HIRSCH, J.G., HESS, P.O. and CIVITERASE, O., “Renormalized Quasiparticle Random Phase Approximation and Double Beta Decay: a Critical Analysis of Double Fermi Transitions”, Phys. Rev. C, Vol 54, pp 1976–1981, 1996**
- [21] DELION, D. S., DUKELSKY, J. and SCHUCK, P., “Restoration of The Ikeda Sum Rule in Self-Consistent Quasiparticle Random-Phase Approximation”, Phys. Rev. C, Vol 55, pp 2340–2344, 1997.

[22] BOBYK, A., KAMINSKI, W.A. and ZAREBA, P., “Study of The Double Beta Decay of $70 \leq A \leq 100$ Nuclei Within The RQRPA and The Self-Consistent BCS + RQRPA Formalisms”, Nucl. Phys. A, Vol 669, pp 221-238, 2000

[23] DUKELSKY, J. and SCHUCK, P., “Towards a Variational Theory for RPA-Like Correlations and Fluctuations”, Nucl. Phys. A, Vol 512, p 466, 1990.

[24] RADUTA, A.A., RADUTA, C.M., FAESSLER, A., and KAMINSKI, W.A., “Description of The $2\nu\beta\beta$ Decay Within A Fully Renormalised RPA Approach”, Nucl. Phys. A, Vol 634, p 497, 1998.

[25] DINH DANG, N. and ARIMA, A., “Extended Renormalized Random Phase Approximation”, Phys. Rev. C, Vol 62, 024303, 2000.

[26] RODIN, V. and FAESSLER, A., “Fully Renormalized Quasiparticle Random-Phase Approximation Fulfills Ikeda Sum Rule Exactly”, Phys. Rev. C, Vol 66, 051303, 2002.

[27] KHODEL, V.A., “The Effect of The Translational Invariance on Radii of Nuclei”, Sov.J.Nucl.Phys., Vol 19, p 404, 1974.

[28] LASZEWSKI, R.M., RULLHUSEN, P., HOBUT, S.D., LeBRUN, S.F., “Giant M1 Resonance in ^{140}Ce ”, Phys.Rev.C., Vol 34, p 2013, 1986;
RICHTER, A., “Probing The Nuclear Magnetic Dipole Response With Electrons, Photons and Hadrons”, Progr. Part. Nucl. Phys., Vol 34, pp 261-284, 1995.

[29] KULIEV, A.A., FAESSLER, A., GÜNER, M., RODIN, V., “Fully Renormalized Quasi-Particle Random Phase Approximation, Spurious States and Ground State Correlations”, Phys. Rev. C, 2004 (submitted); International Workshop “Quantum Particles, Fields and Strings-2”, 10-19 September, 2003, Zagulba Settlement, Baku, Azerbaijan.

[30] BOHR, A. and MOTTELSON, B., “Nuclear Structure”, Vol 1, W.A.Benjamin, New York, 1969.

[31] CATARA, F., DINH DANG, N. and SAMBATARO, M., “Ground-State Correlations Beyond RPA”, Nucl. Phys. A, Vol 579, pp 1-12, 1994.

[32] CERKASSKI, M., DUDEK, J., SZYMANSKI, Z., ANDERSSON, C.G., LEANDER, G., ABERG, S., NILSSON, S.G., RAGNARSSON, I., “Search for The Yrast Traps In Neutron Deficient Rare Earth Nuclei. Phys. Lett. B, Vol 70(1), pp 9-13, 1977; J.Phys.G. Vol 4, p 1543, 1978.

[33] RAMAN, S., MALARKEY, C.H., MILNER, W.T., NESTROB, C.W., STELSON, P.H., “Transition Probability, B(E2) From Ground To The First Excited 2^+ State In Even-Even Nuclides”, Nucl. Data Tables, Vol 36, p 1, 1987.

[34] ZIEGLER, W., RANGACHARYULU, C., RICHTER, A., and SPIELER, C., “Orbital Magnetic Dipole Strength in $^{148,150,152,154}\text{Sm}$ and Nuclear Deformation”, Phys. Rev. Lett., Vol 65, pp 2515–2518, 1990.

[35] MASER, H., LINDENSTRUTH, S., BAUSKE, I., BECK, O., BRENTANO, P., ECKERT, T., FRIEDRICHS, H., HEIL, R.D., HERZBERG, R.-D., JUNG, A., KNEISSL, U., and ZILGES, A., “Systematics of Low-Lying Dipole Excitations in The Deformed Even-Even Nuclei $^{164,166,168,170}\text{Er}$ ”, Phys. Rev. C, Vol 53, pp 2749–2762, 1996;

PIETRALLA, A., BECK B., O., BESSERER, J., P. von BRENTANO, ECKERT, T., FISCHER, R., FRANSEN, C., HERZBERG, R.-D., JAGER, D., JOLOS, R.V., KNEISSL, U., KRISCHOCK, B., MARGRAF, J., MASER, H., NORD, A., PITZ, H.H., RITTNER, M., SCHILLER, A., ZILGES, A., “The Scissors Mode and Other Magnetic and Electric Dipole Excitations in The Transitional Nuclei $^{178,180}\text{Hf}$ ”, Nuclear Physics A, Vol. 618, pp 141-165, 1997;

WOOD, J.L., HEYDE, K., NAZAREWICZ, W., HUYSE, M. and VAN DUPEN, P., "Coexistence in Even-Even Nuclei", Physics Reports, Vol 5, p 101, 1992.

