

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**DEFORME ÇEKİRDEKLERDE MAKAS MOD
SEVİYELERİNİN BETA BOZUNUM VE ELEKTROMANYETİK
GEÇİŞ ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

DOKTORA TEZİ

Zemine YILDIRIM

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ali GULİYEV

Eylül 2009

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DEFORME ÇEKİRDEKLERDE MAKAS MOD
SEVİYELERİNİN BETA BOZUNUM VE ELEKTROMANYETİK
GEÇİŞ ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ

Zemine YILDIRIM

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 10 / 09 /2009 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.



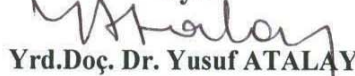
Prof. Dr. Atalay KÜÇÜKBURSA
Jüri Başkanı



Doç. Dr. Tahsin BABACAN
Üye



Prof. Dr. Ali GULİYEV
Üye



Yrd.Doç. Dr. Yusuf ATALAY
Üye



Prof. Dr. Osman TUTKUN
Üye

TEŞEKKÜR

Lisansüstü çalışmalarımda danışmanlığımı üstlenip, doktora konusunun belirlenmesinden, tamamlanmasına kadar geçen sürede bana yardımcı olan, çalışmalarımı titizlikle yönlendiren, bilgisini benimle her fırsatta paylaşan, emeğini esirgemeyen, yakın ilgisi ile moral veren Sayın Hocam Prof. Dr. Ali GULİYEY'e teőekkürlerimi bir borç bilirim.

Katkı ve yardımlarından dolayı Prof. Dr. Recep AKKAYA' ya, Prof. Dr. Hüseyin Murat TÖTÖNCÜ' ye, Prof. Dr. İbrahim OKUR' a, Doç. Dr. B.Tamer TONGUÇ' a Prof. Dr. Osman TUTKUN' a, Yrd. Doç. Dr. Yusuf ATALAY' a, Doç. Dr. Ekber GULİYEY' e, Yrd. Doç. Dr. Filiz Ertuğral' a, Arş. Gör. Hakan YAKUT'a, Arş. Gör. Dr. Nagihan ÇAYLAK' a ve çalışmalarım sırasında göstermiş oldukları anlayıştan dolayı mesai arkadaşlarıma teşekkür ederim. Lisansüstü Ders Dönemi süresince engin bilgi ve tecrübelerinden istifade ettiğim ve desteklerini her zaman hissettiğim Fizik bölümünün bütün hocalarına teőekkürlerimi sunarım.

Sakarya Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Komisyon Başkanlığı'na 2006-50-02-053 nolu doktora tez projesi kapsamında verdiği destekten dolayı teşekkür ederim.

Aynı zamanda çalışmalarım boyunca her zaman yanımda olan eşim Ayhan ZENGİNERLER'e ve benden maddi-manevi tüm desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen aileme sonsuz teşekkür ederim.

Zemine YILDIRIM

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	vi
ŞEKİLLER LİSTESİ	viii
TABLolar LİSTESİ.....	x
ÖZET.....	xii
SUMMARY.....	xiii
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
DEFORME ÇEKİRDEKLERİN TEK PARÇACIK VE SÜPERAKIŞKAN MODELİ.....	13
2.1. Wood-Saxon Potansiyeli.....	13
2.2. Süperakışkan Model	14
BÖLÜM 3.	
TEK-TEK ÇEKİRDEKLERİN TABAN HAL NILSSON KUANTUM SAYILARININ BELİRLENMESİ.....	18
3.1. ¹⁷⁰ Lu Taban Hal Konfigürasyonu.....	20
3.2. ¹⁶² Ho Taban Hal Konfigürasyonu.....	21
3.3. ¹⁶⁴ Tm Taban Hal Konfigürasyonu.....	22
3.4. ¹³⁴ La Taban Hal Konfigürasyonu.....	23
3.5. ¹⁴⁴ Eu Taban Hal Konfigürasyonu	25

BÖLÜM 4.

FERMİ VE GAMOW-TELLER BETA GEÇİŞ İHTİMALLERİ.....	28
4.1. $K^\pi=1^+$ Seviyelerinin Dönme Değişmez QRPA Modeli	30
4.2. Beta Geçiş İhtimalleri.....	33
4.2.1. $0^+0 \rightarrow 1^+ K'$ Gamow-Teller beta geçiş ihtimali ($\Delta K=1$).....	35
4.2.2. $1^+1 \rightarrow 1^+ K'$ Gamow-Teller beta geçiş ihtimali ($\Delta K=0$).....	38
4.2.3. $1^+1 \rightarrow 1^+ K'$ Fermi beta geçiş ihtimali ($\Delta K=0$).....	40
4.2.4. Çift çekirdeklere taban durumları arasındaki G-T ve Fermi beta geçişleri.....	42
4.2.4.1. Gamow-Teller $1^+ \rightarrow 0^+$ geçişi.....	42
4.2.4.2. Fermi $0^+ \rightarrow 0^+$ geçişi.....	43
4.3. Sayısal Sonuçlar.....	44
4.3.1. Çift-çift ^{170}Yb çekirdeğinin beta geçiş özelliklerinin incelenmesi.....	45
4.3.2. Çift-çift ^{164}Er çekirdeğinin beta geçiş özelliklerinin incelenmesi.....	51

BÖLÜM 5.

ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERDE $K^\pi=1^+, 1^-$ DURUMLARININ ELEKTRİK VE MANYETİK DİPOL ÖZELLİKLERİ.....	55
5.1. Dönme Modelinde Elektromanyetik Geçiş Olasılıkları	55
5.2. Manyetik Dipol Uyarılmalarının ($I^\pi=1^+$) Dönme Değişmez Modeli.....	57
5.2.1. Makas mod $I^\pi=1^+$ durumlarının manyetik dipol özellikleri.....	58
5.3. Öteleme ve Galileo Değişmez QRPA Modelinde Elektrik Dipol ($I^\pi=1^-$) Uyarılmaları.....	60
5.3.1. $I^\pi=1^-$ uyarılmalarının elektrik dipol özellikleri.....	62
5.4. Radyasyon Kalınlığı.....	63

5.5. Sayısal Sonuçlar	65
5.5.1. Çift-çift ^{160}Gd çekirdeği için sayısal sonuçlar.....	66
5.5.1.1. ^{160}Gd 'un manyetik dipol uyarılmaları.....	66
5.5.1.2. ^{160}Gd 'un elektrik dipol uyarılmaları.....	69
5.5.2. Çift-çift $^{172-176}\text{Yb}$ izotop zinciri çekirdekleri için sayısal sonuçlar.....	72
BÖLÜM 6.	
SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	83
KAYNAKLAR.....	86
EKLER.....	93
ÖZGEÇMİŞ.....	106

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

A	: Kütle Numarası
β	: Çekirdeğin Deformasyon Parametresi
Z	: Atom Numarası
$B(E1)$: İndirgenmiş Elektrik Dipol Uyarılma İhtimali
$B(M1)$: İndirgenmiş Magnetik Dipol Uyarılma İhtimali
Δ	: Gap Parametresi
δ	: Ortalama Alan Potansiyelinin Deformasyon Parametresi
G-T	: Gamow-Teller
F	: Fermi
HO	: Harmonik Osilatör
I	: Spin
j	: Açısal Momentum
K	: Toplam Açısal Momentumun Simetri Eksenindeki İzdüşümü
λ	: Kimyasal Potansiyel
N	: Nötron Sayısı
NRF	: Nükleer Rezonans Flüoresans
RPA	: Rastgele Faz Yaklaşımı
QRPA	: Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı
ft	: Kıyaslanabilir yarı ömür
σ	: Spin Operatörü
τ	: İzotopik Spin Operatörü
Er	: Erbiyum
Yb	: İterbiyum
Lu	: Lutesyum
SQP	: Tek Kuazi parçacık
Ho	: Holmiyum

g_A	: G-T geçişi etkileşme sabiti
Sm	: Samaryum
g_V	: F geçişi etkileşme sabiti
La	: Lantan
M_{GT}	: G-T beta geçiş matris elemanı
M_F	: Fermi beta geçiş matris elemanı
π_i	: ilk durumun paritesi
π_f	: son durumun paritesi

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	Woods-Saxon ve Harmonik Osilatör potansiyellerinin karşılaştırılması.....	14
Şekil 3.1.	Tek-tek ^{170}Lu çekirdeğinin taban halinden çift-çift ^{170}Yb çekirdeğinin taban haline $\beta^{(+)}$ geçişinin bozunum şeması.....	20
Şekil 3.2.	Tek-tek ^{162}Ho çekirdeğinin taban halinden çift-çift ^{162}Dy çekirdeğinin taban haline $\beta^{(+)}$ geçişinin bozunum şeması.....	21
Şekil 3.3.	Tek-tek ^{164}Tm çekirdeğinin taban halinden çift-çift ^{164}Er çekirdeğinin taban haline $\beta^{(+)}$ geçişinin bozunum şeması.....	23
Şekil 3.4.	Tek-tek ^{134}La çekirdeğinin taban halinden çift-çift ^{134}Ba çekirdeğinin taban haline $\beta^{(+)}$ geçişi.....	24
Şekil 3.5.	Tek-tek ^{144}Eu çekirdeğinin taban halinden çift-çift ^{144}Sm çekirdeğinin taban haline $\beta^{(+)}$ geçişinin bozunum şeması.....	25
Şekil 4.1.	^{170}Yb çekirdeğinde dönme değişmez, dönme değişmez olmayan model ve SQP modelde hesaplanan ω_i (MeV) ve log ft değerlerinin deneysel değerlerle karşılaştırması.....	49
Şekil 4.2.	^{164}Er çekirdeğinde bağımsız kuaziparçacık ve dönme değişmez modelde hesaplanan enerji, ω_i (MeV) ve logft değerlerinin deney ile karşılaştırması.....	53
Şekil 5.1.	Dönme değişmez QRPA'da ^{160}Gd çekirdeği için 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan B(M1) makas mod değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	67
Şekil 5.2.	^{160}Gd çekirdeğinde hesaplanan B(E1) dipol gücünün deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	69
Şekil 5.3.	^{160}Gd çekirdeğinin 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan dipol güç kalınlığının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	71

Şekil 5.4.	$^{172,174,176}\text{Yb}$ çekirdeği için $K=1$ ve $K=0$ durumları için 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(M1)$ ve $B(E1)$ değerlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	75
Şekil 5.5.	^{174}Yb çekirdeği için farklı gap (Δ_{τ}) ve kapa ($\chi_{\sigma\tau}$) parametreleri kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı.....	80
Şekil 5.6.	^{174}Yb çekirdeği için farklı deformasyon ve kapa ($\chi_{\sigma\tau}$) parametreleri kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı.....	81

TABLolar LİSTESİ

Tablo 3.1.	^{164}Tm , ^{164}Ho , ^{170}Lu , ^{134}La ve ^{144}Eu çekirdekleri için Δ ve λ nicelikleri.....	19
Tablo 3.2.	^{170}Lu (0^+) \rightarrow ^{170}Yb (0^+) taban-taban beta geçişleri için teorik sonuçlar.....	20
Tablo 3.3.	^{162}Ho (1^+) \rightarrow ^{162}Dy (0^+) taban-taban beta geçişleri için teorik sonuçlar.....	21
Tablo 3.4.	^{164}Tm (1^+) \rightarrow ^{164}Er (0^+) taban-taban beta geçişleri için teorik sonuçlar.....	22
Tablo 3.5.	^{134}La (1^+) \rightarrow ^{134}Ba (0^+) taban-taban beta geçişleri için teorik sonuçlar.....	23
Tablo 3.6.	^{144}Eu (1^+) \rightarrow ^{144}Sm (0^+) taban-taban beta geçişleri için teorik sonuçlar.....	25
Tablo 4.1.	İzinli ve 1. dereceden yasaklanmış beta geçişleri için seçim kuralları.....	29
Tablo 4.2.	Deforme çekirdeklere izinli ve 1. dereceden yasaklanmış β -geçişleri için asimptotik seçim kuralları.....	30
Tablo 4.3.	^{170}Yb ve ^{164}Er izotopları için Δ ve λ nicelikleri.....	44
Tablo 4.4.	^{170}Yb çekirdeğinde 3.3 MeV in altında dönme değişmez Hamiltoniyen ile değişmez olmayan hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan $\log ft < 11$ olan birkaç $K^\pi = 1^+$ durumunun karşılaştırılması.	47
Tablo 4.5	^{164}Er çekirdeğinde dönme değişmez hamiltoniyen ile hesaplanan ω_i (MeV) ve $\log ft$ değerlerinin deneysel (Boer 1971) verilerle karşılaştırması.....	52
Tablo 5.1.	$^{172-176}\text{Yb}$ izotopları için Δ ve λ nicelikleri.....	65

Tablo 5.2.	^{160}Gd çekirdeğinin 3,5 MeV enerjisine kadar dönme değişmez QRPA Hamiltoniyeni ile hesaplanan en büyük $B(M1)$ değerli $K^\pi = 1^+$ durumlarının yapısı	68
Tablo 5.3.	^{160}Gd çekirdeği için 4 MeV'e kadar öteleme + Galileo değişmez QRPA Hamiltoniyeni kullanılarak hesaplanan en büyük $B(E1)$ 'li $K^\pi = 1^-$ durumları	70
Tablo 5.4.	^{160}Gd çekirdeği için 2–4 MeV enerji aralığında hesaplanan taban durum $M1$ ve $E1$ dipol geçiş kalınlığının $\Gamma_0^{red} [10^{-3} \text{MeV}^{-2}]$ birbirleriyle ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	71
Tablo 5.5.	İzovektör spin-spin kuvvetleri+izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez ($H_{sqp}+h_0+h_1+V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ω_i , $B(M1)$, M_I/M_S oranı ve seviyelerin makas moda katkısının karşılaştırılması.....	73
Tablo 5.6.	Toplam $B(M1)$ ve $B(E1)$ güçlerinin 2–4 MeV enerji bölgesinde hesaplanan değerlerinin mevcut deneysel verilerle karşılaştırılması.....	77
Tablo 5.7.	Çift-çift $^{172-176}\text{Yb}$ izotopları için 2÷4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam Γ_0 (meV) taban-hal $M1$ ve $E1$ dipol geçiş genişliklerinin birbiriyle ve deneysel verilerle karşılaştırılması...	78
Tablo 5.8.	^{174}Yb çekirdeği için farklı gap (Δ_τ) ve kapa ($\chi_{\sigma\tau}$) parametreleri kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(M1)$ ve ortalama enerjinin karşılaştırılması.	79
Tablo 5.9.	^{174}Yb çekirdeği için farklı deformasyon (δ_2) ve kapa parametreleri kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $\Sigma B(M1)$ ve ortalama enerjinin karşılaştırılması.	81

ÖZET

Anahtar kelimeler: $^{170-176}\text{Yb}$, ^{164}Er , ^{160}Gd , beta geçişler, Gamow-Teller (G-T) ve Fermi geçişleri, taban hal Nilsson kuantum sayısı, Deformasyon parametresi, QRPA, Çekirdek kolektif uyarılmaları, Elektrik dipol geçişler, Manyetik dipol geçişler, Makas mod.

Bu tez çalışmasının amacı çift-çift deforme çekirdeklerin makas mod uyarılmalarının elektromanyetik ve beta geçiş özelliklerinin mikroskobik modelin Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) yöntemi çerçevesinde incelenmesidir. İlk defa bu çalışmada Fermi ve G-T geçiş matris elemanları için analitik ifadeler elde edilmiş ve tek-tek ^{134}La ve ^{144}Eu çekirdeklerinin taban hal Nilsson kuantum sayıları belirlenmiştir. Dönme değişmez QRPA'da uygun Nilsson konfigürasyonları kullanılarak makas mod uyarılmalarının Fermi ve G-T beta geçiş özellikleri ^{170}Yb ve ^{164}Er izotopları için araştırılmıştır. Hesaplama sonuçları ^{170}Yb izotopunda $\beta^{(+)}$ -bozunma da uyarılan bütün pozitif pariteli dipol uyarılmalarının çoğunluğunun $K=1$ karakterli olduğunu göstermiştir. Buna göre ^{170}Yb çekirdeğinde 2,0÷3,3 MeV enerji aralığında $\beta^{(+)}$ -bozunum deneylerinde gözlenen $K=1$ olan seviyelerin büyük kısmının orbital karakterli olduğu düşünülerek makas modun esas parçaları olarak yorumlanmıştır. Bunlara ilave olarak çift-çift ^{160}Gd çekirdeği ve $^{172-176}\text{Yb}$ izotoplarında düşük enerjili elektrik ve manyetik dipol durumlarının özellikleri dönme, öteleme ve Galileo değişmez Hamiltoniyenler kullanılarak çalışılmıştır. ^{160}Gd çekirdeği için araştırılan enerji bölgesinde hesaplamalar deneyle uyumlu olarak birkaç tane göze çarpan negatif pariteli $\Delta K=1$ durumunun varlığını göstermiştir. Bu sonuç deneyin “B(M1) değeri büyük olan düşük enerjili $\Delta K=1$ dipol uyarılmaları manyetik karakterlidir” varsayımının genelleştirilemeyeceğini göstermiştir.

INVESTIGATION OF THE BETA DECAY AND ELECTROMAGNETIC TRANSITION PROPERTIES OF SCISSORS MODE STATES IN DEFORMED NUCLEI

SUMMARY

Key Words: $^{170-176}\text{Yb}$, ^{164}Er , ^{160}Gd , beta decay, Gamow-Teller (G-T) and Fermi transitions, Nilsson quantum numbers of the ground-state, Deformation parameters, QRPA, Nuclear collective excitations, Electric dipole transitions, Magnetic dipole transitions, Scissors mode.

The aim of this thesis is to study beta decay and electromagnetic transition properties of the scissors mode excitations by means of the quasi-particle random phase approximation (QRPA) method of microscopic model. Analytical expressions for Fermi and GT transition matrix elements are obtained for the first time. In this study, the Nilsson quantum numbers of the ground-state of the odd-odd ^{134}La and ^{144}Eu nuclei are determined. Using corresponding Nilsson configurations in the rotational invariant QRPA method, Fermi and GT beta transition properties of the scissors mode excitations are investigated for the ^{170}Yb and ^{164}Er isotopes. The calculation results show that in ^{170}Yb all positive parity dipole excitations populated in $\beta^{(+)}$ -decay mostly have a $K = 1$ character. Accordingly a main part of the spin-1 states with $K=1$ observed in β -decay at the energy interval of 2.0–3.3 MeV in ^{170}Yb may be attributed to have an orbital character and may be interpreted as the main fragments of the scissors mode. Properties of the low-energy electric and magnetic dipole states in even–even ^{160}Gd nucleus and $^{172-176}\text{Yb}$ isotopes have been studied using rotational, transitional and Galilean invariant Hamiltonians. The analysis shows that the main part of spin-1 states, observed at energy 2.4–4 MeV in ^{160}Gd have M1 character and are interpreted as main fragments of the scissors mode. The calculations indicate the presence of a few prominent negative parity dipole $\Delta K=1$ states in the investigated energy region, in agreement with experimental data. This suggests that the supposition of the experiment "all stronger $\Delta K=1$ low lying dipole excitations were of magnetic character" can not be generalized.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Bu tez çalışmasında çift-çift deforme çekirdeklerde dipol seviyelerinin izinli Fermi ve Gamov-Teller beta geçiş, elektrik ve manyetik dipol özellikleri dönme (Kuliev 2000) ve öteleme + Galileo değişmez (Guliyev 2006) Hamiltoniyenler kullanılarak kuaziparçacık rasgele faz yaklaşımı (QRPA) çerçevesinde incelenmiştir. Bu teoriyi kullanmamızın esas nedeni, teorinin çift-çift $^{144-154}\text{Sm}$, $^{140-150}\text{Ce}$ ve $^{122-130}\text{Te}$ izotoplarında δ^2 yasasını tatmin edici bir şekilde açıklamasıdır. Bu teoride, restore edici kuvvetlerin ortalama alan potansiyeli ile öz uyumlu olarak seçilmesi hiç ilave parametre kullanmadan manyetik ve elektrik dipol uyarılmalarının geçiş güç fonksiyonlarının deneyde gözlenen ayrışmalarını güvenilir bir şekilde açıklanmasına imkân sağlamaktadır. Çalışmamızda Fermi ve G-T geçiş matris elemanları için elde edilen analitik formüllerin (Yıldırım 2006) yardımıyla ^{170}Yb (Kuliev 2009) ve ^{164}Er (Yıldırım 2008) izotoplarında makas mod 1^+ seviyelerinin Fermi ve G-T beta geçiş özellikleri dönme değişmez RPA çerçevesinde araştırılmıştır. Bunlara ilave Nilsson kuantum sayılarının belirlenmesi için geliştirdiğimiz yöntem çerçevesinde ^{164}Tm , ^{170}Lu ve ^{164}Ho (Yıldırım 2007) tek-tek çekirdeklerinin bilinen nötron-proton kuaziparçacık yapısı teyit edildikten sonra ^{134}La (Yıldırım 2007) ve ^{144}Eu (Yıldırım 2009) çekirdeklerinin taban hal Nilsson kuantum sayıları ilk defa olarak tayin edilmiştir. Ayrıca ^{160}Gd çekirdeği ve $^{172-176}\text{Yb}$ izotop zincirinde elektrik dipol uyarılmaları öteleme ve Galileo değişmez model kullanılarak pozitif pariteli dipol seviyeleri ile birlikte ele alınmıştır (Guliyev 2009). İncelemeler ^{160}Gd çekirdeğinde deneyde gözlenen spini 1 olan dipol seviyelerinin büyük bir kısmının makas mod titreşimlerine karşı gelen manyetik dipol karakterli 1^+ seviyeler olduğunu göstermiştir.

Çekirdek yapısının incelenmesinde nükleonlar arasındaki etkin kuvvetlerin sorumlu olduğu kolektif uyarılmalar önemli bir yer tutar. Bu uyarılmaların içerisinde elektrik ve manyetik dipol titreşimlerinin özel bir yeri vardır. Bu titreşimler çekirdek

ortamında nükleonlar arasındaki kuvvetli etkileşmelerin karakterinin ve güç parametrelerinin teorik olarak belirlenmesinde kullanılan modellerin test edilmesinde çok bilgi vericidir. Dipol uyarılmaların paritelerine göre iki farklı türü vardır. Bunlardan spini ve paritesi $I^\pi = 1^+$ olan uyarılmalar manyetik dipol, $I^\pi = 1^-$ olanlar ise elektrik dipol olarak adlandırılır. Küresel çekirdeklerde 1^+ seviyelerinin meydana gelebilmesini ilk defa Bohr ve Mottelson öngörmüştür. Çift-çift deforme çekirdeklerde ise spin-spin etkileşmelerinin sorumlu olduğu kolektif spin-titreşimleri 70'li yılların başında Gabrokov (1970) tarafından çekirdek mikroskopik modeli RPA' da öngörülmüştür.

Küresel çift-çift çekirdeklerde 1^+ uyarılmaları spin-orbit çiftlerinin nötron-nötron (proton-proton) seviyeleri arasındaki parçacık-hol geçişleri ile ilgilidir. Bu yüzden spektroskopik enerji bölgesinde (4 MeV' in üstü) 1^+ seviyeleri kayda değer bir sayıda beklenmez ve bu (Guliyev 2000, Ponomarev 1980, Bohr 1974) daha önceki hesaplamalarla doğrulanmıştır. Genelde ağır çekirdeklerde ($A > 100$) bu seviyelerin sayısı onu geçmemektedir. Örneğin ^{208}Pb izotopunda 7 tanedir (Bohr ve Motelson 1969). Deforme çekirdeklerde ise eksenel simetrik ortalama potansiyelden dolayı j açısal momentum korunmamaktadır ve bunun sonucu olarak çekirdeğin tabaka yapısı bozulduğundan küresel simetriden dolayı meydana gelen yozlaşma ortadan kalkmaktadır ve bunun sonucu her bir j -kabuğu seviyeleri $2j+1$ sayıda seviyelere ayrılmaktadır. Deforme çekirdeklerin j kuantum sayısının yalnız çekirdek simetri eksenini yönündeki izdüşümü K -kuantum sayısı korunur. Buna göre eksenel simetriden dolayı deforme çekirdeklerde dipol seviyelerinin $K=0$ ve $K=1$ olmak üzere iki farklı dalı vardır (Okamoto 1958). Çekirdekteki $K=1$ dalı simetri eksenine dik yönde, $K=0$ dalı ise simetri eksenini boyunca olan titreşimlere karşı gelir. Deformasyondan dolayı meydana gelen simetri kırınımı deforme çekirdeklerde 1^+ ve 1^- dipol seviyelerinin yoğunluğunun ($\rho=10 \text{ MeV}^{-1}$) 4 MeV' e kadar enerjilerde artmasına neden olur.

Manyetik dipol titreşimlerinin iki dalı vardır. Bu titreşimlerin düşük enerjili dalı maksimumu 3 MeV civarında yerleşen orbital karakterli makas mod rezonansı oluşturur. Yüksek enerjili kolektif dalı ise 7-9 MeV enerji aralığında spin-titreşim karakterli M1 rezonansını meydana getirir (Gabrokov 1972). Son zamanlarda düşük

enerjili ve düşük spinli (0,1) çekirdek uyarılmalarının ölçümünde büyük başarılar elde edilmiştir. Bunlardan birisi deforme çekirdeklerde spin ve paritesi $I^{\pi}K=1^{+}1$ olan makas (scissors) mod uyarılmalarının keşfidir. Çekirdekte nötron ve proton sistemlerinin simetri eksenleri çekirdek simetri ekseni etrafında birbirine karşı makas bıçaklarına benzer biçimde titreşimler yaptığından bu uyarılmalar makas mod uyarılmaları olarak adlandırılmıştır. Makas modun varlığı deforme çekirdeklerin temel uyarılmaları olarak kanıtlanmıştır (Richter 1995). Orbital karakterli makas mod çekirdeğin yarı klasik iki rotor modelinde (Iudice ve Palumbo 1978) ve daha sonra proton-proton, nötron-nötron ve proton-nötron etkileşimli bozon modelinde (Iachello 1981) teorik olarak ön görülmüştür. Makas mod ilk defa 1984'de yüksek çözünürlüklü esnek olmayan elektron saçılma (e,e') deneyleri sonucu ^{156}Gd izotopunda gözlenmiştir (Bohle 1984) ve aynı yılda Nükleer Rezonans Flüoresans (NRF) deneylerinde diğer gadalinyum izotoplarında teyit edilmiştir (Berg 1984). Günümüzde makas mod hafif çekirdeklerden (örneğin ^{46}Ti) başlayarak aktinitlere kadar geçiş ve gama yumuşak çekirdekler de (Richter 1995, Kneissl 1996) dâhil olmak üzere periyodik cetvelin geniş bir bölgesinde yerleşen sürekli deformasyonlu kararlı izotoplar da gözlenmiştir. Makas modun deneysel sonuçlardan bulunan en çarpıcı özellikleri toplam $B(M1)$ değerlerinin taban durum deformasyon parametresinin karesi ile doğru orantılı olması, 2-4 MeV enerji aralığında M1 gücünün güçlü şekilde yarılması (Ziegler 1990, Margraf 1995, Von Neumann-Cosel 1995, Zilges 1996) ve rezonans enerjilerinin 3 MeV civarında olmasıdır. Mikroskobik model çerçevesinde RPA kullanılarak yapılan bir sıra hesaplamalar toplam $B(M1)$ gücünün ancak küçük deformasyonlar için deformasyon parametresinin karesi δ^2 ile doğru orantılı olduğunu göstermiştir (Scholten 1985, Barret ve Halse 1985, Casten 1987, Hamamoto ve Magnusson 1991, Sarriguren 1996). Bu kural mikroskobik modellerde Hamamoto ve Magnusson (1991), Heyde ve Coster (1991), Sarriguren (1996), Garrido (2003) tarafından olduğu gibi fenomenolojik modeller için de Lo Iudice ve Richter (1993), Lo Iudice (1994), Enders (1999, 2005) tarafından başarıyla tanımlanmıştır. Ayrıca Kuliev (2000, 2002) tarafından ilk defa dönme değişmez RPA (RI RPA)' da bu deneysel δ^2 – kuralı yani toplam $B(M1)$ gücünün δ^2 ile orantılı olduğu teyit edilmiştir. Bu seviyelerin manyetik momentlerinin incelenmesi de makas mod uyarılmalarının çalışılmasında önemli olan bir konudur. QRPA çerçevesinde makas modun manyetik moment

özellikleri geniş bir şekilde Ref. (Yakut 2007, 2005)' de incelenmiştir. Bu mod ilk kez şematik modeller çerçevesinde Suzuki ve Rowe (1977), Lipparini ve Stringari (1983) ve Bes ve Broglia (1984) tarafından çalışılmıştır. Daha sonra bu modun özelliklerini daha detaylı araştırmak için mikroskobik modeller geliştirilmiştir (Moya de Guerra ve Zamick 1993, Nojarov 1994, Raduta 1995, Soloviev 1996). Birkaç teorik çalışmada da deneyde gözlenen δ^2 -yasası açıklanmaya çalışılmıştır. Birçok mikroskobik hesaplamalar (Moya de Guerra 1987, Zawischa 1988, Nojarov ve Faessler 1988, 1990, Faessler 1989, Nojarov 1994, Raduta 1995, Soloviev 1996) toplam B(M1) gücünün deformasyon parametresine göre δ^2 -yasasına yakın bir sonuç vermektedir. Fakat toplam kural yaklaşımı (Lo Iudice ve Richter 1993), genelleştirilmiş koherent (Lo Iudice ve Raduta 1994) ve dönme değişmez QRPA modelleri kullanan (Kuliev 2000) araştırmaların hepsi ağır çift-çift deforme çekirdeklerde makas modun toplam M1 gücünün kuadratik bağlılığını açıklamakla beraber rezonans enerjisini de izah etmektedir. Makas modun teorik bakış açıları üzerine son incelemeler için Zawischa (1988) çalışmasına bakılabilir. Birçok durumda özellikle kabuk ortasına yakın iyi deforme nadir toprak çekirdekleri için modun uyarılma enerjisinin ve toplam M1 uyarılma gücünün değişimi çok küçüktür (Enders 1999, Von Neumann Cosel 1995). Bunun yanı sıra makas modun genel özellikleri deformasyonun küçükten büyüğe doğru artan izotop zincirleri için iyi anlaşılırken kapalı kabuklara yakın çekirdekler (γ -soft) için ise açık bir sorudur. Bu bölgedeki çekirdeklerde proton ve nötron sistemlerinin simetri eksenlerinin makasa benzer hareketinden sapması gözlenebilir. Küçük deformasyondan dolayı γ -soft deforme çekirdeklerde de makas modun varlığı gözlenebilir. Manyetik dipol uyarılma gücü geçiş çekirdeklerinde örneğin $^{194,196}\text{Pt}$ (Brentano 1996, Linnemann 2003), $^{134,136}\text{Ba}$ (Maser 1996, Pietralla 1998), Osmiyum (Fransen 1999), Tellür izotoplarında (Georgii. 1995, Schwengner 1997) ve ^{94}Mo 'de (Pietrella 1999) deneysel olarak araştırılmıştır. Bu çekirdeklerin hepsinde makas mod tespit edilmesine rağmen, eksenel simetrimin kaybı yüzünden iyi deforme çekirdeklerden farklı geçiş özellikleri gözlenmiştir (Pietrella 1998). Ne yazık ki, geçiş çekirdekleri için deneysel verilerin yetersizliği makas modun özelliklerinin A kütle sayısının veya deformasyon parametresinin bir fonksiyonu gibi sistematik analizine izin vermez.

Nadir toprak bölgesindeki çekirdeklerde makas mod uyarılmalarının yapısını anlamak için M1 gücünün tam olarak belirlenmesinde elektron saçılma ve NRF deneyleriyle oldukça fazla bilgi edinilebilir. NRF yöntemi çekirdeğin yapısının incelenmesi açısından çok önemlidir ve elektron ve proton saçılma reaksiyonlarından farklı olarak çekirdek seviyelerinin enerjilerinin, spinlerinin ve paritelerinin belirlenmesinde hassas sonuçlar elde etme imkânı sağlamaktadır (Kneissl 1996). Makas mod uyarılmaları hakkında bilgi verici olan diğer bir araç esnek olmayan nötron saçılma deneyleri (INS)' dir. Makas mod uyarılmaları ile ilgili INS ölçümlerinden elde edilen bilgilerle elektron saçılma ve NRF den elde edilen bilgiler birbirini tamamlayıcı niteliktedir. INS deneyleri en ağır kararlı çift-çift Dy izotoplarının makas mod seviyelerinin yarı ömürlerini doğrudan ölçmek için tasarlanmıştır ve bu sayede makas mod M1 gücünün enerjiye göre dağılımı belirlenmiştir (E. L. Johnson 1995). Fakat M1 geçiş matris elemanlarına nötron ve protonların orbital ve spin katkılarından dolayı NRF, (e,e') ve INS deneylerinde gözlenen 1^+ seviyelerinin orbital veya spin karakterli olduklarını tam olarak söylemek mümkün değildir. Makas mod seviyelerinin orbital karakterli olmasının direkt ispatı manyetik moment ölçümleri, proton saçılma (p,p') ve β -bozunum deneyleri ile sağlanabilir, bu deneylerde ölçülen tesir kesitleri veya β -bozunum geçiş ihtimalleri sadece spin matris elemanlarına bağlı olduğundan (p,p') ve β bozunma deneylerinde 1^+ seviyeleri sadece spin kısmından dolayı uyarılır. β bozunma deneylerindeki uyarılma ihtimalleri de spine bağlı olduklarından bu deneylerde (e,e') ve NRF deneylerinden farklı olarak orbital karakterli 1^+ seviyeler spin-vibrasyon karakterli seviyelere göre daha zayıf uyarılma sergileyeceklerdir. Doğrudan da elektron saçılma ve NRF deneylerinde kolay uyarılan 1^+ seviyelerinin (p,p') deneylerinde zayıf uyarılması Djalali ve arkadaşları tarafından (Djalali 1985) kanıtlanmıştır. Bundan dolayı (e,e') ve NRF deneylerindeki gözlenen seviyelerin (p,p') ve β bozunma deneylerinde elektromanyetik deneylere kıyasla daha zayıf birimde gözlenmesi bu seviyelerin orbital karakterli olmasına işaret etmektedir.

