

T.C.  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**BARYUM İZOTOPLARINDA MAKAS MOD 1<sup>+</sup>  
SEVİYELERİNİN BETA BOZUNUM  
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Hediye KARAÇAY**

**Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK**

**Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ali GULİYEV**

**Ocak 2011**

T.C.  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**BARYUM İZOTOPLARINDA MAKAS MOD 1<sup>+</sup>  
SEVİYELERİNİN BETA BOZUNUM  
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**


**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

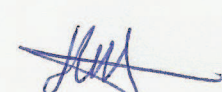
**Hediye KARAÇAY**

**Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK**

**Bu tez 24 /01 /2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.**

  
**Prof. Dr. Ali GÜLİMEV**  
Jüri Başkanı

  
**Prof. Dr. Osman ÇEREZCİ**  
Üye

  
**Yrd. Doç. Dr. Hakan YAKUT**  
Üye

## **TEŞEKKÜR**

Lisansüstü çalışmalarım da danışmanlığımı üstlenip yüksek lisans tez 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 GULİYEV'e teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Çalışmalarım sırasında katkı ve yardımlarıyla göstermiş olduğu anlayıştan dolayı Yrd. Doç. Dr. Zemine YILDIRIM'a, Yrd. Doç. Dr. Filiz ERTUĞRAL'a , Yrd. Doç. Dr. Hakan YAKUT'a teşekkür ederim. Lisansüstü ders dönemi süresinceengin bilgi ve tecrübelerinden istifade ettiğim fizik bölümünün bütün hocalarına teşekkürlerimi sunarım.

Aynı zamanda çalışmalarım boyunca manevi desteklerini esirgemeyen aileme, özellikle çalışmalarım boyunca yanımda olan eşim Abdullah KARAÇAY ve oğlum Abdülmelik KARAÇAY'a sonsuz teşekkürler.

## İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER .....	İii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	V
ŞEKİLLER LİSTESİ .....	Vii
TABLolar LİSTESİ.....	Viii
ÖZET.....	İx
SUMMARY.....	X
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
DEFORME ÇEKİRDEKLERİN TEK PARÇACIK VE SÜPER AKIŞKAN MODELİ.....	8
2.1.Woods-Saxon Potansiyeli.....	9
2.2..Süper Akışkan Model.....	11
BÖLÜM3.	
TEK-TEK ÇEKİRDELERİN TABAN HAL NİLSSON KUANTUM SAYILARININ BELİRLENMESİ.....	19
3.1. <sup>134</sup> La Taban Hal Konfigürasyonu.....	21
3.2. <sup>136</sup> La Taban Hal Konfigürasyonu.....	22
BÖLÜM 4.	
FERMİ VE GAMOW-TELLER BETA GEÇİŞ İHTİMALLERİ.....	24
4.1. $K^{\pi=1^+}$ Seviyelerin Dönme Değişmez QRPA Model.....	27

4.2. $1^+1 \rightarrow 1^+K$ Gamow-Teller Beta Geçiş İhtimali( $\Delta K=0$ ).....	31
4.3. $1^+1 \rightarrow 1^+K$ Fermi beta geçiş ihtimali ( $\Delta K=0$ ).....	33
4.4. Çift çekirdeklerde taban durumları arasındaki G-T ve Fermi Beta Geçişleri.....	35
4.4.1. Gamow-Teller $1^+ \rightarrow 0^+$ geçişi.....	36
4.4.2. Fermi $0^+ \rightarrow 0^+$ .....	37
4.5. Sayısal sonuçlar.....	38
4.5.1. Çift-çift $^{134}\text{Ba}$ çekirdeğinin beta geçiş özelliklerinin incelenmesi..	39
4.5.2. Çift-çift çekirdeklerde $^{136}\text{Ba}$ çekirdeğinin beta geçiş özelliklerinin incelenmesi.....	44

## BÖLÜM 5.

SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	51
---------------------------	----

KAYNAKLAR.....	53
EKLER.....	58
ÖZGEÇMİŞ.....	68

## SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

A	: Kütle Numarası
$\beta$	: Çekirdeğin Deformasyon Parametresi
Z	: Atom Numarası
B(M1)	: İndirgenmiş Magnetik Dipol Uyarılma İhtimali
Ba	: Baryum
$\Delta$	: Gap Parametresi
$\delta$	: Ortalama Alan Potansiyelinin Deformasyon Parametresi
G-T	: Gamow-Teller
F	: Fermi
HO	: Harmonik Osilatör
I	: Spin
$j$	: Açısal Momentum
$\lambda$	: Kimyasal Potansiyel
N	: Nötron
RPA	: Rastgele Faz Yaklaşımı
QRPA	: Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı
ft	: Kıyaslanabilir yarı ömür
$\sigma$	: Spin Operatörü
$\tau$	: İzotopik Spin Operatörü
SQP	: Tek kuazi parçacık
$g_A$	: G-T geçişi etkileşme sabiti
$g_V$	: F geçişi etkileşme sabiti
La	: Lantan
$M_{GT}$	: G-T beta geçiş matris elemanı
$M_F$	: Fermi beta geçiş matris elemanı
$\pi_i$	: ilk durum parametresi

$\pi_f$  : son durum parametresi  
WS : Woods-Saxon Potansiyeli

## ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	Woods-Saxon ve harmonik osilatör potansiyellerinin karşılaştırılması.....	9
Şekil 3.1.	Tek-tek $^{134}\text{La}$ çekirdeğinin taban halinden çift-çift $^{134}\text{Ba}$ çekirdeğinin taban haline $\beta^{(+)}$ geçişi.....	21
Şekil 3.2.	Tek-tek $^{136}\text{La}$ çekirdeğinin taban halinden çift-çift $^{136}\text{Ba}$ çekirdeğinin taban haline $\beta^{(+)}$ geçişi.....	23
Şekil 4.1.	$^{134}\text{Ba}$ çekirdeğinde dönme değişmez, dönme değişmez olmayan model ve SQP modelde hesaplanan $\omega_i$ (MeV) ve $\log ft$ değerlerinin karşılaştırılması.....	43
Şekil 4.2.	$^{136}\text{Ba}$ çekirdeğinde dönme değişmez, dönme değişmez olmayan model ve SQP modelde hesaplanan $\omega_i$ (MeV) ve $\log ft$ değerlerinin karşılaştırılması.....	48



## TABLolar LİSTESİ

Tablo 3.1.	$^{134}\text{Ba}$ ve $^{136}\text{Ba}$ çekirdekleri için $\Delta$ ve $\lambda$ nicelikleri.....	20
Tablo 3.2.	$^{134}\text{La} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$ taban-taban beta geçişleri için teorik sonuçlar...	21
Tablo 3.3.	$^{136}\text{La} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$ taban-taban beta geçişleri için teorik.....	22
Tablo 4.1.	$^{134}\text{Ba}$ ve $^{136}\text{Ba}$ çekirdekleri için $\Delta$ ve $\lambda$ nicelikleri .....	39
Tablo 4.2.	$^{134}\text{Ba}$ çekirdeğinde 3.3 MeV in altında dönme değişmez Hamiltoniyen ile değişmez olmaya hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan birkaç $K^\pi=1^+$ durumlarının karşılaştırılması.....	41
Tablo 4.3.	$^{134}\text{Ba}$ çekirdeğinde dönme değişmez hamiltoniyen ile hesaplanan $\omega_i$ (MeV) ve logft değerlerinin deneysel (Greenwood 1976) verileriyle karşılaştırılması.....	44
Tablo 4.4.	$^{136}\text{Ba}$ çekirdeğinde 3.3 MeV'in altında dönme değişmez Hamiltoniyen ile değişmez olmayan hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan birkaç $K^\pi=1^+$ durumlarının karşılaştırılması.....	46
Tablo 4.5.	$^{136}\text{Ba}$ çekirdeğinde dönme değişmez hamiltoniyen ile hesaplanan $\omega_i$ (MeV) ve logft değerlerinin deneysel (Mayer 1969) verileriyle karşılaştırılması.....	50

## ÖZET

Anahtar kelimeler:  $^{134-136}\text{Ba}$ , beta geçişler, Gamow-Teller (G-T) ve Fermi geçişleri, taban hal Nilsson kuantum sayısı, Deformasyon parametresi, QRPA, Makas mod.

Bu tez çalışmasının amacı çift-çift  $^{134}\text{Ba}$  ve  $^{136}\text{Ba}$  izotoplarının makas mod  $1^+$  seviyelerinin beta bozunum özelliklerinin incelenmesidir. Dönme Değişmez Rastgele Faz Yaklaşımı yöntemi (RIQRPA) kullanılarak bu araştırmada tek-tek  $^{134}\text{La}$  ve  $^{136}\text{La}$  izotoplarının iki kuaziparçacık konfigürasyonları  $[402]3/2$ - $[413]5/2$ ,  $[402]3/2$ - $[413]5/2$  olarak elde edildi. Bu konfigürasyonlardan yararlanarak makas mod  $1^+$  seviyelerinin beta bozunum oranları hesaplandı.

# SCISSORS MODE LEVELS OF BETA DECAY PROPERTIES OF BARIUM ISOTOPES

## SUMMARY

Key Words:  $^{134-136}\text{Ba}$ , beta transitions, Gamow-Teller (G-T) and Fermi transitions, Nilsson quantum number of the ground state, Deformation parameter, QRPA, Scissors mode.

The aim of this thesis is the investigation of the  $\beta$ -decay properties of the scissors mode  $1^+$  states of the even-even  $^{134}\text{Ba}$  and  $^{136}\text{Ba}$  isotopes. Using rotational invariant Random Phase Approximation (RIQRPA) in this research the two-quasiparticle neutron-proton configuration of odd-odd  $^{134}\text{Ba}$  and  $^{136}\text{Ba}$  isotopes were obtained. Using these configurations  $\beta$ -decay rates scissors mode  $1^+$  states have been calculated. The two-quasiparticle neutron-proton configurations  $[402]3/2-[413]5/2$ ,  $[402]3/2-[413]5/2$  of the ground states of the  $^{134}\text{La}$  and  $^{136}\text{La}$  have been found.



## BÖLÜM 1. GİRİŞ

Bu tez çalışmasında çift-çift deforme çekirdeklerde dipol seviyelerinin izinli Fermi ve Gamow-Teller beta geçiş, elektrik ve manyetik dipol özellikleri dönme Kuliev (2000) ve dönme değişmez olmayan Guliyev (2006) Hamiltoniyenler kullanılarak kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı (QRPA) çerçevesinde incelenmiştir. Taban hal Nilsson kuantum sayılarının belirlenmesi için geliştirilen yöntem çerçevesinde  $^{134}\text{La}$  ve  $^{136}\text{La}$  çekirdeklerinin taban hal Nilsson kuantum sayıları tayin edilmiştir. Bunlara ek olarak Fermi ve Gamow-Teller geçiş matris elemanları içinde elde edilen analitik formüllerin Yıldırım (2006) yardımıyla  $^{134}\text{La}$  ve  $^{136}\text{La}$  izotoplarında makas mod  $1^+$  seviyelerinin Fermi ve Gamow-Teller beta geçiş özellikleri dönme değişmez RPA çerçevesinde araştırılmıştır.

Çekirdek yapısının incelenmesinde nükleonlar arasındaki etkin kuvvetlerin sorumlu olduğu kolektif uyarılmalar önemli bir yer tutmaktadır. Bu uyarılmalar 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 vermektedir. Dipol uyarılmaların parametrelerine 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. Çok parçacıklı sistemlerin incelenmesinde çoğu zaman yaklaşımlı modeller kullanılır.

Küresel çift-çift çekirdeklerde  $1^+$  uyarılmaları spin-orbit çiftlerinin nötron-nötron (proton-proton) seviyeleri arasındaki parçacık hol geçişleri ile alakalıdır. Bu nedenle spektroskopik enerji bölgesinde (4 MeV'in üstü)  $1^+$  seviyeleri kayda değer bir sayıda beklenemez ve bu Guliyev (2000), Ponomarev (1980), Bohr (1974) tarafından yapılan daha önceki hesaplamalarda doğrulanmıştır.

Deforme çekirdeklerde aksel simetrik ortalama potansiyelden dolayı  $j$  açısal momentum korunmaktadır. Bunun sonucu olarak çekirdeğin tabaka yapısı bozulur ve her bir  $j$ -kabuğu  $2j+1$  sayıda seviyelere ayırır. Bu durumda aksel simetriden dolayı  $j$  kuantum sayısının yalnız  $z$  bileşeni olan  $K$  kuantum sayısı korunur. Buna göre deforme çekirdeklerde aksel simetriden dolayı  $1^-$  ve  $1^+$  seviyelerinin  $K=0$  ve  $K=1$  olmak üzere iki farklı dalı vardır Okamoto (1958). Çekirdekdeki  $K=1$  dalı ise simetri ekseni boyunca olan titreşimlere karşı gelir. Deformasyondan dolayı meydana gelen simetri kırılımı deforme çekirdeklerde  $1^-$  ve  $1^+$  dipol seviyelerinin yoğunluğunun ( $\rho = 10 \text{ MeV}^{-1}$ ) artmasına neden olur.

Manyetik dipol titreşimlerinin iki dalı vardır. Bu titreşimlerin düşük enerjili dalı maksimum 3 MeV civarında yerleşen orbital karakterli makas mod rezonansını oluşturur. Yüksek enerjili kolektif dal ise 7-9 MeV enerji aralığında spin-titreşim karakterli M1 rezonansını meydana getirir Gabrakov (1972). Son zamanlarda düşük enerjili, 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 mod uyarılmalarının keşfidir. Çekirdekte nötron ve proton sistemlerinin simetri eksenleri çekirdek simetri ekseni etrafında birbirine karşı makas bıçaklarına benzer titreşimler yaptığından 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 proton-proton, nötron-nötron ve proton-nötron etkileşimi bozon modelinde Iachello (1981) teorik olarak ön görülmüştür. Makas mod ilk defa 1984'de yüksek çözünürlüklü esnek olmayan elektron saçılma ( $e,e'$ ) deneyleri sonucu  $^{156}\text{Gd}$  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  $^{46}\text{Ti}$ ) başlayarak aktinidlere kadar geçiş ve gama yumuşak çekirdekler de Richter (1995), Kneissl (1996) dahil olmak üzere periyodik cetvelin geniş bir bölgesinde yerleşen sürekli deformasyonlu kararlı izotoplar da gözlenmiştir.

Mikroskobik model RPA kullanılarak yapılan bir sıra hesaplamalar toplam B(M1) gücünün ancak küçük deformasyonlar için deformasyon parametresinin karesi  $\delta^2$  ile doğru orantılı olduğunu göstermiştir Scholten (1985), Barret ve Helse (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(RIRPA)'da bu deneysel  $\delta^2$  ile orantılı olduğu teyit edilmiştir. Bu seviyelerin manyetik momentlerinin incelenmesi de makas mod uyarılmalarının çalışılmasında önemli bir konudur. QRPA çerçevesinde makas modun manyetik moment özellikleri geniş bir şekilde Yakut (2007, 2005) makalelerinde incelenmiştir. Bu mod ilk kez şematik modeller çerçevesinde Rowe (1997), Lipparini ve Stingari (1983) ve Bes ve Broglia (1984) tarafından çalışılmıştır. Daha sonra bu modun özelliklerini daha detaylı araştırmak için mikroskobik modeller geliştirilmiştir. Bir kaç teorik çalışmalarda da deneyde gözlenen  $\delta^2$  yasası açıklanmaya çalışılmıştır. Bir çok mikroskobik hesaplamalar Soloviev et al. (1996), Nojarov (1994), Zawischa (1998), Moya de Guerra et al.(1987), Nojarov ve Faessler et al. (1988, 1990), Faessler (1989), Ratuta (1995) toplam B(M1) gücünün deformasyon parametresine göre  $\delta^2$  yasasını yakın bir sonuç verir. Fakat toplam kural yaklaşımı Lo Iudice ve Richter (1993), genelleştirilmiş koherent (Lo Iudice ve Raduta) ve dönme değişmez QRPA modelleri kullanan Kuliev et al. (2000) araştırmalarının 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 (1998) çalışmasına bakılabilir. Bir çok durumda özellikle kabuk ortasına yakın iyi deforme nadir toprak çekirdekleri için makas modun uyarılma enerjisinin ve toplam M1 uyarılma gücünün değişimi çok küçüktür Enders et al.(1999), Von Neumann Cosel et al. (1995). Bunun yanı sıra makas modun genel özellikleri deformasyonun küçükten büyüğe doğru artan izotop zincirleri için iyi anlaşılırken kapalı kabuklara yakın çekirdekler ( $\gamma$ -soft) için ise açık bir sorudur. Bu bölgedeki çekirdeklerde proton ve nötron sistemlerinin simetri eksenlerinin makasa benzer hareketinden sapması gözlenebilir. Manyetik dipol

uyarılma gücü geçiş çekirdeklerinde örneğin <sup>194,196</sup>Pt Brentano et al. (1996), Linnemann et al. (2003), <sup>134,136</sup>Ba Maser et al. (1996), Pietralla et al. (1988), Osmiyum Fransen et al. (1999), Tellür izotoplarında Georgii et al. (1995), Schwengner (1997) ve <sup>94</sup>Mo'de Pietrella et al. (1999) deneysel olarak araştırılmıştır. Bu çekirdeklerin hepsinde makas mod tespit edilmesine rağmen, eksenel simetrisinin kaybı yüzünden iyi deforme çekirdeklerden farklı geçiş özellikleri gözlenmiştir Pietrella et al. (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. Sadece platinyum ve baryum izotoplarının mevcut deneysel verileri ile geçiş çekirdeklerinde makas modun varlığının söylenmesi yetersizdir. Kapalı kabuk yakınındaki (N,Z)=82 çekirdeklerde  $\delta$  bağımlılığından sapmayı belirlemek için daha hassas deney cihazlarının kullanılması oldukça önemlidir. Eksenel deforme alan varsayımı ağır baryum çekirdekleri için inandırıcı olmamasına rağmen şimdiki durumda dipol modlar için deneysel olarak gözlenen ince yapının anlaşılabilmesini sağlayan yegane yaklaşımdır Maser (1996), Pietralla et al. (1998). Gözlemlenen dipol durumların yüksek yoğunluğu çekirdek taban durumunda küreseldir varsayımı ile açıklanamayabilir ve bu durum gerçekte kuaziparçacık fonon modelinde Ponomarev et al. (1980) ve QRPA'da Guliyev et al. (2000,2001) daha önceki hesaplamalarda doğrulanmıştır.

