

**T.C.**  
**NEVŞEHİR HACI BEKTAŞ VELİ ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**BAZI ÇİFT – ÇİFT STRONSIYUM ÇEKİRDEKLERİNİN**  
**DÜŞÜK SPİN DÜZEY ÖZELLİKLERİ**

**Tezi Hazırlayan**  
**GÖNÜL BAŞBUĞ**

**Tez Danışmanı**  
**Doç. Dr. Harun Reşit YAZAR**

**Fizik Anabilim Dalı**  
**Yüksek Lisans Tezi**

**Eylül 2015**  
**NEVŞEHİR**



**T.C.**  
**NEVŞEHİR HACI BEKTAŞ VELİ ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**BAZI ÇİFT – ÇİFT STRONSIYUM ÇEKİRDEKLERİNİN**  
**DÜŞÜK SPİN DÜZEY ÖZELLİKLERİ**

**Tezi Hazırlayan**  
**GÖNÜL BAŞBUĞ**

**Tez Danışmanı**  
**Doç. Dr. Harun Reşit YAZAR**

**Fizik Anabilim Dalı**  
**Yüksek Lisans Tezi**


**Eylül 2015**  
**NEVŞEHİR**

Doç. Dr. Harun Reşit YAZAR danışmanlığında **Gönül BAŞBUĞ** tarafından hazırlanan " **Bazı Çift – Çift Stronsiyum Çekirdeklerinin Düşük Spin Düzey Özellikleri** " başlıklı bu çalışma, jürimiz tarafından Nevşehir Hacı Bektaş Veli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında **Yüksek Lisans Tezi** olarak kabul edilmiştir.

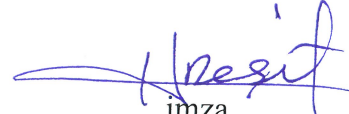
01/09/2015

## JÜRİ

Başkan : Doç. Dr. Nuri ÜNLÜ

  
imza

Üye : Doç. Dr. Harun Reşit YAZAR

  
imza

Üye : Yrd. Doç. Dr. Seydi Battal Gazi KARAKOÇ

  
imza

## ONAY:


Bu tezin kabulü Enstitü Yönetim Kurulunun 01.09.2015 tarih ve 2015/37-05 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

03/9/2015



## TEZ BİLDİRİM SAYFASI

Tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada yer alan bütün bilgilerin bilimsel ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu ve bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

  
Gönül BAŞBUĞ

## TEŞEKKÜR

Bu tezin tamamlanması süresince, çalışmalarımın her aşamasında yardım ve desteklerini gördüğüm danışman hocam Doç. Dr. Harun Reşit YAZAR' a teşekkürlerimi ve en samimi minnetlerimi sunarım.

**BAZI ÇİFT – ÇİFT STRONSIYUM ÇEKİRDEKLERİNİN DÜŞÜK SPİN  
DÜZEY ÖZELLİKLERİ  
(Yüksek Lisans Tezi)**

**Gönül BAŞBUĞ**

**NEVŞEHİR HACI BEKTAŞ VELİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**2015**

**ÖZET**

Bu çalışmada,  $N \sim Z \sim 40$ , civarındaki bazı çift-çift Stronsiyum izotoplarının enerji seviyeleri, B(E2) ve B(M1) elektromanyetik geçiş olasılıkları, E2/M1 kutupsal karışım oranları Etkileşen Bozon Modeli-2 (IBM-2) kullanılarak incelendi. Enerji seviyelerinin hesabı için NPBOS program kodu ve seviyeler arasında meydana gelen B(E2) ve B(M1) elektromanyetik geçiş olasılıkları hesabı içinde NPBTRN program kodu kullanıldı. Hesaplamalar deneysel veriler ile karşılaştırılarak sonuçların uyum sağladığı gösterildi.

***Anahtar Kelimeler: Enerjisi Seviyesi, B(E2) ve B(M1) Elektromanyetik Geçiş olasılıkları, Etkileşen Bozon Modeli-2 (IBM-2), NPBOS Program Kodu. NPBTRN Program Kodu.***

**Tez Danışmanı: Doç. Dr. Harun Reşit YAZAR**

**Sayfa Sayısı: 49.**

**LOW SPIN STATE PROPERTIES OF SOME EVEN-EVEN STRONTIUM  
NUCLEI  
( M. Sc. Thesis)**

**Gönül BAŞBUĞ**

**NEVŞEHİR HACI BEKTAŞ VELİ UNIVERSITY  
GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES  
2015**

**ABSTRACT**

In this work,  $N \sim Z \sim 40$  energy levels of some even-even Strontium isotopes, E2/M1 multipole mixing ratios of transitions, B(E2) electromagnetic transition probabilities of these isotopes were studied by using the Interacting Boson Model-2 (IBM-2). The calculations of the energy levels were carried out by using the NPBOS program code and the calculations of B(E2) electromagnetic transition probabilities were carried out by using the NPBTRN program code. The calculations were compared with the experimental results and it is shown that they are in good agreement.

***Keywords: Energy Levels, B(E2) Electromagnetic Transition Probabilities, Interacting Boson Model-2, NPBOS program code, NPBTRN program code.***

**Thesis Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Harun Reşit YAZAR**

**Page Number: 49.**



## İÇİNDEKİLER

KABUL VE ONAY .....	iii
TEZ BİLDİRİM SAYFASI .....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
İÇİNDEKİLER .....	vi
TABLolar LİSTESİ.....	viii
ŞEKİLLER LİSTESİ .....	ix
1. BÖLÜM .....	1
GİRİŞ .....	1
1.1 Çalışmanın Amacı.....	3
2. BÖLÜM .....	4
2. MATERYAL VE YÖNTEM .....	4
2.1. Genel Bilgi .....	4
2.2. Etkileşen Bozon Modeli.....	9
2.2.1. Bozon Hamiltonyeni .....	15
2.2.2. g- çarpanı.....	15
2.2.3. Kuadropol moment .....	15
2.2.4. İzospin ve F spin .....	16
2.3. Elektromanyetik Geçiş İşlemleri.....	22
2.3.1. Dinamik simetriler .....	25
2.3.2 IBM Hamiltonyan ve dinamik simetriler .....	28
2.4. NPBOs Programı.....	29
3.BÖLÜM .....	33
3. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	33
3.1. Çift-Çift Stronsiyum İzotoplarının İncelenmesi.....	33
3.1.1. <sup>80,82,84,86</sup> Sr Çekirdeklerinin enerji seviyeleri.....	33
3.1.2. Stronsiyum Çekirdeklerinin elektromanyetik geçişleri.....	38
3.1.2.1. <sup>80,82,84,86</sup> Sr Çekirdeklerinin B(E2) geçişleri.....	38
3.1.2.2. <sup>82,84,86</sup> Sr Çekirdeklerinin karışım oranları .....	40
4. BÖLÜM .....	44
TARTIŞMA VE SONUÇ .....	44

ÖZGEÇMİŞ .....	49
----------------	----

## TABLULAR LİSTESİ

Tablo 2.1. 1 . Model Aralıkları $^{154}_{62}Sm_{92}$ .....	8
Tablo 2.4. 1. Programdaki Kontrol Parametreleri .....	30
Tablo 3.1.1. 1 $^{80,82,84,86}Sr$ çekirdekleri için bozon sayıları.....	38
Tablo 3.1.1. 2 $^{80,82,84,86}Sr$ için kullanılan parametreler ( $\chi_{\pi}$ ve $\chi_{\nu}$ boyutsuzdur diğer parametreler MeV cinsinden verilmiştir) .....	38
Tablo 3.1.1. 1 $^{80,82,84,86}Sr$ çekirdekleri için bozon sayıları.....	38
Tablo 3.1.1. 2 $^{80,82,84,86}Sr$ için kullanılan parametreler ( $\chi_{\pi}$ ve $\chi_{\nu}$ boyutsuzdur diğer parametreler MeV cinsinden verilmiştir) .....	38
Tablo 3.1.2.1. 1 $^{80,82,84,86}Sr$ çekirdekleri için elde edilen Proton- Nötron efektif yükler..	39
Tablo 3.1.2.1. 2 $^{82,84,86}Sr$ çekirdekleri için elde edilen $\delta(E2 / M1)$ karışım Oranları. ....	42
Tablo 3.1.2.1. 1 $^{80,82,84,86}Sr$ çekirdekleri için elde edilen Proton- Nötron efektif yükler..	39
Tablo 3.1.2.1. 2 $^{82,84,86}Sr$ çekirdekleri için elde edilen $\delta(E2 / M1)$ karışım Oranları. ....	42

## ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1. 1 Tek nükleon kabuk-model yörüngeleri ve sihirli sayılar .....	6
Şekil 2.1. 2 Tek nükleon seviyeleri $^{209}_{82}\text{Pb}_{127}$ .....	7
Şekil 2.3.1. 1 Spektrum yapısını U(5) limiti ile gösterimi .....	25
Şekil 2.3.1. 2 SU(3) limitinin tipik spektrumu .....	26
Şekil 2.3.1. 3 Şekil 2.3.1. 4 SO(6) limitindeki tipik spektrum .....	27
Şekil 3.1.2.1. 1 $^{80,82,84,86}\text{Sr}$ çekirdeklerinin deneysel ve hesaplanan B(E2) geçiş olasılıkları .....	39
Şekil 3.1.2.1. 2 Sr çekirdeklerinin $E_{4_1^+}/E_{2_1^+}$ sistematığının nötron sayısına göre dağılımı .....	40

## SİMGE VE KISALTMALAR LİSTESİ

**E2:** Elektriksel Kuadropol Geçiş

**Q<sub>EC</sub>:** Elektron Yakalama Enerjisi

**β:** Beta Bozunumu

**γ:** Gama Bozunumu

**Q:** Kuadropol Moment

**n:** nötron

**p:** proton

**N<sub>π</sub>:** Proton-Proton Bozon sayısı

**N<sub>ν</sub>:** Nötron-Nötron Bozon sayısı

**B(E2):** Elektriksel Kuadropol Geçiş Olasılığı

**IBM:** Etkileşen Bozon Modeli

## 1. BÖLÜM

### GİRİŞ

Çekirdeklerin yapısı, bağımsız parçacık hareketlerine ağırlık veren Kabuk Modeli ve sadece sınırlı sayıda koordinat kullanan Kollektif Model temeli üzerinde geniş ölçüde anlaşılmuştur. Fakat karşılıklı parçacık etkileşimi, Kollektif serbestlik dereceleri, çekirdeklerin enerji spektrumundaki geçişlerin çokkutuplulukları ve onların karışım oranları ile ilgili birçok cevaplanmamış soru mevcuttur. Çekirdek yapısını anlamak için yeni modeller geliştirilmektedir. Bu modeller, çekirdeğin deneysel sonuçlarda gözlenen durumlarını açıklamakta yardımcı olmaktadır.