Buna göre söz konusu deneylerde elde edilen sonuçların birlikte incelenmesi gözlenen dipol seviyelerin spinlerinin, paritelerinin ve orbital veya spin karakterli olmalarının kesin olarak belirlenmesinde çok ehemmiyetlidir. Yapılan NRF deneylerinin birçoğunda gözlenen seviyelerin spinleri belli olduğu halde pariteleri belirsizdir, buna karşın izinli Fermi ve G-T beta bozunumlarında ise gözlenen dipol

seviyelerinin pariteleri belli spinleri belirsizdir. Buna göre her iki deneyde gözlenen aynı enerjili bir seviyenin spini, paritesi tam olarak belirlenebilir. Örneğin beta bozunum ve NRF deneylerinin verilerinin birlikte karşılaştırılması sonucu ^{134}Ba çekirdeğinde birkaç tane seviyenin pariteleri, spinleri ve spin ya da orbital karakterli olmaları kesin olarak belirlenmiştir (Guliyev 2006).

Beta bozunma, zayıf etkileşmelerin çalışılmasında ve uygun etkileşme parametrelerinin belirlenmesinde kullanılabilirdiği gibi küresel ve deforme çekirdeklerin yapısının araştırılması içinde önemli bir unsurdur (Soloviev 1976). Beta bozunmada en büyük ihtimalli geçişler izinli geçişler olarak adlandırılır. İzinli beta bozunumda açısal momentumu değişmeyen geçişler Fermi geçişleri ($\Delta I=0$), açısal momentum değişimi bir birim olan geçişler ise Gamow-Teller (GT) ($\Delta I=0,1; 0 \rightarrow 0$ geçişleri hariç) geçişleri olarak isimlendirilirler.

Beta bozunum güç fonksiyonları ile ilgili ilk teorik çalışmalar Ikeda (1963–1965) tarafından yapılmış olup, burada ağır tek çekirdeklerin düşük enerjili durumları arasındaki izinli GT β -geçişlerinin oranlarındaki deneysel gözlenen yavaşlama açıklanmaya çalışılmış ve daha sonra bunun istatistiksel bir metodu Yamada (1965,1969) tarafından geliştirilmiştir. Kütle sayısı tek olan iyi deforme nadir toprak çekirdeklerinde söz konusu yavaşlamanın mikroskobik model çerçevesinde açıklanması Bochnacki ve Ogaza (1967) tarafından pertürbasyon teorisi kullanılarak ve kuaziparçacık RPA çerçevesinde ise Gabrakov (1970,1971) tarafından yapılmıştır. Kuliev (1976) tarafından yapılan diğer bir çalışmada ise $^{117-123}\text{Ba}$ izotoplarında izinli GT β^+ geçişlerinin güç fonksiyonları rasgele faz yaklaşımı metodu kullanılarak araştırılmıştır. Sonraki yıllarda Kuliev (1971) çift çekirdekler arasında izinli Fermi ve GT geçişlerinin teorisini geliştirmiş, ^{156}Eu ve ^{184}Ir tek-tek çekirdeklerinde 0^+ ve 1^+ seviyelerinin beta bozunum güç fonksiyonlarını incelenmiştir. Görüldüğü gibi bu konuda deforme çift-çift çekirdeklerle ilgili herhangi teorik bir çalışma bulunmamaktadır. Sadece teorik olarak ilk defa ^{170}Lu çekirdeğinin beta bozunumu sonucu ^{170}Yb çekirdeğinde 1^+ seviyelerinin gözlenebilmesine işaret edilmiştir (Kuliev 1971) . Deneysel olarak ise 1970'li yıllarda birkaç grup tarafından çift-çift çekirdeklerde G-T beta geçişleri incelenmiştir (Camp 1972, Bonch-Osmolovskaya 1969–1971, Djelepov 1973). Bu deneylerde ^{170}Lu çekirdeğinin β^+ bozunumu sonucu

^{170}Yb çekirdeğinde uyarılan 1^+ seviyelerinin yarı ömürleri ölçülerek logft değerleri hesaplanmıştır. Fakat şu ana kadar deforme çift-çift çekirdeklerde makas mod 1^+ seviyelerinin β –bozunum özellikleri teorik olarak hiç araştırılmamıştır. Bu nedenle ilk defa bu tezde, ^{170}Yb çekirdeğinin makas mod 1^+ seviyelerinin β –bozunum özellikleri bir araştırma olarak incelenmiştir. Bu çekirdek düşük enerjili makas mod 1^+ seviyelerinin beta bozunumunu araştırmak için onu çekici yapan oldukça büyük bir $Q_{\beta}^{(+)}$ (β -geçiş enerjisi) değerine (3.46 MeV) sahiptir. Makas mod 1^+ durumlarını araştırmaya ilginin artmasıyla düşük enerjili 1^+ durumlarının beta bozunum özelliklerini mikroskobik yaklaşımla araştırmak ilgi çekici olmuştur.

Beta bozunum deneylerinde incelenmesi açısından uygun olan diğer bir izotop olarak ^{164}Er çekirdeği gösterilebilir. Bu çekirdek iyi deforme bölgesinin en kararlı deformasyonuna ve yeterli $Q_{\beta}^{(+)}$ beta bozunma enerjisine sahip olduğundan makas modun özellikleri daha bariz bir şekilde kendisini göstermelidir. Teori açısından bu çekirdeğin deformasyon parametresi ve 1^+ seviyelerinin M1 uyarılma ihtimalleri büyük olduğundan nümerik hesaplamalarda kullanılan modellerin güvenilirliğinin test edilmesi bakımından bu çekirdekte 1^+ seviyelerinin β deneylerinde incelenmesi çok önemlidir. Son zamanlarda makas mod 1^+ seviyeleri çift-çift $^{164-170}\text{Er}$ izotoplarında foton saçılma deneylerinde 4 MeV enerjiye kadar gözlenmektedir. $^{164}\text{Tm} \rightarrow ^{164}\text{Er}$ β bozunumu ilk olarak Abdurazakov (1960) tarafından araştırılmış, bu geçişin sistematik bir çalışması Vrzal (1967) tarafından manyetik β spektrometresi ve Ge(Li) dedektörü ile yapılmıştır. Söz konusu geçiş için yapılan diğer bir çalışma ise De Boer (1971) tarafından yüksek çözünürlüklü Ge(Li) ve Si(Li) detektörleri kullanılarak ^{164}Tm un bozunumu sonucu elde edilen ^{164}Er ün seviye yapısını çalışmak için yürütülmüştür. Bu çalışmada spini kesin olarak bilinmeyen ($1^+, 2^+$) seviyeler tespit edilmiştir. Buna göre bu çekirdekte makas mod 1^+ seviyelerinin M1 geçiş özellikleri deneysel ve teorik olarak incelenirse söz konusu seviyelerin spinlerini belirlemek mümkün olabilir. Bu yüzden ^{164}Er çekirdeğinde makas mod 1^+ seviyelerinin beta bozunum özelliklerinin teorik olarak araştırılması çok önemlidir.

Taban hal Nilson kuantum sayıları bilinmeyen tek-tek çekirdeklerin taban hal kuantum sayılarının belirlenmesi için bu tez çalışmasında geliştirilen yöntem (Bölüm 3) kullanılarak spini ve beta bozunum logft değeri belirli fakat Nilsson

kuantum sayıları bilinmeyen tek-tek çekirdeğin taban hal nötron-proton kuaziparçacık yapısının tayin edilmesi için birkaç tane en düşük iki kuaziparçacık seviyeleri hesaplanmış ve logft değeri deneye en uygun düşük enerjili seviye tek-tek çekirdeğin taban durum nötron-proton kuantum sayıları olarak seçilmiştir. Yaptığımız hesaplamalar ^{170}Lu , ^{164}Tm ve ^{164}Ho çekirdeklerinin nötron-proton kuantum sayılarını başarıyla açıklamıştır yani söz konusu çekirdekler için bu yolla elde edilen Nilsson kuantum sayıları deneyden bilinen kuantum sayılarının aynısı olduğu görülmüştür. Buradan öngörülen yöntemle taban hal kuantum sayıları bilinmeyen tek-tek ^{134}La ve ^{144}Eu çekirdeklerinin taban hal Nilsson kuantum sayıları belirlenmiştir. Orbital karakterli 1^+ seviyelerinin β bozunum özelliklerinin incelenmesi için tek-tek ana çekirdeğin yapısının (Nilsson kuantum sayıları ve spini) bilinmesi çok önemlidir. Çift-çift çekirdeklerde 1^+ seviyelerin izinli GT ve Fermi β geçişlerinde gözlenebilmesi için seçim kurallarından dolayı ana çekirdeğin spini ve paritesi $I^\pi = 1^+, 0^+$ olmalıdır. Birçok çekirdekler için bu koşul sağlandığı ve yeterli $Q_\beta^{(+)}$ enerjisine sahip oldukları halde β bozunuma uğrayan çekirdeklerin Nilsson kuantum sayıları bilinmemektedir. Bu kuantum sayıları kullanılarak komşu çift-çift çekirdeklerdeki beta (β) bozunmada gözlenebilen spini 1^+ ($K=1,0$) olan seviyelerin enerjileri, logft değerleri ve $B(M1)$ uyarılma ihtimalleri başarıyla hesaplanabilmektedir.

Burada teorik bakımdan incelenen çekirdeklerde makas modun özellikleri şimdiye kadar yalnız NRF, (e,e'), INS ve (p,p') deneylerinde incelenmiştir. Fakat bu modun β bozunum özelliklerinin incelenmesi de çekirdek uyarılmaları ve bu uyarılmaları açıklayan modellerin güvenilirliği ve teorilerde kullanılan parametrelerinin belirlenmesi bakımından çok önemlidir.

İkinci bölümde deforme çekirdeklerin tek parçacık modeli ele alınmıştır. İncelenen çekirdekler için uygun bir potansiyelin seçilmesiyle elde edilen tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları teoreminin güvenilir öngörülleri bakımından çok önemlidir. Bu çalışmada ortalama alan potansiyeli olarak Woods-Saxon potansiyeli ele alınmıştır. Bu bölümde bahsedilen bağımsız parçacıklar modeli Schrödinger denkleminin öz değer ve öz fonksiyonları çekirdek uyarılmalarında parçacıklar arasındaki etkin kuvvetlerin rolünün sayısal olarak incelenmesinin temelini oluşturur.

İncelenen deforme çekirdekler süper akışkan özelliklerine sahip olduklarından bu bölümde süper akışkan modelin temel prensipleri ve nümerik hesaplamalarda kullanılan bağıntılara özel yer verilmiştir.

Üçüncü bölümde tek-tek çekirdeklerin taban durum Nilsson kuantum sayılarının belirlenmesi için geliştirilen yöntem çerçevesinde ^{164}Tm , ^{170}Lu ve ^{164}Ho izotoplarının bilinen nötron-proton kuaziparçacık yapısı teyit edildikten sonra ^{134}La ve ^{144}Eu çekirdeklerinin taban hal Nilsson kuantum sayıları güvenilir bir biçimde ilk defa olarak tayin edilmiştir.

Dördüncü bölümde beta prosesleri ile ilgili ayrıntılı bilgi verilerek, tek-tek çekirdeklerin taban durumlarının beta bozunumu sonucu çift-çift çekirdeklerde 1^+ seviyelerinin G-T ve Fermi beta geçiş uyarılma matris elemanları için fonon tasviri kullanılarak ilk defa burada analitik ifadeler elde edilmiştir. Daha sonra ^{170}Yb ve ^{164}Er çekirdeklerinde makas mod 1^+ uyarılmalarının GT ve Fermi beta geçiş özellikleri araştırılmış, elde edilen analitik ifadeler kullanılarak enerji spektrumları, beta geçiş uyarılma matris elemanları ve uygun logft değerleri nümerik olarak hesaplanmıştır.

Beşinci bölümde deforme çekirdeklerin kolektif dipol uyarılmaları için geliştirilmiş teorik modellerin (dönme değişmez ve öteleme + Galileo değişmez QRPA modelleri) çekirdek yapısının ve nükleer kuvvetlerin incelenmesindeki önemi hakkında bilgiler verilerek çift-çift deforme çekirdeklerin manyetik ve elektrik dipol özelliklerinin hesaplanmasında kullanılan analitik ifadeler sunulmuştur. Ayrıca bu bölümde spin-spin ve dipol-dipol kuvvetlerinin ürettiği kolektif 1^+ ve 1^- seviyelerinin radyasyon kalınlıkları incelenmiştir. Daha sonra deforme çift-çift ^{160}Gd ve $^{172-176}\text{Yb}$ çekirdekleri için elektrik ve manyetik dipol seviyelerinin enerjileri, B(M1) ve B(E1) geçiş ihtimalleri ile beraber $\Gamma(\text{M1})$ ve $\Gamma(\text{E1})$ seviye kalınlıkları incelenerek, elde edilen teorik sonuçlar uygun deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

Altıncı bölümde, tez çalışmasında elde edilmiş önemli sonuçlar bölüm sırasına göre verilmiş ve konuyla ilgili kayda değer öneriler sunulmuştur.

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

Bu tez çalışmasının özünü teşkil eden makaleler Central European Journal of Physics, American Institute of Physics, Balkan Physical Letters dergilerinde yayınlanmış ve The Fifth International Conference ENAM 08 on Exotic Nuclei and Atomic Masses Conference 2008, Poland, Zacobane Conference on Nuclear Physics 2008, Poland, Nuclear Physics and Astrophysics: From Stable Beams to Exotic Nuclei 2008, Cappadocia, Turkish Physical Society 25th International Physical Congress 2008, Bodrum, Turkish Physical Society 24th International Physical Congress 2007, Malatya, 5th International Student Conference of the Balkan Physical Union(ISCBPU-5), 2007, Bodrum, 6th International Conference of the Balkan Physical Union 2006, İstanbul, International Symposium In-situ Nuclear Metrology as a tool for Radioecology 2006, Kuşadası, III. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı 2006, Kütahya konferanslarında sunulmuştur.

BÖLÜM 2. DEFORME ÇEKİRDEKLERİN TEK PARÇACIK VE SÜPERAKIŞKAN MODELİ

Fizik yasalarının geçerli olduğu birçok sistem gibi, çekirdeğin de tam olarak anlaşılması zor ve gizemlidir. Bu nedenle, çekirdeğin özelliklerinin belirlenmesi, gözle görülebilen cisimlere göre çok daha zordur. Çekirdek bir dereceye kadar ölçülebilir tesir kesitleri, spin, uyarılmış durumlar, manyetik dipol ve elektrik kuadropol momentleri, v.b. gibi temel özellikleri ile tanımlanabilir. Çekirdekteki nükleonların özelliklerini belirlemek ve enerji seviyelerini hesaplamak amacıyla, nükleonlar arasındaki saçılmaların incelenmesi karışık bir matematiksel işlem gerektirir. Nükleer bilimciler, bunun yerine çekirdeği tanımlayan ve matematiksel hesaplamaları basitleştiren nükleer modeller geliştirmişlerdir. Çekirdekteki nükleonları bir arada tutan nükleer kuvvetlerin yapısı tam olarak bilinmediğinden, çekirdeklerin yapısını ve değişik özelliklerini tamamen açıklayabilen bir model henüz kurulamamıştır. Çekirdek yapısını ve çekirdeklerin özelliklerini açıklayabilmek için ortaya çıkan çekirdek modellerinin temelinde potansiyeller için belirli varsayımlar bulunduğundan, modelin başarısı potansiyel seçiminin doğruluğuna bağlıdır.

Deforme çekirdeklerin incelenmesinde ilk kullanılan modellerden biri anizotropik titreşim potansiyeli kullanılan Nilsson modelidir (Nilsson 1955). Bu modelde ortalama alan potansiyeli olarak harmonik anizotropik potansiyeli kullanılarak deforme çekirdeklerin tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları elde edilmiştir. Bu modelin eksik yanlarından biri N ve $N \pm 2$ kuantum sayılarına sahip olan durumlar arasındaki etkileşmelerin katkılarını sayısal hesaplamalardaki zorluklardan dolayı ihmal edilmesidir. Tecrübeler göstermiştir ki büyük deformasyonlu çekirdekte N ve $N \pm 2$ titreşim kabukları arasındaki etkileşmeler ihmal edilemez. Bu model deforme çekirdekte elektromanyetik ve beta geçiş ihtimallerinin, kuadropol momentlerinin

ve spinlerinin hesaplanmasında oldukça başarılı olmuştur. Fakat kullanılan potansiyelin sonsuz duvarlı olmasından dolayı belirli zorluklarla karşılaşmıştır. Bu zorlukların aşılması için son zamanlarda en yaygın kullanılan ve çekirdekte nükleon yoğunluğunun dağılımını doğru ifade eden potansiyel Woods-Saxon potansiyelidir. Bu potansiyel harmonik titreşici potansiyelinden daha gerçekçi olduğundan çekirdek yapısının incelenmesinde ve saçılma tesir kesitlerinin hesaplanmasında başarılı sonuçlar elde edilmiştir. Tez çalışmamızda yapılan araştırmalar da Woods-Saxon potansiyel kullanılarak yapılmıştır.

2.1. Woods-Saxon Potansiyeli

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

Woods-Saxon potansiyeli sonlu derinlikte ve küresel simetrik bir potansiyeldir. $r=R_0$ eş potansiyel yüzeyi, çekirdeğin merkezindeki potansiyelin yarısına karşılık gelir. Bu potansiyel iki kısımdan oluşur. Birinci kısım nükleonların ürettiği izoskaler ve izovektör ortalama alan potansiyelidir.

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

İkinci kısım ise spin-orbital potansiyeldir.

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

Parametrelerin genel seçimi

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

şeklindedir. Burada

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

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

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

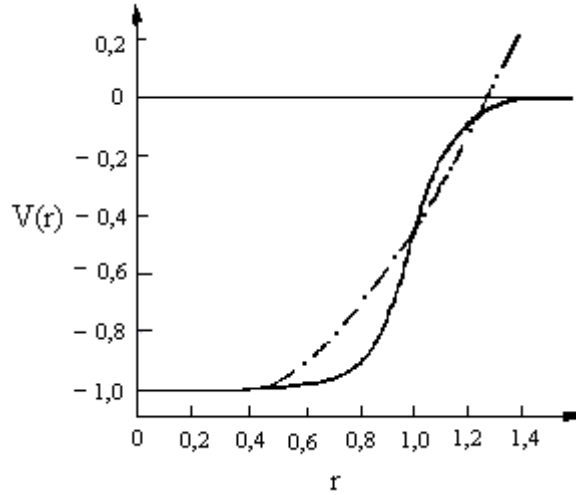
$$V_0^n = V_0(r) \left[1 - 0.63 \frac{N-Z}{A} \right] \quad (2.6)$$

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

Burada $V_0=53$ MeV, $R_0=r_0A^{1/3}$, $r_0=1,24 \times 10^{-13}$ cm, yüzey kalınlığı $a=0,63 \times 10^{-13}$ cm, spin-orbital etkileşme parametresi $\xi = 0,263 [1 + 2(N - Z/A)] (10^{-13} \text{cm})^2$ 'dir (Soloviev 1976). Protonlar arasındaki coulomb potansiyeli proton seviyeleri hesaplandığı zaman (2.1) ve (2.2) ifadelerine eklenmek zorundadır. Yüzeyin etkisi ihmal edilirse coulomb potansiyeli aşağıdaki şekilde yazılır.

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

Woods-Saxon potansiyeli ile Harmonik Osilatör potansiyeli Şekil 2.1'de karşılaştırılmıştır.



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

Bu potansiyel yüzey etrafındaki kısmi saçılma reaksiyonları için çok önemlidir ve çekirdek içindeki nükleonların yoğunluk dağılımını çok güzel ifade etmektedir. Woods-Saxon potansiyeli çekirdek dışında üstel olarak sıfıra gider (Şekil 2.1).

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

2.2. Süperakışkan Model

Bu tez çalışmasında incelenen çekirdekler süperakışkan özellikleri sergilediğinden gelecek hesaplamalarda süperakışkan model baz alınacaktır (Bardeen 1957). Süperakışkan teorisinin kuantum mekaniği ve matematiksel analizi ilk defa 1957 yılında Bogolyubov tarafından yapıldı ve daha sonra Barden, Cooper, Schieffer tarafından süperiletkenlik olayını açıklamak için kullanıldı (Suhonen 1997, Klapdor

1996, Bogolyubov 1960). Bu teori, yukarıda yan yana yazdığımız bilim adamlarının isimlerinin baş harfleri kısaltılıp, BCS teorisi olarak literatüre geçti. BCS teorisi mikroskobik bir teoridir. Normal bir iletkende akıma karşı gösterilen elektriksel direnç, serbest elektronlarının kristal örgü iyonlarının termik hareketleri sebebiyle saçılmaya uğraması sonucu oluşur. BCS teorisi, bir süperiletkenin akıma karşı sıfır direnç göstermesini açıklar. Ayrıca kristal örgü titreşimleri (fononlar aracılığı) ile iletkenlik elektronları arasındaki etkileşmeler, ortamda Cooper elektron çiftlerinin doğmasına yol açmaktadır. Yani bu etkileşme elektronlar arasındaki zayıf çekim kuvveti fonon alışverişiyle oluşmaktadır. Hâlbuki çekirdekte iki nükleon arasındaki çekim kuvveti güçlü olduğundan, böyle bir alışveriş mekanizmasına gerek yoktur. Süper iletkenlik özelliğinin çekirdeğe uygulanmasıyla ortaya çıkan bu model süper akışkan model olarak isimlendirilir.

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

$$H_0(\tau) = \sum_{s\sigma} \{E_0(s) - \lambda_\tau\} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_\tau \sum_{ss'} a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} \quad \tau = n, p \quad (2.8)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Burada $E_0(s)$ renormalize olmamış tek parçacık enerjisi, G_τ çiftlenim etkileşmesi sabiti, λ_τ kimyasal potansiyel, $a_{s\sigma}^+$ ($a_{s\sigma}$) parçacık yaratma ve yok etme operatörleridir. $a_{s\sigma}^+$ ve $a_{s\sigma}$ operatörlerinin lineer kanonik dönüşümü, parçacık operatörlerinin yerine kuaziparçacık operatörlerini yazmak için kullanılır. Böyle bir kanonik dönüşüm,

$$\begin{aligned} a_{s\sigma} &= u_s \alpha_{s,-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+ \\ a_{s\sigma}^+ &= u_s \alpha_{s,-\sigma}^+ + \sigma v_s \alpha_{s\sigma} \end{aligned} \quad (2.9)$$

şeklinindedir. Bu dönüşümde $\alpha_{s\sigma}^+$ ve $\alpha_{s\sigma}$ kuaziparçacık yaratma ve yok etme operatörleridir. u_s boşluk, v_s ise parçacık bulunma olasılıklarını belirleyen parametrelerdir. Bu dönüşümün kanoniklik koşulunu sağlaması için kuaziparçacık

operatörlerinin de fermiyon cebriine uyması gerekir. Bu cebre uymaları için de gerekli koşul

$$\eta_s = u_s^2 + v_s^2 - 1 = 0 \quad (2.10)$$

olmasıdır. Süper akışkan modelinde nükleonlar arasındaki çiftlenme etkisi, birbirine konjuge olan seviyelerde ve toplam açısai momentumu sıfır olan hallerde meydana gelir. Böylece $a_{s\sigma}^+$ ve $a_{s\sigma}$ operatörlerinden yararlanarak çiftlenme etkisi gösteren sistemin Hamiltoniyenin ortalaması alınır ve varyasyon prensibine dayanan bir yöntem kullanılırsa elde edilen denklem iki çözüme sahip olur. Bunlardan biri $u_s \cdot v_s = 0$ olan trivial çözümler olup bağımsız parçacıklara karşılık gelmektedir. u_s ve v_s fonksiyonları, step (basamak) fonksiyonu şeklindedir. Diğer çözümler ise trivial olmayan çözümlerdir ve korelasyon fonksiyonuyla karakterize edilir.

Korelasyon (gap) fonksiyonu,

$$\Delta_\tau = G_\tau \sum_s u_s v_s \quad \tau = n, p \quad (2.11)$$

şeklindedir. Seviyelerin boş ve dolu olma ihtimalleri

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

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

şeklindedir. Burada $\varepsilon(s) = \sqrt{\Delta_n^2 + [E(s) - \lambda_n]^2}$ nükleonların kuaziparçacık enerjileri ve $E(s)$ ise tek parçacık enerjileridir. Parçacıkların seviyelerde bulunma olasılıklarının toplamının bire eşit olduğu göz önüne alınarak belirtilen çözümlerden hangisinin geçerli olacağı tayin edilir.

Burada iki durum oluşmaktadır.

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

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

u_s^2 ve v_s^2 için bu iki durumu sağlayan ifadeler,

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \quad u_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \quad (2.14)$$

şeklinde olur. Δ ve λ nicelikleri aşağıdaki sistem denklemlerinin yardımıyla nötron ve proton sistemleri için sayısal olarak ayrı-ayrı bulunur:

$$\frac{2}{G} = \sum_s \frac{1}{\varepsilon_s} \quad , \quad N = 2 \sum_s v_s^2 \quad (2.15)$$

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

BÖLÜM 3. TEK-TEK ÇEKİRDEKLERİN TABAN HAL NİLSSON KUANTUM SAYILARININ BELİRLENMESİ

Çift çekirdeklerin beta geçiş özelliklerinin incelenmesinde beta bozunumuna uğrayan ana çekirdeğin spini ve paritesinin bilinmesi kız çekirdekte uyarılan seviyelerin spinlerinin ve paritelerinin gözlenmesine imkan sağlamaktadır. Deforme çekirdeklere ise bu niteliklerden başka tek-tek çekirdeğin taban hal nötron ve proton Nilsson kuantum sayılarının belirlenmesi gerekir. Taban hal Nilsson kuantum sayıları bilinmeyen tek-tek çekirdeklerin taban hal kuantum sayılarının belirlenmesi için tez çalışmasının bu bölümünde geliştirilen yöntem kullanılarak spini ve beta bozunum logft değeri belirli fakat Nilsson kuantum sayıları bilinmeyen tek-tek çekirdeğin taban hal nötron-proton kuaziparçacık yapısının tayin edilmesi için birkaç tane en düşük iki kuaziparçacık seviyeleri hesaplanmıştır. Logft değeri deneye en uygun düşük enerjili seviye tek-tek çekirdeğin taban durum nötron-proton kuantum sayıları olarak seçilmiştir. Yaptığımız hesaplamalar ^{170}Lu , ^{164}Tm ve ^{162}Ho çekirdeklerinin nötron-proton kuantum sayılarını başarıyla açıklamıştır. Yani söz konusu çekirdekler için bu yolla elde edilen Nilsson kuantum sayılarının deneyden bilinen kuantum sayıları ile aynı olduğu görülmüştür. Buradan öngörülen yöntemle taban hal kuantum sayıları bilinmeyen tek-tek ^{134}La ve ^{144}Eu çekirdeklerinin taban hal Nilsson kuantum sayıları belirlenmiştir. Bu kuantum sayıları kullanılarak komşu çift-çift çekirdeklerdeki β bozunmada gözlenebilen spini 1^+ ($K=1,0$) olan seviyelerin enerjileri, logft değerleri ve $B(M1)$ uyarılma ihtimalleri başarıyla hesaplanabilmektedir.

Burada Nilsson tek parçacık enerjileri deforme Woods-Saxon potansiyelinde hesaplanmıştır (Dudek 1984). Nötron ve protonlar için potansiyel kuyuların dibinden başlayarak 4 MeV'e kadar tüm kesikli ve yarı-kesikli enerji seviyeleri göz önüne alınmıştır. Çekirdek ortalama alan deformasyon parametresi δ_2 deneysel kuadrapol

momentten bulunan β_2 deformasyon parametresi kullanılarak hesaplanmıştır (Raman 1987). Δ ve λ nicelikleri Bölüm 2 deki (2.15) denklem sistemleri çözülerek elde edilir. Deformasyon parametresinin (δ_2) her bir çekirdek için bilinen değerleri kullanılarak elde edilen sonuçlar Tablo 3.1' de verilir.

Tablo 3.1. ^{164}Tm , ^{162}Ho , ^{170}Lu , ^{134}La ve ^{144}Eu çekirdekleri için Δ ve λ nicelikleri (MeV birimlerinde)

Çekirdek	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p	δ_2
^{162}Ho	1,01	-7,364	1,03	-7,400	0,297
^{164}Tm	0,9	-7,745	1,1	-6,215	0,238
^{170}Lu	1,02	-7,561	1,08	-6,080	0,258
^{144}Eu	0,8	-8,841	0,9	-4,950	0,076
^{134}La	1,2	-8,275	1,1	-6,965	0,129

Nötron ve proton için uygun Nilsson kuantum sayılarını belirlemek, inceleyeceğimiz geçişlerin beta geçiş matris elemanlarının hesaplanması ve çalışacağımız çift-çift çekirdeklerdeki makas mod 1^+ uyarılmalarının beta geçiş özelliklerinin incelenmesi açısından önemlidir. Bunun için tek-tek çekirdeklerin taban durumlarından çift-çift çekirdeklerin taban durumlarına beta geçişi incelenir. Bu geçişler deforme çekirdekte çoğu zaman izinli Gamow-Teller ve Fermi geçişlerine karşı gelmektedir.

Tek-tek deforme çekirdeklerin taban hallerinin iki kuaziparçacıklı durumlar olduğu iyi bilinmektedir. Genellikle bu durumlar tek nötron ve tek protonun kuplajı zamanı meydana gelir. Çalışmadaki amacımıza ulaşmak için ^{162}Ho , ^{164}Tm , ^{170}Lu , ^{134}La ve ^{144}Eu çekirdeklerinde Fermi yüzeyi yakınında olan nötron-proton (n-p) kuazi parçacık spektrumundan seçilen seviyelerden komşu çift-çift ^{162}Dy , ^{164}Er , ^{170}Yb , ^{134}Ba ve ^{144}Sm çekirdeklerinin taban hallerine beta geçişi incelenir. Bu seviyelerin E_n , E_p tek parçacık enerjileri, geçiş matris elemanları ve süper akışkan model çerçevesinde $\varepsilon = \varepsilon_{n_1} + \varepsilon_{p_1}$ iki-kuaziparçacık enerjileri (Bölüm 2) hesaplanır (E ve ε_{n_1, p_1} MeV birimlerindedir) ve söz konusu çekirdeklerin taban hallerine geçişler için logft değerleri (Bölüm 4 'de (4.2), (4.55) ve (4.59) denklemlerinden) bulunur. Bu

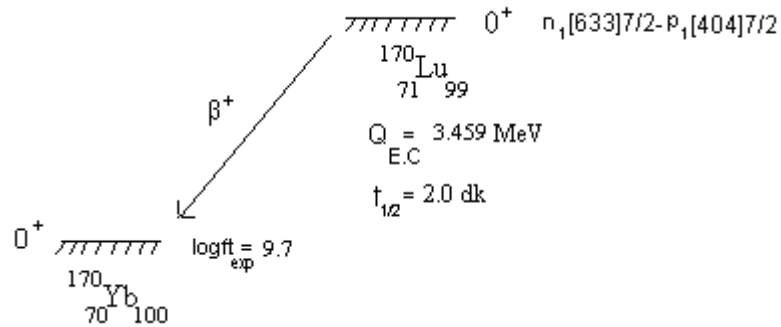
hesapların sonuçları ilgili tablolarda verilir. İlk önce F geçişi yapan ($\Delta K=0$) ^{170}Lu çekirdeğini daha sonra G-T geçişleri yapan ($\Delta K=1$) ^{162}Ho , ^{164}Tm , ^{134}La ve ^{144}Eu çekirdekleri için elde edilen sonuçlar sunulur.

3.1. ^{170}Lu Taban Hal Konfigürasyonu ($K^\pi=0^+$)

Burada taban hal spin ve paritesi 0^+ olan ve komşu ^{170}Yb çift-çift çekirdeğine Fermi geçişi yapan ^{170}Lu izotopu ele alınır. Tablo 3.2' de ^{170}Lu çekirdeğinin taban durum geçişi için elde edilen sonuçlar verilmektedir.

Tablo 3.2. $^{170}\text{Lu}(0^+) \rightarrow ^{170}\text{Yb}(0^+)$ taban-taban beta geçişleri için teorik sonuçlar

Nötron-Proton	E_n	E_p	$\langle n_1 p_1 \rangle$	V_{n_1}	U_{p_1}	$\varepsilon_{n_1 p_1}$	Logft
[624]9/2-[404]9/2	-5,809	-10,67	-0,02	0,260	0,114	6,77	9,95
[642]5/2-[413]5/2	-8,274	-8,287	0,04	0,886	0,225	3,70	7,77
[633]7/2-[404]7/2	-7,195	-5,114	0,009	0,575	0,912	2,53	8,15



Şekil 3.1. Tek-tek ^{170}Lu çekirdeğinin taban halinden çift-çift ^{170}Yb çekirdeğinin taban haline $\beta^{(+)}$ geçişinin bozunum şeması

Şekil 3.1'de ^{170}Lu çekirdeğinin bozunum şeması görülmektedir. ^{170}Lu ' un yarı ömrü 2.0 dakika ve $Q_{E.C.}$ enerjisi ise 3.459 MeV dir. ^{170}Lu ' un taban hali için mümkün üç seviye bulunmuştur. Spin ve paritesi 0^+ olan bu seviyeler, enerjisi 6,77 MeV olan n_1 [624]9/2 p_1 [404]9/2 seviyesi, 3,70 MeV olan n_1 [642]5/2 p_1 [413]5/2 seviyesi ve 2,53 MeV olan n_1 [633]7/2 p_1 [404]7/2 seviyesidir. Bu seviyelerin logft değerleri ise

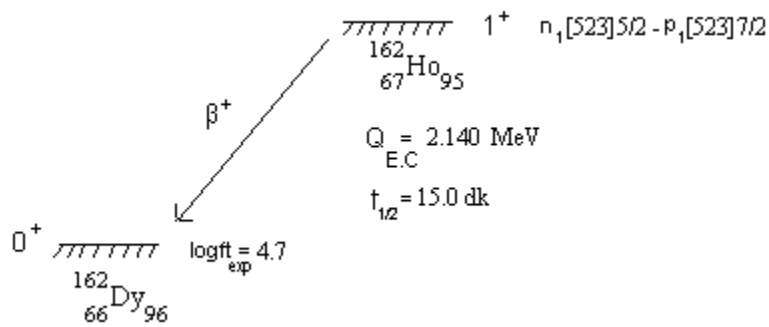
sırasıyla 9,95; 7,77 ve 8,15 şeklindedir. Bu geçiş için deneysel logft değerinin 9.7 olduğu bilinmektedir (Djelepov 1973). Spini ve paritesi 0^+ olan bu seviyelerin iki-kuaziparçacık enerjileri ve logft değerleri incelendiğinde deneye en uygun olan seviyenin nötron için $n_1 [633]7/2$ ve proton için ise $p_1 [404]7/2$ seviyesi olduğu görülür ve bunun neticesinde ^{170}Lu çekirdeği için taban hal nötron-proton konfigürasyonu $\{n_1 [633]7/2 - p_1 [404]7/2\}_{0^+}$ şeklinde olur.

