

**BAZI DEFORME ¹⁵⁶⁻¹⁶⁵Dy İZOTOPIK ÇEKİRDEKLERİN NÜKLEER
ENERJİ SEVİYE YOĞUNLUĞUNUN VE SİMETRİ ÖZELLİKLERİNİN
KOLLEKTİF UYARILMA MODLARINA GÖRE İNCELENMESİ**

Sabahattin AKBAŞ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

OCAK 2012

ANKARA

Sabahattin AKBAŞ tarafından hazırlanan BAZI DEFORME ¹⁵⁶⁻¹⁶⁵Dy İZOTOPIK ÇEKİRDEKLERİN NÜKLEER ENERJİ SEVİYE YOĞUNLUĞUNUN VE SİMETRİ ÖZELLİKLERİNİN KOLLEKTİF UYARILMA MODLARINA GÖRE İNCELENMESİ adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Şeref OKUDUCU

Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Şeref OKUDUCU

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Doç. Dr. B. Berrin ŞİRVANLI

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Doç. Dr. Mustafa KARADAĞ

Fizik Eğitimi Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

06/01/2012

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Bilal TOKLU

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

SABAHATTİN AKBAŞ

**BAZI DEFORME ¹⁵⁶⁻¹⁶⁵Dy İZOTOPIK ÇEKİRDEKLERİN NÜKLEER
ENERJİ SEVİYE YOĞUNLUĞUNUN VE SİMETRİ ÖZELLİKLERİNİN
KOLLEKTİF UYARILMA MODLARINA GÖRE İNCELENMESİ
(Yüksel Lisans Tezi)**

Sabahattin AKBAŞ

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Ocak 2012**

ÖZET

Bu çalışmada, bazı deforme ¹⁵⁶⁻¹⁶⁵Dy izotopik çekirdeklerin nükleer enerji seviye yoğunluğu, enerji seviye yoğunluk parametresi ve simetri özellikleri kollektif uyarılma modlarına göre incelenmiştir. İncelenen Dy çekirdeklerinin uyarılma enerjisine bağlı olarak enerji seviye yoğunluğu ve simetri özelliklerini belirten enerji oranlarının hesaplanmasında deforme çekirdeklerin eş-aralıklı ve nükleonların kollektif hareketini temel alan bir model kullanılmıştır. Hesaplanan değerler literatürdeki diğer çalışmalarla karşılaştırılmış ve genel olarak s-dalgalı nötron rezonans verileri ile uyum içinde olduğu belirlenmiştir.

Bilim Kodu : 202.1.008
Anahtar Kelimeler : Seviye yoğunluğu, simetri özellikler, kollektif model
Sayfa adedi : 52
Tez Yöneticisi : Prof. Dr. Şeref OKUDUCU

**THE INVESTIGATION OF NUCLEAR LEVEL DENSITY AND
SYMMETRY PROPERTIES OF SOME DEFORMED ¹⁵⁶⁻¹⁶⁵Dy ISOTOPIC
NUCLEUS BY COLLECTIVE EXCITATION MODES
(M.Sc. Thesis)**

Sabahattin AKBAŞ

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
January 2012**

ABSTRACT

In this study, nuclear energy level density and nuclear energy level parameter and symmetry properties of some deformed ¹⁵⁶⁻¹⁶⁵Dy isotopic nucleus have been investigated by collective excitation modes. In calculation of energy level density, energy level density parameter and symmetry properties depend upon excitation energy of nuclei studied, a model was considered which relies on the fact that energy levels of deformed nuclei are equidistant and which relies on collective motions of their nucleons. The values of the calculate have been compared with those other literatureated studies, and the obtained results are generally in good agreement with those of compiled values for s-wave neutron resonance data.

**Science code : 202.1.008
Key words : Level density, symmetry properties, collective model
Page Number : 52
Adviser : Prof. Dr. Şeref OKUDUCU**

TEŞEKKÜR

Bu tez alıőmasını hazırlamamda yardım ve önerilerini eksik etmeyen değerli tez danıőmanın Prof. Dr. Şeref OKUDUCU'ya, yardım ve desteklerini eksik etmeyen Doktora öğrencisi Nisa Nur AKTI'ya ve Yüksek Lisans öğrencisi Mustafa Orhan Kansu'ya, ayrıca Yüksek Lisans eğitimi boyunca maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen aileme teőekkürü bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER.....	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	viii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	ix
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	x
1. GİRİŞ.....	1
2. TEMEL NÜKLEER MODELLER.....	4
2.1. Fermi Gaz Modeli.....	5
2.2. Shell (Kabuk) Modeli.....	6
2.3. Sıvı Damla Modeli.....	7
2.4. Kollektif Model.....	8
2.4.1. Nükleer titreşimler.....	9
2.4.2. Nükleer dönme.....	13
2.5. Nilsson Modeli.....	18
3. NÜKLEER ENERJİ SEVİYE YOĞUNLUĞU.....	21
3.1. Enerji Seviye Yoğunluk Parametresi.....	24
3.2. Deforme Çekirdeklerin Kollektif Band Analizi.....	27
3.3. Deforme Çekirdeklerin Kollektif Uyarılma Bandlarının Simetri Özellikleri.....	30

Sayfa

4. MATERYAL ve METOD	35
5. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	46
KAYNAKLAR	48
ÖZGEÇMİŞ.....	52

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 4.1. $^{156-165}\text{Dy}$ izotopik çekirdeklerin enerji seviye yoğunluk parametresinin diğer deneysel ve teorik çalışmalar ile karşılaştırılmıştır.....	37
Çizelge 4.2. Dy çekirdeğinin bazı çift-çift izotoplarının kolektif uyarılma bandları için hesaplanan $R_{4/2}$ ($E(4^+)/E(2^+)$) ve $R_{6/2}$ ($E(6^+)/E(2^+)$) enerji seviye oranları, I(I+1) kuramı için hesaplanan değerler ile karşılaştırılmıştır.....	42
Çizelge 4.3. Dy çekirdeğinin bazı çift-çift izotoplarının kolektif uyarılma bandları ve I(I+1) kuramı için hesaplanan $R_{4/2}$ ($E(4^+)/E(2^+)$) enerji seviye oranı, diğer referans değerleri ile karşılaştırılmıştır.....	44

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Küresel denge biçimli titreşen bir çekirdek.....	10
Şekil 2.2. a) Monopol titreşim b) Dipol titreşim.....	11
Şekil 2.3 Kuadropol titreşim (β ve γ titreşimleri).....	12
Şekil 2.4. Oktopul titreşim.....	13
Şekil 2.5. Kalıcı deformasyona sahip şekillerin denge şekilleri a) Küresel b) Prolate c) Oblate.....	14
Şekil 2.6. ^{160}Dy ve ^{162}Dy çekirdeklerinin taban durum dönme bandlarının enerji seviyeleri.....	16
Şekil 2.7. ^{161}Dy ve ^{163}Dy çekirdeklerinin taban durum dönme bandlarının enerji seviyeleri.....	17
Şekil 2.8. Nilsson kuantum sayıları.....	19
Şekil 3.1. ^{160}Dy çekirdeğinin enerji seviye yoğunluğunun, uyarılma enerjisine göre değişimi.....	23
Şekil 3.2. ^{161}Dy çekirdeğinin enerji seviye yoğunluğunun, uyarılma enerjisine göre değişimi.....	23
Şekil 3.3. Çift-çift çekirdeklerin taban durum dönme bandı, β -titreşim bandı, γ -titreşim bandı ve oktopul bandının şematik dizilimi.....	29
Şekil 3.4. ^{156}Dy çekirdeğinin kolektif uyarılma bandları.....	33
Şekil 3.5. ^{165}Dy çekirdeğinin kolektif uyarılma bandları.....	34
Şekil 4.1. $^{156-165}\text{Dy}$ izotopik çekirdeklerin seviye yoğunluk parametreleri a ve a_0 'ın kütle numarasına göre değişimi. Taban durum dönme bandı ve negatif pariteli band (oktopul ve 5/2[512]) için hesaplanan a_0 değerleri ve bazı referanslardan alınan a değerleri karşılaştırılmıştır.....	38

Şekil	Sayfa
Şekil 4.2. ^{160}Dy çekirdeğinin nükleer enerji seviye yoğunluğu ρ , uyarılma Enerjisine göre değişimi. Taban durum dönme bandı, γ -titreşim bandı, β -titreşim bandı ve oktopul bandına göre hesaplanan ρ değerleri deneysel değer ile karşılaştırılmıştır.....	39
Şekil 4.3. ^{161}Dy çekirdeğinin nükleer enerji seviye yoğunluğu ρ , uyarılma enerjisine göre değişimi. $5/2[512]$ ve $5/2[523]$ bandlarına göre hesaplanan ρ değerleri deneysel değer ile karşılaştırılmıştır.....	40
Şekil 4.4. ^{162}Dy çekirdeğinin nükleer enerji seviye yoğunluğu ρ , uyarılma Enerjisine göre değişimi. Taban durum dönme bandı, γ -titreşim bandı, oktopul bandı ve $K^\pi=5^-$ bandına göre hesaplanan ρ değerleri deneysel değer ile karşılaştırılmıştır.....	41
Şekil 4.5. Dy çekirdeğinin bazı çift-çift izotoplarının kollektif uyarılma bandları için hesaplanan $R_{4/2}$ ($E(4^+)/E(2^+)$) ve $R_{6/2}$ ($E(6^+)/E(2^+)$) enerji seviye oranları, I(I+1) kuramı için hesaplanan değerler ile karşılaştırılmıştır.....	43
Şekil 4.6. Dy çekirdeğinin bazı çift-çift izotoplarının kollektif uyarılma bandları ve I(I+1) kuramı için hesaplanan $R_{4/2}$ ($E(4^+)/E(2^+)$) enerji seviye oranı, diğer referans değerler ile karşılaştırılmıştır.....	45

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
A	Çekirdeğin kütle numarası
a	Enerji seviye yoğunluk parametresi
B	Toplam bağlanma enerjisi
E	Enerji
$E_{\text{dön}}$	Dönme enerjisi
E_{tit}	Titreşim enerjisi
I	Çekirdeğin toplam açısal momentumu
l	Açısal momentum kuantum sayısı
J	Dönen cismin eylemsizlik momenti
J_0	Eksensel simetriye sahip çekirdeğin simetri eksenine dik bir eksen etrafındaki eylemsizlik momenti
K	Toplam açısal momentumun z' simetri eksenine üzerindeki izdüşümü
m	Çekirdeğin kütlesi
m	Magnetik kuantum sayısı
N	Nükleer çekirdeğin nötron sayısı
R	Ortalama yarıçap
r	Yarıçap
t	Fermi gaz modelindeki termodinamik sıcaklık
U	Uyarılma enerjisi
$V(r)$	Potansiyel
V_0	Kuyu derinliği potansiyeli
$Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$	Küresel harmonikler

Simgeler	Açıklama
Z	Nükleer çekirdeğin proton sayısı
w	Açısal frekans
w_β	Beta-titreşim frekansı
α	Alfa parçacığı
β	Beta
γ	Gama
σ	Spin dağılım parametresi
$\rho(U, I)$	Nükleer enerji seviye yoğunluğu
β	Deformasyon parametresi
ΔE	Enerji seviye aralığı
$a_{\lambda\mu}(t)$	Zamana-bağlı genlik
λ	Titreşim modu
Ω	Tek nükleonun açısal momentumunun z' simetri eksenini üzerindeki yansıması
Ω_n	Nötronun simetri eksenini üzerindeki açısal momentumlarının yansımasıdır
Ω_p	Protonun simetri eksenini üzerindeki açısal momentumlarının yansımasıdır

1. GİRİŞ

Nükleer enerji seviye yoğunluğu, uyarılmış durumdaki nükleonların yerleşebileceği enerji seviyeleri arasındaki aralıkların sayısı olarak tanımlanır. Nükleer çekirdeklerin enerji seviye yoğunluğunu; uyarılma enerji aralığından, düşük uyarılmalarda gözlemlenen uyarılmış durumların sayılmasıyla veya deneysel değerlerin fit edilmesi ile elde edilebilir. Değişik çekirdeklerde (p,α) , (p,n) , (α,n) , (n,γ) gibi reaksiyonların uygulaması çekirdek spektroskopisinin önemli bir konusu olan enerji seviyelerinin yoğunluğunun tayin edilmesinde ve sınıflandırılmasında büyük önem taşımaktadır. Enerji seviye yoğunluğunun bilinmesi nükleer fizyon ve füzyon reaksiyonlarında, nükleer tesir kesiti hesaplamalarında, reaktör fiziğinde, astrofizikte ve ağır iyon çarpışmalarındaki istatistiksel hesaplamaların yapılmasında önemli bir yere sahiptir [1,2,3].

Enerji seviye yoğunluğu ile ilgili çalışmaların temeli Bethe Teorisine dayanmaktadır [4]. Bethe, birbiri ile etkileşmeyen parçacıkların oluşturduğu Fermi gaz sisteminin, ortalama enerjisi ile entropisi arasındaki termodinamik ilişkileri dikkate alarak nükleer çekirdeklerin enerji seviyeleri yoğunluğunu hesaplamıştır. Bu teoriye göre çekirdekteki proton ve nötronlar, temel halde tek-tek düşük enerji seviyelerini doldururlar ve herhangi bir uyarılmada yukarı seviyelere çıkarlar. Daha sonra Landau [5] ve Weisskopf [6] daha genel termodinamik ilişkileri ele alarak enerji seviye yoğunluğu ile ilgili hesaplamalar yapmışlardır. Bu çalışmalarda [4,5,6] atom çekirdeğinin uyarılma enerjisi termodinamik sıcaklığın karesi olarak dikkate alınmış olup Bohr ve Kalckar [7] tarafından yapılan çalışmada nükleer uyarılma enerjilerinin eş aralıklı olduğu varsayımına dayanmaktadır. Yapılan bu çalışmaların tümünde Fermi gaz modeli temel alınıp, bu hesaplamalarda dikkate alınmayan ilave etkiler Hurwitz ve Bethe tarafından modele kapalı kabuklu çekirdeklere yakın ve temel seviyelerinde bulunan çift parçacıklı sistemler için çift oluşturma enerjisine karşılık gelen Bethe-Hurwitz parametresi ilave edilerek çözülmeye çalışılmıştır [8]. Daha sonraları modelde eksiklikleri hissedilen tek-parçacıklı seviye yoğunluğu parametresinin proton ve nötron ortalama spinlerine bağımlılığı [9], bu parametrenin çekirdeğin uyarılma enerjisine bağımlılığı [10], kabuk yapısı ve nükleonların

kollektif hareketi [11,12] gibi etkiler modele ilave edilmiştir. İlave edilen bu etkiler ile Bethe Teorisine dayanan bu model daha karmaşık bir hal almıştır.

Ahmedov tarafından modifiye edilen basit bir modelin kullanılması ile karışıklığın kısmen ortadan kalkması sağlanmıştır [2]. Bu çalışmada nadir toprak ve aktinitler bölgesindeki deforme ağır çift-çift çekirdeklerin modifiye edilen modele uygunluğu test edilmiş ve bazı deforme ağır çift-çift çekirdeklerin enerji seviye yoğunluk parametresi hesaplanmıştır [2]. Daha sonra aynı model Okuducu ve Ahmedov tarafından nadir toprak ve aktinitler bölgesindeki ağır tek A'lı ve tek-tek çekirdeklerin seviye yoğunluk parametresinin hesaplanmasında kullanılmış ve derlenen s-dalga rezonans verileri ile de uyum içinde olduğu gösterilmiştir [3].

Rainwater [13] tarafından ortaya atılan kollektif model, Bohr-Motellson [14] tarafından geliştirilmiştir. Daha sonra Sven Gosta Nilsson [15], tek parçacık modeli (küresel simetrik) ile kollektif modeli (küresel olmayan) deforme bir potansiyeli göz önüne alarak birleştirmiştir. Bunun için deforme potansiyeli z-eksenine göre simetrik bir harmonik potansiyeli kullanmıştır. Nilsson, bu küresel ve deforme potansiyeli yazarak Schrödinger dalga fonksiyonunu analitik olarak çözmüş ve uyarılma enerjilerini belirlemiştir. Tek A'lı çekirdeklerde gözlenen enerji seviyelerini yeni kuantum sayıları ile tanımlamıştır.

Yaptığımız bu çalışmada, nadir toprak elementleri bölgesinde bulunan deforme disprosiyum (Dy) çekirdeğinin bazı çift-çift ve tek-A'lı izotopları incelenmiştir. İncelenen deforme $^{156-165}\text{Dy}$ izotopik çekirdeklerin nükleer enerji seviye yoğunluğunun ve simetri özelliklerinin hesaplanmasında deforme çekirdeklerin eş-aralıklı ve nükleonların kollektif hareketini temel alan bir model kullanılmıştır. Hesaplanan değerler literatürdeki diğer çalışmalarla karşılaştırılmış ve genel olarak s-dalgali nötron rezonans verileri ile uyum içinde olduğu belirlenmiştir.