Makas mod seviyelerinin orbital karakterli olmamasının direkt ispatı manyetik moment ölçümleri, proton saçılma (p,p') ve  $\beta$ -bozunum deneyleri ile sağlanabilir. Bu deneylerde  $1^+$  seviyeleri sadece spin kısmından dolayı uyarılır. Beta 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 sergileyecektir. Doğrudan da elektron saçılma ve NRF deneylerinde kolay uyarılan  $1^+$  seviyelerinin (p,p') deneylerinde zayıf uyarılması Djalali ve arkadaşları tarafından Djilali (1985) kanıtlanmıştır. Yapılan NRF deneylerinin bir çoğunda gözlenen seviyelerin spinleri belli olduğu halde pariteleri belirsizdir. Buna karşın izinli Fermi, G-T beta bozunumlarında ise gözlenen dipol seviyelerin pariteleri belli spinleri belirsizdir. Buna göre iki deneyde gözlenen aynı enerjili bir seviyenin spini, paritesi tam olarak belirlenebilir. Örneğin



beta bozunum ve NRF verilerinin birlikte karşılaştırılması sonucu  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinde birkaç seviyenin pariteleri, spinleri ve spin ya da orbital karakterli olmaları kesin olarak belirlenmiştir Guliyev (2006).

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  $\beta$ -geçişlerinin oranlarındaki deneysel gözlenen yavaşlama açıklanmaya çalışılmış daha sonra bunun istatistiksel bir metodu Yamada (1965,1969) tarafından geliştirilmiştir. Kütle sayısı tek olan iyi deforme nadir topak 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 çalışma ise  $^{117-123}\text{Ba}$  izotoplarında izinli GT  $\beta^+$  geçişlerinin güç fonksiyonları rastgele faz yaklaşımı metodu kullanılarak araştırılmıştır. Sonraki yıllarda Kuliev (1971) çift çekirdekler arasında izinli Fermi ve GT geçişlerinin teorisini geliştirmiş,  $^{156}\text{Eu}$  ve  $^{156}\text{Ir}$  tek-tek çekirdeklerinde  $0^+$  ve  $1^+$  seviyelerinin beta bozunum güç fonksiyonları incelenmiştir. Görüldüğü gibi bu konuda deforme çift-çift çekirdeklerle ilgili herhangi teorik bir çalışma bulunmamaktadır. Sadece teorik olarak ilk defa  $^{170}\text{Lu}$  çekirdeğinin beta bozunumu sonucu  $^{170}\text{Yb}$  çekirdeğinde  $1^+$  seviyelerinin gözlenebilmesine 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), Dzhelepov (1969). Bu deneylerde  $^{170}\text{Lu}$  çekirdeğinin  $\beta^+$  bozunumu sonucu  $^{170}\text{Yb}$  çekirdeğinde uyarılan  $1^+$  seviyelerinin yarı ömürleri ölçülerek logft değerleri hesaplanmıştır. Fakat şu ana kadar deforme çift-çift çekirdeklerle  $1^+$  seviyesinde  $\beta$  – bozunum özellikleri teorik olarak hiç araştırılmamıştır. Bu nedenle ilk defa Yıldırım (2009)'da  $^{170}\text{Yb}$  çekirdeğinin makas mod  $1^+$  seviyesinin  $\beta$  –bozunum özellikleri bir araştırma olarak incelenmiştir. Bu çekirdek düşük enerjili makas mod  $1^+$  seviyelerinin beta bozunumunu araştırmak için onu çekici yapan oldukça büyük bir  $Q_{\beta}^{(+)}$  ( $\beta$ - geçiş enerjisi) değerine (3.45 MeV ) sahiptir. Makas mod  $1^+$  durumlarını araştırmaya ilginin artmasıyla düşük enerjili  $1^+$  durumlarının beta bozunum özelliklerini mikroskobik yaklaşımla araştırmak ilgi çekici olmuştur.

İkinci bölümde tek parçacık modeli ve Woods-Saxon potansiyeli ele alınmıştır. Bu bölümde bahsedilen bağımsız parçacıklar modeli çekirdek uyarılmalarında parçacıklar arasındaki etkin kuvvetlerin rolünün sayısal olarak incelenmesinin temelini oluşturur. İncelenen çekirdekler için uygun bir potansiyelin seçilmesiyle elde edilen tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları teoreminin güvenilirliği bakımından çok önemlidir. Woods-Saxon potansiyelinin çekirdek yüzey kesiminin kalınlığını doğru tasvir etmesi ve sonlu derinlikli olmasından dolayı elde edilen başarıları vurgulanmış ve incelenen çekirdekler süperakışkan özellikleri sergilediğinden hesaplamalarda süper akışkan model baz alınmıştır. Bu bölümde süperakışkan modelin temel prensipleri ve nümerik hesaplamalarda kullanılan özel yer verilmiştir.

Üçüncü bölümde tek-tek çekirdeklerin taban durum Nilsson kuantum sayılarının belirlenmesi için geliştirilen yöntem çerçevesinde  $^{134}\text{Ba}$  ve  $^{136}\text{Ba}$  izotoplarının bilinen nötron-proton kuaziparçacık yapısı teyit edildikten sonra  $^{134}\text{La}$  ve  $^{136}\text{La}$  çekirdeklerinin taban hal Nilsson kuantum sayıları tayin edilmiştir. Taban hal Nilsson kuantum sayıları bilinmeyen tek-tek çekirdeklerin taban hal kuantum sayılarının belirlenmesi için Yıldırım(2008)'de geliştirilen yöntem bu bölümde kullanılarak spini ve beta bozunum logft değeri belirli fakat Nilson 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.  $^{134}\text{La}$  ve  $^{136}\text{La}$  çekirdeklerinin taban hal Nilsson kuantum sayıları belirlenmiştir. Orbital karakterli  $1^+$  seviyelerinin  $\beta$  bozunum özelliklerinin incelenmesi için tek-tek ana çekirdeğin yapısının (Nilsson kuantum sayıları ve spini) bilinmesi çok önemlidir. Çift-çift çekirdeklere  $1^+$  seviyelerinin izinli GT ve Fermi  $\beta$  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  $\beta$  bozunuma uğrayan çekirdeklerin Nilsson kuantum sayıları bilinmemektedir. Bu kuantum sayıları kullanılarak komşu çift-çift çekirdeklerdeki beta( $\beta$ ) bozunmada gözlenebilen spini  $1^+$  ( $K=1$ ) olan seviyelerin enerjileri, logft değerleri ve B(M1) uyarılma ihtimalleri başarıyla hesaplanabilmektedir.

Dördüncü bölümde beta prosesleri ile ilgili ayrıntılı bilgi verilmiştir. Daha sonra  $^{134}\text{La}$  ve  $^{136}\text{La}$  çekirdeklerinin beta bozunumu sonucu  $^{134}\text{Ba}$  ve  $^{136}\text{Ba}$  izotoplarında uyarılan makas mod  $1^+$  seviyelerinin GT ve Fermi beta geçiş özellikleri araştırılmıştır. Dönme değişmez QRPA çerçevesinde enerji spektrumları, beta geçiş uyarılma matris elemanları ve uygun logft değerleri fortran programı kullanılarak sayısal hesaplamalar yapılmıştır.

Beşinci bölümde bu tez çalışmasında elde edilen sonuçlar bölüm sırasına uygun olarak sunulmuştur.

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

## BÖLÜM 2. DEFORME ÇEKİRDEKLERİN TEK PARÇACIK VE SÜPER AKIŞKAN MODELİ

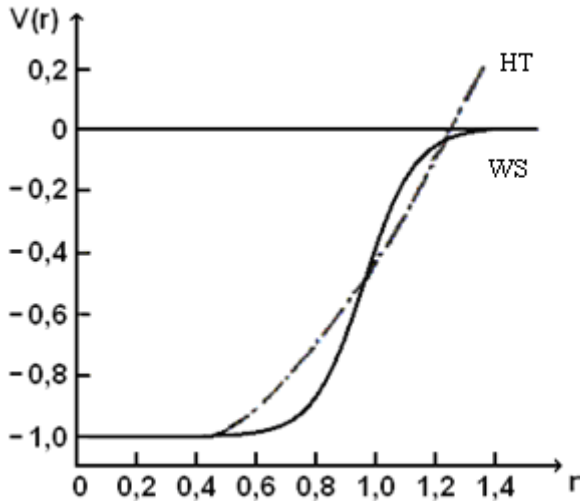
Kabuk modelde çekirdek içerisindeki nükleonlar, ortalama bir potansiyel alan içinde birbirinden bağımsız olarak hareket ederler. Ancak çekirdek içerisinde bilinen ortalama bir alan olmadığından, Hartree-Fock metodu iki nükleon arasındaki etkileşim kuvvetinin bir potansiyele neden olabileceğini ve bu şekilde etkileşen bütün nükleonların çekirdekte ortalama bir potansiyel alanı oluşturabileceğini matematiksel olarak göstermiştir Ring ve Schuck (1980). Çekirdeklerin özelliklerini ve çekirdek yapısını açıklayabilmek için ortaya çıkan çekirdek modellerinin temelinde potansiyeller için belirli varsayımlar bulunduğundan, modelin başarısı potansiyel seçiminin doğruluğuna bağlıdır.

Nötron ve proton sayısı sihirli sayıya karşılık gelen çekirdeklerin küresel simetriye sahip olduğu bilinmektedir. Nötron ve proton sayısı sihirli sayılardan uzaklaştıkça çekirdeğin küresel simetrisi bozulur ve yeni bir potansiyelin tanımlanması gerekir.

Deforme çekirdeklerin incelenmesinde ilk kullanılan modellerden biri anizotropik titreşim potansiyeli kullanılan Nilsson modelidir Nilsson (1955). Bu modelde ortalama alan potansiyeli olarak harmonik anizotropik potansiyeli 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. Kullanılan potansiyelin sonsuz duvarlı olmasından dolayı belirli zorluklarla karşılaşmıştır. Bu zorlukların aşılması için son zamanlarda en yaygın kullanılan potansiyel Woods-Saxon potansiyelidir.

## 2.1. Woods-Saxon Potansiyeli

Çekirdek yapısının incelenmesinde elde edilen sonuçların hassaslığı kullanılan ortalama alan potansiyelinden 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.



Şekil 1. Woods-Saxon (WS) (kalın düz çizgi), Harmonik osilatör (HO) (kesikli çizgi) potansiyellerinin karşılaştırılması. Yarıçap  $R_0$ , potansiyel ise  $V_0$  birimlerindedir

Buna göre de deforme çekirdeklere ortalama alan potansiyelinin analitik formu genellikle Woods-Saxon potansiyeli gibi seçilir. Woods-Saxon ve harmonik osilatör potansiyeli şekil 1'de karşılaştırılmıştır. Woods-Saxon potansiyeli küresel simetrik ve sonlu derinlikte bir potansiyeldir. Bu potansiyelin yüzey etrafındaki kısmı saçılma reaksiyonları için çok önemlidir ve çekirdek içindeki nükleonların yoğunluk dağılımını çok güzel ifade etmektedir. Woods-Saxon potansiyeli çekirdek dışında eksponansiyel olarak sifıra gider (bkz şekil 2.1)  $r = R_0$  eş potansiyel yüzeyi,

çekirdeğin merkezindeki potansiyelin yarısına karşılık gelir. 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 potansiyelidir.

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

Parametrelerin genel seçimi

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

Burada

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

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

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  $V_0 = 53 \text{ MeV}$ ,  $R_0 = r_0 A^{1/3}$ ,  $r_0 = 1.24 \times 10^{-13} \text{ cm}$ , yüzey kalınlığı  $a = 0.63 \times 10^{-13} \text{ cm}$ , 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. Yüzey etkisi ihmal edilirse coulomb potansiyeli aşağıdaki şekilde yazılır.

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

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 Barden (1957). İlk defa 1957 yılında Bogolyubov tarafından süperakışkan teorisinin kuantum mekaniği ve matematiksel analizi yapılmıştır. Daha sonra Barden, Cooper, Schieffer tarafından süperiletkenlik olayını açıklamak için kullanıldı Suhonen (1997), Klapdor (1996), Bogolyubov 1960). BCS teorisi ismini, bu teoriyi açıklayan bilim insanları olan Barden, Cooper, Schieffer isimlerinin baş harfleri kısaltılarak literatüre geçmiştir. BCS teorisi, sıfır direnç ve akı gibi belirgin iletkenlik özelliklerinin açıklanmasında başarılı olmuştur. Bu teori mikroskobik bir teoridir. Bilindiği gibi çift-çift çekirdeklerin spektrumlarında da, süper iletken metallerin enerji spektrumlarında olduğu gibi, bir enerji aralığı bulunmaktadır. Spektrumlardaki bu benzerliği ilk defa Bohr, Nilsson ve Pines fark etmiş ve daha sonra süperiletken katıların BCS teorisi Belyaev, Migdal, Soloviev teorisyenleri tarafından atom çekirdeğine uygulanmıştır. Süperakışkan nükleer modelin denklemleri birkaç yolla elde edilebilir. Aşağıda

Bugolyubov'un kuaziparçacık metodu ve varyasyon ilkesine dayanan yol izlenecektir. Burada amacımıza uygun hamiltoniyen,

$$H_0 = H_{sp} + H_{pair} \quad (2.7)$$

Burada  $sp$  indisi tek-parçacık hamiltoniyenini,  $pair$  indisi de eşleme etkilemesini işaret etmektedir. İkinci kuantumlama tasvirinde söz konusu nükleer hamiltoniyen  $a_{s\sigma}$  yok etme ve  $a_{s\sigma}^+$  yaratma parçacık operatörleri cinsinden

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

şekindedir. Burada  $E_0(s)$  renormalize olmamış tek parçacık enerjisi,  $G_\tau$  çiftlenim etkileşmesi sabiti,  $\lambda_\tau$  kimyasal potansiyel,  $a_{s\sigma}^+$  parçacık yaratma operatörü,  $a_{s\sigma}$  parçacık yok etme operatörü olarak tanımlanmaktadır.

$a_{s\sigma}^+$  ve  $a_{s\sigma}$  operatörlerinin lineer kanonik dönüşümü, parçacık operatörlerinin yerine kuaziparçacık operatörlerini yazmak için kullanılır. Böyle bir kanonik dönüşüm,

$$a_{s\sigma}^+ = u_s \alpha_{s-\sigma}^+ + \sigma v_s \alpha_{s\sigma} \quad (2.9)$$

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

$u_s$  ve  $v_s$  parçacık bulunma olasılıklarını belirleyen parametrelerdir. Bu dönüşüm kanoniklik koşulunu sağlaması için kuaziparçacık operatörlerinin de fermiyon cebirine uyması gerekir. Bu cebre uymaları için gerekli koşul

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



olmasıdır. (2.10) denklemi bütün reel fonksiyonlar için geçerli olduğundan fermiyonları tasvir edecektir. (2.9) ifadesindeki denklemin kanonik dönüşümünün tersi (2.10) ifadesi kullanılarak

$$\alpha_{s\sigma} = u_s a_{s'-\sigma} + \sigma v_s a_{s\sigma}^+ \quad (2.11)$$

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

şeklinde yazılır. Kuaziparçacık vakum dalga fonksiyonu  $|0\rangle$  üzerine kuaziparçacık yok etme operatörünün etkisi,

$$\alpha_{s\sigma}|0\rangle = 0 \quad (2.12)$$

biçimindedir. Süperakışkan modelde nükleonlar arasındaki (nötron-nötron, proton-proton) çiftlenme etkisi (çekim), birbirine konjuge olan seviyelerde (parçacıklar  $s\sigma$  ve  $s-\sigma$  hallerinde) ve toplam açısız momentumu sıfır olan hallerde meydana gelir. Böylece  $a_{s\sigma}^+$  ve  $a_{s\sigma}$  operatörlerinden yararlanarak çiftlenme etkisi gösteren sistemin hamiltoniyeni

$$\langle 0|H|0\rangle = 2\sum_s \{E_0(s) - \lambda_n\} v_s^2 - G_N \left( \sum_s u_s v_s \right)^2 - G_N \sum_s v_s^4 \quad (2.13)$$

şeklinde bulunur. Dikkat edilirse bu ortalama sonucunda çıkan üçüncü terim birinci içine alınabilir. Bu işlem ortalama alan enerjisini,

$$E(s) = E_0(s) - \frac{G_N}{2} v_s^2 \quad (2.14)$$

ile renormalize ederek yapılabilir.  $-\frac{G_N}{2} v_s^2$  terimi ortalama nükleer alanın çiftlenme korelasyonlarının karakteristiğiyle tasvir edilir. (2.14) ifadesindeki renormalizasyon

kullanılırsa, belli yaklaşıklıkla çiftlenme etkileşiminin ortalama alanın tek-parçacık seviyeleri üzerinde etkisi yoktur. (2.14) ifadesini kullanarak hamilton ifadesini yeniden yazalım,

$$\langle 0|H|0\rangle = 2\sum_s \{E(s) - \lambda_n\} v_s^2 - G_N \left( \sum_s u_s v_s \right)^2 \quad (2.15)$$

(2.14) formülündeki  $u_s$  ve  $v_s$  fonksiyonları enerjinin minimum olma koşulundan belirlenecektir. Yani varyasyon prensibine dayanan bir metod kullanılmaktadır. İlave edeceğimiz  $\mu_s$  lagrange çarpanı (2.10) ifadesindeki şartın ( $\eta_s = u_s^2 + v_s^2 - 1 = 0$ ) geçerliliğini sağlamlaştırmaktadır.  $\delta u_s$  ve  $\delta v_s$  varyasyonları formal olarak birbirinden bağımsızdır. Yani varyasyon her ikisi içinde ayrı ayrı uygulanır. Eğer

$$\delta \left[ \langle 0|H|0\rangle + \sum_s \mu_s \eta_s \right] = 0 \quad (2.16)$$

şartını sağlıyorsa, enerji bir ekstramuma sahiptir.

$$4\{E(s) - \lambda_n\} v_s - 2G_N u_s \sum_{s'} u_{s'} v_{s'} - 2\mu_s v_s = 0$$

$$- 2G_N u_s v_s \sum_s u_{s'} v_{s'} - 2\mu_s v_s = 0$$

elde edilir. Bu denklemlerde  $\eta_s$  ortadan kaldırılmak istenirse ilk denklem  $u_s$  ile ikinci denklem ise  $v_s$  ile çarpılır ve elde edilen denklemler birbirinden çıkarılırsa,

$$2\{E(s) - \lambda_n\} u_s v_s - (u_s^2 - v_s^2) G_N \sum_s u_s v_s = 0 \quad (2.17)$$

ifadesine varılır. Denklem (2.17) aşağıdaki şekilde iki çözüme sahiptir:

1- Kabuk modeline işaret eden  $u_s v_s = 0$  çözümü (normal hal çözümü). Bu çözüm basamak fonksiyonu cinsinden şöyle ifade edilebilir. Basamak fonksiyonu sadece 1 ve 0 değerlerini alan özel bir fonksiyondur. Basamak fonksiyonuna bağlı olarak bu çözümle elde edilen  $u_s$  ve  $v_s$  fonksiyonlarının ifadesi şöyle olur:

$$u_s = 1 - \theta \quad , \quad v_s = \theta$$

Burada  $E(s) < \lambda_n$  ise  $\theta = 1$  ve  $E(s) > \lambda_n$  ise  $\theta = 0$  şeklindedir. Elde edilen bu çözüm dikkatle incelenirse çekirdeğin kabuk yapısına işaret ettiği görülür. Tek parçacık enerjisi fermi enerji yüzeyinin altında ise  $u_s = 0$  ve  $v_s = 1$  olmaktadır. Bu demektir ki fermi enerji yüzeyi altında bulunan haller tamamen doludur. Tek parçacık enerjisi fermi enerji yüzeyinin üzerinde ise  $u_s = 1$  ve  $v_s = 0$  olmaktadır. Bu durumda fermi enerji yüzeyi üzerindeki hallerin parçacıklar tarafından doldurulmadığını, tamamen boş bırakıldığını gösterir.