3.2. ^{162}Ho Taban Hal Konfigürasyonu ($K^\pi=1^+$)

Tablo 3.3' de ^{162}Ho çekirdeğinin taban durum geçişi için elde edilen sonuçlar verilmektedir.

Tablo 3.3. $^{162}\text{Ho} (1^+) \rightarrow ^{162}\text{Dy} (0^+)$ taban-taban beta geçişleri için teorik sonuçlar

Nötron-Proton	E_n	E_p	σ_{n_1,p_1}	V_{n_1}	U_{p_1}	ε_{n_1,p_1}	Logft
[521]3/2-[550]1/2	-8,16	-5,29	0,27	0,898	0,975	3,60	4,73
[521]3/2-[532]5/2	-8,16	-8,81	-0,46	0,899	0,310	3,03	5,25
[523]5/2-[523]7/2	-7,63	-7,24	1,17	0,793	0,758	2,08	3,77



Şekil 3.2. Tek-tek ^{162}Ho çekirdeğinin taban halinden çift-çift ^{162}Dy çekirdeğinin taban haline β geçişinin bozunum şeması

Şekil 3.2' de ^{162}Ho çekirdeğinin bozunum şeması görülmektedir. ^{162}Ho ' un yarı ömrü 15.0 dakika ve ^{162}Ho ile ^{162}Dy çekirdeklerinin taban hal durumları arasındaki enerji farkını gösteren $Q_{E.C}$ enerjisi ise 2,140 MeV dir. ^{162}Ho ' un taban hali için mümkün üç

seviye bulunmuştur. Spin ve paritesi 1^+ olan bu seviyeler, enerjisi 2,081 MeV olan n_1 [523]5/2 p_1 [523]7/2 seviyesi, 3,033 MeV olan n_1 [521]3/2 p_1 [532]5/2 seviyesi ve 3,602 MeV olan n_1 [521]3/2 p_1 [550]1/2 seviyesidir. Bu seviyelerin logft değerleri ise sırasıyla 3,77; 5,25 ve 4,73 şeklindedir. Bu geçiş için deneysel logft değeri 4,7 dir. (Audi 2003). Bağımsız kuaziparçacık modelde taban-taban beta geçişlerinin deneyden bilinen geçişlere karşın daha hızlı olduğu bilinmektedir. Ayrıca etkin kuvvetler göz önüne alındığında logft değerinin de artacağı düşünülürse (Gabrakov 1970) deneye en uygun olan seviyenin Nilsson kuantum sayıları nötron için n_1 [523]5/2 ve proton için ise p_1 [523]7/2 seviyesi olduğu görülür. Böylelikle tek-tek ^{162}Ho çekirdeğinin taban hal kuantum sayıları $\{n_1[523]5/2-p_1 [523]7/2\}_{1+}$ olarak belirlenir (Yıldırım 2007).

3.3. ^{164}Tm taban hal konfigürasyonu ($K^\pi=1^+$)

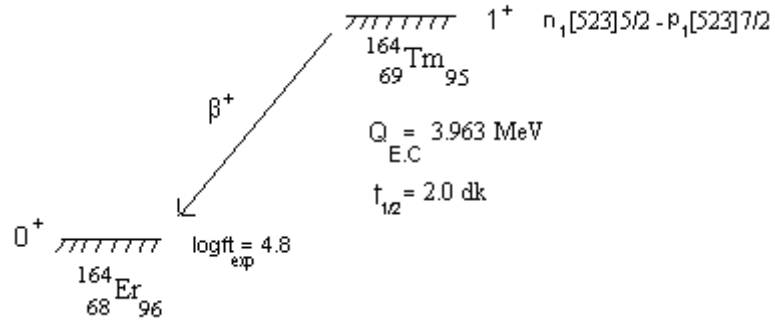
Benzer şekilde hesaplamalar $^{164}\text{Tm} (1^+) \rightarrow ^{164}\text{Er} (0^+)$ geçişi için yapılır. Tablo 3.4’de ^{164}Tm çekirdeğinin taban durum geçişi için elde edilen sonuçlar verilmektedir

Tablo 3.4. $^{164}\text{Tm} (1^+) \rightarrow ^{164}\text{Er}(0^+)$ taban-taban beta geçişleri için teorik sonuçlar

Nötron-Proton	E_n	E_p	$\sigma_{n_1p_1}$	V_{n_1}	U_{p_1}	$\varepsilon_{n_1p_1}$	Logft
[521]3/2-[532]5/2	-8,628	-7,759	0,48	0,921	0,304	3,15	5,21
[512]5/2-[523]7/2	-6,799	-6,525	0,46	0,369	0,604	2,45	5,43
[523]5/2-[523]7/2	-8,229	-6,525	1,14	0,857	0,604	2,16	3,91

Şekil 3.3’de ^{164}Tm çekirdeğinin bozunum şeması görülmektedir. ^{164}Tm ün yarı ömrü 2,0 dakika ve $Q_{E.C}$ enerjisi ise 3,963 MeV dir. ^{164}Tm ’ un taban hali için mümkün üç seviye bulunmuştur. Spin ve paritesi 1^+ olan bu seviyeler enerjisi 2,161 MeV olan n_1 [523]5/2 p_1 [523]7/2 seviyesi, 2,451 MeV olan n_1 [512]5/2 p_1 [523]7/2 seviyesi ve 3,152 MeV olan n_1 [521]3/2 p_1 [532]5/2 seviyesidir. Bu seviyelerin logft değerleri ise sırasıyla 3,91; 5,43 ve 5,21 şeklindedir. Bu geçiş için deneysel logft değerinin 4,8 olduğu bilinmektedir (De Boer 1971). ^{162}Ho çekirdeği için izlediğimiz yol takip edilerek ^{164}Tm çekirdeğinin iki-kuaziparçacık enerjileri ve logft değerleri incelendiğinde deneye en uygun olan seviye n_1 [523]5/2 p_1 [523]7/2 seviyesidir ve

^{164}Tm çekirdeğinin taban hal kuantum sayıları $\{n_1 [523]5/2 p_1 [523]7/2\}_{1+}$ olarak belirlenir.



Şekil 3.3. Tek-tek ^{164}Tm çekirdeğinin taban halinden çift-çift ^{164}Er çekirdeğinin taban haline $\beta^{(+)}$ geçişinin bozunum şeması

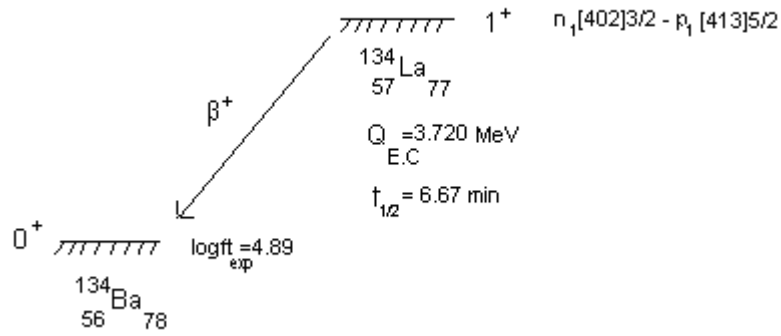
Bu hesaplamalarla Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak elde edilen ^{162}Ho , ^{164}Tm ve ^{170}Lu çekirdeklerinin taban hal kuantum sayılarının Nilsson potansiyeli kullanılarak elde edilenlerle aynı olduğu görülür. Bu durum bize tek-tek çekirdekte Nilsson kuantum sayılarının belirlenmesinde kullandığımız yöntemin başarılı olduğunu göstermektedir. Şimdi ise bu güvenceyle taban hal nötron-proton konfigürasyonları bilinmeyen ^{134}La ve ^{144}Eu çekirdeklerinin taban hal kuantum sayıları tayin edilir.

3.4. ^{134}La Taban Hal Konfigürasyonu ($K^\pi=1^+$)

Tablo 3.5' de ^{134}La çekirdeğinin taban durum geçişi için elde edilen sonuçlar verilmektedir.

Tablo 3.5. $^{134}\text{La} (1^+) \rightarrow ^{134}\text{Ba} (0^+)$ taban-taban beta geçişleri için teorik sonuçlar

Nötron- Proton	E_n	E_p	$\sigma_{n_1 p_1}$	V_{n_1}	U_{p_1}	$\epsilon_{n_1 p_1}$	Logft
[400]1/2-[422]3/2	-9,02	-7,22	-0,12	0,860	0,586	3,10	5,94
[402]3/2-[413]5/2	-8,74	-5,94	0,28	0,805	0,905	3,31	4,83
[400]1/2-[411]3/2	-9,03	-5,97	-0,41	0,850	0,888	3,39	4,46



Şekil 3.4. Tek-tek ^{134}La çekirdeğinin taban halinden çift-çift ^{134}Ba çekirdeğinin taban haline $\beta^{(+)}$ geçişi

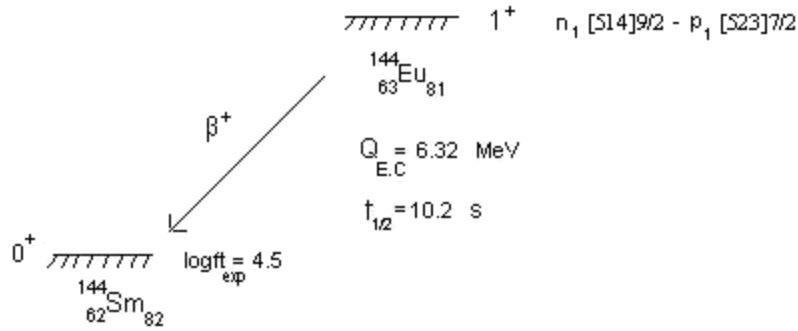
Şekil 3.4'de ^{134}La 'ın bozunum şeması görülmektedir. ^{134}La çekirdeğinin yarı ömrü 6,67 dak. ve $Q_{E.C}$ enerjisi ise $3,720 \pm 25 \text{ MeV}$ dir. ^{134}La 'ın taban hali için mümkün üç seviye bulunmuştur. Spin ve paritesi 1^+ olan bu seviyeler enerjisi 3,101 MeV olan $n_1 [400]1/2 p_1 [422]3/2$ seviyesi, 3,308 MeV olan $n_1 [402]3/2 p_1 [413]5/2$ seviyesi ve 3,394 MeV olan $n_1 [400]1/2 p_1 [411]3/2$ seviyesidir. Bu seviyelerin logft değerleri sırasıyla 5,94; 4,83 ve 4,46 olarak bulunmuştur. Bu geçiş için deneysel logft değerinin 4.89 olduğu bilinmektedir (Greenwood 1976). İki-kuaziparçacık enerjileri ve logft değerleri incelendiğinde deneye en uygun olan seviyenin $n_1 [402]3/2 p_1 [413]5/2$ seviyesi olduğu görülür ve ^{134}La çekirdeğinin taban hal Nilsson kuantum sayıları $\{n_1 [402]3/2 p_1 [413]5/2\}_{1^+}$ olarak belirlenir (Yıldırım 2008).

3.5. ^{144}Eu Taban Hal Konfigürasyonu ($K^\pi=1^+$)

Tablo 3.6' da ^{144}Eu çekirdeğinin taban durum geçişi için elde edilen sonuçlar verilmektedir.

Tablo 3.6. $^{144}\text{Eu} (1^+) \rightarrow ^{144}\text{Sm}(0^+)$ taban-taban beta geçişleri için teorik sonuçlar

Nötron- Proton	E_n	E_p	$\sigma_{n_1 p_1}$	V_{n_1}	U_{p_1}	$\varepsilon_{n_1 p_1}$	Logft
[523]5/2-[523]7/2	-5,40	-3,76	1,08	0,114	0,947	4,98	5,32
[523]7/2-[514]9/2	-11,45	-3,27	0,52	0,989	0,969	4,64	4,07
[532]5/2-[523]7/2	-11,81	-3,76	0,62	0,991	0,947	4,56	3,92
[532]3/2-[532]5/2	-5,95	-4,14	-0,96	0,134	0,913	4,20	5,31
[523]7/2-[532]5/2	-11,45	-4,14	-0,62	0,989	0,913	3,94	3,95
[514]9/2-[523]7/2	-10,99	-3,76	-0,52	0,984	0,947	3,78	4,09
[541]1/2-[541]3/2	-6,27	-4,39	0,82	0,150	0,873	3,74	5,38



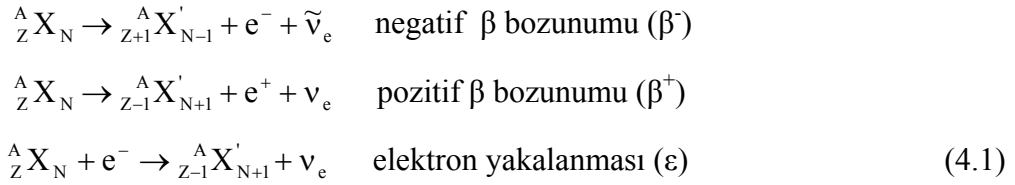
Şekil 3.5. Tek-tek ^{144}Eu çekirdeğinin taban halinden çift-çift ^{144}Sm çekirdeğinin taban haline $\beta^{(+)}$ geçişinin bozunum şeması

Şekil 3.5' de ^{144}Eu çekirdeğinin bozunum şeması görülmektedir. ^{144}Eu ' un yarı ömrü 10,2 s ve $Q_{E.C}$ enerjisi ise 6,32 MeV dir. Bu geçiş için deneysel logft değerinin 4,5 olduğu bilinmektedir (Kennedy 1976). ^{144}Eu 'un taban hali için bulunan seviyeler Tablo 3.6'da verilmektedir. Spin ve paritesi 1^+ olan bu seviyelerin iki kuazi parçacık enerjileri ve logft değerleri incelendiğinde deneye en uygun olan seviyenin logft değeri 4,09 olan $\{n [514] 9/2-p [523] 7/2\}_{1^+}$ seviyesi olduğu görülür (Guliyev 2009).

Yaptığımız hesaplamalar sonucunda ^{162}Ho , ^{170}Lu ve ^{164}Tm çekirdekleri için Nilsson potansiyeli kullanılarak elde edilen sonuçlarla Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak elde edilen sonuçların aynı olduğu görülmüştür. Buna dayanarak Woods-Saxon potansiyelinde ^{134}La ve ^{144}Eu çekirdeklerinin taban hal kuantum sayıları belirlenmiştir. Bu yöntem kullanılarak daha birçok taban hal Nilsson kuantum sayıları bilinmeyen tek-tek çekirdeğin kuantum sayıları belirlenebilir ve bu kuantum sayıları kullanılarak komşu çift-çift çekirdeklerdeki β bozunmada gözlenebilen spini 1^+ ($K=1,0$) olan seviyelerin enerjileri, logft değerleri ve $B(M1)$ uyarılma ihtimalleri başarıyla hesaplanabilmektedir.

BÖLÜM 4. FERMİ VE GAMOW-TELLER BETA GEÇİŞ İHTİMALLERİ

En temel beta (β) bozunma reaksiyonu bir protonun bir nötrona veya bir nötronun bir protona dönüşmesidir. Bir çekirdekte β bozunumu hem Z hem de N 'yi bir birim değiştirir: $Z \rightarrow Z+1$, $N \rightarrow N-1$, böylece, $A=Z+N$ sabit kalır. Diğer bir ifadeyle beta bozunma bir çekirdekten diğerine yük değişimi geçişlerinden meydana gelir. Beta bozunum prosesine katılan parçacıklar elektron(e^-), pozitron(e^+), proton(p), nötron(n), elektron nötrino (ν_e) ve elektron anti nötrino ($\bar{\nu}_e$) dur. Üç beta bozunma türü vardır (Krane 2001):



Beta bozunma zayıf etkileşmelerin çalışılmasında ve uygun etkileşme parametrelerinin belirlenmesinde kullanılabildiği gibi küresel ve deforme çekirdeklerin yapısının araştırılması içinde önemli bir unsurdur (Soloviev 1976). Geçiş operatörünün nükleonun konum ve hızına bağlı olmadığı geçişler izinli geçişler olarak isimlendirilir. Bu geçişler beta bozunmada en büyük ihtimalli geçişlerdir. İzinli β geçişler iki çeşittir. Fermi (F) geçişlerinde açısal momentum değişimi yoktur ($\Delta I=0$) ve operatör nükleonun spininden bağımsızdır. Gamow-Teller (GT) geçişlerinde ise açısal momentum değişimi bir birimdir ($\Delta I=0,1$; $0 \rightarrow 0$ geçişleri hariç) ve operatör bozunan nükleonun spin operatörüyle orantılıdır (Bohr ve Mottelson 1969).

Farklı çekirdeklerdeki β bozunum olasılıklarını karşılaştırma olanağını kıyaslanabilir yarı ömür veya ft değeri olarak ifade edilen aşağıdaki ifade verir:

$$ft_{1/2} = \frac{D}{B(\beta\lambda)} \quad (4.2)$$

Burada f fermi integralini, $t_{1/2}$ yarı ömrü , $B(\beta\lambda)$ beta geçiş ihtimalini temsil eder ve

$$B(\beta\lambda) = B_F + \left(\frac{g_A}{g_V} \right)^2 B_{GT} \quad (4.3)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadede B_F Fermi geçiş ihtimalini ve B_{GT} G-T geçiş ihtimalini göstermektedir. B_F ve B_{GT} denklem (4.17) ve (4.20)'de belirlenmiştir. Denklem (4.2) ve (4.3) deki sabitlerin değeri de aşağıdaki gibidir (Borzov 2006):

$$\frac{g_A}{g_V} = -1.26 \quad D = \frac{0,693 \cdot 2\pi^3 (h/2\pi)^7}{g^2 m_e^5 c^4} = 6163.4 \quad (4.4)$$

Radyoaktif bozunumlardan olan α -bozunumun da olduğu gibi β bozunumunda da çok büyük bir yarı ömür aralığı olduğu için ft değerleri 10^3 sn ile 10^{20} sn arasında değişir. Bu nedenle sık sık $\log_{10}ft$ değeri kullanılır. $\log ft$ ne kadar büyükse geçiş o kadar yavaştır.

Beta bozunmada geçiş matris elemanlarının seçim kuralları, $\Delta I = I_i - I_f$ spin ve parite değişimi bakımından ifade edilir. İzinli (a-allowed) ve 1. dereceden yasaklanmış (1) beta geçişleri için $\pi_i \cdot \pi_f$ parite değişimi ve ΔI seçim kurallarının bir listesi Tablo 4.1' de verilmektedir (Soloviev 1976).

Tablo 4.1. İzinli (a) ve 1. dereceden yasaklanmış (1) beta geçişleri için seçim kuralları

Sınıflandırma	Matris elemanı	$\pi_i \cdot \pi_f$	Seçim kuralları
a	$\langle 1 \rangle$	1	$\Delta I = 0$
	$\langle \sigma \rangle$	1	$\Delta I = 0, \pm 1, 0 \rightarrow 0$ hariç
1	$\langle r \rangle$	-1	$\Delta I = 0, \pm 1, 0 \rightarrow 0$ hariç
	$\langle \sigma \gamma_5 \rangle$	-1	$\Delta I = 0, \pm 1, 0 \rightarrow 0$ hariç
	$\langle \gamma_5 \rangle$	-1	$\Delta I = 0$
	$\langle \sigma r \rangle$	-1	$\Delta I = 0$
	$\langle \sigma \times r \rangle$	-1	$\Delta I = 0, \pm 1, 0 \rightarrow 0$ hariç; $\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$

Tablodan da görüldüğü gibi izinli geçişlerde ilk ve son durumların pariteleri aynı olduğu için $\pi_i \cdot \pi_f = +1$ ' e eşitken 1. dereceden yasaklanmış beta geçişlerinde pariteler farklı olduğundan $\pi_i \cdot \pi_f = -1$ şeklindedir.

Deforme çekirdeklerde beta geçişleri izinli engellenmemiş (au) geçişler ($\Delta N = \Delta n_z = \Delta \Lambda = 0$), baş kuantum sayısının değişmez kaldığı ($\Delta N = 0$) izinli engellenmiş (ah) geçişler ve baş kuantum sayısının $\Delta N = \pm 2$ değişimiyle meydana gelen izinli engellenmiş geçişler olmak üzere 3 gruba ayrılır.

Seçim kuralları asimptotik Nilsson kuantum sayıları açısından da ifade edilebilir. Bu şekildeki seçim kuralları Tablo 4.2' de gösterilmiştir. Asimptotik kuantum sayıları N , n_z ve Λ ' nın izinli geçişlerde değişmediği 1. dereceden engellenmiş geçişlerde ise bir birim değiştiği görülmektedir. Asimptotik seçim kurallarını ihlal etmeyen β bozunumlar engellenmemiş geçişler olarak isimlendirilirler ve bu geçişler au ve 1u (1. derece engellenmemiş geçişler) şeklinde gösterilirler. Asimptotik seçim kuralları ihlal edilirse β bozunum ihtimali 10–1000 kez küçülür, böyle geçişler engellenmiş

geçişler olarak isimlendirilir ve ah (izinli engellenmiş geçişler) ve $1h$ (1. derece engellenmiş geçişler) ile gösterilirler.

Tablo 4.2. Deforme çekirdeklerde izinli (a) ve 1. dereceden yasaklanmış (1) β -geçişleri için asimptotik seçim kuralları

β -geçiş türü	ΔK	ΔN	Δn_z	$\Delta \Lambda$	Logft
a	0	0	0	0	4.5 -5.5
	1	0	0	0	
1	0	1	1	0	5.5 - 8.0
	0	-1	-1	0	
	0	± 1	0	± 1	
	1	± 1	0	± 1	
	1	± 1	± 1	0	

4.1. $K^\pi=1^+$ Seviyelerinin Dönme Değişmez QRPA Modeli

Kullanılan ortalama alan potansiyelinden dolayı deforme çekirdeklerde Hamiltoniyen dönme değişmez değildir. Bu kısımla 1^+ seviyelerini kuvvetli biçimde etkilemektedir. Bu eksikliği gidermek için dönme değişmezliği restore edici kuvvetler kullanılır. Deforme çekirdeklerin 1^+ durumlarını üreten spin-spin kuvvetleri ve Kuliev et al. (2000) ve Guliyev et al. (2006) tarafından belirlenen izoskaler h_0 ve izovektör h_1 restorasyon etkileşmelerini içeren model Hamiltoniyeni şu şekilde yazılır:

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau} \quad (4.5)$$

Bu ifadede H_{sqp} tek kuaziparçacık hareketinin hamiltoniyenine ve $V_{\sigma\tau}$ spin-izospin etkileşmesine karşı gelmektedir:

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \chi_{\sigma\tau} \sum_{i \neq j} \bar{\sigma}_i \bar{\sigma}_j \bar{\tau}_i \bar{\tau}_j \quad (4.6)$$

Burada $\vec{\sigma}$ ve $\vec{\tau}$ sırasıyla spin ve izospin uzaylarında Pauli matrisleri $\chi_{\sigma\tau}$ ise spin-izospin etkileşme sabitidir. (4.5) ifadesindeki h_0 ve h_1 etkileşmeleri ise hamiltoniyenin kırınımını restore edici kuvvetlerdir. Ortalama alan potansiyelinde izoskaler (V_0) ve izovektör (V_1) gibi (bkz. Bölüm 2. Denklem (2.1)) dönme değişmezliğinin kırınımına sebep olan iki terim olduğundan dolayı tek kuaziparçacık Hamiltoniyenin dönme değişmezliği ayrılabilir izoskaler ve izovektör etkileşmeleri yardımı ile restore edilebilir (Guliyev 2006)

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_v [H_{\text{sqp}} - V_1, J_v]^+ [H_{\text{sqp}} - V_1, J_v], \quad (4.7)$$

ve

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_v [V_1(\mathbf{r}), J_v]^+ [V_1(\mathbf{r}), J_v]. \quad (4.8)$$

Burada

$$\gamma^{(v)} = [J_v^+, [H_{\text{sqp}}, J_v]]_{\text{QRPA}}, \quad \gamma_1^{(v)} = [J_v^+, [V_1(\mathbf{r}), J_v]]_{\text{QRPA}} \quad (4.9)$$

ve

$$\begin{aligned} \gamma^{(-1)} &= \gamma^{(+1)} = \gamma, \\ \gamma_1^{(-1)} &= \gamma_1^{(+1)} = \gamma_1, \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\gamma_0 = \gamma - \gamma_1 \quad \gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p$$

şeklindedir. Burada izoskaler γ_0 ve izovektör γ_1 parametreleri ortalama alan parametreleriyle özuyumlu olarak belirlenir. J_v açısai momentumun ($v = \pm 1$) küresel

bileşenidir. Bölüm 2’de (2.1)-(2.2) ve (2.3) formüllerinden yararlanılarak izovektör V_1 terimi

$$V_1(\mathbf{r}) = \eta \frac{N-Z}{A} \tau_z V_0(\mathbf{r}) \quad (4.11)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $\eta = \frac{V_1}{4V_0}$ şeklindedir.

Kolektif 1^+ seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları QRPA’ da aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$|\Psi_i(1^+)\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} (D_{MK}^I Q_{i,K=1}^+ + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I Q_{i,K=-1}^+) |\Psi_0\rangle \quad (4.12)$$

Bu ifadede D_{MK}^I deforme çekirdeğin bir tam olarak dönmesine karşılık gelen meşhur Wigner dalga fonksiyonudur. Burada I toplam açısal momentum, K ve M ise sırasıyla I ’nin çekirdeğin simetri eksenini üzerindeki ve laboratuvar sisteminde z eksenini üzerindeki izdüşümleridir. Ayrıca $|\Psi_0\rangle$ fonon vakumu yani $Q_i |\Psi_0\rangle = 0$ ve fonon yaratma operatörü Q_i^+ ise (Kuliev 2000)’ de verildiği gibidir:

$$Q_i^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss',\tau} [\psi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}^+(\tau) - \phi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}(\tau)] \quad (4.13)$$

Bu ifadedeki $C_{ss'}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss',\rho} \alpha_{s-\rho}^+ \alpha_{s'\rho}^+$ ve $C_{ss'}$ sırasıyla iki kuaziparçacık yaratma ve yok etme operatörleridir ve τ isospin indisi nötron (proton) için $n(p)$ değerlerini alır. İki kuaziparçacık genlikleri $\psi_{ss'}^i(\tau)$ ve $\phi_{ss'}^i(\tau)$ katsayıları aşağıdaki birimleme koşulunu sağlarlar.

$$\sum_{ss',\tau} [\psi_{ss'}^i(\tau)^2 - \phi_{ss'}^i(\tau)^2] = 1 \quad (4.14)$$

QRPA yöntemi kullanılarak hareket denklemi çözüldürse (4.12) dalga fonksiyonunun $\Psi_{ss'}^i$ ve $\phi_{ss'}^i$ katsayıları bulunur. 1^+ seviyelerinin enerji ve fonon dalga fonksiyonu hesaplamaları için gerekli formüllerin açık ifadeleri (Guliyev 2006)' da verilir. Dönme invaryant Hamiltoniyenin (4.5) ifadesinde h_0 ve h_1 terimleri göz önüne alınmadığında dönme değişmez olmayan model sonuçları elde edilir ve bununla ilgili ayrıntılı bilgi (Güner 2004)' de verilmektedir.

Çekirdek fiziğinde manyetik ve elektrik dipol seviyelerinin deneysel olarak modelden bağımsız incelenmesi bu seviyelerin beta ve elektromanyetik özellikleri hakkında değerli bilgiler vermektedir. Sonraki bölümlerde 1^+ ve 1^- dipol seviyelerinin beta ve elektromanyetik indirgenmiş ihtimalleri için teorik olarak formüller elde edilir.

4.2. Beta Geçiş İhtimalleri

Çekirdek yapısının incelenmesinde nükleonlar arasındaki etkin kuvvetlerin sorumlu olduğu geçişler önemli bir yer tutarlar. Bunların içerisinde beta geçişlerinin özel bir yeri vardır. Bu geçişlerin incelenmesi çekirdek ortamında nükleonlar arasındaki yük alışverişli etkin kuvvetlerin karakterinin ve güç parametrelerinin deney sonuçlarıyla karşılaştırılarak teorik olarak belirlenmesinde kullanılan modellerin test edilmesinde çok bilgi vericidir. Beta geçişlerinin spin değişimine göre Fermi ve G-T geçişleri olarak iki farklı türü vardır. Fermi geçişlerinde açısız momentum değişimi yoktur ($\Delta I=0$) ve geçiş operatörü nükleonun spininden bağımsızdır. Gamow-Teller (GT) geçişlerinde ise açısız momentum değişimi bir birimdir ($\Delta I=0,1$; $0 \rightarrow 0$ geçişleri hariç) ve operatör bozunan nükleonun spin operatörüyle orantılıdır (Bohr 1969). $\Delta I=0$ geçişleri durumunda beta bozunumuna G-T ve Fermi geçişleri aynı zamanda katkı sağlamaktadır.

Bu bölümde beta geçiş ihtimalleri incelenir. Gamow-Teller beta geçişlerin indirgenmiş ihtimali aşağıdaki gibidir (Nilsson1955):

$$B_{GT}(\beta\lambda, I \rightarrow I') = \sum_{\mu M'} \left| \langle \Psi_{M'K'}^{I'} | \beta_{GT}(\lambda, \mu) | \Psi_{MK}^I \rangle \right|^2 \quad (4.15)$$

Bu ifadedeki $\beta_{GT}(\lambda\mu)$ laboratuvar sistemindeki beta geçiş operatörüdür (λ multipol momenti μ ise λ' nın z bileşenidir). Çekirdek fiziğinde indirgenmiş geçiş ihtimallerinin çekirdekle bağlı koordinat sisteminde hesaplanması kolaylık sağlamaktadır. Laboratuvar sisteminden çekirdekle bağlı sisteme geçmek için Wigner D_{MK}^I fonksiyonu kullanılır. Bu sistemde beta geçiş operatörü $\beta'(\lambda\mu)$ ile gösterilir ve bu operatörler arasındaki bağıntı aşağıdaki formülle ifade edilmektedir:

$$\beta_i(\lambda\mu) = \sum_{\mu'} D_{\mu\mu'}^{\lambda}(\theta_e) \beta_i'(\lambda\mu') \quad i=GT,F \quad (4.16)$$

(4.15) ifadesinde (4.12) dalga fonksiyonunun ifadeleri ve (4.16) dönüşüm bağıntısını kullanarak G-T geçiş ihtimali için

$$B_{GT}(\beta\lambda I \rightarrow I) = \left| \langle IK\lambda K'-K | I'K' \rangle M_{GT}(\lambda, K'-K) + (-1)^{I+K'} \langle IK\lambda -K'-K | I'-K' \rangle \tilde{M}_{GT}(\lambda, -K'-K) \right|^2 \quad (4.17)$$

ifadesi elde edilir. Burada

$$M_{GT}(\lambda, K'-K) = \langle \varphi_{K'} | \beta'(\lambda, K'-K) | \varphi_K \rangle \quad (4.18)$$

ve

$$\tilde{M}_{GT}(\lambda, -K'-K) = \langle \varphi_{-K'} | \beta'(\lambda, -K'-K) | \varphi_K \rangle \quad (4.19)$$

şeklinde verilir. Burada $|\varphi_{K'}\rangle = Q_{i,K'}^+ |\psi_0\rangle$, $|\varphi_{-K'}\rangle = Q_{i,-K'}^+ |\psi_0\rangle$ olup $\langle IK\lambda K'-K | I'K' \rangle$ ise Clebsh-Gordon katsayılarıdır. Yukarıdaki ifadede son terim sadece $\lambda \geq K + K'$ koşuluna uyduğunda geçiş ihtimaline katkı sağlar. İndirgenmiş beta geçiş ihtimali bağıntısının ispatı Ek A 'da ayrıntılı olarak verilmiştir.

Fermi geçişleri içinde benzer şekilde aşağıdaki ifadeleri yazabiliriz:

$$B_F(\beta\lambda, I \rightarrow I') = \sum_{\mu M'} \left| \langle \Psi_{M'K'}^{I'} | \beta_F(\lambda, \mu) | \Psi_{MK}^I \rangle \right|^2 \quad (4.20)$$

ve

$$B_F(\beta\lambda, I \rightarrow I') = \left| M_F(\lambda, K'-K) \right|^2 \quad (4.21)$$

burada

$$M_F(\lambda, K'-K) = \langle \varphi_{K'} | \beta(\lambda, K'-K) | \varphi_K \rangle \quad (4.22)$$

şeklinde ifade edilir.

4.2.1. $0^+0 \rightarrow 1^+K'$ Gamow-Teller beta geçiş ihtimali ($\Delta K=1$)

Şimdi tek-tek çekirdeğin 0^+ taban durumundan çift-çift çekirdeğin kolektif 1^+ seviyelerine geçiş için beta geçiş ihtimali hesaplanır. Bu geçişte $\Delta I=1$ olduğu için sadece G-T geçişi söz konusudur ($\lambda=1$). Bu durumda G-T beta geçiş ihtimali (4.17) bağıntısından aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$B_{GT}(\beta; 0^+0 \rightarrow 1^+K') = \left| 2M_{GT} \right|^2 \quad (4.23)$$

Burada iki katsayısı (4.17) bağıntısındaki ikinci terimden dolayı gelmektedir ve

$$M_{GT} = \langle \varphi_{K'} | \beta_{GT}^{(+)}(\lambda, K') | \varphi_K \rangle \quad (4.24)$$

beta geçiş matris elemanını ifade eder, $K'=0,1$ değerlerini alır.

İkinci kuantum tasvirinde Gamow-Teller $\beta^{(+)}$ bozunum operatörü,

$$\beta_{GT}^{(+)} = \sum_{np} \langle n\rho | \bar{\sigma} t_+ | p\rho \rangle a_{np}^+ a_{pp} \quad , \quad \rho = \pm \quad (4.25)$$

şeklindedir. Burada a_{np}^+ (a_{pp}) parçacık yaratma (yoketme) operatörü, t_+ (t_-) nötronu (protonu) protona (nötronu) dönüştüren izospin operatörüdür ve $\langle n\rho | \bar{\sigma} t_+ | p\rho \rangle$ G-T tek parçacık geçiş matris elemanı aşağıdaki seçim kurallarını sağlar (Soloviev 1976).

$$\sigma_{np}^{(\mu)} \equiv \langle n | \sigma_\mu | p \rangle \equiv \langle n+ | \sigma_\mu | p+ \rangle = -\langle n- | \sigma_\mu | p- \rangle = \sigma_{pn}^{(\mu)} \quad (4.26)$$

Burada σ_μ şu şekildeki bir simetri koşulunu sağlamaktadır: $\sigma_\mu = (-1)^\mu \sigma_{-\mu}$ ve $\mu = 0, \pm 1$.