Çekirdekte, iki nükleon arasında meydana gelen, kısa menzilli olan çiftlenim kuvveti ve kuadropol yük dağılımları sonucunda ortaya çıkan kuadropol kuvvetler çekirdeğin şekli üzerinde önemli etkileri vardır. Ayrıca proton ve nötronların farklı etkileşmelere sahip olmaları, çekirdekte proton ve nötronlar için farklı deformasyonun ortaya çıkmasına neden olur. Nükleon-nükleon etkileşimi etraflıca bilinseydi, Schrödinger denkleminin nümerik çözümüyle çekirdeklerin enerji seviyeleri ve diğer istenilen nükleer özellikleri hesaplanabilirdi. Pratikte ise bu yaklaşımın mümkün olmadığı birçok serbestlik derecesi vardır ki bu durum ancak en realistik fiziksel sistemlerde görülür ve  $A$ 'nın çok küçük olduğu çekirdekler için kesin çözüm yapılabilirdi. Bundan başka bir diğer pratik güçlük ise nükleon-nükleon etkileşiminin detaylarının bilinmemesidir. Etkileşim basit bir şekilde olmadığı gibi, yalnızca nükleon-nükleon saçılma deneylerinin nümerik analizlerinden bilinmektedir. Böyle bir analiz ise etkileşim hakkında yalnızca kısmi bilgiler verir.

Nükleer yapı fiziğinde, ortaya atılan teorik modeller bu modellerin uygulanması ve sadeleştirilmesiyle, bir model ve diğerleri arasındaki benzerlik ve birliğin kurulmasıyla ve çok cisim problemlerinden başlayarak modeller için yaklaşık bir temel kurma girişimleriyle ilgilenirler. Bazı çekirdekler için başarılı olan bir modelin bazı çekirdekler ya da çekirdek grupları için başarısız kaldığı ve hatta belli bir çekirdekte farklı durumların değişik modellerle basitçe tanımlanabildiği uzun süredir kabul edilmektedir. Bütün bunlar göz önünde bulundurulursa, modellerin birleştirilmesi önemli bir amaç

olarak ortaya çıkar. Her model, çekirdeklerin özelliklerini ve özellikle de o çekirdeğin karakteristiği olan gözlenebilir farklı büyüklükler arasındaki ilişkileri anlamamıza yardım eder.

Etkileşen Bozon Modeli, yukarda bahsedilen olumsuzlukları büyük ölçüde giderdiği gibi çekirdeklerin Kolektif durumlarının betimlenmesinde oldukça başarılıdır.

## 1.1 Çalışmanın Amacı

Bu çalışmanın amacı; Etkileşen Bozon Model 2 Kullanılarak, enerji seviyelerini ve seviyeler arasında meydana gelen elektromanyetik geçişleri, E2/M1 kutupsal karışım oranları hesaplamak. Yapılan hesaplamalar neticesinde elde edilen sonuçlar ile deneysel verilerle karşılaştırmak ve bunun ışığında IBM-2 (Etkileşen Bozon Modeli-2) nin doğruluğunu göstermektir.

Bu çalışmada yukarıda belirtilen amaçlar ışığında, bazı çift-çift Stronsiyum ( $^{80}\text{Sr}$ ,  $^{82}\text{Sr}$ ,  $^{84}\text{Sr}$  ve  $^{86}\text{Sr}$ ) çekirdeklerinin çekirdek yapısı incelendi. Bu incelemede yapılan hesaplamalar Fortran programlama dilinde yazılmış olan NPBOS programı ve NPBTRN programı yardımıyla yapılmıştır. NPBOS programı kullanılarak Stronsiyum ( $^{80,82,84,86}\text{Sr}$ ) çekirdeklerinin enerji seviyeleri ve NPBTRN programı kullanılarak bu çekirdeklerin enerji seviyeleri arasında meydana gelen elektromanyetik geçişler hesaplandı.

Son yıllarda yapılan çalışmalar gözden geçirilerek ve bu çalışmada elde edilen teorik sonuçları literatürdeki verilerle karşılaştırarak, deneysel çalışmaların desteklenmesi de sağlanmıştır.



## 2. BÖLÜM

### MATERYAL VE YÖNTEM

#### 2.1. Genel Bilgi

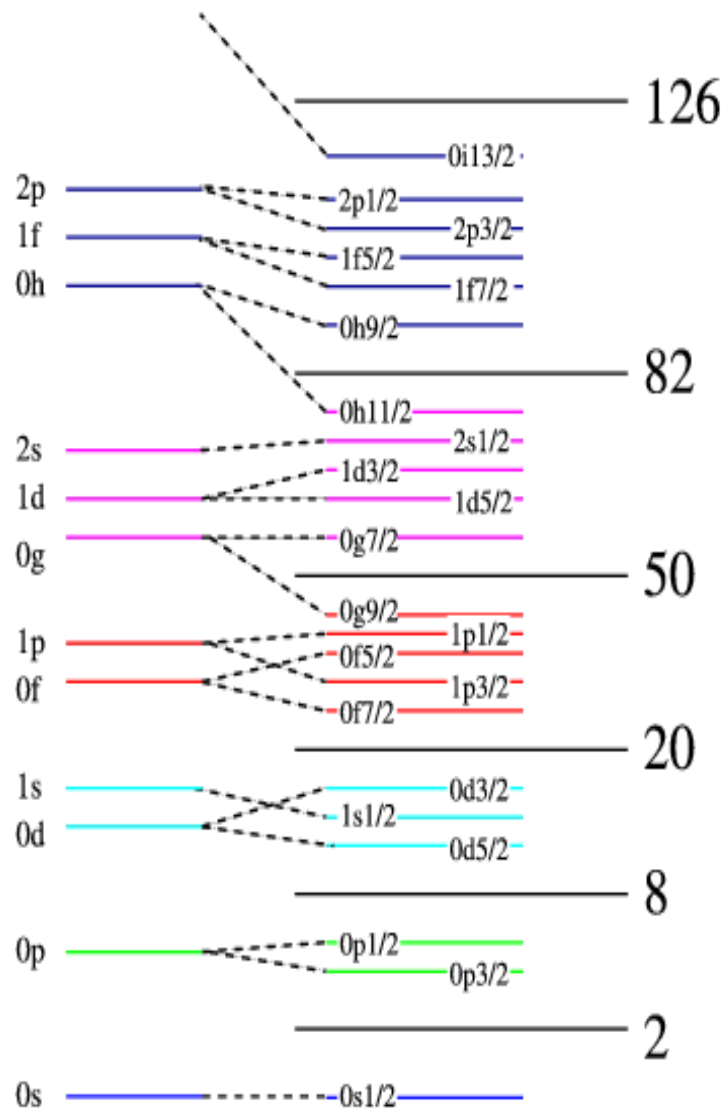
Atomik çekirdek, karmaşık bir sistem olup çok büyük sayıda güçlü etkileşim protonları ve nötronlar ve birçok serbestlik derecesi içeren durumlar ihtiva eden bir sistemdir. Ayrıca nükleonların kendileri bir çok parçacıktan oluşmakta, her biri üç valans kuark içermektedir. Prensipte olarak, yapı ve nükleonların etkileşimleri, kuvvetli etkileşim temel teorisinden ortaya çıkan kuarkların ve gluonların kuantum kromodinamiği(QCD) ile tanımlanır. Bununla birlikte, nükleer fizikte baskın enerji; MeV (  $10^6$  eV ) nükleer yapılar için, GeV (  $10^9$  eV ) nükleonların uyarılmaları içindir.

Bununla birlikte; düşük enerji spektruma sahip bir çok çekirdek sürpriz olarak çok yalın bir yapı gösterirler. Güvenilir yaklaşım metotları ve uygun çözümlü teorilerin yokluğu, nükleer yapı modellerine, itimat etmemize bizi mecbur eder. Modeller bir çok kere önemli serbestlik derecelerinden izole eder ve onları apaçık bir şekilde izah eder. Nükleer modellerin örnekleri shell ( kabuk ) modelidir. Bu modelde çekirdekteki nükleonların karmaşık hareketleri, statik küresel potansiyel içinde birbirinden bağımsız nükleonların hareketleri şeklinde öngörülür[1]. Kolektif çekirdekler geometrik değişkenlerin terimleri cinsinden şekil ve nükleer yüzeyin deformasyonu şeklinde karakterize edilir[2]. Çekirdekteki kolektif kuadrupole durumlar, etkileşim monopole ve kuadrupole bozonların bir sistemi olarak tanımlanabilir[3]. Düşük enerjili nükleer fizikte, nükleonların iç yapılarının ihmali iyi bir yaklaşım iken bu durum nükleonun uyarılması için geçerli bir durum değildir(baryon rezonans). Nükleonlar, gluon değişimi yolu ile kuarkların etkileşim sistemi olarak sınırlandırılır. Nükleonun etkin modelleri tamamen üç yapısal parçaya dayanır. Bunlar spinin iç serbestlik derecesi, renk ve flavor'dır[4]. Fakat nükleonların radyal uyarılma temayülleri farklıdır. Bununla birlikte baryon kütle spektrumu bazı kayda değer regülasyonları göstermektedir. Örneğin lineer Regge trajektörleri ve parite doubletleri, ki bunlar kolektif tip dinamiklerin baryon yapılarında oldukça önemli rol oynadığını göstermektedir. Buradan da anlaşılacağı üzere etkileşim bozon modeli hem kullanışlı hem de güçlü bir metot olarak etkin

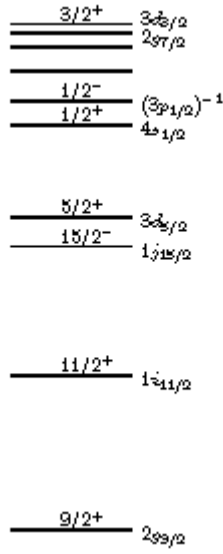
serbestlik derecelerinin bir kümesi olarak kompleks sistemlerin kolektif uyarılma durumlarını tasvir etmektedir. İlk önce nükleer yapının etkileşim bozon modelini ve daha sonra da nükleonlara genişletilmesini ve uyarılmış durumlarını inceleyeceğiz.