2- Süperakışkan çözüm

$$\Delta_n = G_N \sum_s u_s v_s \quad \text{şeklinde bir parametre tanımlanırsa} \quad \varepsilon(s) = \sqrt{\Delta_n^2 + [E(s) - \lambda_n]^2}$$

kuaziparçacık enerjisi olmak üzere, yukarıdaki denklemlerden  $u_s$  ve  $v_s$  için;

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \quad , \quad v_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \quad (2.18)$$

şeklinde istenen çözümler elde edilir. Bu çözümler,  $\Delta_n$  parametre denkleminde yazılırsa,

$$1 = \frac{G_N}{2} \sum_s \frac{1}{\sqrt{\Delta_n^2 + [E(s) - \lambda_n]^2}} \quad (2.19)$$

ve  $N = 2 \sum_s v_s^2$  sayı operatörüne götürülürse,

$$N = \sum_s 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\sqrt{\Delta_n^2 + [E(s) - \lambda_n]^2}} \quad (2.20)$$

denklemleri elde edilir. Süperakışkan çözümde  $u_s$  ve  $v_s$  bulunma olasılıklarına dikkat edilirse 0-1 arasındaki tüm değerleri alabilecekleri görülür. Bu durum fermi enerji yüzeyinin altında ve üzerinde parçacıklarında boşluklarında bulunabileceğini gösterir. (2.18) ifadeleri (2.16)'da yerine konulursa taban durum enerjisi için,

$$\epsilon_0^n = \sum_s 2E(s)v_s^2 - \frac{\Delta_n}{G_N} \quad (2.21)$$

bulunur. Bu denkleme dikkat edilirse  $\Delta_n=0$  hali tek parçacık enerjilerinin toplamından taban enerjisini verir.  $\Delta_n \neq 0$  çözümü ise çekirdeğin BCS modeline göre süperakışkan çözüme karşılık gelmektedir. Görüldüğü gibi süperakışkan halde çekirdeğin taban enerjisi kabuk modeline göre elde edilen taban enerjisinden aşağıdadır yani daha derindedir. Bu da çift-çift çekirdeklerin kararlılığını iyi bir şekilde açıklamaktadır. Yukarıda kullanılan yöntem BCS teorisinin kuaziparçacık yöntemi ile türetilmesidir. Oysa Barden, Cooper ve Schriffer orijinal teorisinde kuaziparçacık metodu yerine,

$$\Psi_0 = \prod_{s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \Psi_{00} \quad (2.22)$$

şeklinde bir deneme taban dalga fonksiyonunu kullanarak yukarıdaki sonuçlara ulaşılar (Bardeen 1957). İki metot birbirine eşdeğerdir. Bu ifadedeki  $u$  ve  $v$  katsayılarının fiziksel anlamları açıklanabilmektedir.  $u_s^2$  ve  $v_s^2$   $s\sigma$  ve  $s-\sigma$  seviyelerinin dolu ve boş olma olasılıklarını göstermektedir. BCS eşitliği, tek parçacık modelinde yani çiftlenme etkileşmesinin olmadığı halde ( $G \rightarrow 0$ ,  $\Delta \rightarrow 0$ ) dolu seviyeler için  $v_s^2 \rightarrow 1$  ve boş seviyeler için  $u_s^2 \rightarrow 0$  olduğunu ifade eder.

Nükleonların çiftlenme etkileşmesi çekicidir ve  $G$  değeri genellikle yeteri kadar büyüktür. Böylece çekirdek taban durumu süperakışkandır ( $\Delta \neq 0$ ). Sistemin taban dalga fonksiyonu (2.22) bağıntısından görüleceği gibi;  $v_s^2$  taban durum  $\Psi_0$  'da ( $s$  ve  $-s$ ) seviyesinde çiftin olması ihtimalini,  $u_s^2$  ise ( $s$  ve  $-s$ ) seviyesinin boş olma ihtimalini verir. Eğer reaksiyon çok çekici ve tepkime sabiti olan  $G_N$  (veya  $G_z$ ) değeri çok küçük değilse, nükleon reaksiyonu süperiletken çiftleşme korelasyonuna sebep olur. Eğer (2.23) eşitsizliği geçerli ise (2.19)'un normal çözümleri var olur.

$$\frac{G_N}{2} \sum_s \frac{1}{|E(s) - \lambda_n|} > 1 \quad (2.23)$$

Bu şart sihirli olmayan orta ve ağır çekirdeklerin çoğunda sağlanır. Yani nükleer taban durumlar süperakışkandır. Orta ve ağır çekirdeklere süperakışkan nötron-proton çiftlenme korelasyonu yoktur. Böyle bir korelasyon olması için;

$$|\Delta_n - \lambda_p| < 2\Delta \quad (2.24)$$

şartı sağlanmalıdır. Yani nötron ve protonun kimyasal potansiyelleri arasındaki fark  $2\Delta$ 'dan daha küçüktür Soloviev (1976). Denklem (2.24) ifadesindeki bu şart orta ve ağır çekirdeklere sağlanmaz. Eğer süperakışkan nötron-nötron ile proton-proton çiftlenme korelasyonları mevcut, nötron-proton korelasyonu yoksa, o zaman bir hafif çekirdeğin taban durumu enerjisi minimum olur Afanasiev (1967). Bu sonuçta bağımsız kuaziparçacıklar modeli çerçevesinde hafif çekirdeklere süperakışkan nötron-proton çiftlenme korelasyonlarının olmadığını gösterir. Nükleer süperakışkan modelde ele alınan matematiksel yaklaşım metotları parçacık sayısını tam olarak korumamaktadır. Yani parçacık sayısında küçük dalgalanmalar oluşmaktadır. Şimdi taban durumda bulunan nötron parçacık sayısında oluşan dalgalanmayı tahmin edelim. Bunun için  $\Psi_0$  durumundaki parçacık sayısı dalgalanmalarının ortalama karesini hesaplamalıyız. Yani,

$$\begin{aligned}
(\Delta N)^2 &= \left\langle \left( \sum_{s\sigma} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} \right)^2 \right\rangle - \left| \left\langle \sum_{s\sigma} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} \right\rangle \right|^2 \\
&= \sum_s 4u_s v_s = \sum_s \frac{\Delta_n^2}{\Delta_n^2 + \{E(s) - \lambda_n\}^2}
\end{aligned} \tag{2.25}$$

ifadesini buluruz. Parçacık sayısı dalgalanmalarının küçük olmadığı açıktır. Eğer  $\Delta_n$  sıfıra yaklaşırsa  $(\Delta N)^2$ 'de sıfıra yaklaşır. (2.11) ifadesindeki koşul sağlandığında parçacık sayısının ortalama olarak korunacağı ve bunun için  $\lambda_n$  Lagrange çarpanı gereklidir.

$$\lambda_n = \frac{\delta \langle H_0(n) \rangle_0}{\delta N} \tag{2.26}$$

şeklinde yazabiliriz. Yani  $\lambda_n$  bir nötron eklendiğinde taban durumu enerjisinde meydana gelen değişmeye eşittir Soloviev (1976).

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

Çift çekirdeklerin beta özelliklerinin incelenmesinde beta bozunuma uğrayan ana çekirdeğin spini ve paritesinin bilinmesi kız çekirdekte uyarılan çekirdekte uyarılan seviyelerin spinlerinin ve paritelerinin gözlenmesine imkan sağlamaktadır. Deforme çekirdeklerde tek-tek çekirdeğin taban hal nötron ve proton Nilsson kuantum sayılarının belirlenmesi gerekir. Tek-tek çekirdeklerin taban hal kuantum sayılarının belirlenmesi için Yıldırım (2008)'de geliştirilen yöntem kullanılarak spini ve beta bozunum logft değerleri belirli fakat Nilsson kuantum sayıları bilinmeyen tek-tek çekirdeğin taban hal nötron-proton kuaziparçacık yapısının tayin edilmesi için birkaç tane en düşük iki kuazi parçacık seviyeleri hesaplanmıştır. Deneye en uygun logft değeri düşük enerjili seviye tek-tek çekirdeğin taban durum nötron-proton kuantum sayıları olarak seçilmiştir. Burada taban hal kuantum sayıları bilinmeyen tek-tek  $^{134}\text{La}$  ve  $^{136}\text{La}$  çekirdeklerinin taban hal kuantum sayıları belirlenmiştir. Komşu çift-çift çekirdeklerdeki  $\beta$  bozunmada gözlemlenebilen spini  $1^+$  ( $K=1$ ) olan seviyelerinin enerjileri ve  $B(M1)$  uyarılma ihtimalleri bu kuantum sayıları kullanılarak başarıyla hesaplanabilmektedir.

Nilsson tek parçacık enerjileri deforme Woods-Saxon potansiyelinde hesaplanmıştır (Dudek 1984). Potansiyel kuyuların dibinden başlayarak nötron ve protonlar için 4 MeV'e kadar tüm kesikli ve yarı kesikli enerji seviyeleri potansiyel kuyuların dibinden başlayarak göz önüne alınmıştır. Çekirdek ortalama alan deformasyon parametresi  $\delta_2$  deneysel kuadrapol momentten bulunan  $\beta_2$  deformasyon parametresi kullanılarak hesaplanmıştır Raman (1987).  $\Delta$  ve  $\lambda$  parametreleri Bölüm 2'deki (2.15) denklem sistemleri çözülerek elde edilir.

Tablo 3.1.  $^{134}\text{Ba}$  ve  $^{136}\text{Ba}$  çekirdekleri için  $\Delta$  ve  $\lambda$  nicelikleri ( MeV birimlerinde), deformasyon parametresinin ( $\delta_2$ ) her bir çekirdek için bilinen değerleri kullanılarak elde edilen sonuçlar.

Çekirdek	$\Delta_n$	$\lambda_n$	$\Delta_p$	$\lambda_p$	$\delta_2$
$^{134}\text{Ba}$	1,2	-8,305	1,1	-6,926	0,129
$^{136}\text{Ba}$	1,3	-7,844	1,2	-7,472	0,106

Nilsson kuantum sayılarını belirlemek, çift-çift çekirdeklerde makas mod  $1^+$  uyarılmalarının beta geçiş özelliklerinin incelenmesi ve beta geçiş matris elemanlarının hesaplanması için önemlidir. Bunun için tek-tek çekirdeklerin taban durumlarından çift-çift çekirdeklerin taban durumlarına beta geçişi incelenir. Deforme çekirdeklerde bu geçişler çoğu zaman izinli Gamow-Teller ve Fermi geçişlerine karşı gelmektedir. Tek-tek çekirdeklerin taban hallerinin iki kuaziparçacıklı durumlar olduğu bilinmektedir.

Çalışmadaki amacımıza ulaşmak için  $^{134}\text{La}$  ve  $^{136}\text{La}$  çekirdeklerinde fermi yüzeyi yakınında olan nötron-proton kuaziparçacık spektrumundan seçilen seviyelerden komşu çift-çift  $^{134}\text{Ba}$  ve  $^{136}\text{Ba}$  çekirdeklerinin taban hallerine beta geçişi incelenir. Bunun için 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. Çekirdeklerin taban hallerine geçişler için logft değerleri (bölüm 4'de (4.2) ve (4.44) denklemlerinden) bulunur. Bu hesaplamaların sonuçları ilgili tablolarda verilmiştir.

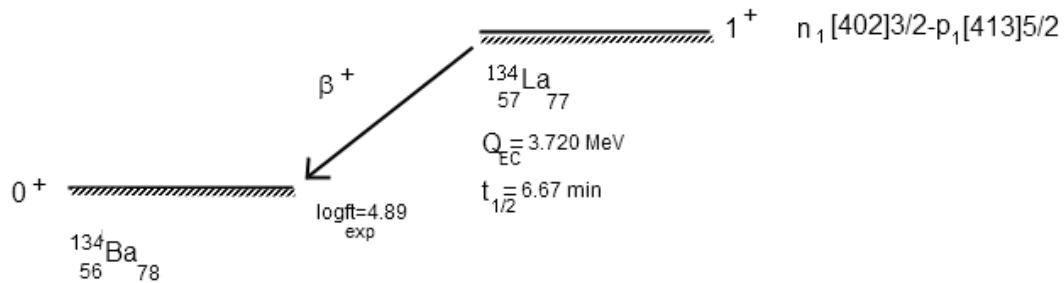


### 3.1. $^{134}\text{La}$ Taban Hal Konfigürasyonu ( $K^\pi = 1^+$ )

$^{134}\text{La}$  çekirdeğinin durum geçişi için elde edilen sonuçlar Tablo 3.2 de verilmektedir.

Tablo 3.2.  $^{134}\text{La}(1^+) \rightarrow ^{134}\text{Ba}(0^+)$  taban-taban beta geçişleri için teorik sonuçlar

Nötron-proton	$E_n$	$E_p$	$\sigma_{n_1p_1}$	$V_{n_1}$	$U_{p_1}$	$\epsilon_{n_1p_1}$	Logft
[402]3/2-[413]5/2	-8,74	-5,94	0,28	0,805	0,905	3,10	4,828
[402]3/2-[440]1/2	-8,74	-7,99	0,06	0,805	0,376	2,83	6,982
[400]1/2-[411]3/2	-9,03	-5,97	-0,41	0,805	0,888	3,39	4,460
[400]1/2-[440]1/2	-9,02	-7,99	0,01	0,860	0,376	2,97	8,978
[400]1/2-[422]3/2	-9,02	-7,22	-0,12	-0,12	0,586	3,01	5,945



Şekil 3.1. Tek-tek  $^{134}\text{La}$  çekirdeğinin taban halinden çift-çift  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinin taban haline  $\beta^{(+)}$  geçişi

Şekil 3.1.'de  $^{134}\text{La}$ 'ın bozunum şeması görülmektedir.  $^{134}\text{La}$  çekirdeğinin yarı ömrü 6,67 dak ve  $Q_{EC}$  enerjisi ise  $3.720 \pm 25$  MeV dir.  $^{134}\text{La}$ 'ın taban hali için mümkün beş seviye bulunmuştur. Spin ve paritesi  $1^+$  olan bu seviyeler enerjisi 3.31 MeV olan  $n_1 [402]3/2 p_1[413]5/2$  seviyesi, 2,833 MeV olan  $n_1 [402]3/2 p_1 [440]1/2$  seviyesi, 3,394 MeV olan  $n_1 [400]1/2 p_1 [411]3/2$  seviyesi, 2,973 MeV

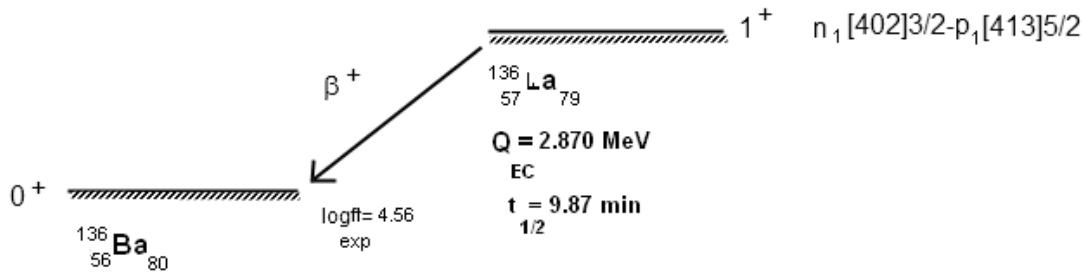
olan  $n_1 [400]1/2$   $p_1 [440]1/2$  seviyesi, 3,01 MeV olan  $n_1 [400]1/2$   $p_1 [422]3/2$  seviyesidir. Bu seviyelerin logft değerleri sırasıyla 4,828 , 6,982 , 4,46 , 8,978 , 5,945 olarak bulunmuştur. Bu geçiş için deneysel logft değerinin 4,89 olduğu bilinmektedir (Greenwood 1976). İki kuaziparçacık enerjileri ve logft değerleri incelendiğinde deneye en uygun seviyenin  $n_1 [402]3/2$   $p_1 [413]5/2$  seviyesi olduğu görülür ve  $^{134}\text{La}$  çekirdeğinin taban hal Nilsson kuantum sayıları  $\{n_1 [402]3/2$   $p_1 [413]5/2\} 1^+$  olarak bulunur. Elde edilen bu sonuç Yıldırım (2008) çalışmasında verilen sonuç ile de uyumaktadır.

### 3.2 $^{136}\text{La}$ Taban Hal Konfigürasyonu

Tablo 3.3 de  $^{136}\text{La}(1^+) \rightarrow ^{136}\text{Ba}(0^+)$  taban-taban beta geçişleri için elde edilen teorik sonuçlar verilmektedir.