Kuaziparçacık tasvirinde Gamow-Teller $\beta^{(+)}$ bozunum operatörünün (4.25) ifadesi Bölüm 2' deki (2.9) Bogolyubov dönüşümleri yardımıyla aşağıdaki şekilde yazılır (ayrıntılı ispat Ek B 'de verilmiştir):

$$\beta_{GT}^{(+)} = \sum_{np} \langle n | \bar{\sigma} | p \rangle \left\{ \sqrt{2} (v_n u_p C_{np} - u_n v_p C_{np}^+) + (v_n v_p D_{np}^+ + u_n u_p D_{np}) \right\} \quad (4.27)$$

Gamow-Teller $\beta^{(-)}$ bozunum operatörü ise şöyledir $\beta_{GT}^{(-)} = \beta_{GT}^{(+)\dagger}$.

Burada bilinear D_{np} (D_{np}^+) ve C_{np} (C_{np}^+) operatörleri

$$\begin{aligned} D_{np} &= \sum_{\rho} \rho \alpha_{n-\rho}^+ \alpha_{p-\rho} & D_{np}^+ &= \sum_{\rho} \rho \alpha_{p-\rho}^+ \alpha_{n-\rho} \\ C_{np} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{pp} \alpha_{n-\rho} & C_{np}^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{n-\rho}^+ \alpha_{pp} \end{aligned} \quad (4.28)$$

şeklinde tanımlanır.

Burada bizim amacımız spini ve paritesi 0^+ olan tek-tek çekirdeğin beta bozunumu sonucu çift-çift çekirdeklere tek fononlu 1^+ seviyelerini uyarılma ihtimallerinin hesaplanmasıdır. Beta bozunuma uğrayan tek-tek çekirdeğin nötron proton dalga

fonksiyonu $\Psi_{t,t}(0^+)$ kuaziparçacık tasvirinde (Kuliev 2008) belirtildiği gibi aşağıdaki gibi verilir :

$$\Psi_{t,t}(0^+) = A_{n_1 p_1}^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma=\pm} \sigma \alpha_{n_1-\sigma}^+ \alpha_{p_1 \sigma}^+ |\Psi_0\rangle. \quad (4.29)$$

Beta geçiş matris elemanının (4.24) bağıntısını, (4.12) ve (4.29) dalga fonksiyonları ve (4.27) Gamow-Teller $\beta^{(+)}$ bozunum operatörü ifadelerinden yararlanarak şu şekilde yazabiliriz:

$$M_{GT} = \langle \varphi_{K'} | \beta_{GT}^{(+)}(1, K') | \varphi_{K=0} \rangle = \langle \Psi_0 | Q \beta_{GT}^{(+)} A_{n_1 p_1}^+ | \Psi_0 \rangle \quad (4.30)$$

Burada $|\Psi_0\rangle$ fonon vakumu olduğu için $Q_i |\Psi_0\rangle = 0$ koşuluna göre (4.30) ifadesi şu şekilde yazılabilir:

$$M_{GT} = \langle \varphi_{K'} | \beta_{GT}^{(+)}(1, K') | \varphi_{K=0} \rangle = \langle \Psi_0 | [Q, \beta_{GT}^{(+)} A_{n_1 p_1}^+] | \Psi_0 \rangle \quad (4.31)$$

Denklem (4.31)'de görülen komütatörün çözümü için aşağıdaki komutasyon bağıntıları kullanılırsa

$$\begin{aligned} [C_{ss'}, C_{tt'}^+] &= (\delta_{st} \delta_{s't'} - \delta_{s't} \delta_{st'}) \\ [A_{ss'}, A_{tt'}^+] &= (\delta_{st} \delta_{s't'} - \delta_{s't} \delta_{st'}) \\ [D_{ss'}, C_{pn}] &= \delta_{ns} A_{s'p} - \delta_{ps} A_{s'n} \\ [D_{ss'}^+, C_{pn}] &= \delta_{ns'} A_{sp} - \delta_{ps'} A_{sn} \\ [A_{ss'}, C_{tt'}^+] &= \frac{1}{2} \sum_p \rho (\delta_{ts} \delta_{s't'} - \delta_{s't} \delta_{st'}) \end{aligned} \quad (4.32)$$

ve Q için (4.13) ile $\beta_{GT}^{(+)}$ için (4.27) ifadeleri yazılırsa aşağıdaki ifade elde edilir:

$$M_{GT} = -\sqrt{2} (u_{p_1} \sum_n \sigma_{np_1} u_n \Psi_{n_1 n} + v_{n_1} \sum_p \sigma_{n_1 p} v_p \Psi_{p_1 p}) \quad (4.33)$$

Elde edilen (4.33) ifadesinden yararlanarak G-T geçiş ihtimali için

$$B_{GT}(\beta; 0^+ \rightarrow 1^+) = \left| 2\sqrt{2} \left(u_{p_1} \sum_n \sigma_{np_1} u_n \Psi_{n_1, n} + v_{n_1} \sum_p \sigma_{n_1, p} v_p \Psi_{p_1, p} \right) \right|^2 \quad (4.34)$$

bağıntısı elde edilir (Yıldırım 2006). Bu ifadenin ayrıntılı çıkarılışı Ek D'de gösterilmiştir.

4.2.2. $1^+ 1 \rightarrow 1^+ K'$ Gamow-Teller beta geçiş ihtimali ($\Delta K=0$)

Tek-tek çekirdeğin 1^+ taban durumundan çift-çift çekirdeğin 1^+ kolektif seviyelerine geçiş için beta geçiş ihtimalini hesaplayalım. Bu durumda $\Delta I=0$ olduğu için beta geçiş matris elemanına aynı zamanda Fermi ve G-T geçişleri katkı sağlamaktadır, aşağıdaki paragraflarda bu geçişlerin geçiş ihtimalleri ayrı-ayrı ele alınacaktır.

G-T geçişleri için geçiş ihtimali (4.17) bağıntısından;

$$B_{GT}(\beta; 1^+ 1 \rightarrow 1^+ 1) = \left| \frac{1}{\sqrt{2}} M_{GT} \right|^2 \quad (4.35)$$

ve

$$M_{GT} = \left\langle \phi_{K'} \left| \beta_{GT}(1,0) \right| \phi_K \right\rangle \quad (4.36)$$

şeklinde olur.

Buradaki amacımız spini ve paritesi 1^+ olan tek-tek çekirdeğin beta bozunumu sonucu çift-çift çekirdekte tek fononlu 1^+ seviyelerini uyarılma ihtimallerinin hesaplanmasıdır. Beta bozunuma uğrayan tek-tek çekirdeğin nötron proton dalga fonksiyonu $\Psi_{t,t}(1^+)$ kuaziparçacık tasvirinde aşağıdaki gibi verilir:

$$|\Psi_1(1^+1)\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} (D_{MK}^I \varphi_{n_1 p_1}^{K=1} + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I \varphi_{n_1 p_1}^{K=-1}) \quad (4.37)$$

$$\varphi_{n_1 p_1}^{K=1} = \{\alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+\}_{K=1} |\Psi_0\rangle \quad \text{ve} \quad \varphi_{n_1 p_1}^{K=-1} = \{\alpha_{n_1}^+ \alpha_{\tilde{p}_1}^+\}_{K=-1} |\Psi_0\rangle \quad (4.38)$$

Beta geçiş matris elemanının (4.17) ifadesinde, (4.12) ile (4.37) dalga fonksiyonları yazılır ve yine $Q_i |\Psi_0\rangle = 0$ koşulundan yararlanılırsa;

$$M_{GT} = \langle \varphi_{K'} | \beta_{GT}^{(+)}(1,0) | \varphi_{K=1} \rangle = \langle \Psi_0 | Q \beta_{GT}^{(+)} \{ \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+ \} | \Psi_0 \rangle = \langle \Psi_0 | [Q, \beta_{GT}^{(+)} \{ \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+ \}] | \Psi_0 \rangle \quad (4.39)$$

ifadesi alınır. Lüzumsuz olduğu için (4.39) ifadesinde K indisi düşürülmüştür, gerekli yerlerde K indisi kullanılır. (4.32) komütasyon bağıntıları kullanılır ve Q için (4.13) ile $\beta_{GT}^{(+)}$ için (4.27) ifadeleri yazılırsa uzun ve yorucu hesaplamalardan sonra aşağıdaki ifade elde edilir (Yıldırım 2007):

$$M_{GT} = -2 \left\{ u_{p_1} \sum_n \sigma_{np_1} u_n \Psi_{n_1 n} + v_{n_1} \sum_p \sigma_{n_1 p} v_p \Psi_{p_1 p} \right\} \quad (4.40)$$

Bu ifadenin ayrıntılı olarak çıkarılması Ek E'de gösterilmiştir. Elde edilen (4.40) ifadesinden yararlanarak G-T geçiş ihtimali için

$$B_{GT}(\beta; 1^+1 \rightarrow 1^+K') = \left| \sqrt{2} (u_{p_1} \sum_n \sigma_{np_1} u_n \Psi_{n_1 n} + v_{n_1} \sum_p \sigma_{n_1 p} v_p \Psi_{p_1 p}) \right|^2 \quad (4.41)$$

bağıntısı elde edilir.

4.2.3. $1^+1 \rightarrow 1^+ K'$ Fermi beta geçiş ihtimali ($\Delta K=0$)

Bu kısımda Fermi geçişi için beta geçiş ihtimali hesaplanır. (4.20)-(4.22) bağıntılarından yararlanarak geçiş ihtimali için aşağıdaki ifade elde edilir:

$$B_F(\beta; 1^+1 \rightarrow 1^+1) = |M_F|^2 \quad (4.42)$$

ve

$$M_F = \langle \varphi_{K'=1} | \beta_F^{(+)} | \varphi_{K=1} \rangle \quad (4.43)$$

şeklinde olur.

İkinci kuantum tasvirinde Fermi $\beta^{(+)}$ bozunum operatörü,

$$\beta_F^{(+)} = \sum_{np} \langle n\rho | t_+ | p\rho \rangle a_{n\rho}^+ a_{p\rho} \quad (4.44)$$

şeklinindedir. Burada $\langle n | p \rangle = \langle n | t_+ | p \rangle$ Fermi tek parçacık geiş matris elemanıdır ve $\langle n | t_+ | p \rangle \equiv \langle n + | t_+ | p + \rangle = \langle n - | t_+ | p - \rangle$ simetri özelliğine sahiptir. Bölüm 2' deki (2.9) ifadesinden yararlanarak Fermi β bozunum operatörü

$$\beta_F^{(+)} = \sum_{np} \langle n | p \rangle \left\{ \sqrt{2} (u_n v_p A_{np}^+ + v_n u_p A_{np}) + (u_n u_p B_{np} - v_n v_p B_{np}^+) \right\} \quad (4.45)$$

şeklinde elde edilir (bu denklemin ispatı için Bkz. Ek C) ve negatif beta bozunumu için $\beta_F^{(-)} = \beta_F^{(+)\dagger}$ eşitliği geçerlidir. A_{np} ve B_{np} operatörleri ise

$$\begin{aligned}
A_{np} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \rho \alpha_{\rho\rho} \alpha_{n-\rho} & A_{np}^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \rho \alpha_{n-\rho}^+ \alpha_{\rho\rho}^+ \\
B_{np} &= \sum_{\rho} \alpha_{n\rho}^+ \alpha_{\rho\rho} & B_{np}^+ &= \sum_{\rho} \alpha_{\rho\rho}^+ \alpha_{n\rho}
\end{aligned} \tag{4.46}$$

şeklinde tanımlanır.

Fermi beta geçiş matris elemanının (4.43) ifadesinde, (4.12) ile (4.37) dalga fonksiyonları yazılırsa;

$$M_F = \langle \varphi_K | \beta_F^+ | \varphi_K \rangle = \langle \Psi_0 | Q \beta_F^+ \{ \alpha_{n_1}^+ \alpha_{p_1}^+ \} | \Psi_0 \rangle = \langle \Psi_0 | [Q, \beta_F^+ \{ \alpha_{n_1}^+ \alpha_{p_1}^+ \}] | \Psi_0 \rangle \tag{4.47}$$

ifadesi elde edilir. Denklem (4.47)'de görülen komütatörün çözümü için

$$[B_{tt'}, C_{ss'}^+] = \delta_{t's} C_{ts'}^+ - \delta_{t's'} C_{ts}^+ \tag{4.48}$$

$$[A_{pn}, \alpha_s^+ \alpha_{s'}^+] = \frac{1}{\sqrt{2}} (\delta_{sp} \delta_{ns'} + \delta_{ns} \delta_{ps'})$$

komütasyon bağıntıları (4.48) ve (4.32) kullanılır ve Q için (4.13) ile $\beta_F^{(+)}$ için (4.45) ifadeleri yazılırsa aşağıdaki bağıntı elde edilir (Yıldırım 2007):

$$M_F = 2(u_{p_1} \sum_n \langle n | p_1 \rangle u_n \psi_{n_1 n} + v_{n_1} \sum_p \langle n_1 | p \rangle v_p \psi_{p_1 p}) \tag{4.49}$$

Elde edilen (4.49) ifadesinden yararlanarak Fermi geçiş ihtimali için

$$B_F(\beta; 1^+1 \rightarrow 1^+1) = | 2(u_{p_1} \sum_n \langle n | p_1 \rangle u_n \psi_{n_1 n} + v_{n_1} \sum_p \langle n_1 | p \rangle v_p \psi_{p_1 p}) |^2 \tag{4.50}$$

bağıntısı elde edilir. Bu ifadenin ayrıntılı olarak elde edilmesi Ek F'de gösterilmiştir.

4.2.4. Çift çekirdekte taban durumları arasındaki G-T ve Fermi beta geçişleri

Orbital karakterli 1^+ seviyelerinin β bozunum özelliklerinin incelenmesi için tek-tek ana çekirdeğin yapısının (Nilsson kuantum sayıları ve spini) bilinmesi çok önemlidir. Bunun için çift çekirdekte taban durumları arasındaki G-T ve Fermi geçişleri incelenerek taban hal logft değeri deneye en uygun düşük enerjili seviye tek-tek çekirdeğin taban durum nötron-proton kuantum sayıları olarak seçilir. Bu amaçla burada $1^+ \rightarrow 0^+$ Gamow-Teller geçişi ve $0^+ \rightarrow 0^+$ Fermi geçişi için analitik ifadeler elde edilir.

4.2.4.1. Gamow-Teller $1^+ \rightarrow 0^+$ geçişi

Bu bölümde tek-tek çekirdeğin 1^+ taban durumundan çift-çift çekirdeğin 0^+ taban durumuna beta geçişini incelenir. Bu bozunmalarda $\Delta I=1$ olduğundan G-T geçişleri ele alınır ve geçiş ihtimali;

$$B_{GT}(\beta, 1^+ \rightarrow 0^+ 0) = \left| \frac{1}{\sqrt{3}} \{M_{GT} + \tilde{M}_{GT}\} \right|^2 \quad (4.51)$$

şeklinde yazılır, buradaki M_{GT} ve \tilde{M}_{GT} matris elemanları (4.18) ve (4.19) da verildiği gibidir ve bu matris elemanları eşit olduğundan geçiş ihtimali

$$B_{GT}(\beta, 1^+ \rightarrow 0^+ 0) = \left| \frac{2}{\sqrt{3}} M_{GT} \right|^2 \quad (4.52)$$

şeklinde yazılır. Burada

$$M_{GT} = \langle \varphi_{K=0} | \beta_{GT}^{(+)}(1,0) | \varphi_K \rangle \quad (4.53)$$

beta geçiş matris elemanını ifade eder. Denklem (4.53)' te spini ve paritesi 1^+ olan tek-tek çekirdeğin (4.37) dalga fonksiyonu ve (4.27) Gamow-Teller $\beta^{(+)}$ bozunum operatörü yazılır ve daha sonra (4.32) komütasyon bağıntıları kullanılırsa;

$$M_{GT} = -\sigma_{n_1 p_1} v_{n_1} u_{p_1} \quad (4.54)$$

olarak elde edilir ve bu ifadeyi (4.52) bağıntısında yazdığımızda geçiş ihtimali için

$$B(GT, 1^+ \rightarrow 0^+) = \left| -\frac{2}{\sqrt{3}} \sigma_{n_1 p_1} v_{n_1} u_{p_1} \right|^2 \quad (4.55)$$

ifadesi alınır.

4.2.4.2. Fermi $0^+ \rightarrow 0^+$ geçişi

Burada tek-tek çekirdeğin 0^+ taban durumundan çift-çift çekirdeğin 0^+ taban durumuna beta geçişini incelenir. Bu geçişler Fermi geçişleridir ve geçiş ihtimali;

$$B_F(\beta, 0^+ \rightarrow 0^+) = |M_F|^2 \quad (4.56)$$

şeklinde yazılır. Burada geçiş matris elemanı (4.22) ifadesine göre

$$M_F = \langle \varphi_0^{\zeta-\zeta} | \beta_F^{(+)} | \varphi_{K=0}^{t-t} \rangle \quad (4.57)$$

olarak gösterilir. Denklem (4.57) de spini ve paritesi 0^+ olan tek-tek çekirdeğin (4.29) dalga fonksiyonu ve (4.45) Fermi β bozunum operatörü yazılır ve daha sonra (4.32) komütasyon bağıntıları kullanılırsa beta geçiş matris elemanı;

$$M_F = \sqrt{2} \langle n_1 | p_1 \rangle v_{n_1} u_{p_1} \quad (4.58)$$

olarak elde edilir ve bu ifadeyi (4.56) bağıntısında yazdığımızda geçiş ihtimali

$$B(F, 0^+ \rightarrow 0^+) = \left| \sqrt{2} \langle n_1 | p_1 \rangle_{v_{n_1} u_{p_1}} \right|^2 \quad (4.59)$$

şeklinde alınır.

Böylelikle buraya kadar makas mod 1^+ seviyelerinin beta geçiş özelliklerinin incelenmesinde kullanılacak olan analitik ifadeler elde edilmiştir. Şimdi ise bu bağıntılar kullanılarak çift-çift deforme çekirdekler için nümerik hesaplamalar sunulacaktır.

4.3. Sayısal Sonuçlar

Bu bölümde çift-çift çekirdeklerin 1^+ uyarılma seviyelerine komşu tek-tek çekirdeklerden GT ve F beta geçiş ihtimalleri için Bölüm 4.2’de elde edilen analitik ifadeler kullanılarak Yb ve Er çekirdekleri için yapılan sayısal hesaplamalar sunulmuştur. Tek parçacık enerjileri deforme Woods-Saxon potansiyelinden bulunmuştur (Dudek 1984). Çekirdek ortalama alan deformasyon parametresi $\delta_2 = 0,945 \beta_2 (1 - 2,56 A^{-2/3}) + 0,34 \beta_2^2$ (Bohr and Motelson 1969) deneysel kuadrapol momentten bulunan β_2 deformasyon parametresi kullanılarak hesaplanmıştır (Raman et al. 1987). Korelasyon teorisinin Δ ve λ nicelikleri Bölüm 2’de verilen (2.10) denklem sisteminin yardımıyla hesaplanarak Tablo 4.3’de gösterilmiştir.

Tablo 4.3. ^{170}Yb ve ^{164}Er izotopları için Δ ve λ nicelikleri (MeV birimlerinde)

Çekirdek	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p	δ_2
^{170}Yb	0,757	-7,567	0,786	-6,007	0,258
^{164}Er	0,858	-7,752	0,858	-6,199	0,238

Makas mod uyarılmalarının incelenmesinde spin etkileşme sabiti için $\chi_{\sigma\tau} = 40/A$ MeV olarak götürülmüştür (Gabraikov 1972). Bu değer iyi deforme nadir toprak çekirdeklerinin makas mod özelliklerinin açıklanmasında tatmin edici sonuçlar vermektedir (Guliyev 2006, Kuliev 2000).

4.3.1. Çift-çift ^{170}Yb çekirdeğinin beta geçiş özelliklerinin incelenmesi

Deneysel olarak 1970'li yıllarda birkaç grup tarafından çift-çift ^{170}Yb çekirdeğinde G-T beta geçişleri incelenmiştir (Camp 1972, Bonch-Osmolovskaya 1971, Dzhelepov 1969). Bu deneylerde ^{170}Lu çekirdeğinin β^+ bozunumu sonucu ^{170}Yb çekirdeğinde uyarılan 1^+ seviyelerinin ölçülen yarı ömürleri kullanılarak logft değerleri bulunmuştur. Teorik olarak ise söz konusu 1^+ seviyelerinin gözlenebilmesi ilk defa (Kuliev 1971) tarafından işaret edilmiştir. Fakat şu ana kadar deforme çift-çift ^{170}Yb çekirdeğinin makas mod 1^+ seviyelerinin β^- bozunum özellikleri teorik olarak hiç araştırılmamıştır. Bu nedenle ilk defa bu tezde, ^{170}Yb çekirdeğinin makas mod 1^+ seviyelerinin β^- bozunum özellikleri bir araştırma olarak incelenmiştir.

Çift-çift ^{170}Yb çekirdeğinin beta geçiş özelliklerinin belirlenebilmesi için komşu tektek ^{170}Lu izotopunun taban-hal konfigürasyonunun bilinmesi gereklidir. Bölüm 3.1' de yaptığımız hesaplamalar bu çekirdeğin nötron-proton taban hal konfigürasyonunun deneysel verilere uygun olarak (Djelepov 1973) $\{n_1[633]\uparrow - p_1[404]\downarrow\}_{0^+}$ olduğunu göstermektedir. Buna göre ^{170}Lu izotopunun G-T beta bozunumu sonucu ^{170}Yb çekirdeğinde 1^+ seviyeleri uyarılacaktır. Hesaplama sonuçlarına göre bağımsız kuaziparçacık model (SQP) çok sayıda 1^+ durumları öngörmektedir ancak bu seviyelerden sadece konfigürasyonları $nn[642\uparrow-633\uparrow]$, $nn[633\uparrow-624\uparrow]$ ve $pp[402\uparrow-404\downarrow]$ olan üç seviye ^{170}Lu 'un beta bozunumunda uyarılabilir. QRPA' da ise bu yapılar 1^+ uyarılmalarının uygun tek fonon dalga fonksiyonları arasında paylaşılırlar. Bu paylaşımın bir sonucu olarak ^{170}Yb 'da büyük logft değerli $K^\pi=1^+$ seviyeleri gözlenmiştir (Camp 1972, Bonch-Osmolovskaya 1971, Dzhelepov 1969). İncelemeler deneyde gözlenen 1^+ seviyelerinin logft değerlerinin büyük olmasından Λ - yasaklı $\Delta N=2$ olan β -geçişlerinin sorumlu olduğunu göstermektedir, teorik hesaplamalar da deneye uygun bir biçimde bu geçişler için $\text{loft} \geq 7,0$ olduğunu doğrulamaktadır. İyi deforme çekirdeklerde Λ -yasaklı β -geçişleri (Soloviev 1976)'da detaylı bir şekilde açıklanmıştır. Buna göre ^{170}Yb çekirdeğinde 2,0÷3,3 MeV enerji aralığında β -bozunumunda gözlenen $K=1$ ve

spini-1 olan durumların büyük bölümünün orbital karakterli olduğu düşünülür ve bu seviyelerin deneyde gözlenen makas mod seviyeleri olduğu söylenebilir. Bir kaide olarak bu konfigürasyonlar düşük enerjili 1^+ durumlarının dalga fonksiyonlarında en büyük genliğe sahiptirler.

Bölüm 4’de tartıştığımız izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetlerinin dahil edildiği dönme değişmez Hamiltoniyen ile dönme değişmez olmayan Hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ^{170}Yb ’un düşük enerjili $K^\pi=1^+$ uyarılmalarının sonuçları Tablo 4.4’de gösterilmiştir. Burada uyarılma enerjileri (MeV), B(M1) geçiş olasılıkları (μ_N^2), logft değerleri, asimptotik Nilsson kuantum sayıları ile durumların tek parçacık yapıları ($Nn_z\Lambda\Sigma$) ve ψ_{ss}^i iki kuaziparçacık genlikleri verilmiştir. Tabloda logft<11 olan beta geçişleri gösterilmiştir.

Tablo 4.4’ den görüldüğü gibi 1^+ uyarılmalarının uygun tek fononlu dalga fonksiyonları dönme değişmez modelde dönme değişmez olmayan modele göre iki kuaziparçacık konfigürasyonunun büyük bir kısmı tarafından paylaşılmıştır. Dönme değişmez olmayan modelde sadece bir kaç iki-kuaziparçacık çifti verilen 1^+ uyarılmalarına katkı verir. Bu durumda bütün spektroskopik 1^+ durumları zayıf bir biçimde kolektiftir. Bunlar arasında bir kural olarak neredeyse saf iki-kuaziparçacık durumları olan büyük B(M1)’li birkaç 1^+ durumu bulunabilir. Örneğin 2,372 MeV enerjide log ft=9,99 ve en kuvvetli B(M1)=2,829 μ_N^2 ’li 1^+ durumu hemen-hemen bir tek iki-kuaziparçacık durumudur. Bu seviyenin dalga fonksiyonunun normuna katkısı %99’dan fazladır. Dönme değişmez modelde ise B(M1) değeri en güçlü (B(M1)=1,371 μ_N^2) olan 2,468 MeV enerjide log ft=8,26 değerine sahip seviyenin oluşumuna çok sayıda iki-kuaziparçacık konfigürasyonu katılır. En büyük iki-kuaziparçacık konfigürasyonu pp [523 \uparrow -514 \uparrow] dalga fonksiyonunun normuna %70 katkı sağlar. Normun %30’undan fazlası iki kuaziparçacık durumunun büyük bir kısmı arasında paylaşılır. Bu durum diğer 1^+ seviyelerine de özgüdür. Tablodan görüldüğü gibi makas mod $K^\pi=1^+$ uyarılmalarının hesaplanan M1 dipol gücünün ana parçası 2,4 MeV ve 3,1 MeV arasında iki gruba demetlenir. Benzer bir durum ağır deforme çekirdeklerde deneysel olarak bulunan 1^+ durumları için de meydana gelir (Pietralla 1998, Schwengner 1997).

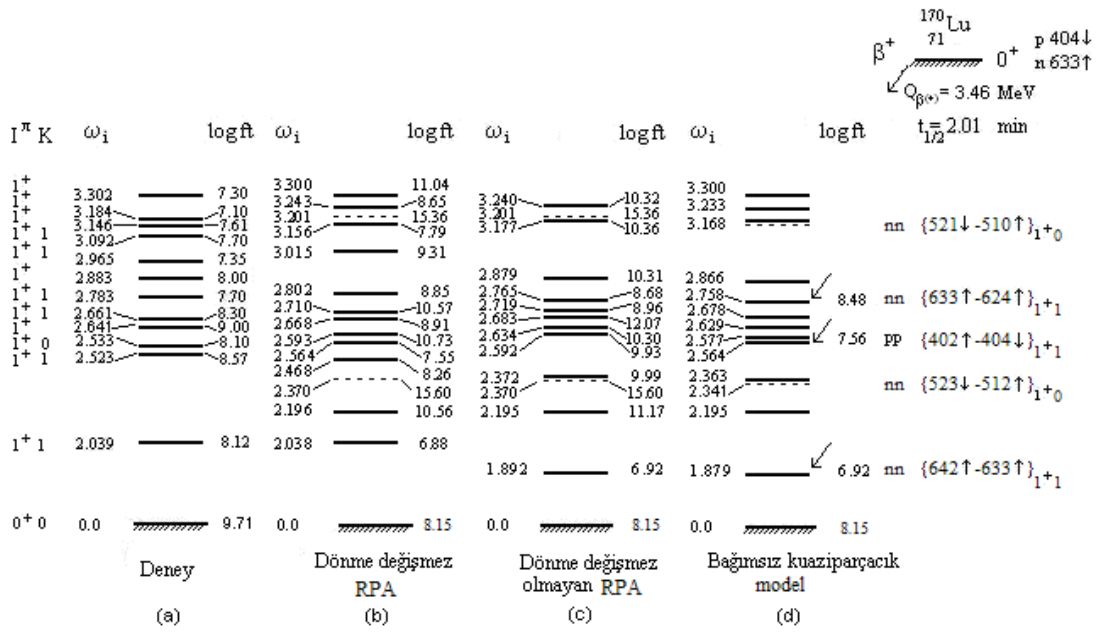
Tablo 4.4. ^{170}Yb çekirdeğinde 3,3 MeV in altında dönme değişmez Hamiltoniyen ile değişmez olmayan hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan $\log ft < 11$ olan birkaç $K^\pi = 1^+$ durumunun karşılaştırılması. Burada sadece fonon dalga fonksiyonunun normuna 5% den daha büyük katkı veren iki-kuaziparçacık durumları ($\psi_{ss'}^i$) listelenir. ^{170}Lu ' un beta bozunumuna katılan iki kuaziparçacık konfigürasyonları eğik ok (\swarrow) ile gösterilir

Dönme Değişmez Model $H = H_{\text{sqp}} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$					Dönme Değişmez olmayan Model $H = H_{\text{sqp}} + V_{\sigma\tau}$				
ω_n	$\log ft$	$Nn_z \Lambda \Sigma$	$\psi_{ss'}^i$	B(M1)	ω_n	$\log ft$	$Nn_z \Lambda \Sigma$	$\psi_{ss'}^i$	B(M1)
2,038	6,88	nn 642 \uparrow -633 \swarrow	-0,87	0,59	1,892	6,92	nn 642 \uparrow -633 \swarrow	0,99	$<10^{-4}$
		nn 521 \uparrow -512 \uparrow	0,25						
		pp 523 \uparrow -514 \uparrow	0,29						
2,468	8,26	nn 521 \uparrow -512 \uparrow	0,32	1,37	2,372	9,99	pp 523 \uparrow -514 \uparrow	-0,99	2,83
		nn 523 \downarrow -514 \downarrow	0,24						
		nn 633 \uparrow -624 \swarrow	0,24						
		pp 523 \uparrow -514 \uparrow	-0,83						
2,564	7,55	pp 402 \uparrow -404 \swarrow	-1,00	$<10^{-4}$	2,592	9,93	nn 521 \downarrow -521 \uparrow	0,95	$<10^{-4}$
2,710	10,6	nn 651 \uparrow -642 \uparrow	-0,24	0,16	2,719	8,96	nn 633 \uparrow -624 \swarrow	-0,29	0,19
		nn 523 \downarrow -514 \downarrow	0,25				pp 411 \downarrow -411 \uparrow	-0,87	
		pp 411 \downarrow -411 \uparrow	-0,91						
2,802	8,85	nn 523 \downarrow -514 \downarrow	0,59	0,12	2,765	8,68	nn 633 \uparrow -624 \swarrow	0,96	0,03
		nn 633 \uparrow -624 \swarrow	-0,44				pp 411 \downarrow -411 \uparrow	-0,24	
		nn 521 \uparrow -512 \uparrow	-0,41						
		nn 651 \uparrow -642 \uparrow	-0,36						
		pp 411 \downarrow -411 \uparrow	0,29						
3,156	7,79	nn 521 \uparrow -512 \uparrow	-0,30	1,08	2,879	10,32	nn 523 \downarrow -514 \downarrow	-0,98	0,02
		nn 651 \uparrow -642 \uparrow	-0,31						
		nn 523 \downarrow -514 \downarrow	-0,35						
		nn 633 \uparrow -624 \swarrow	0,28						
		pp 411 \uparrow -402 \uparrow	-0,64						
3,243	8,65	nn 512 \uparrow -503 \uparrow	0,27	0,17	3,240	10,3	pp 411 \uparrow -402 \uparrow	0,99	1,38
		nn 633 \uparrow -624 \swarrow	0,29						
		nn 510 \uparrow -521 \uparrow	-0,75						
		pp 411 \uparrow -402 \uparrow	0,36						

Yaptığımız analizler 2,038 MeV enerjide $B(M1) = 0,60 \mu_N^2$; 2,468 MeV enerjide $B(M1) = 1,37 \mu_N^2$ ve 3,156 MeV enerjide $B(M1) = 1,08 \mu_N^2$ olan $B(M1)$ değeri büyük üç seviyenin varlığını gösterir. Bu seviyelerin toplam $\Sigma |M_{\beta(+)}^{GT}|^2 = 6,04 \cdot 10^{-4}$ ve $\Sigma B(M1) = 3,05 \mu_N^2$ dir. Bu seviyeler yüksek orbit/spin oranına ($|M_l / M_s| \gg 1$) sahip ve makas mod durumlarına aittir. 3,3 MeV'in altında bu seviyelerin toplam $\Sigma |M_{\beta(+)}^{GT}|^2$ ve $\Sigma B(M1)$ ' e göreli katkısı sırasıyla %82 ve %87'dir.

Böylece hesaplama sonuçları dönme değişmez modelde spektroskopik 1^+ durumlarının dönme değişmez olmayan modelden daha güçlü kolektif olduğunu göstermiştir. Buna göre söylenebilir ki bu seviyeler makas modu oluşturan seviyelerdir ve NRF, (e,e'), (p,p') reaksiyonlarında kolayca gözlenebilirler. Bununla birlikte dönme değişmez model 2,564 MeV enerjide $B(M1) < 10^{-4}$ ve $\log ft = 7,55$ olan pp [402 \uparrow -404 \downarrow] konfigürasyonu ile bir tane iki kuaziparçacık 1^+ durumunu tahmin eder. Teorik olarak bulunan bu uyarılmış durum $\log ft = 8,10$ ile 2,533 MeV enerjide gözlenen deneysel 1^+ durumuna uygun gelmektedir (bkz. Şekil 4.1 kolon (a)). Son zamanlarda küçük $B(M1) < 10^{-4}$ değerine sahip böyle seviyelerin (e,e') ve (γ, γ') saçılma deneylerinde belirlenmesi mümkündür. Aynı zamanda dikkate değer olarak 1^+ durumlarının konfigürasyonlarında $B(M1) = 0,164 \mu_N^2$ olan bir seviye gözlenir fakat büyük $\log ft = 10,57$ değerine sahiptir. Bu seviyeler NRF ve (e,e') deneylerinde görülebilir. Böyle durumlar makas mod özelliklerini tam tanımlamak için elektro manyetik deneylerle beraber beta bozunum deneylerinin de önemli rol oynadığını gösterir.

