

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

**ÇİFT- ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERİN GENEL  
SİSTEMATIĞI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**ÇİĞDEM DAŞTAN**

**Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK**

**Tez Danışmanı : Prof. Dr. RECEP AKKAYA**

**Haziran 2009**

T.C.  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

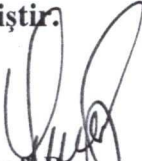
ÇİFT- ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERİN GENEL  
SİSTEMATIĞI


YÜKSEK LİSANS TEZİ

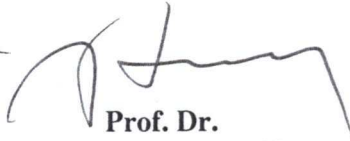
ÇİĞDEM DAŞTAN

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 12 / 06 /2009 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.

  
Prof. Dr.  
Recep AKKAYA  
Jüri Başkanı

  
Prof. Dr.  
Ali Ekber KULİYEV  
Üye

  
Prof. Dr.  
Ali Osman AYDIN  
Üye

## **TEŞEKKÜR**

Bu tezi hazırlamamda kendimi geliőtirmemde yardımcı olan, bilgi ve tecrübelerini benden esirgemeyen, bana her konuda yardımcı olan sayın hocam Prof. Dr. Recep AKKAYA'ya teşekkürü bir borç bilirim.

Yüksek lisans çalışmalarım boyunca yardım ve bilgisini esirgemeyen sayın hocam Yrd. Doç. Dr. Filiz ERTUĞRAL'a teşekkür ederim. Lisansüstü ders dönemi süresince engin bilgi ve tecrübelerinden istifade ettiğim fizik bölümünün bütün hocalarına teşekkürlerim sunarım.

ÇİĞDEM DAŞTAN

# İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER .....	iii
SİMGELER LİSTESİ.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ .....	vii
TABLolar LİSTESİ.....	Ix
ÖZET.....	XI
SUMMARY.....	XII
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
ÇEKİRDEK DEFORMASYONU.....	4
2.1. Çekirdeğin Deforme Olması.....	4
2.2. Eşleşme ve Kuadropol Kuvvetleri.....	8
2.3. Kuadropol Momentler.....	18
2.4. Çekirdeğin Kollektif Durumları.....	20
2.4.1. Çekirdeğin rotasyonel durumları.....	22
2.4.2. Çekirdeğin vibrasyonel durumları.....	26
2.4.2.1. $\lambda=0$ Monopol titreşimi.....	27
2.4.2.2. $\lambda=1$ Dipol titreşimi.....	28
2.4.2.3. $\lambda=2$ Kuadropol titreşimi.....	28
2.5. Beta Gama ve Kuadropol Titreşimler.....	29
2.6. Çift-çift Çekirdeklerin Deforme Olması.....	31

BÖLÜM 3.	
ÇEKİRDEK MODELLERİ.....	33
3.1. Bağımsız Parçacık Modeli.....	33
3.2. Nilsson Modeli.....	35
3.3. Woods-Saxon potansiyeli.....	38
3.4. Nükleer Birleştirilmiş Model.....	41
BÖLÜM 4.	
GAMA BOZUNUMU VE ELEKTROMANYETİK GEÇİŞLER.....	45
4.1. Gama Bozunumu.....	45
4.2. Açısal Momentum ve Parite Seçim kuralları.....	46
4.3. Tek Parçacık Modelde Elektromanyetik Geçişler.....	50
4.4. Genelleştirilmiş Modelde Çekirdeğin Elektromanyetik Geçiş Teorisi.....	55
4.5 B(E2) Geçiş Olasılıkları.....	63
BÖLÜM 5.	
SONUÇLAR.....	69
BÖLÜM 6.	
TARTIŞMA VE ÖNERİLER.....	70
KAYNAKLAR.....	71
EKLER.....	74
ÖZGEÇMİŞ.....	88

## SİMGELER LİSTESİ

$A$	: Kütle numarası
$Z$	: Proton sayısı
$\beta$	: Deformasyon parametresi
$\beta_0$	: Kütle deformasyon parametresi
$\lambda$	: Gama ışının dalga boyu
$\hbar$	: Planck sabiti
$\pi_i$	: İlk seviyenin paritesi
$\pi_s$	: Son seviyenin paritesi
$I_i$	: İlk seviyenin açısal momentumu
$I_s$	: Son seviyenin açısal momentumu
EL	: Elektrik çokkutuplu geçiş
ML	: Manyetik çokkutuplu geçiş
B(EL)	: Elektrik indirgenmiş geçiş ihtimali
B(ML)	: Manyetik indirgenmiş geçiş ihtimali
B(E2)	: İndirgenmiş elektrik geçiş ihtimali
$\lambda$	: Bozunum sabiti
$Q$	: kuadropol moment
$Q_0$	: İç kuadropol moment
$G_n$	: Nötronların eşleşme gücü
$G_p$	: Protonların eşleşme gücü
$g_R$	: Rotasyonel faktör ve jromanyetik katsayı
$\omega$	: Açısal frekans
$\tau$	: Ortalama ömür

$\varphi$	: Eylemsizlik Momenti
R	: Çekirdek yarıçapı
$\delta$	: Deformasyon parametresi
$\beta_0(n)$	: Nötronlar için deformasyon parametresi
$\beta_0(p)$	: Protonlar için deformasyon parametresi
$e$	: Elektron yükü
c	: Işık hızı

## ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	Çekirdeğin a) küresel b)prolate c) oblate şekilleri.....	4
Şekil 2.2.	Çift-çift çekirdeklerde potansiyel enerjinin deformasyon parametresine göre değişimi.....	6
Şekil 2.3.	Nükleer deformasyonun $150 < A < 190$ bölgesindeki çekirdekler için değişimi.....	6
Şekil 2.4.	$N=82$ ve $N=126$ nötron sihirli sayısına sahip çekirdeklerin deformasyon parametresinin nötron sayısına göre değişimi.....	7
Şekil 2.5.	Sm izotoplarının nötron sayısına göre nötron eşleşme gücü değerleri.....	10
Şekil 2.6.	Sm izotoplarının nötron sayısına göre proton eşleşme gücü değerleri.....	11
Şekil 2.7.	Kütle (proton+nötron ) elipsoidinin şekli.....	13
Şekil 2.8.	$150 < A < 190$ deforme bölgesinde $g_R$ faktörünün deneysel ve teorik değerleri.....	15
Şekil 2.9.	Sm izotoplarının $g_R$ faktörünün nötron sayısına göre değişimi.....	16
Şekil 2.10.	Os izotoplarının $g_R$ faktörünün nötron sayısına göre değişimi.....	16
Şekil 2.11.	Yb izotoplarının $g_R$ faktörünün nötron sayısına göre değişimi.....	17
Şekil 2.12.	Çift-çift çekirdeklerde en düşük $2^+$ durumlarının enerjiler.....	22
Şekil 2.13.	$^{164}\text{Er}$ 'ün taban durumunun dönmesinden elde edilen uyarılmış durumlar.....	24
Şekil 2.14.	Küresel olmayan çift-çift çekirdeklerin taban durumundaki rotasyonel bandı için enerji oranları.....	25
Şekil 2.15.	Monopol titreşim.....	27
Şekil 2.16.	Dipol titreşim.....	28
Şekil 2.17.	Kuadropol titreşim.....	29



Şekil.2.18.	Deforme çift-çift çekirdeklerin kolektif durumları.....	31
Şekil.2.19.	V potansiyel enerjinin $\beta$ deformasyon parametresine göre değişimi.....	32
Şekil.3.1.	Elipsoidal potansiyelde tek parçacık yörüngeleri.....	37
Şekil.3.2.	Harmonik osilatör ve Woods-saxon potansiyellerinin karşılaştırılması.....	40
Şekil.3.3.	Çift-çift çekirdekte $I^\pi=2^+$ geçiş olasılıkları.....	42
Şekil 3.4.	Eksenel simetrik olmayan çekirdek için açısal momentum eşleşmesi.....	44
Şekil.4.1.	Klasik olarak parite değişiminin şematik ifadesi.....	49
Şekil.4.2.	B(E2) değerlerinin A'ya bağlı değişimi.....	67
Şekil.4.3.	B(E2)/B(E2) <sub>tp</sub> oranları.....	67

## TABLolar LİSTESİ

Tablo 2.1	Proton ve nötronlar için verilen farklı eşleşme güçleri .....	9
Tablo 2.2.	Sm izotopları için artan kütle numarasına göre farklı metodlar ile hesaplanan proton eşleşme gücü değerleri.....	10
Tablo 2.3.	Sm izotopları için artan kütle numarasına göre farklı metodlar ile hesaplanan nötron eşleşme gücü değerleri.....	10
Tablo 2.4.	Yb izotopları için artan kütle numarasına göre farklı metodlar ile hesaplanan proton eşleşme gücü değerleri.....	11
Tablo 2.5.	Yb izotopları için artan kütle numarasına göre farklı metodlar ile hesaplanan nötron eşleşme gücü değerleri.....	12
Tablo 2.6.	Os izotopları için artan kütle numarasına göre farklı metodlar ile hesaplanan proton eşleşme gücü değerleri.....	12
Tablo 2.7.	Os izotopları için artan kütle numarasına göre farklı metodlar ile hesaplanan nötron eşleşme gücü değerleri.....	12
Tablo 2.8.	Sm izotopları için farklı metodlar ile hesaplanan $g_R$ faktörleri.....	15
Tablo 2.9.	Os izotopları için farklı metodlar ile hesaplanan $g_R$ faktörleri.....	16
Tablo 2.10	Yb izotopları için farklı metodlar ile hesaplanan $g_R$ faktörleri.....	17
Tablo 4.1	Elektromanyetik radyasyonun çokkutupluluğu .....	47
Tablo 4.2.	Gama bozunumları için seçim kuralları.....	50
Tablo 4.3.	Gama bozunumu için ışımanın türüne göre ortalama ömrün teorik değerleri.....	55
Tablo 4.4.	Çift-çift Sm izotopları için farklı metodlar ile hesaplanan B(E2) değerleri.....	65
Tablo 4.5.	Çift-çift Yb izotopları için farklı metodlar ile hesaplanan B(E2) değerleri.....	65

Tablo 4.6.	Çift-çift Os izotopları için farklı metodlar ile hesaplanan B(E2) değerleri.....	66
Tablo A.1.	$m_2=1/2, -1/2$ için Clebs-Gordon katsayıları.....	75
Tablo A.2.	$m_2=1, 0, -1$ için Clebs-Gordon katsayıları.....	76
Tablo A.3.	$\langle j_1 2m_1 0   JM \rangle$ için Clebs-Gordon katsayıları.....	76
Tablo B.1.	Sm izotoplarının elektrik ışımaları için bozunma sabitleri ve ortalama ömürleri.....	79
Tablo B.2.	Yb izotoplarının elektrik ışımaları için bozunma sabitleri ve ortalama ömürleri.....	80
Tablo B.3.	Os izotoplarının elektrik ışımaları için bozunma sabitleri ve ortalama ömürleri.....	81
Tablo B.4.	Sm izotoplarının manyetik ışımaları için bozunma sabitleri ve ortalama ömürleri.....	82
Tablo B.5.	Yb izotoplarının manyetik ışımaları için bozunma sabitleri ve ortalama ömürleri.....	83
Tablo B.6.	Os izotoplarının manyetik ışımaları için bozunma sabitleri ve ortalama ömürleri.....	84
Tablo B.7.	Sm izotoplarının genelleştirilmiş modelle hesaplanan B(E2,J+2→J) geçişleri.....	85
Tablo B.8.	Yb izotoplarının genelleştirilmiş modelle hesaplanan B(E2,J+2→J) geçişleri.....	86
Tablo B.9.	Os izotoplarının genelleştirilmiş modelle hesaplanan B(E2,J+2→J) geçişleri.....	87

## ÖZET

Anahtar kelimeler: Nükleer deformasyon, Gama bozunumu, indirgenmiş geçiş olasılığı,

Bu çalışmada  $150 < A < 190$  deforme bölgesindeki çift-çift Sm, Yb, Os izotoplarının genel özellikleri araştırılmıştır.

Çift-çift Sm, Yb, Os çekirdekleri için deneysel ve teorik çalışmalar baz alınarak yapılan bu çalışmada, uyarılmış durumlardan bazıları göz önüne alınmış olup, bunların seçim kurallarına göre çokkutuplu geçiş ihtimalleri ve ortalama ömürleri kabuk modeli baz alınarak hesaplanmıştır. Bulunan sonuçlara göre elektrik geçiş ihtimallerinin, manyetik geçiş ihtimallerinden daha fazla olduğu görülmüştür.

Deforme çekirdeklerde proton ve nötronların farklı deformasyonlara sahip oldukları düşüncesinden hareketle farklı metodlar kullanılarak çift-çift Sm, Yb, Os izotoplarının proton ve nötron sistemleri için eşleşme güçleri ile  $g_R$  faktörleri hesaplanmıştır.

Deneysel olarak ölçülen iç kuadropol momenti yardımıyla  $B(E2)$  indirgenmiş geçiş ihtimallerinin değerleri hesaplanıp teorik sonuçlar ile karşılaştırılmıştır.

# **GENERAL SYSTEMATIC OF EVEN- EVEN DEFORMED NUCLEUS**

## **SUMMARY**

Key Words: Nuclear Deformation, Gamma Ray, Reduced Transition Probability

In this study, the properties of even- even Sm, Yb, Os, nucleus have been taken as a base, and lifetime and multipole transition probabilities according to selection rules have been calculated for some of the excited states. Shell model was taken as a base for calculations.

The results showed that electrical transition probabilities are more than magnetic transition probabilities.

Taking into consider the idea that protons and neutrons in deformed nucleus have different deformation using different methods coupling strength and  $g_R$  factors have been calculated for even-even Sm, Yb; Os isotopes.

With the help of experimentally calculated intrinsic quadropole moment  $B(E2)$  reduced transition probabilities have been calculated and compared with theoretical results

## BÖLÜM 1. GİRİŞ

Bugünkü bilgilerimize göre dört farklı etkileşme vardır. Bu etkileşmeler şiddetlerine göre, kuvvetli etkileşmeler, elektromanyetik etkileşmeler, zayıf etkileşmeler ve gravitasyonel etkileşmeler olarak adlandırılmaktadır. Kuvvetli ve zayıf etkileşmeler nükleer yapıda olup makroskobik fizik tarafından bilinmemektedir. Kuvvetli ve zayıf etkileşmeler kısa menzile sahiptirler. Gravitasyonel etkileşim, diğer etkileşimlerle karşılaştırıldığında çok küçük olup mikroskobik parçacıklar üzerinde etkisi yok gibidir. Bu etkileşmeler aynı boyutlar için karşılaştırıldığında, iki nükleon için gravitasyonel potansiyel enerji  $1,16 \cdot 10^{-36}$  MeV olmasına rağmen iki protonun elektromanyetik etkileşmesi ise 1,44 MeV'dir

Elektromanyetik etkileşmenin nükleer fizikte önemli bir yeri vardır. Çekirdek yapısının anlaşılması ve bilinmesi elektromanyetik etkileşmenin bilinmesine bağlıdır. Nükleer fizikte elektromanyetik etkileşmenin önemli olmasının diğer bir sebebi de diğer etkileşmeler içinde en iyi anlaşılan etkileşme olmasıdır.

Çekirdek yapısını açıklamak için birçok model geliştirilmiştir. Bu modeller, çekirdeğin deneysel sonuçlarda gözlenen durumlarını açıklamaya yardımcı olmaktadır. İlk çekirdek modeli 1930 yılında Bohr tarafından ileri sürülen sıvı damla modelidir. Bu modele göre çekirdek bir sıvı damlasına benzetilmektedir ve bu model çekirdeğin küresel bir şekle sahip olduğunu savunur. Sıvı damlası modeli çekirdeklerin bağlanma enerjilerini, kütlelerini ve fisyon olayını açıklayabilmiştir. Fakat model sihirli çekirdeklerin komşu çekirdeklere göre gösterdikleri kararlılıkları açıklayamadığı için ömrü az olmuştur.

Sıvı damlası modelinin eksiklerini açıklamak için 1934 yılında Elzas ve Guggenheimer tarafından kabuk modeli geliştirilmiştir. Kabuk modeli, nükleonları sihirli sayıda olan çekirdeklerin diğer çekirdeklere göre özel bir kararlılık

gösterdiğini ve bu çekirdeklerin kuadropol momentlerinin sıfıra yakın olmasını açıklamıştır. Nötron ve proton sayıları 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 olan çekirdekler kararlı çekirdekler olarak bilinir ve bu sayılarda sihirli sayılar olarak adlandırılır. Bu model ayrıca çekirdeklerin spin, parite ve dipol momentlerini açıklamada başarılı olmuştur. Fakat bu modelde deforme çekirdeklerin gösterdiği büyük kuadropol momentleri açıklamada yetersiz kalmıştır. Düşük enerjili uyarma spektrumları ve elektromanyetik geçiş ihtimalleri de kabuk modeliyle açıklanamaz [1]. Gözlenen büyük kuadropol momentleri açıklamak için kapalı kabuk dışında çok sayıda nükleonun kolektif hareketinin dikkate alınması gerektiği ortaya çıkmıştır. Bu nedenle 1950 yılında Rainwater tarafından kolektif model ortaya atılmış olup modelin gelişimi Bohr ve Mottelson tarafından (1969-1975) yapılmıştır [2]. Bohr ve Mottelson'a göre uyarılmış durum, manyetik moment ve kuadropol moment sadece kapalı kabuk dışındaki nükleonların değil, çekirdeğin özelliklerinin kor ve kor dışında bulunan nükleonların belirlediği fikrine dayanmaktadır. Aynı zamanda bu model, deforme ve çift-çift nükleona sahip çekirdeklerin özellikleri ile bu çekirdeklerin kuadropol momentlerini de çok iyi açıklamıştır.

Kuadropol momentleri atom çekirdeklerinin önemli niteliklerinden biridir. Kuadropol momentlerin teorik hesaplanmış değerleri uygun deneysel verilerle karşılaştırılarak çekirdek modellerinin test edilmesinde çok önemli bilgiler vermektedir. Deforme çekirdeklerin varlığı kuadropol momentlerin deneysel değerlerinin tek parçacık kabuk modelinin öngördüğü değerlerden 1-2 merteye daha büyük olması sonucu ortaya çıkmıştır [3].

Büyük kuadropol momentleriyle, zengin dönme spektrumuyla ve kararlı deformasyon parametreleriyle seçilen ve elipsoid biçiminde olan bu çekirdeklere iyi deforme çekirdekler denir. Elementlerin periyodik tablosunda nadir toprak ve urans ötesi elementlerinin tümü bir çok izotoplarıyla birlikte deforme çekirdek sınıfına dahildirler. Deforme çekirdekler özellikle nadir toprak elementleri, çekirdek yapısının incelenmesinde ve nükleon-nükleon arasındaki etkileşmelerin belirlenmesinde önemli yer tutar. Küresel çekirdekler ve deforme çekirdekler arasındaki bölgeye yerleşen çekirdeklere de geçiş çekirdekleri denir. Bu çekirdekler küresel ve deforme çekirdekler arasındaki bölgede yerleştiklerinden ve çok biçimlilik

sergilediklerinden dolayı spektrumları çok karmaşıktır. Bundan dolayı küresel ve deforme çekirdeklere kıyasla daha az incelenmiştir.

Deforme çekirdeklerin kuadropol momentleri aslında elektrik kuadropol B(E2) geçiş ihtimallerinin ölçülmesiyle deneysel olarak bulunmuştur. Çekirdeklerdeki büyük B(E2) değerleri çekirdeğin deforme olmasının bir kanıtıdır. Çünkü sadece deforme çekirdek bölgesinde B(E2) değerleri çok büyük değerlere sahiptir.

İkinci bölümde deforme çekirdeklerin proton ve nötronların farklı deformasyonlara sahip oldukları düşüncesinden hareketle, referanslardan alınan farklı metodlar kullanılarak çift-çift Sm, Yb, Os izotoplarının proton ve nötron eşleşme gücü değerleri hesaplanmış ve nötron sayısının artması ile eşleşme gücü değerlerinin azaldığı görülmüştür. Bulunan eşleşme güçleri kullanılarak  $g_R$  faktörleri hesaplanmış ve sonuçların teorik değerler ile uyumlu olduğu görülmüştür.

Üçüncü bölümde, çekirdeğin karmaşık yapısını açıklamak için şimdiye kadar öne sürülen çekirdek modelleri üzerinde durulmuştur.

Dördüncü bölümde, seçim kuralları çerçevesinde hesaplanan elektrik (EL) ve manyetik (ML) geçiş olasılıkları hesaplanmıştır. B(E2) indirgenmiş geçiş olasılıklarını hesaplamak için tek parçacık yaklaşımını dikkate alan Weisskopf modeli ve genelleştirilmiş model kullanılmış ve bu iki teorinin karşılaştırılması yapılmıştır. Ayrıca bulunan sonuçlar teorik değerler ile karşılaştırılmıştır.



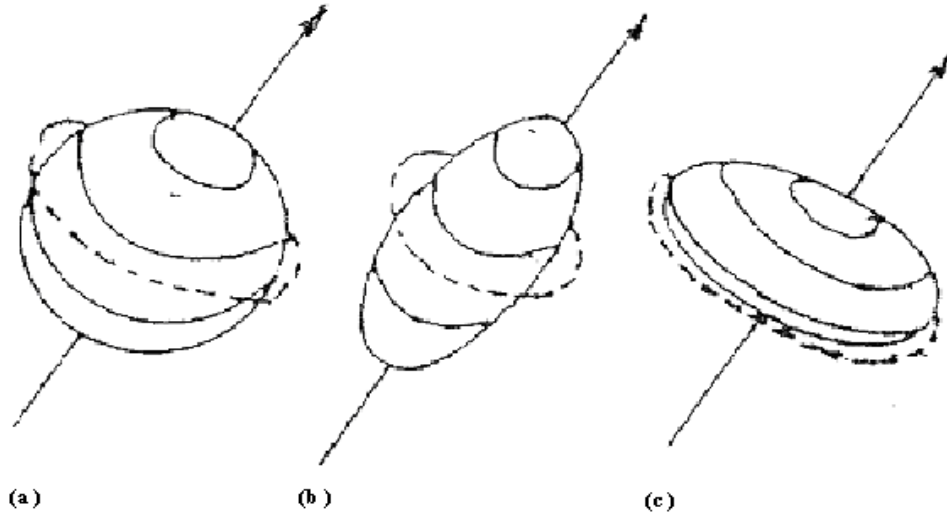
## BÖLÜM 2. ÇEKİRDEK DEFORMASYONU

### 2.1. Çekirdeğin Deforme Olması

Bir çekirdeğin karalı deformasyona sahip olduğu göz önüne alınarak, bu çekirdeğin genellikle elipsoidal deformasyona sahip olduğu kabul edilir. Bir Oz' ekseni civarında simetrik olarak sabitlenmiş olan böyle bir cisim için  $\beta$  deformasyon parametresi,

$$\beta = \frac{\Delta R}{R_0} \quad (2.1)$$

ifadesiyle verilir. Yani  $\beta$ , nükleer deformasyonun büyüklüğünü ifade eder. Burada,  $R_0$  ortalama nükleer yarıçap ve  $\Delta R$  de elipsin yatay ve düşey eksenleri arasındaki farktır.



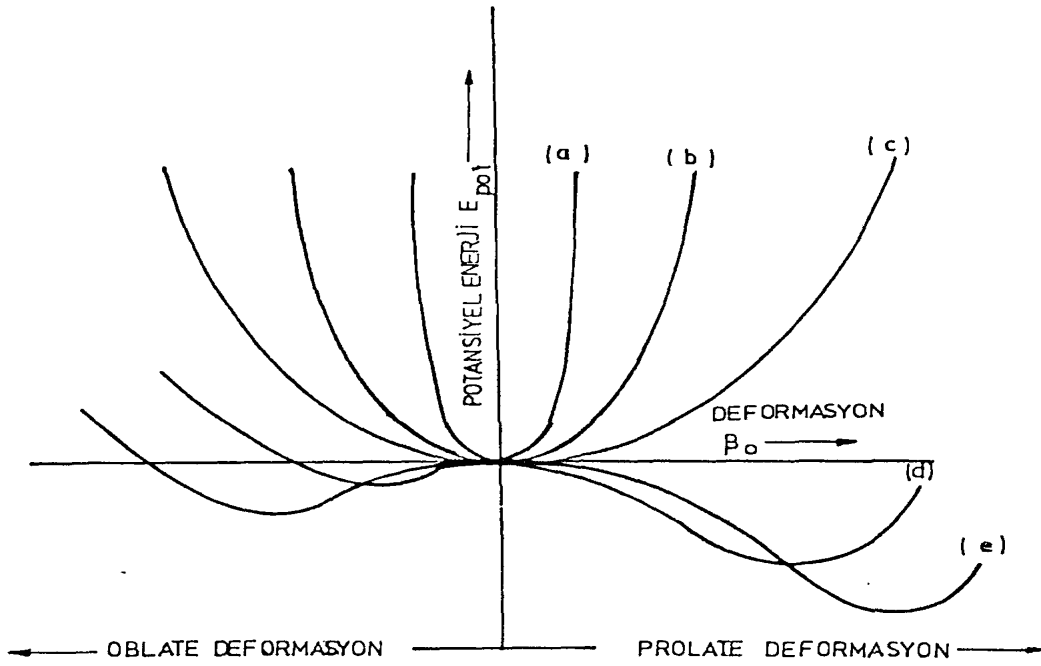
Şekil 2. 1. Çekirdeğin a) küresel b) prolate c) oblate şekilleri

Deformasyon parametresi çekirdeklerin küresel simetriden ayrılmalarının bir ölçüsüdür. Eğer deformasyon parametresi  $\beta > 0$  ise çekirdek dönme eksenine dik doğrultuda uzanmış bir şekilde deforme yani prolate deformasyona,  $\beta < 0$  ise çekirdek dönme eksenini boyunca uzanmış bir şekilde deforme yani oblate deformasyona sahip olduğu söylenir, eğer deformasyon parametresi  $\beta = 0$  ise çekirdek küresel simetrik yapıdadır denir [4, 5, 6].