Nükleer kabuk model birçok deneysel verileri doğrulamada ve tanımlamada oldukça başarılı olagelmıştır. Bu modelde her bir nükleon çekirdekteki diğer nükleonlarla birlikte statik küresel potansiyel içinde birbirinden bağımsız hareket ederler. Tek nükleon yörüngeleri( Şekil 2.1.1.) , Pauli dışarlama prensibine uyararak, sınırlandırılmış sayıdaki nükleonla doldurulurlar ve ana kabuk içinde toplanırlar. Ana kabuğu tam dolduran proton ve nötron sayıları sihirli sayılar olarak adlandırılır. Çift –sihirli çekirdek durumunun anlamı, proton ve nötron ana kabuğu tam dolduracak olması ve kararlı olması durumudur. Kapalı kabuk dışındaki bir nükleon ile birlikte çekirdeğin en düşük uyarılmış seviyeleri, bir sonraki ana kabuktaki doldurulan ekstra nükleonla elde edilir. Şekil 2.1.2.' de görüldüğü üzere  $^{209}_{82}\text{Pb}_{127}$  çekirdeğinin gözlemlenen enerji seviyeleri onun kabuk model izahları ile birlikte valans nötron tek parçacık yörüngelerini işgal etmektedir. 124-184 ana kabuğa göre işgal edilen yörüngeler  $2g_{9/2}$  ,  $1i_{11/2}$  ,  $1j_{15/2}$  ,  $3d_{5/2}$  ,  $4s_{1/2}$  ,  $2g_{7/2}$  ve  $3d_{3/2}$  şeklindedir.

Modelin büyüklüğü, eğer her iki proton ve nötron kapalı kabuğun dışında ise daha çabuk artar. Örneğin  $^{154}_{62}\text{Sm}_{92}$  çekirdeğinde 12 valans proton ana kabuğun 50-82  $1g_{7/2}$  ,  $2d_{5/2}$  ,  $2d_{3/2}$  ,  $3s_{1/2}$  ve  $1h_{11/2}$  , 10 valans nötron ana kabuğun 82-126  $1h_{9/2}$  ,  $2f_{7/2}$  ,  $2f_{5/2}$  ,  $3p_{3/2}$   $3p_{1/2}$  ve  $1i_{3/2}$  tek-parçacık yörüngelerini işgal etmektedir. Bu kabullerle bile bu çekirdeğin en düşük uyarılmış durumları sadece valans nükleonlar göz önüne alınarak da tanımlanabilir.



Şekil 2.1. 1. Tek nükleon kabuk-model yörüngeleri ve sihirli sayılar



Şekil 2.1. 2. Tek nükleon seviyeleri  $^{209}_{82}\text{Pb}_{127}$

Tablo 2.1.1.' in ilk kolonundan görüleceği üzere kabuk model alanı çok büyüktür. Model alanının çok büyük olmasına rağmen, düşük enerji spektrum  $^{154}\text{Sm}$  düzgün bir örnek olarak görülebilir. Model etkin serbestlik derecesinin varlığı nedeniyle geniş model alanını uygun bir boyuta getirir. Bu seçim etkileşim bozon modeli ile sağlanır. Bunun mikroskobik temeli nükleonların kuadrupole ve monopole çiftlerinin oluşumu arasındaki etkileşmeye dayanır.

Tablo 2.1. 1 . Model Aralıkları  $^{154}_{62}Sm_{92}$

$L^P$	Shell model [1]	IBM-1	IBM-2
$0^+$	41,654,193,517,797	16	204
$2^+$	346,132,052,934,889	26	680
$4^+$	530,897,397,260,575	30	934

Etkileşim bozon modeli kabuk modelinin kısaltılmış bir formudur, ki bu model de valans çekirdekleri tarafından sınırlandırılmış kabuk modeline ait geniş boşluk; monopole ve kuadropole çekirdek çiftleri tarafından bir alt uzaya sınırlandırılır. Bu daha sonra bozon olarak düşünülüp işlem yapılır.

Nükleonların küresel simetrik bir potansiyel içerisinde hareketine dayanan kabuk modeli birçok çekirdeğin gözlenmiş durumların açıklanmasında başarılı olmuştur. Fakat çekirdek deformasyonu incelenince, kapalı kabuklar dışında kuvvetli deformasyonlar gözlemlendi. Bu çekirdeklerde ölçülen manyetik ve kuadropol momentler kabuk modeli hesaplamasıyla bulunanlardan oldukça farklıdır. Ayrıca düşük enerjili uyarma spektrumları ve elektromanyetik geçiş ihtimalleri de kabuk modeliyle açıklanamamaktadır[5].

Deforme bölgede bulunan orta kütleli ve ağır çekirdeklerin düşük enerji spektroskopisi kolektif durumların varlığı ile açıklanabilir. Bunun için 1950 'de Rainwater, 1951 ve 1953 'de Bohr ve Mottelson kolektif modeli ortaya attılar[6]. Bu yeni modelde; çekirdek içinde bütün parçacıkların kolektif hareketleri dikkate alınarak bunun sonucunda meydana gelen çekirdek deformasyonu incelenir. Deformasyonun oluşumunda, kapalı kabuklar dışındaki nükleonların hareketinden meydana gelen bir kutuplanmanın yanında kapalı kabuk içindeki öz 'ün biçimi ve açısal momentumu da dikkate alınır. Bu nedenle dolmuş kabuk içindeki çekirdek özünün dönme (rotasyon) ve titreşim (vibrasyon) enerjilerinin de hesaba katılmalıdır[5].

Kolektif modelde de, kabuk modelinde olduğu gibi, çekirdekteki nükleonlar, gerçek bir  $V(r)$  potansiyel içinde hareket ederler. Bu modelin kabuk modelinden farklı olarak;

küresel simetriye haiz  $V(r)$  potansiyeli, öz etrafındaki nükleonların hareketi sonucu deforme olabilir, bu durumda öz 'ün küresel simetrisini kaybetmesine neden olur[7].

Dönme ve titreşim çekirdeklerini bir bütün olarak tanımlamak için pek çok girişimde bulunulmuştur. 1975 yılında Arima ve Iachello tarafından Etkileşen Bozon Yaklaşımı (IBA) Modeli ileri sürülmüştür [8]. Bu modelde d-bozonuna ilaveten monopol veya skaler s-bozonu ortaya çıkmıştır. Bozon sayısının korunduğu IBA Modelinde bozon, nükleonların kolektif bir çifti olarak ele alınabilir[9]. Bu model dışındaki alışagelmış birçok bozon modelleri sadece küresel çekirdekler için başarılı sonuçlar vermekte[9]. Otsuka, Arima, Iachello ve Talmi [9] IBA modelinin klasik kabuk model [10] ile bağlantısını göstermişlerdir. IBA modelinin serbestlik derecesi, nükleon çiftleri ile bozon özelliklerinin süperpozisyonu (üst üste gelmesi) şeklinde gözlemlenir ve bu iki modelin bağlantısındaki öngörüler IBA modelinin parametrelerinin nötron ve proton sayılarına bağlılığı için yapılabilir. Bu çalışmanın temelini oluşturan IBA modeli birbirinden farklı nötron ve proton bozonlarını kullanmaktadır. IBM-2 olarak adlandırılan IBA modelinin bu versiyonunun pek çok çift-çift çekirdeğe uygulanması ile başarılı sonuçlara ulaşılmıştır. IBM-2 modelinin parametreleri IBM-1 parametrelerinden daha doğru fiziksel içeriğe sahiptir[11].

## 2.2. Etkileşen Bozon Modeli

Son yıllarda orta ve ağır çekirdeklerin pek çok kolektif özelliklerini açıklayabilen Etkileşen Bozon Modeli'nde bir çift-çift çekirdek  $N$  tane etkileşen bozonlar sistemi olarak betimlenmektedir. Başlangıçta biri nötron bozonu diğeri proton bozonu olmak üzere iki çeşit bozonun varlığı kabul edilmiştir. Bozonlar iki durumda bulunabilirler. Bu iki durum,  $J=0$  ve  $J=2$  açısal momentum durumunda olan bozon ise d bozonu olarak tanımlanır[12].

$$\begin{aligned} s^\dagger, d_\mu^\dagger \quad (\mu=0, \pm 1, \pm 2) \\ s, d_\mu \quad (\mu=0, \pm 1, \pm 2) \end{aligned} \quad 2.1$$

olur. Bu işlemciler aşağıdaki sıra- değişim bağıntılarını sağlarlar.

$$\begin{aligned} [s, s^\dagger] &= 1 & [s, s] &= 0 & [s^\dagger, s^\dagger] &= 0 \\ [d_\mu, d_{\mu'}^\dagger] &= \delta_{\mu\mu'} & [d_\mu, d_{\mu'}] &= 0 & [d_\mu^\dagger, d_{\mu'}^\dagger] &= 0 \\ [s, d_\mu^\dagger] &= 0 & [s^\dagger, d_\mu^\dagger] &= 0 \end{aligned} \quad 2.2$$

$$[s, d_\mu] = 0 \quad [s^\dagger, d_\mu] = 0 \quad \mu = 0, \pm 1, \pm 2$$

bu bozon operatörleri için

$$b_\alpha^\dagger; b_\alpha; \quad (\alpha = 1, \dots, 6) \quad 2.3$$

$$b_1 = s, b_2 = d_{+2}, b_3 = d_{+1}, b_4 = d_0, b_5 = d_{-1}, b_6 = d_{-2} \quad \text{gösterilerini}$$

kullanabiliriz. Buna göre (2.2) sıra-değişim bağıntıları

$$[b_\alpha, b_{\alpha'}^\dagger] = \delta_{\alpha\alpha'}, \quad [b_\alpha, b_{\alpha'}] = [b_\alpha^\dagger, b_{\alpha'}^\dagger] = 0 \quad 2.4$$

olarak yazılabilir.