[36] MARGRAF, J., HEIL, R. D., KNEISSL, U., MAIER, U., and PITZ, H. H., "Deformation Dependence of Low Lying $M1$ Strengths in Even Nd Isotopes", Phys. Rev. C, Vol 47, pp 1474–1477, 1993.; HERZBERG, R. D., (toplam 20 yazar), "Fine Structure of The $E1$ Response in Ce-140 Below The Particle Threshold", Phys. Lett. B, Vol 390(1-4), pp 49-54, 1997; KULIEV, A.A., GULIEV, E., GERÇEKLİOĞLU, M., "The Dependence of The Scissors Mode on The Deformation in The $^{140-150}\text{Ce}$ Isotopes" J. Phys G. Nucl. Particle Physics, Vol 28, p 407, 2002 ;

GULIYEV, E., KULIEV, A.A., NEUMANN-COSEL, P. Von, YAVAS, Ö., "Magnetic Dipole Strength Distribution and Photon Interaction Cross Section in ^{140}Ce ", Nucl. Phys. A, Vol 690, p 255, 2001;

GULIYEV, E., KULIEV, A.A., NEUMANN-COSEL, P., RICHTER, A., "Nature of The Scissors Mode in Nuclei Near Shell Closure: The Tellurium Isotope Chain", Phys. Lett. B, Vol 532 (3-4), p 173, 2002;

ZILGES, A., et al., "Collective Excitations Close To The Particle Threshold", Nucl. Phys. A., Vol 731, pp 249-255, 2004.

[37] KARADJOV, D., VORONOV, V.V and CATARA, F., "Groun State Correlations and Change Transition Densities", Phys. Lett. B, Vol 306, pp 197-200, 1993.

[38] NILSSON, N.G, "Mat-fys. Medd.Dan. Vid. Selsk.", Vol 29, p 16, 1955.

[39] LEMMER, L.H. and GREEN., H., Phys.Rev., Vol 119, p 1043, 1960.

[40] GARAEV, F.A. and IVANOVA, S.SP., P4-5221, JINR, Dubna, 1970.

[41] BLATT, J., WEISSKPOF, V., "Theoretical Nuclear Physics", J.Wiley, New York, London, Sydney, 1966.

[42] STRINGARI, S., LIPPARINI, E., ORLANDINI, G., TRAINI, M. and LEPNARDI, R., "Sum Rule Approach to Nuclear Collective Motion", Nucl.Phys. A, Vol 309, pp177-189, 1978.

[43] BOHIGAS, O., LANE, A.M. and MORTORELI, J., Phys. Rep., Vol 51, p 267, 1979.

[44] ROWE, D.J., "Nuclear Collective Motion", Methuen, London, 1970.

[45] STRINGARI, A., Winter College on Fundamental Nuclear Physics, Vol 12, edited by K. Diettrich

[46] PYATOV, N.I., SALAMOV, D.I., "Conservation Laws and Collective Excitations in Nuclei, Nucleonika, Vol 22, p 127, 1977.

[47] BALAEV, S.K., KULIEV; A.A and SALAMOV, D.I., "Evaluation of The Nuclear Matrix Elements for The 2β Decay Using The Theory of Residues", Bulletin of Academy of Sciences of The USSR, Physical Series, Vol 54, No 5, p 38, 1990.

[48] ALIYEV, T.M., BALAEV, S.K., KULIEV, A.A. and SALAMOV, D.I., "Bulletin of Academy of Sciences of The USSR, Physical Series, Vol 53(11), p 2140, 1989.

[49] PETROVICH, A., SCHMID, K.W. and FAESSLER, A., Nucl. Phys. A, Vol 605, p 290, 1996.

[50] BERLOVICH, E.Ye., NOVIKOV, Yu., N., Phys.Letts., Vol 19, pp 668, 1965.

[51] GÜNER, M., GULIYEV, E., "Manyetik Dipol Geçişlerinin Deformasyon Bağımlılığı", XIV Ulusal Matematik Sempozyumu, Anadolu Üniversitesi 19-21 Eylül, Eskişehir, 2001.

[52] GÜNER, M., GULİYEV, E and KULİEV, A.A., “Magnetik Dipol Geçişlerinin enerji Ağırlıklı Toplam Kurallarının Deformasyon Bağımlılığı”, I.Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi (UPHUK-I) 25-26 Ekim 2001, TAEK, Ankara.

[53] GUNER, M., GULİYEV, E., “Effect of Deformation in M1 Transitions Between States with Different Shapes”, International Workshop “Quantum Particles, Fields and Strings-2”, 10-19 September, 2003, Zagulba Settlement, Baku, Azerbaijan.

[54] LANDAY, L.D. and LIFSHITZ, E.M., “Quantum Mechanics”, Pergamon Press, 1987.

[55] GABRAKOV, S.I., KULİEV, A.A., PYATOV, N.I., SALAMOV, D.I and SCHULZ, H., “Collective 1^+ States in Doubly Even Deformed Nuclei”, Nucl.Phys.A., Vol 182, 1972.

[56] KULİEV, A.A., SALAMOV, D.I. and BALAYEV, S.K., “Evaluation of The Nuclear Matrix Elements for 2β Decay Using The Theory of Residues”, Bulletin of Academy of Sciences of the USSR, Ser.Phys. , Vol 53, p 2140, 1989.

[57] ERBİL, H., GERÇEKLIOĞLU, M., ILHAN, M. and KULİEV, A.A., “Sum Rule Approach to Nuclear Collective Vibration”, Mathematical & Computational Applications, Vol , No.1, pp 1-17, 1997.

[58] PYATOV, N.I. and SALAMOV, D.I., Nucleonica, Vol 22, p 127, 1977.