Çekirdekteki nükleonlar, kolektif modelde, kabuk modelinde olduğu gibi bir  $V(r)$  potansiyelin den bağımsız olarak hareket ederler. Yalnız bu potansiyel, etrafındaki nükleon hareketleri nedeniyle deforme olabilir. Buda özün küresel simetrisinin kaybolmasına ve yörünge nükleonları yönünde uzamasına neden olur. Bağımsız parçacıkların içinde hareket ettikleri bu küresel deformasyona sahip potansiyel kuyusu ve kolektif hareketlerin bir arada düşünülmesi gerekir. Çekirdeğin potansiyel enerjisi deformasyonun fonksiyonu olarak şekil 2.2 de gösterilmiştir. Bu şekildeki a eğrisi kapalı kabuk çekirdekleri gösterir ve bu noktada eşleşme kuvvetleri kuadropol kuvvetlerini yenerek çekirdeği küresel şekilde tutar. Bu noktada kolektif hareket, titreşim hareketidir. b, c, d, e eğrileri ise kapalı kabuktan uzaklaşan çekirdekleri gösterir. Çekirdeğe nükleon ilave edildikçe kuadropol kuvvetleri eşleşme kuvvetlerini yenerek çekirdeği deforme olmaya zorlar. Deformasyon, serbest nükleonlar ve nükleer korun etkileşmesiyle ortaya çıkar fakat genelde korun bir özelliği olarak göz önüne alınır. Kapalı kabuklardan uzaklaştıkça artan valans nükleonların deformasyona ne şekilde katkısı olduğu şekilden açıkça görülebilir. İlave olarak şekildeki d ve e eğrilerinin oluşturduğu pikler bize kararlı deformasyonun oluştuğunu gösterir. Ayrıca şekilden görüldüğü gibi aksel simetride,  $\beta_0$  deformasyon parametresini fonksiyonu olarak potansiyelin iki minimum noktası vardır [4].

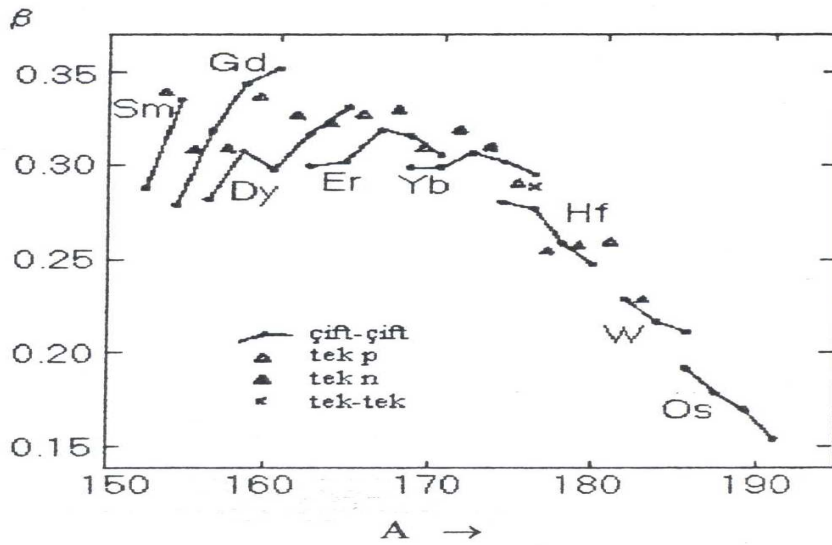
$\beta_0 > 0$  pozitif deformasyon; çekirdeğin prolate şekline tekabül eder.

$\beta_0 < 0$  negatif deformasyon; çekirdeğin oblate şekline tekabül eder.



Şekil 2. 2. Çift-çift çekirdekte potansiyel enerjinin deformasyon parametresine bağlı değişimi

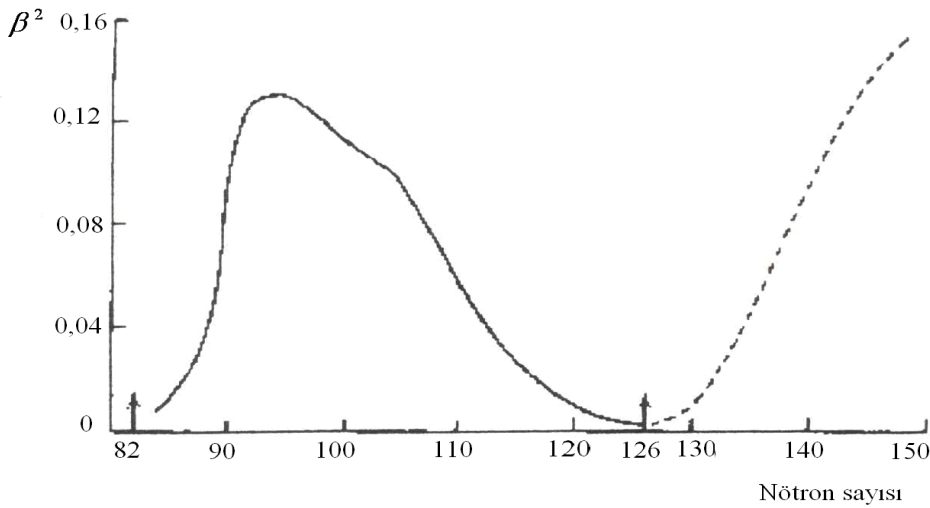
150 < A < 190 bölgesindeki deforme çekirdeklerin deformasyon parametreleri, nükleonların çift-çift, tek nötron, tek proton ve tek-tek nükleon durumları şekil 2.3 de gösterilmektedir.



Şekil 2. 3. Nükleer deformasyonun 150 < A < 190 bölgesindeki çekirdekler için değişimi

Şekil 2.3 e göre deforme bölgesinin başlangıcındaki Sm, Gd, Dy gibi izotoplarda deformasyon parametresi 0,35' e kadar artan bir pik oluştururken, deforme bölgesinin ortasındaki Er ve Yb gibi izotoplarda artan pik kütle numarasının artması ile azalmaya başlamaktadır. Bölgenin sonlarındaki W ve Os gibi izotoplarda ise deformasyon parametresi en küçük değerini almaktadır. Küresel çekirdeklerle deforme çekirdekler arasındaki bölgede yerleşen çekirdekler geçiş çekirdekleri olarak adlandırılmaktadır. Os çekirdeklerinin artan kütle numarası ile deformasyon parametresinin azalması, geçiş çekirdeği olmasından kaynaklanmaktadır. Dolayısı ile Os çekirdeklerinin deforme yapıdan çok, küresel yapıya sahip olduğu söylenebilir ki buda deneysel ve teorik çalışmalarda gösterilmiştir [7].

$\beta$  deformasyon parametresi, elektromanyetik geçiş ihtimalleri (coulomb etkileşmeleri ve ömür ölçümleri), optik izotop kayması ve eylemsizlik momentleri gibi kabuller ile rotasyonel enerji seviyelerinin modelinden bulunabilir. 82 ve 126 sihirli sayıda nötrona sahip olan çekirdekler için  $\beta$ 'nin genel değişimi şekil 2.4 de görülmektedir. Şekilde gösterilen deformasyonlar büyük kuadropol momentli toprak alkali çekirdekleri içerir. Kapalı kabuklara sahip olan çekirdekler için deformasyon ortaya çıkmamıştır. N=90 sınırında ise kararlı deformasyon aniden ortaya çıkar [8].



Şekil 2. 4. N=82 ve N= 126 nötron sihirli sayısına sahip çekirdeklerin deformasyon parametrelerinin nötron sayısına göre değişimi

## 2.2. Eşleşme ve Kuadropol Kuvvetleri

Çekirdekte nükleonları bir arada tutan nükleonlar arası kuvvetlerin karakterleri bugün hala tam olarak bilinmemektedir. Yapılan çalışmalar, bu kuvvetlerin doyma özelliği gösteren, kısa menzilli, çok şiddetli çekici özellikte olduğu nükleonların yüküne bağlı olmadığı ve nükleonların yüklerinin ve spin doğrultularının değiş tokuşu sonucu, değiş tokuş kuvvetleri olarak ortaya çıktıklarını göstermiştir. Bu özellikler tek bir kuvvetle açıklanmaz. Ancak kuvvetler arasında eşleşme ve kuadropol kuvvetleri önemli bir yer tutar. Kumar ve Barranger tarafından ileri sürülen eşleşme - kuadropol modeli deforme çekirdekler için oldukça uygun sonuçlar vermektedir [9].

Çekirdekte, aynı enerji seviyesindeki iki nükleon arasında spin değiş tokuşuyla oluşan ve kısa menzilli olan kuvvetlere eşleşme kuvvetleri denilmektedir. Bu kuvvet çekirdeklerin dolmamış kabuklarındaki nükleonları etkiler ve küresel simetriyi korumaya çalışır. Çekirdekte kuadropol yük dağılımı sonucu ortaya çıkan ve uzun menzilli kuvvete de kuadropol kuvveti denir. Kuadropol kuvvetleri çekirdeği deforme şekle götürmeye çalışır ve çekirdeğe valans nükleonlar ilave edildikçe eşleşme kuvvetinin etkisi azalmaya başlar bunun yanında kuadropol kuvvetler artmaya başlar. Kuadropol kuvvetin artmasının bir sonucu olarak da çekirdek küresel simetriyi koruyamaz ve deforme hale gelir. Ancak deformasyondan sonra bile eşleşme konfigürasyon karışımı yapar ve bu durumda eşleşmiş parçacıklar en son dolmuş seviyelere saçılırlar. Eşleşme mümkün her türlü simetriyi korumaya çalışır. Küresel simetriden vazgeçse bile aksel simetriyi korumaya çalışır. Eşleşme, kapalı kabuk civarında önemli bir faktördür. Çift-çift çekirdeklerin temel seviyeleri  $0^+$  dır ve eşleşme alanında çift nükleonlar eşleşip sıfır açısız momentuma sahip olurlar [9].

Çift çekirdeklerin düşük enerji spektrumunun protonlar ve nötronlar için tek çift kütle farkının deneysel incelenmesi, protonlar ve nötronlar için  $G_p$  ve  $G_n$  eşleşme kuvvetlerinin olduğunu göstermiştir. Dutex ve arkadaşları, çekirdekteki eşleşme gücü için,

$$G = \frac{G_0}{A} + \frac{G_1(N - Z)}{A} \quad (2.2)$$

ifadesini bulmuşlardır.  $G_0$  ve  $G_1$  parametrelerinin proton ve nötron için değerleri konarak nadir toprak çekirdekleri için sırasıyla proton ve nötronlara ait eşleşme gücü  $G_p$  ve  $G_n$

$$G_p = [17,9 + 0,176(N - Z)]/A \quad (2.3)$$

$$G_n = [18,95 - 0,078(N - Z)]/A$$

bağıntılarıyla bulunur [10]. Nötronların ve protonların eşleşme güçleri için farklı sonuçlar Tablo 2,1'de özetlenmiştir.

Tablo 2. 1. Protonlar ve nötronlar için verilen farklı eşleşme güçleri

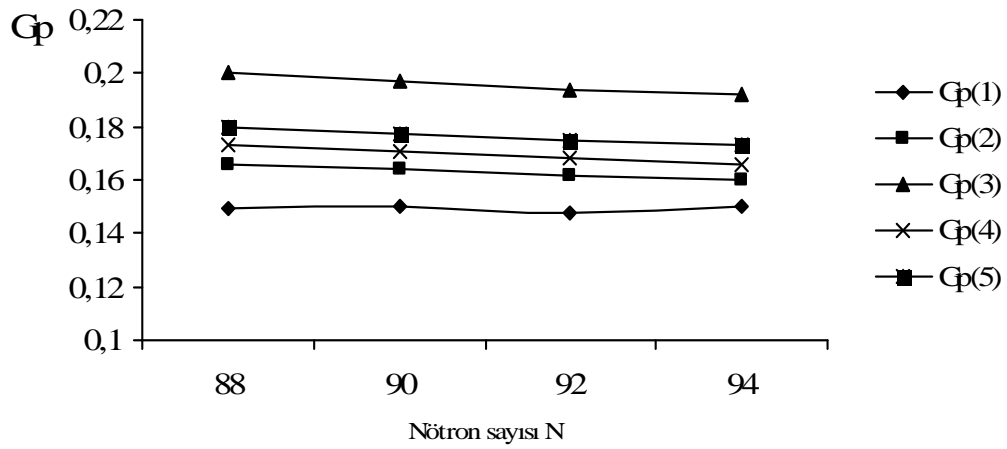
Dudex ve ark.[10] $G_p(1), G_n(1)$	Nilsson ve Prior [10] $G_p(2), G_n(2)$	Marselak ve ark. [10] $G_p(3), G_n(3)$	A.Ansari ve ark. [11] $G_p(4), G_n(4)$	M.barranger ve ark.[12] $G_p(5), G_n(5)$
$G_p=[17,90+0,176(N-Z)]/A$	$G_p=25/A$	$G_p=30/A$	$G_p=26/A$	$G_p=27/A$
$G_n=[18,95-0,078(N-Z)]/A$	$G_n=18/A$	$G_n=20/A$	$G_n=21/A$	$G_n=22/A$

Tablo 2. 2. Sm izotoplarının artan kütle numarasına göre farklı metotlara ile hesaplanan proton eşleşme güçleri

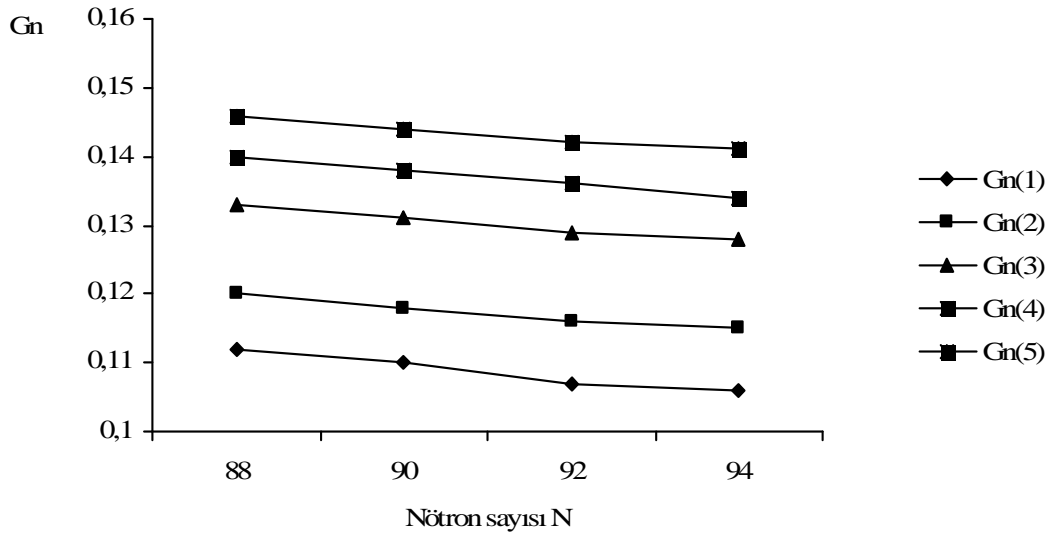
Eşleşme Güçleri ( $G_p$ )						
N	A	$G_p(1)$	$G_p(2)$	$G_p(3)$	$G_p(4)$	$G_p(5)$
88	150	0,149	0,166	0,20	0,173	0,180
90	152	0,150	0,164	0,197	0,171	0,177
92	154	0,148	0,162	0,194	0,168	0,175
94	156	0,150	0,160	0,192	0,166	0,173

Tablo 2. 3. Sm izotoplarının artan kütle numarasına göre farklı metodlar ile hesaplanan nötron eşleşme güçleri

Eşleşme güçleri ( $G_n$ )						
N	A	$G_n(1)$	$G_n(2)$	$G_n(3)$	$G_n(4)$	$G_n(5)$
88	150	0,112	0,120	0,133	0,140	0,146
90	152	0,110	0,118	0,131	0,138	0,144
92	154	0,107	0,116	0,129	0,136	0,142
94	156	0,106	0,115	0,128	0,134	0,141



Şekil 2. 5. Sm izotoplarının nötron sayısına göre proton eşleşme gücü değerleri



Şekil 2. 6. Sm izotoplarının nötron sayısına göre nötron eşleşme gücü değerleri

Tablo 2. 4. Yb izotoplarının artan kütle numarasına göre farklı metodlar ile hesaplanan proton eşleşme gücü değerleri

		Eşleşme güçleri ( $G_p$ )				
N	A	$G_p(1)$	$G_p(2)$	$G_p(3)$	$G_p(4)$	$G_p(5)$
96	166	0,135	0,150	0,180	0,156	0,162
98	168	0,135	0,148	0,178	0,154	0,160
100	170	0,136	0,147	0,176	0,152	0,158
102	172	0,136	0,145	0,174	0,151	0,156



Tablo 2. 5. Yb izotoplarının artan kütle numarasına göre farklı metodlar ile hesaplanan nötron eşleşme gücü değerleri

Eşleşme güçleri $G_n$						
N	A	$G_n(1)$	$G_n(2)$	$G_n(3)$	$G_n(4)$	$G_n(5)$
96	166	0,101	0,108	0,120	0,126	0,132
98	168	0,099	0,107	0,119	0,125	0,130
100	170	0,097	0,105	0,117	0,123	0,129
102	172	0,108	0,104	0,116	0,122	0,127

Tablo 2. 6. Os izotoplarının artan kütle numarasına göre farklı metodlar ile hesaplanan proton eşleşme gücü değerleri

Eşleşme güçleri ( $G_p$ )						
N	A	$G_p(1)$	$G_p(2)$	$G_p(3)$	$G_p(3)$	$G_p(4)$
110	186	0,128	0,134	0,161	0,139	0,145
112	188	0,128	0,132	0,159	0,138	0,143
114	190	0,129	0,131	0,157	0,136	0,142
116	192	0,129	0,130	0,156	0,135	0,140

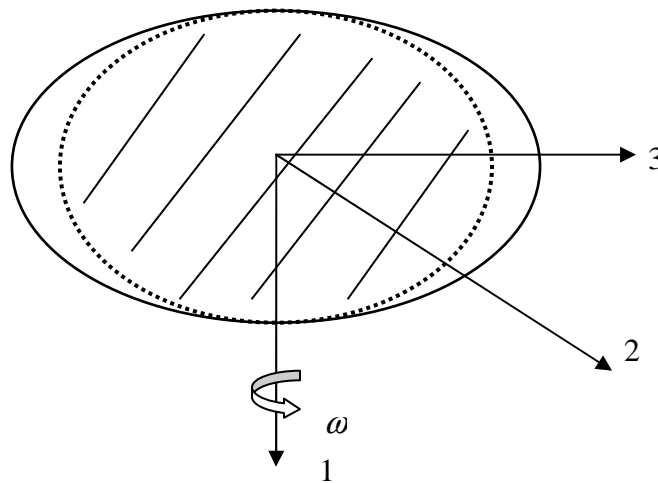
Tablo 2. 7. Os izotoplarının artan kütle numarasına göre farklı metodlar ile hesaplanan nötron eşleşme güçleri

Eşleşme güçleri ( $G_n$ )						
N	A	$G_n(1)$	$G_n(2)$	$G_n(3)$	$G_n(4)$	$G_n(5)$
110	186	0,087	0,096	0,107	0,112	0,118
112	188	0,085	0,095	0,106	0,111	0,117
114	190	0,084	0,094	0,105	0,110	0,115
116	192	0,082	0,093	0,104	0,109	0,114

Tablo 2.2, 2.3, 2.4, 2.5, 2.6 ve 2.7 den açıkça görüldüğü gibi proton ve nötron eşleşme güçleri farklıdır. Nötron ve protonların eşleşme kuvvetlerindeki bu fark, proton ve nötronların farklı deformasyonlara sahip olmasının açık bir kanıtıdır. Bu durumda çekirdekte eşleşme ve kuadropol kuvvetlerinin olduğu düşünülür ve çekirdekteki eşleşme ve kuadropol kuvvetlerinin ilişkisi çekirdeğin şeklini belirler.  $G_p > G_n$  olduğunda proton deformasyonu nötron deformasyonundan küçüktür (Tabii ki bu ortalama olarak doğru bir ifadedir). Buna göre  $\beta_0(p) < \beta_0(n)$  dir. Burada  $\beta_0(p)$  ve  $\beta_0(n)$  sırasıyla proton ve nötron deformasyon parametreleridir.  $\beta_0$  ortalama kütle deformasyonu olup

$$\beta_0 = \frac{N\beta_0(n) + Z\beta_0(p)}{A} \quad (2.4)$$

şeklinde tanımlanır. Çekirdeğin ortalama kütle deformasyonu şekil 2.7 gösterilmiştir. Şekilde içteki kesikli çizgi proton dağılımı ile ilgili çekirdek deformasyonunu, dıştaki çizgide kütle dağılımı ile ilgili çekirdek deformasyonunu göstermektedir. Proton ve kütle elipsoidlerinin kuvvetle çiftleştiği ve bu yüzden aynı  $\omega$  açısal hızıyla döndükleri kabul edilmiştir. Protonların ve nötronların farklı deformasyonları, onların eşleşme kuvvetlerinin farkıyla ilgilidir.



Şekil 2. 7. Kütle (proton + nötron ) elipsoidinin şekli

Çekirdek durumlarını belirlemede, çekirdeğe ait  $g_R$  faktörü ve elektrik kuadropol momentlerinin de önemli bir yeri vardır. Çekirdeğe ait  $g_R$  değeri nötron ve proton eşleşme parametrelerine bağlı olarak hesaplanabilir.  $g_R$  faktörünü temel hal, beta ve gama üç bandı için hesaplayabiliriz.

Temel hal ve beta bandı için,

$$g_R = \frac{Z}{A}(1 - 2f) \quad (2.5)$$

Gama bandı için ise,

$$g_R = \left(1 + \frac{8}{3}\right) \frac{f}{I(I+1)} \frac{Z}{A}(1 - 2f) \quad (2.6)$$

ifadeleri verilir. Buradaki  $f$ ;  $G_p$  ve  $G_n$  değerlerine bağlı bir ifade olup [10],

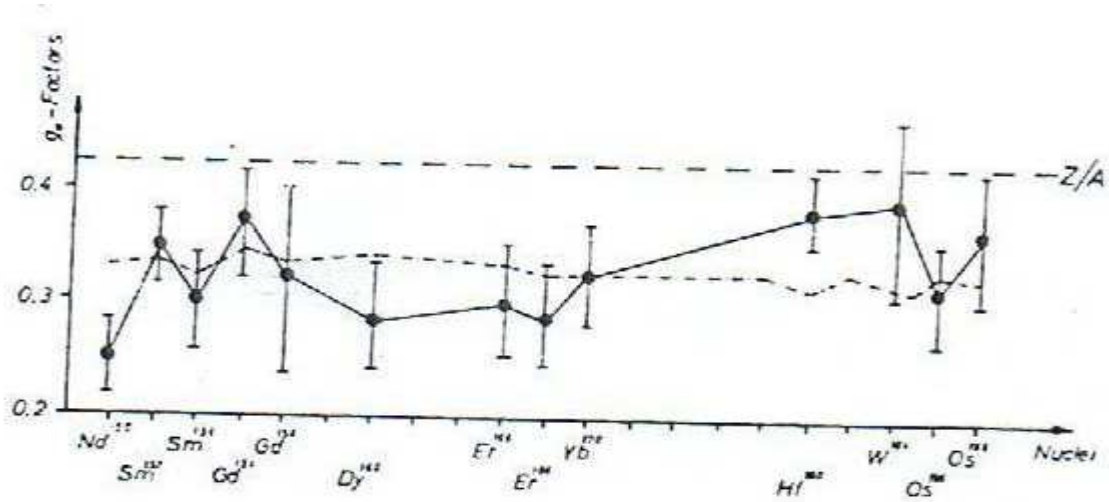
$$\frac{\beta_0(p)}{\beta_0(n)} = \sqrt{\frac{G_p}{G_n}} \text{ ifadesi kullanılırsa,}$$

$$f = \frac{\beta_0 - \beta_0(p)}{\beta_0} \approx \frac{N}{A} \left( \frac{\beta_0(n)}{\beta_0(p)} - 1 \right) = \frac{N}{A} \left( \sqrt{\frac{G_p}{G_n}} - 1 \right) \quad (2.7)$$

eşitliği bulunur.

Düzgün yüklü bir çekirdekte nükleer jromanyetikoran olarak adlandırılan  $g_R$  faktörü, proton ve nötron deformasyonunun eşit olduğu durumda her üç hal için yaklaşık olarak  $Z/A$  değerindedir. Temel hal ve beta bandı için  $g_R$  faktörü rotasyonel seviyelerden bağımsız iken,  $\gamma$  bandında küçük bir spin bağımlılığı vardır. Bu bağıntılar  $150 < A < 190$  deforme bölgesinde yer alan çekirdeklerin  $g_R$  değerlerinin hesaplanmasında başarıyla kullanılmıştır [6, 10]. Şekil 2.8'de deforme bölgedeki

çekirdekler için  $g_R$  faktörünün deneysel ve teorik değerleri gösterilmiştir. Bulunan değerler 0,271 ve 0,356 arasındadır [10, 13, 14].

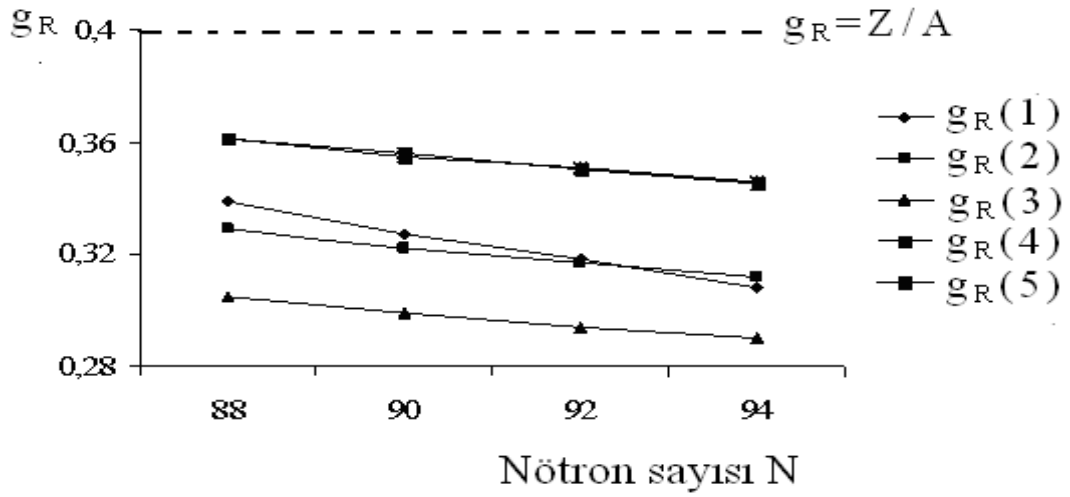


Şekil 2.8.  $150 < A < 190$  deforme bölgesinde  $g_R$  faktörünün deneysel ve teorik değişimi (kesikli çizgiler teorik değerleri, koyu çizgiler ise deneysel değerleri göstermektedir).

Aşağıda Sm, Yb, Os izotopları için farklı metodlara göre hesaplanan  $g_R$  faktörleri tablolar halinde verilmiştir ve artan nötron sayılarına göre grafikler çizilmiştir.  $g_R$  değeri hesaplanırken tablo 2.2, 2.3, 2.4, 2.5, 2.6 ve 2.7 de verilen proton ve nötron eşleşme güçleri kullanılmıştır.