Bu çalışmada incelenen Dy çekirdeği, oluşturduğu disprosiyum-nikel dolgu malzemesi nötronları soğurabildiğinden nükleer santrallerde soğutucu çubuk olarak kullanılır. Ayrıca nadir toprak elementleri bölgesindeki diğer elementler ile birlikte

lazer yapımında kullanılır. Dy çekirdeğinin enerji seviye yoğunluğunun ve simetri özelliklerinin bilinmesi, nükleer teknolojinin uygulama alanlarını genişletecektir.

2. TEMEL NÜKLEER MODELLER

Nötronun 1932 yılında Chadwick tarafından keşfedildikten sonra Heisenberg çekirdeğin içinde proton ve nötronların bulunduğunu ve bunların bir nükleer kuvvetle birbirine bağlı olduğunu belirtmiştir. Otuzlu yıllarda pek çok nükleer çekirdeğin kütlesi Aston (İngiliz fizikçi Francis Williams Aston, 1877-1945) tarafından ölçülmüş ve nükleon başına bağlanma enerjisinin yaklaşık olarak sabit olduğunu görülmüştür. Yıllar yılı araştırılmasına rağmen çekirdek kuvveti elektromanyetik kuvvet kadar iyi anlaşılammış ve çekirdek yapısının kuramı, atom yapısının kuramına göre henüz tamamlanamamıştır. Çekirdek kuvveti tam olarak anlaşılmasa bile çekirdek özelliklerinin ve davranışının belli başlı yönlerini açıklayacak şekilde çekirdek modellerinin geliştirilmesinde ilerleme sağlanmıştır [16].

Nükleonların özelliklerini belirlemek ve enerji seviyelerini hesaplamak için, nükleonlar arasındaki saçılmaları incelemek karışık bir matematiksel işlem gerektirir. Bunun yerine, nükleer bilimciler, çekirdeği tanımlayan ve matematiksel hesaplamaları basitleştiren nükleer modeller geliştirmiştir. Geliştirilen bu nükleer modeller, çekirdeklerin daha önce ölçülen nükleer özellikleri açıklamalı ve yeni deneylerle ölçülebilecek özellikleri kestirmelidir. Çekirdekteki nükleonları bir arada tutan nükleer kuvvetlerin yapısı tam olarak bilinmediğinden, çekirdeklerin yapısını ve çekirdeklerin nükleer özelliklerini tamamen açıklayabilen bir model henüz kurulamamıştır. Çekirdek yapısını ve çekirdeklerin özelliklerini açıklayabilmek için ortaya çıkan çekirdek modellerinin temelinde potansiyeller için belirli varsayımlar bulunduğundan, modelin başarısı potansiyel seçiminin doğruluğuna bağlıdır. İlk nükleer modeller, α parçalanmasını ve çekirdek ile nükleonların etkileşmelerini açıklamak için geliştirilmiştir. Daha sonra geliştirilen nükleer modellerde yarı klasik ve kuantum mekaniksel yaklaşımlar ile çekirdeklerin özelliklerini açıklamada başarılı olmuştur [17].

2.1. Fermi Gaz Modeli

Fermi gaz modeli, nükleer çekirdek potansiyeli içindeki nükleonların belirli enerji düzeylerine sahip olduklarını ve bu düzeylere belirli açısal momentum öz değerlerinin karşılık geldiği varsayımına dayanmaktadır. Çekirdekteki nükleonlar bu düzeylerde serbest oldukları ve çekirdek içinde çarpışma yapmadan hareket ettikleri kabul edilir. Çekirdekteki nükleonların bu hareketi, sıvı davranışından çok serbest halde çarpışma yapmadan hareket eden ideal bir gazın davranışına benzetilebilir. Fermi gaz modeli, birbiriyle doğrudan etkileşmeyen ve spini $\frac{1}{2}$ olan parçacıkları (proton, nötron vb.) bir sistem olarak ele alır. Bu sistem içindeki tek bir nükleonun enerji düzeyleri, bu nükleon dışındaki diğer tüm nükleonların oluşturduğu ortalama bir potansiyel için Schrödinger denkleminin çözülmesi ile bulunur. Bu modelde, ortalama potansiyelin yanında, bir nükleon çiftinin etkileşmesi çok önemli olmadığı varsayılır.

Fermi enerjisi, bir sistemin doldurulmuş en yüksek enerji seviyesindeki nükleonun enerjisi olarak tanımlanır. Fermi gazı parçacıkları olarak kabul edilen proton ve nötronlar, taban durumunda enerji seviyelerini doldururken Pauli dışarlama ilkesine göre minimum enerjiye sahip olacak şekilde doldururlar. Fermi gaz modeline göre her bir enerji seviyesi; nötron seviyesine iki nötron, proton seviyesine de iki proton gelecek şekilde doldurulur.

Sonuç olarak Fermi gaz modeli, çekirdeklerin bazı özelliklerinin açıklanmasına yardımcı olur. Bu model ile yarıampirik kütle formülündeki bazı terimler açıklanabilmektedir. Çok yüksek enerjilerdeki nükleon saçılmaları ve potansiyel kuyunun derinliği hakkında tahminler yapılabilmektedir. Ancak bu model; çekirdeğin spin, parite ve manyetik moment gibi diğer temel özellikleri tam olarak açıklayamamaktadır.

2.2. Shell (Kabuk) Modeli

Kabuk modeli üzerine kurulan atom teorisi, atom yapısının karmaşık ayrıntılarını açıklamakta çok büyük başarı sağlamıştır. Bu nedenle nükleer fizikçiler, nükleer yapı probleminin çözümü ve çekirdeklerin özelliklerinin açıklanmasında benzer bir teorinin kullanılmasının yararlı olacağını düşünmüşlerdir. Fakat bu model nükleer yapıya uygulamaya çalışıldığında birçok güçlükle karşılaşmıştır. Atomik durumda, potansiyel çekirdeğin Coulomb alanı ile sağlanır; alt kabuklar (yörüngeler) bir dış kaynak tarafından oluşturulmaktadır. Schrödinger denklemi ile bu potansiyel çözülebilir ve elektronların yerleştirilebileceği alt kabukların enerjileri hesaplanabilir. Çekirdekte böyle bir dış kaynak yoktur. Nükleonlar kendilerinin oluşturduğu bir potansiyel içinde hareket ederler [18]. Bundan dolayı kabuk modeli, çekirdekteki her bir nükleonun diğer nükleonların oluşturduğu ortalama küresel simetrik bir potansiyelde serbest hareket ettiği ve atomik modelde olduğu gibi enerji düzeylerinin tümünün, Pauli dışarlama ilkesine göre nükleonlar tarafından doldurulduğu temel varsayımları üzerine kurulmuştur.

Kabuk modeli, çekirdeği küresel olarak kabul eder ve çekirdeğin tüm özelliklerini kor'un dışındaki tek nükleon belirler varsayımına dayanır. Burada çekirdeğin özelliklerinin belirlenmesinde çiftlenmiş nükleonların oluşturduğu kor'un etkisi ihmal edilir. Bu model, çekirdeğin spin, parite, dipol moment, açısız momentum gibi önemli temel özellikleri başarılı bir şekilde açıklamaktadır. Fakat nükleer çekirdeklerin manyetik momentini ve ağır çekirdeklerin kuadropol momentini tam olarak açıklayamamaktadır.

Çekirdeğe uygulanan kabuk modelinin en önemli başarılarından biri çekirdekteki sihirli sayıların varlığını ve çekirdeğin kararlılığını açıklıyor olmasıdır. Proton ve nötronun ayırma enerjileri yarıampirik bağlanma enerjisi formülü ile hesaplanan değerlerden sapmalar göstermesi, nükleer kabukların varlığını destekleyen kanıtlardan biridir. Ayrılma enerjisi, atomik iyonlaşma enerjisi gibi N veya Z ile, aynı nötron ve proton sayılarındaki birkaç keskin düşme dışında, düzgün olarak artar. Ayrılma enerjisindeki ani ve kesikli davranışlar aynı proton ve nötron sayılarında

ortaya çıkar. Bu sayılara (N veya $Z=2,8,20,50,82$ ve 126) "sihirli sayılar" denir. Sihirli sayılar dolu ana kabukların etkilerini temsil eder [18].

2.3. Sıvı Damla Modeli

Çekirdeğin özelliklerini açıklamak için önerilen ilk çekirdek modeli olan sıvı damla modeli, 1936 yılında Niels Bohr tarafından ileri sürülmüştür. Çekirdeğin özelliklerinin sıvı damlasının özelliklerine benzemesinden dolayı bu model geliştirilmiştir. Bu modelde, nükleonlar arasındaki etkileşmeler sıvı damlasındaki moleküller arasındaki etkileşmelere benzetilmektedir.

Sıvı damla modeli, bir sıvı damlasının özelliklerine benzer bir şekilde çekirdeğin kolektif özelliklerinin incelenmesinde kullanılan bir model olup, kabaca çekirdeğin kütesini, bağlanma enerjisini ve çekirdeğin nasıl deforme olduğunu açıklayan bir nükleer fizik modelidir. Bu model, çekirdeği küresel olarak kabul ettiğinden çekirdeğin bağlanma enerjisini hesaplariken aşağıdaki özellikler dikkat edilmelidir.

- ✓ Çekirdeğin hacmi nükleon sayısı A ile orantılı olmalıdır.
- ✓ Bağlanma enerjisinin A 'ya lineer bağımlılığı nükleer kuvvetinin önemli bir özelliğinin yansıtır. Bağlanma enerjisinin A ile lineer olarak değişmesi, her nükleonun yalnızca en yakın komşularıyla etkileştiğini ve diğerleriyle hiç etkileşmediğini gösterir.
- ✓ Çekirdek yüzeyinde bulunan nükleonlar daha az sayıda nükleonla komşu olduklarından çekirdek merkezindeki nükleonlara göre daha az bağlanma enerjisine katkıda bulunacaktır.
- ✓ Çekirdekteki protonlar arasındaki Coulomb itme kuvveti çekirdeğin daha zayıf bağlanmasına neden olur.
- ✓ Kararlı ve radyoaktif izotopların dağılımı incelendiğinde, kararlı hafif çekirdeklerde $N = Z = A/2$ olduğunu görürüz. Bu oran hafif çekirdekler için çok önemlidir. Ağır çekirdeklerde bu oran daha az önem taşır. Çünkü Coulomb itme kuvvetindeki hızlı artış nükleer kararlılık için ilave nötronlar

gerektirir. Bu terim, çekirdeğin proton ve nötronlar bakımından simetrik olmasını sağlamaya çalıştığı için simetrik terimi olarak adlandırılır ve bağlanma enerjisini azaltıcı bir etki gösterir.

- ✓ Çekirdek kararlı konfigürasyonlar oluştururken benzer nükleonlar ikişer ikişer bağlaşım kurma eğiliminde olduklarından, bağlanma enerjisi ifadesinde bu bağlaşım etkisi de ilave edilmelidir.

Sıvı damla modeli, bağlanma enerjisindeki çoğu terimi açıklar. Ayrıca çekirdek fisyonu olayının nitel olarak açıklanmasında da yeterli olmaktadır. Ancak bu model, kararlılık koşulu ve çekirdeğin temel özelliklerinden olan açısal momentumu açıklayamamaktadır.

2.4. Kollektif Model

Shell (Kabuk) modeli, spin, parite ve açısal momentum gibi çekirdeğin temel özelliklerini başarılı bir şekilde açıklayabilmesine rağmen manyetik moment ve büyük kuadropol momente sahip ağır çekirdeklerin özelliklerini açıklamakta yetersiz kalmaktadır. Shell modeli, çekirdeği küresel olarak kabul ettiğinden ve hafif çekirdeklerin de kuadropol momenti sıfıra çok yakın olduğundan (sıfırdan farklı), kısmen bu çekirdeklerin kuadropol momentinin açıklayabilmektedir. Fakat ağır deforme çekirdekler büyük kuadropol momente sahiptir ve deneysel olarak ölçülen kuadropol moment ve manyetik moment değerleri, shell modelini kullanarak elde edilen değerler ile büyük sapmalar göstermektedir. Bu nedenle deformasyona uğramış yani küresellikten sapmış çekirdeklerin nükleonlarının kolektif hareketini inceleyen yeni bir model geliştirilmiştir. İlk olarak Rainwater [13] tarafından ileri sürülen bu model, Bohr ve Motelson [14] tarafından geliştirilmiştir. Kollektif modele göre; uyarılmış durum, manyetik ve kuadropol moment gibi çekirdeğin temel özelliklerini sadece kapalı kabuklar dışındaki çiftlenmemiş nükleonlar değil, kor ve kor dışındaki nükleonların kolektif hareketi belirler.

Kollektif modele göre, çekirdekte bulunan her bir nükleon kendisi dışındaki nükleonların oluşturduğu bir potansiyel içinde serbest hareket eder. Bu potansiyel kor ve kor'un dışındaki nükleonların hareketi sonucunda kalıcı bir deformasyona sahiptir. Çekirdeğin şekli, bu potansiyel tarafından belirlenir.

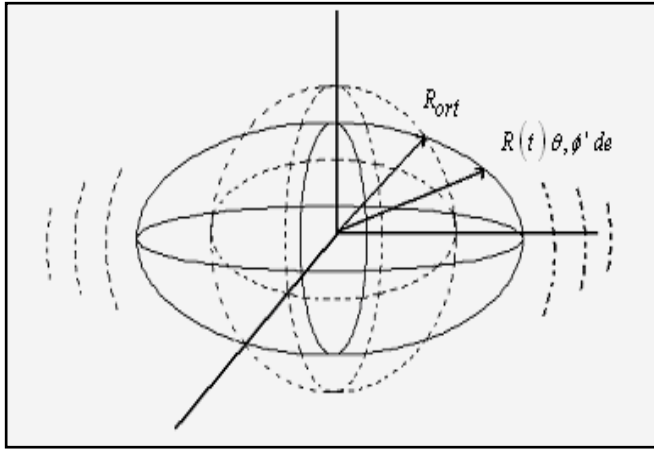
Kalıcı deforme potansiyel, kor'un küresel simetriğini kaybetmesine neden olur ve kor elipsoid bir şekil alır. Deforme bir çekirdekteki nükleonların hareketi, çekirdeğin deforme biçimini koruyan dönme hareketi ve denge durumuna yakın bir titreşim hareketi olarak tanımlanır.

2.4.1. Nükleer titreşimler

Yüksek frekansla titreşen bir sıvı damlasını gözümüzde canlandırarak, nükleer titreşimlerin fiziği hakkında iyi bir fikir edinebiliriz. Ortalama şekil küresel olmakla birlikte herhangi bir andaki şekil küresel değildir. Şekil 2.1.'de gösterildiği gibi nükleer yüzey üzerindeki bir (θ, ϕ) noktasının $R(t)$ koordinatını, $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$ küresel harmonikler cinsinden belirtmek kolaylık sağlar. Her küresel harmonik bileşeni $a_{\lambda\mu}(t)$ genliğine sahiptir.

$$R(t) = R_{ori} + \sum_{\lambda \geq 1} \sum_{\mu = -\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \quad (2.1)$$

$a_{\lambda\mu}$ 'lar tamamen keyfi olmayıp; yansıma simetrisi, $a_{\lambda\mu} = a_{\lambda-\mu}$ eşitliğini sağlaması gerektirir. Ayrıca nükleer akışkanın sıkıştırılmaz olduğunu varsayarak başka sınırlandırmalar da uygulanır. Kollektif titreşim güçlü bağlanmalardan dolayı kararlı yapıya sahip çekirdeklere çok etkili değildir. Bu kararlı çekirdeklere kolektif titreşimsel durumların tayini, tek parçacık geçiş terimlerindeki çekirdeklerin enerjisine, açısal momentumuna ve radyoaktif gücüne bağlıdır [18].