Tablo 3.3  $^{136}\text{La}(1^+) \rightarrow ^{136}\text{Ba}(0^+)$  taban-taban geçişleri için teorik sonuçlar

Nötron-Proton	$E_n$	$E_p$	$\sigma_{n_1 p_1}$	$V_n$	$U_p$	$\epsilon_{n_1 p_1}$	Logft
[400]1/2-[420]1/2	-9,21	-7,61	-0,025	0,928	0,665	3,074	7,073
[400]1/2-[440]1/2	-9,21	-8,31	0,007	0,928	0,463	3,347	8,482
[400]1/2-[411]3/2	-9,21	-4,72	0,038	0,928	0,979	4,891	6,396
[402]3/2-[413]5/2	-8,94	-6,67	0,293	0,907	0,882	3,146	4,723
[402]3/2-[420]1/2	-8,94	-7,61	-0,183	0,907	0,665	2,912	5,380
[402]3/2-[440]1/2	-8,94	-8,31	-0,065	0,907	0,463	3,165	6,596



Şekil 3.2. tek-tek  $^{136}\text{La}$  çekirdeğinin taban halinden çift-çift  $^{136}\text{Ba}$  çekirdeğinin taban haline  $\beta^{(+)}$  geçişi

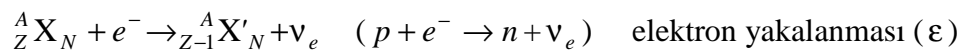
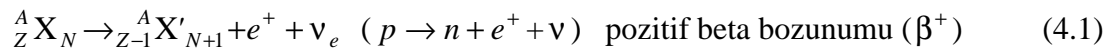
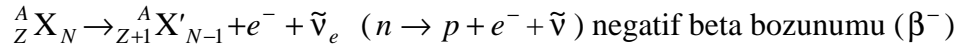
Şekil 3.2 'de  $^{136}\text{La}$ 'ın bozunma şeması görülmektedir.  $^{136}\text{La}$  çekirdeğinin yarı ömrü 9,87 dak. ve  $Q_{\text{EC}}$  enerjisi ise  $2,870 \pm 25 \text{ MeV}$  dir.  $^{136}\text{La}$ 'ın taban hali için mümkün 6 seviye bulunmuştur. Spin ve paritesi  $1^+$  olan bu seviyeler enerjisi 3,074 Mev olan  $n_1[400]1/2$   $p_1[420]1/2$  seviyesi, 3,347 MeV olan  $n_1[400]1/2$   $p_1[440]1/2$ , 4,891 MeV  $n_1[400]1/2$ - $[411]3/2$  seviyesi, 3,146 MeV  $n_1[402]3/2$   $p_1[413]5/2$  seviyesi, 2,912 Mev  $n_1[402]3/2$   $p_1[420]1/2$  seviyesi, 3,165 Mev  $n_1[402]3/2$   $p_1[440]1/2$  seviyesidir. Bu seviyelerin logft değerleri sırasıyla 7.073 , 8.482, 6.396, 4.723, 5.380, 6.596 olarak bulunmuştur. Bu geçiş için deneysel logft değerlerinin 4,56 olduğu bilinmektedir Mayer ve Griffioen (1969). İki kuaziparçacık enerjileri ve logf değerleri incelendiğinde deneye en uygun olan seviyenin  $n_1[402]3/2$   $p_1[413]5/2$  seviyesi olduğu görülür.  $^{136}\text{La}$  çekirdeğinin taban hal Nilsson kuantum sayıları  $\{n_1[402]3/2$   $p_1[413]5/2\}_1^+$  olarak belirlenir.

## BÖLÜM 4. FERMİ VE GAMOW-TELLER BETA GEÇİŞ İHTİMALLERİ

Radyoaktif bozunmalar arasında bir çok açıdan en ilginç olanı  $\beta$  bozunmasıdır. Çekirdeklerin negatif elektron yayınlamaları ilk gözlenen radyoaktif olaylardan biridir. Bu olayın tersi, yani bir çekirdeğin atom elektronlarından birini yakalaması ise 1938'de Joliot-Curies ilk kez radyoaktif bozunmada pozitif elektron (pozitron) yayınlanması olayını gözlediler. Bundan yalnızca iki yıl sonra pozitron kozmik ışınlarda keşfedildi. Bu üç nükleer olay birbiri ile yakından ilgili olup beta( $\beta$ ) bozunumu olarak adlandırılır.

En temel beta bozunma reaksiyonu, bir protonun bir nötrona veya bir nötronun bir protona dönüşmesidir. Bir çekirdekte  $\beta$  bozunumu hem  $Z$  hem de  $N$ 'yi bir birim değiştirir.  $Z \rightarrow Z \pm 1$ ,  $N \rightarrow N \pm 1$ , böylece  $A=Z+N$  sabit kalır.

$\alpha$ -bozunumunun tersine,  $\beta$ -bozunumunun anlaşılması oldukça uzun bir zaman sonra başarılmıştır. Bu konuda yapılan deneysel çalışmaların sonuçları, mevcut teorilerle çelişen yeni bilinmeyenleri ortaya çıkarmıştır. Rutherford'un  $\alpha$ -parçacıklarının  ${}^4\text{He}$  çekirdeklerine özdeş olduğunu gösterdiği sırada bir seri deneysel çalışmada, negatif  $\beta$ -parçacıklarının elektrik yüklerinin ve kütle-yük oranlarının bilinen elektronunki ile aynı olduğunu gösterilmiştir Karne (2001).



(4.1) denklemleri temel beta bozunma işlemleridir. Burada elektron( $e^-$ ), pozitron( $e^+$ ), proton (p), nötron(n), elektron nötrino( $\nu_e^-$ ), ve elektron antinötrino( $\nu_e^+$ ) dur. 1920'li yıllarda  $\beta$ -bozunumu elektronların sürekli enerji dağılımına sahip olduğunun deneylerle saptanması oldukça şaşırtıcı bir olguydu. Alfa parçacıkları, ilk ve son durumlar arasındaki kütle enerjisi farkına eşit keskin ve belirgin enerjilerle yayınlanır (geri tepme enerjisi kadar eksik); aynı ve ilk son durumlara sahip  $\alpha$  bozunmalarında  $\alpha$  parçacıkları aynı kinetik enerji ile yayınlanır.  $\beta$  parçacıkları ilk ve son durumlar arasındaki enerji farkına eşit, sıfırdan bir üst sınıra (uç nokta enerjisi) kadar uzanan sürekli enerji dağılımına sahiptir. Eğer  $\beta$  bozunumu,  $\alpha$  bozunumu gibi iki-cisim işlemi olsaydı bütün  $\beta$  parçacıklarının tek bir enerjiye sahip olmalarını beklerdik, fakat yayınlanan  $\beta$  parçacıklarının hepsi de daha küçük enerjiye sahiptir.

Bu “kayıp” enerji hipotezini açıklamak için şu varsayım öne sürüldü:  $\beta$ ’lar gerçekte 1.16 MeV’lik bir kinetik enerji ile yayınlanır. Ancak ölçüm sistemine ulaşmadan önce atom elektronları ile yaptıkları çarpışmalarla enerji kaybederler. Böyle bir olasılık, çok kesin ısı deneyleri ile çürütüldü. Bu deneyler de, bir  $\beta$  kaynağı, bir madde içine yerleştirilerek oluşturduğu ısı etkisi yardımıyla bozunma enerjisi ölçülmektedir. Eğer atom elektronlarına ısı aktarılmış olsaydı bir sıcaklık yükselmesi gözlemlenmesi gerekirdi. Deneyler bunun ardışık çarpışmaların bir sonucu değil, elektronların kendilerinin bir karakteristiği olduğunu göstermiştir.

Bu durumu açıklamak için 1931’de Pauli, bozunum sırasında, daha sonra Fermi’nin nötrino adını verdiği ikinci bir parçacığın yayınlandığını ileri sürdü. Nötrino eksik enerjiyi taşır ve çok girici bir ışınım olduğu için ısı deneylerinde kullanılan kalorimetre içinde durdurulamaz. Böylece nötrinin taşıdığı enerji kaydedilemez. Elektrik yükünün korunumu, nötrinin elektrikçe nötr olmasını gerektirir; açısal momentum korunumu ve beta bozunumundaki istatistiksel gerekler nötrinin (tıpkı elektron gibi)  $\frac{1}{2}$  spinli olmasını gerektirir Karne( 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 geçişlerdir (au). Bu geçişler beta bozunmada en büyük ihtimalli geçişlerdir. İzinli beta geçişleri iki çeşittir. Fermi (F) geçişlerinde açısal momentum değişimi yoktur ( $\Delta I=0$ ) ve operatör nükleonun spininden bağımsızdır. Gamow-Teller (GT) geçişleri 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).

Deforme çekirdeklere beta geçişleri izinli engellenmemiş (au) geçişler ( $\Delta N=\Delta n_z=\Delta \Lambda=0$ ), baş kuantum sayısının değişmez kaldığı ( $\Delta N=0$ ) izinli engellenmiş geçişler ve baş kuantum sayısının  $\Delta N= \pm 2$  değişimiyle meydana gelen izinli engellenmiş geçişler olmak üzere üç gruba ayrılır. Seçim kuralları asimptotik Nilsson kuantum sayıları açısından da ifade edilebilir. Asimptotik kuantum sayıları  $N, n_z$  ve  $\Lambda$  'nın izinli geçişlerde değişmediği, 1. dereceden engellenmiş geçişlerde ise bir birim değiştiği görülmektedir. Asimptotik seçim kurallarını ihlal etmeyen beta bozunumlar engellenmiş bozunumlar ve bu geçişler au (izinli engellenmemiş) ve 1u (1.derece engellenmemiş geçişler) şeklinde gösterilirler. Asimptotik seçim kuralları ihlal edilirse beta 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 Soloviev (1976).

Farklı çekirdeklere  $\beta$  bozunum olasılıklarını karşılaştırma olanağını kıyaslanabilir yarı ömür ve ft değeri olarak bilinen aşağıdaki ifadeyle verilir:

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

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 edilebilir. Bu ifadede BF Fermi geçiş ihtimalini ve BGT G-T geçiş ihtimalini göstermektedir. BF ve BGT

$$B_{GT}(\beta\lambda I \rightarrow I') = \left| \langle IK\lambda K'-K | I' K' \rangle M_{GT}(\lambda, K'-K) + \right. \quad (4.4)$$

$$\left. (-1)^{I'+K'} \langle IK\lambda - K'-K | I'-K' \rangle \tilde{M}_{GT}(\lambda, -K'-K) \right|^2$$

$$B_F(\beta\lambda, I \rightarrow I') = |M_F(\lambda, K'-K)|^2 \quad (4.5)$$

(4.4) ve (4.5)'de belirlenmiştir. Denklem (4.2) ve (4.3)'deki sabitlerin değeri aşağıdaki gibidir Borzov (2006):

$$\frac{g_A}{g_v} = -1.26 \quad D = \frac{0,693.2\pi^3 (\hbar / 2\pi)^7}{g^2 m_e^2 c^4} = 6163.4 \quad (4.6)$$

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

Deforme çekirdeklerde aksel simetrik ortalama alan potansiyelinden dolayı Hamiltoniyen dönme değişmez değildir. Bu kırılma  $1^+$  seviyelerinin spektrumunu kuvvetli biçimde etkilemektedir. Hamiltoniyenin bu eksikliğini 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:

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau} \quad (4.7)$$

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

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \chi_{\sigma\tau} \sum_{i \neq j} \bar{\sigma}_i \bar{\sigma}_j \bar{\tau}_i \bar{\tau}_j \quad (4.8)$$

Burada  $\bar{\sigma}$  ve  $\bar{\tau}$  sırasıyla spin ve izospin uzaylarında Pauli matrisleri,  $\chi_{\sigma\tau}$  ise spin-izospin etkileşme sabitidir. (4.7) ifadesindeki  $h_0$  ve  $h_1$  etkileşmeleri ise hamiltoniyenin kırımını restore edici kuvvetleridir. Ortalama alan potansiyelinde izoskaler ( $V_0$ ) ve izovektör ( $V_1$ ) gibi (bkz. Bölüm 2. Denklem (2.1) ve (2.4)) dönme değişmezliğinin kırımına sebep olan iki terim olduğundan dolayı tek kuaziparçacık Hamiltoniyenin dönme değişmezliği ayrılabilir izoskaler ve izovektör etkileşmeleri yardımı ile restore edilebilir Guliyev( 2006).

$$h_0 = \frac{1}{2\gamma_0} \sum_{\nu} [H_{sqp} - V_1, J_{\nu}]^{\dagger} [H_{sqp} - V_1, J_{\nu}] \quad (4.9)$$

ve

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_{\nu} [V_1(r), J_{\nu}]^{\dagger} [V_1(r), J_{\nu}] \quad (4.10)$$

Burada

$$\gamma^{(\nu)} = [J_{\nu}^{\dagger}, [H_{sqp}, J_{\nu}]]_{QRPA}, \quad (4.11)$$

$$\gamma_1^{(\nu)} = [J_{\nu}^{\dagger}, [V_1(r), J_{\nu}]]_{QRPA}$$

ve



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

$$\gamma_1^{(-1)} = \gamma_1^{(+1)} = \gamma_1 \quad (4.12)$$

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

şeklindedir. Burada izoskaler  $\gamma_0$  ve izovektör  $\gamma_1$  parametreleri ortalama alan parametreleriyle öz uyumlu olarak belirlenir.  $J_v$  açısal momentum ( $v = \pm 1$ ) küresel bileşendir. Bölüm 2’de (2.1)-(2.2) ve (2.3) formüllerinden yararlanılarak izovektör  $V_1$  terimi

$$V_1(r) = \eta \frac{N-Z}{A} \tau_Z V_0(r) \quad (4.13)$$

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

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

$$|\Psi_i(1^+)\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} (D_{MK}^I Q_{i,K=1}^+ + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I Q_{i,K=-1}^+) |\Psi_0\rangle \quad (4.14)$$

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’nın çekirdeğin simetri eksenini üzerindeki ve laboratuvar sisteminde z eksenini üzerindeki iz düşümleridir. Ayrıca çift-çift çekirdeğin taban hal dalga fonksiyonu  $|\Psi_0\rangle$  fonon vakumu yani  $Q_i |\Psi_0\rangle = 0$  ve fonon yaratma operatörü  $Q_i^+$  ise Kuliev (2000)’de verildiği gibidir:

$$Q_i^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss', \tau} [\Psi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}^+(\tau) - \Phi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}(\tau)] \quad (4.15)$$

Bu ifadedeki

$$C_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'p} \alpha_{s'p} \alpha_{s-p} \quad (4.16)$$

$$C_{ss'}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'p} \alpha_{s-p}^+ \alpha_{s'p}^+$$

şeklinde tanımlanır. Buradaki  $C_{ss'}^+$  ve  $C_{ss'}$ , sırasıyla iki kuaziparçacık yaratma ve yok etme operatörleridir.  $\tau$  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 sağlar.

$$\sum_{ss' \tau} [\Psi_{ss'}^i(\tau)^2 - \Phi_{ss'}^i(\tau)^2] = 1 \quad (4.17)$$

QRPA yöntemi kullanılarak hareket denklemi çözüldürse (4.14) dalga fonksiyonunun  $\Psi_{ss'}^i$  ve  $\Phi_{ss'}^i$  katsayıları bulunur.  $1^+$  seviyelerinin enerji ve fonon dalga fonksiyonu hesaplamaları için gerekli formüllerin açık ifadeleri Guliev (2006)' da verilir. Dönme değişmez Hamiltoniyenin (4.7) 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. $1^+ \rightarrow 1^+ K'$ Gamow-Teller Beta Geçiş İhtimal ( $\Delta K=0$ )

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 Gamow-Teller geçişleri katkı sağlamaktadır, aşağıdaki paragraflarda bu geçişlerin geçiş ihtimalleri ayrı-ayrı ele alınacaktır.

Gamow-Teller geçişleri için geçiş ihtimali (4.4) bağıntısından;

$$B_{GT}(\beta; 1^+ \rightarrow 1^+) = \left| \frac{1}{\sqrt{2}} M_{GT} \right|^2 \quad (4.18)$$

ve

$$M_{GT} = \langle \phi_{K'} | \beta_{GT}(1,0) | \phi_K \rangle \quad (4.19)$$

şeklinde bulunur.

Buradaki amacımız spini ve paritesi  $1^+$  olan tek-tek çekirdeğin beta bozunumu sonucu çift-çift çekirdeklerde 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:

$$|\psi_i(1^+)\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left( D_{MK}^I \phi_{n_1 p_1}^{K=1} + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I \phi_{n_1 p_1}^{K=-1} \right) \quad (4.20)$$

$$\phi_{n_1 p_1}^{K=1} = \{ \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+ \}_{K=1} |\Psi_0\rangle \quad \text{ve} \quad \phi_{n_1 p_1}^{K=-1} = \{ \alpha_{n_1}^+ \alpha_{\tilde{p}_1}^+ \}_{K=-1} |\Psi_0\rangle \quad (4.21)$$

Burada  $\phi_{n_1 p_1}^{K=1}$  tek-tek çekirdeğin iç hareketinin dalga fonksiyonu,  $\phi_{n_1 p_1}^{K=1}$  ise  $\phi_{n_1 p_1}^{K=1}$ 'nin zaman eşleniğidir.

Beta geçiş matris elemanının (4.4) ifadesinde (4.14) ile (4.20) dalga fonksiyonları yazılır ve yine  $Q_j|\Psi_0\rangle = 0$  koşulundan yararlanılırsa;

$$M_{GT} = \langle \phi_{K'} | \beta_{GT}^+ (1,0) | \phi_{K=1} \rangle = \langle \Psi_0 | Q, \beta_{GT}^+ \{ \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+ \} | \Psi_0 \rangle \quad (4.22)$$

$$[C_{ss'}, C_{tt'}^+] = (\delta_{st} \delta_{s't'} - \delta_{s't} \delta_{st'})$$

$$[A_{ss'}, A_{tt'}^+] = (\delta_{st} \delta_{s't'} - \delta_{s't} \delta_{st'})$$

$$[D_{ss'}, C_{pn}] = \delta_{ns} A_{s'p} - \delta_{sp} A_{s'n} \quad (4.23)$$

$$[D_{ss'}^+, C_{pn}] = \delta_{ns'} A_{sp} - \delta_{ps'} A_{sn}$$

$$[A_{ss'}, C_{tt'}^+] = \frac{1}{2} \sum_p (\delta_{ts} \delta_{s't'} - \delta_{s't} \delta_{st'})$$

$$B_{GT} = \sum_{np} \langle n | \vec{\sigma} | p \rangle \left\{ \sqrt{2} (v_n u_p C_{np} - u_n v_p C_{np}^+) + (v_n v_p D_{np}^+ + u_n u_p D_{np}) \right\} \quad (4.24)$$

ifadesi alınır. Lüzumsuz olduğu için (4.22) ifadesinde K indisi düşürülmüştür, gerekli yerlerde K indisi kullanılır. (4.23) komütasyon bağıntıları kullanılır ve  $Q$  için (4.15) ile  $\beta_{GT}^+$  için (4.24) ifadeleri yazılırsa uzun ve yorucu hesaplamalardan sonra aşağıdaki ifade elde edilir Yıldırım (2007):

$$M_{GT} = -2 \left\{ u_{p1} \sum_n \sigma_{np1} u_n \Psi_{n1n} + v_{n1} \sum_p \sigma_{n1p} v_n \Psi_{p1p} \right\} \quad (4.25)$$

(4.25) ifadesi ayrıntılı olarak Yıldırım (2009)'de verilmiştir. Elde edilen (4.25) ifadesinden yararlanarak G-T geçiş ihtimali için

$$B_{GT}(\beta; 1^+ 1 \rightarrow 1^+ K') = \left| \sqrt{2} (u_{p1} \sum_n \sigma_{np1} u_n \Psi_{n1n} + v_{n1} \sum_p \sigma_{n1p} v_n \Psi_{p1p}) \right|^2 \quad (4.26)$$

bağıntısı elde edilir. Bu ifadedeki  $B_{GT}(\lambda, \mu)$  laboratuvar sistemindeki beta geçiş operatörüdür ( $\lambda$  multipol momenti  $\mu$  ise  $\lambda$ 'nın z bileşenidir). Çekirdek fiziğinde indirgenmiş geçiş ihtimallerinin çekirdekle bağlı koordinat sisteminde hesaplanması kolaylık sağlamaktadır.