Çift-çift çekirdeklerin özelliklerini hesaplayabilmek için ilk olarak uygun işlemciler bulmak gerekir. Bütün bu işlemciler de bozon işlemcileri cinsinden tanımlanmalıdır. Burada enerji seviyelerini bulabilmek için Hamilton işlemcisine gerek duyulur. Bozon topluluğunun öz durumlarını bulmak için uygun hamiltonyen oluşturulur. En basit olarak hamiltonyenin tek- parçacık bozon enerjilerini ve bozon-bozon etkileşimlerini içerdiği kabul edilir. Böyle bir Hamiltonyeni oluşturmak için bozon yaratıcı ve yok edici işlemcileri kullanılır. Toplam bozon sayısı  $N$ 'in korunumlu olduğu kabul edilirse, hamiltonyen işlemcisi bozon işlemcileri cinsinden

$$H = \varepsilon_0 + \sum \varepsilon_{\alpha\beta} b_\alpha^\dagger b_\beta + \sum 1/2 U_{\alpha\beta\delta\gamma} b_\alpha^\dagger b_\beta^\dagger b_\gamma b_\delta + \dots \quad 2.5$$

Olarak yazılabilir. Burada  $\varepsilon_0$  sabit sayıdır.  $b^\dagger b$  terimi tek-parçacık katkılarını ve ondan sonraki terim de iki-cisim katkılarını temsil ederler. Etkileşme terimlerinin varlığı, modelin bu tipine “ Etkileşen Bozon Modeli” adının verilmesine neden olmuştur. Etkileşen bozon modelinin temel kabullenimi (2.5) eşitliğindeki etkileşmelerde bozon sayısının korunumlu olmasıdır. Yani her bir terimde yaratma işlemcilerinin sayısına eşittir. IBA-1 Hamiltonyenini bozon işlemcileri cinsinden yazmak istediğimiz takdirde ikinci kuantize formu kullanmamız daha uygun olur. Böylece  $d_\mu^\dagger$  ve  $s^\dagger$  işlemcileri oluşturulur. İlki  $J_z = \mu$ 'lü durumda bir  $d$  bozonu ve ikincisi de bir tane  $s$  bozonu oluşmaktadır. Bu işlemciler kullanılarak

$$d_\mu^\dagger d_\mu, d_\mu^\dagger s, s^\dagger d_\mu, s^\dagger s \quad 2.6$$

gibi tek-parçacık bozon işlemcileri yazılabilir. 36 tane birbirinden bağımsız böyle işlemciler vardır. Hamiltonyenin dönmeler altında değişmez olması gerektiğinden (2.6) eşitliğindeki işlemcilerin belirli çizgisel karışımlarını kullanmak çok daha uygun olur. Yaratıcı  $d_\mu^\dagger$  işlemcileri, dönmeler altında rankı 2 olan indirgenemez küresel tensör bileşenleri gibi davranırlar.  $d_\mu$  yoketme işlemcileri böyle dönüşüm özellikleri sağlamadıkları için bu özelliği sağlayan

$$d_{\mu} = (-)^{2\mu} d_{-\mu} = (-)^{\mu} d_{\mu} \quad 2.7$$

tanımlaması kullanılır. Şimdi k ranklı indirgenemez tensör olan

$$(d^{\dagger}d)^{(k)} = \sum_{\mu} \langle 2\mu 2\mu' | 22kq \rangle d_{\mu}^{\dagger} d_{\mu'} \quad k=0,1,2,3,4 \quad 2.8$$

işlemcileri ve rankı 2 olan

$$d_{\mu}^{\dagger} s, s^{\dagger} d_{\mu} \quad 2.9$$

kuadrupol işlemcileri ve (rankı 0) olan  $s^{\dagger} s$  işlemcilerinden oluşan tam bir set tanımlanabilir. Bu işlemcilerin toplam sayısı yine 36 dır.

En genel Hamiltonyen tek-parçacık bozon terimleri ve bozon-bozon etkileşme terimlerini içerir ve dönmeler altında değişmez olmalıdır (J ile sıra değişimli). Böylece Hamiltonyen (2.8) ve (2.9) eşitliklerindeki rankı sıfırdan farklı indirgenemez tensörlerin bütün mümkün skaler çarpımlarının çizgisel karışımları olur. Ayrıca iki tane de bir-bozon skaleri eklenebilir. Bunlar açıkça (2.8) ve (2.9) eşitliklerindeki  $k=0$  tensörleridir. Bütün tek-parçacık bozon işlemcileri s ve d bozonlarının sayısını değiştirmeyeceği için Hamiltonyende toplam bozon sayısını değiştirmeyecektir. Diğer bir değişle Hamiltonyen ile sayı işlemcisi

$$N = s^{\dagger} s + \sum_{\mu} d_{\mu}^{\dagger} d_{\mu} = s^{\dagger} s + (d^{\dagger} d) \quad 2.10$$

sıra-değişimlidir. Bu sayı işlemcisinin N özdeğeri Hamiltonyenin öz durumları için uygun kuantum sayısıdır.

Bozon Hamiltonyeninin hermityen olma koşulu (2.9) eşitliğindeki iki kuadrupol işlemcisinin yalnızca belirli karışımlarında içerilecektir. Terimlerin sayısı yine de fazladır. İki tane tek-parçacık bozon terimine ek olarak dokuz mümkün skaler çarpım vardır. Fakat skaler çarpımların tümü birbirinden bağımsız değildir. Bozon durumlarının simetrisinden dolayı yalnızca  $L=0,2,4$  değerine sahip iki d bozonlu durumlara izin verilir. L'nin tek değerli durumları antisimetriktir. Böylece herhangi iki d bozonu etkileşmeleri en fazla üç bağımsız terime sahip olabilir. Böylece (2.8) eşitliğindeki beş skaler çarpımın yalnızca üç bağımsız karışımı kullanılabilir. Bunun için çiftlenim sırasını değiştirerek skaler çarpımları oluşturmak mümkündür. Sıra-değişim bağıntılarından dolayı bozon-bozon etkileşmesine ek olarak tek-parçacık bozon terimleri de ortaya çıkar. Elde edilen Hamiltonyen aşağıdaki şekilde yazılabilir.

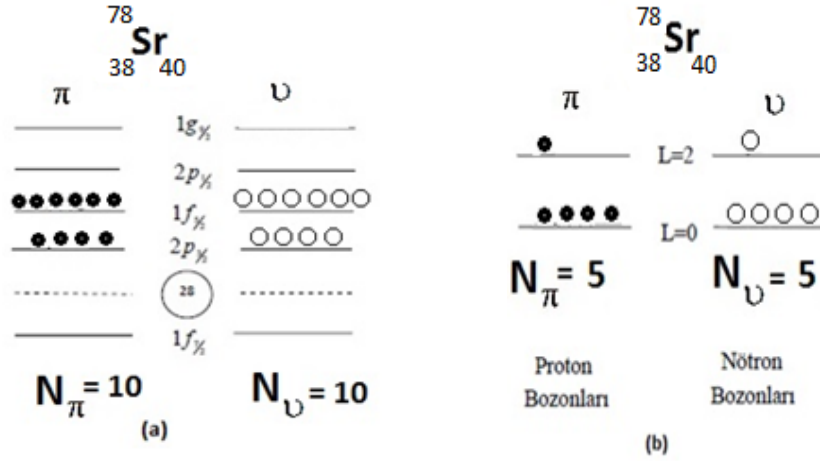


$$\begin{aligned}
H = & \varepsilon_s (s^+ s) + \varepsilon_d (d^+ d) + \sum_{L=0,2,4} 1/2(2L+1)^{1/2} c_L [(d^+ x d^+)^{(L)} (d x d)^{(L)}]^{(0)} \\
& + 1/\sqrt{2} v_2 [(d^+ x d^+)^{(2)} (d x s)^{(2)} + (d^+ x s^+)^{(2)} (d x d)^{(2)}]^{(0)} \\
& + 1/\sqrt{2} v_0 [(d^+ x d^+)^{(0)} (s x s)^{(0)} + (s^+ x s^+)^{(0)} (d x d)^{(0)}]^{(0)} \\
& + u_2 [(d^+ x s^+)^{(2)} (d x s)^{(2)}]^{[0]} + 1/2 u_0 [(s^+ x s^+)^{(0)} (s x s)^{(0)}]
\end{aligned} \tag{2.11}$$

burada  $\varepsilon_s$  ve  $\varepsilon_d$ , sırasıyla s ve d bozonlarının bağlanma enerjilerini,  $s^\dagger s$  ve  $(d^\dagger d)$  ise sırasıyla s ve d bozonları için sayı işlemcilerini ve  $d_\mu = (-1)^\mu d_{-\mu}$  küresel tensörü tanımlar.  $c_0$ ,  $c_2$  ve  $c_4$  katsayıları d-bozonları,  $u_0$  katsayısı da s-bozonları arasındaki,  $v_2$ ,  $v_0$  ve  $u_2$  katsayılarıyla da s-bozonları ile d-bozonları arasındaki etkileşmelerin şiddetini belirtilir. Ayrıca burada  $\mu=0, \pm 1, \pm 2$  şeklindedir.

Çekirdekdeki kolektif durumlar bozon serbestlik dereceleri cinsinden tanımlanır. Bundan hareketle IBM-1 nükleon serbestlik derecelerinden herhangi birini referans almaz[11]. Mikroskobik nükleer serbestlik dereceli kolektif bozon serbestlik derecelerini birleştirmede IBA modelinin gelişmiş versiyonu Etkileşen Bozon Modeli-2 (IBM-2) öne sürülmüştür[13]. Bu Kumar ve Baranger tarafından geliştirilen IBM 'de mikroskobik görünümünden kolektif görünüm elden kolektif modelin daha farklı versiyonuna benzer biçimindedir[14].

IBM-2 'de çekirdeğin alçak düzey kolektif kuadropol durumlarının yapısı; 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 'daki ana dolu tabakalar dışındaki değerlik parçacıklarının uyarımıyla belirlenir.(Şekil 2.2.1a.).



Şekil 2.2. 1. (a)  $^{78}_{38}\text{Sr}$  için kabuk model gösterimi, (b) Aynı çekirdek için kabuk modeli gösteriminden bozon gösterimine geçiş

Çift-çift çekirdeklerdeki önemli parçacık konfigürasyonunun toplam açısai momentumu  $J=0$  ve  $J=2$  olan durumlarla birlikte özdeş parçacıkların çiftlendiği varsayılır. Sonuç olarak bu çiftler bozonlar olarak el e alınır.  $J=0$  açısai momentumlu proton veya nötron bozonları  $S_{\pi}$  veya  $S_{\nu}$  ile gösterilirken  $J=2$  açısai momentumlu proton veya nötron bozonları  $d_{\pi}$  veya  $d_{\nu}$  ile gösterilirler (Şekil 2.2.1b.).