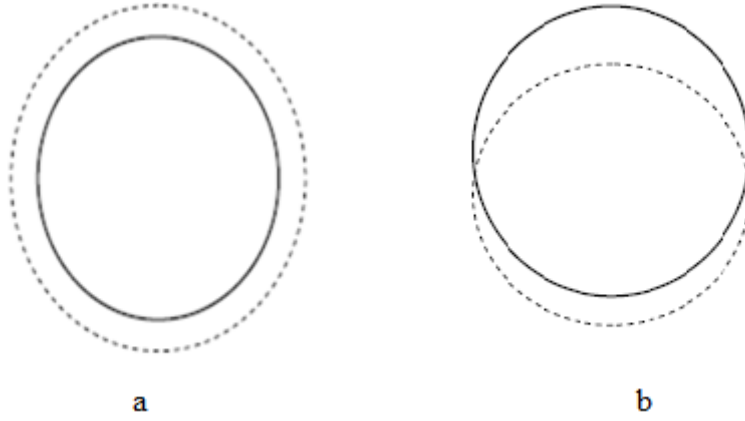
Şekil 2.1. Küresel denge biçimli titreşen bir çekirdek [18]

Kapalı kabukların dışındaki birkaç parçacık ile çekirdek, küresel bir denge şekline sahiptir ve küresel yüzey civarındaki gevşek parçacıkların titreşimi kolektif hareketi oluşturur. Bu hareket tipinde, çekirdek kesin bir titreşim kuantum sayısına, $\hbar\omega$ enerjili fononlara ve harmonik osilatörün kuantum mekaniksel biçim ile uyum içinde olan $L=l\hbar$ açisal momentumuna sahiptir. Böyle bir çekirdeğin seviye spektrumu, bazı durumlarda bir rotasyonel ince yapısı olmakla birlikte, bu titreşim durumlar üzerine kurulur. En basit titreşim durum, iç hareketin olmadığı yani spinin sıfır olduğu çift-çift çekirdeklerde gözlenmiştir.

Monopol Titreşim ($\lambda = 0$):

$$R(t) = R_{ort} + a_{00}Y_{00} \quad (2.2)$$

Bu $\lambda = 0$ titreşimi, sıkıştırılmış bir çekirdek radyal bir salınım yapar (Şekil 2.2a). Taban durumu için, $J^\pi = 0^+$ kuantum sayısını taşıyan çift-çift çekirdeklerde bu tip en düşük uyarılma olduğu deneysel olarak gözlenir. $E_0 \approx 80 A^{-1/3}$ MeV olur.



Şekil 2.2. a) Monopol titreşim b) Dipol titreşim

Dipol Titreşim ($\lambda = 1$):

$$R(t) = R_{ort} + \sum_{\mu=-1}^1 \alpha_{1\mu} Y_{1\mu}(\theta, \varphi) \quad (2.3)$$

$\lambda = 1$ dipol titreşimi, nükleer çekirdeğin merkezinin tam bir dönmesine karşılık gelir (Şekil 2.2b). Başka bir deyişle nükleer çekirdeğin merkezinin ötelenmesidir. Çekirdeğe bağlı olarak 10-25 MeV gibi çok yüksek enerjilerde meydana gelir. Çift-çift çekirdeklerde $J^\pi = 1^-$ kuantum sayısına sahiptir ve monopol rezonans için kapalı olan taban durumu üstünde $E_1 \approx 77 A^{-1/3}$ MeV gibi bir enerjide meydana gelir. Dipol titreşimin enerjisi kabuk modeli enerjisine göre daha büyüktür. Dipol titreşim enerjisi $E_1 \approx 77 A^{-1/3}$ MeV, kabuk (shell) model enerjisi ise $E_{shell} \approx 40 A^{-1/3}$ MeV'dir.

Kuadropol Titreşim ($\lambda = 2$):

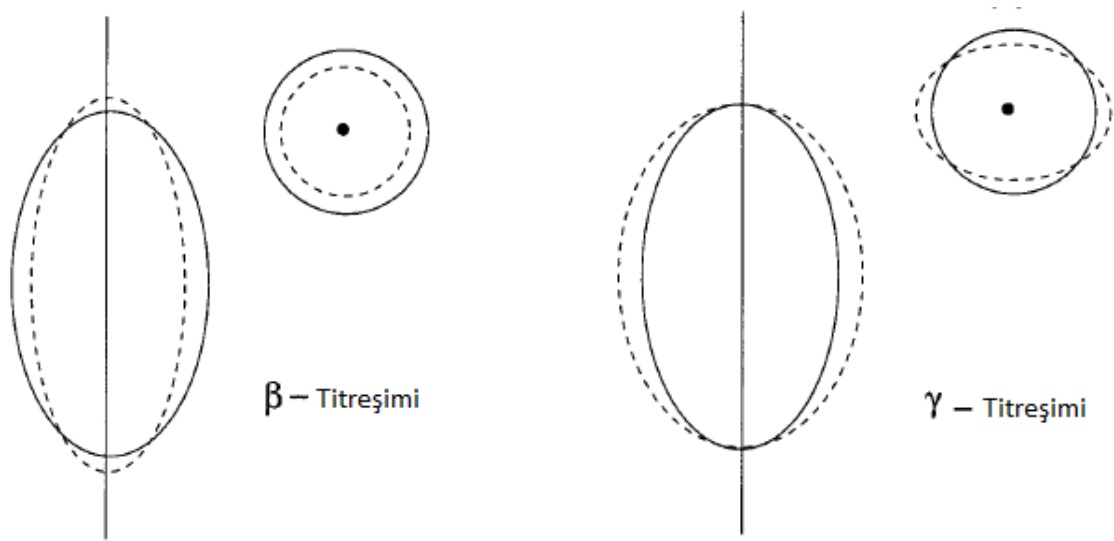
$$R(t) = R_{ort} + \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}(\theta, \varphi) \quad (2.4)$$

$$R(t) = R_{ort} + \alpha_{22} Y_{22} + \alpha_{21} Y_{21} + \alpha_{20} Y_{20} + \alpha_{21} Y_{21} + \alpha_{2,-2} Y_{2,-2} \quad (2.5)$$

$$R(t) = R_{ort} + \alpha_{20} Y_{20} \quad \mu \neq 0 \text{ için } \alpha_{2\mu} = 0 \text{ (elipsel biçim için)} \quad (2.6)$$

$$R(t) = R_{ort} + \alpha_{20} \frac{1}{4} \left(\frac{5}{\pi} \right)^{1/2} (3 \cos^2 \theta - 1) \quad (2.7)$$

Genel bir durum için yüzeyin şekli, $Y_{2m}, m = \pm 2, \pm 1, 0$ ile tanımlanabilir. Ancak R, θ 'nın bir fonksiyonu olduğu için $m = 0$ 'dır. Kuadropol titreşim $K^\pi = 0^+$ kuantum sayısına sahip çekirdekte beta titreşimi, $K^\pi = 2^+$ kuantum sayısına sahip çekirdekte ise gama titreşimi olarak tanımlanmaktadır. Kuadropol titreşimde nükleer çekirdeğin şekli küresel ve elips arasında değişir. Bu titreşimler hemen hemen tüm çekirdekte baskındır. Kuadropol titreşim için $E_{it} \approx 63 A^{-1/3}$ MeV'dir.

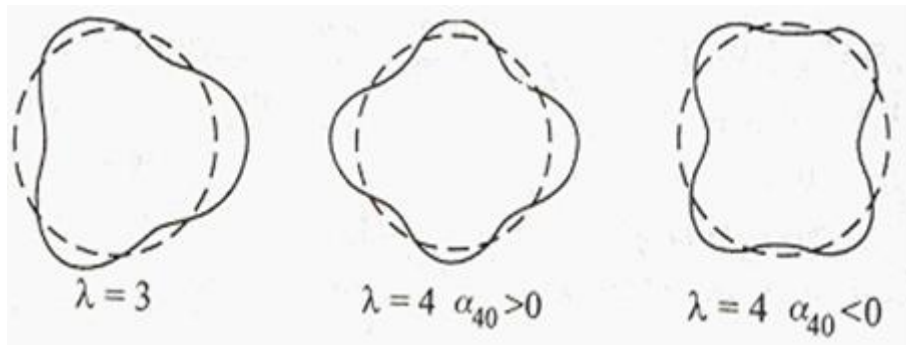


Şekil 2.3. Kuadropol titreşim (β ve γ titreşimleri)

Elektromanyetizma teorisine benzer olarak, elektromanyetik enerjinin bir birimine foton dendiği gibi titreşim enerjisinin bir kuantumuna fonon denir. $\lambda = 2$ kuadropol titreşiminin birimi bir kuadropol fonondur.

Oktopul Titreşimleri ($\lambda = 3$ ve $\lambda > 3$):

Bazı deforme çekirdeklerin uyarma bandları arasında negatif pariteli bandlara da rastlanılır. Bu bandlar, kuadropol deformasyondan daha yüksek mertebeli deformasyon olan oktopul deformasyonlar olarak adlandırılır. Bu durumda nükleer çekirdekler Şekil 2.4.'de görüldüğü gibi küreselliğini tamamen yitirmiştir. Oktopul titreşim durumunda z-ekseni civarındaki simetri korunur ve enerjisi diğer titreşim bandlarına göre daha yüksektir. Simetriden dolayı $K = 0$ 'dır, fakat yansıma simetrisi negatif pariteli durumları tercih eder ve çift I değerleri yasaklar [19]. Bu modların şematik gösterimi aşağıdaki şekilde verilmiştir.



Şekil 2.4. Oktopul titreşim

2.4.2. Nükleer dönme

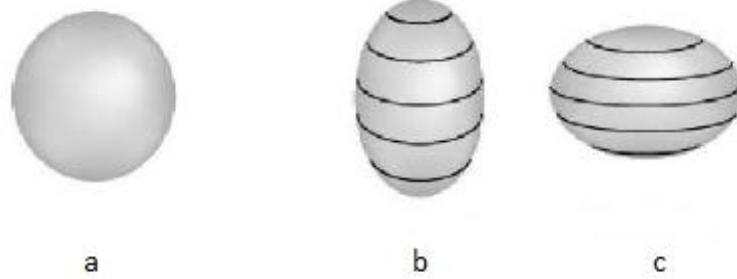
Nükleer dönme hareketi genel olarak tüm çekirdeklerde gözlemlenebilir. Fakat küresel olarak kabul edilen hafif çekirdeklerde nükleer dönme hareketi, tek parçacık ve titreşim hareketinin yanından ihmal edilebilir. Bu nükleer dönme hareketi, küresellikten önemli ölçüde sapma gösteren ve deforme olmuş çekirdeklerde baskındır. Bu çekirdekler, kütle numarası $150 < A < 190$ olan nadir toprak elementi ve $A < 220$ olan aktinitler bölgesinde bulunabilirler. Bu çekirdeklerin ortak şekilleri elipsoittir ve bu elipsoitlerin yüzey fonksiyonu [18],

$$R(\theta, \phi) = R_{ort} [1 + \beta Y_{20}(\theta, \phi)] \quad (2.8)$$

şeklinde ifade edilir. Bu elipsoidlerin yüzeyi ϕ 'den bağımsız olduğu için çekirdek silindirik simetriye sahiptir. Yüzey fonksiyonundaki deformasyon parametresi olarak tanımlanan β ,

$$\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{\Delta R}{R_{ort}} \quad (2.9)$$

bağıntısı ile ifade edilir. ΔR , elipsin büyük yarı eksen ile küçük yarı eksen arasındaki fark, ortalama yarıçap ise $R_{ort} = R_0 A^{-1/3}$ olarak alınır. Bu yaklaşım tam olarak doğru değildir. Çünkü Eş. 2.8 ile verilen ifadede çekirdeğin hacmi $\frac{4}{3} \pi R_{ort}^3$ değildir. Eş. 2.8'in simetri eksenine, θ 'ya göre tanımlanan referans eksenidir. Deformasyon parametresi $\beta > 0$ olduğunda çekirdek bir prolate, $\beta < 0$ olduğunda ise oblate elipsoid şeklindedir.



Şekil 2.5. Kalıcı deformasyona sahip şekillerin denge şekilleri
a) Küresel b) Prolate c) Oblate [20]

Kapalı kabuğun dışındaki deforme çekirdeğin dönme hareketi sistemin iç yapısına etki etmez. Küresel bir çekirdeğin iç hareketini titreşim ve tek parçacık hareketi

oluşturur. Küresel bir çekirdeğin de dönme spektrumu vardır, fakat kalıcı değildir ve ihmal edilir. Küresel olmayan deforme çekirdeklere ise çekirdeğin iç hareketini, titreşim, dönme ve tek parçacığın hareketi oluşturur. Genel olarak dönen bir cismin dönme enerjisi,

$$E_{dön} = \frac{1}{2} J\omega^2 \quad (2.10)$$

ifadesi ile verilir. J , dönen cismin eylemsizlik momenti ve ω ise açısal frekanstır. Açısal momentum cinsinden $l = J\omega$ 'dir. l^2 'nin kuantum mekaniksel değerini yerine yazıp, I açısal momentum kuantum sayısı olmak üzere dönen bir cismin kuantum mekaniğindeki enerjisi,

$$E_{dön} = \frac{(J\omega)^2}{2J} = \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) - K^2] \quad (2.11)$$

şeklinde ifade edilir. Çift-çift çekirdekler için $K = 0$ olduğundan dönme enerjileri,

$$E_{dön} = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \quad I=0,1,2,3,\dots \quad (2.12)$$

bağıntısı ile verilir. I kuantum sayısının artışına bağlı olarak, çekirdeğin dönme enerjisi artar ve nükleer uyarılmış durumlar dönme bandı olarak bilinen bir dizi oluşturur. Taban durumundaki çift-çift çekirdeklerin dönme bandı $I = 0^+$ 'dır ve birinci uyarılma enerjisi $I = 2^+$ olarak bilinir. Ayna simetrisine sahip çekirdeklerin dönme bandı dizisinin değerleri I 'nın çift değerleri ile sınırlandırılır.

$$E_{dön} = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \quad I=0,2,4,6,\dots \quad (2.13)$$

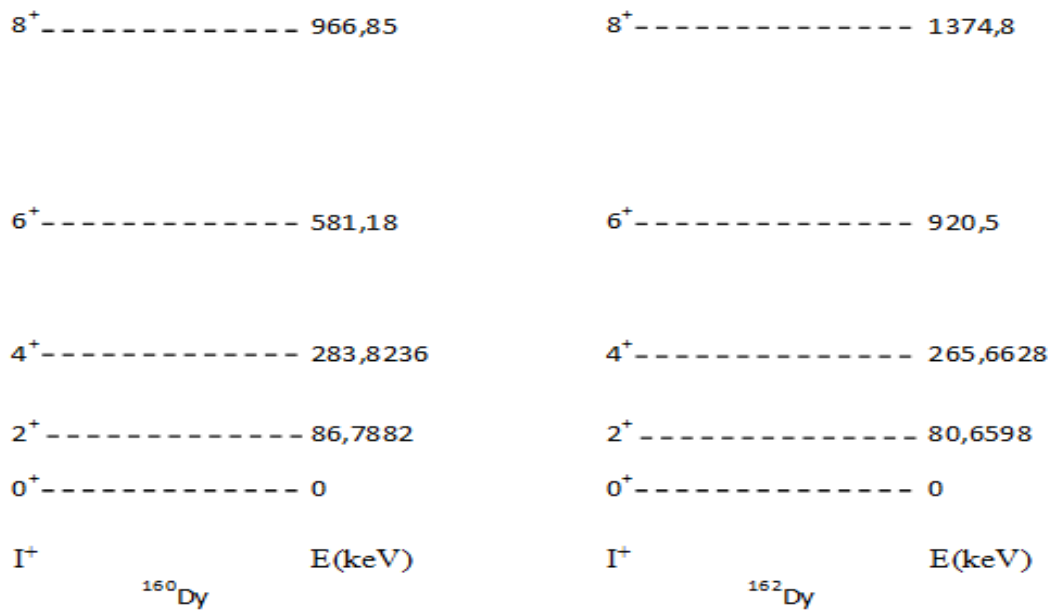
Eş. 2.13'de görüldüğü gibi dönme bandlarının enerjisi I kuantum sayısına bağlı olarak artış gösterir. Bu bantlar pozitif paritelidir ve taban durumu dönme bandı olarak adlandırılır.

$$E_0 = 0 \quad (2.14)$$

$$E_2 = \frac{\hbar^2}{2J} 2(2+I) = 6 \frac{\hbar^2}{2J} \quad (2.15)$$

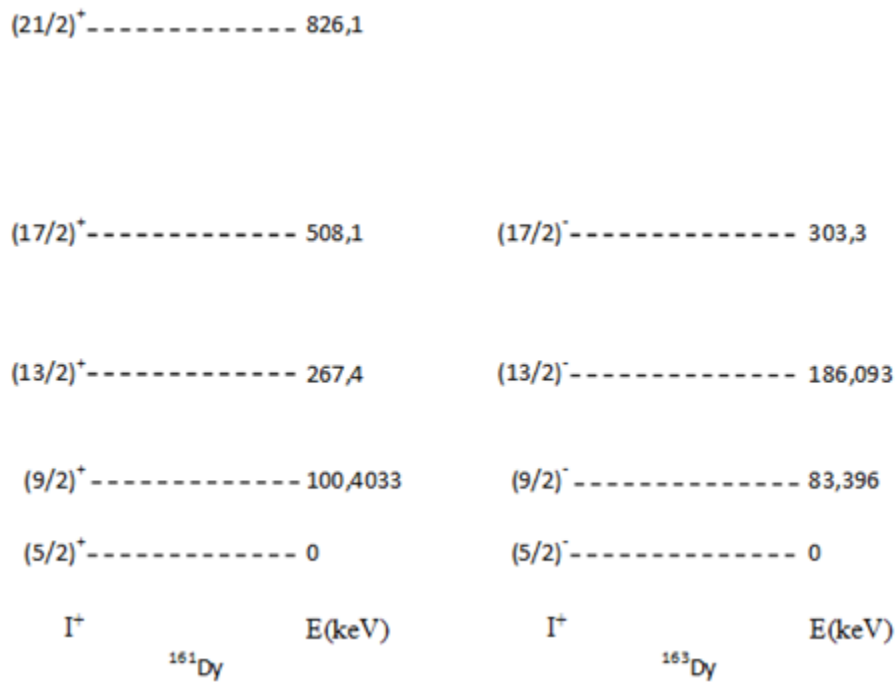
$$E_4 = 20 \frac{\hbar^2}{2J} \quad (2.16)$$

Birinci uyarılmış durumun enerjisi olan E_2 'nin enerji değeri bilinirse, daha yüksek seviyelerin enerjisi E_2 cinsinden yazmak mümkündür. Şekil 2.6.'de görüldüğü gibi $I = 0, 2, 4, 6, 8, \dots$ şeklinde ayna simetrisi özelliğini göstermekte ve paritesi pozitifdir.