Tablo 2. 8. Sm izotopları için farklı metodlar ile hesaplanan  $g_R$  faktörleri

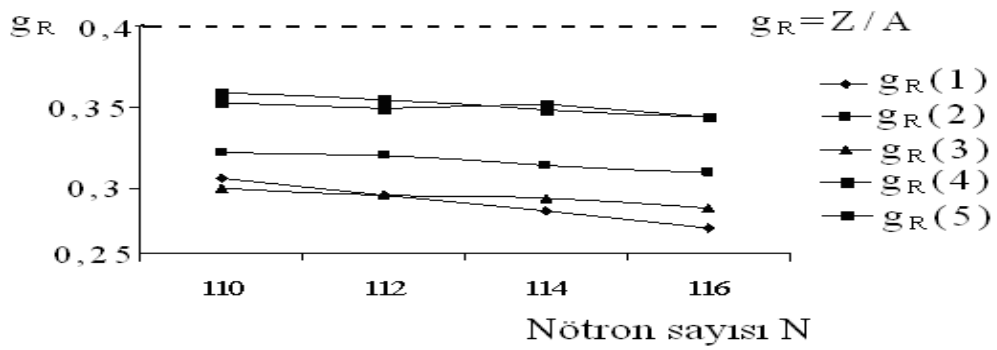
N	$g_R$ faktörleri					Deneysel [10],[13],[14]
	$g_R(1)$	$g_R(2)$	$g_R(3)$	$g_R(4)$	$g_R(5)$	
88	0,339	0,329	0,305	0,361	0,361	0,45
90	0,327	0,322	0,299	0,356	0,355	0,36
92	0,318	0,317	0,294	0,350	0,351	0,35
94	0,308	0,312	0,290	0,345	0,346	-----



Şekil 2.9. Sm izotoplarının  $g_R$  faktörünün nötron sayısına göre değişimi

Tablo 2.9. Os izotoplarının farklı metodlara göre hesaplanan  $g_R$  faktörleri

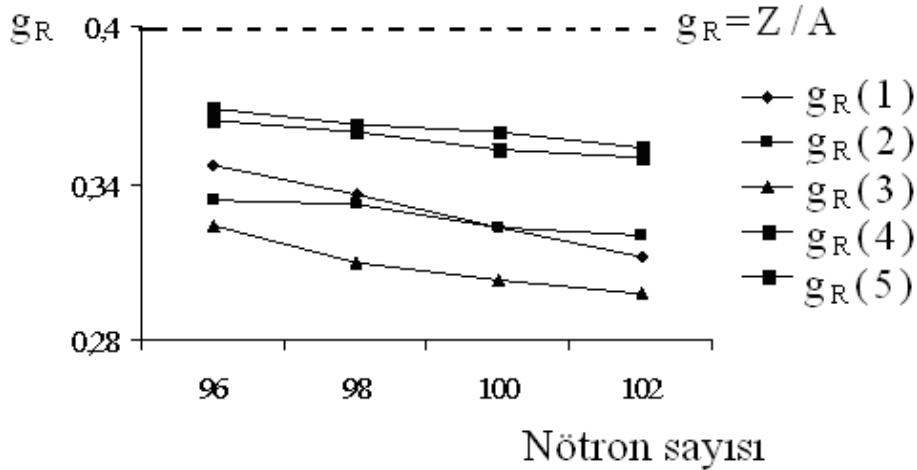
N	$g_R$ faktörleri					Deneysel [10],[13],[14]
	$g_R(1)$	$g_R(2)$	$g_R(3)$	$g_R(4)$	$g_R(5)$	
110	0,306	0,322	0,300	0,353	0,359	0,313
112	0,296	0,320	0,296	0,349	0,354	0,30
114	0,286	0,314	0,294	0,352	0,348	----
116	0,275	0,310	0,288	0,344	0,344	----



Şekil 2.10. Os izotoplarının  $g_R$  faktörünün nötron sayısına göre değişimi

Tablo 2.10. Yb izotoplarının farklı metodlara göre hesaplanan  $g_R$  değerleri

N	$g_R$ faktörleri					Deneysel [10],[13]
	$g_R(1)$	$g_R(2)$	$g_R(3)$	$g_R(4)$	$g_R(5)$	
96	0,347	0,334	0,324	0,368	0,369	----
98	0,336	0,332	0,310	0,363	0,363	----
100	0,323	0,323	0,303	0,359	0,360	0,303
102	0,312	0,320	0,298	0,354	0,354	0,310

Şekil 2.11. Yb izotoplarının  $g_R$  faktörünün nötron sayısına göre değişimi

$g_R \approx Z/A$  Çekirdeğin tüm hareketine bağlı jromanyetik orandır. Bu durumda çekirdeğin homojen olduğu kabul edilir. Hafif çekirdekler için  $Z/A \approx 0,5$  orta ve ağır çekirdekler için ise  $Z/A \approx 0,4$  değerindedir. Tablo 2.8, 2.9 ve 2.10 dan görüldüğü gibi nötron sayısının artmasıyla  $g_R$  faktörleri azalan değerler almıştır. Beş farklı metod kullanılarak hesaplanan  $g_R$  faktörleri hesaplanan bütün çekirdekler için çok az farklılık göstermekte ve bulunan sonuçlar referans [ 10, 13, 14 ] deki deneysel değerleri ile genel olarak uyumaktadır.

### 2.3. Kuadropol Momentler

Elektrik kuadropol momentler, nükleer deformasyonların önemli belirtileridir. Spektroskopik olarak elde edilmiş  $Q$  büyüklükleri, rotasyonel çekirdeklerin belirlenmiş yük dağılımlarının şekil ve boyut simetrisizliğinin bir belirtisidir. Bu nedenle deforme çekirdeklerin incelenmesinde önem taşır. Eğer  $Q > 0$  ise çekirdek kavun biçiminde (prolate),  $Q < 0$  ise çekirdek topaç biçiminde (oblate) deformasyona sahiptir.  $Q = 0$  halinde ise küresel simetrik yük dağılımını gösterir [15].

Kuadropol momentleri, atom çekirdeklerin önemli niteliklerinden biridir. Kuadropol momentlerin teorik hesaplanmış değerleri uygun deneysel verilerle karşılaştırılarak çekirdek modellerinin test edilmesinde önemli bilgiler vermektedir. Küresel tek parçacık modeli bir hareketsiz öz ile düşünülecek bu model kapalı kabuk bölgesinin dışındaki bölgelerde büyük kuadropol momentleri izah edemez. Deforme çekirdeklerin varlığı kuadropol momentlerin deneysel değerlerinin tek parçacık kabuk modelinin ön gördüğü uygun değerlerden 1-2 merteye büyük olması sonucunu ortaya çıkmıştır [3]. Deneysel gerçekler öz'ün kuadropol momente katkısıyla sabit nükleer deformasyon hakkında bir şeyler söyler. Günümüzde kuadropol momentleri esasen elektrik kuadropol B(E2) geçiş ihtimallerinin ölçülmesiyle deneysel olarak bulunmuştur.

Bir çekirdeğin kararlı deformasyonunun en önemli göstergesi, çekirdeğin büyük elektrik kuadropol momente sahip olmasıdır. Deformasyon parametresi ile kuadropol moment arasında ki bağıntı,

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR^2 \beta(1 + 0,16\beta) \quad (2.8)$$

şeklinde dir. Burada  $Z$  çekirdekdeki proton sayısı,  $R$  ise çekirdek yarıçapıdır.  $Q_0$  kuadropol momenti öz kuadropol moment olarak bilinir ve yalnızca çekirdeğin hareketsiz olduğu referans sisteminde gözlenebilir. Laboratuvar sisteminde çekirdek

döner oldukça farklı bir  $Q$  kuadropol momenti ölçülür ve  $Q_0 > 0$  için,  $Q < 0$  gözleriz

Rotasyonel modelde çekirdeğin spektroskopik kuadropol momenti,

$$Q(I) = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad (2.9)$$

bağıntısıyla verilir.

$K=I$  durumu için,

$$Q(I) = \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad (2.10)$$

elde edilir.

Çekirdeklerin kuadropol momentleri çok büyük aralıklarda değişmektedir. Bazı çekirdeklerin kuadropol momentlerinin büyük olması bu çekirdeklerin küresel simetriden farklı bir biçime sahip olmalarını göstermektedir. Sonuç olarak  $I=0$  ve  $I=1/2$  değerleri için  $Q(I)$  kuadropol momenti sıfır olmasına rağmen  $Q_0$  öz kuadropol momenti ise sıfır olmaz. Çok büyük  $I$  durumunda ise  $Q(I) \rightarrow Q_0$ , dolayısıyla da  $Q(I) < Q_0$  olur.

Deneysel  $Q$  kuadropol momentleri coulomb uyarılmasıyla veya ince yapı sabitleriyle tanımlanır.  $Q_0$  değeri de bir rotasyonel bant içinde E2 geçiş olasılığı, izotop yer değiştirme ve yüksek enerji saçılmasıyla bulunabilir [15].

Kuadropol momentler genellikle, atomik veya moleküler sistemdeki, çekirdeğin yönelmesi ile orantılı olan enerjinin ölçülmesi ile tanımlanır. Kuadropol moment spektroskopiksel olarak izah edilebilir. Döteronla yapılan deneyler, nötron ve



protonlar arasındaki nükleer kuvvetin merkezi bir kuvvet olmadığını gösterir. Bu tespit kuadropol momentin tanımlanmasında büyük önem teşkil eder. İki nükleon arasındaki nükleer kuvvet, nükleer spinlerin relatif doğrultularına ve nükleonların durum vektörlerine bağlıdır. En çok kullanılan tanımı ile kuadropol moment, çekirdeğin küresel yük dağılımından sapmasının bir ölçüsüdür. Çekirdeklerin çoğunun küresel yük dağılımından ayrılmadığı görülür. Bu durumun istisnası büyük pozitif kuadropol momente sahip olan nadir-toprak elementleridir. Genelde çift- çift çekirdeklerin kuadropol momentleri sıfırdır, çift- çift çekirdekler  $I=0$  spine ve küresel simetrik yük dağılımına sahiptirler. Ayrıntıda iki önemli sapma görülmektedir. Bunlar;

- a) Tek nötron çekirdeğinin kuadropol momentleri, tek proton çekirdeğinin kuadropol momentlerine büyüklük açısından benzerdir.
- b)  $150 < A < 190$  bölgesinde kapalı kabuklar arasındaki nükleon sayılarına sahip çekirdeğin kuadropol momentlerinin büyüklüğü tek parçacık değerinin 10-20 katıdır ve  $Q/R$  değeri yaklaşık olarak 10- 20 dir.

Burada  $R$  çekirdek içerisindeki yük dağılımının yarıçapıdır  $R=R_0A^{1/3}$  ve  $R_0=1,2$  fm'dir ve tek proton çekirdeğinin kuadropol momentinin nükleer yarıçapın karesinin mertebesinde olması gerekir., yani  $10^{-25}$ - $10^{-24}$   $\text{cm}^2$  dir [16].

## 2.4. Çekirdeğin Kolektif Durumları

Kabuk modeli, çekirdeğin taban durumu spin ve paritelerini açıklamada çok başarılı olsada, büyük kuadropol momente sahip çekirdeklerin özelliklerini açıklamada yetersiz kalmıştır. Kabuk modeline göre; uyarılmış durumlar bir veya daha fazla nükleonun taban durumundan uyarılmış durumlara çıktığı zamanlarda oluşur. Ancak farklı biçimde oluşturulan ve kabuk modeli tarafından açıklanmayan durumlarda vardır. Deneysel olarak hesaplanmış kuadropol ve manyetik momentler, çekirdek korunun dikkate alınmadığı kabuk modeli kullanılarak hesaplanmış olan değerlerden dikkate değer biçimde sapar.

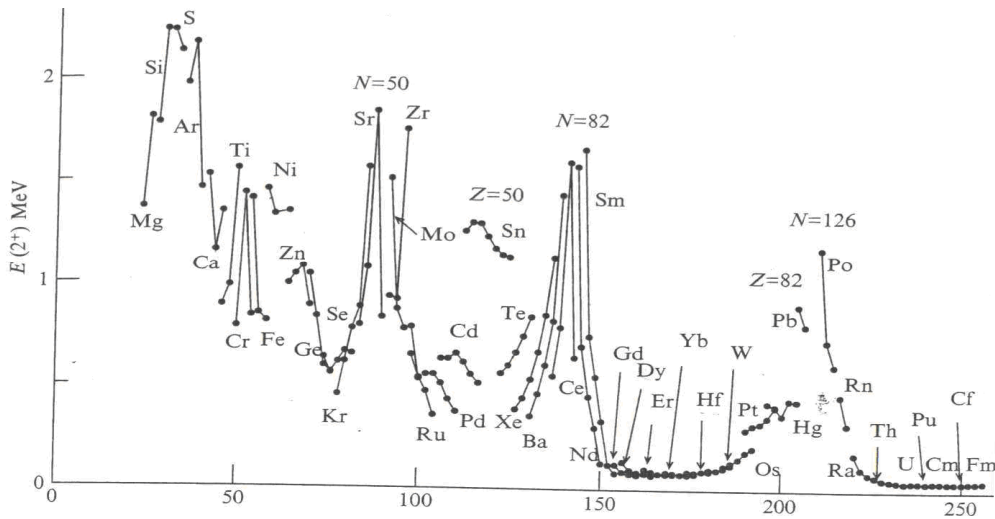
Parçacıkların kolektif hareketini dikkate alan çekirdek modeli, A. Bohr ve B. Mottelson (1969-1975 ) ve A.S Davidov (1958- 1960 ) tarafından geliştirilmiştir. Deforme bir çekirdekdeki nükleonların kolektif hareketi rotasyonel veya vibrasyonel olabilir. Çift-çift çekirdekler için, uyarılmış durumlar bir nükleon çiftinin bozunumu ile meydana gelir ki bu durum çok fazla eşleşme enerjisi gerektir ve çok düşük uyarılmış bütün durumlar için karışık uyarılmalar meydana getirir. Bu karışık uyarılmalar, çekirdeğin dinamik hareketleri, yani vibrasyon ve rotasyon kavramları ile açıklanabilir [15].

Kapalı kabuğun dışındaki deforme çekirdeğin rotasyonel hareketi sistemin iç yapısına tesir etmez. Küresel çekirdeğin dönme spektrumu olmadığından, böyle çekirdeklerin iç hareketini titreşim ve tek parçacık hareketi oluşturur. Deforme olmuş çekirdeklerde ise ilave olarak dönme (rotasyon) spektrumu vardır. Deforme bir çekirdek temel olarak üç hareketten oluşur.

- a) Tek parçacık hareketi
- b) Titreşim hareketi
- c) Dönme hareketi

Çekirdek çok parçacıklı bir yapı olduğundan bu üç hareket birbirini etkilememektedir. Titreşim hareketine karşılık gelen seviyeler, yüksek ( $\approx 2-3$  MeV ) enerjilerdir. Dönme hareketine karşılık gelen enerjiler ise çok düşük ( $\approx 400-600$  eV) enerjilerdir. Deforme çekirdekdeki dönme spektrumu ile titreşim spektrumu karşılaştırıldığında, birbirilerine çok uzak olduğu görülür. Bu durumda titreşim ve dönme hareketleri birbirini etkilemez. Dönme hareketinin, tek parçacık hareketine de etkisi yoktur, çünkü tek parçacık hareketine karşılık gelen enerji  $\approx 2$  MeV gibi çok yüksek bir enerjidir. Bu da dönme spektrumu enerjisinin yanında çok yüksek bir enerjidir. Bu sebeple birbirinden bağımsızdırlar [16].

Birçok çekirdeğin düşük seviyeli durumları büyük A bölgesinde değişen özellikler sergiler. Bu durum açıkça parçacık kabuk modeli veya valans nükleonlarına bağlı değildir. Bütün çift- çift çekirdeklerin ilk uyarılma durumu  $2^+$  dir. Şekil 2.12 de  $E(2^+)$  uyarılma enerjileri A'nın fonksiyonu olarak çizilmiştir. Şekilde çok hafif çekirdekler ve kapalı kabuklar hariç  $E(2^+)$  genellikle çok yavaş değişir. Yaklaşık  $30 < A < 150$  kütle bölgesinde ki kararlı çekirdekler için  $E(2^+)$  uyarılma enerjileri 1-2 MeV civarındadır.  $150 < A < 190$  ve  $A > 220$  deforme bölgesinde ise uyarılma enerjileri açıkça azalır ve hemen hemen sabittir.  $A < 150$  'li çekirdekler genel olarak küresel bir denge şekli etrafındaki titreşimleri esas alan bir modelle incelenir. A'sı 150 ve 190 arasındaki çekirdekler küresel olmayan bir sistemin dönmesine ait özellikler sergiler [18].



Şekil 2.12. Çift-çift çekirdeklerin en düşük  $2^+$  durumlarının enerjileri

#### 2.4.1. Çekirdeğin Rotasyonel Durumları

Rotasyon hareketi sadece denge şekli küresel olmayan çekirdekler de gözlenebilir. Bu çekirdekler, küresel şekilden önemli ölçüde sapma gösteren deforme çekirdeklerdir. Bunlar  $150 < A < 190$  ve  $A > 220$  bölgesindeki nadir toprak elementleri ve aktinidlerdir. Bu çekirdeklerin ortak şekilleri dönen bir elipsoiddir ve bu elipsoidin yüzeyi

$$R(\theta, \phi) = R_{\text{ort}} [1 + \beta Y_{20}(\theta, \phi)] \quad (2.11)$$

ile tanımlanır. Yüzey  $\phi$ 'den bağımsız olduğu için silindirik simetriye sahiptir.  $\beta$  deformasyon parametresi elipsin eksentrisitesine

$$\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{\Delta R}{R_{ort}} \quad (2.12)$$

bağıntısı ile bağlıdır. Burada  $\Delta R$  elipsin büyük yarı eksenini ile küçük yarı eksenini arasındaki farktır. Genellikle  $R_{ort} = R_0 A^{1/3}$  alınır. Tabiki bu yaklaşım tamamen doğru değildir, çünkü denklem (2.11) ile verilen çekirdeğin hacmi tam olarak  $4/3\pi R^3$  değildir [19]. Rotasyon enerjisi klasik olarak,

$$E_{rot} = \frac{1}{2} \phi \omega^2 \quad (2.13)$$

olarak yazılabilir. Burada  $\omega$  açısal hız,  $\phi$  ise eylemsizlik momentidir. Rotasyonel açısal momentum  $\phi \omega = |R|$  dir ve  $|R|^2 = [I(I+1) - K^2] \hbar^2$  eşitliği kullanılarak yerine yazılırsa,  $K=1/2$  durumu hariç aşağıdaki ifadeyi buluruz.

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\phi} [I(I+1) - K^2] \quad (2.14)$$

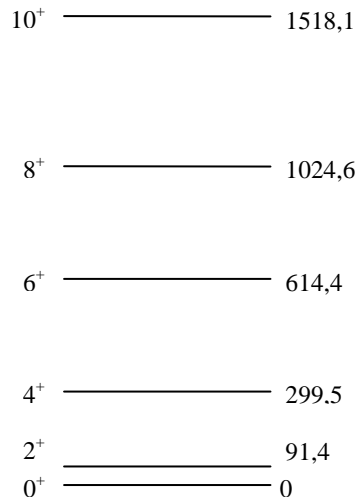
Öz hareket ile verilen  $K$  değerleri için bu denklem, seviyelerin rotasyonel bantlarının öz hareket enerjilerinde üst üste binmesi ile tanımlanır.  $I$  kuantum sayısının artışı, çekirdeğe dönme enerjisi ilave edilmesine karşılık gelir ve nükleer uyarılmış durumlar dönme bandı olarak bilinen bir dizi oluşturur. Bir çift-çift çekirdeğin taban durumu daima  $0^+$  dir. Taban durumundaki çift-çift çekirdekler için parçacıklar artarda zıt  $K$  durumlarına düşerler ve böylece iç hareketin toplam açısal momentuma katkısı sıfır olur. Sonuç olarak bileşke  $K$  değeri sıfır ve çift pariteli olur. Oz' nin simetri eksenine dik olması nedeniyle  $I$  nin sadece çift değerleri oluşur ve rotasyonel band için spin ve parite değerleri,

$$K = 0 \quad I = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, \dots$$

dır. Dolayısıyla temel durum rotasyonel band enerjisi artık

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\varphi} [I(I+1)] \quad (2.15)$$

şeklinde yazılabilir [15].  $E_2$  birinci uyarılmış durum enerjisini gösterir eğer  $E_2$  bilirse, birinci uyarılmış durumdan daha yüksek enerji seviyeleri elde edilebilir. Şekil 2.13 de birinci uyarılmış durum  $E(2^+) = 91,4$  keV dedir, dolayısıyla  $\hbar^2 / 2\varphi = 15,2$  keV olur. Bundan sonraki seviyelerin enerjisi bulunur bu yolla bulunabilir.



Şekil 2.13 <sup>164</sup>Er ün taban durumunun dönmesinden elde edilen uyarılmış durumları

$$E(4^+) = 20(\hbar^2 / 2\varphi) = 305 \text{ keV}$$

$$E(6^+) = 42(\hbar^2 / 2\varphi) = 640 \text{ keV}$$

$$E(8^+) = 72(\hbar^2 / 2\varphi) = 1097 \text{ keV}$$

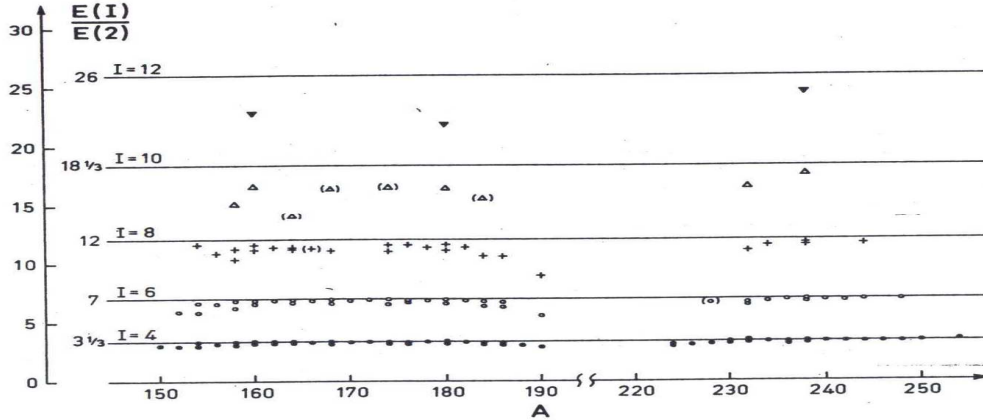
olarak hesaplanır. Hesaplanan enerji düzeyleri tam doğru değildir çünkü çekirdeğin sabit bir eylemsizlik momentine sahip bir katı cisim gibi değil, bir akışkan gibi

davranır. Buradan  $E(4^+)/E(2^+)$  oranının değeri 3,33 bulunur. Bu değer şekil 2.14 de gösterilen deforme ve aktinit çekirdek bölgesi için tam olarak uyuşmaktadır.

Kütlesi  $M$  yüzeyi denklem 2.11 ile tanımlanan dönen katı bir elipsoidin eylemsizlik momenti,

$$\varphi_{katı} = \frac{2}{5} MR_{ort}^2 (1 + 0,31\beta) \quad (2.16)$$

ifadesi ile verilir. Bu ifade  $\beta = 0$  olduğunda kürenin bilinen eylemsizlik momentine indirgenir. Deforme çekirdek bölgesinde tipik bir çekirdek için  $\hbar^2/2\varphi_{katı} \cong 6$  keV bir dönme sabitini verir. Bu değer mertebesi doğru olmakla birlikte gözlenen değerle ( $E(2^+)=90$  keV için yaklaşık 15 keV) karşılaştırıldığında çok küçüktür. Yani, katı eylemsizlik momenti 2-3 çarpan kadar daha büyüktür.



Şekil 2.14. Küresel olmayan çift-çift çekirdeklerin taban durumlarındaki rotasyonel bant için enerji oranları

Ayrıca çekirdeği dönen bir elipsoid kap içindeki akışkan olarak göz önüne alırsak eylemsizlik momenti

$$\varphi_a = \frac{9}{8\pi} MR_{ort}^2 \beta \quad (2.17)$$

olur, buradan da dönme enerji sabiti için  $\hbar^2/2\varphi_a \cong 90 \text{ keV}$  değerini buluruz. Akışkanın eylemsizlik momenti çok küçüktür. Buradan  $\varphi_{katı} > \varphi > \varphi_a$  sonucunu çıkarırız. Böylece dönme davranışının, parçacıkların birbirine sıkı bağlı olduğu katı cisimle, parçacıkların sadece zayıf bağlı olduğu bir akışkan arasında yer aldığı görülür. Aslında bu sonuç nükleer kuvvetin özelliğinden de çıkarılabilirdi, bir nükleon ile yalnız yakın komşu nükleonlar arasında kuvvetli etkileşmeler vardır bu nedenle çekirdek, katı bir cismin özelliği olan uzun menzilli bir yapı gösteremez. Çekirdeğin katı cisim gibi davranmamasının diğer önemli bir nedeni de yüksek açısız momentum veya dönme frekansındaki eylemsizlik momentinin artmasıdır [19].

#### 2.4.2. Çekirdeğin Vibrasyonel Durumları

Sıvı damlası modeli, çekirdeğin temel durumda küresel olacağını söyler. Denge şeklinden itibaren herhangi bir deformasyon yüzey enerji terimi ile artar ve Z nin çok yüksek olmasını sağlar. Yüksek frekansla titreşen bir sıvı damlası göz önüne alındığında vibrasyonel hareket hakkında bilgi sahibi olunabilir. Nükleer yüzey üzerindeki bir  $(\theta, \phi)$  noktasının R(t) koordinatını  $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$  küresel harmonikler cinsinden belirlemek kolaylık sağlar. Her küresel harmonik bileşeni  $\alpha_{\lambda\mu}(t)$  genliğine sahiptir.

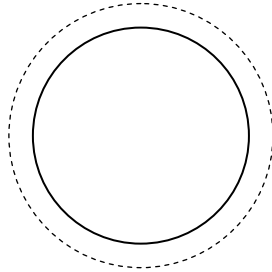
$$R(t) = R_{ort} + \sum_{\lambda \geq 1} \sum_{\mu = -\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \quad (2.17)$$

$\alpha_{\lambda\mu}(t)$ 'lar tamamen keyfi değildir, yansıma simetrisi  $\alpha_{\lambda\mu} = \alpha_{\lambda-\mu}$  eşitliğinin sağlanmasını gerektirir. Kapalı kabukların dışındaki bir kaç parçacık ile çekirdek, küresel bir denge şekline sahiptir ve küresel yüzey civarındaki gevşek parçacıkların titreşim şekli, kolektif hareketi oluşturur. Bu hareket tipinde, çekirdek kesin bir

vibrasyonel kuanta sayısına,  $\hbar\omega_l$  enerjili fononlara ve harmonik osilatörün kuantum mekaniksel biçim ile uyum içinde olan  $\ell\hbar$  açısal momentumuna sahiptir. Böyle bir çekirdeğin seviye spektrumu, bazı durumlarda bir rotasyonel ince yapısı ilave olmakla birlikte, bu vibrasyonel durumlar üzerine kurulur. Bu çekirdek için kararlı bir deformasyon yok iken, kapalı kabuklardan uzaktaki çekirdeğin durumundaki gibi statik durumlar artmaz. En basit vibrasyonel spektrum, öz hareketin nükleer spine katkısı olmayan, çift-çift çekirdekler için bulunmuştur. Bu basit titreşim spektrumu kuadropol fononlar vasıtasıyla olur. Yapılan teorik ve deneysel çalışmalara göre, deformasyona uğramış çekirdeklerin uyarılma enerjileri ve açısal momentimleri, kolektif titreşim ve rotasyon modeli tarafından iyi bir şekilde açıklanmıştır [19].