Parçacık uzayında parçacık-boşluk ilişkisini hesaplamak için  $N_{\pi}$ ; proton bozon ve  $N_{\nu}$ ; nötron bozon sayısı en yakın dolu tabakadan hesaplanır. Yani eğer tabakanın yarıdan çoğu dolu ise  $N_{\pi}$ ,  $N_{\nu}$  boşluk çiftlerinin sayısı olarak alınır. Böylece, örneğin;

$^{78}_{38}\text{Sr}$  için;  $N_{\pi}=(38-28)/2=5$  ve  $N_{\nu}=(50-40)/2=5$  olurken,  $^{80}_{38}\text{Sr}$  için  $N_{\pi}=(38-28)/2=5$  ve  $N_{\nu}=(50-42)/2=4$  'dür. 4 'ün üzerindeki çizgi boşluk durumlarını göstermektedir. Bunların boşluk durumları olduğunu göstermek için çoğu kez bir çizgi  $\bar{N}_{\pi(\nu)}$  sayısı üzerine yerleştirilir. Bozonların  $N$  toplam sayısı Etkileşen Bozon Modeli-1 'de bir parametre olarak dikkate alınırken, şimdi  $N = N_{\pi} + N_{\nu}$  şeklinde sabitleştirilmiştir.

IBM-2 Hamiltonyeni,  $H_\pi$  proton bozon Hamiltonyeni ve  $H_v$  nötron bozon Hamiltonyeni olmak üzere ve de  $V_{\pi v}$  proton-nötron etkileşmeleriyle beraber, şu şekilde yazılır[15],

$$H = H_\pi + H_v + V_{\pi v} \quad (2.12)$$

Bu Hamiltonyendeki bozon enerjilerine ek olarak en önemli kısımlardan olan nötron-proton kuadropol operatörleri ve Majanora etkileşme parametreleri de göz önüne alınırsa (2.12) denklemi;

$$H = \varepsilon(n_{d\pi} + n_{dv}) + \kappa Q_v \quad Q_\pi + V_\pi V_\pi + V_v V_v + M_{\pi v} \quad (2.13)$$

Şeklinde yazılabilir [16]. Burada  $n_{d\pi}$  ve  $n_{dv}$  ifadeleri,

$$n_d = n_{d\pi} + n_{dv} \quad (2.14)$$

$n_d$  d-bozon numaralı operatördür ve temsil eder. Nötron-proton kuadropol operatörü en genel haliyle

$$Q_\rho = (s^+ \tilde{d} + d^+ s)_\rho + \chi_\rho (d^+ \tilde{d})_\rho \quad (2.15)$$

Şeklindedir ve proton veya nötron kuadropol işlemcisidir (burada  $\rho = \pi$  veya  $v$  'dir). Etkileşen Bozon Modeli-2 'de çekirdek  $(s_\pi, d_\pi)$  veya  $(s_v, d_v)$  proton veya nötron bozonları cinsinden tanımlanır. Majanora etkileşme parametresi de;

$$M_{\pi v} = \sum_{k=1,3} (d_v^+ d_\pi^+)^{(k)} \cdot (\tilde{d}_v \tilde{d}_\pi)^{(k)} \quad (2.16)$$

ile ifade edilir[15].

### 2.2.1. Bozon Hamiltonyeni

IBM-2 Hamiltonyeni

$$H = E_0 + \varepsilon(n_{dv} + n_{d\pi}) + \kappa Q_v^{(2)} \cdot Q_\pi^{(2)} + V_{vv} + V_{\pi\pi} + M_{v\pi} \quad (2.17)$$

olarak yazılmış olur. Belli bir çekirdek için  $E_0$  sabit olup en azından kuadratik olarak  $N_v$  ve  $N_\pi$  'ye bağlıdır. Bu da sadece bağlanma enerjisine katkıda bulunduğu görülmektedir.

### 2.2.2. g- çarpanı

Küresel ve deforme çekirdeklerdeki alçak düzeylerin g-çarpanları IBM-2 kullanılarak tanımlanır. Özellikle küresel veya deforme olmuş çift-çift çekirdeklerdeki  $2_1^+$  durumları için bu model uygundur. Bu durumların nötron ve proton serbestlik derecelerinde tamamen simetrik olduğu varsayılırsa,  $g(2_1^+)$

$$g(2_1^+) = g_v N_v / N_t + g_\pi N_\pi / N_t \quad (2.18)$$

şeklindedir [17]. Burada,  $g_\pi, g_v$  proton veya nötron bozon g -çarpanları,  $N_\pi, N_v$  proton veya nötron bozon sayıları ve  $N_t = N_\pi + N_v$  ile verilmektedir. g -çarpanının birimi  $\mu_N$  'dir,

### 2.2.3. Kuadropol moment

Elektrik kuadropol moment, çekirdek yük dağılımının küresel simetriden ayrılmasının bir ölçüsüdür[18] . Kuadropol momentler

$$Q_L = \langle L, M_L = L | \sqrt{\frac{16\pi}{5}} T^{(E2)} | L, M_L = L \rangle = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \begin{pmatrix} L & 2 & L \\ -L & 0 & L \end{pmatrix} \langle L || T^{(E2)} || L \rangle \quad (2.19)$$

ifadesiyle tanımlanır[12]. Kuadropol momentin birimi e·b (elektron·barn) 'dir.

#### 2.2.4. İzospin ve F spin

İki farklı parçacık olan proton ve nötron tek bir parçacık gibi düşünülebilir, nükleon. Her ikisi de  $\frac{1}{2}$  spine sahip olup kütleleri proton ve nötron için sırasıyla  $938.272 \text{ MeV} / c^2$  ve  $939.566 \text{ MeV} / c^2$  dir. Dikkat edilirse kütle farkı  $0.1 \%$  civarındadır. Bu iki parçacığın temel farkı yük ve manyetik dipol moment gibi elektromanyetik özelliklerden kaynaklanır.

Eğer sadece kuvvetli etkileşimle ilgilenilirse, elektromanyetik etkileşme olmadığından proton nötrondan ayırt edilemez. Bu durum kuantize eksen üzerindeki intirinsic spin  $s$  'in farklı  $m_s$  değerindeki izdüşümlerine benzemektedir. Bunun proton-nötron sistemi ile benzerliğini göstermek amacı ile spini  $\frac{1}{2}$  olan bir parçacık düşünelim. B manyetik alanın olmadığı bir ortamda parçacıklar muhtemel iki  $m_s$  değerinde  $\pm \frac{1}{2}$  enerji dejenerasyonun da bulunacaklar ve sonuçta her biri diğerinden ayırt edilemeyecektir. Ancak, bir kez sonlu bir manyetik alan sisteme uygulanınca, dejenere ortadan kalkacak ve parçacıklar farklı enerjilerde intirinsic spin  $s$  değerlerine bağlı olarak manyetik alanla paralel yada zıt olarak yerleşeceklerdir. Eğer coloumb alanını manyetik alanla değiştirirsek, bir protonla bir nötronun farkı,  $m_s = \pm \frac{1}{2}$  parçacıklar arasındaki farka benzemektedir.

Eğer protonlar ve nötronlar birimsel parçacıklar olarak düşünülecekse bunları ayırt etmemiz için yeni bir etikete ( tanıma) ihtiyacımız vardır. Bu amaçla izospin kavramı ortaya konmuştur. Nükleon için yalnızca iki muhtemel seviye proton ve nötron seviyesi, spini  $1/2$  olan bir sistemin iki farklı alt seviyeye sahip olması gibi, izospin  $t = \frac{1}{2}$  şeklinde tanımlayabiliriz. İki nüleon izospin  $t$  operatörünün üçüncü bileşeni hariç olmak üzere  $t_0 = \pm \frac{1}{2}$  ile ayırt edilebilir. Proton durumu  $|t = 1/2, t_0 = +1/2\rangle$  durumuna ,  $|t = 1/2, t_0 = -1/2\rangle$  durumu da nötron durumuna karşılık gelir. Her iki ifade biraz düzeltilerek

$$|p\rangle \equiv |t = 1/2, t_0 = +1/2\rangle \quad |n\rangle \equiv |t = 1/2, t_0 = -1/2\rangle \quad (2.20)$$

burada  $|p\rangle$  ve  $|n\rangle$  proton ve nötronun dalga fonksiyonlarına karşılık gelir. Çekirdek bir çok nükleondan oluşmaktadır, toplam izospin her bir nükleonun izospinlerinin vektör toplamı olarak verilebilir.

$$T = \sum_{i=1}^A t(i) \quad (2.21)$$

Burada A nükleon sayısını verir.

Elektromanyetik etkileşimlerin olmadığında izospini sabit bir hareket olarak düşünebiliriz. Yani, hamiltonyanın öz durumları aynı zamanda  $t^2$  izospin operatörünün karesinin ve üçüncü bileşeni  $t_0$ 'nin öz durumlarıdır. Sonuç olarak her bir öz durum  $t$  ya da  $(T)$  ile ve  $t_0$  yada  $(T_0)$ ,  $t(t+1)$  yada  $T(T+1)$   $t^2$  yada  $(T^2)$  ve  $t_0(T_0)$  in beklenen değerler olarak yazılabilir. Çekirdekte izospin simetrisinin temel kaynağı protonlar arasındaki coloumb etkileşiminden bozulur. Bununla birlikte kaydedilebilen kaynak, iki nükleon arasındaki nötr ve yüklü mezon kütlelerinin değişim farkıdır. (1934 Yukawa teori). Nükleer kuvvetlerdeki en temel izospin kırılma terimlerinin ihtimaliyeti u- ve -d kuarklarının kütle farkından kaynaklandığı tahmin edilmekte olup henüz kesin bir hüküm getirilmemiştir.