Şekil 2.6. ^{160}Dy ve ^{162}Dy çekirdeklerinin taban durum dönme bandlarının enerji seviyeleri

Tek A'lı çekirdeklerde ise $K \neq 0$ olduğundan çekirdeklerin dönme enerjisi Eş. 2.11 ile ifade edilir. Burada, $I = K, K + 1, K + 2, \dots$ şeklinde değerler alır. Tek A'lı çekirdeklerin uyarılmış enerji seviyeleri ve bu seviyelerin spin-paritesi, Nilsson tarafından tanımlanan yeni kuantum sayıları ile tanımlanır. Tek-A'lı çekirdeklerde taban durum dönme bandları Şekil 2.7.'deki gibi dizilimler oluşturur.



Şekil 2.7. ^{161}Dy ve ^{163}Dy çekirdeklerinin taban durum dönme bandlarının enerji seviyeleri

Nükleer çekirdekler çok parçacıklı birer sistem olarak düşünüldüğünde, çekirdeklerdeki titreşim, dönme ve tek parçacık hareketi birbirini etkilemektedir. Titreşim hareketine uygun gelen seviyeler, yüksek ($\approx 2-3\text{MeV}$) enerjilidir. Dönme hareketine karşılık gelen seviyeler ise çok düşük ($\approx 400-600\text{eV}$) enerjilidir. Deforme çekirdeklerdeki dönme spektrumu ile titreşim spektrumu karşılaştırıldığında, birbirlerine çok uzak oldukları görülür. Bu durumda titreşim ve dönme hareketleri birbirini etkilemez. Dönme hareketinin, tek parçacık hareketine de etkisi yoktur. Çünkü tek parçacık hareketine uygun gelen enerji $\approx 2\text{MeV}$ gibi çok

yüksek bir enerjidir. Bu enerji, dönme spektrumu enerjisinin yanında çok yüksek bir enerjidir. Bu nedenle birbirinden bağımsızdırlar [21].

2.5. Nilsson Modeli

Sven Gosta Nilsson [15] tarafından ortaya atılan bu model, deforme çekirdeklerde gözlenen tek parçacık seviyelerini açıklamaktadır. Nilsson bu modelde, çekirdekteki nükleonların hareketini harmonik osilatör potansiyeli altında incelemektedir. Bu potansiyel,

$$V(x, y, z) = \frac{1}{2}m(w_x^2x^2 + w_y^2y^2 + w_z^2z^2) \quad (2.17)$$

$$H_{pot} = \frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(x, y, z) - C\vec{I} \cdot \vec{s} - D\vec{I}^2 \quad (2.18)$$

şeklinde ifade edilir. Eş. 2.18'de, birinci ve ikinci terim sırasıyla parçacığın kinetik enerjisi ve harmonik osilatör potansiyelidir. Parçacığın üç boyuttaki osilatör frekansı w_x, w_y, w_z ile tanımlanır. Üçüncü terim etkin spin-yörünge etkileşimi, dördüncü terim tek parçacıklı durumlara uygun olarak I 'nin büyük değerlerine karşılık gelen enerji değerlerini küçültmek için kullanılır.

Nilsson modeli, tek parçacık modeli (küresel simetrik) ile kolektif modeli (küresel olmayan) deforme bir potansiyeli göz önüne alarak birleştirmiştir. Bunun için deforme potansiyeli z -eksenine göre simetrik bir harmonik potansiyeli kullanmıştır. Nilsson, bu küresel ve deforme potansiyeli yazarak Schrödinger dalga fonksiyonunu analitik olarak çözmüş ve uyarılma enerjilerini belirlemiştir. Ve bu hesaplamalar sonucunda tek-A'lı çekirdekler için yeni kuantum sayıları ifade edilmiştir. Bu kuantum sayıları aşağıdaki şekilde gösterilir [18].

$$\Omega[Nn_z\Lambda] = [Nn_z\Lambda\Omega] \quad , \Omega = K$$

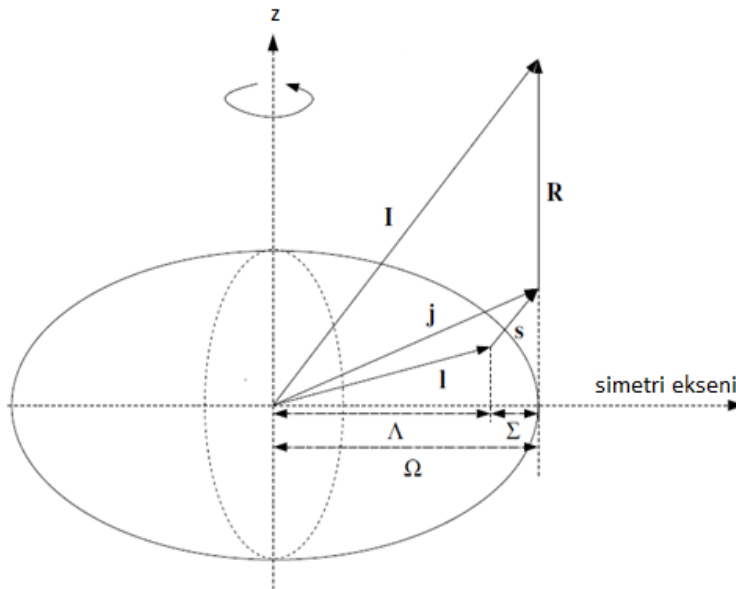
$\Omega = K$: Toplam açısal momentumun simetri eksenine üzerindeki izdüşümüdür. Maksimum beklenen değerdir.

N : Titreşim hareketi yapan salıncının baş kuantum sayısıdır. Bu kuantum sayısından çekirdeklerin paritesi belirlenir.

$$\pi = (-1)^N \quad (2.19)$$

n_z : Simetri eksenine paralel titreşim yapan kuarkların sayısına eşit parçacık sayısını gösterir.

Λ : I açısal momentumun içinde yer alan kor dışındaki nükleonun, yörünge açısal momentumu olan J_L 'den gelen katkısı gösterir.



Şekil 2.8. Nilsson kuantum sayıları

Eğer potansiyel deforme bir şekle sahipse bu çekirdeklerde, deforme olmuş potansiyelde enerji düzeyleri artık yörünge uzaysal yönelimine bağlıdır. Yani enerji j 'nin "kor'un" simetri eksenine üzerindeki bileşenine bağlıdır.

Tek A 'lı deforme çekirdeklerin genel yapısı, deforme kabuk modeli potansiyelinden hesaplanan tek parçacık durumları üzerine inşa edilen dönme bantları ile tanımlanır. Proton ve nötron durumları (her durum için iki nükleon) doldurulur ve nükleer özellikler, aşırı tek parçacık limitinde tek parçacığın özellikleri ile belirlenir. Bu model, Nilsson tarafından hesaplanan dalga fonksiyonları ile birlikte, bu bölgedeki çekirdeklerin nükleer özelliklerinin açıklanmasında çok başarılıdır. Genel olarak, tek kalan parçacığın özelliklerine dayanarak yapılan hesaplamalar deforme çekirdek bölgesinde, küresel bölgedeki benzer hesaplamalardan çok daha başarılıdır [18].

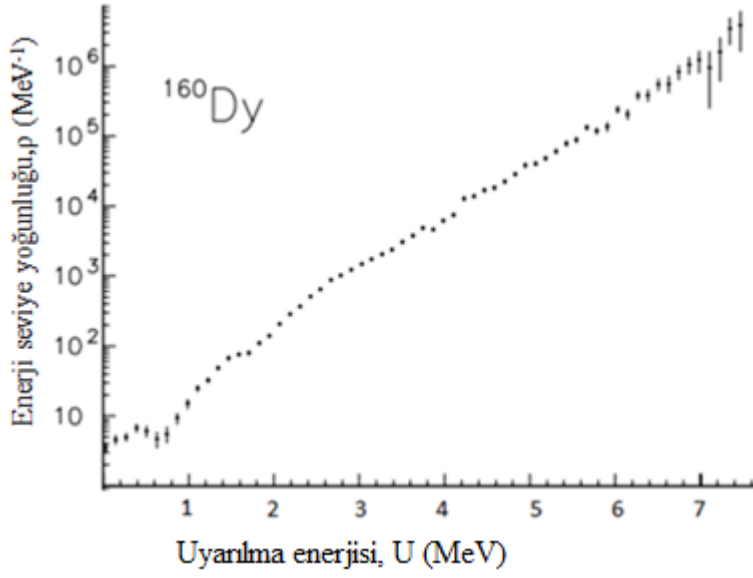
3. NÜKLEER ENERJİ SEVİYE YOĞUNLUĞU

Nükleer enerji seviye yoğunluğu, uyarılmış durumdaki nükleonların yerleşebileceği enerji seviyeleri arasındaki aralıkların sayısı olarak tanımlanır. Değişik çekirdeklerde (p,α) , (p,n) , (α,n) , (n,γ) gibi reaksiyonların uygulaması çekirdek spektroskopisinin önemli bir konusu olan enerji seviyelerinin yoğunluğunun tayin edilmesinde ve sınıflandırılmasında büyük önem taşımaktadır. Enerji seviye yoğunluğunun bilinmesi nükleer fizyon ve füzyon reaksiyonlarında, reaktör fiziğinde, astrofizikte ve ağır iyon çarpışmalarındaki istatistiksel hesaplamaların yapılmasında önemli bir yere sahiptir [1,2,3].

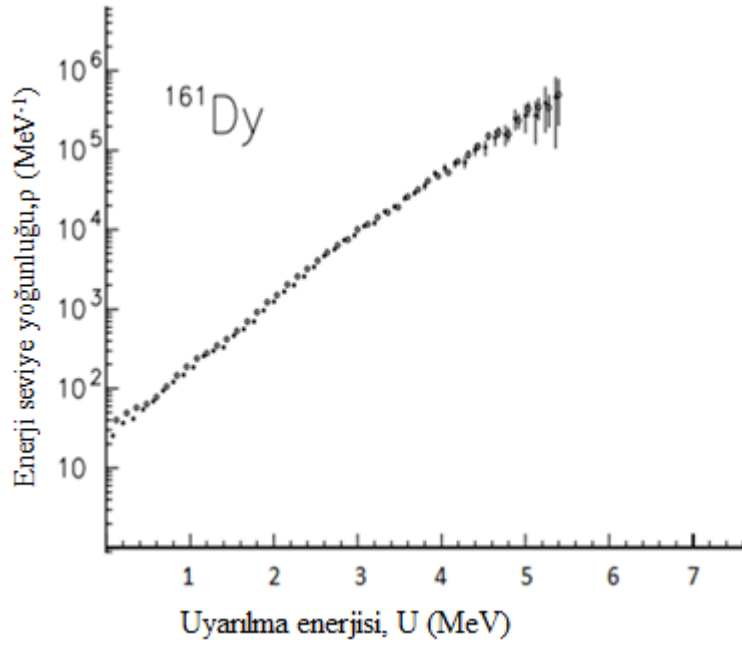
Enerji seviye yoğunluğu ile ilgili çalışmaların temeli Bethe Teorisine dayanmaktadır [4]. Bethe, birbiri ile etkileşmeyen parçacıkların oluşturduğu Fermi gaz sisteminin, ortalama enerjisi ile entropisi arasındaki termodinamik ilişkileri dikkate alarak nükleer çekirdeklerin enerji seviye yoğunluğunu hesaplamıştır. Bu teoriye göre çekirdekteki proton ve nötronlar, temel halde tek-tek düşük enerji seviyelerini doldururlar ve herhangi bir uyarılmada yukarı seviyelere çıkarlar. Daha sonra Landau [5] ve Weiskopf [6] daha genel termodinamik ilişkileri ele alarak enerji seviye yoğunluğu ile ilgili hesaplamalar yapmışlardır. Bu çalışmalarda [4,5,6] atom çekirdeğinin uyarılma enerjisi termodinamik sıcaklığın karesi olarak dikkate alınmış olup, Bohr ve Kalckar [7] tarafından yapılan çalışmada nükleer uyarılma enerjilerinin eş aralıklı olduğu varsayımına dayanmaktadır. Yapılan bu çalışmaların tümünde Fermi gaz modeli temel alınıp, bu hesaplamalarda dikkate alınmayan ilave etkiler Hurwitz ve Bethe tarafından modele kapalı kabuklu çekirdeklere yakın ve temel seviyelerinde bulunan çift parçacıklı sistemler için çift oluşturma enerjisine karşılık gelen Bethe-Hurwitz parametresi ilave edilerek çözülmeye çalışılmıştır [8]. Daha sonraları modelde eksiklikleri hissedilen tek-parçacıklı seviye yoğunluğu parametresinin proton ve nötron ortalama spinlerine bağımlılığı [9], bu parametrenin çekirdeğin uyarılma enerjisine bağımlılığı [10], kabuk yapısı ve nükleonların kollektif hareketi [11,12] gibi etkiler modele ilave edilmiştir. İlave edilen bu etkiler ile Bethe Teorisine dayanan bu model daha karmaşık bir hal almıştır.

Ahmedov tarafından modifiye edilen basit bir modelin kullanılması ile karışıklığın kısmen ortadan kalkması sağlanmıştır [2]. Bu çalışmada nadir toprak ve aktinitler bölgesindeki deforme ağır çift-çift çekirdeklerin modifiye edilen modele uygunluğu test edilmiş ve bazı deforme ağır çift-çift çekirdeklerin enerji seviye yoğunluk parametresi hesaplanmıştır [2]. Daha sonra aynı model Okuducu ve Ahmedov tarafından nadir toprak ve aktinitler bölgesindeki deforme ağır tek A'lı ve tek-tek çekirdeklerin enerji seviye yoğunluk parametresinin hesaplanmasında kullanılmış ve derlenen s-dalga rezonans verileri ile de uyum içinde olduğu gösterilmiştir [3].

Deforme çekirdeklerin enerji spektrumları kolektif modlar ile tanımlanır. Bundan dolayı nükleer çekirdeklerin enerji tayfları temel ve çeşitli uyarılma bandları ile karakterize edilmektedir. Tek-tek, tek A'lı ve çift-çift çekirdeklerde tek parçacığın uyarılma enerjisi kolektif uyarılma bandlarının temeleni oluşturur. Enerji seviye yoğunluğu, uyarılma enerjisi ile birlikte hızlı bir şekilde artış göstermekte olup, uyarılma enerjisi MeV seviyesine çıktığında (yüksek uyarılmış durumlar) nükleer yörüngenin karmaşıklığının arttığı bilinmektedir. Bu bölgedeki seviyeler arasındaki aralıklar, taban duruma yakın olan bölgelerdeki aralıklara göre önemli ölçüde azalmaktadır. Bu azalma yaklaşık olarak eksponansiyel bir azalmaya yada uyarılma enerjisinin oldukça yüksek bir değeriyle ters orantılı bir azalmaya sahiptir [22].