#### 2.4.2.1. $\lambda=0$ Monopol titreşimi

$\lambda=0$  titreşimi, çekirdeğin şekli değişmeden kalan radyal bir salınımdır ve sıkıştırılmaz bir sıvı için mümkün değildir. Bu titreşim şekli R ile bağlantılıdır.



Şekil 2.15. Monopol titreşim

Denklem (2.17) de  $\lambda=0$  yazılırsa

$$R(t) = R_{\text{ort}} + \alpha_{00} Y_{00} \quad (2.18)$$

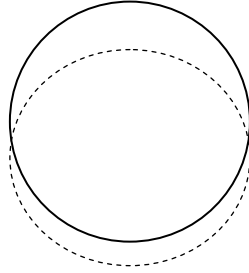
elde edilir ve  $\alpha_{00}$  sabittir ve bu mod yasaklıdır.

#### 2.4.2.2. $\lambda=1$ Dipol titreşimi



$$R(t) = R_{\text{ort}} + \sum_{\mu=-1}^1 \alpha_{1\mu}(\theta, \phi) \quad (2.19)$$

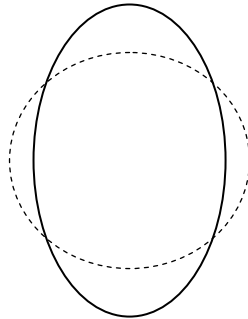
$\lambda=1$  titreşimi dipol titreşimi olarak bilinir ve aşağıdaki şekilden görüldüğü gibi kütle merkezi yer değiştirmesine karşılık gelir ve sadece dış kuvvetler tarafından sağlanır. Çekirdeğe bağlı olarak 10- 25 MeV gibi çok yüksek enerjilerde meydana gelir.



Şekil 2.16. Dipol titreşimi

#### 2.4.2.3. $\lambda=2$ Kuadropol titreşimi

Kuadropol titreşim  $K^\pi = 0^+$  kuantum sayısına sahip çekirdekte beta titreşimi,  $K^\pi=2^+$  kuantum sayısına sahip çekirdekte ise gama titreşimi olarak tamamlanmaktadır. Bu harekette çekirdeğin şekli küresel ve elips arasında değişir. Kuadropol titreşimleri hemen hemen tüm çekirdekte baskın özelliktir. Nötronların ve protonların ayrılma ve sıkıştırılmasını gerektirmez kuadropol vibrasyonun bu türünde çekirdeğin büyük bir kısmı harekete katılır.



Şekil 2.17. Kuadropol titreşim

$$\begin{aligned}
R(t) &= R_{\text{ort}} + \sum_{\mu=-1}^1 \alpha_{1\mu} Y_{1\mu}(\theta, \phi) & (2.20) \\
&= R_{\text{ort}} + \alpha_{22} Y_{22} + \alpha_{21} Y_{21} + \alpha_{20} Y_{20} + \alpha_{21} Y_{21} + \alpha_{2-2} Y_{2-2} \\
&= R_{\text{ort}} + \alpha_{20} Y_{20} \quad \mu \neq 0 \text{ için } \alpha_{2\mu} = 0 \text{ (elipsel şekil için )} \\
&= R_{\text{ort}} + \alpha_{20} \frac{1}{4} \left( \frac{5}{\pi} \right)^{1/2} (3 \cos^2 \theta - 1)
\end{aligned}$$

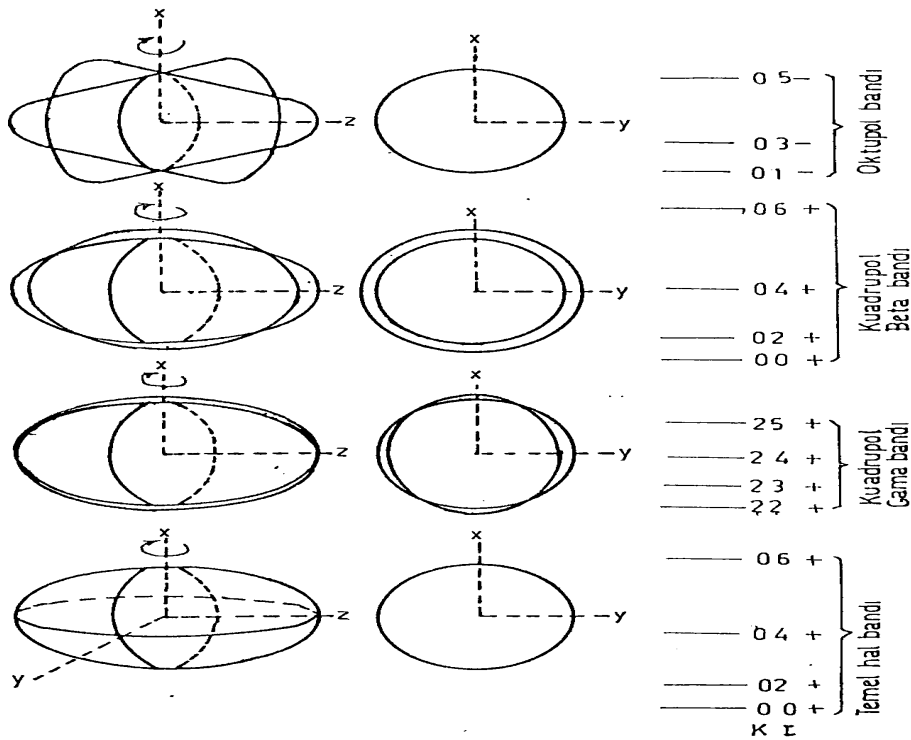
Genel bir durum için yüzeyin şekli,  $Y_{2\mu}$ ,  $\mu = \pm 2, \pm 1, 0$  ile tanımlanabilir. Ancak  $R$ ,  $\theta$ 'nın bir fonksiyonu olduğu için  $\mu = 0$  dır. Elektromanyetik enerjinin bir parçası olarak foton olarak adlandırılır.  $\lambda = 2$  nükleer titreşiminin birimi ise kuadropol fonondur. En düşük titreşim durumu  $2^+$  durumuna sahip bir fonon tarafından oluşturulur [15, 17, 18, 19].

## 2.5. Beta Gama ve Kuadropol Titreşimler

Sihirli sayıda nötron veya proton sayısına sahip olan çekirdekler küreseldir. Sihirli çekirdeklere komşu çekirdeklere de eşleşme etkisiyle küresel öz bozulmaz ve nükleonların  $L=0$  açısal momentumuna sahip çiftler oluşturdukları görülür. Çekirdeğin küresel denge biçim etrafındaki kolektif hareketi titreşim hareketidir. Kapalı kabuk dışına valans nükleonları ilave edildikçe uzun menzilli kuadropol kuvvetleri, küresel yapının bozulmasına neden olur. Bu bozulma küresel özde de kendini gösterir sonuçta çekirdek elipsoidal bir şekil kazanır. Bu durumdaki kolektif hareket, denge biçimi etrafındaki titreşim hareketiyle birlikte, deforme olmuş çekirdeğin yönelme doğrultusunun dönmesinden meydana gelir. Deforme çekirdeklere ki titreşimli durumlar iki çeşittir; birincisi  $\beta$  titreşimleridir ve  $\beta$  titreşimi en basit titreşim türüdür. Ayrıca  $\beta$  titreşimi sırasında ekstenel simetri bozulmaz ve bu titreşimlerin simetri eksenini etrafında açısal momentumları yoktur. Bundan dolayı  $K = 0$  ve  $I = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+ \dots$  şeklinde sıralanan durumlar ortaya çıkar.  $\beta$  titreşimin en düşük uyarma enerjisi, temel hal bandının bazı rotasyonel seviyelerinden daha yüksektir. Çekirdek her zaman taban durumundaki şekle sahiptir fakat sadece deformasyon parametresinin büyüklüğünde zamana bağlı bir değişme

vardır. Bu banda genel olarak daha az rastlanmıştır. İkinci tür titreşimler ise  $\gamma$  titreşimleridir.  $\gamma$  titreşimleri esnasında z eksenine göre olan simetrisi korunmaz. Bu durumdaki en düşük band  $K=2$  olup,  $\gamma$  bandı  $I=2^+, 3^+, 4^+ \dots$  durumlarına sahiptir. Rotasyon vibrasyon etkileşmesinin olmadığı durumlarda bu bandlar çiftlenmezler. Eylemsizlik momenti sabittir ve bu yaklaşımda bandlar daha yüksek  $I$  değerlerine doğru giderler.

Belli sayıda deforme çekirdeklerin uyarılma bandları arasında negatif pariteli seviyeler bandına rastlanmıştır. Bu seviyeler, kuadropol deformasyondan daha yüksek mertebeli deformasyon olan oktipol deformasyonlara atfedilir. Bu durumda nükleer şekil elipsoidten ziyade bir armut şekline benzer. Oktupol titreşim durumunda z eksenini 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. Bu modların şematik gösterimi şekilde verilmiştir [20].

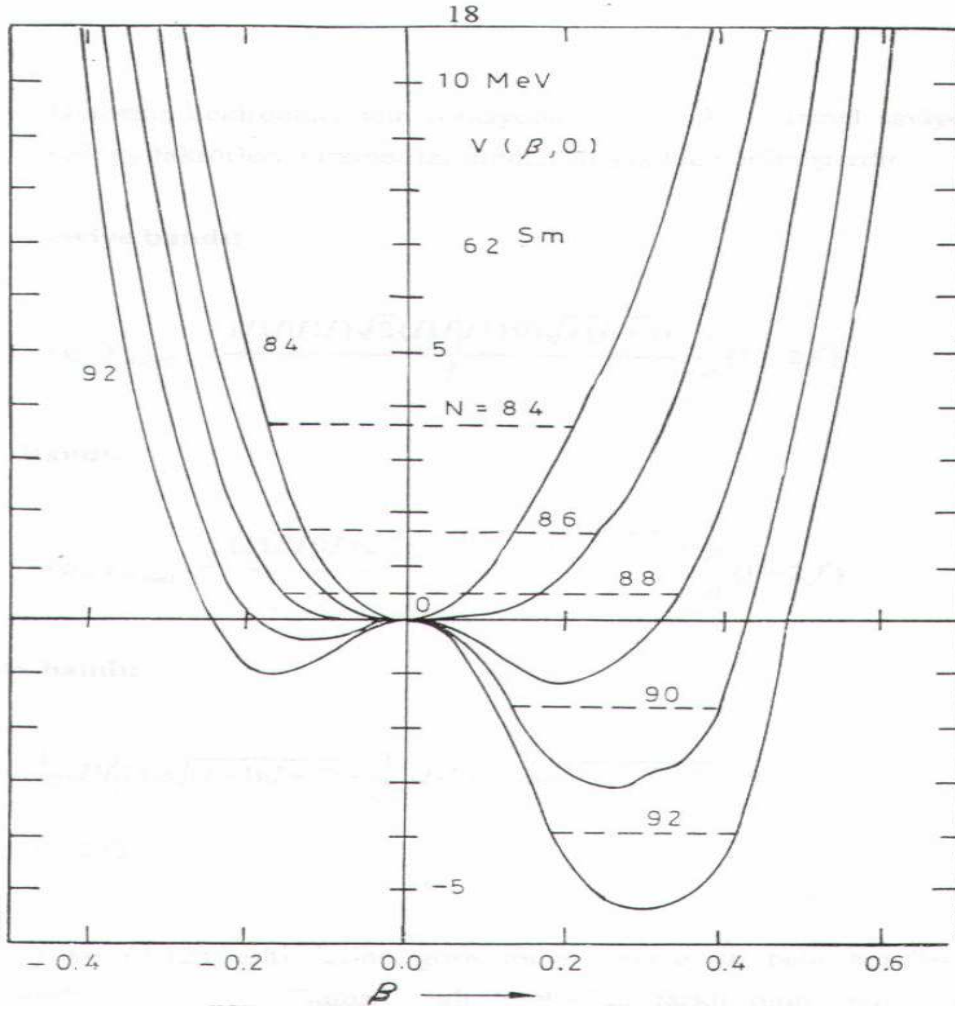


Şekil 2.18. Deforme çift-çift çekirdeklerin kolektif hareketleri

## 2.6. Çift-Çift Çekirdeklerin Deforme Olması

Şekil 2.21’de görüldüğü gibi potansiyel enerji ve deformasyon bir fonksiyon olarak çizildiğinde, kapalı kabuk  $N=82$  olduğunda ve  $N=82$ ’yi biraz geçtiğinde çiftlenim kuvvetleri nükleonların gruplaşarak küresel şekli korumaya çalıştığını ve denge halinde bu şekli koruduğunu; nötron sayısı 88’e doğru arttığında uzun menzilli kuvvetlerin çiftlenimi yendiği ve çekirdeğin deforme olmaya başladığı görülür. Ortak hareket dönme, (rotasyonel) enerjinin küçük ve eylemsizlik momentinin büyük olmasını gerektirir. Dolayısıyla rotasyonel durumları çok fazla deforme olmuş çift-çift çekirdeklere gözlemek mümkündür. Burada temel seviyedeki durumların enerji oranları  $E_{4+}/E_{2+} = 10/3$ ,  $E_{6+}/E_{2+} = 7$  olarak gözlenmiştir. Kapalı kabuklara yaklaşıldığında rotasyonel enerji ile ilgili formülasyon değişir.

Sabit bir deformasyon değeri etrafında titreşimler  $\beta$  – titreşimleri olarak adlandırılır. Sabit deformasyon şekli etrafındaki salınımlar ise,  $\gamma$  – titreşimleri olarak adlandırılır. Diğer bir deyişle sabit  $\gamma$  için  $\beta$  – titreşimi çekirdeğin eliptik kesitini eksenine doğrultusunda simetrik bir titreşimi ve bir  $\gamma$  – titreşimi sabit  $\beta$  için aksel simetrisinin kaybına sebebiyet veren bir titreşimi gösterir.  $\gamma$  – titreşiminde ki en düşük kuantum sayısı  $K=2$  ve çift pariteye sahiptir. Çift-çift çekirdeklere  $\beta$  – titreşimi için en küçük kuantum sayısı  $K=0$  ve pozitifdir. Daha yüksek deformasyonlar oluştuğunda çekirdek bir elipsoid yerine bir armut şeklini alabilir. Bu ise şeklin kuadropol titreşimlerini verir. Bu titreşimler çekirdeğin simetri eksenine boyunca sıfırdan üç birim açısal momentum taşınmasına sebep olur [16].



Şekil 2.19.  $V$  potansiyel enerjisinin  $\beta$  deformasyon parametresine göre değişimi

## BÖLÜM 3. ÇEKİRDEK MODELLERİ

### 3.1. Bağımsız Parçacık Modeli

Kabuk (shell veya tabakalı) 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. Atomik kabuk modelinde, kabuklar giderek artan enerjili elektronlarla Pauli prensibine uyacak biçimde doldurulur bunu yaptığımızda tamamen dolu kabuklardan oluşan bir eylemsiz kor ve birkaç değerlik elektronu elde ederiz. Bu durumda model, atomik özelliklerin esas olarak değerlik elektronları tarafından belirlendiğini varsayar. Atomik sistemlerin bazı ölçülen özelliklerini modelin kestirdiği değerlerle karşılaştırdığımızda büyük bir uyum içinde olduğunu görürüz. Özellikle bir alt kabuk içinde atomik özelliklerde benzer ve düzgün değişimler gördüğümüz halde bir alt tabakayı doldurup bir sonrakine geçtiğimizde oldukça ani ve çarpıcı değişimler görürüz.

Bu modeli nükleer yapıya uyguladığımızda hemen birçok güçlüklerle karşılaşırız. Atomik durumda, potansiyel, çekirdeğin Coulomb alanı ile sağlanır. Alt kabuklar bir dış kaynak tarafından oluşturulur. Schrödinger denklemini bu potansiyel için çözebilir ve elektronların yerleştirilebileceği alt kabukların enerjilerini hesaplayabiliriz. Çekirdekte ise böyle bir dış kuvvet yoktur. Nükleonlar kendilerinin yarattığı bir potansiyel içinde hareket ederler.

Atomik kabuk teorisin diğer ilginç bir özelliği de uzaysal yörüngelerin varlığıdır. Atomik özellikleri elektron yörüngeleri ile tasvir etmek, genel olarak çok yararlıdır. Elektronlar bu yörüngelerde diğer elektronlarla çarpışmadan oldukça serbest bir

şekilde hareket edebilirler. Nükleonların çapı, çekirdeğin büyüklüğü ile karşılaştırıldığında oldukça büyük sayılır.

Nükleer potansiyel kabuk modelinin temel varsayımı ile ifade edilir. Bir nükleonun hareketi diğer tüm nükleonların oluşturduğu potansiyel tarafından belirlenir. Eğer her bir nükleonu bu şekilde göz önüne alırsak, nükleonların sırasıyla, bir alt kabuk serisinin enerji düzeylerini doldurmasına izin verebiliriz.

Belirli uzaysal yörüngelerin varlığı Pauli ilkesine bağlıdır. Ağır bir çekirdekte potansiyel kuyusunun dibine çok yakın bir durumdaki iki nükleonun çarpışmasını göz önüne alalım. Nükleonlar çarpıştığında, biri diğerine enerji aktarır, eğer değerlik nükleonlarının bulunduğu düzeye kadar tüm enerji düzeyleri dolu ise, nükleonlardan birinin enerji kazanarak değerlik düzeyi dışında bir düzeye gitmesi mümkün değildir. Nükleonların başlangıçta buldukları düzeye yakın diğer düzey dolu olduğu için bu düzeyler başka nükleon kabul edemezler. Aşağı seviyedeki bir enerji düzeyinden değerlik bandına böyle bir geçiş için gerekli enerji, nükleonların çarpışmalar sırasında birbirine aktarmaları muhtemel enerjiden daha fazladır. Dolayısıyla çarpışmalar olmaz ve nükleonlar saydam iki parçacık gibi yörüngelerinde dolanırlar [18].

Şimdi niçin bağımsız parçacıklar modelinin nükleer özelliklerinin tanımlanmasında başvuru bir yol olduğunu açıklayalım. Nükleer kuvvetler kısa menzilli, çok güçlü ve çok çekici kuvvetlerdir. Nükleon-nükleon potansiyeli çok güçlü, çok itici ( $0,4 \times 10^{-13}$  cm yarıçapı ile katı bir öz), oldukça zayıf, daha uzun mesafelerde çekici parçacıklara yaklaşık olarak bölünebilir. Katı öz'e karşı hacim gözlemlenen nükleer yoğunluk kullanıldığı zaman toplam nükleer hacmin sadece yüzde birine oturur. Bu katı özün önemli olmadığı anlamına gelmez. Çekirdeklerin sıkıştırılmasını önler ve nükleer kuvvetlerin doymasına katkıda bulunur. Nükleer kuvvetlerin çekici rolleri ortalama alana karşı genelde katkıda bulunur. Geri tepki yarıçapı; kısa menzilli geri tepki ve çekicilik arasındaki ilişki veya çekici rollerin biçimidir ve Pauli prensibiyle tanımlanır. Diğer bir deyişle nükleer teorinin gelişimi için bir temel gibi bağımsız parçacıklar modeline uygulanabilmesi için gerekli şartlara ihtiyaç duyar [20].

### 3.2. Nilsson Modeli

Kabuk modelde enerji düzeyleri nükleer potansiyelin küresel olduğu varsayımına göre hesaplanır. Bu modele göre çekirdek içindeki nükleonlar ortalama bir potansiyel içinde birbirinden bağımsız olarak hareket ederler

Tek parçacık durumlarının sınıflandırılması ortalama alan potansiyelinin simetrisine bağlıdır. Küresel çekirdeklerin tek parçacık durumları enerji, parite, toplam açısız momentum  $j$  ve onun izdüşümü  $m$  ile karakterize edilir. Küresel çekirdekte  $m$  kuantum sayısına göre bir dejenerasyon söz konusudur, diğer bir deyişle küresel simetriden dolayı farklı  $m$  değerlerine sahip durumlar aynı enerjiye sahiptir.

Küresel durumda, her tek parçacık durumunun enerji düzeyleri  $2j + 1$  denerliğine sahiptir. Eğer potansiyel deforme şekle sahipse bu artık geçerli olmayacaktır. Deforme olmuş potansiyeldeki enerji düzeyleri yörüngenin uzaysal yönelimine bağlıdır yani  $j$  nin simetri eksenindeki izdüşümü  $K(=\Omega)$ 'ya bağlıdır. Deforme çekirdeklerde tek parçacık durumları enerji, parite ve toplam açısız momentumun simetri eksenindeki  $K$  ile belirtilir. Toplam açısız momentum  $j$  geçerli bir kuantum sayısı değildir [20].

Deforme nükleer yapının nedenini açıklayabilmek için küresel olmayan şekillerin enerji seviyelerini hesaplamaya ihtiyaç vardır. Bu da ilk defa Nilsson tarafından yapılmıştır (1955). Nilsson deforme çekirdeklerde tek parçacık hareketini açıklamak için, küresel simetrik potansiyel yerine deforme olmuş bir potansiyel kullanarak enerji düzeyleri arasındaki farkı incelemiştir. Bu potansiyel deforme olmuş harmonik osilatör potansiyeline dayanmaktadır ve potansiyel anizotropik olarak izinlidir. Yani eksenlerden biri boyunca potansiyel izinlidir (örneğin nükleer  $z$  eksen,  $x$  ve  $y$  eksenlerinden farklı olmalıdır) [21].

Deforme modelde, tek parçacık hamiltoyeni aşağıdaki gibi yazılır.

$$H = \frac{p^2}{2m} + \frac{m}{2} [\omega_1^2 (x^2 + y^2) + \omega_3^2 z^2] + Cl.s + Dl^2 \quad (3.1)$$



İlk iki terim anizotropik harmonik osilatör potansiyeli ile ilgilidir. Üçüncü terim spin- orbit terimidir ve farklı  $\ell$ 's durumlarının yarılmalarını verir. Dördüncü terim  $\ell$ 'nin büyük terimlerine karşı gelen enerjiyi küçültmek için ilave edilmiştir. Böylece birçok küresel çekirdek dönme elipsoitine yakın şekilde olurlar.

Anizotropi  $\omega_1 = \omega_2 \neq \omega_3$  olması ile elde edilir. Bu farkı elde etmek için Nilsson potansiyelinde  $\delta$  deformasyon parametresi aşağıdaki gibi yazılmıştır.

$$\omega = \omega_0 \left( 1 - \frac{2}{3} \delta \right) \quad (3.2)$$

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega_0 \left( 1 + \frac{1}{3} \delta \right)$$

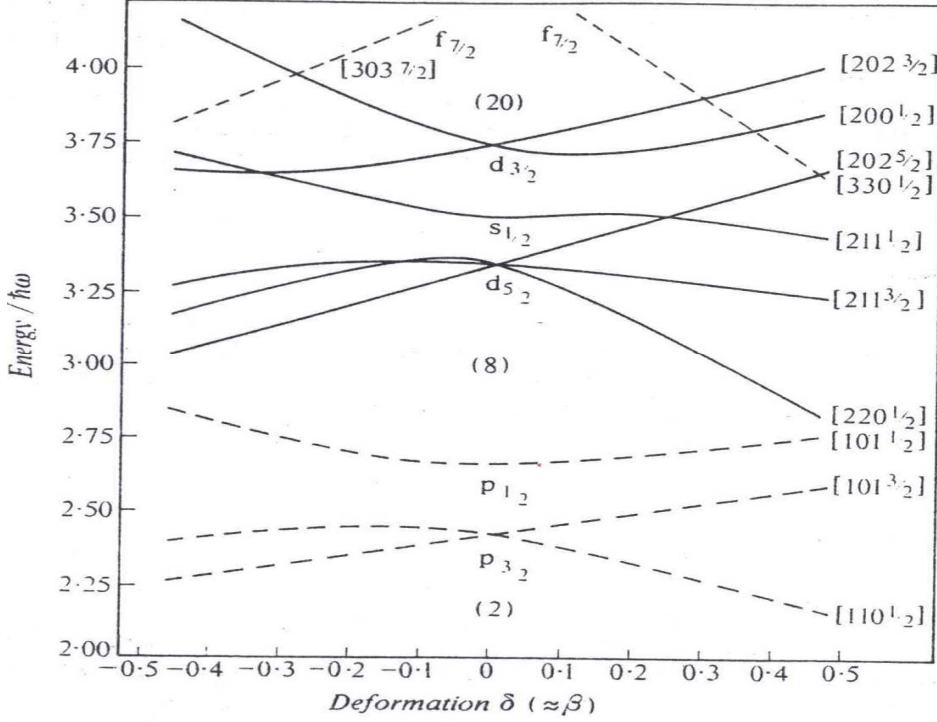
$\omega_0$  küresel potansiyelde osilatör frekansıdır.  $\omega_3$  ve  $\omega_1 = \omega_2$  ise sırasıyla deforme potansiyelde simetri eksenine paralel ve dik osilatör frekanslarıdır.  $\delta$ 'nın negatif değerleri çekirdeğin temel eksenlerinden birinin kısa olmasıyla yani oblate şekille, pozitif değerleri ise temel eksenlerden ikisinin kısa olmasıyla yani prolate şekille ilgilidir [22].

Düşük deformasyon halinde  $\delta$  parametresi  $\beta$  ile aşağıdaki gibi bağlıdır.

$$\delta = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \quad (3.3)$$

Büyük deformasyonlar kadar küçük deformasyonlar içinde geçerli tek parçacık spektrumunun sayısal çözümleri şekil 3.1 de gösterilmiştir. Şekilde küçük  $\delta$  için,  $\delta$  ya olan bağlılık dorusaldır yine büyük  $\delta$  içinde yaklaşık olarak doğrusaldır. Şekilden görülebileceği değişim  $\delta$  nın büyük değerlerinde yavaş olur. Fakat yörüngelerin çoğu için güçlü deforme çekirdeklerin denge şekilleri ile ilişkili olarak  $\delta$  nın büyük değerlerinde tamamlanır. Şekil asimptotik kuantum sayıları olarak adlandırılan  $[Nn_3\Lambda\Omega]$  gösterimine sahiptir. Burada  $N = n_1 + n_2 + n_3$  toplam osilatör kuantum

sayısı,  $n_3$  simetri eksenini boyunca osilatör kuantası sayısı,  $\Lambda$  simetri eksenini üzerindeki orbital açısal momentumun izdüşümüdür [24].