T operatörünün özdeğeri olarak,

$$T_z = -\frac{1}{2}(N - Z) \quad (2.22)$$

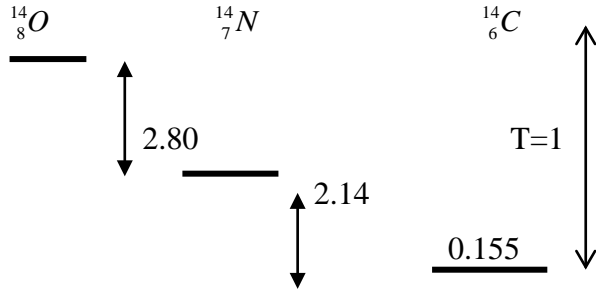
sonucu elde edilir. Spin formalizmine benzer şekilde, bir çekirdeğin

$T = \frac{1}{2} \sum t(i)$  şeklinde bir toplam izospini vardır. O halde  $T^2$  nin özdeğeri

$$T^2 = T(T+1) \quad T_z = 0,1,2,3,\dots \quad \text{veya} \quad T_z = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots \quad \text{ve}$$

$T_z$  nin özdeğerleri  $-T \leq T_z \leq T$  veya bir izospin multipleti meydana getirmek üzere

$T_z = T, T-1, T-2, \dots, -T$  şeklinde olur.



$$T_z = -\frac{1}{2}(N-Z) \quad T_z = -\frac{1}{2}(N-Z) \quad T_z = -\frac{1}{2}(N-Z) \quad (2.23)$$

$$T_z = 1 \quad T_z = 0 \quad T_z = -1$$

Triplet      Singlet

Yalın matematiksel bakış açısından spin ve izospin çok benzer yapıdadırlar.  $S = \frac{1}{2}$  olan bir parçacık ve bunun kuantumlanmış eksen boyunca iz düşümü  $m = +1/2$  iki bileşenli kolon matrisi temsili ile

$$|s = 1/2, m = +1/2\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

benzer şekilde, spini  $s = \frac{1}{2}$  ve  $m = \frac{1}{2}$

$$|s = 1/2, m = -1/2\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Benzer yolla nükleonların izospin dalga fonksiyonları

$$|p\rangle = |t = 1/2, t_0 = +1/2\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_t \quad (2.26)$$

$$|n\rangle = |t = 1/2, t_0 = -1/2\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_t \quad (2.27)$$

alt indis olarak yazılan  $t$  izospin kolon matrisi olduğunu belirtmek içindir. Uygun kullanım için proton  $t_0 = \pm 1/2$  ve nötron  $t_0 = -1/2$  alındı.

$T = \frac{1}{2}$  için izospin operatörler, aynen spini  $\frac{1}{2}$  olan sistemde açısal momentum operatörünün Pauli spin operatörlerinden türetilbildiği gibi elde edilebilir.

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ +i & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

$\tau$  izospin operatörlerinin x-y ve z- bileşenleridir. Bu matrisler

$$\tau_i \tau_j = \delta_{ij} I + i \varepsilon_{ijk} \tau_k \quad (2.29)$$

eşitliğini sağlarlar.

Burada I 2x2 birim matris ve  $\varepsilon_{ijk}$  üç boyutta Levi- Civita sembolüdür.  $\varepsilon_{ijk} = 1$  eğer i,j ve k 1,2 ve 3 ün çift permutasyonu ise ve  $-1$  tek permutasyonu ise ve 0 eğer iki yada daha fazla indis aynı ise.

Bir nükleon için (2.28) ve (2.29) eşitliklerinden de görüleceği üzere  $\tau_3$  operatörü yada  $\tau_0$  operatörlerinin öz fonksiyonlarının küresel koordinatlardaki ifadesi

$$\tau_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \tau_3 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = + \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

$$\tau_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \tau_3 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

izospin üçüncü bileşeni  $t_0$  ,  $\tau_0$  beklenen değerinin yarısına ve Pauli spin operatörü  $\sigma_0$  nün üçüncü bileşenin beklenen değere eşittir.

Eşitlik (2.30,2.31) den izospin alçalan ve yükselen operatörler oluşturulabilir. Yükselen operatör ( $\tau_+$ ) ve alçaltan operatör ( $\tau_-$ ) olmak üzere proton-nötron dönüşümü ya da nötronlardan protona dönüşüm yazılabilir.

$$\tau_+ = \frac{1}{2}(\tau_1 + i\tau_2) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

$$\tau_- = \frac{1}{2}(\tau_1 - i\tau_2) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$



Etkileşen Bozon Modeli-2 Hamiltonyenindeki kuvvetli nötron-proton etkileşmesi, öz durumlarda nötron-proton bozonlarının yüksek merteye karışımlarına neden olur. Nötron-proton kuantum sayıları kötü bir biçimde karışmıştır ve böylece öz durumların etiketlenmesine yardımcı olamazlar. Bu durumda F-spin[9] daha iyi bir kuantum sayısı olarak ortaya çıkar. Çünkü proton-proton ve nötron-nötron bozonlarını ayırabildiği için F-spin kuantum sayısı bu modelde durumları sınıflandırmak için kullanılır. Yalnızca bir  $\pi$  (proton-proton) bozonu için  $F = \frac{1}{2}$  ile  $F_z = +\frac{1}{2}$  ve bir  $\nu$  (nötron-nötron) bozonu için  $F_z = -\frac{1}{2}$  'dir. İki bozonda sırasıyla  $\pi\pi$ ,  $\pi\nu$  ve  $\nu\nu$  kombinasyonları için  $F = 1, F_z = 1, 0, -1$  ile simetrik durumların üçüyle birleştirilebilir.  $\pi\nu$  sistemi için  $F = F_z = 0$  anti simetrik bir durumdur. Çünkü bozon dalga fonksiyonu her yerde simetrik olmalı, yörünge dalga fonksiyonu sd-uzayında  $F=1$  için simetrik ve  $F=0$  için anti simetriktir. Bu yapı yüksek bozon numaralarına genişletilebilir. N (toplam) bozonlarının tüm durumları, anti simetrik bozon çiftleri içermiyorsa  $F = N/2$  dir. Bir tane anti simetrik bozon çifti içeren durumlar,  $F = (N/2) - 1$  'e sahiptir ve deneysel olarak gözlenen  $1^+$  ve  $2^+$  durumlarını içerir [19].

F-spinin IBM-2 Hamiltoniyeniyle ilişkisi Harter ve arkadaşları[20] tarafından incelenmiştir. Denklem (2.32) 'deki  $F_0$  bileşeni daima Hamiltonyen ile sıra değişimlidir. Çünkü  $F_0, F_z = \frac{1}{2}(N_\pi - N_\nu)$  öz değeriyle köşegendir. Bu durumda IBM-2 Hamiltonyeninin daima F-spin uzayında aksenal simetrik olduğunu söyleyebiliriz. Diğer kuvvetli kriter  $[F_\pm, H] = 0$ , olup olmadığıdır. Eğer bu kriter sağlanırsa, Hamiltonyen bir F skaleridir ve onun öz durumları  $F_z$  'ye göre dejeneredir. Bu durumda tam F-spin simetrisi söz konusudur [21].

F-spininin iyi kuantum sayısı olması için zayıf kriter ise  $[F^2, H] = 0$  olup olmadığıdır. Bu kriter  $[F_\pm, H] \neq 0$  olmasına izin verir ki bu durumda Hamiltonyen bir F skaleri değildir. Fakat onun öz değerleri,  $F_z$  ye göre dejenere olmasalar bile, iyi F değerine sahiptir[20].

$N = N_v + N_\pi$  bozonlu bir durum eğer maksimum F-spine ( $F = N/2$ ) sahipse nötron ve proton bozonlarının iç değişimi altında tamamıyla simetriktir. Sadece s-bozonlu bir durum yani

$$\left| s_v^{N_v} s_\pi^{N_\pi} \right\rangle \quad (2.33)$$

doğal olarak tamamen simetrik ve  $F = N/2$  değerine sahiptir. Bu hal,

$$\vec{F}^2 = F_+ F_- + F_0^2 - F_0 \quad (2.34)$$

durumu üzerinde işlemci kullanarak yani

$$\vec{F}^2 \left| s_v^{N_v} s_\pi^{N_\pi} \right\rangle = (N/2 + 1)(N/2) \left| s_v^{N_v} s_\pi^{N_\pi} \right\rangle \quad (2.35)$$

şeklinde kontrol edilebilir.  $N_d$  kuadropol bozonları içeren tamamen simetrik durumlar Denklem (2.35) üzerine

$$(d_v^+ s_v + d_\pi^+ s_\pi)^{n_d} \quad (2.36)$$

İşlemcisi etki ettirilerek oluşturulabilir. Bu yolla oluşturulmuş durum maksimum F-spine sahip olup Denklem (2.36) işlemcisi gerçeğiyle F-spin üreticileriyle Denklem (2.30) sıra değişimlidir. En sondaki kullanım şekli için maksimum F-spinli  $F_z = (N_\pi - N_v)/2$  ve  $n_d = 1, 2$  için durumları

$$\left| n_d = 1, F = N/2 \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} (\sqrt{N_v} \left| d_v s_v^{N_v-1} s_\pi^{N_\pi} \right\rangle + \sqrt{N_\pi} \left| d_\pi s_v^{N_v} s_\pi^{N_\pi-1} \right\rangle) \quad (2.37)$$

ve

$$\begin{aligned} \left| n_d = 2, F = N/2 \right\rangle = & \frac{1}{\sqrt{N(N-1)}} (\sqrt{N_v(N_v-1)} \left| d_v^2 s_v^{N_v-2} s_\pi^{N_\pi} \right\rangle \\ & + \sqrt{2N_v N_\pi} \left| d_v d_\pi s_v^{N_v-1} s_\pi^{N_\pi-1} \right\rangle + \sqrt{N_\pi(N_\pi-1)} \left| d_\pi^2 s_v^{N_v} s_\pi^{N_\pi-2} \right\rangle) \end{aligned} \quad (2.38)$$

Biçiminde yazılır. Burada  $N = N_v + N_\pi$  'dir. Diğer bir muhtemel durum antisimetrik olan  $n_d = 1$  durumu için

$$|n_d = 1, F = N/2 - 1\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} (\sqrt{N_\pi} |d_v s_v^{N_v-1} s_\pi^{N_\pi}\rangle - \sqrt{N_v} |d_\pi s_v^{N_v-1}\rangle) \quad (2.39)$$

Yazılabilir.

### 2.3. Elektromanyetik Geçiş İşlemleri

Etkileşen bozon modelinde, uygun operatörler kullanılarak bazı gözlemlenebilir nicelikler hesaplanabilir. Elektromanyetik geçiş olasılıkları için, bozon serbestlik dereceleri cinsinden ifade edilen tek-bozon operatörünün ilk kuantizasyonu,

$$\hat{T}^{(1)} = \sum_{i=1}^N \hat{t}_i^{(1)} \quad (2.40)$$

ifadesi ile verilir. Bu ifadeye eğer gerekirse yüksek mertebeli ( iki-cisim...) bozon terimleri eklenebilir. Yukarıdaki ifadenin ikinci kuantizasyon formu;

$$\hat{T}^{(1)} = \alpha_2 \delta_{12} (d^+ s + s^+ d)_m^{(2)} + \beta_1 (d^+ d)_m^{(1)} + \tau_0 \delta_{m0} \delta_{10} (s^+ s)_0^{(0)} \quad (2.41)$$

şeklindedir.