Şekil 3.1. ^{160}Dy çekirdeğinin enerji seviye yoğunluğunun, uyarılma enerjisine göre değişimi [23,24]



Şekil 3.2. ^{161}Dy çekirdeğinin enerji seviye yoğunluğunun, uyarılma enerjisine göre değişimi [23,24]

Enerji seviye yoğunluğu incelenmesinde, uyarılma enerjisi ile birlikte seviye yoğunluk parametre teriminin de dikkate alınması gerekmektedir. Seviye yoğunluk parametresi kabuk etkisine bağlı olarak uyarılma enerjisi ile birlikte değişiklik göstermektedir. Çekirdek seviye yoğunluğu ile ilgili seviye yoğunluk parametresi, nötron bağlanma enerjisine yakın enerji değerlerinde gözlenen enerji seviyeleri aralığı dikkate alınarak hesaplanmakta ve çekirdek seviyeleri aralığına uygun olarak düzenlenmektedir. Bu nedenle seviye aralık verileri, s-dalgali nötron rezonans verileri olarak adlandırılır. Bu s-dalgali nötron rezonans verilerinin değerlendirilmesi, çekirdek içi parçacıklarının eş aralıklı tek-parçacık olduklarını varsayan Bethe Teorisi'ne [4] ve bu teoride yapılan düzeltmelere dayanmaktadır [9,25].

Nükleer çekirdeklerin enerji seviye yoğunluğu, uyarılma enerjisine bağlı olarak aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

$$\rho(U) = \sum a_i \rho_i(U) \quad (3.1)$$

$$\sum \rho = \rho_{taban} + \rho_{oktopul} + \rho_{\beta} + \rho_{\gamma} + \dots \quad (3.2)$$

Burada; $\rho(U) \rightarrow$ i. uyarılma yöntemine bağlı kısmi nükleer enerji seviye yoğunluğu, a_i , ağırlık katsayısıdır ve $\sum a_i = 1$ şartına uymaktadır. Eş. 3.2'de görüldüğü gibi nükleer enerji seviye yoğunluğu hesabında tüm bantlardan gelen katkı yer almalıdır.

3.1. Enerji Seviye Yoğunluk Parametresi

Nükleer bir çekirdeğin uyarılma enerjisi U , toplam açıl momentumu I olmak üzere nükleer enerji seviye yoğunluğu [4,25],

$$\rho(U, I) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{a^{1/4} U^{5/4}} \frac{(2I+1) \exp\left[-(2I+1)^2 / 2\sigma^2\right]}{2\sqrt{2\pi} \sigma^3} \quad (3.3)$$

şeklinde formalize edilir. a , enerji seviye yoğunluk parametresi, σ ise spin dağılım parametresi olup,

$$a = \frac{\pi^2}{\sigma} g(\varepsilon_f) , \quad \sigma^2 = g \langle m^2 \rangle t \quad (3.4)$$

olarak tanımlanır. Burada; $g(\varepsilon_f)$:Fermi enerji seviyesindeki tek bir parçacıkların yoğunluğu, $\langle m^2 \rangle$: magnetik kuantum sayısının karesinin ortalaması, t : Fermi gaz modelindeki çekirdeklerin termodinamiksel sıcaklığıdır. Eş. 3.4'deki ifadeleri,

$$g(\varepsilon_f) = \frac{3}{2} \frac{A}{\varepsilon_f} , \quad \langle m^2 \rangle = 0,146A^{2/3}, \quad t = \sqrt{U/a} \quad (3.5)$$

şeklinde tanımlayabiliriz. Burada A , çekirdeğin kütle numarasıdır. Deneysel olarak çekirdeğin açısal momentumu I 'nin farklı yönelimleri belirlenemediğinden, enerji seviyelerinin gözlemlenen yoğunluğu daha kullanışlı olup aşağıdaki biçimde ifade edilir.

$$\sum \rho(U, I) = \frac{\pi^2 \exp(2\sqrt{aU})}{12} \frac{1}{a^{1/4} U^{5/4}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \quad (3.6)$$

Eş. 3.4 ve 3.5, Eş. 3.6'da yerine yazılırsa aşağıdaki ifade elde edilebilir.

$$\rho(U) = \frac{a}{12\sqrt{2}(0,298A^{1/3})(aU)^{3/2}} \exp(2\sqrt{aU}) \quad (3.7)$$

Bethe Teorisi, çekirdeğin uyarılmasında nükleonların kollektif hareketini hesaba katmamıştır. Oysa, çekirdek hareketlerinde kollektif doğaya sahip enerji seviyelerinin varlığı ihmal edilemez bir gerçektir. Enerji seviyeleri yoğunluğunun hesaplanmasında çekirdeğin kollektif hareketini dikkate alan bazı çalışmalar

yapılmıştır [11,26,27,28]. Ancak bunlar karmaşık denklemler içerdiğinden kullanımı kolay değildir.

Nükleer enerji seviye yoğunluk parametre hesaplamalarında, nükleonların kolektif hareketini, uyarılmış enerji spektrumlarını ve çekirdeklerin önemli bir özelliği olan ‘‘uyarılmış enerji seviyelerinin eş aralıklı olma’’ özelliğinden faydalanarak Eş. 3.8’deki enerji seviye yoğunluğu ifadesi formalize edilmiştir [2,3].

$$\rho_i(U, \varepsilon_{0i}) \cong \frac{\pi^2 a_{0i}}{24\sqrt{3}(a_{0i}U)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(2\sqrt{a_{0i}U}\right) \quad (3.8)$$

Burada, ρ_i : i ’inci bandın enerji seviye yoğunluğu, ε_{0i} ; birim enerji, a_{0i} ; ε_{0i} ile birlikte i ’inci banda karşılık gelen kolektif seviye yoğunluk parametresidir ve bu parametre birim enerji aralığına düşen enerji seviyelerinin sayısını verir.

$$a_{0i} = \frac{\pi^2}{6\varepsilon_{0i}} \quad , \quad \varepsilon_{0i} = E_1(I_1^\pi) - E_0(I_0^\pi) \quad (3.9)$$

Bu denklemde, $E_0(I_0^\pi)$; spini I_0 ve paritesi π olan en aşağı seviyenin enerjisi, $E_1(I_1^\pi)$ ise uygun kuantum sayıları I_1 ve paritesi π olan ve $E_0(I_0^\pi)$ seviyesi üzerinde birinci uyarılma seviyesi enerjisidir. Nükleer çekirdeklerin enerji seviye yoğunluk parametreleri hesaplanırken, uyarılma bantlarının, ε_{0i} ; birim enerjisi de hesaplanmalıdır. Taban durum bandı, β -titreşim bandı, γ -titreşim bandı ve oktopul uyarılma bandının birim enerjileri sırasıyla, $\varepsilon_{0TD} = E(2^+)$, $\varepsilon_{0\beta} = E(2^+) - E(0^+)$, $\varepsilon_{0\gamma} = E(3^+) - E(2^+)$, $\varepsilon_{0oct} = E(3^-) - E(1^-)$ şeklinde hesaplanabilir. Tek-A’lı ve tek-tek çekirdeklere birim enerji, ilk uyarılmış durum enerjisi veya verilen K kuantum sayısı ile birlikte birinci ve ikinci uyarılmış durumlara karşılık gelen bandların ayırma enerjisidir. Benzer şekilde tek-A’lı ve tek-tek çekirdeklerin de birim enerjisi hesaplanabilir.

3.2. Deforme Çekirdeklerin Kollektif Band Analizi

Mikroskopik özellikleri tam belirlenemeyen fiziksel sistemlerin incelenmesinde termodinamik kuramların uygulanmasının özellikle yararlı olduğu bilinmektedir. Küresel olmayan (deforme olmuş) ağır çekirdeklerin, nadir toprak ve aktinitler elementlerinin enerji seviyeleri kollektif modlar ile ifade edilmektedir. Bu nedenle bu çekirdeklerin enerji seviyeleri ve diğer özelliklerini termodinamik kuramlarla incelenebilir. Söz konusu çift-çift çekirdeklerin temel bantlarında enerji özdeğerleri A.Bohr [29] tarafından verilen dönme enerjisi şeklinde ifade edilmektedir. Çift-çift çekirdeklerin uyarılmış durumdaki dönme enerjisi Bohr ve Mottelson tarafından,

$$E_{rot}(I, K) = \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{I(I+1)}{J_0} + \left(\frac{1}{J_3} - \frac{1}{J_0} \right) K^2 \right] \quad (3.10)$$

olarak ifade edilir [14]. Burada I ve K , sırasıyla bir çekirdeğin toplam açısai momentumu ve açısai momentumunun simetri eksenine üzerindeki izdüşümüdür. J_0 eksensel simetriye sahip çekirdeğin simetri eksenine dik bir eksen etrafındaki eylemsizlik momenti, J_3 ise simetri eksenine göre olan eylemsizlik momentini ifade etmektedir. Çekirdek yüzeyinin kuadropol titreşim yapması göz önüne alınırsa, K açısai momentumun sıfır olması gerekir. Bu nedenle $J_3 = 0$ alınırsa, dönme kinetik enerjisi

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2J_0} I(I+1), \quad I=0, 1, 2, 3, 4, \dots \quad (3.11)$$

bağıntısı ile ifade edilir. I kuantum sayısının artışına bağlı olarak, çekirdeğin dönme enerjisi artar ve nükleer uyarılmış durumlar dönme bandı olarak adlandırılan pozitif pariteye sahip bir dizi oluşturur. Taban durumundaki çift-çift çekirdeklerin dönme

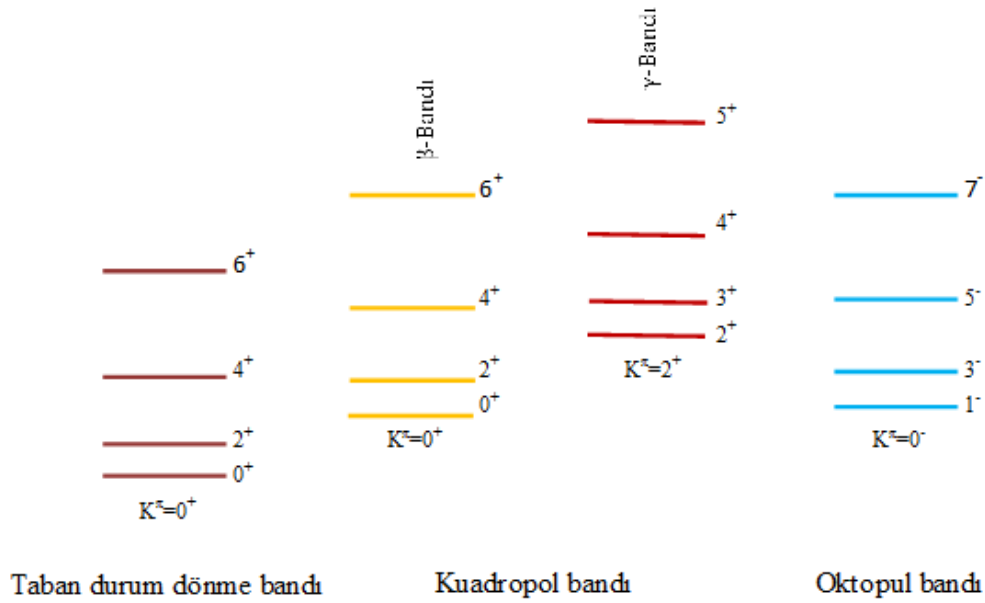
bandı $I = 0^+$ ve $K = 0$ 'dır. Ayna simetrisine sahip çekirdeklerin dönme bandı dizisinin değerleri I 'nın çift değerleri ile sınırlandırılır.

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2J_0} I(I+1), \quad I = 0, 2, 4, 6, \dots \quad (3.12)$$

Küresel olmayan çift-çift çekirdekte β ve γ olarak adlandırılan uyarılmış bantlarda gözlenen enerji değerleri kolektif doğaya sahiptir [14]. β bandı çekirdeğin simetri eksenini koruyan ve $K = 0$ olan titreşimler ile tanımlanmaktadır. β -titreşim bandı pozitif pariteye sahiptir ve enerji seviyeleri $0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, \dots$ şeklinde düzenlenmiş olup başlangıcı w_β titreşim frekansı ile oluşan $\hbar w_\beta$ enerjili 0^+ seviyesidir.

γ -titreşim bandı ise, oldukça düşük uyarılmalar olup, bu titreşim sırasında deformasyon parametresi sabit kalır ve gamma simetri ekseninde titreşir. Kuantum sayısı $K = 2^+$ olan kolektif titreşimlerle tanımlanmaktadır. Bu titreşim bandının enerji seviyeleri $I = 2^+, 3^+, 4^+, 5^+, \dots$ şeklinde düzenlenmiştir.

Bazı deforme çekirdeklerin kolektif uyarılma bandları arasında negatif pariteli bandlara da rastlanılır. Bu bandlar, kuadropol deformasyondan daha yüksek mertebeli deformasyon olan oktopul deformasyonlar olarak adlandırılır. Bu durumda nükleer çekirdekler Şekil 2.4.'de görüldüğü gibi küreselliğini tamamen yitirmiştir. Oktopul titreşim durumunda z-ekseni civarındaki simetri korunur ve enerjisi diğer titreşim bandlarına göre daha yüksektir. Simetriden dolayı $K = 0$ dır, fakat yansıma simetrisi negatif pariteli durumları tercih eder ve çift I değerlerini yasaklar. Bu negatif pariteli bandın enerji düzeyleri genel olarak $I = 1^-, 3^-, 5^-, \dots$ şeklinde düzenlenir.



Şekil 3.3. Çift-çift çekirdeklerin taban durum dönme bandı, β -titreşim bandı, γ -titreşim bandı ve oktopul bandının şematik dizilimi

Tek A'lı deforme çekirdeklerde gözlemlenen enerji seviyelerinin basit olarak ifade edilmesi eksensel simetrik çift-çift deforme bir kor'daki tek nükleonun çiftlenimine bağlıdır. Verilen bir K değeri için dönme bandı ve açısal momentumun değerleri, $I=K, K+1, K+2, \dots$ olarak ifade edilir. K ve Ω sırasıyla, toplam açısal momentumun z' simetri eksenini üzerindeki izdüşümü ve tek nükleonun açısal momentumunun z' simetri eksenini üzerindeki yansıması olup, aşağıdaki enerji seviye aralıklarına sahiptir [30].

$$\Delta E(I, K) = \frac{\hbar^2}{2J_0} [I(I+1) - K(K+1)] \quad (3.13)$$

Deforme tek- tek çekirdeklerin enerji bandları birçok durumda dönme band yapısı ile tanımlanmaktadır. Bu çekirdeklerdeki kuantum sayısı K , $K = |\Omega_p \pm \Omega_n|$ olarak yazılır. Ω_p , Ω_n , sırasıyla proton ve nötronun simetri eksenini üzerindeki açısal momentumlarının yansımasıdır. K 'sı belli olan her bir band, Nilsson modelinin proton ve nötronunun içyapısı üzerine kurulmuştur ve bu bandlar Nilsson tarafından geliştirilen yeni kuantum sayıları ile temsil edilir.

3.3. Deforme Çekirdeklerin Kollektif Uyarılma Bandlarının Simetri Özellikleri

A.Bohr teorisi çift-çift nadir toprak ve aktinit çekirdeklerde kollektif uyarılma bantlarının basit dönme enerji seviyeleri olduğunu göstermektedir [14,29]. Bu enerji seviyeleri taban durum dönme ve uyarılmış seviyeler olarak düzenlenmektedir. Yüksek uyarılmış seviyelerin enerjilerinin 2^+ seviyesi enerjisine oranı yaklaşık tam sayılar oranı gibi görünmekte olup bu enerji seviyelerinin oluşumunda bir simetri olduğu söylenebilir [31].

Çift-çift çekirdeklerin enerji düzeyleri çift spin ve pozitif pariteye sahiptir. A. Bohr ve B.R. Mottelson tarafından çift-çift çekirdeklerin dönme enerjisini ifade eden Eş. 3.12'deki enerji öz değerlerini kullanarak $E(I^+)/E(2^+)$ enerji oranını elde edebiliriz [14].

$$R(I) = \frac{E(I^+)}{E(2^+)} = \frac{I(I+1)}{6} \quad (3.14)$$

Bu bağıntıda $E(2^+)$ ilk uyarılma enerjisidir. Çift-çift çekirdeklerin daha yüksek uyarılmış seviyelerin enerjilerinin birinci uyarılma seviyenin enerjisine oranını Eş. 3.14'u kullanarak,

$$R(2^+) : R(4^+) : R(6^+) : R(8^+) : \dots = 1 : 3 : 10/3 : 7 : 12 : \dots \quad (3.15)$$

elde edebiliriz. Eş. 3.14'ü kullanarak elde edilen $R(I)$ değerleri gerçek değerlerden daha farklı olup açısız momentumun $I=8$ değerinden başlayarak daha küçük kalmaktadır. Dönme enerjisinin $I(I+1)$ kuramından sapması çekirdeğin eylemsizlik momentine göre değişmesine ve bu enerjinin diğer faktörlere bağlı olmasından kaynaklanmaktadır [14,29,31].