Şekil 4.1' de ^{170}Yb çekirdeğinin $K^\pi = 1^+$ durumlarının $\log ft$ değerleri ve ω_i enerjileri tartışılır ve deney sonuçları (Camp 1972, Bonch-Osmolovskaya 1971, Dzhelepov 1969) ile teorik sonuçlar karşılaştırılmıştır.



Şekil 4.1. Dönme değişmez, dönme değişmez olmayan model ve SQP modelde hesaplanan ω_i (MeV) ve log ft değerlerinin (Camp 1972, Bonch-Osmolovskaya 1971, Djelepov 1973) deneysel değerlerle karşılaştırması. Düz çizgiler $I^\pi K=1^+ 1$ olan seviyeleri, kesikli çizgiler ise $I^\pi K=1^+ 0$ olan seviyeleri gösterir. SQP modelde ^{170}Lu beta bozunumunda gözlenen bu seviyeler ok işaretiyle belirtilmiştir

Şekilden görüldüğü gibi ^{170}Yb için deneylerde 12 tane $I^\pi=1^+$ durumları gözlenmiştir, bunlardan en az 6 tanesinin kuantum sayısı $K=1^+$ dir. Bu çekirdekte teori (kolon (b)-(d)) deneyden daha fazla düşük enerjili $K^\pi=1^+$ durumu öngörmektedir. SQP model 3,3 MeV'in altındaki enerjilerde sadece 3 tane iki kuaziparçacık $1^+ 1$ durumunu tahmin eder (bkz. Kolon (d) ok ile gösterilir). QRPA' da spin-spin ve restore edici kuvvetleri bu üç iki-kuaziparçacık konfigürasyonunu bütün 1^+ seviyelerinin fonon dalga fonksiyonuna dağıtır. Sonuç olarak bu tür küçük karışımlardan dolayı ^{170}Lu çekirdeğinin beta bozunumu sonucu ^{170}Yb izotopunda tüm 1^+ seviyeleri uyarılır. Dönme değişmez modelde log ft değeri nispeten küçük olan ($\log ft < 9,0$) yedi kolektif durum meydana gelir. Bu durumlar deneysel olarak gözlenen 1^+ uyarılmaları ile belirlenebilir. Dönme değişmez modelde (kolon (b)) görüldüğü gibi, 1^+ durumlarının β^- bozunumunda gözlenmesi dönme değişmez olmayan modelden daha hızlıdır (kolon (c)). Burada dikkate değer bir nokta, nn [642↑-633↑] konfigürasyonun en düşük 1^+ fonon durumlarına β^- bozunum oranının artmasında önemli bir rol oynadığıdır.

Şekil 4.1'den görüldüğü gibi dönme değişmez model deney (Camp 1972, Bonch-Osmolovskaya 1971, Djelepov 1973) ile uyumlu bir biçimde ^{170}Yb çekirdeğinin enerji spektrumunu başarıyla tahmin eder. Hesaplama sonuçları Hamiltoniyenin dönme değişmezliğinin restorasyonunun düşük enerjilerde RPA çözümlerinin dağılımını değiştirdiğini ve düşük enerjili uyarılmaların enerjilerinin ve logft değerlerinin çok güçlü bir şekilde etkilendiğini gösterir. Kırılan simetrik Hamiltoniyen düşük enerjilerde deneysel toplam β -bozunum gücünü $|M_{\beta(+)}^{\text{GT}}|^2$ yaklaşık olarak iki defa az tahmin eder. Örneğin kırılan dönme simetrik Hamiltoniyen kullanıldığında toplam $|M_{\beta(+)}^{\text{GT}}|^2 = 4,84 \cdot 10^{-4}$ dür. Bu değer 2,0÷3,3 MeV enerji aralığında (Camp 1972, Bonch-Osmolovskaya 1971, Djelepov 1973) toplam $|M_{\beta(+)}^{\text{GT}}|^2 = 10,58 \cdot 10^{-4}$ ile deneysel β -bozunum güç değerinden daha aşağıdadır. Halbuki tam dönme değişmez modelde izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetlerinin ilavesiyle toplam $|M_{\beta(+)}^{\text{GT}}|^2 = 7,35 \cdot 10^{-4}$ olur. Dönme değişmez modelde toplam $|M_{\beta(+)}^{\text{GT}}|^2$ gücü dönme değişmez olmayan modelin öngördüğünden 1,5 kat büyüktür ve deneysel değerle daha yakındır.

Düşük enerjilerde 1^+ durumlarının $K=0$ dalının rolünü araştırmakta oldukça bilgi vericidir. Şuna dikkat edilmelidir ki $\log ft=8,1$ olan iki kuazinötron nn $[523\downarrow-512\uparrow]$ konfigürasyonlu $I^\pi K=1^+0$ durumu deneysel olarak 2,533 MeV enerjide (Bkz. Şekil 4.1 kolon (a)) tespit edilmiştir. Şekil 4.1'den görüldüğü gibi ^{170}Yb çekirdeğinde teori tarafından tahmin edilen sadece iki tane en düşük 1^+0 durumu mevcuttur (kesikli çizgi). Bunlar SQP modelde (Şekil 4.1 kolon (d)) 2,341 MeV enerjide nn $[523\downarrow-512\uparrow]$ iki nötron konfigürasyonlu seviye ve diğeri ise 3,168 MeV enerjide nn $[521\downarrow-510\uparrow]$ olan seviyedir. Bu seviyelerin SQP modelde beta bozunumda uyarılması engellenmiştir. 3,3 MeV'in altında hem dönme değişmez model hemde dönme değişmez olmayan model hesaplamaları iki zayıf kolektif spin titreşim 1^+0 durumunun varlığını öngörmektedir. Bunlar $\omega_1=2,370$ MeV enerjili $\log ft=15,60$ ve $\omega_2=3,201$ MeV enerjili $\log ft=15,36$ olan seviyelerdir. Bu sonuçlara göre de logft değerlerinin çok büyük olmasından dolayı bu durumların deneyde gözlenmesi çok

zordur. Yapılan analizler 3,3 MeV'in altındaki enerji bölgesinde hesaplanan toplam $|M_{\beta^{(+)}}^{GT}|^2$ değeri K=1 ve K=0 durumları için sırasıyla $7,35 \cdot 10^{-4}$ ve $2,7 \cdot 10^{-12}$ olduğunu göstermiştir. Buna göre yukarıda bahsedilen iki tane K=0 durumlarının 3,3 MeV'in altındaki 1^+ durumlarının toplam β -bozunumuna katkısı ihmal edilebilecek kadar küçüktür. Böylece sonuçlarımız ^{170}Yb çekirdeğinde β -bozunumunda (Camp 1972, Bonch-Osmolovskaya 1971, Djelepov 1973) uyarılan bütün 1^+ durumlarının büyük ihtimalle K=1 karakterli olduğunu gösterir. Buna göre ^{170}Lu 'un $\beta^{(+)}$ - bozunumunda gözlenen pozitif pariteli spin=1 durumlarının büyük kısmı orbital karakterlidir ve K=1 olan makas mod uyarılmalarının ana parçalanması olarak yorumlanabilir.

4.3.2. Çift-çift ^{164}Er çekirdeğinin beta geçiş özelliklerinin incelenmesi

Beta bozunum deneylerinde incelenmesi açısından uygun olan diğer bir izotop olarak ^{164}Er çekirdeği gösterilebilir. Bu çekirdek iyi deforme bölgesinin en kararlı deformasyonuna ve yeterli $Q_{\beta^{(+)}}$ beta bozunma enerjisine sahip olduğundan makas modun özellikleri daha bariz bir şekilde kendisini göstermelidir. Teori açısından bu çekirdeğin deformasyon parametresi ve 1^+ seviyelerinin M1 uyarılma ihtimalleri büyük olduğundan nümerik hesaplamalarda kullanılan modellerin güvenilirliğinin test edilmesi bakımından bu çekirdekte 1^+ seviyelerinin β deneylerinde incelenmesi çok önemlidir. Son zamanlarda çift-çift $^{164-170}\text{Er}$ izotoplarında makas mod 1^+ seviyeleri foton saçılma deneylerinde 4 MeV enerjiye kadar gözlenmektedir. $^{164}\text{Tm} \rightarrow ^{164}\text{Er}$ β bozunumu ise ilk olarak Abdurazakov (1960) tarafından araştırılmıştır. Söz konusu geçiş için yapılan diğer bir çalışma De Boer (1971) tarafından ^{164}Tm ' un bozunumu sonucu elde edilen ^{164}Er ' un seviye yapısını çalışmak için yürütülmüştür. Bu çalışmada spini kesin olarak bilinmeyen iki tane $(1,2)^+$ seviyeleri tespit edilmiştir. $^{170}\text{Lu} \rightarrow ^{170}\text{Yb}$ bozunumunda olduğu gibi $^{164}\text{Tm} \rightarrow ^{164}\text{Er}$ beta geçişinde de teorik herhangi bir çalışma bulunmamaktadır. Bundan dolayı burada $^{164}\text{Tm} \rightarrow ^{164}\text{Er}$ beta geçişi araştırılmış ve elde edilen sonuçlar aşağıda verilmiştir.

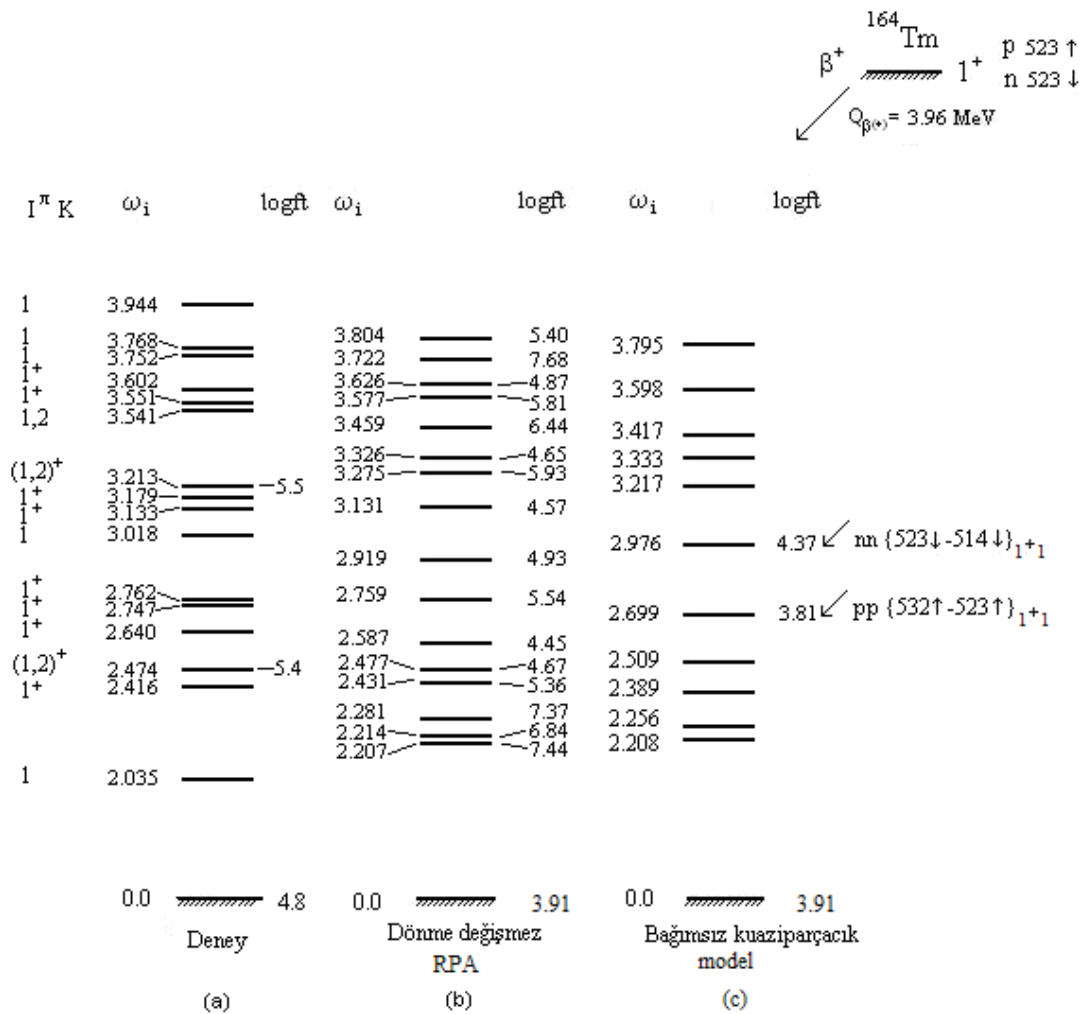
Tek-tek ^{164}Tm çekirdeğinin ^{164}Er çift-çift çekirdeğine beta bozunumunda $\Delta I=0$ olduğundan burada aynı zamanda G-T ve Fermi geçişleri vardır ve geçiş ihtimaline

G-T ve Fermi geçiş matris elemanları katkıda bulunur. Tablo 4.5’ de ^{164}Er çekirdeğinin düşük enerjili 1^+ durumları için dönme değişmez Hamiltoniyen ile hesaplanan sonuçlarla deneysel verilerin bir karşılaştırması sunulmuştur. Burada uyarma enerjileri, logft değerleri ve beta geçişine G-T ve Fermi matris elemanlarının ayrı-ayrı katkıları (M_{β}^2) verilmektedir. Sonuçlar incelendiğinde 1^+ durumlarının beta geçiş ihtimaline Gamow-Teller kısmından gelen katkının Fermi geçişlerinden gelen katkıdan iki mertebeden daha fazla olduğu görülür.

Tablo 4.5. ^{164}Er çekirdeğinde dönme değişmez hamiltoniyen ile hesaplanan ω_i (MeV) ve logft değerlerinin deneysel (De Boer 1971) verilerle karşılaştırması

I^{π}	Deney			Teori			
	ω	logft	M_{β}^2	ω	logft	$M_{\beta(+)}^{GT\ 2}$	$M_{\beta(+)}^F\ 2$
$(1,2)^+$	2,035	5,40	$1,5 \cdot 10^{-2}$	2,207	7,44	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$
	2,416			2,214	6,84	$5,7 \cdot 10^{-4}$	$9,9 \cdot 10^{-6}$
	2,474			2,281	7,37	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^{-7}$
	2,640			2,431	5,36	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$
	2,747			2,477	4,67	$8,4 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-6}$
	2,762			2,587	4,45	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$5,6 \cdot 10^{-5}$
	3,018			2,759	5,54	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$9,5 \cdot 10^{-5}$
	3,133			2,919	4,93	$4,5 \cdot 10^{-2}$	$5,7 \cdot 10^{-5}$
$(1,2)^+$	3,179	5,50	$1,2 \cdot 10^{-2}$	3,131	4,57	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$
	3,213			3,275	5,92	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$
	3,541			3,326	4,65	$8,7 \cdot 10^{-2}$	$4,9 \cdot 10^{-5}$
	3,551			3,459	6,44	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$
	3,602			3,577	5,81	$6,1 \cdot 10^{-3}$	$2,7 \cdot 10^{-8}$
	3,752			3,626	4,87	$5,2 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-6}$
	3,768			3,722	7,68	$8,1 \cdot 10^{-5}$	$7,7 \cdot 10^{-6}$
	3,944			3,804	5,40	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$5,9 \cdot 10^{-5}$

Bölüm 3.3’ de yaptığımız hesaplamalar ^{164}Tm çekirdeğinin nötron-proton taban hal konfigürasyonunun deneysel verilere uygun olarak (De Boer 1971) $\{n_1 [523]5/2\ p_1 [523]7/2\}_{1^+}$ olduğunu göstermektedir. Buna göre ^{164}Tm izotopunun G-T ve Fermi beta bozunumu sonucu ^{164}Er çekirdeğinde 1^+ seviyeleri uyarılacaktır. Bozunum şeması incelendiğinde RPA ve bağımsız kuaziparçacık model arasında enerji ve logft değerlerinde temel bir farklılık olduğu görülür. RPA’ da 1^+ seviyelerinin dalga fonksiyonları çok sayıda kuaziparçacık ve kuaziparçacıklar arasındaki etkileşmeleri içerdiği için geçiş matris elemanları değişir. Hesaplamaların sonuçları restore edici kuvvetlerin düşük enerjili uyarılmaların enerji ve β bozunum matris elemanlarını güçlü bir biçimde etkilediğini göstermiştir.



Şekil 4.2. Bağımsız kuaziparçacık ve dönme değişmez olmayan modelde hesaplanan enerji ω_i (MeV) ve logft değerlerinin deney ile karşılaştırması (De Boer 1971)

Şekil 4.2' de ^{164}Er çekirdeğinin $K^\pi=1^+$ durumlarının log ft değerleri ve ω_i enerjileri tartışılır ve deney sonuçları (De Boer 1971) ile teorik sonuçlar karşılaştırılır. SQP modelde 2,699 MeV ve 2,976 MeV'de gözlenen seviyeler en hızlı beta geçişlerini sağlamaktadır. QRPA' da bu matris elemanları bütün spektrum boyunca dağılır. Ancak her durum kendine en yakın seviyelere katkıda bulunur. Doğrudan da şekilden görüldüğü gibi 2,699 MeV enerjili seviyeye yakın olan 2,587 MeV enerjili seviyenin logft değeri 4,45 iken daha uzak seviyelerin logft değerleri nispeten daha büyüktür. Şekilden görüldüğü gibi ^{164}Er için NRF deneylerinde 13 tane spini 1 olan durum gözlenmiştir (Maser 1996), bunlardan 8 tanesi pozitif paritelidir. Beta bozunum deneylerinde ise sadece iki seviye görülmüştür. Bu

seviyelerden birisi 2,474 MeV enerjide $\log ft=5,4$ olan durumdur. Teoride bu durumun karşılığı olarak 2,477 MeV'de $\log ft=4,67$ olan seviye öngörülebilir. Bu seviye deneyde gözlenen seviyeye enerji ve $\log ft$ değeri açısından uygun gelmektedir. Beta bozunum deneylerinde görülen diğer bir durum ise 3,213 MeV enerjide $\log ft=5,5$ olan seviyedir, teoride bu seviyeye 3,275 MeV enerjide $\log ft=5,92$ duruma karşı gelmektedir. Diğer taraftan deney de gözlenen seviyelerin $\log ft$ değerlerinin 5 civarında olması bu geçişlerin izinli engellenmemiş (au) beta geçişleri olduğunu gösterir doğrudan da yapılan teorik hesaplamalar deneye uygun bir biçimde bu geçişler için $4,5 < \log ft < 5,5$ arasında değişen sonuçlar vermektedir. Deneyde gözlenen seviyelere beta bozunumunun hızlı olması da göz önüne alındığında deneyde spini kesin olarak bilinmeyen 1 veya 2 olarak verilen bu iki seviyenin spin 1 olan durumlar olduğu söylenebilir. Buna göre mevcut deneysel verilerle hesaplanan beta geçiş ihtimalleri uyum içinde olduğu görülür. Günümüzdeki teknik koşullar kullanılarak bu deneyler yeniden yapılır ve beta geçiş ihtimalleri ölçülürse elde edilen verilerin teorik sonuçlarla karşılaştırılması neticesinde spini 1 olan seviyelerin paritelerinin belirlenmesi mümkün olabilecektir.

BÖLÜM 5. ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERDE $K^\pi=1^+,1^-$ DURUMLARININ ELEKTRİK VE MANYETİK DİPOL ÖZELLİKLERİ

Son zamanlarda deforme çift-çift çekirdeklerin spektrumlarında çeşitli deneysel yöntemlerle gözlenen yörüngesel ve spin karakterli manyetik dipol mod uyarılmalarının mekanizmalarının belirlenmesi çekirdek fiziğinde ayrı yeri olan önemli problemlerden biri haline gelmiştir. Bu yüzden makas mod ve spin titreşimleri gibi küçük spinli kolektif uyarılmalar çekirdek yapısının incelenmesinde nükleon-nükleon etkileşmelerinin yörünge ve spin momentlerine bağlı bileşenlerinin belirlenmesinde önemli bilgiler sağladığından teorik ve deneysel araştırmalar açısından dikkate alınan güncel konulardan biridir. Bu yüzden tezin bu bölümünde elektromanyetik geçiş ihtimalleri için genel ifade verilecek daha sonra Kuliev tarafından geliştirilen dönme değişmez QRPA modeli (Kuliev 2000,2006) çerçevesinde 1^+ seviyelerinin manyetik dipol özelliklerinin analitik ifadeleri ve öteleme değişmez QRPA modeli çerçevesinde elektrik dipol (1^-) uyarılmalarının analitik ifadeleri verilecektir.

5.1. Dönme Modelinde Elektromanyetik Geçiş Olasılıkları

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

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

$$B(\lambda, I \rightarrow I') = \sum_{\mu M'} \left| \langle \Psi_{M'K'}^{I'} | M(\lambda, \mu) | \Psi_{MK}^I \rangle \right|^2 \quad (5.1)$$

Bu ifadedeki kolektif 1^+ seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları Bölüm 4 'de aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$|\Psi_i(1^+)\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left(D_{MK}^I Q_{i,K=1}^+ + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I Q_{i,K=-1}^+ \right) |\Psi_0\rangle \quad (5.2)$$

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

$$M(\lambda\mu) = \sum_{\mu'} D_{\mu\mu'}^\lambda(\theta_e) M'(\lambda\mu') \quad (5.3)$$

(5.1) ifadesinde (5.2) dalga fonksiyonunun ifadeleri ve (5.3) dönüşüm bağıntısını kullanarak elektromanyetik geçiş ihtimali aşağıdaki biçimde elde edilir:

$$B(\lambda, I \rightarrow I') = \left| \langle IK\lambda K'-K | I'K' \rangle \langle \varphi_{K'} | M(\lambda, K'-K) | \varphi_K \rangle \right. \\ \left. + (-1)^{I+K'} \langle IK\lambda -K'-K | I'-K' \rangle \langle \varphi_{-K'} | M(\lambda, -K'-K) | \varphi_K \rangle \right|^2 \quad (5.4)$$

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

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

Deforme çekirdeklerin ortalama alan potansiyellerinden dolayı Bölüm 4’de denklem (4.5) ile verilen H_{sqp} tek-kuaziparçacık hamiltoniyeni aksenal simetrik ortalama alanda izoskaler ve izovektör terimlerinden dolayı dönme dönüşümlerine göre değişmez değildir. Bu nedenle toplam açısal momentum korunmamaktadır ve bunun $v=\pm 1$ bileşenleri H_{sqp} hamiltoniyeni ile komutatatif değildir, $[H_{sqp}, J_{\pm 1}] \neq 0$. Buna göre deforme çekirdeklerde 1^+ seviyelerinin incelenmesinde doğru sonuçlar elde etmek için ve etkin kuvvetlerin seçilmesinde dönme değişmezliğin restorasyonu çok önemlidir. Kuliev (2000)’deki çalışmasında Pyatov (1977) yöntemi çerçevesinde ayrılabilir izoskaler ve izovektör etkin kuvvetleri kullanılarak sıfır enerjili sahte hal analitik olarak gerçek titreşim durumlarından yalıtılmış ve bu metot başarıyla uygulanmıştır. Daha sonraki çalışmalarda söz konusu metot geçiş bölgesinde yerleşen baryum izotoplarına da uygulanarak deneyle uyum sağlayan sonuçlar elde edilmiştir (Guliyev 2006).

Deforme çekirdeklerin 1^+ durumlarını üreten spin-spin kuvvetleri ve izoskaler (h_0) ve izovektör (h_1) restorasyon etkileşmelerini içeren model hamiltoniyen Bölüm (4.1)’ de de belirtildiği gibi şu şekilde yazılır (Kuliev 2000 ve Guliyev 2006):

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau} \quad (5.5)$$

Bu ifadedeki h_0 ve h_1 efektif etkileşmeleri ve spin-isospin etkileşmesine karşılık gelen $V_{\sigma\tau}$ Bölüm (4.1) verilmiştir. Kolektif 1^+ -durumlarının tek fononlu dalga fonksiyonu ise denklem (4.12) de gösterildiği gibidir. RPA’nın iyi bilinen yöntemleri kullanılarak hamiltoniyenin özdeğer ve özfonksiyonları aşağıdaki hareket denklemleri çözülerek bulunur.

$$[H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (5.6)$$

Buradaki ω_i enerjileri

$$\omega_i^2 J_{\text{eff}}(\omega_i) = \omega_i^2 \left[J - 8\chi_{\sigma\tau} \frac{X^2}{D_\sigma} + \frac{\omega_i^2}{\gamma_1 - F_1} \left(J_1^2 - 8\chi_{\sigma\tau} \frac{JX_1^2 - 2J_1XX_1}{D_\sigma} \right) \right] = 0. \quad (5.7)$$

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

5.2.1. Makas mod $I^\pi=1^+$ durumlarının manyetik dipol özellikleri

Dönme değişmez modelde spin-spin, restorasyon etkileşimi ve manyetik dipol operatörünün simetrisinden dolayı 1^+ -seviyelerinin en karakteristik büyüklüğü taban durumdan uyarılmaların M1 geçiş ihtimalidir. Bu durum aşağıdaki gibi yazılabilir (Guliyev 2006);

$$B(M1, 0^+ \rightarrow 1^+) = \frac{3}{4\pi} \left| R_p^j(\omega_i) + \sum_\tau (g_s^\tau - g_l^\tau) R_\tau(\omega_i) \right|^2 \mu_N^2 \quad (5.8)$$

Burada

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

$$R_\tau(\omega_i) = \sum_\mu^{(\tau)} \varepsilon_\mu s_\mu L_\mu(\psi_\mu^i + \phi_\mu^i) \quad (5.9)$$

şeklinindedir. Spinin (s_{+1}) ve açısal momentum operatörünün (j_{+1}) tek parçacık matris elemanları s_μ ve j_μ ile gösterilir ve $L_\mu \equiv u_q v_{q'} - u_{q'} v_q$ şeklindedir. Burada g_s ve g_l $\vec{\mu} = \sum_\tau [(g_s^\tau - g_l^\tau) s_1^\tau + g_l^\tau j_1^\tau]$ magnetik dipol operatöründeki uygun spin ve yörünge gyromanyetik oranlardır.

Çekirdek fiziğinde toplam kuralları, kullanılan modellerin güvenilirliğinin ve parametrelerinin tespiti ve tekmilleştirilmesi yolunda çok büyük öneme sahiptirler. Deneysel incelemeler ağır çekirdeklerdeki elektromanyetik geçiş matris elemanlarının enerji ağırlıksız toplam kurallarının teorik değerlerinin, bunlara

karşılık gelen uygun deneysel değerlerden 1,5-2 kat daha büyük olduğunu göstermektedir. Deneysel ve teori arasındaki bu uyumsuzlukların nedeni teorik olarak tam açıklanamamıştır. Bizim varsayımımıza göre, 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.

Çift çekirdeklere manyetik dipol ve Gamov-Teller rezonanslarının oluşumunda nükleonlar arasındaki spin kuvvetlerinin sorumlu olduğu iyi bilinmektedir. Spin kuvvetleri tek çekirdeklere 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. Toplam kurallarının yardımıyla kullanılan model ve yaklaşımların başarısı ve incelenen rezonans seviyelerinin kolektif olup olmamaları hakkında bilgi elde edilebilir.

Elektrik ve manyetik multipol rezonanslarının ortalama rezonans enerjileri enerji ağırlıklı $\varpi = \sum_i \omega_i B(\pi\lambda, 0^+ \rightarrow \lambda_i)$ ve enerji ağırlıksız $\varpi = \sum_i B(\pi\lambda, 0^+ \rightarrow \lambda_i)$ toplam kurallarının yardımıyla hesaplanabilir. Burada elektrik(manyetik) uyarılmalar için $\pi=E(M)$ olur.

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

$$2\sum_i \omega_i B(M1, 0^+ \rightarrow 1_i^+) = [\bar{\mu}^+, [H, \bar{\mu}]]_{QRPA} \quad (5.10)$$

Görüldüğü gibi bu toplam kuralının sol tarafı QRPA çerçevesinde kullanılan modele bağlı bir ifadedir. Sağ tarafı ise modelden bağımsızdır. Buna göre nümerik hesaplamaların güvenilir bir biçimde elde edilmesi için (5.10) eşitliği sağlanmalıdır.

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

$$\bar{\omega} = \frac{\sum_i \omega_i B(M1,0^+ \rightarrow 1_i^+)}{\sum_i B(M1,0^+ \rightarrow 1_i^+)} \quad (5.11)$$

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

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

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_\Delta + W_{dip.} \quad (5.12)$$

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

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma} \sum_\mu [H_{sqp}, P_\mu]^+ [H_{sqp}, P_\mu] \quad , \quad P_\mu = \sum_i P_\mu^i \quad (5.13)$$

$$h_\Delta = -\frac{1}{2\beta} \sum_\mu [U_{çift}, R_\mu]^+ [U_{çift}, R_\mu] \quad , \quad (5.14)$$

$$R_\mu = \sum_{qq'} (r_\mu)_{qq'} (v_{qq'} B_{qq'} + u_{qq'} (A_{qq'}^+ + A_{qq'})) \quad (5.15)$$

$$W_{dip} = \frac{3}{2\pi} \chi_1 \left(\frac{NZ}{A} \right)^2 (\bar{R}_N - \bar{R}_Z)^2 \quad , \quad \bar{R}_\tau = \frac{1}{N_\tau} \sum_{k=1}^{N_\tau} r_k \quad (5.16)$$

Burada \vec{R}_τ nötron veya proton sistemlerinin kütle merkezi koordinatlarıdır. P_μ ise $I^\pi=1^-$ uyarılmaları için toplam momentumun küresel bileşenleridir ve tek-parçacık matris elemanları $(p_\mu)_{ss'}$ ile gösterilir ($\mu=0,\pm 1$). Ayrıca burada $u_{qq'}=u_q v_{q'}+u_{q'} v_q$ ve $v_{qq'}=u_q u_{q'}-v_q v_{q'}$ şeklindedir ve γ parametresi $\gamma^{(\mu)} = 2 \sum_{ss'} \varepsilon_{ss'} L_{ss'}^2 (p_\mu)_{ss'}^2$ ile verilir.

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

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{2} \sum_{\mu,\tau} [g_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}^+(\tau) - w_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (5.17)$$

Burada $A_{qq'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho=\pm} \rho \alpha_{q\rho} \alpha_{q,-\rho}$ iki-kuaziparçacık operatörüdür. A operatörleri spini ve paritesi $I^\pi K=1^- K$ çifti oluşturmaktadır Q_i^+ fonon üretim operatörü ve $|\Psi_0\rangle$ çift-çift çekirdeğin taban durumuna uygun gelen fonon vakumu olduğu kesim (4.1)'den bilinmektedir.

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

$$\sum_{qq'\tau} [\psi_{qq'}^i(\tau)^2 - \phi_{qq'}^i(\tau)^2] = 1. \quad (5.18)$$

Hamiltoniyen (5.12)'nin özdeğerlerini ve özfonksiyonlarını bulmak için QRPA'nın bilinen yöntemleriyle $[H, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+$ hareket denklemi çözülürse 1^- seviyelerinin enerjisi olan ω_i kökleri ve (5.17) dalga fonksiyonunun $g_{qq'}$ ve $w_{qq'}$ genlikleri için uygun ifadeler elde edilir. Bu kesimde verilen elektrik dipol uyarılmalarının analitik ifadelerinin daha detaylı anlatımları ve formüllerde yapılan kısaltmalar (Guliyev 2006)'da mevcuttur.

5.3.1. $I^{\pi}=1^{-}$ uyarılmalarının elektrik dipol özellikleri

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

$$B(E1, 0 \rightarrow 1^{-} K_f) = |M(0^{+} \rightarrow 1^{-} K_f)|^2 \quad (5.19)$$

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

$$M(0^{+} \rightarrow 1^{-} K_f) = \langle \Psi_i(1^{-} K) | M(E1, \mu) | \Psi_0 \rangle = \langle \Psi_0 [Q_n, M(E1, \mu)] \Psi_0 \rangle \quad (5.20)$$

ve burada $M(E1)$ elektrik dipol operatörü

$$M(E1, \mu) = e_p \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sum_{i=1}^Z (r Y_{1\mu})_i \quad (5.21)$$

olarak verilir. (5.20) komutatörü $[Q_n, M(E1, \mu)]$ hesaplanarak E1 geçiş ihtimali için aşağıdaki ifade elde edilir (Guliyev 2009):

$$B(E1, 0^{+} 0 \rightarrow 1^{-} K) = (1 + \delta_{K,1}) \frac{1}{Y(\omega_i)} | (e_{\text{eff}}^p M_p + e_{\text{eff}}^n M_n) |^2 \quad (5.22)$$

burada

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

$$Y_{\tau}(\omega_i) = 2\omega_i \sum_{ss'}^{(\tau)} \frac{\epsilon_{ss'}^5 r_{ss'}^2 u_{ss'}^2}{(\epsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2)^2} \quad (5.23)$$

şeklinde ve (5.22) ifadesinde nötron ve protonların efektif elektrik yükleri $e_{\text{eff}}^p = N/A$ ve $e_{\text{eff}}^n = -Z/A$ olarak belirlenmiştir.

5.4. Radyasyon Kalınlığı

Çekirdeklerin elektrik ve manyetik dipol uyarılma seviyeleri elektron-elektron (e,e'), proton-proton (p,p') ve Nükleer Rezonans Floresans (NRF) deneyleri ile yapılmaktadır. NRF yöntemi elektron ve proton saçılma reaksiyonlarından farklı olarak ağır çekirdeklerin düşük enerjili dipol uyarılmalarının özelliklerinin örneğin çekirdek seviyelerinin enerjisinin, spininin ve paritesinin belirlenmesinde hassas sonuçlar elde etme imkânı sağlamaktadır (Kneissl 1996). Bu deneylerde uyarılmış seviyelerin indirgenmiş $B(M\lambda)$ ve $B(E\lambda)$ geçiş ihtimalleri seviyelerin kalınlıkları ölçülerek belirlenir.