Bu ifade açılırsa aşağıdaki elektromanyetik geçiş operatörleri elde edilir [22,23].

$$\hat{T}_0(E0) = \gamma_0 + \beta_0 (d^+ x d)_0^{(0)} + \alpha_0 (s^+ x s)_0^{(0)}$$

$$\hat{T}_m(M1) = \beta_1 (d^+ x d)_m^{(1)}$$

$$\hat{T}_m(E2) = \alpha_2 (d^+ x s + s^+ x d)_m^{(2)} + \beta_2 (d^+ x d)_m^{(2)} \quad (2.42)$$

$$\hat{T}_m(M3) = \beta_3 (d^+ x d)_m^{(3)}$$

$$\hat{T}_m(E4) = \beta_4 (d^+ x d)_m^{(4)}$$

Yukarıdaki denklemlerin ilkinde yani E0 geçiş operatöründe  $N = n_s + n_d$  tanımı kullanılırsa

$$T_0(E0) = \tau_0 N + \beta_0 n_d$$

$$\beta_0 = \frac{\beta_0}{\sqrt{5}} - \tau_0 \quad (2.43)$$

İfadesi elde edilir. Bu denklemdeki  $\omega N$  terimi sadece diagonal matris elemanlarına sahiptir. Bundan dolayı E0 geçişlerine katkıda bulunmaz[22]. Ayrıca M1 operatörü şu şekilde yazılabilir.

$$\hat{T}_m(M1) = (10)^{-1/2} \beta_0 \hat{L}_m \quad (2.44)$$

burada L açısai momentum operatörüdür. Bu son ifade sadece manyetik momentlere katkıda bulunur, bunun için IBM yaklaşımında yalnız M1 geçişlerine müsaade edilmektedir [23]. Yukarıdaki E2 geçiş operatörünün rankı 2 olan hermityen bir tensördür ve bu ifadedeki  $\alpha_2$  katsayısı etkin bozon yükü olarak adlandırılır.

IBM kullanılarak hesaplanan diğer nükleer özellikler; izomer ve izotop değişimleri, iki nükleon ayrılma enerjileri ve iki nükleon transfer reaksiyonlarının şiddetleridir. Bütün bu özellikler nötron ve proton serbestlik derecelerine açıkça bağlı olmasından dolayı IBM yaklaşımı kullanılarak oldukça iyi hesaplamalar yapılabilir [24,25].

IBM-2 'deki E2 işlemcisi

$$T(E2) = T_\pi^{(2)} + T_\nu^{(2)} \quad (2.45)$$

ile verilir. Burada kuadropol işlemci

$$T_\rho^{(2)} = e_\rho^{(2)} Q_\rho^{(2)} ; \quad (\rho = \pi, \nu) \quad (2.46)$$

olup  $Q_\rho^{(2)}$  işlemcisi ise Denklem (2.20) ile verilmektedir.  $Q_\rho^{(2)}$  işlemcisi Hamiltonyende görülen Q işlemcisinden prensipte farklı olmasına rağmen basitlik için aynı alınabilir. Böylece elektromanyetik geçiş oranları sadece  $e_\pi^{(2)}$  ve  $e_\nu^{(2)}$  bozon etkin yüklerine bağlı olmaktadır. Mikroskobik temelde  $e_\pi^{(2)}$  'nin sadece  $N_\pi$  'ye,  $e_\nu^{(2)}$  'nin de  $N_\nu$  'ye bağlı olması beklenir. Mikroskobik hesaplamalar deforme çekirdeklere  $e_\pi = e_\nu$ , küresel çekirdeklere ise  $e_\pi \approx e_\nu$  değerini öngörür [26].

$0_1^+ \rightarrow 2_1^+$  geçişiyle ilgili ifadeyi bulabiliriz:

$$\begin{aligned}\langle \mathbf{d}; 2_1^+ \| \mathbf{Q}_\pi \| 0_1^+ \rangle &= \sqrt{\frac{N_\pi}{N}} \langle \mathbf{d}_\pi \| \mathbf{d}_\pi^\dagger s_\pi \| 0 \rangle \\ &= \sqrt{\frac{5}{N}} N_\pi\end{aligned}\quad (2.47)$$

yazalım. Bu durumda

$$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = (e_\nu N_\nu + e_\pi N_\pi)^2 \frac{5}{N} \quad (2.48)$$

elde edilir.  $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$  geçişi için de

$$\begin{aligned}\langle \mathbf{d}; 2_2^+ \| \mathbf{Q}_\pi \| 0_1^+ \rangle &= -\sqrt{\frac{N_\nu}{N}} \langle \mathbf{d}_\pi \| \mathbf{d}_\pi^\dagger s_\pi \| 0 \rangle \\ &= \sqrt{\frac{5N_\nu N_\pi}{N}}\end{aligned}\quad (2.49)$$

ve buradan da

$$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_2^+) = (e_\nu - e_\pi)^2 \frac{5}{N} N_\nu N_\pi \quad (2.50)$$

değerini elde ederiz.

Etkileşen Bozon Modeli-2 'de E2 işlemcisi F-skaler ve F-vektör şeklinde ikiye ayrılabilir. İlgili ifadeler aşağıdaki gibi verilebilir:

$$T(E2) = e_\pi Q_\pi + e_\nu Q_\nu = e_s Q_s(\chi_1) + e_\nu Q_\nu(\chi_2) \quad (2.51)$$

$$e_s \equiv \frac{1}{2}(e_\pi + e_\nu) \quad e_\nu \equiv \frac{1}{2}(e_\pi - e_\nu) \quad (2.52)$$

$$Q_s(\chi) \equiv Q_\pi(\chi) + Q_\nu(\chi) \quad Q_\nu(\chi) \equiv Q_\pi(\chi) - Q_\nu(\chi) \quad (2.53)$$

$$\chi_1 \equiv \frac{e_\pi \chi_\pi + e_\nu \chi_\nu}{e_\pi + e_\nu} \quad \chi_2 \equiv \frac{e_\pi \chi_\pi - e_\nu \chi_\nu}{e_\pi - e_\nu} \quad (2.54)$$

E2 seçim kuralları genel olarak, F-skaler terimi  $Q_s$  için  $\Delta F = 0$  ve F-vektör terimi  $Q_v$  için  $\Delta F = 0, \pm 1, 0 \rightarrow 0$  'dır. Böylece sadece  $e_\pi \neq e_v$  iken  $2_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+$  gibi  $F_{mak} \leftrightarrow F_{mak} - 1$  geçişlerine sahip olabiliriz.  $e_\pi \approx e_v$  iken kuvvetli M1 bileşeni fakat zayıf E2 bileşeni  $2_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+$   $2_{ms}^+$  geçişinde beklenebilir. Bunun nedeni küçük  $|\delta|$  değerinin karışmış bir simetri durumunun varlığına işaret etmesidir.

### 2.3.1. Dinamik simetriler

Genelde, Hamiltonyan matris nümerik olarak enerji öz değerlerini elde etmek için diyagonalleştirilir. Fakat limit durumu da mevcuttur yani; enerji spektra kapalı analitik formdan da hesaplanabilir. Bu özel durumlar dinamik simetrilerle ilgilidir, ve ne zaman Hamiltonyan, Casimir invariant zincir alt grup U(6) terimleri cinsinden yazılırsa göz önüne alınır[25] nükleer durumlar iyi açısız momentuma sahip olduklarından, üç boyuttaki SO(3) rotasyonel grup bütün alt grup zincirlerini içermektedir. Bu kısıtlamalar altında üç muhtemel zincir bulunmaktadır [25].

$$U(6) \supset \begin{cases} U(5) \supset SO(5) \supset SO(3) \\ SU(3) \supset SO(3) \\ SO(6) \supset SO(5) \supset SO(3) \end{cases} \quad (2.55)$$

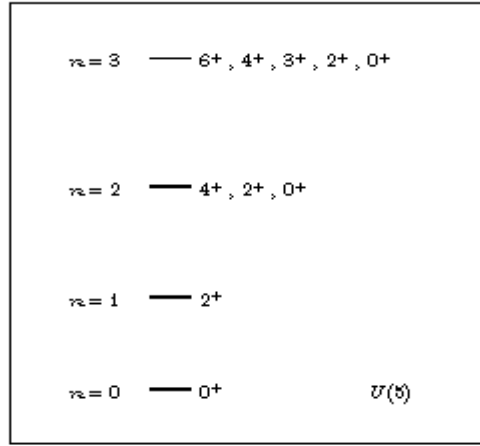
İlgili dinamik simetriler U(5) , SU(3) ve SO(6) olarak gösterilir.

(i)- U(5) limitinde enerji öz değerleri

$$E(n, v, L) = E_0 + \epsilon_n + \alpha n(n + 4) + \beta v(v + 3) + \gamma_L (L + 1) \quad (2.56)$$

ile verilir. Burada n, v ve L kuantum sayılarıdır ve ana seviyeleri etiketler. N kuadrupole bozonların sayısını, v bozon senioritesini, mesela kuadrupole bozonların sayısı açısız momentum sıfırda çiftlenmez ve L açısız momentumu belirler. Enerji spektrum tipik bir hemen sabit enerji aralığındaki ( $\alpha, \beta, \gamma \ll \epsilon$ ) n 'le bir seri multiplet etiketlemeyle karakterize edilebilir. Ground seviye  $n = v = L = 0$  durumu olup  $E_0$  a karşılık gelir.