Çift-çift çekirdeklerin kollektif uyarılma bandlarının simetri özelliğini belirleyebilmek için $R(4^+)/R(2^+) = r$ eşitliğini kullanırsak,

$$R(2^+) : R(4^+) : R(6^+) : R(8^+) : \dots \approx 1 : r : 2r : 3r : \dots \quad (3.16)$$

yaklaşık sonucunu elde ederiz. Eş. 3.16 ile ifade edilen ve geniş anlamda enerji seviyelerinin eş aralıklı olma şartını sağladığı görülmektedir. Ardışık enerji seviyeleri arasındaki oranlara bakarak çekirdeklerin kollektif uyarılma bandlarının simetri özelliğini gösterdiği söylenebilir. Eş. 3.14'ü $R(4^+)$ oranından başlayarak tekrardan ifade edersek,

$$R(4^+) : R(6^+) : R(8^+) : \dots \approx r : 2r : 3r : \dots = 1 : 2 : 3 \dots \quad (3.17)$$

sonucuna ulaşırız. Enerji seviyeleri arasındaki orana bakıldığında, bu oranın yaklaşık tam sayı olduğu ve seviyeler arasında simetrik bir durumun söz konusu olduğu görülmektedir.

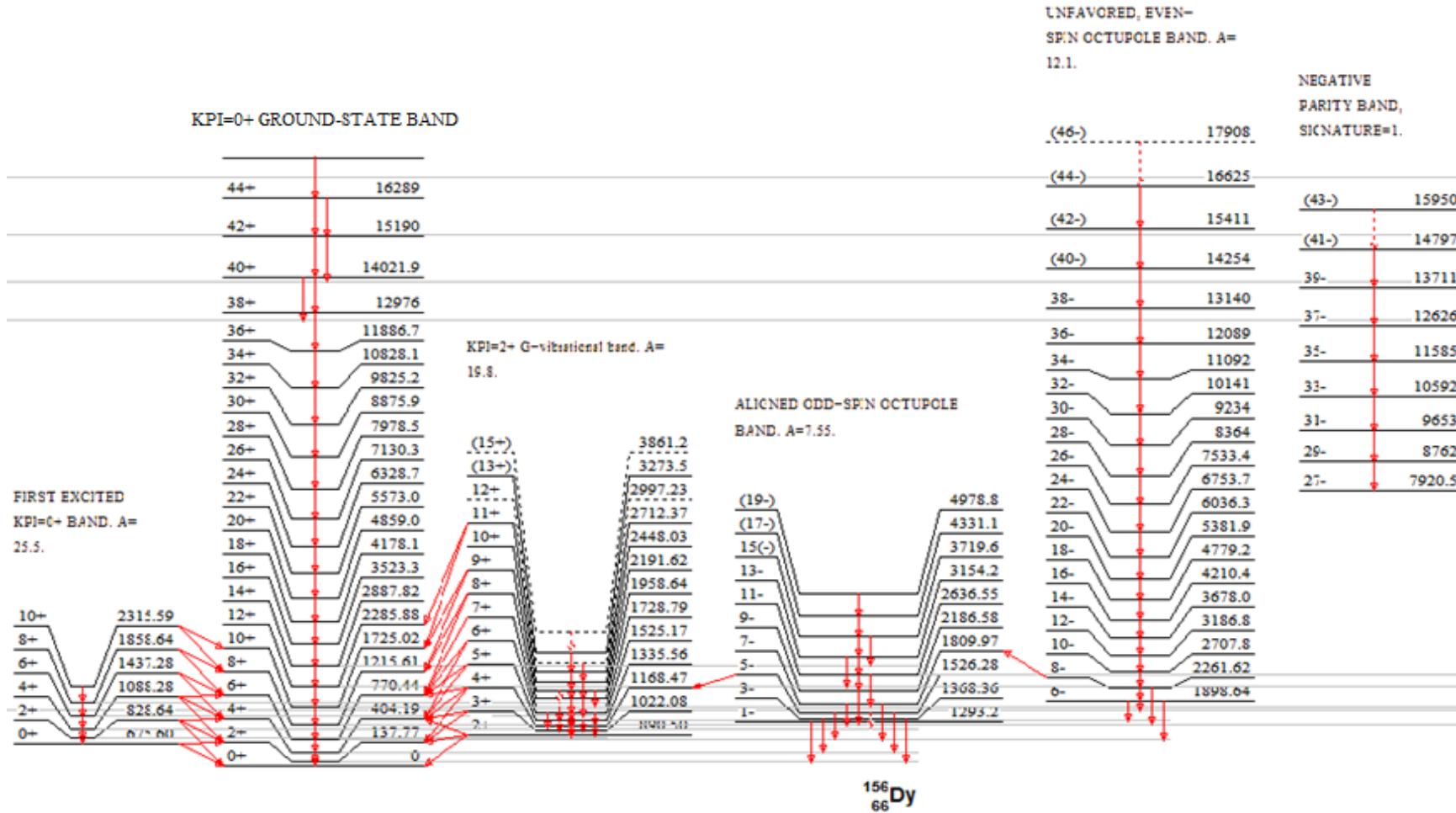
Çift-çift çekirdeklerin uyarılmış bandlarının enerji seviyelerinin oranlarını hesaplamak, başka bir ifade ile bu çekirdeklerin kollektif uyarılma bandlarının simetri özelliğini göstermek için birim enerji olarak $E_1(I_1^\pi) - E_0(I_0^\pi)$ farkı seçilebilir. Burada $E_0(I_0^\pi)$, spini I_0 ve paritesi π olan en aşağı seviyenin enerjisi, $E_1(I_1^\pi)$ ise uygun kuantum sayıları I_1 ve π olan ve $E_0(I_0^\pi)$ seviyesi üzerinde birinci uyarılma seviyesinin enerjisidir. Çift-çift çekirdeklerin taban durumunun enerjisi, $E_0(I_0^\pi) = 0$, uyarılmış durumların enerjisi ise $E_0(I_0^\pi) \neq 0$ 'dır. Uyarılmış enerji bantlarındaki enerji oranlarını hesaplamak için,

$$R_n \equiv \frac{E_n(I_n^\pi) - E_0(I_0^\pi)}{E_1(I_1^\pi) - E_0(I_0^\pi)} \quad n=0,1,2,3,\dots \quad (3.18)$$

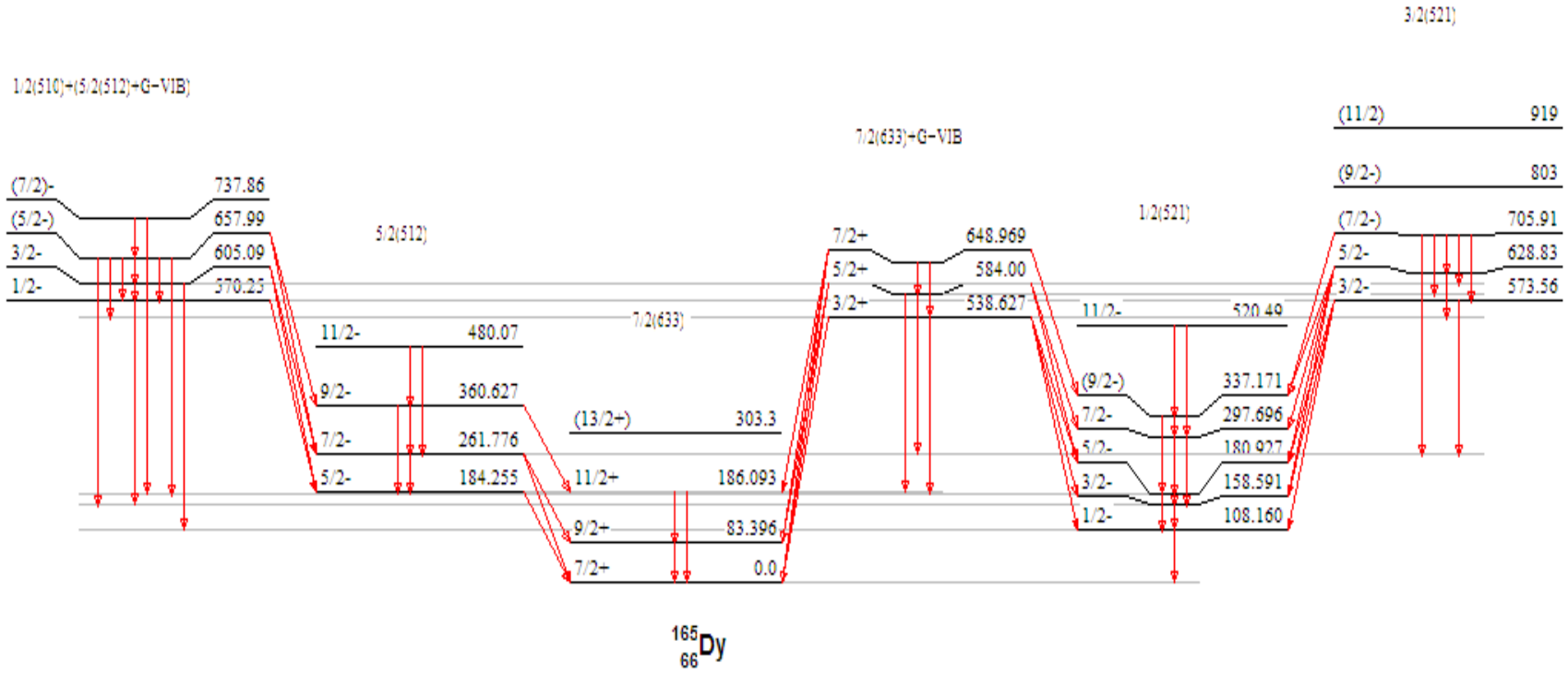
ifadesi yazılabilir. Herhangi bir nükleer çekirdek için, deneysel olarak elde edilen uyarılmış seviyelerin enerjisini Eş. 3.18'de yerine yazarsak,

$$R_1 : R_2 : R_3 : R_4 : \dots = 1 : r : 2r : 3r \dots \quad (3.19)$$

enerji seviyelerin oranları elde edilebilir. Deforme çekirdeklerin uyarılma bandlarının simetri özelliğini belirtmek için ilk iki ardışık enerji seviye oranı olan $R_{4/2}$ kullanılır. Farklı çekirdekler için bu $R_{4/2}$ oranı, 2 ile 3,3 arasında yer almaktadır. Hafif deforme çift-çift çekirdekler için $R_{4/2}$ oranı incelendiğinde, taban durum dönme bandı (GS) için $R_{4/2} \approx 2,2$, Superdeforme band (SD) için $R_{4/2} \approx 2,39$, β -titreşim bandı için $R_{4/2} \approx 3,22$ ve oktopul band için $R_{4/2} \approx 3,01$ 'dir [31]. Genel olarak deforme ağır çekirdeklerin kollektif bandları için $R_{4/2}$ oranı, $3,0 \leq R_{4/2} \leq 3,33$ aralığındadır.



Şekil 3.4. ^{156}Dy çekirdeğinin kolektif uyarılma bandları [32]



Şekil 3.5. ^{165}Dy çekirdeğinin kolektif uyarılma bandları [32]

4. MATERYAL ve METOD

Bu çalışmada, $150 < A < 190$ aralığındaki nadir toprak elementleri bölgesinde bulunan deforme ağır çekirdeklerden Dy çekirdeğinin (^{156}Dy , ^{157}Dy , ^{158}Dy , ^{159}Dy , ^{160}Dy , ^{161}Dy , ^{162}Dy , ^{163}Dy , ^{164}Dy , ^{165}Dy) izotoplarının uyarılma enerjisine bağlı olarak nükleer enerji seviye yoğunluğu, enerji seviye yoğunluk parametresi ve kolektif uyarılma bandlarının simetri özellikleri incelenmiştir. Yapılan hesaplamalarda enerji seviyelerinin eş aralıklı ve nükleonların kolektif hareketlerini esas alan model kullanılmıştır. Bu model, Fermi gaz modelini temel alan Bethe Teorisine dayanmaktadır [4]. Daha sonraları bu modele düzeltme ve eklemeler yapılarak daha karmaşık bir hal almasına neden olmuştur. Son olarak Ahmedov tarafından model modifiye edilerek daha basit hale getirilmiştir [2]. Modifiye edilen bu model daha sonra [2,3,35-39] çalışmalarında deforme çift-çift, tek-tek ve tek A'lı çekirdeklerin enerji seviye yoğunluk parametrelerinin belirlenmesine başarılı bir şekilde kullanılmıştır.

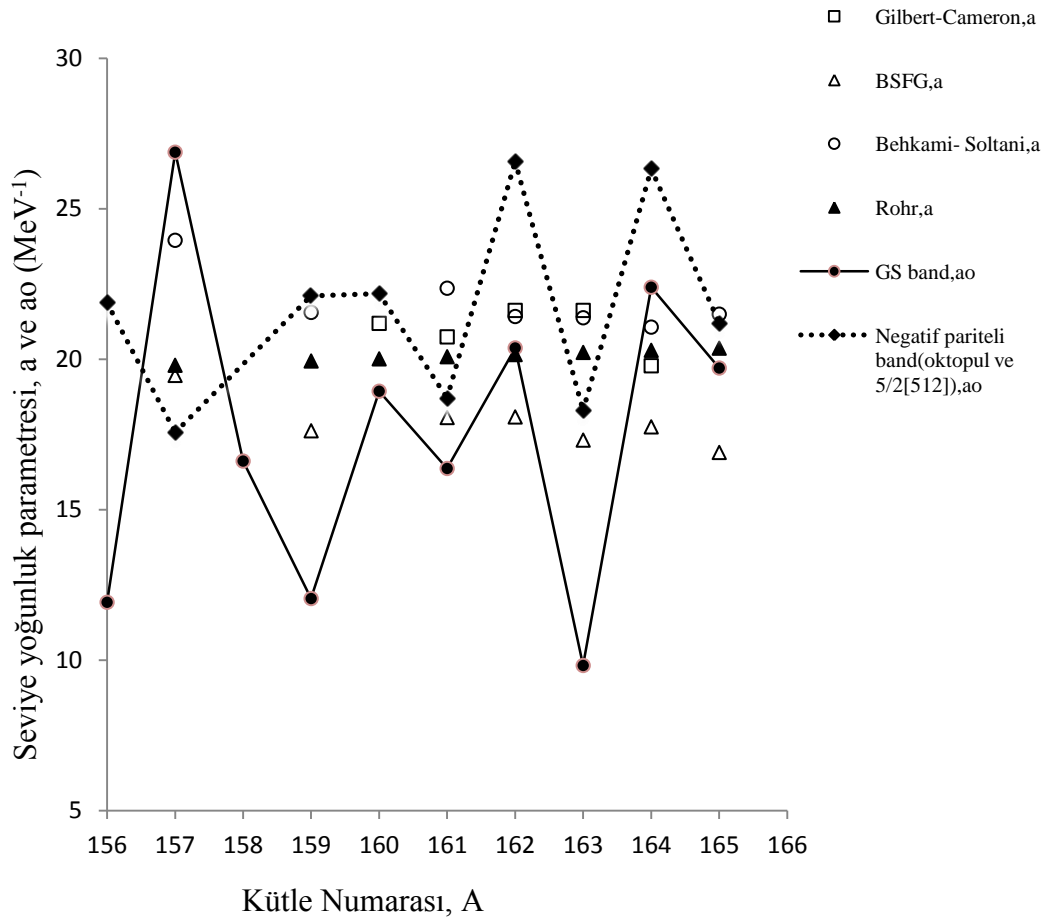
Yaptığımız bu çalışmada da, modifiye edilen bu model kullanılarak $^{156-165}\text{Dy}$ izotopik çekirdeklerinin nükleer enerji seviye yoğunluğu ve kolektif uyarılma bandlarının simetri özelliğini açıklayabilmek için enerji spektrumları dikkate alınmıştır. Yapılan hesaplamalarda kullanılan çekirdek spektrumları, taban durum ve uyarılmış seviyelerin enerji değerleri, bilgisayar-internet destekli deneysel çalışmalar yapan bir programdan elde edilmiştir [23,24,33,32]. Bu programdan elde ettiğimiz uyarılmış enerji değerlerini inceleyerek detaylı band analizi de yapılmıştır.