DeneySEL olarak dipol kalınlığı aynı zamanda yarı ömürle de belirlenebilir. Eğer incelenen çekirdeğin yarı ömrü biliniyorsa

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (5.24)$$

formülüyle bozunum kalınlığı belirlenebilir. İncelenen seviyelerin paritelerinin belirlenmesi çoğu zaman zor olduğundan seviyenin yarı ömrünü ölçerek kalınlıkları hesaplamak mümkündür. Bu durumlarda teorik olarak kalınlıkların hesaplanabilmesi deney sonuçlarına yorum yapmaya imkân sağlamaktadır. Teorik olarak elektrik ve manyetik dipol kalınlıklarının güç fonksiyonlarının hesaplanarak karşılaştırılması deneyde gözlenen dipol seviyelerinin pariteleri hakkında yorum yapmaya imkân sağlamaktadır. Böyle bir karşılaştırma incelenen seviyelerin paritelerini büyük ihtimalle belirlenmesine yardımcı olur.

Teoride kullanılan QRPA modeli M1 ve E1 gücünün radyasyon kalınlığına katkılarını aynı zamanda hesaplayabildiğinden deney bakımından çok cazip olmakla birlikte model parametrelerini deney verileriyle test etmeye imkan sağlamaktadır.

E1 geçişleri için deneyin ve teorinin kullandığı elektrik dipol kalınlığı

$$\Gamma(E1) = 0.349\omega_i^3 B(E1) \text{ meV} \quad (5.25)$$

manyetik dipol kalınlığı ise

$$\Gamma(M1) = 3,86\omega_i^3 B(M1) \text{ meV} \quad (5.26)$$

formülüyle verilir. Burada ω_i uyarılma enerjisi [MeV] birimlerinde ve taban durum geçiş kalınlığı [meV] birimlerinde, $B(E1)$ ihtimali [$10^{-3} e^2\text{fm}^2$] ve $B(M1)$ ise

$$[\mu_N^2 = (\frac{e^2\hbar^2}{2mc})^2] \text{ birimlerindedir.}$$

Buraya kadar verilen çift-çift çekirdeklerin elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının özellikleri ile ilgili analitik formüller hakkında daha detaylı bilgi almak için Guliyev (2009) referansına bakılabilir. Sayısal hesaplamaların bir kısmı çift-çift ^{160}Gd (Ertuğral 2009) ve $^{172-176}\text{Yb}$ izotopları için manyetik ve elektrik dipol uyarılmalarının özelliklerini içerdiğinden bu bölümde Kuliev (2000) ve Guliyev (2006) tarafından geliştirilen teorilerin kısaltılmış bir özü verilmiştir.

5.5. Sayısal Sonuçlar

Bu kısımda çift-çift deforme çekirdeklere elektrik dipol ve makas mod uyarılmaları için Bölüm 5.2’de ileri sürülen öteleme + Galileo ve dönme değişmez modeller (Guliyev 2006) uygulanmıştır. Elektromanyetik geçiş özelliklerinin incelenmesinde kullanılacak parametreler Bölüm (4.3)’de belirtildiği gibi seçilmiştir. Sayısal hesaplamalar deforme çift-çift ^{160}Gd çekirdeği ve $^{172-176}\text{Yb}$ izotop zinciri için yürütülmüş teorik sonuçların deneysel verilerle karşılaştırılması sonucu elde edilen sonuçlar aşağıda verilmiştir. Korelasyon teorisinin Δ ve λ nicelikleri Bölüm 2’de verilen (2.10) denklem sisteminin yardımıyla hesaplanarak Tablo 5.1’de gösterilmiştir.

Tablo 5.1 $^{172-176}\text{Yb}$ izotopları için Δ ve λ nicelikleri (MeV birimlerinde)

Çekirdek	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p	δ_2
^{160}Gd	0,90	-6,473	0,70	-8,664	0,23
^{172}Yb	0,92	-7,142	1,08	-6,632	0,27
^{174}Yb	0,65	-6,728	0,9	-7,163	0,26
^{176}Yb	0,82	-6,187	0,92	-7,640	0,28

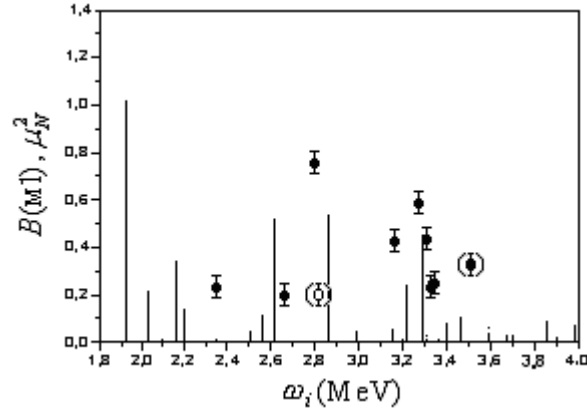
İncelenen elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının her biri kendine özgü etkileşme sabiti içerir. M1 geçişleri için izovektör spin-izospin etkileşme gücü $\chi_{\sigma\tau} = 40/A$ MeV olarak seçilmiştir (Gabraikov 1972). İzovektör dipol-dipol uyarılmaları için ise güç parametresi $\chi = 300A^{-5/3} \text{fm}^{-2} \text{MeV}$ olarak kullanılmıştır (Pyatov 1977).

5.5.1.Çift-çift ^{160}Gd çekirdeği için sayısal sonuçlar

^{160}Gd iyi deforme bölgesinde yer alan çekirdeklerden biridir. Son zamanlar da ^{160}Gd üzerine yapılan (γ, γ') saçılma deneylerinde 4 MeV'e kadar enerjilerde $K=1$ kuantum sayılı elektrik dipol uyarılmaları gözlenmiştir (Friedrichs 1994). Ancak bu çekirdekle ilgili çok fazla teorik çalışma bulunmamaktadır sadece Soloviev (1995,1996) tarafından yapılan birkaç araştırma mevcuttur. Buna göre ^{160}Gd 'un elektrik ve manyetik dipol durumlarının özelliklerinin belirlenmesinde teorik analizlere ihtiyaç vardır. Bu bölümde ^{160}Gd çekirdeğinin elektrik ve manyetik dipol özellikleri için elde edilen teorik sonuçlarla deneysel verilerin bir karşılaştırması sunulmaktadır.

5.5.1.1. ^{160}Gd ' un manyetik dipol uyarılmaları

Hesaplama sonuçlarından 1,8÷4 MeV enerji aralığında toplam gücü $\sum B(M1) = 4,2 \mu_N^2$ olan 24 tane seviye olduğu görülür. Bu uyarılmaların orbit/spin oranı araştırıldığında makas mod bölgesinde bu seviyelerin orbital karakterli olduğu görülmüştür. Hesaplama sonuçlarından 1^+ uyarılmalarının $K=0$ dalı için toplam gücü $\sum B(M1) = 0,359 \mu_N^2$ olan 7 tane seviye bulunmuştur. Deneysel olarak ^{160}Gd çekirdeği için 3,5 MeV'e kadar uyarılma enerjisinde 16 tane spini 1 olan seviye gözlenmiştir. Sadece pozitif pariteli durumlar hesaba katıldığı zaman deneysel olarak toplam gücü $\sum B(M1) = 3,38 \pm 0,35 \mu_N^2$ olan 9 tane $I^\pi=1^+$ durumunda olan seviye gözlenmiştir. Bu enerji aralığı için teorik hesaplamaların sonucunda toplam güç $\sum B(M1) = 3,91 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Elde ettiğimiz teorik sonucun deneysel toplam güçle oldukça uyumlu olduğu görülür. Pozitif pariteli $K=0$ durumunun 4 MeV enerjisine kadar toplam $B(M1)$ gücüne katkısı %10'dan daha azdır. Deneysel olarak ^{160}Gd çekirdeğinin manyetik dipol gücüne $K=0$ kolunun katkısı daha da küçüktür (%5). Şekil 5.1'de Ref. (Friedrichs 1994)'dan alınan deneysel sonuçlar ile teorik olarak hesaplanan manyetik dipol durumların karşılaştırılması verilmiştir.



Şekil 5.1. Dönme değişmez QRPA'da ^{160}Gd çekirdeği için 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(M1)$ makas mod (düz çizgi) değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması. Deneysel olarak $K=1$ olan $M1$ uyarılmaları \blacksquare sembolü ile paritesi kesin olmayan seviyeler \circ ile paritesi ve K kuantum sayısı belli olmayan seviyeler ise \square ile gösterilir

Şekilden görüldüğü gibi, makas mod $K^\pi=1^+$ uyarılmalarının hesaplanan $M1$ dipol gücünün ana parçası 2,1 MeV; 2,7 MeV ve 3,3 MeV civarında üç gruba demetlenir. Benzer bir durum deneysel olarak da $\omega_i=2,7$ MeV ve $\omega_i=3,3$ MeV civarında gözlenmiştir fakat 2,1 MeV civarında bir demet gözlenmemiştir.

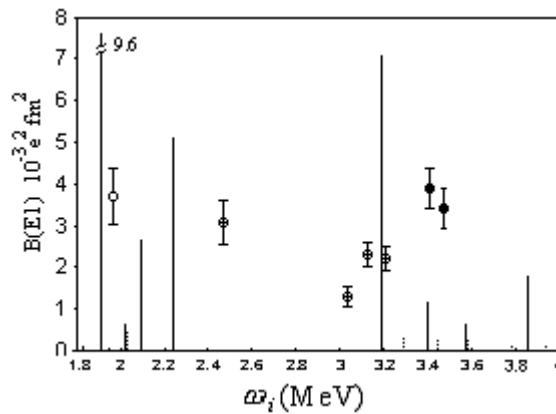
Hesaplanan durumların fonon yapısını incelemek de çok bilgi vericidir. Tablo 5.2'de $K=1$ uyarılmaları için uyarılma enerjileri, $B(M1)$ geçiş olasılıkları, tek parçacık yapıları ($Nn_z\Lambda\Sigma$) ve ψ_{ss}^i , iki kuaziparçacık genlikleri verilmiştir. Burada tek fonon dalga fonksiyonlarının en büyük iki-kuazinötron nn ve iki-kuaziproton pp bileşenleri gösterilmiştir ve sadece fonon dalga fonksiyonunun normuna %1'den daha fazla katkı sağlayan iki-kuaziparçacık genlikleri verilmiştir. Tablo da 1^+ uyarılmalarının uygun tek fonon dalga fonksiyonları iki kuaziparçacık konfigürasyonları tarafından paylaşılmıştır. Birkaç durum diğerlerine göre çok sayıda iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahiptir. Bu durum düşük enerjili manyetik dipol durumlarının çok güçlü kolektif olduğunu gösterir.

Tablo 5.2. ^{160}Gd çekirdeğinin 3,5 MeV enerjisine kadar dönme değişmez QRPA Hamiltoniyeni ile hesaplanan en büyük B(M1) değerli $K^\pi = 1^+$ durumlarının yapısı

ω_n (MeV)	B(M1) (μ_N^2)	Konfigurasyon $Nn_z \Lambda \Sigma$	Genlik ψ_{ss}^i
1,902	1,017	nn 651 \uparrow -642 \uparrow	0,778
		pp 532 \uparrow -523 \uparrow	-0,615
2,039	0,215	nn 640 \uparrow -651 \uparrow	0,588
		nn 521 \uparrow -512 \uparrow	0,245
		nn 651 \uparrow -642 \uparrow	-0,474
		pp 541 \uparrow -532 \uparrow	-0,174
		pp 532 \uparrow -523 \uparrow	-0,518
		nn 640 \uparrow -651 \uparrow	-0,565
2,169	0,339	nn 521 \uparrow -512 \uparrow	0,349
		nn 651 \uparrow -642 \uparrow	-0,222
		nn 642 \uparrow -633 \uparrow	0,243
		pp 541 \uparrow -532 \uparrow	0,536
		pp 532 \uparrow -523 \uparrow	-0,277
		nn 640 \uparrow -651 \uparrow	-0,522
2,206	0,138	nn 521 \uparrow -512 \uparrow	0,188
		nn 642 \uparrow -633 \uparrow	-0,328
		pp 541 \uparrow -532 \uparrow	-0,693
		pp 532 \uparrow -523 \uparrow	-0,161
		nn 521 \uparrow -521 \downarrow	0,181
2,557	0,110	nn 532 \downarrow -523 \downarrow	-0,149
		nn 521 \uparrow -512 \uparrow	-0,374
		nn 642 \uparrow -633 \uparrow	0,174
		pp 411 \downarrow -411 \uparrow	-0,809
		pp 411 \uparrow -402 \uparrow	0,142
		pp 532 \uparrow -523 \uparrow	-0,143
2,617	0,521	nn 521 \downarrow -532 \downarrow	0,144
		nn 521 \downarrow -521 \uparrow	-0,145
		nn 521 \uparrow -512 \uparrow	-0,538
		nn 523 \downarrow -514 \downarrow	0,352
		nn 642 \uparrow -633 \uparrow	-0,459
		pp 420 \uparrow -411 \uparrow	0,355
		pp 411 \downarrow -411 \uparrow	0,290
		pp 422 \downarrow -413 \downarrow	-0,142
2,855	0,535	pp 413 \downarrow -404 \downarrow	0,150
		nn 523 \downarrow -514 \downarrow	0,634
3,213	0,241	pp 420 \uparrow -411 \uparrow	-0,745
		nn 532 \downarrow -523 \downarrow	-0,668
3,287	0,45	pp 422 \downarrow -413 \downarrow	-0,199
		pp 411 \uparrow -402 \uparrow	-0,702
3,461	0,107	nn 521 \downarrow -532 \downarrow	0,829
		pp 413 \downarrow -404 \downarrow	-0,540
		nn 541 \downarrow -521 \uparrow	-0,841
		nn 521 \downarrow -532 \downarrow	-0,237
		pp 422 \downarrow -413 \downarrow	0,214
		pp 413 \downarrow -404 \downarrow	-0,256
		pp 523 \uparrow -514 \uparrow	-0,230

5.5.1.2. ^{160}Gd 'un elektrik dipol uyarılmaları

Hesaplamalar $1,8\div 4$ MeV enerji aralığında $K=1$ dipol durumlu toplam gücü $\Sigma B(E1)=29,5\cdot 10^{-3}e^2\text{fm}^2$ olan 13 tane seviye olduğunu göstermiştir. $K=0$ durumları için $1,8\div 4$ MeV enerji aralığında toplam gücü $\Sigma B(E1)=1,58\cdot 10^{-3}e^2\text{fm}^2$ olan 6 tane seviye hesaplanmıştır. Teorik olarak negatif pariteli E1 elektrik dipol uyarılmaları için toplam güç $\Sigma B(E1)=31,1\cdot 10^{-3}e^2\text{fm}^2$ olarak hesaplanmıştır. Deneysel olarak ^{160}Gd çekirdeği için $1,8\text{--}3,5$ MeV enerji aralığında da 6 tane elektrik dipol seviyesi gözlenmiştir. Ancak deneylerde spini ve paritesi kesin belli olan sadece iki seviye belirlenmiştir. Bundan dolayı çalışmamızda deneysel olarak gözlenen elektrik dipol durumları için herhangi bir toplam güç hesabı verilmemektedir. Bu bölgede negatif pariteyi ölçmek nadir durumlardan biridir. Birçok deneysel durumda $K=1$ olan paritesi bilinmeyen durumlar manyetik dipol durumları olarak ele alınır. Bu gözlemlere göre $K=1$ kuantum sayılı bütün seviyeler manyetik dipol karakterlidir demek doğru olmaz. Hesaplamalarımız $3,2\text{--}3,6$ MeV enerji bölgesinde deneysel sonuçlarla uyumlu olarak $K=1$ kuantum sayılı birkaç tane E1 uyarılması olduğunu göstermiştir (bak. Şekil 5.2, düz çizgi). Teori 2 MeV civarında da birkaç tane E1 seviyesi tahmin etmektedir. Bu bölgede deneysel olarak sadece iki E1 dipol durumu gözlenmiştir. Gözlenen durumlardan birinin K kuantum sayısı kesin belli değildir. Hesaplamalarımız sonucunda $K=0$ dalının elektrik dipol uyarılmalarına katkısının çok zayıf olduğu görülmüştür.



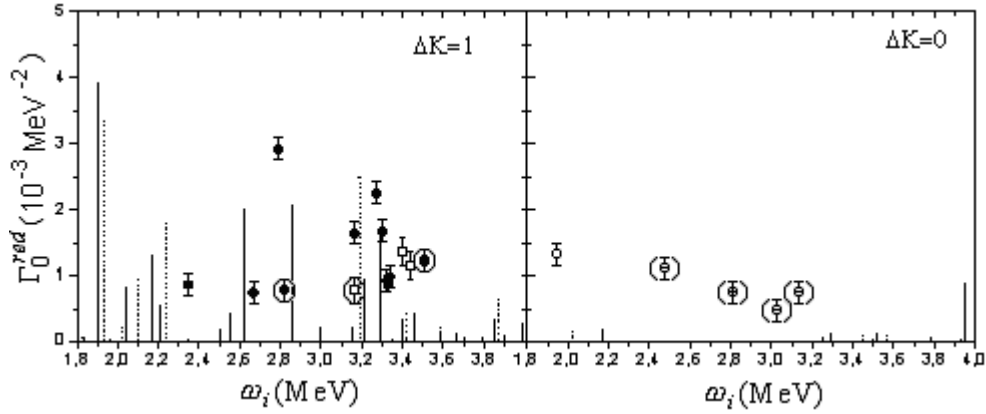
Şekil 5.2. Hesaplanan $B(E1)$ dipol gücünün deneysel değerlerle karşılaştırılması. Elektrik dipol uyarılmalarının $K=1$ seviyeleri düz çizgi ile $K=0$ uyarılmaları ise kesikli çizgi ile gösterilmiştir. Deneysel olarak $K=1$ olan E1 uyarılmaları I sembolü ile $K=0$ olan E1 uyarılmaları ise II ile ve K kuantum sayısı ve paritesi kesin belli olmayan seviyeler ise III ile gösterilir

Burada birde elektrik dipol durumlarının fonon yapısı incelenir. Tablo 5.3' te E1 uyarılmalarının $K=1$ dalı için uyarılma enerjisi, $B(E1)$ geçiş olasılığı, tek parçacık yapıları ($Nn_z\Lambda\Sigma$) ve kuaziparçacık genlikleri ($\psi_{ss'}^i$) verilmiştir. Tablodan görüldüğü gibi bütün hesaplanan E1 uyarılmaları dalga fonksiyonunun normuna %99'dan daha fazla katkı veren tek iki-kuaziparçacık durumlarıdır.

Tablo 5.3. ^{160}Gd çekirdeği için 4 MeV'e kadar öteleme + Galileo değişmez QRPA Hamiltoniyeni kullanılarak hesaplanan en büyük $B(E1)$ 'li $K^\pi=1^-$ durumları

ω_n (MeV)	$B(E1)$ ($10^{-3} e^2\text{fm}^2$)	Yapı $Nn_z\Lambda\Sigma$	Genlik $\psi_{ss'}^i$
1,91	9,61	nn 523 \uparrow -642 \uparrow	0,99
2,10	2,69	nn 512 \uparrow -642 \downarrow	0,99
2,24	5,15	nn 521 \uparrow -651 \downarrow	0,99
3,19	7,11	nn 532 \uparrow -651 \uparrow	-0,99
3,29	0,25	pp 532 \uparrow -402 \downarrow	0,99
3,40	1,19	nn 514 \uparrow -633 \uparrow	0,99
3,57	0,65	pp 523 \downarrow -404 \downarrow	-0,99
3,85	1,83	pp 541 \downarrow -422 \downarrow	-0,99

Deneyel olarak gözlenen durumların birçoğunun paritesi ve K kuantum sayısı bilinmemektedir. Bundan dolayı düşük enerjili M1 ve E1 dipol uyarılmalarının geçiş kalınlığını karşılaştırmak daha iyi olacaktır. Uyarılmaların paritesini belirlemek oldukça zordur bu tür durumlarda dipol geçiş kalınlığını kullanmak genellikle daha kullanışlıdır. $K=0$ ve $K=1$ dipol uyarılmaları için teorik olarak hesaplanan geçiş kalınlıkları $\Gamma_0^{\text{red}}(M1)[10^{-3}\text{MeV}^{-2}]=3,86\cdot B(M1)[\mu_N^2]$ ve $\Gamma_0^{\text{red}}(E1)[10^{-3}\text{MeV}^{-2}]=0,349\cdot B(E1)[10^{-3}e^2\text{fm}^2]$ 'nin deneyel olarak gözlenen sonuçlarla karşılaştırılması Şekil 5.3'te verilmiştir.



Şekil 5.3. ^{160}Gd çekirdeğinin 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan dipol güç kalınlığının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması (Brentano 1993). Hesaplanan M1 geçiş gücü düz çizgi ile, E1 geçiş gücü ise kesikli çizgi ile gösterilmiştir. Deneysel olarak gözlenen M1 ve E1 uyarılmalar sırasıyla \blacksquare ve \bullet sembolü ile gösterilir. Paritesi ve K kuantum sayısı bilinmeyen deneysel durum \circ sembolü ile sadece paritesi bilinmeyen deneysel durum ise \odot sembolü ile gösterilir. Paritesi bilinmeyen $I^\pi K=1^+0$ ve $I^\pi K=1^-0$ durumları sırasıyla \oplus ve \ominus sembolleri ile gösterilir. Burada deneysel hata aralığı sembolik olarak gösterilmiştir

Şekilden görüldüğü gibi $K=1$ durumları için hesaplanan dipol gücünün ana parçası üç ana gruba demetlenir. Aynı zamanda 3,3 MeV enerji bölgesinde deneysel olarak $K=1$ kuantum sayılı iki elektrik dipol uyarılması da gözlenmiştir. Bu bölgede teori $K=1$ durumları için bir tane elektrik dipol uyarılması tahmin eder. Şekilden görüldüğü gibi $K=0$ dipol durumlarının katkısı çok küçüktür.

Burada aynı zamanda toplam dipol geçiş kalınlığı da hesaplanır. Tablo 5.4'te 2–4 MeV enerji aralığının da ^{160}Gd çekirdeği için teorik olarak hesaplanan ve deneysel olarak (Friedrichs 1994) gözlenen toplam dipol geçiş kalınlığının Γ_0^{red} karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 5.4. ^{160}Gd çekirdeği için 2–4 MeV enerji aralığında hesaplanan taban durum M1 ve E1 dipol geçiş kalınlığının Γ_0^{red} [10^{-3} MeV^{-2}] birbirleriyle ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılması

K	Teori			Deney		
	Γ_0^{red} (M1)	Γ_0^{red} (E1)	$\sum \Gamma_K^{\text{red}}$	Γ_0^{red} (M1)	Γ_0^{red} (E1)	$\sum \Gamma_K^{\text{red}}$
0	1,39	0,56	1,95	-	2,27	2,270
1	12,27	6,85	19,12	13,82	3,32	17,14
$\sum \Gamma_0^{\text{red}}$	13,66	7,41	21,07	13,82	5,59	19,41

Tablo incelendiğinde $K=1$ durumları için hesaplanan manyetik dipol kalınlığı deneysel sonuçlarla iyi bir uyum içindedir. Fakat E1 uyarılmalarında biraz farklılık görülür. Bu paritesi bilinmeyen seviyelerin çokluğundan kaynaklanmaktadır. Fakat tablodan görüldüğü gibi toplam dipol kalınlığı karşılaştırıldığında sonuçların deney ile uyumlu olduğu görülür. $K=1$ durumları için teorik olarak hesaplanan M1 geçişleri E1 geçişlerinden 1.7 kat daha büyüktür. ^{160}Gd çekirdeğinde $K=1$ durumları için hesaplanan M1 dipol güç kalınlığının toplam dipol gücüne ($\Gamma_0^{\text{red. tot.}} = 21,07 \cdot 10^{-3} \text{ MeV}^{-2}$) katkısı %57'dir. Bu sonuç NRF deneyleri ile de desteklenmiştir. Böylece ^{160}Gd çekirdeği için deneysel olarak gözlenen $K=1$ kuantum sayılı spini -1 olan durumların M1 karakterli olduğu ve makas moda ait olduğu söylenebilir. Böylece bizim sonuçlarımız iyi deforme çekirdeklerde (Zilges 1996) olduğu gibi ^{160}Gd çekirdeği için de bütün güçlü M1 geçişlerinin büyük olasılıkla $K=1$ karakterli olduğunu gösterir.

5.5.2. Çift-çift $^{172-176}\text{Yb}$ izotop zinciri çekirdekleri için sayısal sonuçlar

Dönme ve öteleme değişmezlikten doğan sahte hallerin yalıtılmasının çekirdek gerçek titreşim seviyelerinin özelliklerine etkileri iyi deforme Yb izotopları için incelenmiştir. Bunun için makas mod 1^+ ve elektrik dipol 1^- uyarılmaları ele alınmıştır.

Tablo 5.5'de $^{172,174,176}\text{Yb}$ izotopları düşük enerjili 1^+ uyarılmalarının fiziksel niteliklerinin karşılaştırılması verilmiştir. Hesaplamalar Bölüm 5.1'de denklem (5.5) ile gösterilen dönme değişmez Hamiltoniyen kullanılarak yapılmıştır. Tabloda ayrıca uyarılma enerjileri, B(M1) geçiş ihtimalleri, orbit/spin oranı ve 1^+ seviyelerin makas mod titreşimine katkıları $|\langle n | \text{Sc.} \rangle|^2$ da verilmiştir. Burada M_1 / M_s oranının önündeki artı işareti B(M1) gücüne orbit/spin katkılarının yapıcı, eksi işareti ise bu katkının dağıtıcı olduğunu gösterir.

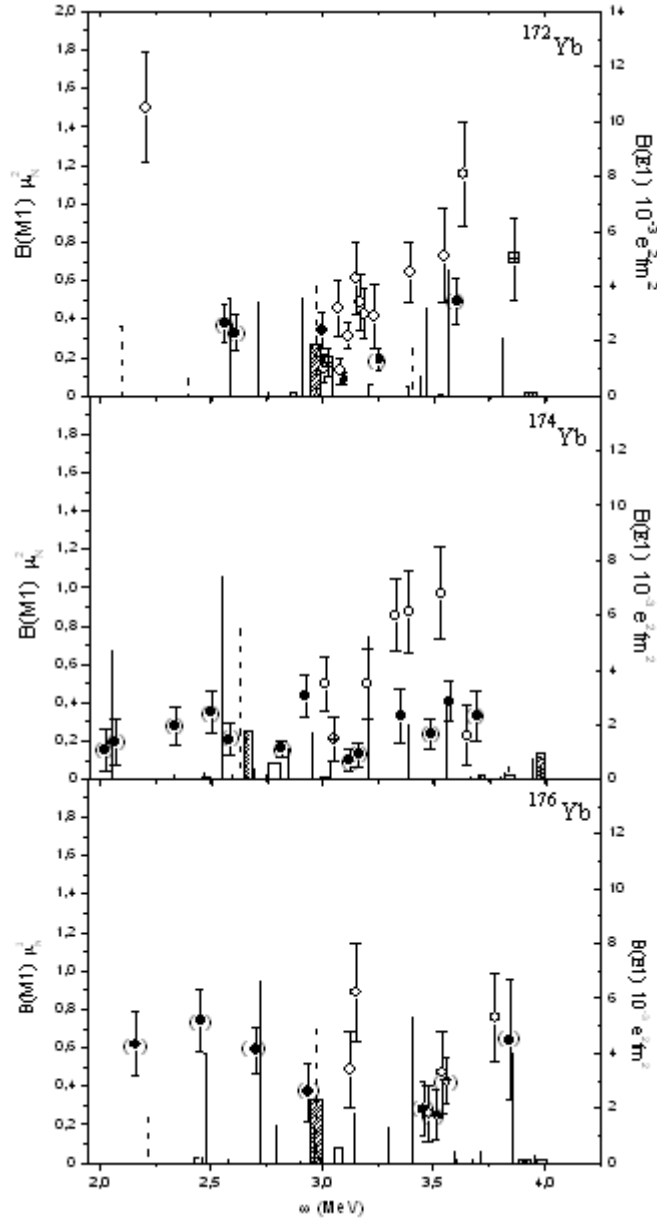
Tablo 5.5 İzovektör spin-spin kuvvetleri+izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez ($H_{sp}+h_0+h_1+V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ω_i (MeV), $B(M1)$ (μ_N^2), M_l/M_s oranı ve seviyelerin makas moda katkısının (Siz %) karşılaştırılması. Burada sadece $B(M1) \geq 0.01 \mu_N^2$ olan durumlar gösterilmiştir

^{172}Yb				^{174}Yb				^{176}Yb			
ω_i	B(M1)	M_l/M_s	Siz %	ω_i	B(M1)	M_l/M_s	Siz %	ω_i	B(M1)	M_l/M_s	Siz %
2,093	0,001	-4,0	0,0	2,064	0,669	7,3	8,5	2,464	0,570	10,4	7,5
2,582	0,512	7,3	6,6	2,549	1,061	7,4	14,7	2,704	0,948	12,3	13,4
2,716	0,482	6,3	6,8	2,617	0,003	-3,7	0,0	2,792	0,190	0,2	1,0
2,909	0,512	11,0	8,2	2,686	0,008	-14,5	0,1	2,905	0,010	0,3	0,0
3,041	0,178	0,1	0,6	2,692	0,054	-8,0	0,9	2,964	0,179	0,6	0,3
3,152	0,023	0,2	0,0	2,747	0,019	-0,4	0,1	3,143	0,262	2,5	1,5
3,209	0,002	-15,6	0,0	2,842	0,156	0,3	0,5	3,297	0,188	5,7	1,6
3,329	0,000	-2,4	0,0	2,948	0,247	1,1	0,5	3,409	0,760	11,5	11,1
3,383	0,045	-4,5	1,6	3,044	0,091	2,9	0,8	3,594	0,056	0,5	0,4
3,440	0,098	12,9	1,7	3,207	0,740	17,2	12,0	3,675	0,021	43,8	0,3
3,465	0,453	3,4	3,4	3,380	0,284	2,0	2,5	3,715	0,029	-2,8	1,1
3,549	0,657	7,6	10,2	3,556	0,424	-5,5	9,1	3,846	0,572	-8,5	11,2
3,733	0,000	-0,8	0,1	3,664	0,010	5,0	0,1	3,944	0,000	-0,7	0,0
3,810	0,301	-4,5	7,5	3,696	0,008	3,6	0,1				
				3,818	0,038	-3,3	1,2				
				3,940	0,111	5,5	1,5				
				3,961	0,004	-31,1	0,1				
				3,979	0,062	8,7	0,9				

Tablo 5.5 incelendiğinde 4 MeV'e kadar enerjilerde her üç izotopda orbital karakterli durumların $B(M1)$ değerine katkısının spin karakterli durumlara göre daha hakim olduğu görülmüştür. Not etmek gerekir ki seviyelerin $B(M1)$ olasılığının orbit/spin oranı $M_l/M_s \gg 1$ ise seviyeler orbital, $M_l/M_s \ll 1$ ise spin karakterlidir. Örneğin ^{174}Yb çekirdeğinde makas moda asıl katkıyı yapan (%14,7) en kollektif 1^+ seviyesi 2,549 MeV'de $B(M1)=1,061 \mu_N^2$ ile orbit/spin oranı $M_l/M_s=7,4$ olan orbital durumdur.

Şekil 5.4'de $^{172,174,176}\text{Yb}$ izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1)$ ve $B(E1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımları gösterilmiştir. Şekilde dönme ve öteleme değişmez Hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan elektrik ve manyetik dipol geçiş ihtimallerinin $K=0$ ve $K=1$ dalları için sonuçlar verilmiştir. Burada $I^\pi K=1^+1$ seviyeleri düz çizgi ile, $I^\pi K=1^-1$ seviyeleri kesikli çizgi ile, $I^\pi K=1^+0$ seviyeleri içi boş bar ile ve $I^\pi K=1^-0$ seviyeleri ise çizgili bar ile gösterilmiştir. Elektrik dipol

geçişleri $e^2\text{fm}^2$ ve manyetik dipol geçişleri ise μ_N^2 birimlerinde verilmiştir. ($1\mu_N^2=11,06\cdot 10^{-3} e^2\text{fm}^2$).



Şekil 5.4. $^{172,174,176}\text{Yb}$ çekirdeği için $K=1$ ve $K=0$ durumları için 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(M1)$ ve $B(E1)$ değerlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması (Zilges 1990). Teorik olarak $I^\pi K=1^+$ seviyeleri düz çizgi ile, $I^\pi K=1^-$ seviyeleri kesikli çizgi ile, $I^\pi K=1^0$ seviyeleri içi boş bar ile ve $I^\pi K=1^0$ seviyeleri ise çizgili bar ile gösterilmiştir. \bullet ve \circ sembolleri sırasıyla 1^+ ve 1^0 durumlarını, \oplus $K=1$ ve paritesi belli olmayan durumları, \boxplus ve \boxminus ise K ve paritesi belli olmayan durumları gösterir

^{172}Yb çekirdeği için yapılan teorik incelemelerde manyetik dipol $I^\pi K=1^+$ olan seviyelerin 2,8 MeV ile 3,5 MeV civarında kümelendiği görülmektedir. Deney bu

izotop için 2,983 MeV enerjide spin ve paritesi 1^+ olan sadece bir tane seviyenin olduğunu göstermektedir (Savran 2005). $K=1$ olarak verilen diğer beş seviyenin pariteleri ise belli değildir. Manyetik dipol uyarılmaları için dönme değişmez model çerçevesindeki teorik hesaplarımız 2,582 MeV’de geçiş gücü $B(M1)=0,38 \mu_N^2$ ve 3,549 MeV’de geçiş gücü $B(M1)=0,657 \mu_N^2$ olan deneyin verdiği veriyle deneysel hata çerçevesinde birbirine yakın iki tane 1^+ seviyesini tahmin etmiştir.

^{174}Yb çekirdeği için yapılan hesaplamalar sonucunda 2–4 MeV enerji aralığında toplam gücü $\Sigma B(M1)=3,99 \mu_N^2$ olan 18 seviye bulunmuştur. Bu seviyelerden 15 tanesi orbital karakterli olup toplam gücü $\Sigma B(M1)=3,57 \mu_N^2$ ’dir ($|M_1/M_s| \gg 1$). Geriye kalan 3 seviye spin-titreşim seviyesidir. Manyetik dipol uyarılmalarına $K=0$ dalı toplam gücü $\Sigma B(M1)=0,123 \mu_N^2$ olan 4 seviye ile katkı sağlar. $I^\pi K=1^-1$ uyarılmaları için teori toplam gücü $\Sigma B(E1)=0,904 \mu_N^2$ olan 9 seviye $I^\pi K=1^-0$ uyarılmaları için ise toplam gücü $\Sigma B(E1)=0,26 \mu_N^2$ olan 3 seviye öngörmektedir. Saçılma deneylerinde dipol karakterli olan ve toplam gücü $B(M1)=3,33 \mu_N^2$ olan 13 seviye gözlenmiştir (Zilges 1990). Bunlardan $\sum_{2.4-3.7} B(M1)=2,7 \mu_N^2$ olan 10 seviye makas moda aittir. Teori ise makas mod bölgesinde $\sum_{2.4-3.7} B(M1)=3,11 \mu_N^2$ olan 13 seviye vermektedir. Elde ettiğimiz teorik sonucun deneysel toplam güçle oldukça uyumlu olduğu görülür.