### 4.3. $1^+ 1 \rightarrow 1^+ K$ Fermi Beta Geçiş İhtimali ( $\Delta K=0$ )

Bu kısımda Fermi geçişi için beta geçiş ihtimali hesaplanır.

$$B_F(\beta, I \rightarrow I') = \sum_{\mu M'} \left| \langle \Psi'_{M'K'} | \beta_F(\lambda, \mu) | \Psi'_{MK} \rangle \right|^2 \quad (4.27)$$

$$M_F(\lambda, K' - K) = \langle \varphi_{K'} | \beta(\lambda, K' - K) | \varphi_K \rangle \quad (4.28)$$

(4.27) ve (4.28) bağıntularından yararlanarak geçiş ihtimali için aşağıdaki ifade elde edilir Yıldırım (2009):

$$\beta_F(\beta; 1^+ 1 \rightarrow 1^+ 1) = \left| \langle \varphi_{K'=1} | \beta_F^{(+)} | \varphi_{K=1} \rangle \right|^2 \quad (4.29)$$

ve

$$M_F = \langle \Phi_{K'=1} | \beta_F^{(+)} | \Phi_{K=1} \rangle \quad (4.30)$$

şeklinde olur.

İkinci kuantum tasvirinde Fermi  $\beta^+$  bozunum operatörü,

$$\beta_F^{(+)} = \sum_{np} \langle np | t_+ | pp \rangle a_{np}^+ a_{pp} \quad (4.31)$$

şeklinindedir. Burada  $\langle n | p \rangle = \langle n | t_+ | p \rangle$  Fermi tek parçacık geçiş 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  $\beta$  bozunum operatörü

$$\beta_F^{(+)} = \sum_{np} \langle n | p \rangle \left\{ \sqrt{2} (u_n v_p A_{np}^+ + v_n u_p A_{np}) + (u_n u_p B_{np} - v_n v_p B_{np}^+) \right\} \quad (4.32)$$

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

$$A_{np} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \rho \alpha_{p\rho} \alpha_{n-\rho} \quad A_{np}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \rho \alpha_{n-\rho}^+ \alpha_{p\rho}^+ \quad (4.33)$$

$$B_{np} = \sum_{\rho} \alpha_{n\rho}^+ \alpha_{p\rho} \quad B_{np}^+ = \sum_{\rho} \alpha_{p\rho}^+ \alpha_{n\rho}$$

şeklinde tanımlanır.

Fermi beta geçiş matris elemanının (4.29) ifadesinde, (4.14) ile (4.20) dalga fonksiyonları yazılırsa;

$$M_F = \langle \Phi_K | \beta_F^+ | \Phi_K \rangle = \langle \Psi_0 | Q \beta_F^+ \{ \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+ \} | \Psi_0 \rangle = \langle \Psi_0 | [Q, \beta_F^+ \{ \alpha_{\tilde{n}_1}^+ \alpha_{p_1}^+ \}] | \Psi_0 \rangle \quad (4.34)$$

ifadesi elde edilir. Denklem (4.34)'de görülen komütatörün çözümü için

$$[B_{n'}, C_{ss'}^+] = \delta_{t's} C_{ts'}^+ - \delta_{t's'} C_{ts}^+ \quad (4.35)$$

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

Komütasyon bağıntıları (4.35) ve (4.23) kullanılır ve Q için (4.15) ile  $\beta_F^+$  için (4.32) ifadeleri yazılırsa aşağıdaki bağıntı elde edilir Yıldırım (2007)

$$M_F = 2 \left( u_{p_1} \sum_n \langle n | p_1 \rangle u_n \Psi_{n_1 n} + v_{n_1} \sum_p \langle n_1 | p \rangle v_p \Psi_{p_1 p} \right) \quad (4.36)$$

Elde edilen (4.36) ifadesinden yararlanarak Fermi geçiş ihtimali için

$$B_F(\beta; 1^+ \rightarrow 1^+) = \left| 2 \left( u_{p_1} \sum_n \langle n | p_1 \rangle u_n \Psi_{n_1 n} + v_{n_1} \langle n_1 | p \rangle v_p \Psi_{p_1 p} \right) \right|^2 \quad (4.37)$$

bağıntısı elde edilir Yıldırım (2009).

#### 4.4. Çift Çekirdekte Taban Durumları Arasındaki G-T ve Fermi Beta Geçişleri

Orbital karakterli  $1^+$  seviyelerinin  $\beta$  bozunum özelliklerinin incelenmesi için tek-tek Ana çekirdeğin yapısının (Nilsson kuantum sayıları ve spini) bilinmesi çok önemlidir. Bunun için çift çekirdekte taban durumları arasındaki Gamow-Teller 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.

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

Bu bölümde tek-tek çekirdeğin  $1^+$  taban durumundan çift-çift çekirdeğin  $0^+$  taban durumuna beta geçişi incelenmiştir. Bu bozunmalarda  $\Delta I=1$  olduğundan Gamow-Teller geçişleri ele alınır ve geçiş ihtimali;

$$B_{GT}(\beta, 1^+ \rightarrow 0^+ 0) = \left| \frac{1}{\sqrt{3}} \{M_{GT} + \tilde{M}_{GT}\} \right|^2 \quad (4.38)$$

şeklinde yazılır, buradaki  $M_{GT}$  ve  $\tilde{M}_{GT}$  matris elemanları (4.39) ve (4.40) da verildiği gibidir.

$$M_{GT}(\lambda, K'-K) = \langle \varphi_{K'} | \beta(\lambda, K'-K) | \varphi_K \rangle \quad (4.39)$$

$$\tilde{M}_{GT}(\lambda, -K'-K) = \langle \varphi_{-K'} | \beta(\lambda, -K'-K) | \varphi_K \rangle \quad (4.40)$$

İncelenen  $1^+ \rightarrow 0^+$  geçişlerinde  $K'=0$  olduğundan  $M$  ve  $\tilde{M}$  eşit olduğundan  $\beta$ -geçiş ihtimali

$$\beta_{GT}(\beta, 1^+ \rightarrow 0^+ 0) = \left| \frac{2}{\sqrt{3}} M_{GT} \right|^2 \quad (4.41)$$

şeklinde yazılır. Burada

$$M_{GT} = \langle \varphi_{K=0} | \beta_{GT}^+(1,0) | \varphi_K \rangle \quad (4.42)$$



beta geçiş matris elemanını ifade eder. Denklem (4.42)'de spini ve paritesi  $1^+$  olan tek-tek çekirdeğin (4.20) dalga fonksiyonu ve (4.24) Gamow-Teller  $\beta^{(+)}$  bozunum operatörü yazılır ve daha sonra (4.23) komütasyon bağıntıları kullanılırsa;

$$M_{GT} = -\sigma_{n_1 p_1} v_{n_1} u_{p_1} \quad (4.43)$$

olarak elde edilir ve bu ifadeyi (4.41) bağıntısında yazdığımızda geçiş ihtimali için

$$\beta(GT, 1^+ \rightarrow 0^+) = \left| -\frac{2}{\sqrt{3}} \sigma_{n_1 p_1} v_{n_1} u_{p_1} \right|^2 \quad (4.44)$$

ifadesi alınır.

#### 4.4.2. Fermi $0^+ \rightarrow 0^+$ geçişi

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

$$B_F(\beta, 0^+ \rightarrow 0^+) = |M_F|^2 \quad (4.45)$$

şeklinde yazılır. Burada geçiş matris elemanı (4.28) de spini ve paritesi  $0^+$  olan tek-tek çekirdeğin

$$M_F = \left\langle \phi_0^{\xi-\xi} \left| \beta_F^{(+)} \right| \phi_{K=0}^{t-t} \right\rangle \quad (4.46)$$

olarak gösterilebilir. Denklem (4.46) da spini ve paritesi  $0^+$  olan tek-tek çekirdeğin

$$\psi_i(0^+) = A_{n_1 p_1}^+ |\psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma=\pm} \sigma \alpha_{n_1-\sigma}^+ \alpha_{p_1}^+ |\psi_0\rangle \quad (4.47)$$

(4.47) dalga fonksiyonu ve (4.32) Fermi  $\beta$  bozunum operatörü yazılır ve daha sonra (4.23) komütasyon bağıntıları kullanılırsa beta geçiş matris elemanı;

$$M_F = \sqrt{2} \langle n_1 | p_1 \rangle v_{n_1} u_{p_1} \quad (4.48)$$

olarak elde edilir ve bu ifadeyi (4.45) bağıntısında yazdığımızda geçiş ihtimali

$$B(F, 0^+ \rightarrow 0^+) = \left| \sqrt{2} \langle n_1 | p_1 \rangle v_{n_1} u_{p_1} \right|^2 \quad (4.49)$$

şeklinde alınır.

Böylelikle buraya kadar makas mod  $1^+$  seviyelerinin beta geçiş özelliklerinin incelenmesinde kullanılacak olan analitik ifadeler elde edilmiştir.

## 4.5. 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  $^{134}\text{Ba}$  ve  $^{136}\text{Ba}$  çekirdekleri için yapılan sayısal hesaplamalar sunulmuştur. Tek parçacık enerjileri deforme Woods-Saxon potansiyelinden bulunmuştur Dudek (1984). Çekirdek ortalama alan deformasyon parametresi  $\delta_2 = 0,945\beta_2(1 - 2,56A^{-2/3}) + 0,34\beta_2^2$  Bohr and Motelson (1996) deneysel kuadropol momentten bulunan  $\beta_2$  deformasyon parametresi kullanılarak hesaplanmıştır Raman et al. (1987). Kolerasyon teorisinin  $\Delta$  ve  $\lambda$  nicelikleri Bölüm 2'de verilen(2.10) denklem sisteminin yardımıyla hesaplanarak Tablo 4.1'de gösterilmiştir.

Tablo 4.1.  $^{134}\text{Ba}$  ve  $^{136}\text{Ba}$  çekirdekleri için  $\Delta$  ve  $\lambda$  nicelikleri (MeV birimlerinde), deformasyon parametresinin ( $\delta_2$ ) her bir çekirdek için bilinen değerleri kullanılarak elde edilen sonuçlar

Çekirdek	$\Delta_n$	$\lambda_n$	$\Delta_p$	$\lambda_p$	$\delta_2$
$^{134}\text{Ba}$	1,23	-8,305	0,9475	-6,926	0,129
$^{136}\text{Ba}$	1,2	-7,844	1,032	-7,472	0,106

#### 4.5.1. Çift-çift $^{134}\text{Ba}$ çekirdeğinin beta geçiş özelliklerinin incelenmesi

DeneySEL olarak 1976 yılında R.C. Greenwood vb. bilim insanlarının oluşturduğu bir grup tarafından gerçekleştirilen deneylerde  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinde beta geçişleri incelenmiştir. Bu deneylerde  $^{134}\text{La}$  çekirdeğinin  $\beta^+$  bozunumu sonucu  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinde uyarılan  $1^+$  seviyelerinin ölçülen yarı ömürleri kullanılarak logft değerleri bulunmuştur. Daha sonraki yıllarda  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeği için  $\beta$  bozunum özellikleriyle incelenmesi için herhangi bir çalışma yapılmamıştır. Yaptığımız bu çalışma bu açıdan çok önemlidir. Teorik olarak ise söz konusu  $1^+$  seviyelerinin gözlenebilmesi ilk defa KuliyeV (1971) tarafından işaret edilmiştir. Fakat şu ana kadar deforme çift-çift  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinin makas mod  $1^+$  seviyelerinin  $\beta$ -bozunum özellikleri teorik olarak araştırılmamıştır. Bu nedenle bu tezde,  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinin makas mod  $1^+$  seviyelerinin  $\beta$ -bozunum özellikleri bir araştırma olarak incelenmiştir.

Çift-çift  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinin beta geçiş özelliklerinin belirlenmesi için komşu tek-tek  $^{134}\text{La}$  izotopunun taban hal konfigürasyonunun bilinmesi gereklidir. Bölüm 3.1’de yaptığımız hesaplamalar bu çekirdeğin nötron-proton taban hal konfigürasyonunun  $\{n_1[402]\downarrow-p_1[413]\uparrow\}$  olduğunu göstermektedir. Buna göre  $^{134}\text{La}$  izotopunun G-T ve Fermi beta bozunumu sonucu  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinde  $1^+$  seviyeleri uyarılacaktır. Hesaplama sonuçlarına göre bağımsız kuaziparçacık model (SQP) çok sayıda  $1^+$  durumları öngörmektedir ancak bu seviyelerden sadece konfigürasyonları  $pp[422]\downarrow-413\uparrow$ ,  $pp[411]\downarrow-413\uparrow$  olan iki seviye  $^{134}\text{La}$ ’ın beta bozunumuna uyarılabilir. QRPA’da ise bu yapılar  $1^+$  uyarılmalarının uygun tek fonon dalga fonksiyonları arasında paylaşılırlar. Bu paylaşımın bir sonucu olarak  $^{134}\text{Ba}$ ’da SQP modele göre

biraz daha büyük logft değerli  $K^\pi=1^+$  seviyeleri gözlenmiştir Greenwood (1976). İncelemeler deneyde gözlenen  $1^+$  seviyelerinin logft değerlerinin  $6,0 < \logft < 8,0$  aralığında değişmesinden  $\Delta N=0$  olan ah (izinli engellenmiş)  $\beta$ -geçişlerinin sorumlu olduğunu göstermektedir. Teorik hesaplamalarda da deneye uygun bir biçimde bu geçişler için  $5,5 < \logft < 9,0$  aralığında değişen logft değerleri elde edilmektedir. Buna göre  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinde  $2,0 \div 3,7$  MeV aralığında  $\beta$ -bozunumda gözlenen  $K=1$  ve spini-1 olan durumların büyük bölümünün orbital karakterli olduğu düşünülür ve bu seviyelerin deneyde gözlenen makas mod seviyeleri olduğu söylenebilir. Buna göre söylenebilir ki bu seviyeler makas modu oluşturan seviyelerdir ve NRF,  $(e,e')$ ,  $(p,p')$  reaksiyonlarında kolayca gözlenebilirler.

Bölüm 4’de tartıştığımız izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetlerinin dahil edildiği dönme değişmez hamiltoniyen ile dönme değişmez olmayan hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan  $^{134}\text{Ba}$  ‘un düşük enerjili  $K^\pi=1^+$  uyarılmaların sonuçları Tablo 4.1’de gösterilmiştir. Burada uyarılma enerjileri,  $B(M1)$  geçiş olasılıkları, logft değerleri, asimptotik Nilsson kuantum sayıları ile durumların tek parçacık yapıları  $(Nn_z \Lambda \Sigma)$  ve  $\psi_{ss'}^l$  iki kuaziparçacık genlikleri verilmiştir.

Tablodan 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 2,275 MeV enerjide  $\logft=6,7$  ve en kuvvetli  $B(M1)=0,953 \mu_N^2$ ’li  $1^+$  durumu hemen-hemen bir tek iki-kuaziparçacık durumudur. Bu seviyenin dalga fonksiyonunun normuna katkısı %98’den fazladır. Dönme değişmez modelde ise  $B(M1)$  değeri en güçlü ( $B(M1)=0,307 \mu_N^2$ ) olan 2,542 MeV enejide  $\logft=5,72$  değerine sahip bu seviyenin oluşumuna çok sayıda iki-kuaziparçacık konfigürasyonu katılır. Tablodan görüldüğü gibi makas mod  $K^\pi=1^+$  uyarılmalarının hesaplanan M1 dipol gücünün ana parçası 2,5 MeV ve 3,1 MeV arasında iki gruba demetlenir.

Tablo 4.2. <sup>134</sup>Ba çekirdeğinde dönme değişmez Hamiltoniyen ile değişmez olmayan hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan  $K^\pi=1^+$  durumlarına geçiş özelliklerinin karşılaştırılması. Burada sadece fonon dalga fonksiyonunun normuna 5% den daha büyük katkı veren iki-kuaziparçacık durumları ( $\Psi_{ss'}^i$ ) listlenir.