Bu çalışmanın sonucunda, deforme $^{156-165}\text{Dy}$ izotopik çekirdeklerin deneysel değerler ile teorik olarak elde ettiğimiz değerleri kullanarak nükleer enerji seviye yoğunluğunun ρ , uyarılma enerjisine bağlı değişimi, seviye yoğunluk parametreleri a ve a_0 'ın kütle numarasına göre değişimi grafikleri MS Excel programı kullanılarak çizilmiştir (Şekil 4.1., Şekil 4.2., Şekil 4.3. ve Şekil 4.4.). Nükleer enerji seviye yoğunluğunun uyarılma enerjisine bağlı çizilen grafiklerde (Şekil 4.2., Şekil 4.3. ve Şekil 4.4.) logaritmik değerler kullanılmıştır. Ayrıca incelenen çift-çift çekirdeklerin

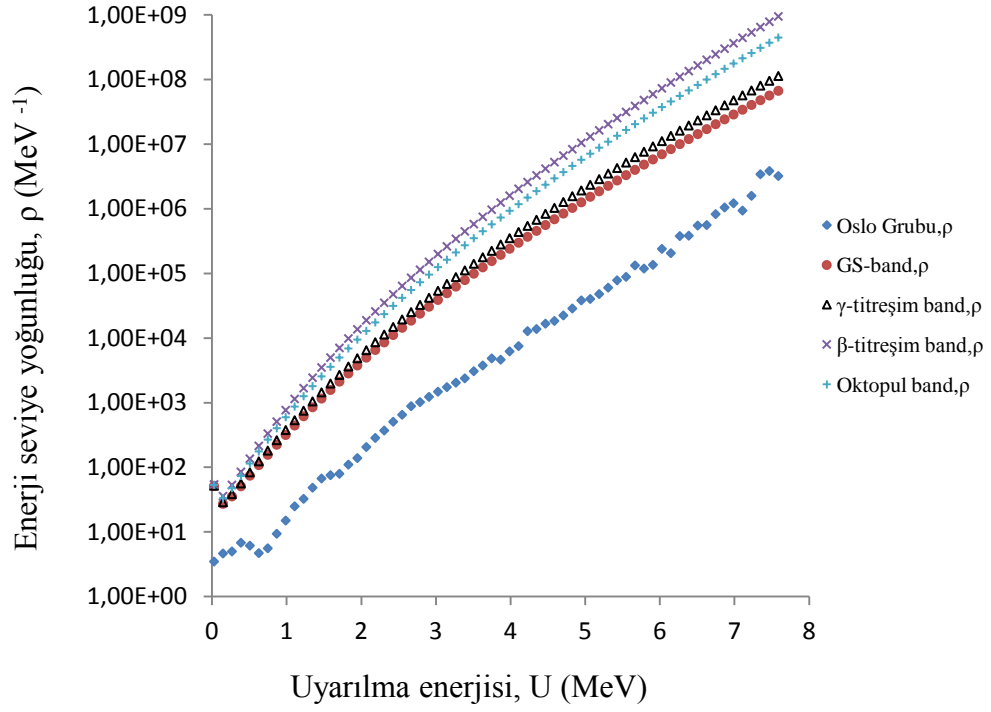
(^{156}Dy , ^{158}Dy , ^{160}Dy , ^{162}Dy , ^{164}Dy) kollektif uyarılma bandlarının simetri özelliğini belirtmek için hesaplanan $R_{4/2}$ ($E(4^+)/E(2^+)$) ve $R_{6/2}$ ($E(6^+)/(2^+)$) enerji seviye oranları, $I(I+1)$ kuramına göre hesaplanan değerler ile kıyaslanmıştır (Çizelge 4.2., Çizelge 4.3. ve Şekil 4.5., Şekil 4.6.). Hesapladığımız deforme $^{156-165}\text{Dy}$ çekirdeklerinin enerji seviye yoğunluğu, enerji seviye yoğunluk parametresi ve çift-çift olan çekirdeklerin kollektif uyarılma bandlarının simetri özellikleri literatürdeki diğer deneysel ve teorik çalışmalar ile karşılaştırılmıştır.

Çizelge 4.1. $^{156-165}\text{Dy}$ izotopik çekirdeklerin enerji seviye yoğunluk parametresinin diğer deneysel ve teorik çalışmalar ile karşılaştırılmıştır

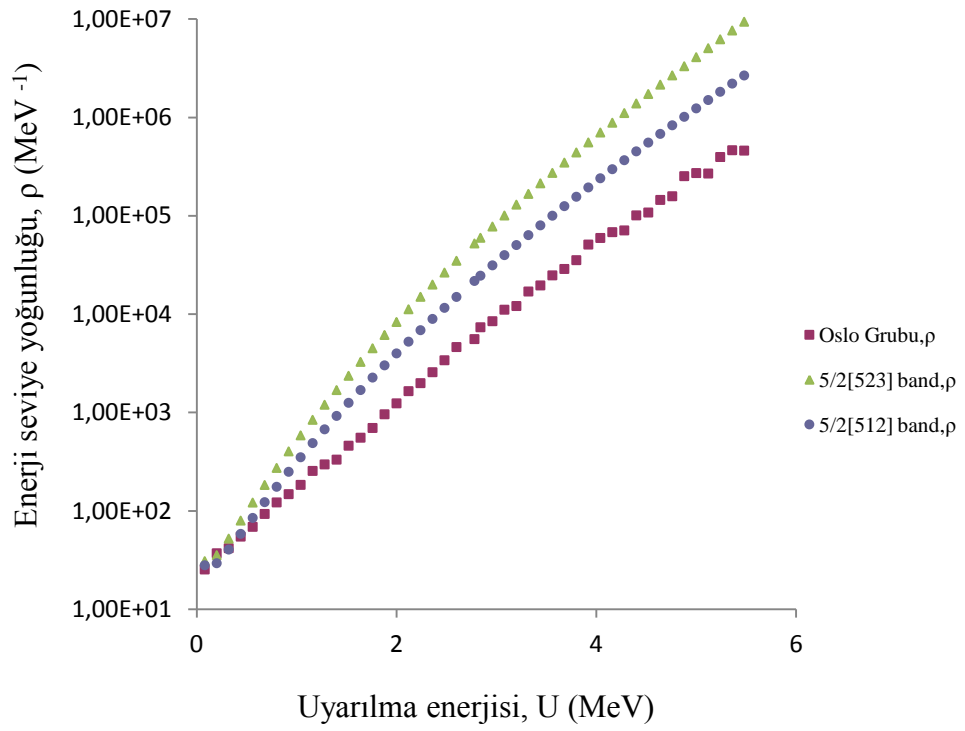
Çekirdek	a,(MeV ⁻¹) Gilbert- Cameron [25]	a,(MeV ⁻¹) BSFG Model [39]	a,(MeV ⁻¹) A.N.Behkami- M. Soltani [40]	a,(MeV ⁻¹) Rohr [28]	a ₀ ,(MeV ⁻¹) Hesaplanan	Uyarılma Bandı
^{156}Dy	-	-	-	-	11,9276	GS band
					12,4887	γ -titreşim band
					21,8635	oktopul band
					10,7374	β -titreşim band
^{157}Dy	-	19,46	23,95	19,797	26,837	3/2[521]-GS band
					17,5656	5/2[512] band
					20,039	3/2[532] band
					20,85	5/2[523] band
^{158}Dy	-	-	-	-	16,6124	GS band
					12,9625	$K^\pi=4^+$ band
					16,72	γ -titreşim band
					17,2884	β -titreşim band
^{159}Dy	-	17,62	21,553	19,939	12,044	3/2[521]-GS band
					19,1806	5/2[523] band
					22,097	5/2[512] band
					18,93	GS band
^{160}Dy	21,19	-	-	20,01	23,5357	β -titreşim band
					19,814	γ -titreşim band
					22,181	oktopul band
					16,366	GS band
^{161}Dy	20,74	18,06	22,357	20,081	18,707	5/2[512] band
					21,227	5/2[523] band
					20,372	GS band
					21,9752	γ -titreşim band
^{162}Dy	21,62	18,08	21,417	20,152	18,27	$K^\pi=5^-$ band
					26,565	oktopul band
					20,2529	$K^\pi=2^+$ band
					9,8199	5/2[523]-GS band
^{163}Dy	21,62	17,31	21,375	20,223	30,6897	3/2[521] band
					18,29	5/2[512] band
					22,39	GS band
					24,7591	γ -titreşim band
^{164}Dy	19,78	17,75	21,065	20,294	16,6693	$K^\pi=4^-$ band
					26,33	oktopul band
					19,704	7/2[633]-GS band
					29,7316	3/2[521] band
^{165}Dy	-	16,9	21,495	20,365	21,197	5/2[512] band



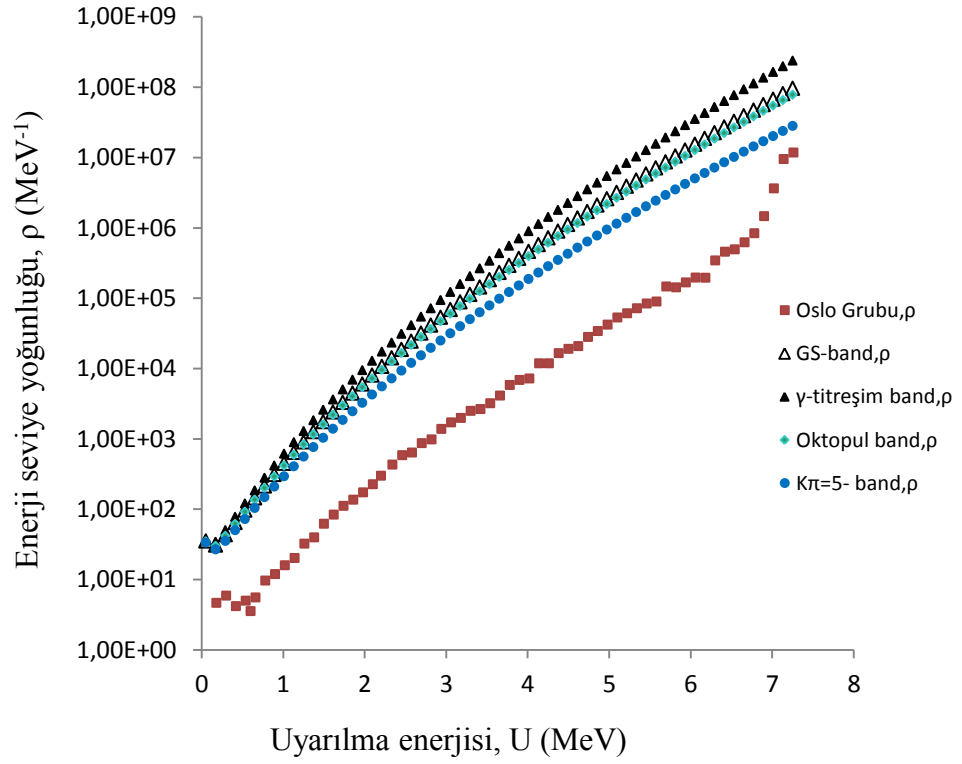
Şekil 4.1. $^{156-165}\text{Dy}$ izotopik çekirdeklerin seviye yoğunluk parametreleri a ve a_0 'ın kütle numarasına göre değişimi. Taban durum dönme bandı ve negatif pariteli band (oktopul ve $5/2[512]$) için hesaplanan a_0 değerleri ve bazı referanslardan alınan a değerleri ile karşılaştırılmıştır [25,28,39,40]



Şekil 4.2. ^{160}Dy çekirdeğinin nükleer enerji seviye yoğunluğu ρ , uyarılma enerjisine göre değişimi. Taban durum dönme bandı, γ -titreşim bandı, β -titreşim bandı ve oktopul bandına göre hesaplanan ρ değerleri deneysel değer ile karşılaştırılmıştır [23,24]



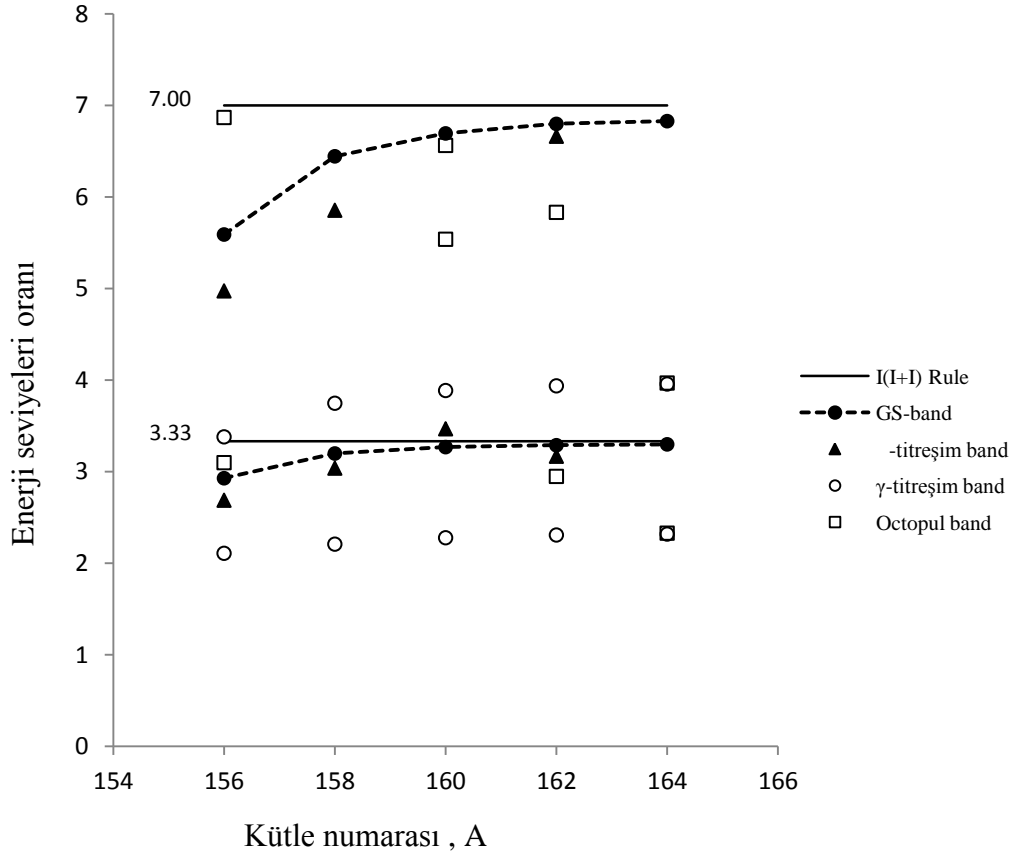
Şekil 4.3. ^{161}Dy çekirdeğinin nükleer enerji seviye yoğunluğu ρ , uyarılma enerjisine göre değişimi. 5/2[512] ve 5/2[523] bandlarına göre hesaplanan ρ değerleri deneysel değer ile karşılaştırılmıştır [23,24]



Şekil 4.4. ^{162}Dy çekirdeğinin nükleer enerji seviye yoğunluğu ρ , uyarılma enerjisine göre değişimi. Taban durum dönme bandı, γ -titreşim bandı, oktopul bandı ve $K\pi=5^-$ bandına göre hesaplanan ρ değerleri deneysel değer ile karşılaştırılmıştır [23,24]

Çizelge 4.2. Dy çekirdeğini bazı çift-çift izotoplarının kolektif uyarılma bandları için hesaplanan $R_{4/2}$ ($E(4^+)/E(2^+)$) ve $R_{6/2}$ ($E(6^+)/E(2^+)$) enerji seviye oranları, I(I+1) kuramı için hesaplanan değerler ile karşılaştırılmıştır