Şekil 3.1. Elipsoidal potansiyelde tek parçacık yörüngeleri

Nilsson modeli ayrıca çekirdeklerin taban durumlarındaki spinlerini bulmaya da imkan verir. Nilsson modelindeki tek parçacık enerji seviyelerinin iki kat dejenere olmasını dikkate alırsak ( $E_{\Omega} = E_{-\Omega}$ ) çift-çift çekirdeklerin taban durumunun spinleri  $\sum \Omega_i = 0$  olmalıdır. Eğer nötron veya proton sayıları tek olursa böyle çekirdeklerin taban durumuna gelen spin  $I_0 = \Omega_p(\Omega_n)$  olur. Böylelikle deforme çekirdeklerin taban durumu spini, tek parçacığın spiniyle karakterize edilir.

Bu model deforme çekirdeklerdeki elektromanyetik ve beta geçiş ihtimallerinin, kuadropol momentlerinin ve spinlerinin hesaplanmasında başarılı olmuştur. Fakat kullanılan potansiyelin sonsuz duvarlı olmasından dolayı belirli zorluklarla karşılaşmıştır. Bu zorlukların aşılması için son zamanlarda kullanılan en yaygın potansiyel Woods-Saxon potansiyelidir [23].

Tek parçacıklı sistemde Woods-Saxon ve Nilsson potansiyelleri arasında bazı farklar vardır. Deneysel sonuçlar analiz edildiği zaman asimptotik kuantum sayıları ve seçimlilik kuralları çok kullanışlıdır. Asimptotik kuantum sayıları her iki potansiyel içinde geçerlidir. Nilsson potansiyeli yüksek duvarlıdır. Sonsuz kuyu potansiyeli, birçok nedenle nükleer potansiyel için iyi bir yaklaşım değildir. Bir nötron veya proton ayırmak için onu kuyudan çıkarmaya yetecek sonsuz büyüklükte enerjiyi sağlamamız gereklidir. Buna ek olarak, nükleer potansiyel keskin kenarlı değildir, fakat nükleer yük ve madde dağılımına oldukça benzer, ortalama R yarıçapının ötesinde düzgün olarak sıfıra gider. Ayrıca Nilsson potansiyeli nükleer yüzeylerin önemli olduğu durumlarda örneğin çekirdek reaksiyonunun tesir kesitini hesaplamada kullanılmaz. Woods-Saxon potansiyelinin dalga fonksiyonu çekirdek yüzey davranışlarında kullanılan doğru bir yöntemdir. Sonuç olarak Woods-Saxon potansiyeli ile hesaplanmış birçok matris elemanları Nilsson dalga fonksiyonları ile hesaplanandan oldukça farklıdır.

Bu iki potansiyel arasındaki diğer bir fark ise A'ya olan bağımlılıktır. Nilsson potansiyeli şu şekilde bağlıdır. Birim enerjisi  $\omega_0 = 41/A^{1/3}$  MeV'dir. Woods-saxon potansiyelinde tek parçacık seviyeleri sıralığı A kütle sayısı ile değişebilir. Çünkü farklı seviyeler çekirdek yarıçapına farklı şekilde bağlıdır.

Nilsson modeli (deforme tek parçacık modeli) kuadropol momentleri ve deforme olmuş çekirdeklerin spinlerini iyi açıklamasına rağmen manyetik momentleri, düşük enerjili uyarılma spektrumlarını açıklayamamıştır [20].

### 3.3. Woods-Saxon Potansiyeli

Çekirdek yapısının incelenmesinde elde edilen sonuçların hassaslığı kullanılan ortalama alan potansiyellerinden dolayı sınırlıdır. Seçilen potansiyelin uygun olması, çekirdek yüzey kesiminin kalınlığını doğru belirlemesine ve sonlu derinlikli olmasına bağlıdır. Gerçeğe uygun ortalama potansiyelin çekirdek çerisinde nükleer madde dağılımına benzer olması istenir. Böyle bir potansiyelinin parametreleri, çekirdekler üzerine nükleon saçılmasındaki verilerden belirlenir. Ortalama alan potansiyelinin analitik şekli genellikle Woods-Saxon potansiyeli gibi seçilir.

Woods-Saxon potansiyeli sonlu derinlikte ve küresel simetriktir.  $r = R$  eşpotansiyel yüzeyi nükleer merkezdeki potansiyelin yarısına karşılık gelir ve potansiyel iki kısımdan oluşur. Merkezi kısım,

$$V(r) = -\frac{V_0^{N,Z}}{1 + \exp(r - R_0)/a} \quad (3.4)$$

ve spin-orbit çifti

$$V_{ls}(r) = -\xi \frac{1}{r} \frac{dV}{dr}(ls) \quad (3.5)$$

şeklinde. Parametrelerin genel seçimi ise

$$V_0^N = V_0 \left[ 1 - 0,63 \frac{N - Z}{A} \right] \quad (3.6)$$

$$V_0^Z = V_0 \left[ 1 + 0,63 \frac{N - Z}{A} \right]$$

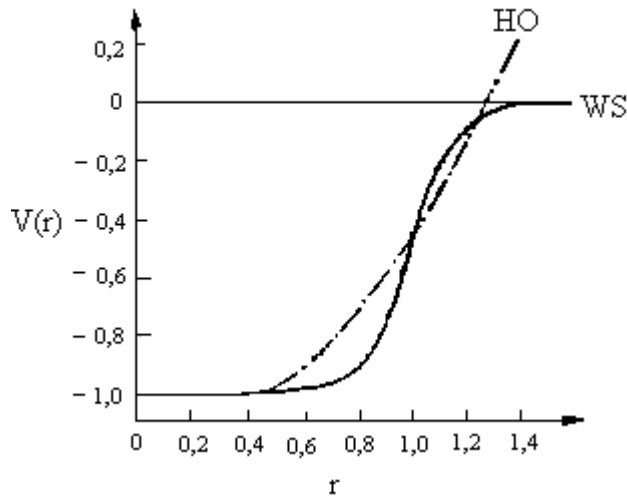
formülleri ile verilir.  $V_0 = 53 \text{ MeV}$ ,  $R_0 = r_0 A^{1/3}$ ,  $r_0 = 1,24 \times 10^{-13} \text{ cm}$ , yüzey kalınlığı  $a = 0,63 \times 10^{-13} \text{ cm}$ , spin-orbit çifti kuvveti  $\xi = 0,263 [1 + 2(N - Z)/A] (10^{-13})^2$  dir. Parametreler  $A$  kütle sayısının geniş alanı içinde küresel çekirdekler için yeterli kararlılıktadır.

Coulomb potansiyeli proton ve nötron seviyeleri hesaplanabildiği zaman (3.4) ve (3.5) potansiyellerinin toplamı şeklindedir. Yüzeyin etkisi ihmal edilir.

$$V_c(r) = \frac{(Z-1)e^2}{r} \begin{cases} \frac{3}{2R_0} - \frac{1}{2}(r - R_0)^3, & r \leq R_0 \\ 1, & r > R_0 \end{cases} \quad (3.7)$$

Kare kuyu ve harmonik osilatör potansiyelleri nükleer ortalama alan potansiyelleri olarak kullanılırlar. Çekirdeklerdeki nükleon saçılma deneylerinden hareketle, harmonik osilatör potansiyelinin hafif çekirdekler için daha uygun, daha ağır çekirdekler için ise kare kuyu potansiyelleri daha uygundur. Gerçek nükleer potansiyel sonlu olmalı ve nükleer yoğunluğa benzer şekilde sonlu yüzey kalınlığına sahip olmalıdır ayrıca radyal bağımlılık kare kuyu ve harmonik osilatör aralığında olmalıdır. Küresel harmonik osilatör kuyusu sonsuz seriler dizisi olarak düşünülebilir.

Woods-Saxon ve osilatör potansiyelleri şekil 3.2 de karşılaştırılmıştır. Potansiyel form, osilatör ve kare kuyu arasında orta duruma uyar ve alt tarafı yassı şeklindedir. Yüzey bölgelerinin ayrıntıları özellikle nükleer reaksiyon içinde önemlidir.



Şekil 3. 2. Harmonik osilatör ve Woods-Saxon potansiyellerinin karşılaştırılması

Nükleer yarıçap parametresi Woods-Saxon potansiyelinde arttığı zaman, daha büyük  $l$  değerlikli seviyeler daha küçük  $l$  değerlikli seviyelerden daha hızlı iner. Woods-Saxon potansiyeli içindeki kabuklar harmonik osilatörle karşılaştırıldığında değişmezler. Alt kabukların durumu kısmen parametrelerin seçimine kısmen de spin- yörünge bağlamının gücüne bağlıdır [20].

### 3.4. Nükleer Birleştirilmiş Model

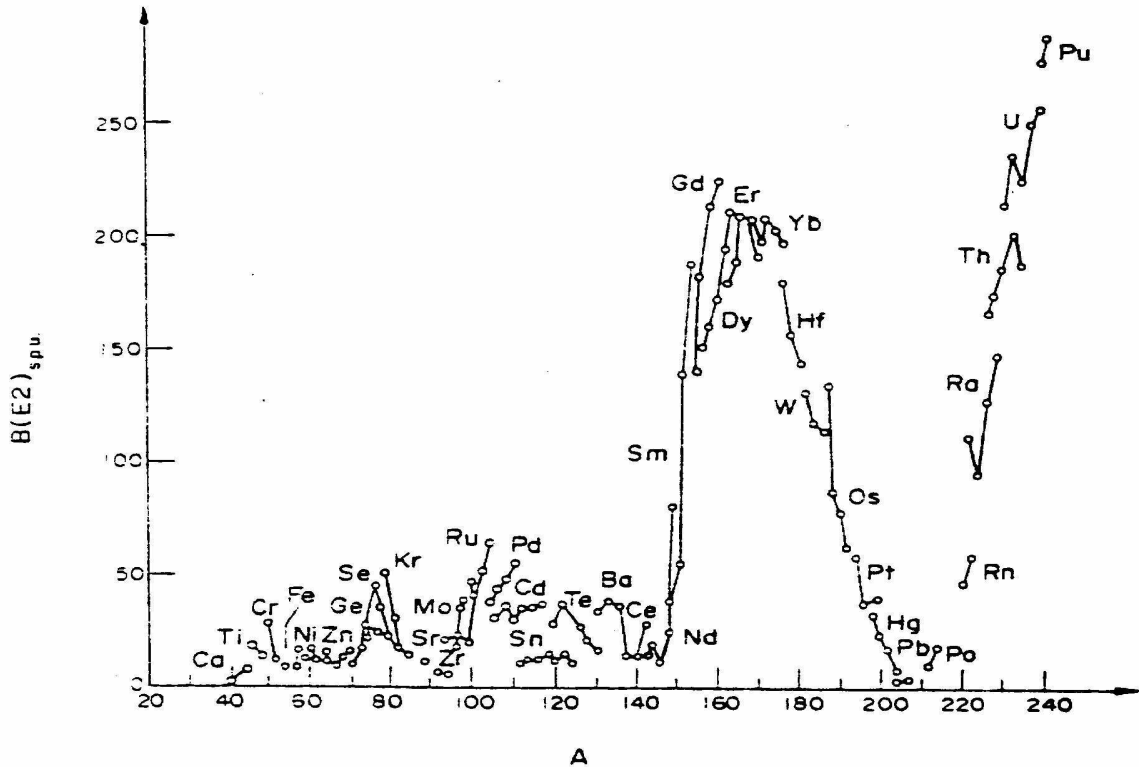
Tek A'lı çekirdekler için kabuk modeli ve çift-çift çekirdekler için kolektif model gerçek çekirdekler için sadece yaklaşık olarak geçerli olan ideal modellerdir. Gerçek çekirdeklerin yapısı bizim basit modellerimizin öngördüğünden çok daha karmaşıktır. Bu nedenle gerçek çekirdeklerde bir tür yapıyı göz önüne alıp diğerini yok sayamayız. Dolayısıyla, kolektif özellikleri ağır basan çekirdekler bile tek parçacık etkisi gösterebilir, kabuk modeli, çekirdeklerdeki nükleonların oluşturduğu kor şimdye kadar ihmal ettiğimiz kolektif etkilere katkıda bulunabilir. Birçok çekirdeğin yapısı tek parçacık ve kolektif hareket olarak birbirinden kolayca ayrılamaz ve genel olarak her ikisinin birleşimi olarak göz önüne almak gerekir. İşte bu nedenlerden dolayı da birleştirilmiş model geliştirilmiştir.

Sihirli çekirdekler denge halinde küresel bir yapıya sahiptirler. Kapalı kabuk dışında bir kaç nükleona sahip çekirdeklerde temel hallerinde küresel yapıya sahiptirler. Çift-çift çekirdeklerde en düşük  $2^+$  halleri nükleer yüzeyin kuadropol titreşimleri ile ilişkilidir. Bu seviyeler serbestlik derecelerini gösterir ve bu seviyelerde çekirdekler kolaylıkla uyarılmış hale geçebilirler. Dolmamış kabuklardaki parçacıkların veya hollerin sayısı arttırıldığında küresel çekirdek şekli daha az kararlı olur. Parçacıkların birbiriyle hareketi sonucu küresel olmayan nükleer bir şekle doğru gidilir. Bir kararlı deforme nükleer şekil olasılığı, dolmamış kabuklarda ki parçacıkların sayısının hızlı artan bir fonksiyonudur. Sonuç olarak dolmamış kabuklarda çok sayıda nötron ve protona sahip çekirdekler eliptik şekillidirler. Böyle çift-çift çekirdeklerin ilk uyarılmış halleri çok küçük enerjiye sahiptirler.

Nükleonların uygun hareketi sadece kararlı bir deformasyona neden olmaz, aynı zamanda diğer birçok kolektif özelliklere de neden olur. Deforme çekirdekler birçok parçacığın düzenli hareketlerinin sonucu büyük kuadropol momentlerine sahiptir. Çift-çift çekirdeklerde ilk  $2^+$  seviyesinden temel hale geçişler için E2 geçiş olasılığı dolmamış kabuklardaki parçacıkların sayısının artışı ile artar. Son nötron ve proton kabukları yaklaşık olarak yarı dolu olduğu zaman uygun indirgenmiş geçiş olasılığı yüz kattan daha fazla tek parçacık değerlerini aşar. Şekil 3.3 çift-çift çekirdeklerin ilk  $2^+$  hallerinin uyarılması için deneysel indirgenmiş geçiş olasılıkları tek parçacık

birimlerinde gösterilmektedir. Not etmek gerekir ki tek parçacık (Weisskopf ) yaklaşımındaki indirgenmiş geçiş olasılıkları, gerçek geçiş olasılıkları değerlerinden çok daha küçüktür. Şekil 3.3 de küresel yapıya sahip çekirdeklerin  $B(E2)$  geçiş olasılıklarının çok küçük olduğu,  $140 < A < 190$  ve  $A > 226$  deforme ve aktinitler bölgesinde ise  $B(E2)$  geçiş olasılığının arttığı görülmektedir. Hatırlanacağı gibi bu çekirdeklerin ilk  $2^+$  hallerinin enerjisi çok küçük değerlere sahiptir. Bu bölgede nükleer spektra açık şekilde rotasyonel yapıdadır. Bunun diğer bir kanıtı da nükleer spektranın küresel olmayan bir denge formuna sahip olmasıdır.

Rotasyonel ve vibrasyonel spektranın birçok özelliği gayet genel fiziksel kabullerdir ve uygun simetri bağıntılarından elde edilebilirler. Bu özellikler nükleonlar arası etkileşmeleri detaylı bir şekilde anlamaya ihtiyaç kalmadan da anlaşılabilir. Bu gerçekler nükleer birleştirilmiş modeldeki düşük uyarılmış seviyelerin fenomenolojik tanımını için kullanılır.



Şekil 3.3. Çift-çift çekirdeklerin  $I^{\pi}=2^{+}$  için geçiş olasılıkları

Birleştirilmiş nükleer model iki fikir üzerine dayandırılır. Birincisi dolmamış kabuklardaki çok parçacıklı çekirdeklerin aksel simetrik bir eliptik şekle sahip olduğunu söyler. Uzay içinde elipsoidin yönlenmesi tanımlanan ortak değişkenlerin özellikleri ile açıklanır. İkinci fikir ise kolektif hareketin adyabatikliğine bağlıdır. Her bir nükleon böyle bir hareketi adyabatik olarak takip edebilecek şekilde çekirdeklerin yavaş döndüğü kabul edilir. Adyabatiklik şartı,

$$\omega_{\text{rot}} \ll \omega_{\text{vib}} \ll \omega_{\text{in}} \quad (3.8)$$

ile ifade edilir. Yani rotasyonel frekanslar vibrasyonel frekanslardan çok küçük ve vibrasyonel frekanslarda iç hareket frekansından çok küçüktür. Böylece nükleer hareket yaklaşık olarak üç bağımsız moda bölünebilir. Bütün çekirdeklerin rotasyonel, vibrasyonel ve öz hareketleri vardır. Uygun olarak nükleer dalga fonksiyonu, iç fonksiyon  $\varphi_K(q)$ , vibrasyonel fonksiyon  $\varphi_{\text{vib}}$  ve rotasyonel fonksiyon  $D(\theta_e)$ 'nin çarpımına eşittir. Yani

$$\Psi \approx D(\theta_e) \varphi_K(q) \varphi_{\text{vib}} \quad (3.9)$$

olmaktadır. Burada  $\theta_e$  nükleer yönelmeyi tasvir eden Euler açısıdır. Buna göre nükleer hamiltoniyen yaklaşık olarak,

$$H = H_{\text{in}} + H_{\text{rot}} + H_{\text{vib}} \quad (3.10)$$

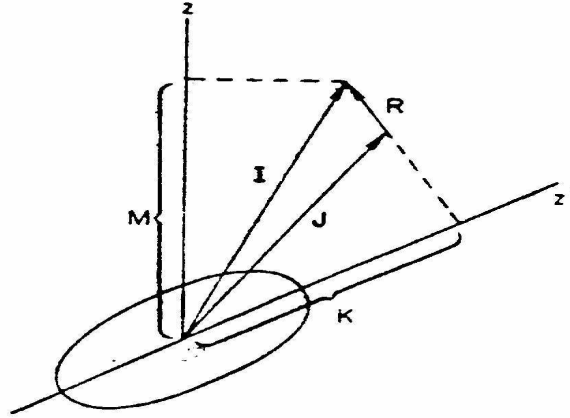
şeklinde yazılır.

burada  $H_{\text{rot}}$  rotasyonel enerji operatörü,  $H_{\text{vib}}$  nükleer yüzeyin titreşim hamiltoniyeni ve  $H_{\text{in}}$  ise nükleonların iç hareketini tasvir eden Hamiltoniyendir. Burada biz nükleer vibrasyonlar ile ilgilenmeyeceğiz. Bu nedenle  $\varphi_{\text{vib}}$  ihmal edilebilir.

Deforme çekirdeklerin büyük çoğunluğu, nükleer simetri eksenine dik bir simetri düzlemine sahip ve nükleer kütle merkezini baştanbaşa geçen aksel simetrik şekillere sahiptirler. Böyle sistemlerin dönmesi oldukça basit şekilde tanımlanır. Simetri eksenindeki toplam açısal momentumun  $I_3 = K$  izdüşümü korunumlu



bir büyüklüktür. Kuantum mekaniği bir cismin kendi simetri eksenini boyunca dönmesini yasaklar. Sonuç olarak, aksiyel simetrik çekirdekler, yalnızca simetri eksenlerine dik olan eksen boyunca dönebilirler. R rotasyonel açısal momentum da simetri eksenine diktir. Aşağıdaki şekil bütün ilgili vektörleri ve onların bileşenlerini göstermektedir.



Şekil 3. 4. Bir aksiyel simetrik küresel olmayan çekirdek için açısal momentum birleşimi

$x'$ ,  $y'$ ,  $z'$  koordinat sistemi çekirdeği birleştirirken,  $x$ ,  $y$ ,  $z$  koordinat sistemi uzayda (laboratuvar) sabittir.  $z'$  eksenini nükleer simetri eksenidir.  $I = J + R$  toplam açısal momentumu laboratuvar sistemindeki  $z$  eksenini üzerinde  $M$  izdüşümüne ve  $z'$  nükleer simetri eksenini üzerinde  $K$  izdüşümüne sahiptir.  $J$  ise iç hareketin toplam açısal momentumunu gösterir [20, 23, 25].

## **BÖLÜM 4. GAMA BOZUNUMU VE ELEKTROMANYETİK GEÇİŞLER**

### **4.1. Gama Bozunumu**

Gama ışınlarının ve çekirdeklerin uyarılmış bir seviyeden daha düşük bir seviyeye veya kararlı bir seviyeye geçişinde yayınlanan iç dönüşüm elektronlarının incelenmesi düşük enerjili nükleer seviyelere ait bilgilerin temel kaynağını oluşturur. Bu seviyeler ve çekirdeklerin kararlı özellikleri enerji, açısal momentum (spin) ve parite vasıtasıyla ifade edilir. Gama ışınlarının veya dönüşüm elektronlarının enerjileri, geçiş enerjilerini belirler. Bunlar da seviyeler arasındaki enerji farkını verirler. Seviyelerin açısal momentumu veya pariteleri hakkındaki bazı bilgileri, deneysel sonuçlarla, bozunum ihtimali ve gama ışını enerjileri arasındaki teorik ilişkilerini inceleyerek elde etmek mümkündür.

Nükleer yapı hakkındaki bilgimizin ayrıntı ve zenginliği, uyarılmış düzeylerde hakkında ne bildiğimize bağlıdır. Bu nedenle  $\gamma$  ışını yayınlanması ile ilgili çalışmalar nükleer yapının standart tekniği haline gelmiştir. Bu metodun kullanılmasındaki en önemli faktör ise  $\gamma$  ışınlarının nispeten kolay detekte edilmesi yani  $\alpha$  ve  $\beta$  ışınlarının aksine hava içinde ihmal edilebilecek kadar az soğurulması ve saçılması ve enerjilerinin ölçülebilme hassasiyetidir.

Nükleer yapı hakkındaki bugünkü bilgilerimize göre, nükleer seviyelerin özellikleri ve seviyeler arasındaki geçişler tam olarak tahmin edilememektedir. Deneysel sonuçların mevcut teorilerle birleştirilmesi sonucu açısal momentumların ve paritelerin belirlenmesi ile enerji seviyeleri ve bozunum şemalarının kurulması mümkün olmuştur.

Çekirdek ile elektromanyetik etkileşmeyi ifade etmek için, çekirdeği karakterize eden ve lineer bir boyut olan nükleer yarıçap;

$$R=R_0A^{1/3}10^{-13} \text{ cm} \quad (4.1)$$

ifadesi ile verilir. Burada  $R_0=1.2$  fm gibi bir sabit ve  $A$  da çekirdeğin kütle numarasıdır. Ayrıca gama ışınının dalga boyu,

$$\tilde{\lambda} = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{h\nu/c} = \frac{\hbar c}{E}$$

şekindedir. Burada  $E$  MeV ve  $\tilde{\lambda}$  cm birimlerinde olup,

$$\tilde{\lambda} = \frac{197}{E(\text{MeV})} 10^{-13} \text{ cm} \quad (4.2)$$

şeklinde ifade edilebilir.

$$\frac{R}{\tilde{\lambda}} = \frac{R_0A^{1/3}E(\text{MeV})}{197} \quad (4.3)$$

değerini alır.  $E$  yaklaşık olarak 1 veya 2 MeV civarındadır.  $R/\tilde{\lambda}$  oranı da hemen hemen 0,1 den küçüktür [6, 17,19,].

## 4.2. Açısal Momentum ve Parite Seçim Kuralları

Çekirdekten yayınlanan gama ışınları elektriksel veya manyetik (veya her ikisinin toplamı şeklinde) çokkutupluluk gösterirler. Elektrik ve manyetik geçişlerin çokkutupluluğu  $2^L$  ile belirlenir.  $L$  çokkutupluluğun cinsini belirtir. Elektrik geçişler  $EL$  ile manyetik geçişler de  $ML$  ile gösterilir.

Tablo 4. 1. Elektromanyetik radyasyonun çokkutupluluğu

L değerleri	Çokkutupluluk ( $2^L$ )	$I_i \rightarrow I_f$
0	1	Monopol $0 \rightarrow 0$
1	2	Dipol $1 \rightarrow 0$
2	4	Kuadropol $2 \rightarrow 0$
3	8	Oktupol $3 \rightarrow 0$

Açısal momentumu  $I_i$  ve paritesi  $\pi_i$  olan ilk uyarılmış durumdan bir  $I_s$  ve  $\pi_s$  son durumuna bir gama geçişini göz önüne alalım ve  $I_i \neq I_s$  olduğunu varsayalım. Açısal momentum korunumu, toplam ilk açısal momentumun toplam son açısal momentuma eşit olması gerektirir. Buna göre

$$I_i = L + I_s \quad (4.4)$$

olmalıdır.  $I_i$ ,  $L$  ve  $I_s$  bir vektör üçgen oluşturması gerektiğinden  $L$ 'nin alabileceği değerler sınırlıdır.  $L$ 'nin en büyük değeri  $I_i + I_s$  ve en küçük değeri ise  $|I_i - I_s|$ ' dir. Yani

$$|I_i - I_s| \leq L \leq I_i + I_s \quad (4.5)$$

dir.  $L$  vektörünün büyüklüğü daima  $\hbar$  ile bir tamsayının çarpımına eşittir. ve  $L$  sıfırdan büyük değerler almalıdır.  $L = 0$  değerinde  $I_i = I_s$  olduğundan bu geçiş izinli değildir. Çünkü tek fotonun yayınlandığı monopol ( $L = 0$ ) geçişler yoktur. Böyle iki spin sıfır durumları arasındaki geçiş için açısal momentum korunması yasaktır. Böyle bir durumda iki foton yayınlanmış olabilir. Fakat bu aşırı derecede az bulunur. Temel ve ilk uyarılmış durumun spin sıfır durumuna sahip olduğu birkaç çift-çift çekirdek ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{68}\text{Ni}$ , ve  $^{90}\text{Zr}$ ) vardır. Bu şekilde bozunmalar iç dönüşüm olayı ile izinlidir. Klasik olarak da monopol moment sadece elektrik yükü olup zamanla değişmez.  $I_i$  veya  $I_s$ ' den herhangi birinin sıfır olduğu durum özellikle çok basittir. Bu durumda saf bir multipol geçişi söz konusudur. Örneğin çift-çift çekirdeklere birinci uyarılmış  $2^+$  durumu ( $I_i=2$ ,  $\pi_i=\text{çift}$ )  $0^+$  taban durumuna saf bir elektrik

kuadropol (E2) geçişi ile bozunur. Buna göre  $L = 1$  ışımının titreşen bir dipol tarafından,  $L = 2$  ışımının titreşen bir kuadropol tarafından  $L = 3$  ışımının oktipol ve  $L = 4$  ışımının heksadekapol tarafından yapıldığını gösterir.