## Dönme Değişmez Model

## Dönme Değişmez olmayan Model

$$H = H_{sqq} + h_0 + h_1 + V_{GT}$$

$$H = H_{sqq} + V_{GT}$$

$\omega_n$	$\log ft$	$Nn_zAE$	$\Psi_{ss'}^i$	$B(M1)$	$\omega_n$	$\log ft$	$Nn_zAE$	$\Psi_{ss'}^i$	$B(M1)$
2,029	9,41	pp 420↑ -422↓	-1,0	$<10^{-4}$	2,029	10,18	pp 420 ↑ - 422↓	1,0	$<10^{-4}$
		pp 420↑ -411↑	-0,79						
2,331	5,71	pp 422↓ -413↓	0,59	0,05	2,275	6,69	pp 420↑ - 411 ↑	-0,98	0,95
		pp 440↑ -420↓	0,80						
2,521	6,24	pp 440 ↑ -422↓	0,42	0,02	2,338	5,26	pp 422↓ -413↓	0,98	0,31
		pp 422↓ -413↓	-0,28						
		nn 523↑ -514↓	-0,22						
		nn 514↑ -505↑	-0,55						
2,542	5,72	pp 440↑ -420↓	0,23	0,30	2,510	8,86	pp 440↑ -420↓	0,99	0,15
		pp 411↑ -402↑	-0,41						
		pp 420↑ -411↑	0,36						
		pp 422 ↓ -413↓	-0,49						
		nn 523↑ -514↓	-0,20						
		nn 514 ↑ -505↑	0,63						
2,653	7,06	pp 440↑ -420↓	0,35	0,06 5	2,547	8,49	pp 440↑ -422 ↓	0,99	0,10
		pp 440↑ -422↓	0,59						
2,690	8,90	nn 400↑ -402↓	0,98	$<10^{-4}$	2,663	9,32	nn 514↑ -505 ↑	-0,99	$<10^{-3}$
2,784	8,63	pp 440 ↑ -411↓	0,99	0,003	2,689	11,37	nn 400↑ -402↓	1,0	$<10^{-4}$
		nn 523↑ -514↓	-0,33						
2,979	8,17	pp 530 ↑ -541↓	0,94	0,035	2,787	9,60	pp 440 ↑ -411↓	0,99	$<10^{-4}$
		pp 530 ↑ -541↓	-0,28						
		pp 440↑ -420↓	-0,22						
3,161	8,80	pp 440↑ -422↓	0,29	0,069	2,972	12,88	pp 530 ↑ -541↓	1,0	0,02
		pp 541 ↑ -532↑	-0,20						
		pp 420↑ -411↑	-0,34	$<10^{-4}$					
3,487	6,88	pp 422 ↓ -402↑	0,73		3,035	11,76	nn 523 ↑ -514 ↓	-0,99	$<10^{-3}$
		pp 440↑ -422↓	0,21						
3,525	6,91	pp 420 ↑ -411↑	0,41	0,006	3,505	9,605	pp 422↓ -402 ↑	-0,99	$<10^{-4}$
		pp 411↑ -422↑	0,34						
		pp 422↓ -402↑	0,67						
3,574	8,27	pp 541↑ -532↑	0,93	0,003					

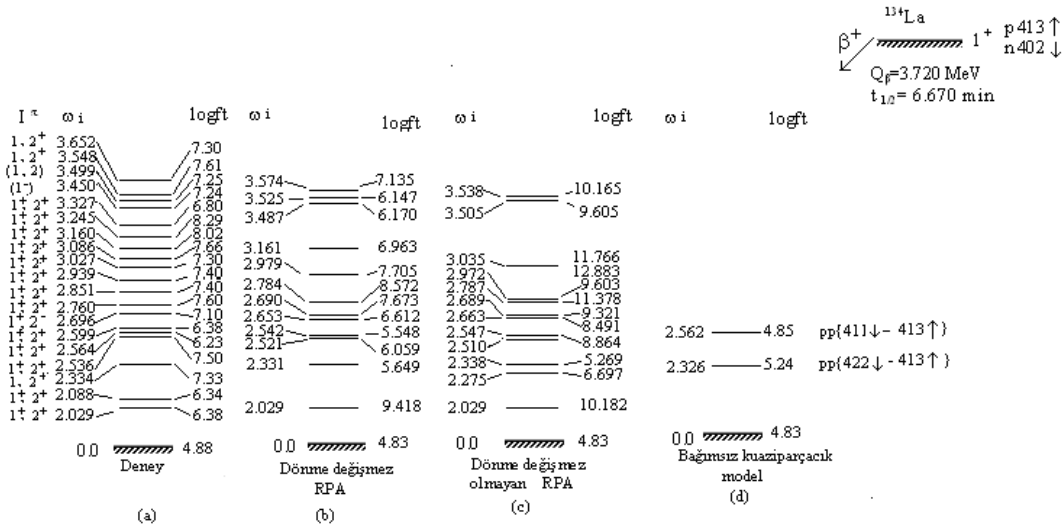
Yaptığımız analizler 2.542 MeV enerjide  $B(M1)=0,307 \mu_N^2$  ; 2,653 MeV enerjide  $B(M1)=0,065 \mu_N^2$  ; 3,161 MeV enerjide  $B(M1)=0,069 \mu_N^2$  olan  $B(M1)$  değeri kısmen büyük üç seviyenin varlığını gösterir. Bu seviyenin toplam  $\sum |M_{\beta(+)}^{GT}|^2 = 0,73 \cdot 10^{-2}$  ve  $\Sigma B(M1) = 0,44 \mu_N^2$  'dir. 3,3 MeV'in altında bu seviyelerin toplam  $\sum |M_{\beta(+)}^{GT}|^2$  ve  $\Sigma B(M1)$ 'e görel katkıları sırasıyla %40 ve %70'dir.

Hesaplama sonuçları dönme değişmez modelde spektroskopik  $1^+$  durumların dönme değişmez olmayan modelden daha güçlü kolektif olduğunu göstermiştir Dönme değişmez olmayan modelde de 2,029 MeV enerjide  $\log ft=10,182$  olan pp [402 $\uparrow$ -422 $\downarrow$ ] konfigürasyonlu, 2,689 MeV enerjide  $\log ft=11,37$  olan pp [400 $\uparrow$ -402 $\downarrow$ ] konfigürasyonlu ile bir tane iki kuazi parçacık  $1^+$  durumunu tahmin eder.

Bununla beraber dönme değişmez modelde 2,029 MeV enerjide  $\log ft=9,418$  olan pp [420 $\uparrow$ -422 $\downarrow$ ] konfigürasyonu ile bir tane iki kuazi parçacık  $1^+$  durumunu tahmin eder. Buna göre bu seviyelerin makas modu oluşturan seviye olmadığı söylenebilir ve NRF, (e,e'), (p,p') reaksiyonlarında gözlenmesi çok zordur. Böyle durumlar makas mod özelliklerini tam tanımlamak için elektromanyetik deneylerde beraber beta bozunum deneylerinin de önemli rol oynadığını gösterir.

Şekil 4.1'de  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinin  $K^\pi=1^+$  durumların  $\log ft$  değerleri ve  $\omega_i$  enerjileri tartışılır ve deney sonuçları R.C. Greenwood (1976) ile teorik sonuçlar karşılaştırılmıştır.

Şekilden görüldüğü gibi  $^{134}\text{Ba}$  için deneylerde  $I^\pi=1^+$  olabilecek 18 tane seviye gözlenmiştir. SQP model 3.7 MeV'in altındaki enerjilerde sadece iki tane iki kuaziparçacık  $1^+$  durumunu tahmin eder (bkz. Kolon (d)). QRPA'da spin-spin ve restore edici kuvvetleri bu iki-kuaziparçacık konfigürasyonu bütün  $1^+$  seviyelerinin fonon dalga fonksiyonuna dağıtır. Sonuç olarak bu tür küçük karışımlardan dolayı  $^{134}\text{La}$  çekirdeğinin beta bozunumu sonucu  $^{134}\text{Ba}$  izotopunda tüm  $1^+$  seviyeleri uyarılır. Dönme değişmez modelde  $\log ft$  değeri nispeten küçük olan on iki kolektif durum meydana gelir.



Şekil 4.1. Dönme değişmez olan, dönme değişmez olmayan ve SQP modelde hesaplanan  $\omega_i$  (MeV) ve  $\log ft$  değerlerinin R.C. Greenwood (1976) deneysel değerlerle karşılaştırılması

Bu durumlar deneysel olarak gözlenen  $1^+$  uyarılmaları ile belirlenebilir. Dönme değişmez modelde (kolon (b)) görüldüğü gibi,  $1^+$  durumlarının  $\beta$ -bozunumunda gözlenmesi dönme değişmez olmayan modelden daha hızlıdır (kolon (c)). Burada dikkate değer bir nokta  $pp\{422\downarrow-413\uparrow\}$  konfigürasyonun uygun  $1^+$  fonon durumlarına  $\beta$ -bozunum oranının artmasında önemli bir rol oynadığıdır.

Şekil 4.1'den görüldüğü gibi dönme değişmez model deney Greenwood (1976) ile uyumlu bir biçimde  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinin enerji spektrumunu başarıyla tahmin eder. Hesaplama sonuçlarında Hamiltoniyenin dönme değişmezliğin restorasyonunun düşük enerjilerde RPA çözümlerinin dağılımını değiştirdiğini ve düşük enerjili uyarılmaların enerjilerinin ve  $\log ft$  değerlerinin çok güçlü bir şekilde etkilendiğini gösterir. Kırılan simetrik Hamiltoniyen düşük enerjilerde  $\beta$ -bozunum gücünü  $|M_{\beta(+)}^{GT}|^2$  yaklaşık olarak iki defa daha az tahmin eder. Örneğin kırılan dönme simetrik Hamiltoniyen kullanıldığında toplam  $|M_{\beta(+)}^{GT}|^2 = 2,2 \cdot 10^{-2}$  dir. Bu değer  $2,0 \div 3,7$  MeV enerji aralığında toplam  $|M_{\beta(+)}^{GT}|^2 = 9,97 \cdot 10^{-3}$  ile deneysel  $\beta$ -bozunum gücü değerinden daha aşağıdadır. Tam dönme değişmez modelde ise izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetlerinin ilavesiyle toplam  $|M_{\beta(+)}^{GT}|^2 = 1,84 \cdot 10^{-2}$  olmaktadır.

RPA ve bağımsız kuaziparçacık model arasında enerji ve logft değerinde 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  $\beta$ -bozunum matris elemanlarını güçlü bir biçimde etkilediğini göstermiştir.

Tablo 4.3.  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinde dönme değişmez hamiltoniyen ile hesaplanan  $\omega$ , (MeV) ve logft değerlerinin deneysel (Greenwood 1976) verileriyle karşılaştırılması

$I^\pi$	Deneysel			Teori			
	$\omega$	Logft	$M_\beta^2$	$\omega$	Logft	$M_{\beta(+)}^{GT}{}^2$	$M_{\beta(+)}^F{}^2$
$1^+ 2^+$	2,029	6,38	$1,6 \cdot 10^{-3}$	2,029	9,418	$0,1 \cdot 10^{-5}$	$0,1 \cdot 10^{-6}$
$1^+ 2^+$	2,088	6,34	$1,8 \cdot 10^{-3}$	2,331	5,649	$0,7 \cdot 10^{-2}$	$0,2 \cdot 10^{-2}$
$1^+ 2^+$	2,334	7,33	$1,8 \cdot 10^{-4}$	2,521	6,059	$0,2 \cdot 10^{-2}$	$0,2 \cdot 10^{-2}$
$1^+ 2^+$	2,536	7,50	$1,2 \cdot 10^{-4}$	2,542	5,548	$0,7 \cdot 10^{-2}$	$0,6 \cdot 10^{-2}$
$1^+ 2^+$	2,564	6,23	$2,3 \cdot 10^{-3}$	2,653	6,612	$0,3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$
$1^+ 2^+$	2,599	6,38	$1,6 \cdot 10^{-3}$	2,690	7,673	$0,3 \cdot 10^{-4}$	$0,8 \cdot 10^{-4}$
$1^+ ,2^-$	2,696	7,10	$3,1 \cdot 10^{-4}$	2,784	8,572	$0,9 \cdot 10^{-5}$	$0,2 \cdot 10^{-5}$
$1^+ ,2^+$	2,760	7,60	$9,8 \cdot 10^{-5}$	2,979	7,705	$0,3 \cdot 10^{-4}$	$0,8 \cdot 10^{-4}$
$1^+ 2^+$	2,851	7,40	$1,5 \cdot 10^{-4}$	3,161	6,963	$0,6 \cdot 10^{-5}$	$0,7 \cdot 10^{-3}$
$1^+ 2^+$	2,939	7,40	$1,5 \cdot 10^{-4}$	3,487	6,170	$0,5 \cdot 10^{-3}$	$0,3 \cdot 10^{-2}$
$1^+ 2^+$	3,027	7,30	$1,9 \cdot 10^{-4}$	3,525	6,147	$0,4 \cdot 10^{-3}$	$0,4 \cdot 10^{-2}$
$1^+ 2^+$	3,086	7,66	$8,5 \cdot 10^{-5}$	3,574	7,135	$0,2 \cdot 10^{-4}$	$0,4 \cdot 10^{-3}$
$1^+ 2^+$	3,160	8,02	$3,7 \cdot 10^{-5}$				
$1^+ 2^+$	3,245	8,29	$1,9 \cdot 10^{-5}$				
$1^+ 2^+$	3,327	6,80	$6,1 \cdot 10^{-4}$				
(1)	3,450	7,24	$2,2 \cdot 10^{-4}$				
(1 , 2)	3,499	7,25	$2,2 \cdot 10^{-4}$				
$1 ,2^+$	3,548	7,61	$9,5 \cdot 10^{-5}$				
$1 ,2^+$	3,652	7,30	$1,9 \cdot 10^{-4}$				

Hesaplama sonuçlarından  $\beta$  geçiş ihtimaline Fermi matris elemanlarının katkısının kayda değer derecede büyük olduğu görülmektedir.

#### 4.5.2. Çift-çift $^{136}\text{Ba}$ çekirdeğinin beta geçiş özelliklerinin incelenmesi

Deneysel olarak 1969 yılında R.A. Meyer ve R.D. Griffioen tarafından  $^{136}\text{Ba}$  çekirdeğinde beta geçişleri incelenmiştir. Bu deneylerde  $^{136}\text{La}$  çekirdeğinin  $\beta^+$



bozunumu sonucu  $^{136}\text{Ba}$  çekirdeğinde uyarılan  $1^+$  seviyelerinin ölçülen yarı ömürleri kullanılarak logft değerleri bulunmuştur.  $^{134}\text{Ba}$ 'da olduğu gibi  $^{136}\text{Ba}$  çekirdeği içinde daha sonraki yıllarda  $\beta$  bozunum özelliklerinin incelenmesi için herhangi bir çalışma yapılmamıştır

Çift-çift  $^{136}\text{Ba}$  çekirdeğinin beta geçiş özelliklerinin belirlenmesi için komşu tek-tek  $^{136}\text{La}$  izotopunun taban hal konfigürasyonunun bilinmesi gereklidir. Bölüm 3.1'de yaptığımız hesaplamalar bu çekirdeğin nötron-proton taban hal konfigürasyonunun deneysel verilere Meyer (1976)  $\{n_1[402]\downarrow-p_1[413]\uparrow\}$  olduğunu göstermektedir. Buna göre  $^{136}\text{La}$  izotopunun G-T beta bozunumu sonucu  $^{136}\text{Ba}$  çekirdeğinde  $1^+$  seviyeleri uyarılacaktır.

Hesaplama sonuçlarına göre bağımsız kuaziparçacık model (SQP) çok sayıda  $1^+$  durumları öngörmektedir ancak bu seviyelerden sadece konfigürasyonları  $pp[422\downarrow-413\uparrow]$ ,  $pp[411\downarrow-413\uparrow]$  olan iki seviye  $^{136}\text{La}$ 'ın beta bozunumuna uyarılabilir. QRPA'da ise bu yapılar  $1^+$  uyarılmalarının uygun tek fonon dalga fonksiyonları arasında paylaşılırlar. Bu paylaşımın bir sonucu olarak  $^{136}\text{Ba}$ 'da SQP modele göre biraz daha büyük logft değerli  $K^\pi=1^+$  seviyeleri gözlenmiştir Meyer ve Griffioen (1969). İncelemeler deneyde gözlenen  $1^+$  seviyelerinin logft değerlerinin  $5,0 < \log ft < 7,0$  aralığında değişmesinden  $\Delta N=0$  olan ah (izinli engellenmiş)  $\beta$ -geçişlerinin sorumlu olduğunu göstermektedir. Teorik hesaplamalarda da deneye uygun bir biçimde bu geçişler için  $5,0 < \log ft < 9,5$  aralığında değişen logft değerleri elde edilmektedir.

Bölüm 4'de tartıştığımız izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetlerinin dahil edildiği dönme değişmez Hamiltoniyen ile dönme değişmez olmayan hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan  $^{136}\text{Ba}$ 'un düşük enerjili  $K^\pi=1^+$  uyarılmaların sonuçları Tablo 4.4'de gösterilmiştir. Burada uyarılma enerjileri, B(M1) geçiş olasılıkları, logft değerleri, asimptotik Nilsson kuantum sayıları ile durumların tek parçacık yapıları  $(Nn_z \Lambda \Sigma)$  ve  $\psi_{ss}^i$  iki kuaziparçacık genlikleri verilmiştir.

Tablo 4.4.  $^{136}\text{Ba}$  çekirdeğinde dönme değişmez Hamiltoniyen ile değişmez olmayan hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan  $K^\pi=1^+$  durumlarına geçiş özelliklerinin karşılaştırılması. Burada sadece fonon dalga fonksiyonunun normuna 5% den daha büyük katkı veren iki-kuaziparçacık durumları ( $\Psi_{ss'}^i$ ) listelenir

Dönme Değişmez Model					Dönme Değişmez olmayan Model				
$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{ST}$					$H = H_{sqp} + V_{ST}$				
$\omega_n$	$\log ft$	$Nn_zAE$	$\Psi_{ss'}^i$	$B(M1)$	$\omega_n$	$\log ft$	$Nn_zAE$	$\Psi_{ss'}^i$	$B(M1)$
2,128	9,16	pp 420↑ -422↓	1,0	$<10^{-4}$	2,128	10,01	pp 420 ↑-422↓	-1,0	$<10^{-4}$
2,344	5,46	pp 420↑ -411↑ pp 422↓ -413↓	-0,78 -0,61	0,03	2,344	6,30	pp 420 ↑-411 pp 422↓-413↓	-0,968 0,247	0,661
2,426	6,88	pp 440↑ -422↓	-0,52	$<10^{-3}$	2,355	5,13	pp 420↑-411↑ pp 422↓-413↓	-0,243	0,156
2,514	5,51	nn 514↑ -505↓ pp 440↑ -420↑ pp 440↑-422↑ pp 420↑ -411↑ pp 422↓ -413↓	0,34 -0,27 -0,58 -0,40 0,49	0,04	2,416	8,05	pp 440↑-420↑	0,99	0,119
2,631	7,73	pp 440↑ -411↑	-0,98	0,01	2,443	7,89	pp 440 ↑-422↓	-0,99	0,080
2,844	7,44	nn 514↑ - 505↓ pp 440↑ - 420↑ pp 440↑ - 422↓	0,84 0,28 0,39	0,13	2,803	9,63	nn 514↑-505↓	1,0	$<10^{-3}$
3,215	7,09	pp 530 ↑ - 541↑	-0,96	$<10^{-4}$	3,208	11,73	pp 530↑- 541↑	1,0	0,01
3,258	6,50	pp 422↓ -402 ↑	0,90	0,01	3,269	10,75	pp 422↓ -402↑	1,0	$<10^{-4}$
3,318	6,26	nn 514↑ -505↓ pp 440↑ -420↑ pp 440↑ -422↑ pp 420↑ -411↑ pp 411↑-422↓ pp 422↓ -413↓ pp 422↓ -402↑ pp 411↑ -402↑ pp 413↓-404↓	0,21 0,22 0,29 -0,31 0,28 0,24 -0,42 0,38 0,21	$<10^{-3}$	3,381	13,42	nn 400↑ - 402↓	-1,0	$<10^{-4}$
3,382	8,44	nn 400↑-402↓	0,99	$<10^{-4}$	3,458	11,78	pp 411↑ -402↑	-1,0	0,10
3,509	7,36	nn 523↑ -514↑ pp 411↑ - 402↑ pp 413- 404↓	0,30 -0,83 0,33	0,02	3,650	13,38	nn 523↑ -514↑	-0,99	$<10^{-3}$
3,653	9,91	pp 541↑-532↑ pp 413↓ -404↓	0,32 0,50	0,04					

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  $1^+$

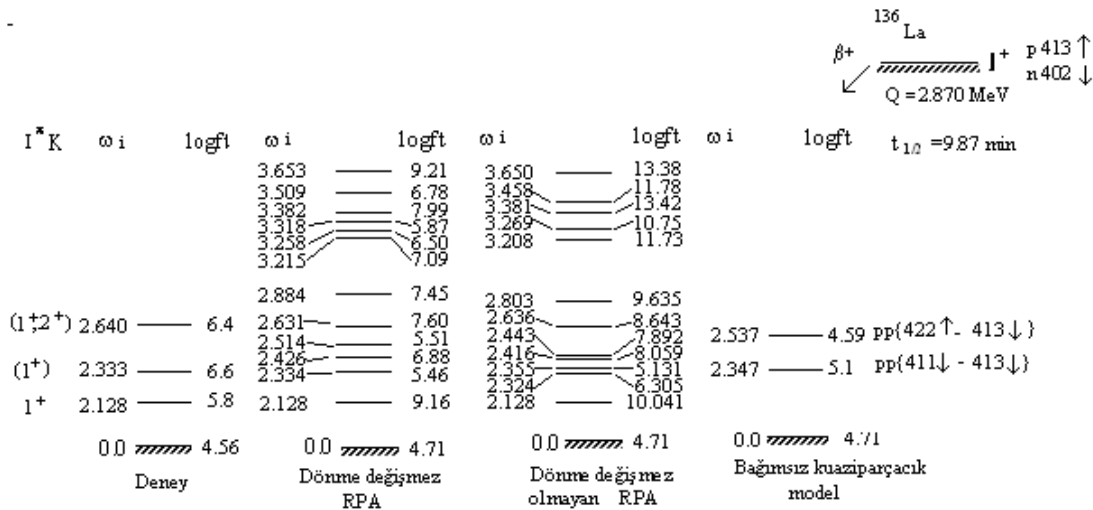
uyarılmalarına katkı verir. Bu durumda bütün spektroskopik  $1^+$  durumları zayıf bir biçimde kolektiftir.