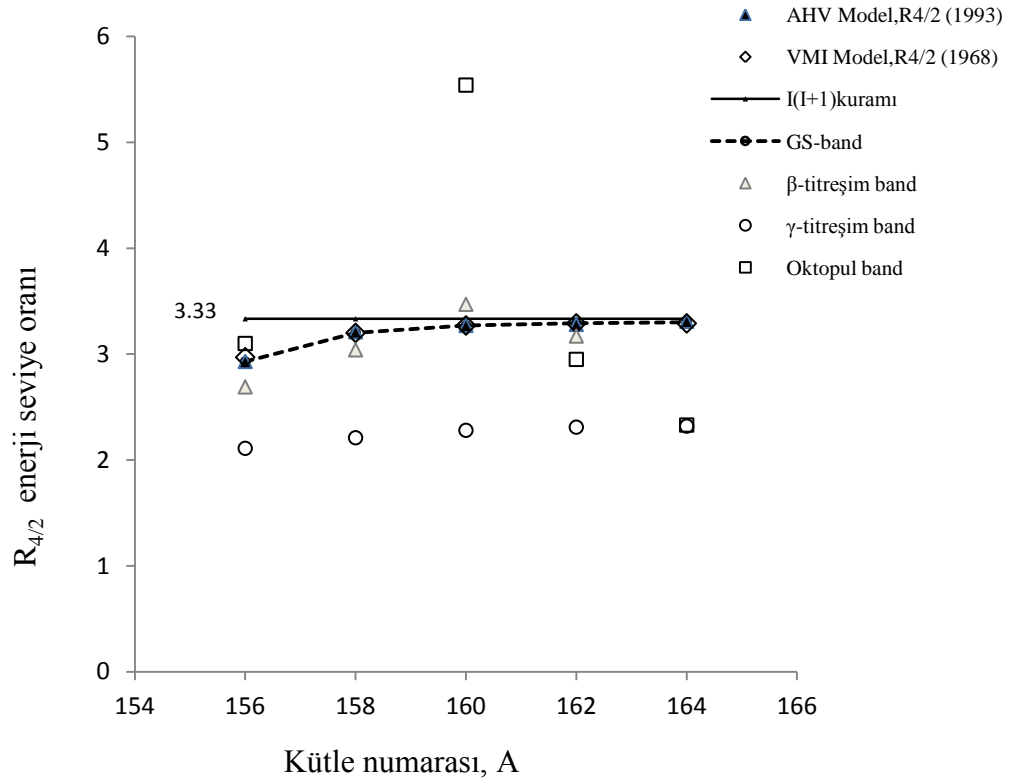
Çekirdek	Hesaplanan	I(I+1) kuramı	GS-band	β -titreşim band	γ -titreşim band	Oktopul band
^{156}Dy	$R_{4/2}$	3,333	2,93	2,69	2,11	3,1
	$R_{6/2}$	7	5,592	4,976	3,382	6,87
^{158}Dy	$R_{4/2}$	3,333	3,2	3,04	2,21	–
	$R_{6/2}$	7	6,446	5,857	3,749	–
^{160}Dy	$R_{4/2}$	3,333	3,27	3,47	2,28	5,54
	$R_{6/2}$	7	6,696	–	3,888	6,565
^{162}Dy	$R_{4/2}$	3,333	3,29	3,17	2,31	2,95
	$R_{6/2}$	7	6,8	6,665	3,939	5,834
^{164}Dy	$R_{4/2}$	3,333	3,3	–	2,32	2,33
	$R_{6/2}$	7	6,83	–	3,959	3,97



Şekil 4.5. Dy çekirdeğinin bazı çift-çift izotoplarının kolektif uyarılma bandları için hesaplanan $R_{4/2}$ ($E(4^+)/E(2^+)$) ve $R_{6/2}$ ($E(6^+)/E(2^+)$) enerji seviye oranları, I(I+1) kuramı için hesaplanan değerler ile karşılaştırılmıştır

Çizelge 4.3. Dy çekirdeğinin bazı çift-çift izotoplarının kolektif uyarılma bandları ve $I(I+1)$ kuramı için hesaplanan $R_{4/2}$ ($(E(4^+)/E(2^+))$) enerji seviye oranı, diğer referans değerler ile karşılaştırılmıştır [41,42]

Çekirdek	$I(I+1)$ kuramı, $R_{4/2}$	AHV Model, $R_{4/2}$ [41]	VMI Model, $R_{4/2}$ [42]	Hesaplanan $R_{4/2}$	Uyarılma bandları
^{156}Dy	3,33	2,93	2,97	2,93	GS-band
				2,69	β -titreşim band
				2,11	γ -titreşim band
				3,1	Oktopul band
^{158}Dy	3,33	3,21	3,2	3,2	GS-band
				3,04	β -titreşim band
				2,21	γ -titreşim band
^{160}Dy	3,33	3,27	3,27	3,27	GS-band
				3,47	β -titreşim band
				2,28	γ -titreşim band
				5,54	Oktopul band
^{162}Dy	3,33	3,28	3,29	3,29	GS-band
				3,17	β -titreşim band
				2,31	γ -titreşim band
				2,95	Oktopul band
^{164}Dy	3,33	3,31	3,29	3,3	GS-band
				2,32	γ -titreşim band
				2,33	Oktopul band



Şekil 4.6. Dy çekirdeğinin bazı çift-çift izotoplarının kolektif uyarılma bandları ve I(I+1) kuramı için hesaplanan R_{4/2} ((E(4⁺)/E(2⁺)) enerji seviye oranı, diğer referans değerler ile karşılaştırılmıştır [41,42]

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Yapılan bazı çalışmalarda [2,3,33-37] , nadir toprak ve aktinitler bölgesinde bulunan çift-çift ve tek A'lı çekirdeklerin seviye yoğunluk parametrelerini hesaplariken, taban durum dönme bandının daha baskın olduğu sonucuna varmışlardır. Bu çalışmada, nadir toprak elementleri bölgesinde bulunan $^{156-165}\text{Dy}$ izotopik çekirdeklerinin enerji seviye yoğunluk parametrelerini hesaplamak için Eş. 3.7'deki ifade kullanılmıştır. Hesaplamalar sonucunda elde ettiğimiz seviye yoğunluk parametreleri daha önce deneysel ve teorik olarak yapılan diğer çalışmalar [25,28,39,40] ile kıyaslanmıştır (Çizelge 4.1. ve Şekil 4.1.). Daha sonra bazı deforme $^{156-165}\text{Dy}$ izotopik çekirdekler için elde ettiğimiz kolektif uyarılma bandlarına karşılık gelen enerji seviye yoğunluk parametrelerini Eş. 3.8'de yerine koyarak enerji seviye yoğunluğunu hesapladık. Hesapladığımız enerji seviye yoğunluğu deneysel olarak yapılan diğer çalışmalar ile karşılaştırdık (Şekil 4.2, Şekil 4.3, Şekil 4.4) [23,24].

Dy çekirdeğinin bazı çift-çift izotoplarının kolektif uyarılma bandlar için deneysel veriler [33] ile Eş. 3.12 ve Eş. 3.16'deki ifadeler kullanılarak bu bandların simetri özelliği incelenmiştir. Çizelge 4.2'de, deneysel enerji değerlerini [33] kullanarak, daha yüksek uyarılmış seviyelerin enerjilerinin 2^+ seviyenin enerjisine oranladığımızda, seviyeler arasındaki oranın yaklaşık olarak Eş. 3.17'deki gibi tam sayıları vermektedir. Çift-çift çekirdeklerin kolektif uyarılma bandlarının simetri özelliğini göstermek için hesapladığımız $R_{4/2}$ oranını, diğer yapılan teorik çalışmalar ile karşılaştırdık (Çizelge 4.3 ve Şekil 4.6) [41,42].

Bu çalışmada deforme nadir toprak elementleri bölgesinde bulunan $^{156-165}\text{Dy}$ izotopik çekirdeklerin nükleer enerji seviye yoğunluğu ve bu çekirdeklerin kolektif uyarılma bandların simetri özellikleri kolektif model dikkate alınarak incelenmiştir. Eş. 3.8'deki nükleer enerji seviye yoğunluğu ifadesini elde edebilmek için izotopik çekirdeklerin enerji seviye yoğunluk parametreleri de hesaplanmıştır. Bu hesaplamalarda, çift-çift çekirdeklerin enerji seviye yoğunluk parametresi

hesaplanırken taban durum dönme bandının daha baskın olduğu fakat tek A'lı çekirdeklerin enerji seviye yoğunluk parametresi hesaplanmasında negatif pariteli bandların (oktopul band ve negatif pariteli band) baskın olduğunu söyleyebiliriz. Fakat genel olarak, nükleer enerji seviye yoğunluğunun gerçek değerine ulaşabilmek için tüm kolektif uyarılma bandlarının etkisini dikkate alınmalıdır. İncelediğimiz Dy çekirdeğinin çift-çift izotoplarının kolektif uyarılma bandlarının enerji seviyeleri oranlarına bakarak bu bandların simetri özelliği gösterdiğini söyleyebiliriz. Nükleer çekirdeklerin kolektif uyarılma bandlarının simetri özelliğini göstermesi enerji seviyelerinin eş aralıklı olduğunu gösterir.

Sonuç olarak, nadir toprak elementleri bölgesinde bulunan deforme ağır tek-A'lı çekirdeklerin kolektif uyarılma mekanizmaları çift-çift çekirdeklere göre çok daha karmaşık bir yapıya sahip olduğu görülmüştür. Deforme bir çekirdeğin nükleer enerji seviye yoğunluğunun hesaplanmasında bu çekirdeğin tüm kolektif uyarılma bandlarının etkisi dikkate alınmalıdır. Deforme çift-çift olmayan tek-tek ve tek-A'lı çekirdeklere de benzer metot kullanılarak kolektif uyarılma bandlarının simetri özelliği incelenebilir.

KAYNAKLAR

1. Ahmedov, H., Zorba I., Yılmaz, M., Gönül, B., “Atom çekirdeklerinin enerji seviyelerinin yoğunluğu”, *I.Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi, TAEK*, Ankara, 1-4 (2001).
2. Ahmedov, H., Zorba, I., Yılmaz, M., Gönül, B., “On the level density of even-even nuclei in the regions of rare-earth and actinide elements”, *Nuclear Physics A*, 706: 313-321 (2002).
3. Okuducu, Ş., Ahmedov, H., “On the estimation of nuclear level density parameters in the region of some large deformed nuclei”, *Physics Letters B*, 565, 102.(2003).
4. Bethe, H., “An attempt to calculate the number of energy levels of a heavy nucleus”, *Physics Review*, 50: 332-341 (1936).
5. Landau, L., *Soviet Journal Nuclear Physics*, 9: 533-547 (1936).
6. Weisskopf, V., “Statistics and nuclear reactions”, *Physics Review*, 52: 295-303 (1937).
7. Bohr, N., Kalckar, F., “On the transmutation of atomic nuclei by impact of material particles”, Matematisk Fysiske Meddelelser, *Danish Academy of Sciences*, 14 (10):1-40 (1937).
8. Hurwitz, H., Bethe, H., “Neutron capture cross sections and level density”, *Physics Review*, 81: 898-898 (1951).
9. Newton, T., “Shell effects on the spacing of nuclear levels”, *Canada Journal Physics*, 34: 804-829 (1956).
10. Ignatyuk, A.V., Simerinkin, G.N, Tishin, A.S., “Phenomenological description of the energy dependence of the level density parametres”, *Soviet Journal Nuclear Physics*, 21-22: 255-257 (1975).
11. Ignatyuk, A.V., Istekov, K.K., Simerinkin, G.N., “Collective effects in level density, and the probability of fission”, *Soviet Journal Nuclear Physics*, 29: 450-450 (1979).
12. Abfalter, W.P., Finlay, R.W., Grimes, S.M., *Phys.Let.C*, 62: 064312 (2000).
13. Rainwater, J., “Nuclear energy level argument for a spheroidal nuclear model”, *Physics Review*, 79: 432-434 (1950).

14. Bohr, A. , Mottelson, B.R., “Nuclear Structure, Volume I and II”, *New York; Benjamin*, 1-1219 (1969 and 1975).
15. Nilsson, S. G., *Mat.Fys. Medd. Kgl. Danske. Videnskab.*, Selskab. 6-29 (1955).
16. Jelley, N.A., *Fundamentals of Nuclear Physics.*, 539.7 (1990).
17. Eser, E., “Bazı ağır çekirdeklerin enerji seviye yoğunluk parametresinin incelenmesi”, Yüksek Lisans Tezi, *Gaziosmanpaşa Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Tokat, 2-3 (2006).
18. Krane, K.S., “ Nükleer Fizik 1”, Şarer, B., *Palme Yayıncılık*, Ankara, 116-156 (2006).
19. Daştan, Ç., “Çift-çift deforme çekirdeklerin genel sistematiği”, Yüksek Lisans Tezi, *Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Sakarya, 30 (2009).
20. Singo, T.D., ”Superdeformed bands in nuclei”, M.Sc. Thesis, *African Institute of Mathematical Sciences*, 24 (2006).
21. Ertuğral, F., “Nadir toprak elementlerinin kuadropol momentlerinin mikroskopik model herçevesinde hesaplanması”, Yüksek Lisans Tezi, *Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Sakarya, 14 (2002).
22. Arya, A. P., “Fundamental of Nuclear Physics”, *Allyn and Bacon*, Boston 646-650 (1966).
23. İnternet: UİO Üniversitesi, Faculty of Mathematics and Naturel Science, Norway.
<http://www.mn.uio.no/fysikk/english/research/about/infrastructure/OCL/compilation/> (2003).
24. Guttormsen, M., Bagheri, A., Chankova, R., Rekstad, J., Siem, S., Schiller, A., Voinov, A., “Thermal properties and radiative strengths”, “Oslo Grubu”, *Phys. Rev. C*, 68, 064306 (2003).
25. Gilbert, A., Cameron, A.G.W., “A composite nuclear-level density formula with shell corrections”, *Canada Journal Physics*, 43: 1446-1496 (1965).
26. Davidov, A. S., Filippov, G.F., “Rotational states in even atomic nuclei”, *Nuclear Physics*, 8: 237-249 (1958).
27. Davidov, A. S., Chaban A. A., “Rotation-vibration interaction in non-axial even nuclei”, *Nuclear Physics*, 20: 499-508 (1960).

28. Rohr, G., “New perspectives on the level density of compound resonances”, *Zeitschrift Physics A.*, 318: 299-301 (1984).
29. Bohr, A., “Rotational states of atomic nuclei”, Ejnar Munksgaards Forlag, *Universitetes Institut For Teoretisk Fysik*, Kbenhavn, 1-55 (1954).
30. Davidson, J. P., “Collective models of the nucleus”, *Academic Press*, 231-238 (1968).
31. Sönmezoğlu, S., Okuducu, Ş., Eser, E., “Investigation of the symmetry properties and level density parameters of some superdeformed light even-even nuclei”, *Annals of Nuclear Energy*, 37:1735-1741 (2010).
32. Nuclear Structure and Decay Data, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, *ENSDF (Evaluated Nuclear Structure Data File)*, Upton, New York (2001).
33. Tauren, J., Firestone, R.B. Ernest O. Lawrence, *Berkeley National Laboratory*, (2003).
34. Okuducu, Ş., Eser, E., Sönmezoğlu, S., “Analysis of the nuclear level density parameters of some large deformed odd-A and odd-odd nuclei in the region of rare-earth elements”, *Nucl. Science and Eng.*, 154: 374-381 (2006).
35. Okuducu, Ş., Sönmezoğlu S., Eser, E., “Calculation of nuclear level density parameters of some deformed light nuclei using collective excitation modes”, *Phys. Rev. C.*, 74: 034317 (2006).
36. Okuducu, Ş., Aktı, N.N., Saraç, H., Bölükdemir, M.H., Tel, E., “Calculation of nuclear level density parameters of some light deformed medical radionuclides using collective excitation modes of observed nuclear spectra”, *Mod. Phys. Lett. A.*, 24 (2681):1-15 (2009).
37. Okuducu, Ş., Aktı, N.N., “Nuclear level density parameters of some largely deformed nuclei of medical radionuclides in low-lying collective excitation modes”, *Kerntechnik*, 75: 109-116 (2010).
38. Okuducu, Ş., Aktı, N.N., Eser, E., “The theoretical nuclear level density parameters of some deformed target radioisotopes 181-187W and 196-204Hg used on the accelerator-driven systems”, *Annals of Nuclear Energy*, 38: (1769-1774) (2011).
39. Egidy, T.V., Bucurescu, D., “Systematics of nuclear level density parameters”, *Phys. Rev. Lett.*, 72: 044311-044322 (2005).

40. Behkami, A.N., Soltani, M., “Spin cut-off parameter of nuclear level density and effective moment of inertia”, *Commun. Theor.Phys.*, 43: 709-718 (2005).
41. Casten, R.F., Zamfir, N.V., Brenner, D.S., “Universal anharmonic vibrator description of nuclei and critical nuclear phase transition”, *Phys.Rev.Lett.*, 71,227 (1993).
42. Mariscotti, M.A.J., Scharff-Goldhaber, G., Buck, B., “Phenomenological analysis of ground-state bands in even-even nuclei”, *Phys.Rev. Let.*, 178 (1968).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, Adı : AKBAŞ, Sabahattin
Uyruğu : T.C.
Doğum Tarihi ve Yeri : 06.06.1984 Mardin
Medeni Hali : Bekar
Telefon : 0 535 705 58 27
e-mail : sabahattin_akbas@hotmail.com
sabahattinakbas@yahoo.com

Eğitim Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Yüksek Lisans	Gazi Üniversitesi/Fizik Bölümü	2012
Lisans	Gazi Üniversitesi/Fizik Bölümü	2010
Lise	Vali Erol Çakır Lisesi	2005

Yabancı Dil

İngilizce

Hobi

Kitap okumak, spor yapmak.