QRPA’nın daha yüksek versiyonları (örneğin kuazi parçacık fonon model) kullanıldığında $B(M1)$ ’i büyük olan seviyelerin yarılması Soloviev tarafından gösterilmiştir (Soloviev 1997). Şekil 5.4 ve Tablo 5.5 incelendiğinde bu yarılmalar neticesinde teoride gözlenen 2.064 MeV enerjide $B(M1)=0,669 \mu_N^2$ olan seviyenin deneyde 2.037 MeV enerjide $B(M1)=0,15 \pm 0,11 \mu_N^2$ ve 2.068 MeV enerjide $B(M1)=0,2 \pm 0,12 \mu_N^2$ olan seviyelere ve 2.549 MeV enerjide $B(M1)=1,061 \mu_N^2$ olan seviyenin deneyde 2.500 MeV enerjide $B(M1)=0,35 \pm 0,11 \mu_N^2$ ve 2.581 MeV enerjide $B(M1)=0,21 \pm 0,08 \mu_N^2$ olan seviyelere karşılık geldiği görülmektedir.

Deneyde $I^\pi K=1^+1$ olarak verilen 2,920 MeV enerjide $B(M1)=0,44\pm 0,11 \mu_N^2$ (Savran 2005), 3,349 MeV enerjide $B(M1)=0,33\pm 0,14 \mu_N^2$ ve 3,562 MeV enerjide $B(M1)=0,41\pm 0,1 \mu_N^2$ (Savran 2005) olan seviyelere teoride sırasıyla 2,948 MeV enerjide $B(M1)=0,247 \mu_N^2$, 3,380 MeV enerjide $B(M1)=0,284 \mu_N^2$ ve 3,556 MeV enerjide $B(M1)=0,424 \mu_N^2$ olan seviyeler karşı gelmektedir. Bu güzel uyuma dayanarak deneyde 2,815 MeV enerjide gözlenen $B(M1)=0,16\pm 0,009 \mu_N^2$, spini ve kuantum sayısı 1 paritesi bilinmeyen seviye teorik olarak 2,842 MeV enerjide $B(M1)=0,156 \mu_N^2$ olan seviyenin ve deneyde 3,050 MeV enerjide gözlenen $B(M1) = 0,14\pm 0,07 \mu_N^2$ olan spini 1, K kuantum sayısı (0) olarak tahmin edilen ve paritesi bilinmeyen seviye teorik olarak 3,044 MeV enerjide $B(M1)=0,091 \mu_N^2$ olan seviyenin karşı geldiği söylenebilir. Deneyle teori arasında görüldüğü gibi büyük bir uyum vardır. Bu sonuçlara göre deneysel olarak gözlenen ve büyük ihtimalle $1^{(+)}1$ olarak tahmin edilen seviyelerin teorik olarak da büyük ihtimalle 1^+1 seviyeleri olduğu söylenebilir.

^{176}Yb çekirdeği için yapılan hesaplamalar sonucunda teori 2,453 MeV'de 2,704 MeV'de ve 3,845 MeV'de NRF verileriyle uyumlu $B(M1)\uparrow$ 'e sahip üç seviyeyi başarılı şekilde tahmin etmektedir. Bu çekirdek için 1^- durumlarının hesaplamaları, $K=1$ durumunda 2,974 MeV'de $B(E1)=4,8\cdot 10^{-3} e^2\text{fm}^2$ olan bir seviye tahmin etmiştir ve bu seviye deneydeki 2,938 MeV'de $B(E1)=4,1\cdot 10^{-3} e^2\text{fm}^2$ olan paritesi belirsiz seviyeye çok yakın olduğundan bu seviyenin paritesinin negatif olduğu söylenebilir.

Teorik olarak hesaplanan M1 ve E1 uyarılmalarının toplam manyetik ve elektrik dipol güçlerine katkılarının bilinmesi oldukça önemlidir. Bunun için çift-çift $^{172-176}\text{Yb}$ izotoplarının hesaplanan toplam $B(M1)\uparrow$ ve $B(E1)\uparrow$ güçlerinin mevcut deneysel değerlerle (Zilges 1990) bir karşılaştırması Tablo 5.6'da verilmiştir.

Tablo 5.6. Toplam B(M1) ve B(E1) güçlerinin 2–4 MeV enerji bölgesinde hesaplanan değerlerinin mevcut deneysel verilerle (Zilges 1990) karşılaştırılması

Çekirdek	K=1		K=0		K=1		K=0	
	$\Sigma B(M1)$		$\Sigma B(M1)$		$\Sigma B(E1)$		$\Sigma B(E1)$	
	Teori	Deney	Teori	Deney	Teori	Deney	Teori	Deney
^{172}Yb	3,26	2,38±0,67	0,085	0,11±0,04	9,04	16,4±4,5	1,99	55,3±16,1
^{174}Yb	3,99	3,33±1,21	0,123	0,14±0,07	10,0	23,7±10,5	2,85	29±7,9
^{176}Yb	3,79	3,92±1,3	0,115	-	7,79	43,4±14,6	2,43	20,0±7,3

Teori bu çekirdekler için manyetik dipol seviyelerin K=0 dalının toplam B(M1) gücüne katkısının %3 civarında olduğunu göstermektedir. Deneysel değerlere bakılacak olursa ^{176}Yb izotopu için M1 uyarılmalarında K=0 durumuna ait deneysel veri görülmemektedir. Diğer izotoplarda K=0 dalının toplam B(M1) gücüne katkısı %4'tür. Elektrik dipol uyarılmaları için teorinin verdiği K=1 seviyelerinin toplam E1 gücüne katkıları %75–80 civarındayken K=0 dalının toplam B(E1) gücüne katkısı %18–24 civarındadır. Teori deneye kıyasla daha zayıf negatif pariteli seviyeler öngörmektedir.

Teorik olarak elektrik dipol ve manyetik dipol kalınlıklarının güç fonksiyonlarının hesaplanarak deney ile karşılaştırılması deneyde gözlenen dipol seviyelerinin pariteleri hakkında yorum yapmaya imkân sağlamaktadır. Böyle bir karşılaştırma incelenen seviyelerin paritelerinin büyük ihtimalle belirlenmesine olanak verir. K=1 ve K=0 olan pozitif ve negatif pariteli dipol uyarılmaların katkılarını belirlemek için $\Gamma_0(M1)[\text{meV}] = 3.86 \cdot \omega_i^3 B(M1)$ ve $\Gamma_0(E1)[\text{meV}] = 0.349 \cdot \omega_i^3 B(E1)$ formülleri kullanılarak hesaplanan Γ_0 taban durum dipol kalınlığı kullanılır. 2–4 MeV enerji aralığında toplam dipol kalınlıklarının deneysel değerlerle karşılaştırılması Tablo 5.7'de verilmektedir.

Tablo 5.7. Çift-çift $^{172-176}\text{Yb}$ izotopları için 2÷4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam Γ_0 (meV) taban-hal M1 ve E1 dipol geçiş genişliklerinin birbiriyle ve deneysel verilerle karşılaştırılması

Çekirdek	K	Teori			Deney		
		$\Sigma\Gamma_0(\text{M1})$	$\Sigma\Gamma_0(\text{E1})$	$\Gamma_0^{\text{top.}}$	$\Sigma\Gamma_0(\text{M1})$	$\Sigma\Gamma_0(\text{E1})$	$\Gamma_0^{\text{top.}}$
^{172}Yb	0	10,5	19,8	30,3	11,4±4,5	653,8±196,0	765,7±231,2
	1	414,8	73,8	488,6	319,2±90,1	284,2±81,0	603,4±171,1
	$\Gamma_0^{\text{top.}}$	425,3	93,6	518,9	431,1±125,3	938±277	1369,1±402,3
^{174}Yb	0	13,0	34,6	47,6	15,1±7,7	378,9±115,1	394±122,8
	1	409,2	72,6	481,8	379,9±140,2	219,3±91,6	599,2±231,8
	$\Gamma_0^{\text{top.}}$	422,2	107,2	529,4	395±147,9	598,2±206,7	993,2±354,6
^{176}Yb	0	13,5	23,6	37,1	-	278,3±102,0	278,3±102,0
	1	459,4	70,9	530,4	450,1±173,7	450,1±173,7	900,2±347,4
	$\Gamma_0^{\text{top.}}$	472,9	94,6	567,6	450,1±173,7	728,3±275,7	1178,4±449,4

Tablodan görüldüğü gibi tüm izotoplar için $\Delta K=1$ için hesaplanan manyetik dipol kalınlığı deneysel hata çerçevesinde deney ile uyum içindedir. E1 geçişlerinin $\Delta K=0$ dalı için deneysel toplam $\Gamma_0(\text{E1})$ dipol kalınlığı teorik değerden daha büyüktür. E1 geçişlerinin $K=0$ dalı için deney verilerinin teorik verilerden çok fazla olmasının esas nedeni deneyde bütün kuvvetli geçişlerin E1 karakterli olması varsayımdır. Birçok teorik (Guliyev 2009, Ertuğral 2009) ve deneysel (Kneissel 1995) çalışmalar bu varsayımın iyi deforme çekirdekler için geçerli olmadığını göstermiştir. $B(\text{E1})$ değerinin fazla tahmin edilmesine diğer bir sebep ise $K^\pi=0^-$ seviyeli yüksek enerjili oktipol titreşimlerinden gelen katkı olabilir (Soloviev 1997). $K=1$ olan M1 uyarılmalarının toplam dipol kalınlığı $\Gamma_0^{\text{tot.}}$ 'a katkısı yaklaşık olarak %80 civarındadır yani toplam dipol kalınlığına esas katkı $\Delta K=1$ olan M1 uyarılmalarından gelmektedir. Buradan da $^{172-176}\text{Yb}$ izotoplarında gözlenen $\Delta K=1$ kuantum sayılı spini 1 olan seviyelerin pek çoğunun M1 karaktere sahip olduğu söylenebilir.

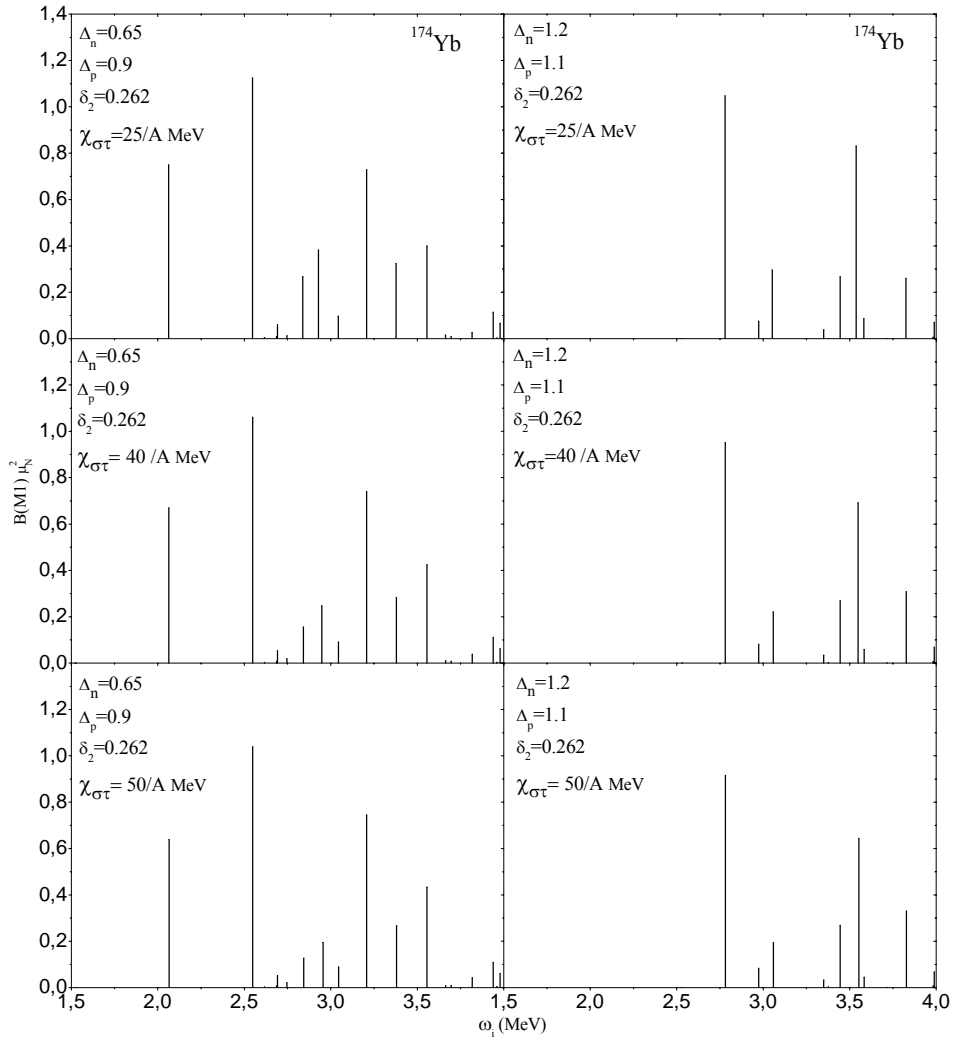
Yb izotopları için kullanılan deformasyon parametrelerinin değerleri Tablo 5.1' de gösterilmiştir. Dönme değişmez QRPA modelinde elde edilen sonuçların ortalama

alan parametresi ve etkileşme niceliklerine hassaslığını test etmek için bir örnek olarak ^{174}Yb çekirdeği ele alınmış ve elde edilen sonuçlar Şekil 5.5’de gösterilmiştir. Bu hesaplama sonuçları Tablo 5.8’ de verilmiş parametreler kullanılarak elde edilmiştir.

Tablo 5.8. ^{174}Yb çekirdeği için farklı gap (Δ_τ) ve kapa ($\chi_{\sigma\tau}$) parametreleri kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan B(M1) ve ortalama enerjinin karşılaştırılması. Burada B(M1) değerleri μ_N^2 , ortalama enerji ($\bar{\omega}_i$), Δ_τ ve $\chi_{\sigma\tau}$ ise MeV birimlerinde verilmiştir

$\delta_2=0,262$	$\Delta_n = 0,65 \quad \Delta_p = 0,9$		$\Delta_n = 1,2 \quad \Delta_p = 1,1$	
	$\sum B(M1)$	$\bar{\omega}_i$	$\sum B(M1)$	$\bar{\omega}_i$
$\chi_{\sigma\tau}=25/A$	4,39	2,86	2,98	3,24
$\chi_{\sigma\tau}=40/A$	3,99	2,89	2,69	3,25
$\chi_{\sigma\tau}=50/A$	3,85	2,89	2,59	3,26

Tablo 5.8 ve Şekil 5.5’den görüldüğü gibi deformasyon parametresini sabit tutup gap parametresini arttırdığımızda $\sum B(M1)$ azalır ortalama enerji ise artar. Böyle bir sonuç geçiş çekirdeklerin de (Linneman 2003) $^{194,196}\text{Pt}$ izotoplarında makas modun incelemesinde not edilmiştir. Kapa parametresinin artmasıyla toplam güç azalır ortalama enerji ise artar. Gap parametresinin artmasıyla B(M1) gücünün spektrumu yüksek enerji bölgesine doğru kayar.

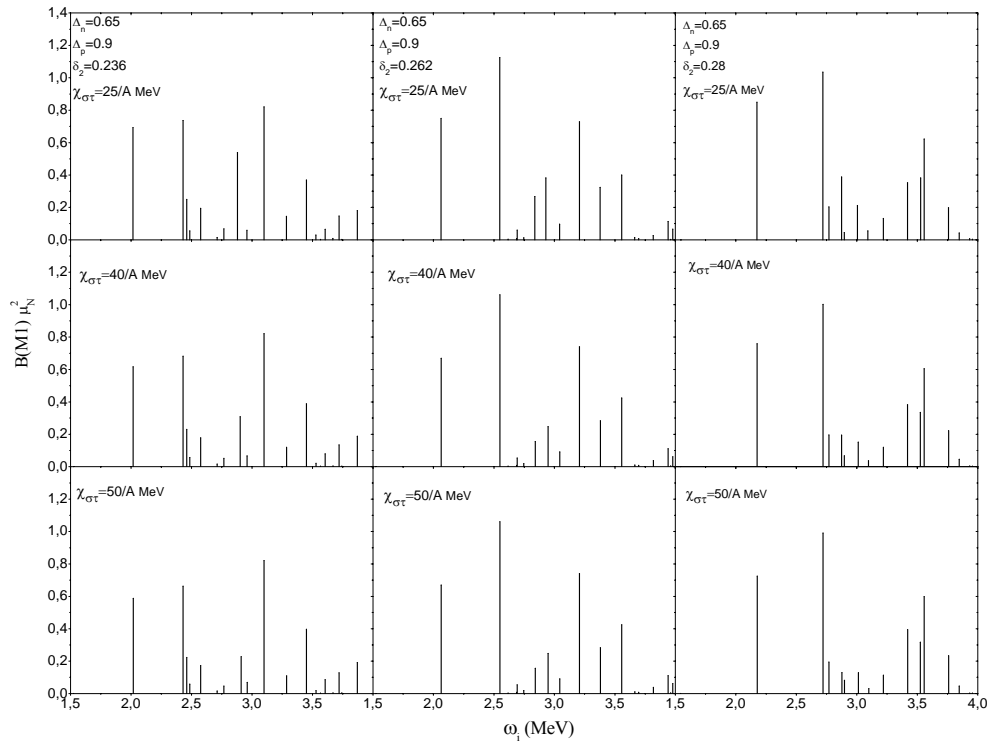


Şekil 5.5. ^{174}Yb çekirdeği için farklı gap (Δ_τ) ve kapa ($\chi_{\sigma\tau}$) parametreleri kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı

$B(M1)$ gücünün enerji dağılımı için farklı deformasyon parametresi ve spin-etkileşme sabiti ($\chi_{\sigma\tau}$) kullanılarak elde edilen sonuçlar Şekil 5.6'da gösterilmiştir. Makas modun toplam uyarılma $B(M1)$ gücünün ve rezonans enerjisinin bu parametrelere göre değişimi Tablo 5.9'da verilmiştir.

Tablo 5.9. ^{174}Yb çekirdeği için farklı deformasyon (δ_2) ve kapa parametreleri kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $\Sigma B(M1)$ ve ortalama enerjinin karşılaştırılması. Burada $B(M1)$ değerleri μ_N^2 , ortalama enerji ($\bar{\omega}_i$), Δ_τ ve $\chi_{\sigma\tau}$ ise MeV birimlerinde verilmiştir

$\Delta_n = 0,65$ $\Delta_p = 0,9$	$\delta_2 = 0,236$		$\delta_2 = 0,262$		$\delta_2 = 0,28$	
	$\Sigma B(M1)$	$\bar{\omega}_i$	$\Sigma B(M1)$	$\bar{\omega}_i$	$\Sigma B(M1)$	$\bar{\omega}_i$
$\chi_{\sigma\tau} = 25/A$	4,38	2,82	4,39	2,86	4,53	2,96
$\chi_{\sigma\tau} = 40/A$	3,97	2,84	3,99	2,89	4,13	2,98
$\chi_{\sigma\tau} = 50/A$	3,83	2,85	3,85	2,89	3,99	2,99



Şekil 5.6. ^{174}Yb çekirdeği için farklı deformasyon ve kapa ($\chi_{\sigma\tau}$) parametreleri kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı

Şekil 5.6 ve Tablo 5.9'dan görüldüğü gibi gap parametrelerini sabit tutup deformasyon arttırıldığı zaman $\Sigma B(M1)$ ve ortalama enerji artar. Kapa parametresi arttırıldığında ise $\Sigma B(M1)$ azalırken ortalama enerji pratik olarak değişmez. Kapa ($\chi_{\sigma\tau}$)'nın iki defa değişmesiyle $\Sigma B(M1)$ 'in az küçülmesinin (%10) esas sebebi ise

4 MeV'e kadar enerjilerde 1^+ seviyelerinin ağırlıklı olarak orbital karakterli olmasıdır. Yapılan hesaplamalar dönme değişmez QRPA modelinde elde edilen sonuçların ortalama alan parametresi ve etkileşme niceliklerine kuvvetli şekilde bağlı olduğunu göstermiştir.

BÖLÜM 6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında kuaziparçacık rasgele faz yaklaşımı çerçevesinde dönme ve öteleme+Galileo değişmez Hamiltoniyenler kullanılarak çift-çift deforme çekirdeklerde dipol seviyelerinin izinli Fermi ve Gamow-Teller beta geçiş özellikleri ile elektrik ve manyetik dipol özellikleri incelenmiştir. Bu teori çerçevesinde ^{170}Yb ve ^{164}Er çekirdeklerinde beta geçiş $^{172-176}\text{Yb}$ ve ^{160}Gd izotoplarında elektrik ve manyetik dipol özellikleri araştırılmıştır. Bütün incelenen çekirdekler için M1 dipol uyarılmalarının $K=0$ dalının düşük enerjilerde toplam radyasyon kalınlıklarına katkısının çok küçük olduğu kanıtlanmıştır. NRF ve β bozunum deney sonuçlarının karşılaştırılması ile gözlenen seviyelerin spin ve paritelerinin belirlenebileceği sonucuna varılmıştır. Elde edilen nümerik sonuçların incelenen çekirdeklerin deney verileriyle uyum içinde olduğu görülmüştür.

Woods-Saxon potansiyelini baz alan ve bu tez çalışmasında geliştirilen yöntem kullanılarak spini ve beta bozunum logft değeri belirli fakat Nilsson kuantum sayıları bilinmeyen tek-tek çekirdeklerin taban hal nötron-proton kuaziparçacık yapıları belirlenmiştir. Yapılan hesaplamalarla Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak elde edilen ^{162}Ho , ^{164}Tm ve ^{170}Lu çekirdeklerinin taban hal kuantum sayılarının Nilsson potansiyeli kullanılarak elde edilenlerle aynı olduğu görülmüş buradan yola çıkılarak taban hal nötron-proton konfigürasyonları bilinmeyen ^{134}La ve ^{144}Eu çekirdeklerinin taban hal kuantum sayıları başarılı bir şekilde tayin edilmiştir.

Tek-tek çekirdeklerin taban durumlarının beta bozunumu sonucu çift-çift çekirdeklerde 1^+ seviyelerinin G-T ve Fermi beta geçiş uyarılma matris elemanları için fonon tasviri kullanılarak ilk defa burada analitik ifadeler elde edilmiştir.

Dönme değişmez Hamiltoniyen kullanılarak $^{172-176}\text{Yb}$ izotopları için yapılan hesaplamalar her üç izotop içinde orbital karakterli durumların B(M1) değerine

katkısının 4 MeV'e kadar enerjilerde spin karakterli durumlara göre daha hakim olduğunu göstermiştir. Elde edilen sonuçlarda $\Delta K=1$ olan M1 uyarılmalarının toplam dipol kalınlığı Γ_0^{tot} 'a katkısının yaklaşık olarak %80 civarında olması toplam dipol kalınlığına esas katkının pozitif pariteli dipol uyarılmalarından geldiğini göstermiştir. Buradan da $^{172-176}\text{Yb}$ izotoplarında deneyde gözlenen $K=1$ kuantum sayılı spini 1 olan seviyelerin pek çoğunun M1 karaktere sahip olduğu sonucuna varılmıştır.

^{160}Gd çekirdeği için araştırılan enerji bölgesinde hesaplamalar deneyle uyumlu olarak birkaç tane göze çarpan negatif pariteli $K=1$ durumunun varlığını göstermiştir. Böylece deneyçilerin ‘‘B(M1) değeri büyük olan düşük enerjili $K=1$ dipol uyarılmaları manyetik karakterlidir’’ varsayımının genelleştirilemeyeceği gibi önemli bir sonuç elde edilmiştir.

Dönme değişmez modelde $^{164}\text{Tm} \rightarrow ^{164}\text{Er}$ beta geçişleri için alınan sonuçlar incelendiğinde 1^+ durumlarının beta geçiş ihtimaline Gamow-Teller kısmından gelen katkının Fermi geçişlerinden gelen katkıdan yaklaşık iki mertebeden daha büyük olduğu görülmüştür. Hesaplama sonuçları restore edici kuvvetlerin düşük enerjili uyarılmalarının enerji ve β bozunum matris elemanlarını güçlü bir biçimde etkilediğini göstermiştir.

^{170}Yb çekirdeğinin makas mod seviyelerinin beta geçiş özelliklerinin araştırılması için yapılan hesaplamalar kırılan simetrik Hamiltoniyen kullanıldığında düşük enerjilerde toplam β -bozunum ihtimalinin uygun deneysel değerlerden çok küçük olduğunu göstermiştir. Buna karşın Dönme değişmez model'de toplam beta geçiş ihtimali deneysel verilerle uyum içinde olmakla beraber dönme değişmez olmayan modelin öngördüğünden 1,5 kat büyüktür. ^{170}Yb çekirdeğinde teori tarafından tahmin edilen sadece iki tane en düşük 1^+ durumu mevcuttur ve bu seviyelerin 3,3 MeV'in altındaki 1^+ durumlarının toplam β - bozunumuna katkısı ihmal edilebilecek kadar küçüktür. Sonuçlarımız ^{170}Yb çekirdeğinde β - bozunumunda (Camp 1972, Bonch-Osmolovskaya 1971, Djelepov 1969) gözlenen bütün 1^+ durumlarının büyük olasılıkla $K=1$ karakterli olduğunu göstermektedir. Buna göre ^{170}Lu izotopunun $\beta^{(+)}$ -

bozunumunda ^{170}Yb çekirdeğinde gözlenen pozitif pariteli spin-1 durumlarının büyük kısmının orbital karakterli makas mod bileşenleri olduğu sonucuna varılmıştır.

Teori ^{170}Yb izotopunda deneyden farklı olarak daha yoğun dipol spektrum öngörmektedir. 40 yıl önceki koşullarda teorinin öngördüğü birçok seviyenin gözlenmesi söz konusu değildir. Buna göre günümüzdeki teknik koşullar kullanılarak beta geçiş ihtimalleri daha hassas bir biçimde ölçülürse elde edilen verilerin teorik sonuçlarla karşılaştırılması neticesinde spini 1 olan dipol seviyelerin paritelerinin belirlenmesi mümkün olabilecektir. Buna göre de makas mod seviyelerinin beta geçiş özelliklerinin teorik olarak incelenmesi deneyde gözlemlenen seviyelerin yorumlanması açısından büyük önem arz etmektedir.

KAYNAKLAR

ABDURAZAKOV A., GROMOV K., DALKHSUREN B., DZELEPOV B., LEVENBERG I., MURIN A., NORSEYEV YU., POKROVSKY V., CHUMIN V., YUTLANDOV I. The decay chain $\text{Yb}^{164} \rightarrow \text{Tm}^{164} \rightarrow \text{Er}^{164}$, Nucl. Phys., 21, pp.164-169,1960.

BARDEN, J., COOPER, L., and SCHRIEFFER, Theory of Superconductivity J., Phys Rev.,108, pp. 1175, 1957.

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

BOCHNACKI, Z., OGAZA, S., Transverse spin polarization in odd-mass deformed nuclei, Nucl. Phys., 83, pp. 619-624, 1966.

BOCHNACKI, Z., OGAZA, S., Spin polarization effect on the fast allowed beta transitions between deformed odd-mass nuclei, Nucl. Phys. A, 102, pp. 529-533, 1967.

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

BOHR, A., MOTTELSON, B., Nuclear Structure, W.A. Benjamin, v.2, NewYork, 1975.

BONCH-OSMALOVSKAYA, N., BALLUND, H., The $^{170}\text{Lu} \rightarrow ^{170}\text{Yb}$ Decay Nucl.Phys. A, 162, pp. 305, 1971.

BORZOV, I.N., Beta decay rates, Nucl. Phys. A, 777, pp. 645, 2006.

CAMP, D. C., FRED, BERNTHAL, M., Decay of ^{170}Lu to levels in ^{170}Yb , Phys. Rev. C, 6, pp. 1040, 1972.

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

DE BOER, F.W.N., GOUDSMIT, P.F.A., KOLDEWIJN P., MEIJER B.J., The Decay of 5.1 min $^{164\text{m}}\text{Tm}$ (A New Isomer) The $^{164}\text{Yb}(75 \text{ min}) \rightarrow ^{164}\text{Tm}(2.0 \text{ min}) \rightarrow ^{164}\text{Er}$ Decay Chain, Nucl. Phys. A, 169, pp. 577-599, 1971.

DJALALI C., BOHLE D., On the nature of low-lying collective 1^+ states in the heavy deformed nuclei ^{154}Sm , ^{156}Gd and ^{164}Dy and in the $f_{7/2}$ shell nucleus ^{46}Ti , Phys. Lett. B 164, 269 pp. 269-273, 1985

DJELEPOV, B.S., SHESTOPALOVA, S.A., Isobar Nuclei With Mass-Number A-170, "Nauka", Leningrad 1973

DUDEK, J., NAZAREWICZ, W., FAESSLER, A., Theoretical analysis of the single-particle states in the secondary minima of fissioning nuclei, Nucl. Phys. A, 412, pp. 61-91, 1984.

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

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

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

ERTUGRAL, F., GULIYEV, E., KULIEV, A., YILDIRIM, Z., Fine structure of the dipole excitations of the even-even ^{160}Gd nucleus in the spectroscopic region, Central European Journal of Physics, 7, 4, pp. 731-737, 2009.

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

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

FUJITA, J., FUJI, S. and IKEDA, K., Nuclear Core Polarization Effect on Beta Decay, Phys. Rev., 133, pp. B549 - B555, 1964.

FUJITA, J., IKEDA, K., Existence Of Isobaric States And Beta Decay Of Heavier Nuclei, Nucl. Phys., 67, pp. 145-177, 1965.

GABRAKOV, S.I., KULIEV, A.A., Communication JINR P4-5003 (Dubna, USSR, 1970)

GABRAKOV, S.I., KULIEV, A.A., 0^+ and 1^+ unlike particle-hole states in deformed odd-odd nuclei and β strength functions, Phys. Lett. B, 36, pp. 275-277, 1971.

GARRIDO, E., FEDOROV, D.V., JENSEN, A.S., Spin-dependent effective interactions for halo nuclei, Phys. Rev. C, 68, pp. 014002-014008, 2003.

- GEORGII, R., VON NEUMANN-COSEL, P., VON EGIDY, T., GRINBERG, M., KHITROV, V.A., OTT, J., PROKOFJEVS, P., RICHTER, A., SCHAUER, W., SCHLEGEL, C., Unusual neutron-capture gamma-ray cascade in ^{124}Te : A fingerprint of octupole-coupled multiphonon states, *Physics Lett. B*, 351, pp. 82-86, 1995.
- GREENWOOD, R.C., REICH, C.W., HELMER, R.G., GEHRKE, R.J., ANDERL, R.A., ^{134}Ba Level Scheme as Observed in the Decay of ^{134}La , *Phys. Rev. C*, 14, pp.1906-1924, 1976.
- GULIYEV, E., KULIEV, A.A., ERTUGRAL, F., Low lying magnetic and electric dipole strength distribution in ^{176}Hf nucleus, *The Eur. Phys. J. A*, 39, pp. 323-333, 2009.
- GULIYEV, E., ERTUGRAL, F., KULIEV, A.A., Low-lying magnetic dipole strength distribution in the γ -soft even-even $^{130-136}\text{Ba}$, *Eur. Phys. Jour. A*, 27, pp. 313-320, 2006.
- GULIYEV E., KULIEV A. A., YILDIRIM Z., OZKAN S. and YAKUT H., The ground-state Nilsson quantum numbers of the odd-odd ^{144}Eu nucleus, *Balkan Physical Letters*, 15, 1, pp. 151058, 2009.
- GULIEV, E., YAVAS, O., KULIEV, A.A. Spin vibrational 1^+ states in ^{140}Ce nucleus , *Bulg.J.Phys.*27, pp. 17-21, 2000.
- HAMAMOTO, I., MAGNUSSON, C., Deformation dependence of magnetic dipole strength below 4MeV in double even rare earth nuclei, *Phys. Lett. B*, 260, pp. 6-10, 1991.
- HEYDE, K., De COSTER, C., Correlation between E2 and M1 transition strength in even-even vibrational, transitional and deformed nuclei, *Phys.Rev. C*, 44, pp. R2262-R2266, 1991.
- IACHELLO, F., Electron scattering in the interacting boson model, *Nucl. Phys. A*, 358, pp. 89-112, 1981.
- IKEDA K., FJII, S., ve FUJITA, J., Hindrance Factors for Beta Decays of Heavy Nuclei, *Phys. Rev.* 176, pp. 1277-1288, 1968.
- IVANOVA, S.P., KULIEV, A.A., SALAMOV, I., Strength Functions for $B^{(+)}$ Decay of The Isotopes $^{117-123}\text{Ba}$, *Sov J. Nucl. Phys.* 24, pp. 145-150, 1976.
- JOHNSON, E. L., BAUM, E. M., DIPRETE, D. P., Lifetime measurements of scissors mode excitations in $^{162,164}\text{Dy}$, *Phys. Rev. C*, 52,5, pp. 2382- 2386, 1995.
- KENNEDY G.G., GUJRATHI S.C., The Second 2^+ state in ^{144}Sm and the decay of ^{144}Eu ,*Z.Phys. A*, 276, pp. 103, 1976.
- KNEISSL, U., PITZ, H.H., ZILGES, A., Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 34, pp. 285, 1995.