Tablodan görüldüğü gibi burada  $^{136}\text{Ba}$  çekirdeğinde olduğu 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 2,344 MeV enerjide  $\log ft=6,3$  ve en kuvvetli  $B(M1)=0,661 \mu_N^2$ 'li  $1^+$  durumu iki tane iki-kuaziparçacık durumudur. Bu seviyenin dalga fonksiyonunun normuna katkısı %98'den fazladır. Dönme değişmez modelde ise  $B(M1)$  değeri en güçlü ( $B(M1)=0,131 \mu_N^2$ ) olan 2,844 MeV enerjide  $\log ft=7,44$  değerine sahip bu seviyenin oluşumuna çok sayıda iki-kuaziparçacık konfigürasyonu katılır. Tablodan görüldüğü gibi makas mod  $K^\pi=1^+$  uyarılmalarının hesaplanan M1 dipol gücünün ana parçası 2,844 MeV civarında tek bir demet oluşturduğu görülmüştür.

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. Yaptığımız analizler 2,844 MeV enerjide  $B(M1)=0,131 \mu_N^2$  ; 2,514 MeV enerjide  $B(M1)=0,048 \mu_N^2$  ; 3,653 MeV enerjide  $B(M1)=0,042 \mu_N^2$  olan  $B(M1)$  değeri kısmen büyük üç seviyenin varlığını gösterir. Bu seviyenin toplam  $\sum |M_{\beta(+)}^{GT}|^2 = 0,88 \cdot 10^{-3}$  ve  $\Sigma B(M1) = 0,221 \mu_N^2$  'dir. 3,6 MeV'in altında bu seviyelerin toplam  $\sum |M_{\beta(+)}^{GT}|^2$  ve  $\Sigma B(M1)$ 'e göreli katkısı sırasıyla %37 ve %63'dir.

Hesaplama sonuçları dönme değişmez modelde spektroskopik  $1^+$  durumların dönme değişmez olmayan modelden daha güçlü kolektif olduğunu göstermiştir. Dönme değişmez olmayan modelde 2,128 MeV enerjide  $\log ft=10,01$  olan pp [420 $\uparrow$ -422 $\downarrow$ ] konfigürasyonlu, 2,803 MeV enerjide  $\log ft=9,63$  olan pp [514 $\uparrow$ -505 $\downarrow$ ] konfigürasyonlu, 3,208 MeV enerjide  $\log ft=11,73$  pp [530 $\uparrow$ -541 $\uparrow$ ] konfigürasyonlu, 3,269 MeV enerjide  $\log ft=10,75$  pp [422 $\downarrow$  -402 $\uparrow$ ] konfigürasyonlu, 3,381 MeV enerjide  $\log ft=13,42$  nn [400 $\uparrow$ -402 $\downarrow$ ] konfigürasyonlu, 3,458 MeV enerjide  $\log ft=11,78$  pp [411 $\uparrow$ -402 $\uparrow$ ] konfigürasyonlu olmak üzere pek çok sayıda iki kuazi parçacık  $1^+$  durumu mevcuttur. Bununla beraber 2,128 MeV enerjide  $\log ft=9.16$  olan pp [420 $\uparrow$ -422 $\downarrow$ ] konfigürasyonu ile bir tane iki kuazi parçacık  $1^+$  durumunu tahmin eder. Buna göre söylenebilir ki bu seviyeler spin-vibrasyon karakterli seviyelerdir ve NRF, (e,e') reaksiyonların da kolayca gözlemlenemezler. Teorik olarak bu uyarılmış durum 2,128 MeV  $\log ft=5,8$  ile gözlenen deneysel değer  $1^+$  durumuna karşı gelmektedir (bkz şekil 4.1. kolon (a)). Bu seviyeler beta bozunum deneylerinde gözlemlenirler. Böyle durumlar makas mod özelliklerini tam tanımlamak için elektromanyetik deneylerde beraber beta bozunum deneylerinin de önemli rol oynadığını gösterir.



Şekil 4.2. Dönme değişmez olan, dönme değişmez olmayan ve SQP modelde hesaplanan  $\omega_i$  (MeV) ve  $\log ft$  değerlerinin R.A.Mayer (1969) deneysel değerlerle karşılaştırılması

Şekilden görüldüğü gibi  $^{136}\text{Ba}$  için deneylerde  $I^\pi=1^+$  olabilecek 3 tane seviye gözlenmiştir. SQP model 3.7 MeV'in altındaki enerjilerde sadece iki tane iki kuaziparçacık  $1^+1$  durumunu tahmin eder (bkz. Kolon (d)). QRPA'da spin-spin ve

restore edici kuvvetleri bu iki-kuaziparçacık konfigürasyonu bütün  $1^+$  seviyelerinin fonon dalga fonksiyonuna dağıtır. Sonuç olarak bu tür küçük karışımlardan dolayı  $^{136}\text{La}$  çekirdeğinin beta bozunumu sonucu  $^{136}\text{Ba}$  izotopunda tüm  $1^+$  seviyeleri uyarılır. Dönme değişmez modelde logft değeri nispeten küçük olan on iki kolektif durum meydana gelir. Bu durumlar deneysel olarak gözlenen  $1^+$  uyarılmaları ile belirlenebilir. Dönme değişmez modelde (kolon (b)) görüldüğü gibi,  $1^+$  durumlarının  $\beta$ -bozunumunda gözlenmesi dönme değişmez olmayan modelden daha hızlıdır (kolon (c)). Burada dikkate değer bir nokta SQP modeldeki iki kuaziparçacık konfigürasyonlarının uygun  $1^+$  fonon durumlarına  $\beta$ -bozunum oranının artmasında önemli bir rol oynadığıdır.

Hesaplama sonuçlarında Hamiltoniyenin dönme değişmezliğin restorasyonunun düşük enerjilerde RPA çözümlerinin dağılımını değiştirdiğini ve düşük enerjili uyarılmaların enerjilerinin ve logft değerlerinin çok güçlü bir şekilde etkilendiğini gösterir. Kırılan simetrlili Hamiltoniyen düşük enerjilerde  $\beta$ -bozunum gücünü  $|M_{\beta(+)}^{GT}|^2$  yaklaşık olarak iki defa daha az tahmin eder. Örneğin kırılma dönme simetrlili Hamiltoniyen kullanıldığında toplam  $|M_{\beta(+)}^{GT}|^2 = 2,37 \cdot 10^{-2}$  dir. Tam dönme değişmez modelde izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetlerinin ilavesiyle toplam  $|M_{\beta(+)}^{GT}|^2 = 3,1 \cdot 10^{-2}$  olur. Bu değerler 2,0 ÷ 3,7 MeV enerji aralığında toplam  $|M_{\beta(+)}^{GT}|^2 = 8,57 \cdot 10^{-3}$  ile deneysel  $\beta$ -bozunum güç değerinden daha büyüktür. Bunun esas sebebi deneyde o dönemde bir çok seviyenin gözlemlenememesidir.

Bozunum şeması incelendiğinde RPA ve bağımsız kuaziparçacık model arasında enerji ve logft değerinde 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  $\beta$ -bozunum matris elemanlarını güçlü bir biçimde etkilediğini göstermiştir.

Tablo 4.5.  $^{136}\text{Ba}$  çekirdeğinde dönme değişmez hamiltoniyen ile hesaplanan  $\omega_i$  (MeV) ve  $\log ft$  değerlerinin deneysel (Meyer 1969) verilerle karşılaştırılması

$I^\pi$	$\omega$	D deney		Teori			
		$\log ft$	$M_\beta^2$	$\omega$	$\log ft$	$M_{\beta(+)}^{GT}{}^2$	$M_{\beta(+)}^F{}^2$
$(1^+, 2^+)$	2,128	5,8	$6,1 \cdot 10^{-3}$	2,128	9,16	$0,4 \cdot 10^{-5}$	$0,4 \cdot 10^{-6}$
$(1^+)$	2,333	6,6	$9,7 \cdot 10^{-4}$	2,334	5,46	$0,1 \cdot 10^{-1}$	$0,2 \cdot 10^{-2}$
$1^+$	2,640	6,4	$1,5 \cdot 10^{-3}$	2,426	6,88	$0,4 \cdot 10^{-3}$	$0,2 \cdot 10^{-3}$
				2,514	5,51	$0,8 \cdot 10^{-2}$	$0,5 \cdot 10^{-2}$
				2,631	7,60	$0,7 \cdot 10^{-4}$	$0,4 \cdot 10^{-4}$
				2,884	7,45	$0,1 \cdot 10^{-3}$	$0,1 \cdot 10^{-6}$
				3,215	7,09	$0,2 \cdot 10^{-3}$	$0,2 \cdot 10^{-3}$
				3,258	6,50	$0,5 \cdot 10^{-3}$	$0,1 \cdot 10^{-2}$
				3,318	5,87	$0,2 \cdot 10^{-2}$	$0,5 \cdot 10^{-2}$
				3,382	7,99	$0,1 \cdot 10^{-4}$	$0,4 \cdot 10^{-4}$
				3,509	6,78	$0,1 \cdot 10^{-3}$	$0,7 \cdot 10^{-3}$
				3,653	9,21	$0,5 \cdot 10^{-6}$	$0,3 \cdot 10^{-5}$

$^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinde olduğu gibi bu izotoptada  $\beta$  geçiş ihtimaline Fermi matris elemanlarının katkısının büyük olduğu görülmektedir.

## BÖLÜM 5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı çerçevesinde dönme ve dönme değişmez olmayan Hamiltoniyenler kullanılarak çift çift deforme çekirdeklerde dipol seviyelerin izinli Fermi ve Gamow-Teller beta geçiş özellikleri incelenmiştir. Bu teori çerçevesinde  $^{134}\text{Ba}$  ve  $^{136}\text{Ba}$  izotoplarında  $1^+$  seviyelerinin M1 ve beta geçiş özellikleri araştırılarak, NRF ve beta 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.

Kuantum sayıları bilinmeyen tek-tek  $^{134}\text{La}$  ve  $^{136}\text{La}$  izotoplarının Woods-Saxon bazında taban hal nötron taban hal nötron ve proton kuaziparçacık yapıları sırasıyla  $[402]3/2-[413]5/2$ ,  $[402]3/2-[413]5/2$  olarak elde tayin edilmiştir.

Dönme değişmez Hamiltoniyen kullanılarak  $^{134}\text{Ba}$  ve  $^{136}\text{Ba}$  izotopları için yapılan hesaplamalar her iki izotop içinde orbital karakterli durumların B(M1) değerine katkısının 4 MeV'e kadar enerjilerde spin karakterli durumlara göre daha hakim olduğunu göstermiştir.

Yapılan hesaplamaların sonuçları incelendiğinde kolektif  $1^+$  seviyelerin  $\beta$  geçiş ihtimaline Fermi matris bileşenlerinin tersine G-T geçişleri kadar kayda değer derecede büyük olduğu görülmektedir.

$^{134}\text{Ba}$  ve  $^{136}\text{Ba}$  çekirdeklerinin makas mod seviyelerinin beta geçiş özelliklerinin araştırılması için yapılan hesaplamalar da dönme değişmez model kullanıldığında,  $\beta$  bozunum ihtimalinin deneysel değerlerle uygun düştüğü görülmüştür. Sonuçlarımız  $^{134}\text{Ba}$  ve  $^{136}\text{Ba}$  çekirdeklerinde  $\beta$ -bozunumunda (Greenwood 1976, Meyer 1969) gözlenen bütün  $1^+$  durumlarının büyük olasılıkla K=1 karakterli olduğunu

göstermektedir.  $^{134}\text{La}$  ve  $^{136}\text{La}$  izotoplarının  $\beta^{(+)}$  bozunumunda  $^{134}\text{Ba}$  ve  $^{136}\text{Ba}$  çekirdeklerinde gözlenen pozitif pariteli spin-1 durumlarının büyük kısmının spini ve paritesi  $K^\pi=1^+$  olan orbital karakterli makas mod uyarılmaları olduğu sonucuna varılmıştır.

Teori  $^{134}\text{Ba}$  ve  $^{136}\text{Ba}$  izotopunda deneyden farklı olarak daha yoğun dipol spektrum öngörmektedir. 40 yıl önceki koşullarda teorinin öngördüğü bir çok seviyenin gözlenmesi doğaldır. Günümüzdeki teknik koşullar kullanılarak beta geçiş ihtimalleri daha hassas bir biçimde ölçülebildiğinden yeni deneylerde elde edilen verilerin teorik sonuçlarla karşılaştırılması neticesinde düşük enerjili seviye spinlerinin ve 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

AFANASIEV G.N., Preprint P4-3431, JINR, Dubna, 1967.

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

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

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

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

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

BOGOLYUBUV, N.N., Lectures of Quantum Statistics, Sevestskaya Shkola, Kiev (translation Gordon and bridge, New York), 1969.

BOHR, A., MOTTELSON, B., Nuclear Structure, W.A. Benjamin, v.2, NewYork, 1969.

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

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.

DJELEPOV, B.S., SHESTOPALOV, 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 Parametresof the deformed Woods-Saxon potential for A=110-120 nuclei, J.Phys. G:Nucl. Phys., 4, 10, pp. 1543-1562, 1978.

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

ERTUĞRAL, F., GULIYEV, E., KULIEV, A., YILDIRIM, Z., Fine structure of the dipole excitations of the even-even nucleus in the spectroscopic region, *Central European Journal of Physics*, 7, 4, pp. 731-737, 2009.

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

FAESSLER, A., NOJAROV, A., TAIGEL, T., Rotational isovector vibrations in titanium nuclei, *Nucl. Phys. A*, 492, 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 *Phys. Rev. C*, 59, 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. 145-177, 1965.

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

GABRAKOV, S.I., KULIEV, A.A., and unlike particle-hole states in deformed odd-odd nuclei and  $\beta$  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.

GULIYEV, E., KULIEV, A.A., ERTUĞRAL, F., Low-lying magnetic and electric dipole strength distribution in nucleus, *The Eur. Phys. J. A*, 39, pp. 323-333, 2009.

GULIYEV, E., YAVAS, O., KULIEV, A.A., Spin vibrational states in nucleus, *Bulg. J. Phys.* 27, pp. 17-21, 2000.

GREENWOOD, R.C., REICH, C.W., HELMER, R.G., GEHRKE, R.J. and ANDERL, R.A.,  $^{134}\text{Ba}$  level scheme as observed in the decay of  $^{134}\text{La}$ , *PHYSICAL REVIEW C*, 14, pp. 1906-1924.

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.

IACHELLO, F., Local versus global isospin symmetry in nuclei, Phys. Lett B, 160, 1-4, 1985.

IKEDA K., FUJI, 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  $\beta^+$  Decay of The Isotopes  $^{117-123}\text{Ba}$  Sov J. Nucl. Phys. 24, pp. 145-150, 1976.

KNEISSLE, U., PITZ, H.H., ZILGES, A., Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering, Prog. Part. Nucl. Phys., 34, pp. 285, 1995.

KNEISSLE, U., PITZ, H.H., ZILGES, A., Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering, Prog. Part. Nucl. Phys., 37, pp. 349-433, 1995.

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., GERCEKLIOGLU, M., The dependence of the scissors mode on the deformation in  $^{140-150}\text{Ce}$  the 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 state and ground state correlations, J. Phys. G: Nucl. Phys., 30, pp. 1253-1267, 2004.

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

MAYER, R.A., GRIFFIOEN, R.D., Two-Phonon Triplet in  $^{136}\text{Ba}$  and Decay of  $^{136}\text{La}$ , PHYSICAL REVIEW, 186, 4pp 1220-1226, 1969.

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

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.

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., NORONOV, 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 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.

SOLOVIEV, V.G., SUSHKOV, A.V., SHIRIKOVA, N.YU., Low-energy dipole  $\gamma$ -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., BEKTAŞOĞLU, 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., BEKTAŞOĞLU, M., Investigation of the Magnetic Dipole Moments of the  $I^{\pi}=1^{+}1$  States in the even-even Deformed Nuclei, AIP Conf. Proc., 899, pp. 544, 2007.

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

YILDIRIM, Z., GULIYEV, E. KULIEV, A.A., ÖZKAN, S., The Beta-Decay properties of Scissors Model  $1^{+}$  States in  $^{164}\text{Er}$ , American Institute of Physics, 1072, pp. 229-232, 2008.

YILDIRIM, Z., KULIYEV, A.A., GULIYEV, E., ERTUĞRAL, F., The fermi and Gamow Teller  $\beta$ -Decay Excitations of the S KULIEV, A.A., GULIYEV, E., ERTUĞRAL, F., The Fermi and Gamow Teller  $\beta$ -Decay Excitations of the Scissors Mode  $1^{+}$  States, American Institute of Physics, 899, pp. 125-126, 2007.

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

YILDIRIM, Z., GULIYEV, E., ERTUĞRAL, "The  $\beta$ -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.