Yayınlanan radyasyonun elektrik mi yoksa manyetik mi olduğu ilk ve son durumların paritelerine bağlıdır. Parite, elektromanyetik geçişlerde yüksek derecede doğrulukla korunur ve parite seçim kuralları da buna uyar. Elektrik çokkutuplu geçişler için parite bağıntısı  $\pi_L = (-1)^L$  manyetik çokkutuplu geçişler için ise  $\pi_L = -(-1)^L$  ile verilir. Eğer parite çift ise  $\pi_L (+)$  olup  $\pi_i$  ve  $\pi_s$  paritelerinin ikisi tek yada çift olur. Yani,

$$\pi_i (+) = \pi_L (+) \pi_s (+) \quad (4.6)$$

$$\pi_i (-) = \pi_L (+) \pi_s (-)$$

şeklinde olup  $\pi_L = +1$  halinde parite değişmiyor demektir. Eğer parite tek ise  $\pi_L (-)$  olup  $\pi_i$  ve  $\pi_s$  pariteleri zıt işaretli olur. Buna göre,

$$\pi_i (+) = \pi_L (-) \pi_s (-) \quad (4.7)$$

$$\pi_i (-) = \pi_L (-) \pi_s (+)$$

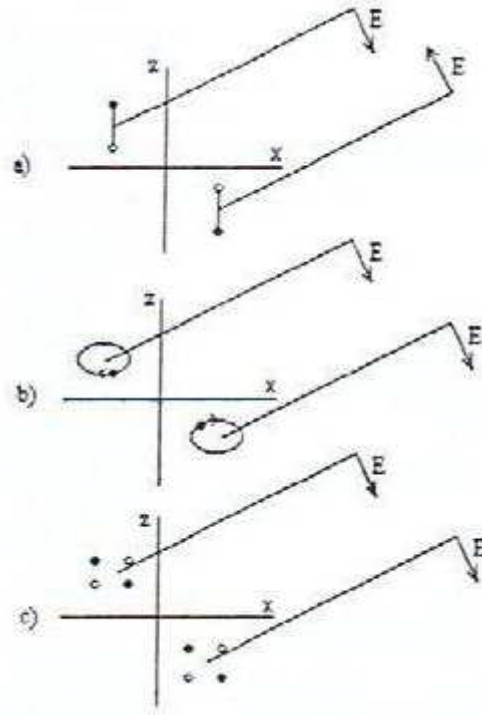
şeklinde verilerek, paritenin  $\pi_L = -1$  durumunda değiştiği görülebilir. Dolayısıyla çift pariteli ( $+ \rightarrow +$ ) ışımalarındaki geçişler  $M1 + E2 + M3 + \dots$  olup, en kuvvetli geçiş genellikle  $M1 + E2$  şeklinde karışık geçiştir. Tek pariteli ( $- \rightarrow +$ ) ışımalarındaki geçişler ise  $E1 + M2 + E3..$  olup, en kuvvetli karışık geçişlerin  $E1 + M2$  şeklinde olduğu bilinmektedir [26]. Bu genel sonuçlar tablo 4.2 de özetlenmiştir.

Verilen bu bilgilere göre bazı geçişlerin aşağıdaki gibi olması beklenir.

- a)  $\gamma(2^+ \rightarrow 0^+)$  geçişinin (4.5) eşitliğine göre toplam açısal momentum seçim kurallarına göre mümkün  $L$  değerleri;

$$2 \leq L \leq 2$$

olup,  $L=2$  dir.  $\gamma(+ \rightarrow +)$  geçişleri  $M1 + E2$  olduğu ve buna bağlı olarak  $\gamma(2^+ \rightarrow 0^+)$  geçişinin saf  $E2$  çokkutupluluk etkisi gösterdiği bilinmektedir.



Şekil 4.1 Klasik olarak parite değişimin şematik ifadesi a) bir elektrik dipol, b) bir manyetik dipol, c) bir elektrik kuadropol tarafından klasik teoriye uygun elektrik alan üzerindeki parite etkisi

- b)  $\gamma(4^+ \rightarrow 2^+)$  geçişinin eşitlik (4.5)'e göre toplam açısal momentum seçim kuralına göre mümkün  $L$  değerleri;

$$2 \leq L \leq 6$$

olduğundan,  $L= 2,3,4,5,6$  durumları geçerlidir.  $\gamma(+ \rightarrow +)$  geçişleri için  $M1 +E2$  olduğu ve buna bağlı olarak  $\gamma(4^+ \rightarrow 2^+)$  geçişinde en muhtemel  $E2$  çokkutuplusu, sonraki beklenen çokkutuplu ise  $M3$  dür. Diğer ihtimallerin ise daha zayıf olması beklenir.

Tablo 4. 2. Gama bozunumları için seçim kuralları

Çokkutupluluk	Dipol		Kuadropol		Oktupol		Hegsidekapol	
Radyasyon türü	E1	M1	E2	M2	E3	M3	E4	M4
Parite değişimi	Evet	Hayır	Hayır	Evet	Evet	Hayır	Hayır	Evet

c)  $\gamma(2^+ \rightarrow 2^+)$  geçişinin eşitlik (4.5) deki toplam açısal momentum seçim kuralına göre mümkün L değerleri;

$$0 \leq L \leq 4$$

olduğundan,  $L = 0, 1, 2, 3, 4$  durumları geçerlidir.  $\gamma(+ \rightarrow +)$  geçişleri için M1 + E2 olduğu ve buna bağlı olarak  $\gamma(2^+ \rightarrow 2^+)$  geçişinde en muhtemel geçiş E2 dir [17].

### 4.3. Tek Parçacık Modelde Elektromanyetik Geçişler

Elektromanyetik radyasyonun klasik teorisinde yayınlanma gücü;

$$P(\sigma L) = \frac{2(L+1)c}{\epsilon_0 L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+2} [m(\sigma L)]^2 \quad (4.8)$$

dir.  $\sigma$  radyasyonun türünü gösterir ( $\sigma=E$  veya  $M$ ).  $\omega$  radyasyonun açısal frekansı,  $m(\sigma L)$  elektrik veya manyetik multipol momentin operatörüdür. Multipol momentler çekirdeği  $\psi_i$  ilk durumundan  $\psi_s$  son durumuna değiştiren uygun multipol operatörleri ile değiştirilmelidir. Bozunma olasılığı multipol operatörünün matris elamanı ile verilir.

$$m(\sigma L_{si}) = \int \psi_s^* m(\sigma L) \psi_i dv \quad (4.9)$$

Burada integral çekirdek hacmi üzerinden alınır. Bu operatör çekirdeği  $\psi_i$  ilk durumundan  $\psi_s$  son durumuna değiştirirken aynı anda uygun enerji, parite ve multipol mertebeli bir foton oluşturur.

Yayınlanan fotonlar  $\hbar\omega$  enerjisine sahiptir ve fotonun birim zamanda yayınlanma sayısı (yani bozunma sabiti);

$$\lambda(\sigma L) = \frac{p(\sigma L)}{\hbar\omega} = \frac{2(L+1)}{\epsilon_0 L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{\hbar c}\right)^{2L+1} B(\sigma L) \quad (4.10)$$

$\sigma$  elektrik ve manyetik radyasyonu temsil etmek üzere ( $\sigma = E, M$ ),  $B(\sigma L)$  indirgenmiş geçiş ihtimalidir ve  $m_{si}(\sigma L)$  matris elemanının modülünün karesidir. İndirgenmiş geçiş ihtimali hesaplamaları yani denklemin (4.9) matris elemanı, nükleer dalga fonksiyonunun bilgisini gerektirir ve çok karışıktır [27].

İndirgenmiş geçiş olasılığı, sadece yayılan radyasyonun  $L$  çokkutupluluğuna bağlı değildir. Ayrıca kabuk model durumlarının açısal momentum kuantum sayılarını gerektirir. Fakat bu bağılıklar çok büyük değildir ve Weisskopf değişik bir basitleştirme varsayımı yaparak, elektrik geçiş için tek parçacık indirgenmiş geçiş olasılığını;

$$B_{sp}(EL) = \frac{e^2}{4\pi} \left(\frac{3R^L}{L+3}\right)^2 \quad (4.11)$$

şeklinde vermiştir. Manyetik geçişler için ise;

$$B_{sp}(ML) = 10 \left(\frac{\hbar}{m_p c R}\right)^2 B(EL) \quad (4.12)$$

dir.  $m_p$  proton kütesidir. Burada  $R = R_0 A^{1/3}$  dir. İfadeyi (4.11) ve (4.12) denklemlerinde yazarsak;



$$B_{sp}(EL) = \frac{e^2}{4\pi} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 (R_0)^{2L} A^{2L/3} \quad (4.13)$$

$$B_{ip}(ML) = \frac{10}{\pi} \left(\frac{e\hbar}{2m_p c}\right)^2 (R_0)^{2L-2} A^{(2L-2)/3} \quad (4.14)$$

Nükleer yarıçap parametresi için  $R_0=1,2$  fm alırsak. İndirgenmiş geçiş olasılıkları (4.13) ve (4.14) formüllerinden görüldüğü gibi enerji bağımlı değildir. İndirgenmiş geçiş olasılığı açıkça artan kütle numarası ile artar.  $B_{sp}(ML)/ B_{sp}(EL)$  sayısal olarak  $0,31 \times A^{-2/3}$  ' e eşittir ve her zaman birden küçüktür. İndirgenmiş geçiş olasılığı formülleri (4.10) denkleminde yerine yazılırsa bozunma sabiti için aşağıdaki değer bulunur,

$$\lambda(EL) = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E}{\hbar c}\right)^{2L+1} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 (R_0)^{2L} A^{2L/3} \quad (4.15)$$

burada E yayınlanan fotonun enerjisi,  $\hbar c = 197.32 \text{ MeVfm}$ ,  $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1.43 \text{ MeVfm}$

$R_0=1.2 \text{ fm}$  değerleri kullanılmıştır.

Manyetik geçişler için ise ML ifadesi, manyetik indirgenmiş geçiş olasılığının (4.10) denkleminde yerine yazılmasıyla aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\lambda(ML) = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E}{\hbar c}\right)^{2L+1} 10 \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2 \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 (R_0)^{2L-2} A^{2L-2/3} \quad (4.16)$$

Multipol derecesi  $L=5$  kadar olan sonuçlar aşağıda verilmiştir.

$$\lambda(E1) = 1,0 \times 10^{14} A^{2/3} E_\gamma^3$$

$$\lambda(M1) = 3,1 \times 10^{13} E_\gamma^3$$

$$\lambda(E2) = 7,3 \times 10^7 A^{4/3} E_\gamma^5$$

$$\lambda(M2) = 2,2 \times 10^7 A^{2/3} E_\gamma^5$$

$$\lambda(E3) = 34 \times A^2 E_\gamma^7$$

$$\lambda(M3) = 10 A^{4/3} E_\gamma^7$$

$$\lambda(E4) = 1,1 \times 10^{-5} A^{8/3} E_\gamma^9$$

$$\lambda(M4) = 3,3 \times 10^{-6} A^2 E_\gamma^9$$

$$\lambda(E5) = 2,4 \times 10^{-12} A^{10/3} E_\gamma^{11}$$

$$\lambda(M5) = 7,4 \times 10^{-13} A^{8/3} E_\gamma^{11}$$

Geçiş hızları için verilen bu kestirimler Weisskopf kestirimleri olarak bilinir. Weisskopf kestirimlerinde tek parçacık durumları göz önüne alınır yani manyetik moment tek nükleon tarafından belirlenir, çiftlenmiş nükleonlar açık şekilde katkıda bulunmaz. Bu kestirimler gerçek teorik sonuçlar vermez. Bunun yerine bu değerler geçiş hızlarının birbiri ile makul bir karşılaştırılmasına olanak sunar. Örneğin belirli bir gama geçişinin gözlenen bozunma hızı, Weisskopf kestiriminden mertebeye daha küçük ise ilk ve son durum dalga fonksiyonlarının zayıf örtüşmesinin, geçişi zayıflatmasından şüphelenilir. Benzer şekilde geçiş hızları Weisskopf kestirimlerinden çok büyük ise geçişe birden fazla tek parçacığın neden olduğu düşünülebilir [27].

Weisskopf kestirimlerine dayanarak hemen iki önemli sonuç çıkartılabilir. Birincisi küçük multipollerin daha baskın olduğu dolayısı ile de multipol mertebesinin bir birim artırılması geçiş olasılığının aşağı yukarı  $10^{-5}$  faktörü kadar azalacağı, ikinci olarak ise verilen multipol mertebesi için elektrik radyasyonun orta ve ağır çekirdeklerde, manyetik radyasyondan yaklaşık iki mertebe büyüklüğünde daha olası olduğudur. Ayrıca Weisskopf kestirimlerine ( tek parçacık durumları ) dayanarak  $L+1$  multipol yayınlanmasının  $L$  multipol yayınlanmasından  $10^{-5}$  kadar daha az muhtemeldir. Buna dayanarak,

$$\frac{\lambda(EL')}{\lambda(ML)} = \frac{\lambda(EL')}{\lambda(EL)} \frac{\lambda(EL)}{\lambda(ML)} \approx 10^{-5} \times 10^2 \approx 10^{-3}$$

$$L' = L + 1 \quad (4.17)$$

$$\frac{\lambda(ML')}{\lambda(EL)} = \frac{\lambda(ML')}{\lambda(ML)} \frac{\lambda(ML)}{\lambda(EL)} \approx 10^{-5} \times 10^{-2} \approx 10^{-7}$$

elde ederiz.

Elektrik ve manyetik radyasyonun ihtimaliyeti çokkutupluluk artıkaça azalır. Bu durum Weisskopf elektrik ve manyetik bozunma formüllerinden hemen kolayca

görülebilmektedir. Weisskopf kestirimleri hangi multipolün daha büyük olasılıkla yayınlanabileceği hakkında bazı tahminler yapmamıza izin verir. Nükleer elektromanyetik geçişler de sadece bir veya iki çokkutupluluk daha büyük olasılığa sahiptir yani açısal momentum ve parite seçim kurallarına uyan  $L$  değerlerinden bir yada iki çokkutupluluk daha muhtemeldir. Ayrıca seçim kuralları  $ML + E(L+1)$  veya  $EL + M(L+1)$  karışımlarına da izin verir. Eğer  $L = I_s - I_i$  radyasyonu elektrikse manyetik radyasyon karışımı genellikle küçüktür ve nadir olarak gözlenir. Bununla beraber  $L = I_s - I_i$  radyasyonu manyetikse,  $L + 1$  elektrik geçişine tekabül eden karışım gayet büyük olabilir. Buna göre  $ML$  ve  $E(L+1)$  radyasyonlarının karışım oranları şöyledir [29].

$$\frac{\lambda(ML)}{\lambda(E(L+1))} = \frac{10}{m_p^2 R_0^4 (E/\hbar c)^2} \frac{(L+1)^2 (L+4)^2 (2L+3)^2}{L(L+2)(L+3)} \quad (4.18)$$

Uyarılmış bir çekirdeğin geçiş ihtimali  $\lambda$ , ortalama ömür  $\tau$  'ya bağlı olarak aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \quad (4.19)$$

$\tau$  ortalama ömürdür ve birimi saniyedir.

Tablo 4.3 de görüldüğü gibi bozunuma ait bazı ortalama ömürler, ölçülebilecek kadar uzun olabilirler. Bazı gama ışınlarının ömürleri çok kısa olsa da bu şekildeki gama ışınlarının birçoğunun ömürlerini ölçmek mümkün olmuştur. Uzun ömürlü uyarılmış hallerin varlığı, açısal momentum ve manyetik moment gibi bazı kararlı özelliklerin doğrudan incelenmesini mümkün kılmaktadır [29, 30].

Tablo 4. 3. Gama bozunumu için ışımının türüne göre ortalama ömrün teorik değerleri

Işımanın türü	Açısal momentum değişimi	Ortalama ömür (sn)		
		$\gamma$ – ışını enerjisi		
		1.00 MeV	0.2 MeV	0.05 MeV
E1	1	$3.10^{-6}$	$3.10^{-14}$	$2.10^{-12}$
M1	1	$3.10^{-14}$	$3.10^{-12}$	$3.10^{-10}$
E2	2	$7.10^{-12}$	$3.10^{-8}$	$3.10^{-5}$
M2	2	$8.10^{-10}$	$3.10^{-6}$	$4.10^{-3}$
E3	3	$6.10^{-7}$	$5.10^{-2}$	$8.10^2$
M3	3	$7.10^{-5}$	6	$9.10^4$
E4	4	$6.10^{-2}$	$1.10^5$	$3.10^{10}$
M4	4	7	$1.10^7$	$3.10^{12}$
E5	5	$8.10^4$	$4.10^{12}$	$2.10^{19}$
M5	5	$9.10^6$	$4.10^4$	$2.10^{21}$

#### 4.4. Genelleştirilmiş Modelde Çekirdeğin Elektromanyetik Geçiş Teorisi

Deforme olmuş çekirdeklerde birinci uyarılmış seviyeler kolektif uyarılmaya uygundur. Kolektif uyarılmalar güçlü çekim yaklaşımında J,M,K, $\Omega$  kuantum sayılarıyla tasvir edilebilir. Bu kuantum sayılarından, J çekirdeğin toplam açısal momentumunun seçilmiş eksen üzerindeki (Oz) izdüşümünü, M çekirdeğin eksenel eksen üzerindeki izdüşümünü ve dış (valans) nükleonunun toplam açısal momentumunun aynı eksenel eksen üzerindeki izdüşümünü tayin eder. En düşük uyarılmış seviyelere  $K=\Omega$  durumu karşı gelir.

Çekirdeğin küresel şekilden sapması çekirdeğin eylemsizlik momentine sahip olmasından ve çok büyük iç kuadropol momentine ( $Q_0$ ) sahip olmasından ileri gelir. Genelleştirilmiş çekirdek modeline göre bir çekirdeğin kolektif hali, kolektif serbestlik derecesi ve tek nükleonlu serbestlik dereceleriyle tasvir edilir. Kolektif serbestlik derecelerini kuvvetle eşleşmiş olan nükleonlar topluluğu ( bu nükleonlar

tam dolu tabaklardaki nükleonlar ), bir nükleonlu serbestlik derecesini ise zayıf çiftlenimli nükleonlar (bunlar dış tabakalarda bulunur) tayin ederler. Bazı hallerde bir nükleonlu uyarılma, kolektif uyarılma ile birleşirse bu geçiş ihtimalinin artmasına neden olur. Buda nükleonun etkin yükünün artması şeklinde yorumlanabilir.

Bir nükleonlu hallerin değişmesi ile elde edilen geçişler B(EJ) geçiş ihtimalleri ile ifade edilir. Bazı hallerde, dalga fonksiyonunun değişmesine sebep olan potansiyelin küresel simetrik olmayışı ve kolektif serbestlik derecelerinin etkisiyle oluşan geçiş ihtimaliyeti, J açısıl momentumu ile ifade olunan dalga fonksiyonu ile bulunan bir nükleonlu geçişin ihtimalinden çok daha farklı olabilir.

Potansiyelin küresel olmaması, yasaklanmış geçişlerin olmasını zorunlu kılar. Sonrada kolektif serbestlik derecelerini dikkate alırsak, çekirdeğin dalga fonksiyonunu şu şekilde yazabiliriz;

$$\Psi = R_{nl}(r) \Phi_{Jm} \varphi(\alpha\mu) \quad (4.20)$$

burada  $\varphi(\alpha\mu)$ , çekirdeğin kolektif hareketini tasvir eden dalga fonksiyonudur. B(EJ) geçiş ihtimalleri,

$$F = |(\varphi_b(\alpha\mu), \varphi_a(\alpha\mu))|^2 \quad (4.21)$$

ifadesi ile çarpılmalıdır. Burada  $\varphi_b(\alpha\mu)$  ve  $\varphi_a(\alpha\mu)$  çekirdeğin kolektif hareketinin son ve ilk haline karşı gelen dalga fonksiyonlarıdır. F ifadesi için genelde  $F < 1$  şartı geçerlidir. Kolektif hareketin uygun hallerinin hissedilebilir derecede değişmesi halinde F ifadesi bir nükleonlu geçiş ihtimalinin 10 defa azalmasına sebep olabilir. (çekirdeğin kararlı bir halinin, başka bir nükleonlu uyarılma haline geçmesi sırasında uğradığı değişme anlamına gelmektedir ). Bazı hallerde tek nükleonlu uyarılmanın kolektif hareket ile çiftlenmesi geçiş ihtimalinin artmasına sebep olabilir. Bunuda nükleonun etkin yükünün artması gibi kabul etmek mümkündür.

Bu bölümde kolektif uyarılma ilgili geçişler üzerinde durulacaktır. Çokkutupluluğu  $2^J$  olan bir ışımanın geçiş ihtimalini veren genel ifadeyi aşağıdaki gibi yazabiliriz;

$$P(\lambda J) = 8\pi \frac{e^2}{\hbar} \frac{(J+1)k^{2J+1}}{J[(2J+1)!!]^2} B(\lambda J) \quad \lambda = E, M \quad (4.22)$$

Burada elektrik çok kutuplu geçişin indirgenmiş geçiş ihtimaliyeti,

$$Q_{Jm} = 4 \sqrt{\frac{\pi}{2J+1}} \sum_{\alpha=1}^Z r_{\alpha}^J Y_{Jm}(\theta_{\alpha}, \varphi_{\alpha})$$

eşitliğini kullanarak

$$B(EJ) = \sum_{m, m_b} \left| \left\langle b \left| \sqrt{\frac{2J+1}{16\pi}} Q_{Jm} \right| a \right\rangle \right|^2 \quad (4.23)$$

şeklinde yazılabilir. Manyetik çokkutuplu geçişlerin indirgenmiş geçişlerin indirgenmiş geçiş olasılığı ise;

$$B(MJ) = \sum_{m, m_b} \left| \left\langle b \left| \frac{1}{e(J+1)} \frac{e\hbar}{2Mc} \bar{\mu} \text{rot} (r^J \bar{L} Y_{Jm}) \right| a \right\rangle \right|^2 \quad (4.24)$$

ile ifade olunur. Burada  $\bar{\mu}$  genelleştirilmiş çekirdek modelinde manyetik moment operatörüdür ve genelde çekirdek magnetonu ile verilir.

$$\bar{\mu} = (g_{\Omega} - g_R) \hat{\Omega} n + g_R \hat{j} \quad (4.25)$$

Burada n eksen yönünde seçilmiş birim vektör,  $g_{\Omega}$  çekirdeğin aksenal alanında hareket eden nükleonun jromanyetik katsayısıdır.  $g_R \approx Z/A$  çekirdeğin tüm hareketine bağlı jromanyetik katsayısıdır (bu durumda çekirdeğin yükünün homojen dağıldığı kabul edilir). Korun açısal momentumu olan  $\bar{R}$  operatörü, toplam açısal momentumu  $\bar{J}$  ve dış nükleonun moment operatörü olan  $\bar{\Omega}_n$  ile ilişkisi aşağıdaki gibidir.

$$R = \bar{J} - \hat{\Omega}n$$

Çekirdeğin kolektif serbestlik derecelerine uygun elektrik geçişlerinin uyarılmış ihtimallerini hesaplamak için (4.23) ifadesi içinde yer alan çokkutuplu elektrik momentini  $Q_{J\nu}$  iç çokkutup momenti ile ifade edelim,

$$\hat{Q}_{Jm} = \sum_{\nu} D_{m\nu}^J(\alpha, \beta, \gamma) Q_{J\nu}^0 \quad (4.26)$$

Eksenel simetriye sahip çift-çift çekirdeklere kolektif uyarılmış açısall momentumları  $J = 0, 2, 4, 6, \dots$  olan dönme hallerine uygun gelir. Dönen bütün hallerin pariteleri aynıdır, yani çifttir. Bu halde çekirdek taban durumuna (E2) tipinde elektrik kuadropol geçişine gama ile geçer. Bu durumda manyetik ışın yasaklanmıştır.

$$\psi_b = \sqrt{\frac{2J+5}{8\pi^2}} D_{m_b 0}^{J+2}(\alpha, \beta, \gamma) \quad (4.27)$$

$$\psi_a = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi^2}} D_{m_a 0}^J(\alpha, \beta, \gamma)$$

Dalga fonksiyonları ile verilmiş  $J \rightarrow J+2$  geçişinin uyarılmış haldeki geçiş ihtimaliyeti hesaplanırsa, denklem 4.26 ile 4.27, 4.23 de yerine konulduğunda,

$$B(E2) = \frac{5(2J+1)(2J+1)}{16\pi(8\pi^2)^2} \sum_{m, m_b} \left\langle D_{m_b 0}^{J+2}, \sum_{\nu} D_{m\nu}^2 D_{m_a 0}^J \right\rangle^2 Q_{20}^2 \quad (4.28)$$

bulunur.

(4.28) ifadesini hesaplamak için EK-A daki A.11 formülünden yararlanılabilir..

$$\langle D_{m_b,0}^{J+2}, D_{m_v}^2 D_{m_a,0}^J \rangle = \frac{8\pi^2}{(2J+5)} \langle 2Jmm_a | J+2, m_b \rangle \langle 2J00 | J+2, 0 \rangle \delta_{v0} \quad (4.29)$$

ve Ek-A A.11 formülüyle,

$$\sum_{m, m_b} \left| \langle 2Jmm_a | J+2, m_b \rangle \right|^2 = \frac{2J+5}{2J+1} \quad (4.30)$$

bulunur. Sonuçta,

$$\langle 2J00 | J+2, 0 \rangle^2 = \frac{3(J+2)(J+1)}{2(2J+1)(2J+3)} \quad (4.31)$$

(4.30) ve (4.31) formülleri yardımıyla

$$B(E2) = \frac{15(J+2)(J+1)}{32\pi(2J+1)(2J+3)} Q_{20}^2 \quad (J \rightarrow J+2) \quad (4.32)$$

elde edilir.

$J+2 \rightarrow J$  geçişi sırasında  $\gamma$  fotonu salınımına uygun gelen elektrik kuadropol geçişi için uyarılma ihtimali,

$$B(E2) = \frac{15(J+1)(J+2)}{32\pi(2J+3)(2J+5)} Q_{20}^2 \quad J+2 \rightarrow J \quad (4.32a)$$

şeklinde verilir. Öyleki  $J \rightarrow J+2$  ve  $J+2 \rightarrow J$  geçişlerinde son hallerin sayısı farklıdır. Bu halde onlara uygun 4.32 ve 4.32a uyarılmış ihtimalleri birbirine eşit değildir.

Adyabatik rotasyonel modele göre de indirgenmiş geçiş olasılığı

$$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = 4.053 \times 10^{-13} [E_\gamma(\text{MeV})]^{-5} [\tau_{E2}(\text{sn})]^{-1} \text{e}^2 \text{b}^2 \quad (4.33)$$



ifadesiyle verilir.