- KNEISSL, U., PITZ, H.H., ZILGES, A., Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 37, pp. 349-433, 1996.
- KULIEV, A., FAESSLER, A., GUNER, M., and RODIN, V., Fully renormalized quasi-particle random phase approximation, spurious states and ground state correlations, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 30, pp. 1253–1267, 2004.
- KULIEV, A.A., AKKAYA, R., ILHAN, M., GULIYEV, E., SALAMOV, C., Rotational invariant model of the states with $K^\pi = 1^+$ and their contribution to the scissors mode, *Int. J. Of Mod. Phys. E*, 9, pp. 249-261, 2000.
- KULIEV, A.A., GULIYEV, E., GERCEKLI OGLU, M., The dependence of the scissors mode on the deformation in the $^{140-150}\text{Ce}$ isotopes, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 28, pp. 407-414, 2002.
- KULIEV, A.A., FAESSLER, A., GUNER, M., RODIN, V., Fully Renormalized quasi-particle random phase approximation, spurious states and ground state correlations, *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 30, pp. 1253-1267, 2004.
- KULIEV, A. A., YILDIRIM, Z., ERTUGRAL, F. and GULIYEV, E., Effect of Restoring Rotational Invariance Forces on the Rate of β -Decay to Collective Scissors Mode 1^+ -states in ^{170}Yb , The Fifth International Conference ENAM 08 on Exotic Nuclei and Atomic Masses Conference, Poland, pp. 196, 2008.
- LINNEMANN, A., VON BRENTANO, P., EBERTH, J., ENDERS, J., FITZLER, A., FRANSEN, C., GULIYEV, E., HERZBERG, R.D., KÄUBLER, L., KULIEV, A.A., Change of the dipole strength distributions between the neighbouring γ -soft nuclei ^{194}Pt and ^{196}Pt , *Phys. Lett. B*, 554, pp. 15-20, 2003.
- LO IUDICE, N., PALUMBO, F., New Isovector Collective Modes in Deformed Nuclei, *Phys. Rev. Lett.* 41, pp. 1532-1534, 1978.
- MASER, H., LINDENSTRUTH, S., BAUSKE, I., BECK, O., VON BRENTANO, P., ECKERT, T., Systematics of low-lying dipole excitations in the deformed even-even nuclei $^{164,166,168,170}\text{Er}$, *Phys. Rev. C*, 53, pp. 2749-2762, 1996.
- NILSSON, S.G., *K. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.*, 29, pp. 16, 1955.
- NOJAROV, A., FAESSLER, A., Symmetry-restoring interactions for $K^\pi = 1^+$ isovector vibrations, *Nucl. Phys. A*, 484, pp.1-33, 1988.
- NOJAROV, A., FAESSLER, A., Orbital rotational vibrations in the $A=130$ mass region, *Phys. Rev. C*, 41, pp. 1243-1256, 1990.
- NOJAROV, A., FAESSLER, A., SARRIGUREN, P., MOYA DE GUERRA, E., GRIGORESCU M., Orbital and spin M1 excitations in actinide nuclei, *Nucl. Phys. A*, 563, pp. 349-386, 1994.

OKAMOTO, K., Intrinsic Quadrupole Moment and the Resonance Width of Photo nuclear Reactions, *Phys. Rev.*, 110, pp. 143-153, 1958.

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

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

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

PONOMAREV, V.YU., SHILOV, V.M., VDOVIN, A.I., VORONOV, V.V., *Phys. Lett. B* 97, 1980.

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

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

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

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

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

SOLOVIEV, V. G. , SUSHKOV, A.V. , SHIRIKOVA, N. YU., Low-energy dipole γ -ray transition rates in even-even deformed nuclei, *Phys. Rev. C*, 56, pp. 2528-2541, 1997.

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

SOLOVIEV, V.G., SUSHKOV, A.V., SHIRIKOVA, N. YU., LO IUDICE, N., Effect of two RPA phonons on the spectrum of the low-lying magnetic dipole

transitions in deformed nuclei, Nucl.Phys. A, 600, pp. 155-178, 1996.

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

VON NEUMANN-COSEL, P., GINOCCHIO, J.N., BAUER, H., RICHTER, A., Relation between the Scissors Mode and the Interacting Boson Model Deformation, Phys. Rev. Lett., 75, pp. 4178-4181, 1995.

VRZAL, J., GROMOV, K.YA., LIPTAK, J., MOLNAR, F., MOROZOV, V.A., URBANETS, J., CHUMIN V.G., Izv. Akad. Nauk SSSR, 31, pp. 604, 1967.

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

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

YAKUT, H., KULIEV, A.A., GULIYEV E., YILDIRIM, Z. Intrinsic g_K -factors of odd-mass $^{173-177}\text{Lu}$ isotopes, Pramana Journal of Physics, 73, 2009, (Accepted for publication)

YAMADA, M., Bull. Sci. Eng. Res. Lab. (Waseda Univ.), 146, pp. 31-32, 1965.

YILDIRIM, Z., KULIEV, A. A., GULIYEV, E., ERTUGRAL, F., YAKUT, H., Determined of the Ground-State Nilsson Quantum Numbers of the odd-odd ^{134}La Nucleus, Balkan Physics Letters, pp. 741-744, 2008.

YILDIRIM, Z., GULIYEV, E. KULIEV, A.A., OZKAN, S., The Beta -Decay Properties of Scissors Mode 1^+ States in ^{164}Er , American Institute of Physics, 1072, pp. 229-232, 2008.

YILDIRIM, Z., KULIEV, A. A., GULIYEV, E., ERTUGRAL, F., The Fermi and Gamow Teller β -Decay Excitations of the Scissors Mode 1^+ States, American Institute of Physics, 899, pp. 125-126, 2007.

YILDIRIM, Z., KULIEV, A. A., GULIYEV, E., ERTUGRAL, F., YAKUT, H., The Ground-State Nilsson Quantum Numbers of the odd-odd ^{162}Ho Nucleus on the Basis of Woods-Saxon Potential, 5th International Student Conference of the Balkan Physical Union(ISCBP-5), Turkey, pp. 123, 2007.

YILDIRIM, Z., GULIYEV, E., ERTUGRAL,, "The β -Decay Properties of the Scissors Mode 1^+ States, INSINUME 2006- International Symposium "In-situ Nuclear Metrology as a tool for Radioecology, Kuşadası, Turkey, pp. 98-99, 2006.

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

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

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

ZILGES, A., VON BRENTANO, P., WESSELBORG, C., HEIL, R. D., KNEISSL, U., LINDENSTRUTH, S., PITZ, H. H., SEEMANN, U., STOCK, R., Observation of low-lying collective dipole transitions in the rare-earth nuclei $^{172,174,176}\text{Yb}$, Nucl. Phys. A, 507, pp.399-412, 1990.

EKLER

Ek A. İndirgenmiş beta geçiş ihtimali ifadesinin elde edilmesi

İndirgenmiş beta geçiş ihtimali

$$B(\beta\lambda, I \rightarrow I') = \sum_{\mu M'} \left| \langle \Psi_{M'K'}^{I'} | \beta(\lambda, \mu) | \Psi_{MK}^I \rangle \right|^2 \quad (\text{Ek A1})$$

şeklindedir. Bu ifadedeki $\beta(\lambda\mu)$ operatörü

$$\beta(\lambda\mu) = \sum_{\mu'} D_{\mu\mu'}^\lambda(\theta_\epsilon) \beta'(\lambda\mu') \quad (\text{Ek A2})$$

olarak ifade edilir ve üç tane D_{MK}^I fonksiyonunun şu şekilden yararlanılır:

$$(D_{M'K'}^{I'*}, D_{\mu\nu}^\lambda D_{MK}^I) = \frac{8\pi^2}{2I'+1} \langle I\lambda M\mu | I\lambda I'M' \rangle \langle I\lambda K\nu | I\lambda I'K' \rangle \quad (\text{Ek A3})$$

İndirgenmiş beta geçiş ihtimalinin (Ek A1) ifadesini, Bölüm 4'deki denklem (4.12) dalga fonksiyonu ve β bozunum operatörünün (Ek A2) ifadelerinden yararlanarak şu şekilde yazabiliriz:

$$\begin{aligned}
B(\beta\lambda, I \rightarrow I') = \sum_{\mu M'} & \left| \frac{\sqrt{(2I+1)(2I'+1)}}{16\pi^2} \{ \langle D_{M'K'}^I, D_{\mu\nu}^\lambda D_{MK}^I \rangle \langle \varphi_{K'} | \beta'(\lambda, \nu) | \varphi_K \rangle \right. \\
& + (-1)^{I+K'} \langle D_{M'-K'}^I, D_{\mu\nu}^\lambda D_{MK}^I \rangle \langle \varphi_{-K'} | \beta'(\lambda, \nu) | \varphi_K \rangle \\
& + (-1)^{I+K} \langle D_{M'K'}^I, D_{\mu\nu}^\lambda D_{M-K}^I \rangle \langle \varphi_{K'} | \beta'(\lambda, \nu) | \varphi_{-K} \rangle \\
& \left. + (-1)^{I+K+I'+K'} \langle D_{M'-K'}^I, D_{\mu\nu}^\lambda D_{M-K}^I \rangle \langle \varphi_{-K'} | \beta'(\lambda, \nu) | \varphi_{-K} \rangle \right|^2
\end{aligned} \tag{Ek}$$

A4)

Denklem (Ek A3)'den yararlanılırsa (Ek A4) ifadesi

$$\begin{aligned}
B(\beta\lambda, I \rightarrow I') = \sum_{\mu M'} & \left| \frac{\sqrt{(2I+1)(2I'+1)}}{16\pi^2} \frac{8\pi^2}{2I'+1} \langle IM\lambda\mu | I' M' \rangle \{ \langle IK\lambda, K'-K | I' K' \rangle \langle \varphi_{K'} | \beta'(\lambda, \nu) | \varphi_K \rangle \right. \\
& + (-1)^{I+K'} \langle IK\lambda, -K'-K | I'-K' \rangle \langle \varphi_{-K'} | \beta'(\lambda, \nu) | \varphi_K \rangle \\
& + (-1)^{I+K} \langle IK\lambda, K'+K | I' K' \rangle \langle \varphi_{K'} | \beta'(\lambda, \nu) | \varphi_{-K} \rangle \\
& \left. + (-1)^{I+K+I'+K'} \langle I, -K\lambda, -K'+K | I'-K' \rangle \langle \varphi_{-K'} | \beta'(\lambda, \nu) | \varphi_{-K} \rangle \right|^2
\end{aligned} \tag{Ek A5}$$

şeklinde olur. Bu ifade şu şekilde de yazılabilir:

$$\begin{aligned}
B(\beta\lambda, I \rightarrow I') = \sum_{\mu M'} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2I+1}{2I'+1}} \langle IM\lambda\mu | I' M' \rangle \{ & \langle IK\lambda, K'-K | I' K' \rangle \langle \varphi_K, |\beta'(\lambda, \nu)| \varphi_K \rangle \\
& + (-1)^{I'+K'} (-1)^{I+\lambda-I'} \langle I, -K\lambda, K'+K | I' K' \rangle \langle \varphi_{-K}, |\beta'(\lambda, \nu)| \varphi_K \rangle \\
& + (-1)^{I+K} \langle I, -K\lambda, K'+K | I' K' \rangle \langle \varphi_K, |\beta'(\lambda, \nu)| \varphi_{-K} \rangle \\
& + (-1)^{I+K+I'+K'} (-1)^{I+\lambda-I'} \langle I, K\lambda, K'-K | I' K' \rangle \langle \varphi_{-K}, |\beta'(\lambda, \nu)| \varphi_{-K} \rangle \}^2
\end{aligned} \tag{Ek A6}$$

ve denklem (Ek A6) da 1. ile 4. terim ve 2. ile 3. terim ortak paranteze alınırsa

$$\begin{aligned}
B(\beta\lambda, I \rightarrow I') = \sum_{\mu M'} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2I+1}{2I'+1}} \langle IM\lambda\mu | I' M' \rangle & \{ \langle IK\lambda, K'-K | I' K' \rangle [\langle \varphi_K, |\beta'(\lambda, \nu)| \varphi_K \rangle + (-1)^{2I+K'+K+\lambda} \langle \varphi_{-K}, |\beta'(\lambda, \nu)| \varphi_{-K} \rangle] \\
& + (-1)^{I'+K'} \langle IK\lambda, -K'-K | I' -K' \rangle [\langle \varphi_{-K}, |\beta'(\lambda, \nu)| \varphi_K \rangle + (-1)^{K-K'-\lambda} \langle \varphi_K, |\beta'(\lambda, \nu)| \varphi_{-K} \rangle] \}^2
\end{aligned} \tag{EkA7}$$

elde edilir ve bu ifade şu şekilde yazılabilir:

$$\begin{aligned}
B(\beta\lambda, I \rightarrow I') = \sum_{\mu M'} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2I+1}{2I'+1}} \langle IM\lambda\mu | I' M' \rangle \{ & \langle IK\lambda, K'-K | I' K' \rangle \langle \varphi_K, |\beta'(\lambda, K'-K)| \varphi_K \rangle \\
& + (-1)^{I'+K'} \langle IK\lambda, -K'-K | I' -K' \rangle \langle \varphi_{-K}, |\beta'(\lambda, -K'-K)| \varphi_K \rangle \}^2
\end{aligned} \tag{Ek A8}$$

Denklem (Ek A8) deki ilk Clebsh-Gordon katsayısına aşağıdaki kurallar uygulanırsa

$$\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle = (-1)^{j_1 + j_2 - J} \langle j_2 j_1 m_2 m_1 | JM \rangle$$

$$\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle = (-1)^{j_2 + m_2} \sqrt{\frac{2J+1}{2j_1+1}} \langle J j_2 - M m_2 | j_1 - m_1 \rangle \quad (\text{Ek A9})$$

$$\sum_{m_1, m_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | J' M' \rangle = \delta_{JJ'} \delta_{MM'}$$

denklem (Ek A8) aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\begin{aligned} B(\beta \lambda, I \rightarrow I') = & \langle IK \lambda, K' - K | I' K' \rangle \langle \varphi_{K'} | \beta'(\lambda, K' - K) | \varphi_K \rangle \\ & + (-1)^{I+K'} \langle IK \lambda, -K' - K | I' - K' \rangle \langle \varphi_{-K'} | \beta'(\lambda, -K' - K) | \varphi_K \rangle \quad (\text{Ek A10}) \end{aligned}$$

Ek B. Gamow-Teller β bozunum operatörünün elde edilmesi.

İkinci kuantum tasvirinde Gamow-Teller β bozunum operatörü,

$$\beta_{GT}^+ = \sum_{np} \langle n\rho | \sigma t_+ | p\rho \rangle a_{n\rho}^+ a_{p\rho} \quad (\text{Ek B1})$$

şeklinde ifade edilir.

$$\beta_{GT}^+ = \sum_{np} \langle n | \sigma | p \rangle \langle n | t_+ | p \rangle \rho a_{n\rho}^+ a_{p\rho} \quad (\text{Ek B2})$$

Bu ifadede $\langle n | t_+ | p \rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}} \langle n | \tau_+ | p \rangle = 1$ şeklindedir. Böylece (Ek B2) ifadesi

$$\beta_{GT}^+ = \sum_{np} \langle n | \sigma | p \rangle \rho a_{n\rho}^+ a_{p\rho} \quad (\text{Ek B3})$$

şeklinde olur. Bu ifadedeki $a_{n\rho}^+$ ve $a_{p\rho}$ operatörleri aşağıdaki gibidir:

$$\begin{aligned} a_{n\rho}^+ &= u_n \alpha_{n-\rho}^+ + \rho v_n \alpha_{n\rho} \\ a_{p\rho} &= u_p \alpha_{p-\rho} + \rho v_p \alpha_{p\rho}^+ \end{aligned} \quad (\text{Ek B4})$$

Şimdi Gamow-Teller β bozunum operatöründeki $\sum_{\rho} \rho a_{n\rho}^+ a_{p\rho}$ ifadesini hesaplayalım.

$$\begin{aligned} \sum_{\rho} \rho a_{n\rho}^+ a_{p\rho} &= \sum_{\rho} \rho (u_n \alpha_{n-\rho}^+ + \rho v_n \alpha_{n\rho}) (u_p \alpha_{p-\rho} + \rho v_p \alpha_{p\rho}^+) \quad (\text{Ek B5}) \\ &= \sum_{\rho} \rho (u_n u_p \alpha_{n-\rho}^+ \alpha_{p-\rho} + \rho u_n v_p \alpha_{n-\rho}^+ \alpha_{p\rho}^+ + \rho v_n u_p \alpha_{n\rho} \alpha_{p-\rho} + \rho^2 v_n v_p \alpha_{n\rho} \alpha_{p\rho}^+) \\ &= \sum_{\rho} (u_n u_p \rho \alpha_{n-\rho}^+ \alpha_{p-\rho} + \rho^2 u_n v_p \alpha_{n-\rho}^+ \alpha_{p\rho}^+ + \rho^2 v_n u_p \alpha_{n\rho} \alpha_{p-\rho} + v_n v_p \rho \alpha_{n\rho} \alpha_{p\rho}^+) \end{aligned}$$

Burada D_{np} ve C_{np} operatörleri

$$D_{np} = \sum_{\rho} \rho \alpha_{n-\rho}^+ \alpha_{p-\rho} \quad C_{np} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{p\rho} \alpha_{n-\rho} \quad (\text{Ek B6})$$

şeklinde tanımlanır ve (Ek B5) ifadesi

$$\begin{aligned} \sum_{\rho} \rho a_{np}^+ a_{p\rho} &= \sum_{\rho} (u_n u_p D_{np} + \sqrt{2} u_n v_p C_{np}^+ - \sqrt{2} v_n u_p C_{np} + v_n v_p D_{np}^+) \\ &= \sum_{\rho} \sqrt{2} (u_n v_p C_{np}^+ - v_n u_p C_{np}) + v_n v_p D_{np}^+ + u_n u_p D_{np} \end{aligned} \quad (\text{Ek B7})$$

olur. Elde ettiğimiz (Ek B7) ifadesini (Ek B3)' de yerine yazarsak;

$$\beta_{GT}^+ = \sum_{np} \sigma_{np} \left\{ \sqrt{2} (u_n v_p C_{np}^+ - v_n u_p C_{np}) + v_n v_p D_{np}^+ + u_n u_p D_{np} \right\} \quad (\text{Ek B8})$$

elde edilir.

Ek C. Fermi β bozunum operatörünün elde edilmesi.

Kuazi parçacık tasvirinde Fermi β bozunum operatörü,

$$\beta_F^+ = \sum_{np} \langle n\rho | t_+ | p\rho \rangle a_{np}^+ a_{p\rho} \quad (\text{Ek C1})$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadedeki $\sum_{\rho} a_{np}^+ a_{p\rho}$ terimini (Ek B4) ifadesinden yararlanarak hesaplayalım.

$$\begin{aligned} \sum_{\rho} a_{np}^+ a_{p\rho} &= \sum_{\rho} (u_n \alpha_{n-\rho}^+ + \rho v_n \alpha_{np}) (u_p \alpha_{p-\rho} + \rho v_p \alpha_{p\rho}^+) \\ &= \sum_{\rho} (\rho u_n v_p \alpha_{n-\rho}^+ \alpha_{p\rho}^+ + \rho v_n u_p \alpha_{np} \alpha_{p-\rho} + u_n u_p \alpha_{n-\rho}^+ \alpha_{p-\rho} + \rho^2 v_n v_p \alpha_{np} \alpha_{p\rho}^+) \end{aligned} \quad (\text{Ek C2})$$

Burada A_{np} ve B_{np} operatörleri

$$A_{np} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \rho \alpha_{p\rho} \alpha_{n-\rho} \quad B_{np} = \sum_{\rho} \alpha_{np}^+ \alpha_{p\rho} \quad (\text{Ek C3})$$

şeklinde tanımlanır ve (Ek C2) ifadesi

$$\begin{aligned} \sum_{\rho} a_{np}^+ a_{p\rho} &= \sum_{\rho} (u_n u_p B_{np} + \sqrt{2} u_n v_p A_{np}^+ + \sqrt{2} v_n u_p A_{np} - v_n v_p B_{np}^+) \\ &= \sum_{\rho} \sqrt{2} (u_n v_p A_{np}^+ + v_n u_p A_{np}) - v_n v_p B_{np}^+ + u_n u_p B_{np} \end{aligned} \quad (\text{Ek C4})$$

olur ve (Ek C4) ifadesi (Ek C1) ifadesinde yazılırsa Fermi β bozunum operatörü

$$\beta_F^+ = \sum_{np} \langle n | p \rangle \left\{ \sqrt{2} (u_n v_p A_{np}^+ + v_n u_p A_{np}) + (u_n u_p B_{np} - v_n v_p B_{np}^+) \right\} \quad (\text{Ek C5})$$

şeklinde elde edilir.

Ek D. $0^+ K \rightarrow 1^+ K'$ geçişi için Gamow-Teller beta geçiş matris elemanının hesaplanması.

Beta geçiş matris elemanı aşağıdaki şekilde yazılır.

$$M_{GT} = \langle \varphi_{K'} | \beta_{GT}^+ (1, K' - K) | \varphi_K \rangle \quad (\text{Ek D1})$$

Bu ifadeyi

$$\begin{aligned} M_{GT} &= \langle \varphi_{K'} | \beta_{GT}^+ (1, K' - K) | \varphi_K \rangle = \langle \psi_0 | Q \beta_{GT}^+ A_{n_1 p_1}^+ | \psi_0 \rangle = \langle \psi_0 | [Q, \beta_{GT}^+ A_{n_1 p_1}^+] | \psi_0 \rangle \\ &= \langle \psi_0 | \underbrace{[Q, \beta_{GT}^+]}_I A_{n_1 p_1}^+ + \beta_{GT}^+ \underbrace{[Q, A_{n_1 p_1}^+]}_{II} | \psi_0 \rangle \end{aligned} \quad (\text{Ek D2})$$

komutasyon şeklinde yazalım. Önce ifadedeki ikinci terimi hesaplayalım.

$$[Q, A_{n_1 p_1}^+] = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sum_{n_2 n_3} \psi_{n_2 n_3} [C_{n_2 n_3}, A_{n_1 p_1}^+] - \varphi_{n_2 n_3} [C_{n_2 n_3}^+, A_{n_1 p_1}^+] + \sum_{p_2 p_3} \psi_{p_2 p_3} [C_{p_2 p_3}, A_{n_1 p_1}^+] - \varphi_{p_2 p_3} [C_{p_2 p_3}^+, A_{n_1 p_1}^+] \right\} \quad (\text{Ek D3})$$

Komutasyon bağıntılarının (4.32) ifadesinden ve $\langle \alpha_{qp}^+ \alpha_{q'p'} \rangle \approx 0$ koşulundan yararlanırsak (Ek D2) ifadesindeki ilk terim

$$\langle \psi_0 | \beta_{GT}^+ [Q, A_{n_1 p_1}^+] | \psi_0 \rangle = 0 \quad (\text{Ek D4})$$

olur. Şimdi (Ek D2) ifadesindeki ilk terimi hesaplayalım.

$$[Q, \beta_{GT}^+] = \sum_{np} \sigma_{np} \left\{ \sqrt{2} u_n v_p [Q, C_{np}^+] - \sqrt{2} u_p v_n [Q, C_{np}] + v_n v_p [Q, D_{np}^+] + u_n u_p [Q, D_{np}] \right\} \quad (\text{Ek D5})$$

Bu ifadedeki ilk iki terimin değeri sıfıra eşittir. Diğer terimlerin değeri ise şöyledir:

$$[Q, D_{np}] = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sum_{n_2 n_3} \psi_{n_2 n_3} (\delta_{n_2 n} A_{pn_3} - \delta_{n_3 n} A_{pn_2}) + \sum_{p_2 p_3} \varphi_{p_2 p_3} (\delta_{p_2 p} A_{np_2} - \delta_{p_3 p} A_{np_3}) \right\} \quad (\text{Ek D6})$$

ve

$$[Q, D_{np}^+] = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sum_{n_2 n_3} \varphi_{n_2 n_3} (\delta_{n_3 n} A_{pn_2}^+ - \delta_{n_2 n} A_{pn_3}^+) + \sum_{p_2 p_3} \psi_{p_2 p_3} (\delta_{p_2 p} A_{np_3} - \delta_{p_3 p} A_{np_2}) \right\} \quad (\text{Ek D7})$$

Elde edilen (Ek D6) ve (Ek D7) ifadelerini (Ek D5) bağıntısında yazılırsa ve $A_{n_1 p_1}^+$ ile çarpılırsa

$$\begin{aligned} \langle \psi_0 | [Q, \beta_{GT}^+] A_{n_1 p_1}^+ | \psi_0 \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{np} \sigma_{np} \left\{ \sum_{n_2 n_3} \psi_{n_2 n_3} u_n u_p (\delta_{n_2 n} A_{pn_3} A_{n_1 p_1}^+ - \delta_{n_3 n} A_{pn_2} A_{n_1 p_1}^+) \right. \\ &\quad \left. + \sum_{p_2 p_3} \psi_{p_2 p_3} v_n v_p (\delta_{p_2 p} A_{np_3} A_{n_1 p_1}^+ - \delta_{p_3 p} A_{np_2} A_{n_1 p_1}^+) \right\} \end{aligned} \quad (\text{Ek D8})$$

ve (4.32) komütasyon bağıntılarından yararlanılırsa (Ek D8) ifadesi

$$\begin{aligned} \langle \psi_0 | [Q, \beta_{GT}^+] A_{n_1 p_1}^+ | \psi_0 \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{np} \sigma_{np} \left\{ \sum_{n_2 n_3} \psi_{n_2 n_3} u_n u_p (\delta_{n_2 n} \delta_{n_3 n_1} \delta_{pp_1} - \delta_{n_3 n} \delta_{n_2 n_1} \delta_{pp_1}) \right. \\ &\quad \left. + \sum_{p_2 p_3} \psi_{p_2 p_3} v_n v_p (\delta_{p_2 p} \delta_{mn_1} \delta_{p_3 p_1} - \delta_{p_3 p} \delta_{mn_1} \delta_{p_2 p_1}) \right\} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ u_{p_1} \sum_n \sigma_{np_1} u_n (\psi_{nn_1} - \psi_{n_1 n}) + v_{n_1} \sum_p \sigma_{n_1 p} v_n (\psi_{pp_1} - \psi_{p_1 p}) \right\} \\ &= -\frac{2}{\sqrt{2}} \left\{ u_{p_1} \sum_n \sigma_{np_1} u_n \psi_{n_1 n} + v_{n_1} \sum_p \sigma_{n_1 p} v_n \psi_{p_1 p} \right\} \end{aligned}$$

olur ve Gamow-Teller matris elemanı aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$M_{GT} = -2\sqrt{2} \left\{ u_{p_1} \sum_n \sigma_{np_1} u_n \psi_{n_1 n} + v_{n_1} \sum_p \sigma_{n_1 p} v_n \psi_{p_1 p} \right\} \quad (\text{Ek D9})$$

Ek E. $1^+K \rightarrow 1^+K'$ geçişi için Gamow-Teller beta geçiş matris elemanının hesaplanması.

Beta geçiş matris elemanı aşağıdaki şekilde yazılır.

$$M_{GT} = \langle \varphi_{K'} | \beta_{GT}^+ (1, K' - K) | \varphi_K \rangle \quad (\text{Ek E1})$$

Bu ifadeyi

$$\begin{aligned} M_{GT} &= \langle \varphi_{K'} | \beta_{GT}^+ (\lambda, K' - K) | \varphi_K \rangle = \langle \psi_0 | Q \beta_{GT}^+ \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+ | \psi_0 \rangle = \langle \psi_0 | [Q, \beta_{GT}^+ \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+] | \psi_0 \rangle \\ &= \langle \psi_0 | \underbrace{[Q, \beta_{GT}^+]}_I \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+ + \beta_{GT}^+ \underbrace{[Q, \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+]}_II | \psi_0 \rangle \end{aligned} \quad (\text{Ek E2})$$

komutasyon şeklinde yazalım. Önce ifadedeki ikinci terimi hesaplayalım.

$$\begin{aligned} [Q, \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+] &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sum_{n_2 n_3} \left(\psi_{n_2 n_3} [C_{n_2 n_3}, \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+] - \varphi_{n_2 n_3} [C_{n_2 n_3}^+, \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+] \right) \right. \\ &\quad \left. + \sum_{p_2 p_3} \left(\psi_{p_2 p_3} [C_{p_2 p_3}, \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+] - \varphi_{p_2 p_3} [C_{p_2 p_3}^+, \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+] \right) \right\} \end{aligned} \quad (\text{Ek E3})$$

Komutasyon bağıntılarının (4.32) ifadesinden yararlanırsak (Ek E2) ifadesindeki ilk terim

$$\langle \psi_0 | [Q, \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+] \beta_{GT}^+ | \psi_0 \rangle = 0 \quad (\text{Ek E4})$$

olur. Şimdi (Ek E2) ifadesindeki ilk terimi hesaplayalım.

$$[Q, \beta_{GT}^+] = \sum_{np} \sigma_{np} \left\{ \sqrt{2} u_n v_p [Q, C_{np}^+] - \sqrt{2} u_p v_n [Q, C_{np}] + v_n v_p [Q, D_{np}^+] + u_n u_p [Q, D_{np}] \right\} \quad (\text{Ek E5})$$

Bu ifadedeki komutasyonların (Ek D6) ve (Ek D7) sonuçları kullanılırsa

$$\begin{aligned}
\langle \psi_0 | [Q, \beta_{GT}^+] \alpha_{n_1}^+ \alpha_{p_1}^+ | \psi_0 \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{np} \sigma_{np} \left\{ \sum_{n_2 n_3} \psi_{n_2 n_3} u_n u_p (\delta_{n_2 n} A_{pn_3} \alpha_{n_1}^+ \alpha_{p_1}^+ - \delta_{n_3 n} A_{pn_2} \alpha_{n_1}^+ \alpha_{p_1}^+) \right. \\
&\quad \left. + \sum_{p_2 p_3} \psi_{p_2 p_3} v_n v_p (\delta_{p_2 p} A_{np_3} \alpha_{n_1}^+ \alpha_{p_1}^+ - \delta_{p_3 p} A_{np_2} \alpha_{n_1}^+ \alpha_{p_1}^+) \right\}
\end{aligned} \tag{Ek E6}$$

olarak elde edilir. Komütasyon bağıntılarının (4.48) bağıntılarından yararlanılırsa Gamow-Teller matris elemanının (Ek E1) ifadesi

$$M_{GT} = 2 \left\{ u_{p_1} \sum_n \sigma_{np_1} u_n \psi_{n_1 n} + v_{n_1} \sum_p \sigma_{n_1 p} v_n \psi_{p_1 p} \right\} \tag{Ek E7}$$

olarak elde edilir.

Ek F. $1^+ K \rightarrow 1^+ K'$ geçişi için Fermi beta geçiş matris elemanının hesaplanması.

Beta geçiş matris elemanı aşağıdaki şekilde yazılır.

$$M_F = \langle \varphi_K | \beta_F^+(\lambda, K'-K) | \varphi_K \rangle \quad (\text{Ek F1})$$

Bu ifadeyi

$$\begin{aligned} M_F &= \langle \psi_0 | Q \beta_F^+ \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+ | \psi_0 \rangle = \langle \psi_0 | [Q, \beta_F^+ \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+] | \psi_0 \rangle \\ &= \langle \psi_0 | \underbrace{[Q, \beta_F^+]}_I \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+ + \beta_F^+ \underbrace{[Q, \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+]}_II | \psi_0 \rangle \end{aligned} \quad (\text{Ek F2})$$

komutasyon şeklinde yazalım. Önce ifadedeki ikinci terimi hesaplayalım.

$$[Q, \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+] = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sum_{n_2, n_3} \psi_{n_2, n_3} [C_{n_2, n_3}, \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+] - \varphi_{n_2, n_3} [C_{n_2, n_3}^+, \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+] + \sum_{p_2, p_3} \psi_{p_2, p_3} [C_{p_2, p_3}, \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+] - \varphi_{p_2, p_3} [C_{p_2, p_3}^+, \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+] \right\} \quad (\text{Ek F3})$$

Komutasyon bağıntılarının (4.48) ifadesinden yararlanırsak (Ek F2) ifadesindeki ikinci terim

$$\langle \psi_0 | [Q, \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+] \beta_F^+ | \psi_0 \rangle = 0 \quad (\text{Ek F4})$$

olur. Şimdi (Ek F2) ifadesindeki ikinci terimi hesaplayalım.

$$[Q, \beta_{GT}^+] = \sum_{np} \langle n | p \rangle \left\{ \sqrt{2} u_n v_p [Q, A_{np}^+] - \sqrt{2} u_p v_n [Q, A_{np}] + v_n v_p [Q, B_{np}^+] + u_n u_p [Q, B_{np}] \right\} \quad (\text{Ek F5})$$

Bu ifadedeki ilk iki terimin değeri sıfıra eşittir ve kalan terimlerden gelen katkıya göre

$$\begin{aligned}
[Q, \beta_{GT}^+] = & \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{np} \langle n|p \rangle \left\{ \sum_{n_2 n_3} \psi_{n_2 n_3} u_n u_p \{ \delta_{nn_2} C_{pn_3} - \delta_{nn_3} C_{pn_2} \} \right. \\
& \left. - \sum_{n_2 n_3} \psi_{p_2 p_3} v_n v_p \{ \delta_{pp_2} C_{np_3} - \delta_{pp_3} C_{np_2} \} \right\}
\end{aligned} \tag{Ek F6}$$

olarak elde edilir.

$$\begin{aligned}
\langle \psi_0 | [Q, \beta_F^+] \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+ | \psi_0 \rangle = & \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{np} \langle n|p \rangle \left\{ \sum_{n_2 n_3} \psi_{n_2 n_3} u_n u_p \{ \delta_{nn_2} C_{pn_3} \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+ - \delta_{nn_3} C_{pn_2} \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+ \} \right. \\
& \left. - \sum_{n_2 n_3} \psi_{p_2 p_3} v_n v_p \{ \delta_{pp_2} C_{np_3} \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+ - \delta_{pp_3} C_{np_2} \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+ \} \right\}
\end{aligned} \tag{Ek F7}$$

ve komutasyon bağıntılarının (4.32) ifadelerinden yararlanılırsa Fermi geçiş matris elemanı

$$M_F = 2(u_{p_1} \sum_n \langle n|p_1 \rangle u_n \psi_{n_1 n} + v_{n_1} \sum_p \langle n_1|p \rangle v_p \psi_{p_1 p}) \tag{Ek F8}$$

şeklinde olur.

ÖZGEÇMİŞ

Zemine YILDIRIM, 26.08.1979'da Eskişehir'de doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini Sakarya'da tamamladı. 1998 yılında başladığı Sakarya Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden 2002 yılında mezun oldu. 2003 yılında başladığı yüksek lisans eğitimini 2005 yılında tamamlayarak Yüksek Fizikçi unvanını aldı. 2001–2007 yılları arasında Sağlık Bakanlığı'na bağlı farklı kurumlarda görev yaptı. 2005 yılında Sakarya Üniversitesi Fen-Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümünde doktora öğrenimine başladı. Halen aynı bölümde doktora öğrenimini sürdürmekte ve araştırma görevlisi olarak görev yapmaktadır.