## EKLER

**Süperakışkan modelde sistemin parçacık sayısının kuasi-parçacık tasvirinde yazılışı;**

$$N = \sum_{s\sigma} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} \quad (\text{Ek A 1})$$

$$N = \sum_{s\sigma} (u_s a_{s-\sigma}^+ + \sigma v_s a_{s\sigma}) (u_s a_{s-\sigma} + \sigma v_s a_{s\sigma}^+) \quad (\text{Ek A 2})$$

$$N = \sum_{s\sigma} [u_s (\alpha_{s-\sigma}^+ \alpha_{s-\sigma}) + \sigma u_s v_s (\alpha_{s-\sigma}^+ \alpha_{s\sigma}^+) + \sigma u_s v_s (\alpha_{s\sigma} \alpha_{s-\sigma}) + \sigma^2 v_s^2 (\alpha_{s\sigma} \alpha_{s\sigma}^+)] \quad (\text{Ek A 3})$$

$\sigma = \pm 1$  olduğundan  $\sigma^2 = 1$ ' dir. Şimdi toplamdaki  $\sigma = \pm 1$ 'i açalım;

$$N = \sum_{s+} [u_s^2 (\alpha_{s-}^+ \alpha_{s-}) + u_s v_s (\alpha_{s-}^+ \alpha_{s+}^+) + u_s v_s (\alpha_{s+} \alpha_{s-}) + v_s^2 (\alpha_{s+} \alpha_{s+}^+)] + \sum_{s-} [u_s^2 (\alpha_{s+}^+ \alpha_{s+}) - u_s v_s (\alpha_{s+}^+ \alpha_{s-}^+) - u_s v_s (\alpha_{s-} \alpha_{s+}) + v_s^2 (\alpha_{s-} \alpha_{s-}^+)] \quad (\text{Ek A 4})$$

burada  $s +$  ve  $s -$  yerine sırasıyla  $s$  ve  $\tilde{s}$  yazabiliriz.

$$N = \sum_{s+} [u_s^2 (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_{\tilde{s}} + \alpha_s^+ \alpha_s) + u_s v_s (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\tilde{s}} - \alpha_s^+ \alpha_{\tilde{s}}^+ - \alpha_{\tilde{s}} \alpha_s) + v_s^2 (\alpha_s \alpha_s^+ + \alpha_{\tilde{s}} \alpha_{\tilde{s}}^+)] \quad (\text{Ek A 5})$$

$$\alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s'\sigma'} + \alpha_{s'\sigma'} \alpha_{s\sigma}^+ = \delta_{ss'} \delta_{\sigma\sigma'}$$

$$\alpha_{s\sigma} \alpha_{s'\sigma'} + \alpha_{s'\sigma'} \alpha_{s\sigma} = 0 \quad (Ek A 6)$$

$$\alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s'\sigma'}^+ + \alpha_{s'\sigma'}^+ \alpha_{s\sigma}^+ = 0$$

anti-komütasyon bağıntıları kullanılırsa;

$$\alpha_s^+ \alpha_{\bar{s}} = -\alpha_{\bar{s}} \alpha_s^+$$

$$\alpha_{\bar{s}} \alpha_s = -\alpha_s \alpha_{\bar{s}} \quad (Ek A 7)$$

$$\alpha_s \alpha_s^+ = 1 - \alpha_s^+ \alpha_s$$

$$\alpha_{\bar{s}} \alpha_{\bar{s}}^+ = 1 - \alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_{\bar{s}}$$

ifadeleri yazılabilir bu ifadeleri yerlerine koyarsak

$$N = \sum_s [u_s^2 (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_{\bar{s}} + \alpha_s^+ \alpha_s) + 2u_s v_s (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\bar{s}}) + v_s^2 (2 - \alpha_s^+ \alpha_s - \alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_{\bar{s}})] \quad (Ek A 8)$$

$$N = \sum_s [(u_s^2 - v_s^2) (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_{\bar{s}} + \alpha_s^+ \alpha_s) + 2u_s v_s (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\bar{s}}) + 2v_s^2] \quad (Ek A 9)$$

$$N = \sum_{s\sigma} [(u_s^2 - v_s^2) (\alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma}) + 2u_s v_s (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\bar{s}}) + 2v_s^2] \quad (Ek A 10)$$

burada

$$B_{ss} = \sum_{\sigma} \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma} \quad (Ek A 11)$$

$$u_s^2 - v_s^2 = \frac{E_s - \lambda_n}{\epsilon_s} \quad (Ek A 12)$$

$$N = \sum_{s\sigma} \left[ \frac{E_s - \lambda_n}{\epsilon_s} B_{ss} + 2u_s v_s (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\bar{s}}) + 2v_s^2 \right] \quad (Ek A 13)$$

ifadesi parçacık sayısının kuaziparçacık tasvirinde yazılmış halidir.

Taban durumundaki parçacık sayısını bulabilmek için (13) ifadesinin orta değeri alınırsa;

$$\langle N \rangle = \sum_{s\sigma} \langle \Psi_0 | \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma} | \Psi_0 \rangle \quad (Ek A 14)$$

$$\begin{aligned} \langle N \rangle &= \frac{E_s - \lambda_n}{\epsilon_s} \sum_s \langle \Psi_0 | B_{ss} | \Psi_0 \rangle + 2u_s v_s \sum_s \langle \Psi_0 | \alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\bar{s}} | \Psi_0 \rangle \\ &\quad + 2v_s^2 \sum_s \langle \Psi_0 | | \Psi_0 \rangle \end{aligned} \quad (Ek A 15)$$

burada sistemin taban durumu kuasi-parçacık vakumu olduğundan;

$$\alpha | \Psi_0 \rangle = 0 \quad (Ek A 16)$$

$$\langle \Psi_0 | \alpha^+ = 0 \quad (Ek A 17)$$

olur. Bu ifadeler (15)'te kullanılırsa,



$$\langle N \rangle = \sum_{s\sigma} \langle \Psi_0 | \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma} | \Psi_0 \rangle = 2v_s^2 \quad (\text{Ek A 18})$$

elde edilir. Bu ifade taban durumundaki kuaziparçacık sayısıdır.

Şimdi taban durumunda  $(\Psi_0)$   $H_0(n)$  Hamiltonyeninin beklenen değerinin ifadesini bulalım.

$$\begin{aligned} H_0(n) &= \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma} \\ &- G_N \sum_{ss'} \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'-} \alpha_{s'+} \end{aligned} \quad (\text{Ek A 19})$$

$$\begin{aligned} \langle |H_0(n)| \rangle_0 &= \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) \langle \Psi_0 | \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma} | \Psi_0 \rangle \\ &- G_N \sum_{ss'} \langle \Psi_0 | \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'-} \alpha_{s'+} | \Psi_0 \rangle \end{aligned} \quad (\text{Ek A 20})$$

Burada

$$\begin{aligned} \langle \Psi_0 | \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma} | \Psi_0 \rangle &= 2v_s^2 \end{aligned} \quad (\text{Ek A 21})$$

olarak bulunur.(bkz. (Ek A 18))

(Ek A 20) ifadesindeki  $\langle \Psi_0 | \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'-} \alpha_{s'+} | \Psi_0 \rangle$  terimi ele alınırsa,

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

$$a_{s'-}^+ = u_s \alpha_{s'+}^+ - v_s \alpha_{s'-} \quad (\text{Ek A 22})$$

$$a_{s'-} = u_s \cdot a_{s'+} - v_s \cdot a_{s-}^+$$

$$a_{s'+} = u_s \cdot a_{s'-} + v_s \cdot a_{s+}^+$$

(Ek A 22) ifadeleri (Ek A 20)'de yerlerine konulursa,

$$\begin{aligned} & \langle \Psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} | \Psi_0 \rangle \\ &= \langle \Psi_0 | \left( \underline{u_s a_{s-}^+} + v_s a_{s+} \right) (u_s a_{s+}^+ - v_s a_{s-}) (u_s \cdot a_{s'+} - v_s \cdot a_{s-}^+) \left( \underline{u_s \cdot a_{s'-}} + v_s \cdot a_{s+}^+ \right) | \Psi_0 \rangle \end{aligned}$$

elde edilir ve bu ifadedeki altı çizili terimler (Ek A 16) ve (Ek A 17) ifadelerinden dolayı ihmal edilebilir.

$$\begin{aligned} & \langle \Psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} | \Psi_0 \rangle = \\ & \langle \Psi_0 | (u_s v_s a_{s+} a_{s+}^+ - v_s^2 a_{s+} a_{s-}) (u_s \cdot v_s \cdot a_{s'+} a_{s'+}^+ - v_s^2 a_{s-}^+ a_{s'+}^+) | \Psi_0 \rangle \end{aligned} \quad (\text{Ek A 23})$$

$$\begin{aligned} &= u_s v_s u_s \cdot v_s \cdot \langle \Psi_0 | a_{s+} a_{s+}^+ a_{s'+} a_{s'+}^+ | \Psi_0 \rangle - u_s v_s v_s^2 \cdot \langle \Psi_0 | a_{s+} a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'+}^+ | \Psi_0 \rangle - \\ & \hspace{15em} (\text{Ek A 24}) \end{aligned}$$

$$v_s^2 u_s \cdot v_s \cdot \langle \Psi_0 | a_{s+} a_{s-} u_s \cdot v_s \cdot a_{s'+} a_{s'+}^+ | \Psi_0 \rangle + v_s^2 v_s^2 \cdot \langle \Psi_0 | a_{s+} a_{s-} a_{s-}^+ a_{s'+}^+ | \Psi_0 \rangle$$

(Ek A 24) ifadesindeki bazı terimleri aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$a_{s+} a_{s+}^+ = 1 - a_{s+}^+ a_{s+}$$

$$a_{s'+} a_{s'+}^+ = 1 - a_{s'+}^+ a_{s'+} \quad (\text{Ek A 25})$$

$$a_{s-} a_{s-}^+ = \delta_{ss'} - a_{s-}^+ a_{s-}$$

Buradan,

$$\begin{aligned} & \langle \Psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} | \Psi_0 \rangle \\ &= u_s v_s u_s \cdot v_s \cdot \langle \Psi_0 | a_{s'+} a_{s'+}^+ | \Psi_0 \rangle + v_s^2 v_s^2 \cdot \delta_{ss'} \cdot \langle \Psi_0 | a_{s+} a_{s+}^+ | \Psi_0 \rangle \end{aligned}$$

$$\langle \Psi_0 | a_{s^+}^+ a_{s^-}^+ a_{s'}^- a_{s'+}^- | \Psi_0 \rangle = u_s v_s u_{s'} v_{s'} + v_s^2 v_{s'}^2 \delta_{ss'} \delta_{ss'} \quad (\text{Ek A 27})$$

bulunur. Bu ifade genel formda

$$\langle \Psi_0 | a_{s^+}^+ a_{s^-}^+ a_{s'}^- a_{s'+}^- | \Psi_0 \rangle = u_s v_s u_{s'} v_{s'} - v_s^4 \delta_{ss'} \quad (\text{Ek A 28})$$

şeklinde yazılabilir.

Böylece Hamiltonyenin beklenen değeri için; (Ek A 21) ve (Ek A 28) ifadelerini aşağıda yerine yazarsak

$$\langle |H_0(n)| \rangle_0 = \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) \langle \Psi_0 | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \Psi_0 \rangle - G_N \sum_{ss'} \langle \Psi_0 | a_{s^+}^+ a_{s^-}^+ a_{s'}^- a_{s'+}^- | \Psi_0 \rangle$$

$$\langle |H_0(n)| \rangle_0 = 2 \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) v_s^2 - G_N \sum_{ss'} (u_s v_s u_{s'} v_{s'} - v_s^4 \delta_{ss'}) \quad (\text{Ek A 29})$$

Bu eşitlikte  $E(s) = E_0(s) - G_N \frac{v_s^2}{2}$  ifadesindeki  $E_0(s)$  terimi çekilip yerine yazılırsa (Ek A 29) ifadesinin genel formda yazılışı;

$$\langle |H_0(n)| \rangle = 2 \sum_{s\sigma} (E_s - \lambda_n) v_s^2 - G_N \sum_s u_s v_s \sum_{s'} u_{s'} v_{s'} \delta_{ss'} \quad (\text{Ek A 30})$$

elde edilir.

$u_s$  ve  $v_s$  çözümlerinin elde edilmesi

$$2\{E(s) - \lambda_n\}u_s v_s - (u_s^2 - v_s^2)C_N = 0 \quad (\text{Ek A 31})$$

$$2\{E(s) - \lambda_n\}u_s v_s = (u_s^2 - v_s^2)C_N \quad (\text{Ek A 32})$$

eşitliğinde her iki tarafın karesi alınırsa

$$4\{E(s) - \lambda_n\}^2 u_s^2 v_s^2 = (u_s^4 - 2u_s^2 v_s^2 + v_s^4)C_N^2 \quad (\text{Ek A 33})$$

$$4\{E(s) - \lambda_n\}^2 u_s^2 v_s^2 = [(u_s^4 + 2u_s^2 v_s^2 + v_s^4) - 4u_s^2 v_s^2]C_N^2 \quad (\text{Ek A 34})$$

$$4[\{E(s) - \lambda_n\}^2 + C_N^2]u_s^2 v_s^2 = [(u_s^2 + v_s^2)^2]C_N^2 \quad (\text{Ek A 35})$$

$u_s^2 + v_s^2 = 1$  olduğundan

$$4[\{E(s) - \lambda_n\}^2 + C_N^2]u_s^2 v_s^2 = C_N^2 \quad (\text{Ek A 36})$$

Burada  $\varepsilon(s) = \sqrt{C_N^2 + \{E(s) - \lambda_n\}^2}$  olarak seçilirse

$$u_s^2 v_s^2 = \frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\varepsilon^2(s)} \quad (\text{Ek A 37})$$

$$u_s v_s = \frac{1}{2} \frac{C_N}{\varepsilon(s)} \quad (\text{Ek A 38})$$

bulunur.

(37) ifadesinden  $v_s^2 = \frac{1}{4u_s^2} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2}$  alınıp aşağıda yerine konulursa,

$$u_s^2 + v_s^2 = 1$$

$$u_s^2 + \frac{1}{4u_s^2} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2} = 1 \quad (\text{Ek A 39})$$

$$u_s^4 - u_s^2 + \frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2} = 0 \quad (\text{Ek A 40})$$

denklemi elde edilir. Bu denklemde  $u_s^2 = t$  değişken dönüşümü ve  $\frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2} = k$  sadeleştirilmesi yapılırsa;

$$t_s^2 - t_s + k = 0 \quad (\text{Ek A 41})$$

Bu ikinci dereceden denklem çözülürse;

$$t_{1,2} = \frac{1 \pm \sqrt{1-4k}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{1-4 \frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{1 - \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{\varepsilon(s)^2 - C_N^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} \quad (\text{Ek A 42})$$

$$t_{1,2} = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{\{E(s) - \lambda_n\}^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} = \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)} \right\} \quad (\text{Ek A 43})$$

$$u_s^2 = \frac{1}{2} \left[ 1 \pm \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)} \right] \quad (\text{Ek A 44})$$

$$v_s^2 = \left[ 1 \mp \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)} \right] \quad (Ek A 45)$$

çözümleri elde edilir.

\*Eğer Bogolyubov'un teorisi doğru ise  $\alpha_0 \Psi_0 = 0$  olmalıdır. Yani BCS temel hal dalga fonksiyonu kuasi-parçacık vakumudur.

$$\Psi_0 = \prod_{s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \Psi_{00} \quad (BCS) \quad (Ek A 46)$$

$$\alpha_s = u_s a_{\bar{s}} + v_s a_s^+ \quad (Ek A 47)$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = \alpha_s = (u_s a_{\bar{s}} + v_s a_s^+) \prod_{s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \Psi_{00} \quad (Ek A 48)$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = (u_s a_{\bar{s}} + v_s a_s^+) (u_s + v_s a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \prod_{S \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \Psi_{00} \quad (Ek A 49)$$

$$\begin{aligned} \alpha_0 \Psi_0 = & \left( u_s^2 a_{\bar{s}} + v_s^2 \underline{a_s^+ a_s^+ a_{\bar{s}}^+} + u_s v_s a_s^+ \right. \\ & \left. + u_s v_s a_{\bar{s}} a_s^+ a_{\bar{s}}^+ \right) \prod_{S \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \Psi_{00} \end{aligned} \quad (Ek A 50)$$

$a_s^+ a_s^+ = 0$  dir. (Pauli ilkesinden dolayı)

$$\alpha_0 \Psi_0 = (u_s^2 a_{\bar{s}} + u_s v_s a_s^+ - u_s v_s a_s^+ a_{\bar{s}} a_{\bar{s}}^+) \prod_{S \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \Psi_{00} \quad (Ek A 51)$$

$a_{\bar{s}}^+ a_s^+ = 1 - a_{\bar{s}}^+ a_{\bar{s}}$  olduğundan

$$\alpha_0 \Psi_0 = (u_s^2 a_{\bar{s}} + u_s v_s a_s^+ - u_s v_s a_s^+ + u_s v_s a_s^+ a_{\bar{s}}^+ a_{\bar{s}}) \prod_{s \neq \bar{s}} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'}^+ a_{\bar{s}'}^+) \Psi_{00} \quad (Ek A 52)$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = (u_s^2 a_{\bar{s}} + u_s v_s a_s^+ a_{\bar{s}}^+ a_{\bar{s}}) \prod_{s \neq \bar{s}} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'}^+ a_{\bar{s}'}^+) \Psi_{00} \quad (Ek A 53)$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = \prod_{s \neq \bar{s}} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'}^+ a_{\bar{s}'}^+) (u_s^2 a_{\bar{s}} + u_s v_s a_s^+ a_{\bar{s}}^+ a_{\bar{s}}) \Psi_{00} \quad (Ek A 54)$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = \prod_{s \neq \bar{s}} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'}^+ a_{\bar{s}'}^+) (u_s^2 + u_s v_s a_s^+ a_{\bar{s}}^+) a_{\bar{s}} \Psi_{00} \quad (Ek A 55)$$

burada  $a_{\bar{s}} \Psi_{00} = 0$  dir.

$$\alpha_0 \Psi_{00} = 0 \quad (Ek A 56)$$

elde edilir. (Soloviev 1976)

## ÖZGEÇMİŞ

Hediye Karaçay 1978 yılında Trabzon'un Çaykara ilçesinde doğdu. İlk orta ve lise eğitimini İstanbul'da tamamladı.1997 yılında başladığı Sakarya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünden 2001 yılında mezun oldu. Mezun olduktan sonra özel eğitim kurumlarında fizik ve fen bilgisi öğretmeni olarak çalıştı. 2009 yılında başladığı Sakarya Üniversitesi Fen-Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümünde yüksek lisans eğitimini sürdürmektedir.