A sı tek olan çekirdeklerin dönme seviyeleri  $J = K, K+1, K+2, \dots$  değerlerine sahip olabilir. Bunların pariteleride aynıdır.

$$\psi_b = \sqrt{\frac{2J+3}{8\pi^2}} D_{m_b K}^{J+1}(\alpha, \beta, \gamma) \quad (4.34)$$

$$\psi_a = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi^2}} D_{m_a K}^J(\alpha, \beta, \gamma)$$

Dalga fonksiyonuna sahip seviyelerin elektrik kuadropol geçişlerinin ihtimalleri hesaplanırsa;

$$B(E2) = \frac{5(2J+3)(2J+1)}{16\pi(8\pi^2)^2} \sum_{m, m_b} \left| \left\langle D_{m_b K}^{J+1}, \sum_v D_{m_v}^2 D_{m_a K}^J \right\rangle Q_{2v}^0 \right|^2 \quad (4.35)$$

$$\left\langle D_{m_b K}^{J+1}, D_{m_v}^2 D_{m_a K}^J \right\rangle = \frac{8\pi^2}{2J+3} \left\langle 2J m m_a | J+1, m_b \right\rangle \left\langle 2J 0 K | J+1, K \right\rangle \delta_{v0}$$

$$\sum \left| \left\langle 2J m m_a | J+1, m_b \right\rangle \right|^2 = \frac{2J+3}{2J+1}$$

$$\left\langle 2J 0 K | J+1, K \right\rangle^2 = \frac{3K^2(J-K+1)(J+K+1)}{J(2J+1)(J+1)(J+2)}$$

olur ve buradan,

$$B(E2) = \frac{15K^2(J-K+1)(J+K+1)}{16\pi J(2J+1)(J+1)(J+2)} Q_{20}^2 \quad J \rightarrow J+1 \quad (4.36)$$

yazılabilir. 4.36 formülü bulunduğu zaman, dış nükleonun durumunu değiştirmedeği ve dolayısı ile kuadropol elektrik ışına ihtimaline hiç bir katkısı olmadığı düşünülebilir. Elektrik kuadropol ışına ile oluşan  $J+1 \rightarrow J$  geçişine uygun uyarılmış geçiş ihtimali,

$$B(E2) = \frac{15K^2(J+1-K)(J+1+K)}{16\pi J(2J+3)(J+1)(J+2)} Q_{20}^2 \quad J+1 \rightarrow J \quad (4.36a)$$

ile bulunur. Benzer şekilde  $J+2 \rightarrow J$  geçişine uygun elektrik kuadropol ışınmasının uyarılmış geçiş olasılığı,

$$B(E2) = \frac{15}{32\pi} Q_{20}^2 \frac{K^2(J+1-K)(J+1+K)(J+2-K)(J+2+K)}{(2J+5)(2J+3)(J+1)(J+2)} \quad (J+2 \rightarrow J)$$

ile bulmak mümkün olur.

A'sı tek olan çekirdeklere  $J+1 \rightarrow J$  dönme halleri arasındaki geçiş, manyetik dipol geçişi olabilir. Bu M1 geçişinin uyarılmış ihtimali, manyetik moment operatörü ile,

$$\bar{\hat{\mu}} = (g_\Omega - g_R)\hat{\Omega}n + g_R\hat{J} \quad (4.37)$$

ilişkili olduğu söylenebilir. Bu ifade yardımıyla, bazı çekirdeklerin taban durumunun manyetik momentini bulunabilir. M1 geçişinin uyarılmış ihtimalini belirlemek için, büyük dalga boylu yaklaşımda,

$$\text{rot}(r^J Y_{Jm}) \approx i(J+1) \nabla (r^J Y_{Jm}) \quad (4.38)$$

olduğunu gözönüne almak gerekir. Bu halde 4.20 denkleminde,

$$B(M1) = \sum \left| \left\langle b \left| \frac{\hbar}{2Mc} \bar{\hat{\mu}} \nabla (r Y_{lm}) \right| a \right\rangle \right|^2 \quad (4.39)$$

bulunur.

Eksenel simetriye sahip çekirdeklerin durumlarının J, M, K,  $\Omega$  kuantum sayılarıyla temsil edildiği kabulünden hareketle, K,  $\Omega > 1/2$  ye uygun gelen  $J+1 \rightarrow J$  geçişi için (4.30) denkleminde yola çıkarak,

$$B(M1) = \frac{3}{4\pi} \left( \frac{\hbar}{2Mc} \right)^2 (g_{\Omega} - g_R)^2 \frac{\Omega^2 (J+1-K)(J+1+K)}{(J+1)(2J+3)} \quad (4.40)$$

Bulunur.  $K = \Omega = 1/2$  durumu için çekirdeğin dönme spektrumu ve M1 geçiş ihtimali daha karmaşık formüllerle ifade edildiğinden burada değinilmeyecektir.

Yukarıda bir dönme bandı ile yetinilerek, elektromanyetik geçişler araştırılmış olup çekirdeğin iç durumunun değişmediği geçişler incelenmiştir. Eksenel simetriye sahip çekirdeklerin iç durumunu karakterize eden kuantum sayılarından biri K' dir ve bu, toplam açısal momentumun eksenel simetri üzerindeki izdüşümünü tayin eder.

Elektromanyetik geçişlerde K kuantum sayısının korunmasına ilave bir seçim kuralı gibi bakılabilir. Genel halde, muhtelif enerji bantlarına sahip seviyelerin geçişinde meydana gelen J açısal momentumuna sahip bir ışımada K kuantum sayısının değişmesi,

$$\Delta K \leq J \quad (4.41)$$

şartını sağlamalıdır. Bu şarta uymayan geçişler K yasak geçişleri olarak adlandırılırlar. Bu yasak geçiş mutlak değildir. Çünkü K iyi bir kuantum sayısı değildir. (4.41) eşitsizliğinin bozulması, çekirdeğin  $\Psi_{\alpha JM}$  dalga fonksiyonu ile karakterize edilen gerçek halin sadece  $D_{MK}^J \varphi_{\alpha K}$  çarpımı ile değil K'nın farklı değerlerinin süpersimetrisi ile ilgilidir [31].

$$\Psi_{\alpha JM} = \sum \alpha_K D_{MK}^J \varphi_{\alpha K}$$

#### 4.5. B (E2 ) Geçiş Olasılıkları

Nükleer modellerin duyarlılığının tespit edilmesinde elektromanyetik geçiş olasılıklarının ölçülmesi önem taşımaktadır. Çift-çift çekirdeklerde E2 geçişleri önemli rol oynamaktadır, çünkü seçim kurallarının test edilmesinde B(E2) değerleri ele alındığından E2 geçiş olasılıkları önemli bilgiler verir. Kararlılık kuşağı civarında B(E2)'nin değerleri coulomb etkileşmesiyle elde edilir [30].

Çift-çift çekirdekler çekirdeklerde taban durumu bandı  $0^+$  dan, ilk uyarılmış  $2^+$  durumuna geçiş ihtimaliyeti  $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$  için bir çok çalışma yapılmıştır. S. Raman ve ark. bu çalışmaları üç sistematik altında incelemiştir. Bunlardan birincisi gama ışınının geçiş ihtimaliyetini, kütle numaralarına, birinci uyarılmış durum enerjisine ve gama ışınlarının ortalama ömrüne bağlayan ifadeleri içine ‘‘Global Sistematik’’dir. İkincisi ise (N,Z) çapa çekirdekleri ve bunların yakınındaki (N+2, Z), (N, Z+2), ve (N+2, Z+2) için B(E2) değerleri arasındaki korelasyonların vurgulandığı denklemleri içeren ‘‘Lokal Sistematik’’ dir. Üçüncüsü ise protonların ve nötronların sihirli sayıları ile birleştirilmiş bölgeleri içine alan ‘‘Bölgesel Sistematik’’ dir ki sihirli sayılar Z,N=28, 50, 82, 126 ve 184 olmak üzere beş farklı bölge olarak tanımlanır [32].

Elektrik kuadropol geçiş ihtimali B(E2)'nin deneysel değerleri çekirdek modellerinden bağımsız olduklarından dolayı  $\beta_2$  deformasyon parametresinin tespiti için çok önemlidir. Kuadropol deformasyon parametresi ile kuadropol geçiş olasılığı arasındaki bağıntı,

$$\beta_2 = \frac{4\pi}{3ZR_0^2} \sqrt{\frac{B(E2)}{e^2}} \quad (4.42)$$

şeklindedir.

Rotasyonel model içinde kuadropol geçiş olasılığı öz kuadropol geçiş olasılığı  $Q_0$  ile doğrudan bağlantılıdır. Rotasyonel model band içindeki güçlendirilmiş B(E2) değerleri sabit kuadropol deformasyonun diğer bir göstergesidir. Eksenel simetrik

deforme çekirdeklerin kuadropol momenti ile bu çekirdeklerin spini ve paritesi  $I^\pi=2^+$  olan en düşük enerjili dönme seviyesinin temel halden uyarılma itimali  $B(E2)$  arasında aşağıdaki gibi bir bağıntı vardır [33].

$$Q_0 = \frac{16\pi}{5} \sqrt{\frac{B(E2)}{e^2}} \quad (4.43)$$

Burada  $e$  protonun elektirik yüküdür.

Tablo 4.4 de çift-çift Sm izotopları için genelleştirilmiş model ve tek parçacık modeline göre hesaplanan  $B(E2)$  değerleri ve referans [33] den alınan teorik değerlerle karşılaştırılması yapılmıştır. Öz kuadropol momentler referans [33] den alınmıştır. Ayrıca teorik ve tek parçacık oranları da verilmiştir. Tablo 4.4 'e göre tek parçacık kabuk modeline göre hesaplanan  $B(E2)$  değerleri  $A$  kütle sayısının artması ile artmaktadır. Genelleştirilmiş modelde ise  $B(E2)$  değerleri öz kuadropol momente bağlıdır ve artan öz kuadropol moment ile değerler artmaktadır. Büyük kuadropol momentler çekirdeğin deforme yapıda olduğunu gösterir. Aynı şekilde büyük  $B(E2)$  değerleri de çekirdeğin deforme yapıda olduğunun bir göstergesidir. Çünkü sadece deforme çekirdek bölgesinde büyük  $B(E2)$  değerleri ile karşılaşılır. Esas olarak kuadropol momentler ve deformasyon parametreleri  $B(E2)$  değerleri ile bulunabilir.

Ortaya çıkan farklı  $B(E2)$  değerleri kullanılan yöntemlerin farklı olmasından kaynaklanmaktadır. Tek parçacık kabuk modeli, korun etkisini ihmal edip, tek bir nükleonun hareketini göz önüne almaktadır. Genelleştirilmiş modelde ise korun etkisi ihmal edilmemiş ve tüm nükleonların etkisi göz önüne alınmıştır.

Bulunan değerler, teorik ve deneysel değerlerle karşılaştırıldığında genelleştirilmiş modelin teoriye uygun sonuçlar verdiği görülmektedir. Hata oranı bütün çekirdekler için % 1 den küçüktür. Tek parçacık modeline göre buluna değerler teorik ve deneysel değerlerden 10-100 kat daha küçüktür.

Tablo 4. 4. Çift-çift Sm izotopları için farklı metotlarla hesaplanan B(E2) değerleri

İzotop	E(KeV) [32]	Q <sub>0</sub> (b) [32]	Hesaplanan B(E2) değerleri		B(E2) teorik (e <sup>2</sup> b <sup>2</sup> ) [32]	B(E2)/B (E2) <sub>sp</sub>
			B(E2) <sub>sp</sub> (e <sup>2</sup> b <sup>2</sup> )	B(E2) <sub>genelleşt</sub> irilmiş model		
<sup>144</sup> Sm	1660,2	1,635	0,02241	0,264	0,262	11,86
<sup>146</sup> Sm	747,24	----	0,02283	----	----	----
<sup>148</sup> Sm	550,2	2,69	0,02325	0,716	0,720	30,96
<sup>150</sup> Sm	333,95	3,684	0,02367	1,34	1,35	57,03
<sup>152</sup> Sm	121,78	5,881	0,02409	3,42	3,44	142,79
<sup>154</sup> Sm	81,99	6,620	0,02451	4,33	4,36	177,88
<sup>156</sup> Sm	76,0	----	0,02494	----	----	----
<sup>158</sup> Sm	72,8	4,33	0,02536	1,85	1,87	73,73

Tablo 4. 5. Çift-çift Yb izotopları için farklı metotlarla hesaplanan B(E2) değerleri

izotop	E(KeV) [32]	Q <sub>0</sub> [32]	Hesaplanan B(E2) değerleri (e <sup>2</sup> b <sup>2</sup> )		B(E2) teorik (e <sup>2</sup> b <sup>2</sup> ) [32]	B(E2)/B(E2) <sub>sp</sub>
			B(E2) <sub>sp</sub> (e <sup>2</sup> b <sup>2</sup> )	B(E2) <sub>genelleş</sub> tirilmiş model		
<sup>158</sup> Yb	357,9	4,31	0,02536	1,87	1,85	72,94
<sup>160</sup> Yb	243,1	4,99	0,02579	2,46	2,48	96,16
<sup>162</sup> Yb	166,3	5,93	0,02622	3,48	3,50	133,48
<sup>164</sup> Yb	123,3	6,60	0,02666	4,31	4,34	162,79
<sup>166</sup> Yb	102,38	7,19	0,02709	5,11	5,14	189,73
<sup>168</sup> Yb	87,73	7,59	0,02753	5,70	5,73	211,51
<sup>170</sup> Yb	84,26	7,57	0,02796	5,67	5,71	204,22
<sup>172</sup> Yb	78,75	7,792	0,02840	6,01	6,04	212,67
<sup>174</sup> Yb	76,48	7,728	0,02885	5,91	5,94	205,89
<sup>176</sup> Yb	82,13	7,37	0,02929	5,37	5,41	184,70
<sup>178</sup> Yb	82	----	0,02973	----	----	-----

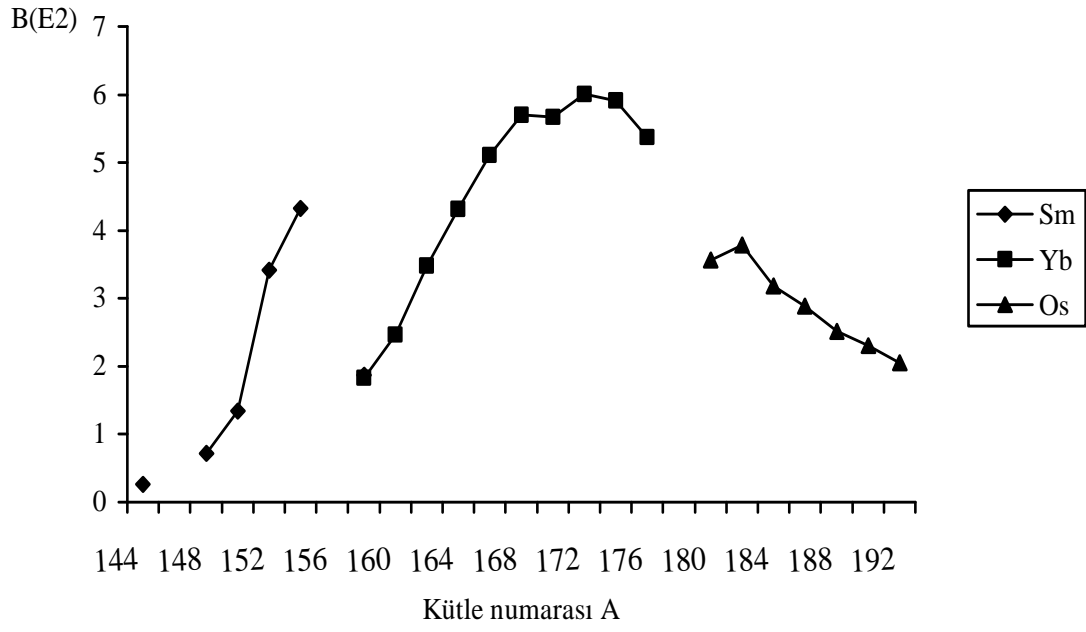
Tablo 4.6. Çift-çift Os izotopları için hesaplanan B(E2) değerleri

İzotop	E (KeV) [32]	Q <sub>0</sub> (b) [32]	Hesaplanan B(E2) değerleri		B(E2) teorik (e <sup>2</sup> b <sup>2</sup> ) [32]	B(E2)/B(E2) <sub>sp</sub>
			B(E2) (e <sup>2</sup> b <sup>2</sup> ) <sub>sp</sub>	B(E2) <sub>genelleştirilmiş model (e<sup>2</sup>b<sup>2</sup>)</sub>		
<sup>180</sup> Os	131,8	6,0	0,03018	3,56	3,6	119,28
<sup>182</sup> Os	126,9	6,19	0,03063	3,79	3,81	124,38
<sup>184</sup> Os	119,79	5,67	0,03108	3,18	3,20	101,49
<sup>186</sup> Os	137,159	15,41	0,03153	2,89	2,91	92,29
<sup>188</sup> Os	155,03	5,05	0,03198	2,52	2,54	79,42
<sup>190</sup> Os	186,68	4,81	0,03244	2,29	2,30	70,90
<sup>192</sup> Os	205,79	4,54	0,03289	2,04	2,05	62,32

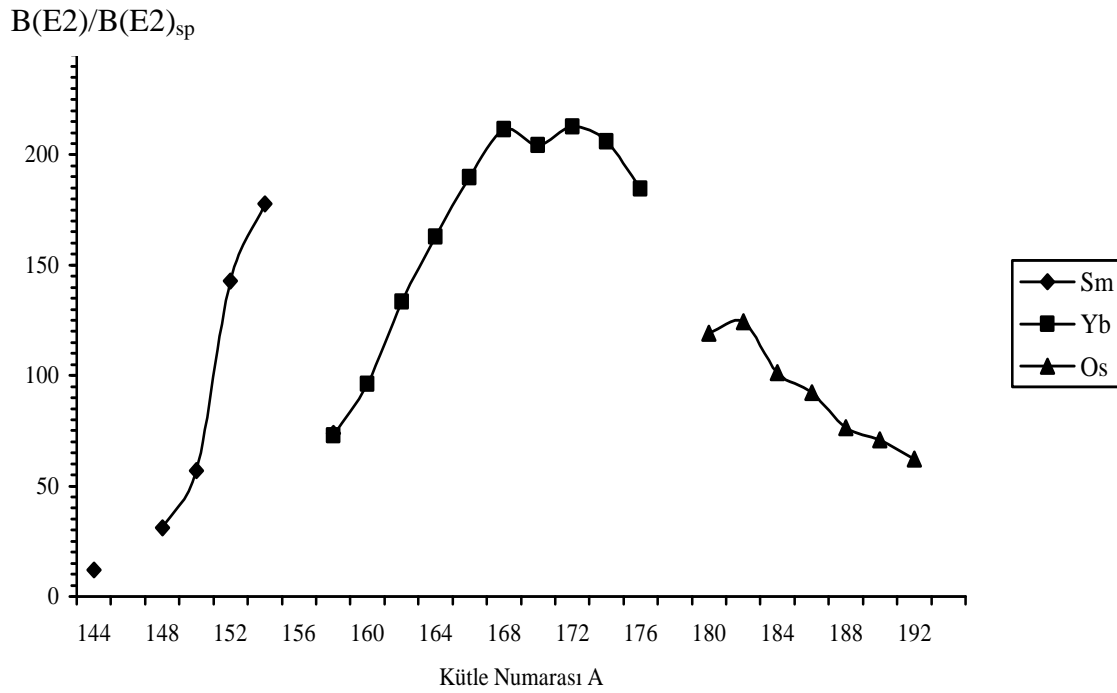
Tablo 4.5 ve 4.6 da Yb ve Os izotopları için aynı hesaplamalar yapılmıştır. Yb izotoplarında tek parçacık değerleri artan kütle no ile genelleştirilmiş modelde ise artan öz kuadropol momentler ile artmaktadır.

Os izotoplarında ise tam tersi bir durum söz konusudur. Yani B(E2) değerlerinde bir azalma görülmektedir. Bu azalmanın temel nedeni Os çekirdeğinin bir geçiş çekirdeği olmasından ileri gelir. Os çekirdekleri deforme çekirdekler ile küresel çekirdekler arasındaki bölgede yer aldıklarından geçiş çekirdekleri olarak isimlendirilirler. A=190 bölgesinde deforme yapıdan küresel yapıya geçer. Bu nedenler deformasyonun en önemli belirtileri olan kuadropol momentler ve B(E2) değerleri azalma göstermektedir.

Şekil 4.2 Sm, Yb ve Os çekirdeklerinin B(E2) değerlerinin A ya bağlı değerlerini göstermektedir. Genel olarak B(E2) değerleri, Os çekirdekleri hariç bir atış göstermektedir.



Şekil 4.2 B(E2) değerlerinin A ya bağlı değişimi



Şekil 4.3. Teorik ve tek parçacık oranlarının A ya göre değişimi



Şekil 4.3 te indirgenmiş geçiş olasılıklarının teorik ve tek parçacık oranları verilmiştir. Weisskopf kestirimleri tahmini değerler verir ve hakiki gama geçişleri Weisskopf kestirimlerinden mertebeye çok daha büyüktür. Bu öngöründe şekilden kolaylıkla görülebilir.  $150 < A < 190$  deforme bölgesinde bu oran belirgin şekilde daha büyük olmaktadır.

Sm, Yb, Os izotopları için  $B(E2, J+2 \rightarrow J)$  geçişleri için hesaplanan değerler Ek-B de verilmiştir.

## BÖLÜM 5. SONUÇLAR

150 < A < 190 bölgesindeki çekirdeklerin deformasyon parametreleri, eşleşme ve kuadropol kuvvetleri, çekirdeğin kolektif hareketleri gibi deforme çekirdeklerin genel özellikleri üzerinde durulmuştur. Ayrıca [10, 11, 12]'ye göre farklı metotlarla proton ve nötron eşleşme gücü değerleri hesaplanmış ve nötron sayısının artmasıyla eşleşme kuvvetinin azaldığı görülmüştür. Ayrıca farklı metotlara göre  $g_R$  faktörleri hesaplanmıştır. Bulunan değerlerin referans [10, 13, 14] ile uyduğu görülmüştür.

Referanslardan faydalanarak elektrik (EL) ve manyetik (ML) çokkutuplu geçişlerin bozunma sabitleri, ortalama ömürleri bulunmuştur.  $\lambda_{EL} / \lambda_{ML} = 4.4A^{2/3}$  olduğu bulunmuştur. Tek parçacık yaklaşımında elektrik ve manyetik geçişler için indirgenmiş geçiş olasılıkları için ifadeler bulunmuş ve bu ifadelerden yola çıkarak  $B_{\text{tp}}(\text{ML})/ B_{\text{tp}}(\text{EL})$  ifadesinin  $0,31 \times A^{-2/3}$  e eşit olduğu görülmüştür.

Genelleştirilmiş çekirdek modeli ve tek parçacık yaklaşımını dikkate alan Weisskopf modeli ile B(E2) değerleri hesaplanmış tablo 4.4, 4.5, 4.6 da birbirleriyle karşılaştırılmaları ve [31, 32, 35, 36] ile karşılaştırılmaları verilmiştir. Genelleştirilmiş çekirdek modelinin deneysel ve teorik sonuçlara uyduğu ve hata oranının da hesaplanan her çekirdek için %1 den küçük olduğu görülmüştür. Tek parçacık değerleri ise deneysel değerlerin 10-100 kat altında değerler aldığı bulunmuştur. Şekil 4.2 hesaplanan B(E2) değerlerinin artan A kütle numarasına göre grafiği çizilmiştir. Şekil 4.2 ve tablo 4.4, 4.5 ve 4.6 dan görülebileceği gibi Os çekirdekleri hariç B(E2) değerlerinin kütle numarasının artması ile arttığı görülmüştür.

B(E2, J+2 → J) geçişleri genelleştirilmiş model ile hesaplanmış ve deneysel değerler ile karşılaştırılmıştır.

## BÖLÜM 6. TARTIŞMA VE ÖNERİLER

Bu çalışmada  $150 < A < 190$  deforme bölgesinde yer alan çift-çift Sm, Yb, Os, izotoplarının deformasyon parametreleri, eşleşme ve kuadropol kuvvetleri, deforme çekirdeğin kollektif hareketleri, çokkutuplu geçiş ihtimalleri, indirgenmiş geçiş olasılıkları gibi çekirdeklerin genel deformasyon özellikleri üzerinde durulmuştur.

Deforme çekirdeklerde proton ve nötronların farklı deformasyonlara sahip oldukları düşüncesinden hareketle, [10, 11, 12] referanslarından alınan farklı metodlar kullanılarak çift-çift Sm, Yb, Os izotoplarının proton ve nötron eşleşme gücü değerleri hesaplanmış ve nötron sayısının artması ile eşleşme gücü değerlerinin azaldığı görülmüştür. Bulunan eşleşme güçleri kullanılarak  $g_R$  faktörleri hesaplanmış ve sonuçların [10, 13, 14] ile uyumlu olduğu görülmüştür.

Seçim kuralları çerçevesinde hesaplanan elektrik (EL) ve manyetik (ML) geçiş olasılıklarının açısal momentumdaki artış ile azaldığı, ortalama ömrün ise arttığı görülmüştür. Tek parçacık yaklaşımından yola çıkarak yapılan hesaplamalarda, elektrik (EL) çokkutuplu geçiş olasılıklarının manyetik(ML) geçiş olasılıklarından daha muhtemel olduğu görülmüştür.

B(E2) indirgenmiş geçiş olasılıkları çekirdeğin deforme yapısının bir kanıtıdır. Çünkü sadece deforme ve aktinit çekirdek bölgesinde B(E2) değerleri çok büyük değerler almaktadır. B(E2) değerleri tek parçacık yaklaşımını dikkate alan Weisskopf modeli ve genelleştirilmiş model ile hesaplanmış ve bulunan sonuçlar [31, 32, 35, 36] ile karşılaştırılmıştır. Sonuç olarak genelleştirilmiş model ile yapılan hesaplamaların daha doğru olduğu görülmüştür. B(E2) değerleri, Os izotopları hariç artan değerler almış, Os izotoplarında ise B(E2) değerleri azalmıştır. Bunun nedeni ise Os çekirdeğinin bir geçiş çekirdeği olmasıdır.

## KAYNAKLAR

- [1] PRESTON, M. A., Physics of nucleus Wesley Publishing Amsterdam, 1971.
- [2] EISENBERG, J. M., and GRAINER, W., Nuclear Theory Vol 1, North-Holland Amsterdam.
- [3] BOHR, A. and MOTTELSON, B., Nuclear structure, Vol.1, Benjamin New York, Amsterdam, 1969.
- [4] HORNYAK, W. F., Nuclear Structure, Academic Press, New York, 1975.
- [5] GEDİKOĞLU, A., Çekirdek Fizikine Giriş, KTÜ yay., Trabzon, 1988
- [6] KAPLAN, I., Nükleer Fizik, Çeviren Nüsret Küçüköğlü, Berksoy Matbası, İ.T.Ü, 1965.
- [7] MARMIER, P. and SHELDON, E., Physics and Particles, Vol 1, p1290,
- [8] BUCHAM, W. E., Nuclear Physics, Longmans Green and Co Ltd, London W1, First published 1963.
- [9] KUMAR, K., BARRANGER, M., Nuclear Deformations in the pairing-plus Quadrupole, Quadrupole Model(V), Nucl. Phys. A 122-241, 1968.
- [10] GREINER, W., Magnetic Properties of Even- Even Nuclei, Nucl. Phys., 80, p:417,433, 1966.
- [11] ANSARI, A., Rotational g- factors of  $^{158}\text{Er}$  at Low Spins, Phys. Rev. C, Vol 41, No: 2, p:785, 1990.
- [12] KUMAR, K. and BARRANGER M., Nucl Phys. A122, p:273, 1968.
- [13] SEGRE, E., FRIEDLANDER, G., NEYES, H. P., Annual Review of Nuclear Science Volume 15, 1965.
- [14] BOHR, A., MOTTELSON, B.R., Nuclear Structure, VII, W.A Benjamin, INK., 1975.
- [15] BURCHAM, W. E., Elements of Nuclear Phys., A122, p:273, 1968

- [16] ERTUĞRAL, F. Nadir Toprak Elementlerinin Kuadropol Momentlerinin Mikroskopik Model Çerçevesinde Hesaplanması. Yüksek Lisans Tezi, Sakarya 2002.
- [17] MEYEROF, W. E., ‘‘Elements of Nuclear Physics’’, Mr. Graw Hill 1989.
- [18] LILLEY, J., Nuclear Physics, Willey 2001
- [19] KRANE, K.S., Nükleer Fizik, Çeviri Editörü; Başer Şarer Palme Yayıncılık, 2001.
- [20] COOK, C.S., Structure of Atomic Nuclei, D. Van Nostrand
- [21] SOLOVİEV, V.G., Theory of complex Nuclei, Pergamon Press New York 1976.
- [22] KARIN, A., Lifetime Measurement of Excited States in  $^{165}\text{Lu}$  and  $^{107}\text{Cd}$ , Stockholm, sweden, 2006.
- [23] NILSSON, S.G., Metfys Medd. Dan Vid. Selsk. 29, No 16, 1955.
- [24] RING, P., SHUCK, P., The Nuclear Many-Body Problem, By SpringerVerlas New York, 1980.
- [25] BOHR, A. and MOTTLESON, B.R., Atomnaya Energiya 14, 41, 1963.
- [26] ÖZKÖK, Ş., Nükleer Fizik Problemleri, Çağlayan Kitabevi 1990.
- [27] JOHN, N. B, WEISKOPF, V. F., Therotical Nuclear Physichs, New York, 1991
- [28] JELLEY, N.A., Fundamentals of Nuclear Physics, Cambridge University Press 1990
- [29] JOUNÍ, S., From Nucleons to Nucleus, 2007
- [30] SIEGBAHN, K., Beta and Gama Ray Spectroskopy, Amsterdam, 1955
- [31] AKKAYA, R., İNCE O., Çift-çift Sm ve Gd izotoplarının (E2,J→J+2) değerlerinin genelleştirilmiş modelle incelenmesi, SAÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi,169-175, 2,1997
- [32] RAMAN, S., Transition Probability, B(E2), From the Ground to the First-Excited 2+ states of even-even Nuclides, Atomic Data and Nuclear Data Tables 1987; 36:1-96
- [33] DAVIDSON, J.P., Collective Models of The Nucleus, New York Academic press, 1968

- [34] RAMAN, S., NESTOR C.W. and TIKKANEN P., Atomic Data and Nuclear Data Tables 78,1-128(2001)
- [35] HOENH, M.V., SHERE, E.B., Muonic resonance excitation of  $^{188}\text{O}$  and  $^{172}\text{Yb}$ , Phys.Rev.C20,1034 1979
- [36] ALTAY, Ö., Bazı Çift-çift Os İzotoplarının Nükleer özelliklerinin IBM-2 ile İncelenmesi, Yüksek lisans tezi, Dumlupınar, 2006

## EKLER

### Ek A. Açısal Momentumların Vektörel Hesabı

Farz edelim ki, açısal momentumun hareket sabiti olduğu sistem iki alt sistemden oluşsun. Birinci alt sistemin açısal momentumu  $j_1$ , ikinci alt sistemin ki de  $j_2$  olsun. Bu iki açısal momentum operatörleri birbirleriyle komutatif iseler bu durumda, bütün sistemin halini alt sistemlerin açısal momentumlarının toplamına eşit olan açısal momentum ile ifade edebiliriz. Bu türlü durumlarda, mesela,

(a) Bir parçacığın yörüngesel ve spin açısal momentumlarını birlikte ele aldığımızı düşünelim. Yörüngesel açısal momentum operatörü açı değişkenlerine, spin operatörü ise spin değişkenlerine etki eder. Buna göre de her iki operatör komutatif olur.

(b) İki parçacığın yörüngesel veya spin açısal momentumlarını, üç parçacığın.....vs. bütün bu mümkün durumlarda sistemin tüm hali  $j_1$  ve  $j_2$  kuantum sayılarının toplamı ile bulunabilir. Bu toplam, uygun olarak her bir alt sistemin açısal momentumunun karesini ve onların z eksenini üzerindeki izdüşümünü tayin eder, ya da bütün sistemin toplam momentumu ve onun z yönündeki izdüşümü, her bir alt sistemin ayrı ayrı momentumunu tayin eden  $J^2, J_z$  kuantum sayıları ile bulunur.

Bütün sistemin toplam momentumunu ifade eden  $J$  kuantum sayısı vektör cebiri yoluyla aşağıdaki gibi bulunabilir.

$$J = j_1 + j_2, j_1 + j_2 - 1, \dots, |j_1 - j_2|$$

(A.1)

$$|j_1 - j_2| \leq J \leq |j_1 + j_2|$$

Yukarıdaki (A.1) ifadesini kısaca  $\Delta(j_1 j_2 J)$  ile göstereceğiz ve buna üçgen kuralı diyeceğiz. Toplam açısal momentum operatörünün özfonksiyonu,  $j_1$  ve  $j_2$  operatörlerinin özfonksiyonlarının çarpımının lineer bağıntısı (süperpozisyonu) şeklinde ifade edilebilir.

$$\phi_{j_1 j_2 JM} = \sum_{m_1 m_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle \psi_{j_1 m_1} \psi_{j_2 m_2} \quad (\text{A.2})$$

(A.2) nin ters çevrilmesi (A.3) gibidir

$$\psi_{j_1 m_1} \psi_{j_2 m_2} = \sum_{J=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle \phi_{j_1 j_2 JM} \quad (\text{A.3})$$

(A.2) ve (A.3) lineer kombinasyonu olan  $\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle$  katsayılar ve vektör toplam katsayıları veya CLEBS-GORDON katsayıları olarak adlandırılır. Bu katsayılar gerçekte sayılardır.  $M \neq m_1 + m_2$  olduğunda bu katsayılar sıfıra eşittir. Buna göre de (A.2) de ki toplam  $m_1$  ve  $m_2$  kuantum sayılarından birine göre yapılır. (A.1, A.2, A.3) nolu tablolarda  $j_2 = \frac{1}{2}$ , 1 ve bazı  $j_2 = 2$  değerine göre CLEBS-GORDON katsayılarının hesabı verilmiştir<sup>1</sup>

Tablo A.1.  $m_2=1/2, -1/2$  için Clebs-Gordon katsayıları

J	$m_2 = \frac{1}{2}$	$m_2 = -\frac{1}{2}$
$j_1 + \frac{1}{2}$	$\left( \frac{j_1 + M + 1/2}{2j_1 + 1} \right)^{1/2}$	$\left( \frac{j_1 - M + 1/2}{2j_1 + 1} \right)^{1/2}$

<sup>1</sup> Condon ve Shortl'nin gösterimi bizimkinden farklıdır. Bizim  $\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle$  yerine onlar  $\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | j_1 j_2 JM \rangle$  kullanmışlardır.



$j_2 - \frac{1}{2}$	$-\left(\frac{j_1 - M + 1/2}{2j_1 + 1}\right)^{1/2}$	$\left(\frac{j_1 + M + 1/2}{2j_1 + 1}\right)^{1/2}$
---------------------	--	---

$\phi_{j_1 j_2 JM}$  dalga fonksiyonlarının değişkenleri  $\psi_{j_1 m_1}$  ve  $\psi_{j_2 m_2}$  fonksiyonlarının bağlı olduğu değişkenlerle gösterilebilir.

Özel halde, eğer bu fonksiyonlardan biri spin değişkenlerine, ikincisi açılı değişkenlerine bağlı ise  $\phi_{j_1 j_2 JM}$  fonksiyonu spin küresel fonksiyonu veya spin açılal fonksiyonu olarak adlandırılabilir.

Tablo A.2.  $m_2=1, 0, -1$  için Clebs-Gordon katsayıları

$J$	$m_2 = 1$	$m_2 = 0$	$m_2 = -1$
$j_1 + 1$	$\left[\frac{(j_1 + M)(j_1 + M + 1)}{(2j_1 + 1)(2j_1 + 2)}\right]^{1/2}$	$\left[\frac{(j_1 + M)(j_1 + M + 1)}{(2j_1 + 1)(2j_2 + 2)}\right]^{1/2}$	$\left[\frac{(j_1 + M)(j_1 + M + 1)}{(2j_1 + 1)(2j_1 + 2)}\right]^{1/2}$
$j_1$	$\left[\frac{(j_1 + M)(j_1 - M + 1)}{2j_1(2j_1 + 1)}\right]^{1/2}$	$\frac{M}{\sqrt{j_1(j_1 + 1)}}$	$\left[\frac{(j_1 - M)(j_1 + M + 1)}{2j_1(2j_1 + 2)}\right]^{1/2}$
$j_1 - 1$	$\left[\frac{(j_1 - M)(j_1 - M + 1)}{2j_1(2j_1 + 1)}\right]^{1/2}$	$\left[\frac{(j_1 - M)(j_1 + M)}{j_1(2j_1 + 1)}\right]^{1/2}$	$\left[\frac{(j_1 + M + 1)(j_1 + M)}{2j_1(2j_1 + 1)}\right]^{1/2}$

Tablo A.3.  $\langle j_1 2m_1 0 | JM \rangle$  için vektör katsayıları

$J = j_1 + 2$	$\left[ \frac{3(j_1 - M + 2)(j_1 - M + 1)(j_1 + M + 2)(j_1 + M + 1)}{(2j_1 + 1)(2j_1 + 2)(2j_1 + 3)(j_1 + 2)} \right]^{1/2}$
$J = j_1 + 1$	$M \left[ \frac{3(j_1 - M + 1)(j_1 + M + 1)}{j_1(2j_1 + 1)(j_1 + 1)(j_1 + 2)} \right]^{1/2}$
$J = j_1$	$\left[ \frac{3M^2 - j_1(j_1 + 1)}{\sqrt{(2j_1 - 1)j_1(j_1 + 1)(2j_1 + 3)}} \right]$
$J = j_1 - 1$	$-M \left[ \frac{3(j_1 - M)(j_1 + M)}{(j_1 - 1)j_1(2j_1 + 1)(j_1 + 1)} \right]^{1/2}$
$J = j_1 - 2$	$\left[ \frac{3(j_1 - M)(j_1 - M - 1)(j_1 + M)(j_1 + M - 1)}{(2j_1 - 2)(2j_1 - 1)j_1(2j_1 + 1)} \right]^{1/2}$

Vektör katsayıları aşağıdaki simetri şartlarına uyarlar.

$$\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle = (-1)^{j_1 j_2 - J} \langle j_1 j_2, -m_1, -m_2 | J, -M \rangle \quad (\text{A.4})$$

$$\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle = (-1)^{j_1 + j_2 - J} \langle j_2 j_1 m_2 m_1 | JM \rangle \quad (\text{A.5})$$

$$\sqrt{2j_1 + 1} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle = (-1)^{j_2 - m_2} \sqrt{2J + 1} \langle j_2, -M m_2 | j_1, -m_1 \rangle \quad (\text{A.6})$$

$$\sqrt{2j_2 + 1} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle = (-1)^{j_1 - m_1} \sqrt{2J + 1} \langle j_1 J m_1, -M | j_2, -m_2 \rangle \quad (\text{A.7})$$

$$\sqrt{2j_1 + 1} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle = (-1)^{j_1 - J + m_2} \sqrt{2J + 1} \langle j_2 J m_2, -M | j_1, -m_1 \rangle \quad (\text{A.8})$$

Bu katsayılar aynı zamanda aşağıdaki ortogonalite şartlarına tabidir.

$$\sum_{m_1 m_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle \langle j_1' j_2' m_1' m_2' | J' M' \rangle = \delta_{JJ'} \delta_{MM'} \quad (\text{A.9})$$

$$\sum_{J=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle \langle j_1' j_2' m_1' m_2' | JM \rangle = \delta_{m_1 m_2'} \delta_{m_2 m_2'} \quad (\text{A.10})$$

$$\sum_{m_1 M} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle \langle j_1' j_2' m_1' m_2' | JM \rangle = \frac{2J+1}{2j_2+1} \delta_{j_1 j_2'} \delta_{m_2 m_2'} \quad (\text{A.11})$$

(A.11) ifadesinin daha özel hali,

$$\sum_M |\langle j_1 j_2 0 M | JM \rangle|^2 = \frac{2J+1}{2j_2+1} \quad (\text{A.12})$$

olarak yazılabilir. Çok sık kullanılan başka bir ifadede

$$\langle j_1 0 m_1 m_2 | J, m_1 + m_2 \rangle = \delta_{j_1 J} \delta_{m_2 0} \quad (\text{A.13})$$

$l_1$  ve  $l_2$ ,  $j_2$  tam değerlerini (A.4) de yerine yazılırsa sonuçta (A.11) bulunur ki bu da,

$l_1 + l_2 + L \neq$  çift sayı ise

$$\langle l_1 l_2 00 | L0 \rangle = 0 \quad (\text{A.14})$$

ve

$l_1 + l_2 + L \neq$  çift sayı ise ve  $2g = l_1 + l_2 + L$  ise

$$\langle l_1 l_2 00 | L0 \rangle = (-1)^{g+L} \left( 2L + \frac{1}{2} \right) \frac{g!}{(g-l_1)!(g-l_2)!(g-L)!} f(l_1 l_2 L) \quad (\text{A.15})$$

dir. Burada,

$$f(l_1 l_2 L) = \left[ \frac{(l_1 + l_2 - L)!(l_1 - l_2 + L)!(-l_1 + l_2 + L)!}{(l_1 + l_2 + L + 1)!} \right]^{1/2}$$

şeklindedir.

**Ek B. Çokkutupluluğa Göre Bazı Geçişlerin  $\lambda_{EL}$  ve  $\tau$  İçin Düzenlenmiş Tablolar**

Tablo B.1.  $^{150}, ^{152}, ^{154}\text{Sm}$  izotoplarının elektrik ışımaları için bozunma sabiti ve ortalama ömürleri

İzotop	İşımanın türü	Bozunma sabiti (1/s)	Ortalama ömür (s)
$^{150}\text{Sm}$ (0,333 MeV)	E1	$1,0442 \times 10^{14}$	$0,95 \times 10^{-14}$
	E2	$2,38 \times 10^8$	$0,42 \times 10^{-18}$
	E3	$3,47 \times 10^2$	$0,28 \times 10^{-2}$
	E4	$3,5 \times 10^{-4}$	$0,285 \times 10^{+4}$
	E5	$2,4 \times 10^{-10}$	$0,41 \times 10^{+10}$
$^{152}\text{Sm}$ (0,121 MeV)	E1	$0,05 \times 10^{14}$	$2 \times 10^{-13}$
	E2	$0,15 \times 10^7$	$6,67 \times 10^{-7}$
	E3	0,298	3,35
	E4	$0,004 \times 10^{-5}$	$2,5 \times 10^{+7}$
	E5	$0,003 \times 10^{-12}$	$3,33 \times 10^{+14}$
$^{154}\text{Sm}$ (0,08 MeV)	E1	$0,01 \times 10^{14}$	$1 \times 10^{-12}$
	E2	$0,01 \times 10^7$	$1 \times 10^{-5}$
	E3	0,016	62,5
	E4	$0,1 \times 10^{-8}$	$10 \times 10^8$
	E5	$0,4 \times 10^{16}$	$2,5 \times 10^{16}$

Tablo B.2. <sup>160, 162, 164</sup>Yb izotoplarının elektrik ışımaları için bozunma sabitleri ve ortalama ömürleri

İzotop	İşımanın türü	Bozunma sabiti (1/s)	Ortalama ömür (s)
<sup>160</sup> Yb (0,243 MeV)	E1	$0,42 \times 10^{14}$	$2,38 \times 10^{-14}$
	E2	$0,53 \times 10^8$	$1,88 \times 10^{-8}$
	E3	$4,35 \times 10^1$	$0,22 \times 10^{-1}$
	E4	$0,245 \times 10^{-4}$	$0,408 \times 10^5$
	E5	$0,93 \times 10^{-11}$	$0,107 \times 10^{12}$
<sup>162</sup> Yb (0,166 MeV)	E1	$0,135 \times 10^{14}$	$7,40 \times 10^{-14}$
	E2	$0,82 \times 10^7$	$1,23 \times 10^{-7}$
	E3	3,09	0,32
	E4	$0,082 \times 10^{-5}$	$1,21 \times 10^7$
	E5	$0,146 \times 10^{-12}$	$0,684 \times 10^{13}$
<sup>164</sup> Yb (0,123 MeV)	E1	$0,05 \times 10^4$	$2 \times 10^{-15}$
	E2	$0,184 \times 10^7$	$5,43 \times 10^{-7}$
	E3	0,389	2,57
	E4	$0,0057 \times 10^{-5}$	$1,75 \times 10^7$
	E5	$0,0056 \times 10^{-12}$	$1,78 \times 10^{14}$

Tablo B.3. <sup>188, 190, 192</sup>Os izotoplarının elektrik ışımaları için bozunma sabiti ve bozunma ömürleri

İzotop	Işıma türü	Bozunma sabiti (1/s)	Ortalama ömür (s)
<sup>188</sup> Os (0,155 MeV)	E1	$0,122 \times 10^{14}$	$8,19 \times 10^{-14}$
	E2	$0,703 \times 10^7$	$1,422 \times 10^{-7}$
	E3	2,58	0,38
	E4	$0,06 \times 10^{-5}$	$1,67 \times 10^6$
	E5	$0,113 \times 10^{-12}$	$8,84 \times 10^{12}$
<sup>190</sup> Os (0,186 MeV)	E1	$0,212 \times 10^{14}$	$4,71 \times 10^{-14}$
	E2	$1,77 \times 10^7$	$0,56 \times 10^{-7}$
	E3	9,45	0,105
	E4	$0,34 \times 10^{-5}$	$2,97 \times 10^5$
	E5	$0,872 \times 10^{-12}$	$1,146 \times 10^{12}$
<sup>192</sup> Os (0,205 MeV)	E1	$0,286 \times 10^{14}$	$3,49 \times 10^{-14}$
	E2	$2,92 \times 10^7$	$0,342 \times 10^{-7}$
	E3	19,07	0,052
	E4	$0,862 \times 10^{-5}$	$1,16 \times 10^5$
	E5	$2,63 \times 10^{-12}$	$0,38 \times 10^{12}$

Tablo B.4.  $^{150}, ^{152}, ^{154}\text{Sm}$  izotoplarının manyetik ışıma için bozunma sabiti ve ortalama ömürleri

İzotop	İşımanın türü	Bozunma sabiti (1/s)	Ortalama ömür (s)
$^{150}\text{Sm}$ (0,333 MeV)	M1	$0,114 \times 10^{13}$	$8,77 \times 10^{-13}$
	M2	$0,254 \times 10^7$	$3,93 \times 10^{-7}$
	M3	3,618	0,276
	M4	$3,73 \times 10^{-6}$	$0,268 \times 10^6$
	M5	$2,62 \times 10^{-12}$	$0,381 \times 10^{12}$
$^{152}\text{Sm}$ (0,121 MeV)	M1	$0,054 \times 10^{12}$	$1,85 \times 10^{-11}$
	M2	$0,016 \times 10^6$	$6,25 \times 10^{-5}$
	M3	0,003	$0,333 \times 10^3$
	M4	$0,004 \times 10^{-7}$	$2,5 \times 10^9$
	M5	$0,003 \times 10^{-14}$	$0,333 \times 10^{17}$
$^{154}\text{Sm}$ (0,081 MeV)	M1	$0,016 \times 10^{12}$	$6,25 \times 10^{-11}$
	M2	$0,002 \times 10^6$	$5,0 \times 10^{-4}$
	M3	0,0001	$1,0 \times 10^4$
	M4	$1,17 \times 10^{-11}$	$0,85 \times 10^{11}$
	M5	$4,9 \times 10^{-19}$	$0,204 \times 10^{19}$



Tablo B.5.  $^{160}, ^{162}, ^{164}$  Yb izotoplarının manyetik geçişleri için bozunma sabiti ve ortalama ömürleri

İzotop	Işımanın türü	Bozunma sabiti (1/s)	Ortalama ömür (s)
$^{160}\text{Yb}$ (0,243 MeV)	M1	$0,044 \times 10^{13}$	$2,27 \times 10^{-12}$
	M2	$0,054 \times 10^7$	$1,85 \times 10^{-6}$
	M3	0,43	2,32
	M4	$0,249 \times 10^{-6}$	$4,01 \times 10^6$
	M5	$0,973 \times 10^{-13}$	$1,02 \times 10^{13}$
$^{160}\text{Yb}$ (0,166 MeV)	M1	$0,014 \times 10^{13}$	$7,14 \times 10^{-12}$
	M2	$0,008 \times 10^7$	$1,25 \times 10^{-5}$
	M3	0,0306	32,67
	M4	$0,008 \times 10^{-6}$	$1,25 \times 10^8$
	M5	$0,015 \times 10^{-13}$	$6,67 \times 10^{14}$
$^{164}\text{Yb}$ (0,123 MeV)	M1	$0,005 \times 10^{13}$	$2,0 \times 10^{-11}$
	M2	$0,001 \times 10^7$	$1,0 \times 10^{-4}$
	M3	0,003	$3,33 \times 10^2$
	M4	$0,0005 \times 10^{-6}$	$2,0 \times 10^9$
	M5	$0,0005 \times 10^{-13}$	$2,0 \times 10^{16}$

Tablo B.6. <sup>188, 190, 192</sup>Os izotoplarının manyetik geçişleri için bozunma sabiti ve ortalama ömürleri

İzotop	Işımanın türü	Bozunma sabiti (1/s)	Ortalama ömür (s)
<sup>188</sup> Os (0,155 MeV)	M1	0,01 x 10 <sup>13</sup>	1 x 10 <sup>-11</sup>
	M2	0,006 x 10 <sup>7</sup>	1,66 x 10 <sup>-5</sup>
	M3	0,023	43,47
	M4	0,006 x 10 <sup>-6</sup>	1,66 x 10 <sup>4</sup>
	M5	0,0106 x 10 <sup>-13</sup>	0,43 x 10 <sup>14</sup>
<sup>190</sup> Os (0,186 MeV)	M1	0,019 x 10 <sup>13</sup>	5,26 x 10 <sup>-12</sup>
	M2	0,016 x 10 <sup>7</sup>	6,25 x 10 <sup>-6</sup>
	M3	0,084	11,90
	M4	0,031 x 10 <sup>-6</sup>	3,22 x 10 <sup>5</sup>
	M5	0,081 x 10 <sup>-13</sup>	1,23 x 10 <sup>14</sup>
<sup>192</sup> Os (0,205 MeV)	M1	0,026 x 10 <sup>13</sup>	3,84 x 10 <sup>-17</sup>
	M2	0,026 x 10 <sup>7</sup>	3,84 x 10 <sup>-6</sup>
	M3	0,168	5,95
	M4	0,077 x 10 <sup>-6</sup>	1,28 x 10 <sup>6</sup>
	M5	0,243 x 10 <sup>-13</sup>	4,11 x 10 <sup>13</sup>

Tablo B.7.  $^{150, 152, 154}\text{Sm}$  izotoplarının genelleştirilmiş modelle hesaplanan  $B(E2, J+2 \rightarrow J)$  geçişleri

İzotop	$Q_0$ (b)	$J_i \rightarrow J_f$	B(E2) Deneysel ( $e^2b^2$ )	B(E2) Teorik ( $e^2b^2$ )	B(E2) hesaplanan ( $e^2b^2$ )
$^{150}\text{Sm}$	3,684	2→0	----	----	0,270
		4→2			0,385
		6→4			0,424
		8→6			0,444
		10→8			0,456
$^{152}\text{Sm}$	5,581	2→0	0,67	0,657	0,68
		4→2	1,02	0,968	0,98
		6→4	1,18	1,082	1,083
		8→6	1,129	1,130	1,133
		10→8	1,55	1,162	1,164
$^{154}\text{Sm}$	6,620	2→0	0,84	0,832	0,872
		4→2	1,2	1,227	1,246
		6→4	1,37	1,371	1,372
		8→6	1,43	1,433	1,436
		10→8	1,50	1,472	1,475

Tablo B.8.  $^{160, 162, 164}\text{Yb}$  izotoplarının Genelleştirilmiş modelle hesaplanan  $B(E2, J+2 \rightarrow J)$  geçişleri

İzotop	$Q_0$ (b)	$J_i \rightarrow J_f$	B(E2) Deneysel ( $e^2b^2$ )	B(E2) Teorik ( $e^2b^2$ )	B(E2) hesaplanan ( $e^2b^2$ )
$^{160}\text{Yb}$	4,99	2→0	0,519	0,501	0,495
		4→2	0,720	0,716	0,707
		6→4	0,782	0,780	0,779
		8→6	0,878	0,816	0,814
		10→8	0,39	0,838	0,836
$^{162}\text{Yb}$	5,93	2→0	0,673	0,671	0,699
		4→2	0,103	0,101	0,998
		6→4	0,104	0,104	0,101
		8→6	0,149	0,148	0,149
		10→8	0,185	0,182	0,181
$^{164}\text{Yb}$	6.60	2→0	0,873	0,868	0,866
		4→2	1,243	0,135	1,237
		6→4	1,431	1,368	1,363
		8→6	1,427	1,425	1,424
		10→8	1,467	1,65	1,463

Tablo B.9.  $^{188, 190, 192}\text{Os}$  izotoplarının Genelleştirilmiş modelle hesaplanan  $B(E2, J+2 \rightarrow J)$  geçişleri

İzotop	$Q_0$ (b)	$J_i \rightarrow J_f$	B(E2) Deneyssel ( $e^2b^2$ )	B(E2) Teorik ( $e^2b^2$ )	B(E2) hesaplanan ( $e^2b^2$ )
$^{188}\text{Os}$	5,05	2→0	0,501	----	0,507
		4→2	0,760		0,724
		6→4	0,820		0,798
		8→6	0,845		0,833
		10→8	-----		0,856
$^{190}\text{Os}$	4,81	2→0	0,453	----	0,440
		4→2	0,630		0,657
		6→4	0,671		0,724
		8→6	0,688		0,756
		10→8	----		0,777
$^{192}\text{Os}$	4,54	2→0	0,382	-----	0,410
		4→2	0,512		0,585
		6→4	0,561		0,645
		8→6	0,554		0,673
		10→8	-----		0,692

## ÖZGEÇMİŞ

Çiğdem Daştan, 15.07.1984 de İstanbul' da doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini İstanbul'da tamamladı. 2003 yılında Sakarya Üniversitesi Fizik bölümüne girdi ve 2007 yılında mezun oldu. Aynı yıl Sakarya Üniversitesi Fizik Bölümünde yüksek lisans yapmaya başladı. Halen özel bir kurumda fizik öğretmenliği yapmaktadır.