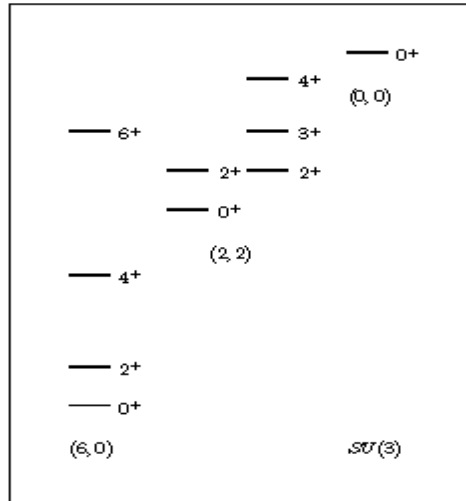
Şekil 2.3.1. 1 Spektrum yapısını U(5) limiti ile gösterimi



(ii) – SU(3) limitinde enerji öz değerleri

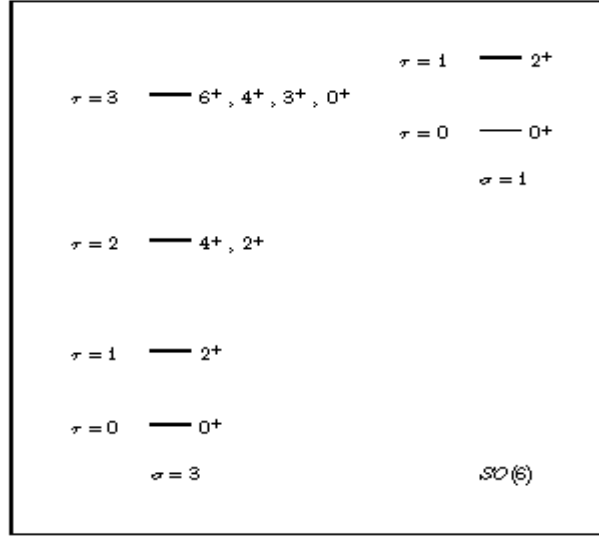
$$E(\lambda, \mu, L) = E_0 - \kappa[\lambda(\lambda + 3) + \mu(\mu + 3) + \lambda\mu - 2N(2N + 3)] + \kappa' L(L + 1) \quad (2.57)$$

burada  $\lambda$ ,  $\mu$  ve  $L$  ana seviyeleri etiketler. Spektrum  $(\lambda, \mu)$  ile etiketlenen bir seri bandlarla rijit rotor modelinde karakterize edilebilir. Burada enerji aralıkları  $L(L+1)$  ile doğru orantılıdır. Ground seviye bandı  $(\lambda, \mu) = (2N, 0)$  prolate rotor için ya da  $(\lambda, \mu) = (0, 2N)$  oblate rotor içindir. Her iki durumda ground seviye enerjisi  $E_0$  dir.



Şekil 2.3.1. 2 SU(3) limitinin tipik spektrumu

(iii) Son olarak SO(6) limitinde enerji formülü



Şekil 2.3.1. 3. Şekil 2.3.1. 4 SO(6) limitindeki tipik spektrum

$$E(\sigma, \tau, L) = E_0 + A(N - \sigma)(N + \sigma + 4) + B\tau(\tau + 3) + cL(L + 1) \quad (2.58)$$

Burada  $\sigma, \tau$  ve  $L$  ana seviyeleri karakterize etmektedir.  $\sigma$  ve  $\tau$  bozon senioriti etiketleri,  $\tau$  U(5) limitindeki  $\nu$  ile aynı anlamdadır.  $\sigma$  monopole ve kuadrupole bozonlarını içeren genelleştirilmiş senioritidir. Enerji spektrumu  $\sigma$  ile etiketlenen bir çok titreşim multiplet serisinden oluşmaktadır. Enerji aralığı denklem (2.7)' deki ifadenin son iki terimi ile doğru orantılıdır. Ground seviye  $\sigma = N$ ,  $\tau = L = 0$  ve  $E_0$  enerji seviyesidir.

Güç dinamiksel simetriler enerji için bir kapalı analitik ifadeler kümesi sağlar. Elektromanyetik geçiş oranları ve seçim kuralları deneyle kolaylıkla test edilebilir. Bunlar, kalitatif veri yorumlamasında son derece önemli rol oynar. Bununla birlikte, yalnızca birkaç çekirdek bu sınırlandırılmış durumla tanımlanabilir. Bilindiği üzere düşük enerji seviyelerinde  ${}^{110}_{48}\text{Cd}_{62}$ ,  ${}^{156}_{64}\text{Gd}_{92}$  ve  ${}^{196}_{78}\text{Pt}_{118}$  U(5), SU(3) ve SO(6) simetrileri için oldukça iyi örneklerdir [27]. Birçok çekirdek, dinamik simetriler



arasında benzer özellikleri gösterir. Herhangi üç dinamik simetri arasında geçiş bölgelerini tanımlamak için denklem (3)'deki en genel IBM Hamiltonyan formu kullanılmalıdır. Bunun özdeğerleri ve özvektörleri nümerik(sayısal) diyagonalizasyonla elde edilir. Geçiş bölgelerine örnekler, daha önce bahsedilen Pt izotopları arasındaki ağır bölge ve nadir toprak çekirdeklerinin iyi deforme olmuş bölgeleri ( $SO(6) \leftrightarrow SU(3)$  ile yorumlanan) geçişler, Sm izotopunda titreşim ve rotasyonel spektra arasındaki keskin geçiş ( $U(5) \leftrightarrow SU(3)$ ) ve Ru izotopunda titreşim ve  $\gamma$  kararsız çekirdek arasındaki geçişlerdir ( $U(5) \leftrightarrow SO(6)$ ).

### 2.3.2 IBM Hamiltonyan ve dinamik simetriler

IBM Hamiltonyeni basit olarak  $\varepsilon_d$  ve  $\chi$  parametreleri cinsinden,

$$H = \varepsilon_d n_d + \kappa Q(\chi)Q(\chi) \quad (2.59)$$

şeklinde yazılabilir<sup>(19)</sup>.

Burada  $n_d = (d^+ \cdot \tilde{d})$   $Q(\chi) = (s^+ \tilde{d} + d^+ s)^2 + \chi (d^+ \cdot \tilde{d})^2$  operatördeki parametreler  $\varepsilon_d$ , d-bozon uyarılma enerjisi,  $\kappa$  etkileşme şiddeti ve  $\chi$  kuadrupole etkileşiminde yapı parametresidir. Parametreler, (2.51) Hamiltonyenin özdeğerleri ile deneysel düşük enerji spektrumlarının çakıştırılması ile elde edilir. Eşitlik (2.51) deki Hamiltonyenin özdeğerleri düşük enerjili deneysel uyarılma spektrumunu ayarlar.

Özel parametre seti, Denklem (2.51) deki Hamiltonyen ve ilgili Dinamik simetritlerle birlikte aşağıdaki gibidir [28].

I	$\kappa = 0$	U(5)	
II	$\varepsilon_d = 0, \chi = -\frac{1}{2}\sqrt{7}$	SU(3)	(2.60)
III	$\varepsilon_d = 0, \chi = 0$	O(6)	

Scholten ve arkadaşları tarafından tanımlanan  $\xi$  parametresi, [29] ;

$$\xi = -\frac{\varepsilon_d}{N\kappa} \left(1 + \frac{\varepsilon_d}{N\kappa}\right)^{-1} \quad (2.61)$$

yardımıyla, parametre seti limitler arası durumlar için yazılabilir. Burada N toplam bozon sayısı, IBM deki limitler arası geçişler şu şekilde tanımlanabilir.

$$O(6) \rightarrow U(5); \xi = 0 \rightarrow \xi = 1; \chi = 0$$

$$SU(3) \rightarrow U(5); \xi = 0 \rightarrow \xi = 1; \chi = -\frac{1}{2}\sqrt{7} \quad (2.62)$$

$$O(6) \rightarrow SU(3); \xi = 0, \chi = 0 \rightarrow \chi = -\frac{1}{2}\sqrt{7}$$

Tüm bu parametrelere bağlı olarak elde edilen Hamiltonden ise,

$$H = \frac{\kappa}{\xi - 1} (N \cdot \xi_d + (\xi - 1)Q(\chi)Q(\chi)) \quad (2.63)$$

$$H = \frac{\kappa}{\xi - 1} H(\xi, \chi)$$

olarak yeniden yazılabilir. Bu formalizmde, incelenen bir çekirdeğin simetri özelliklerini ortaya koymak için fit edilerek bulunan K ve  $\varepsilon_d$  değerleri yardımıyla hesaplanan  $\xi$  ve  $\chi$  ile karşılaştırılır. Genellikle fit edilerek elde edilen bir parametre seti (2.54) ifadesinde verilen herhangi bir limit durumu parametreleri ile uyumlu olmadığı için çekirdeğin simetri üçgeninin iç bölgesinde yerleşmiş olması gerekiyor. Böylece bir yerleşimi belirtmek amacıyla da yeni bir koordinat sistemine gereksinim vardır [28].

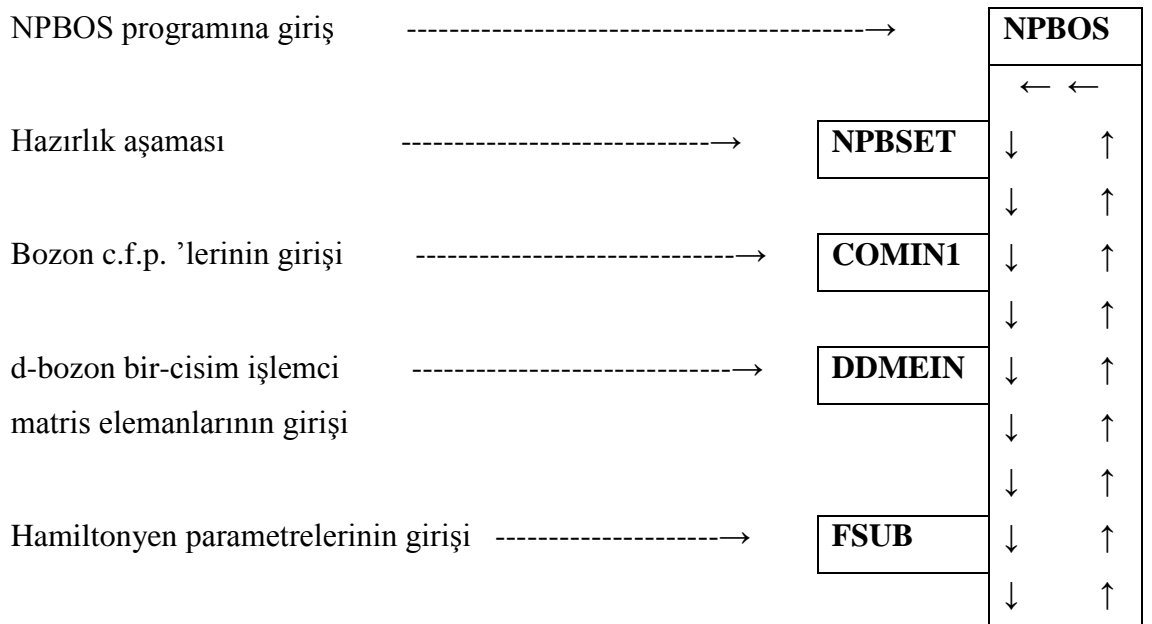
#### 2.4. NPBOS Programı

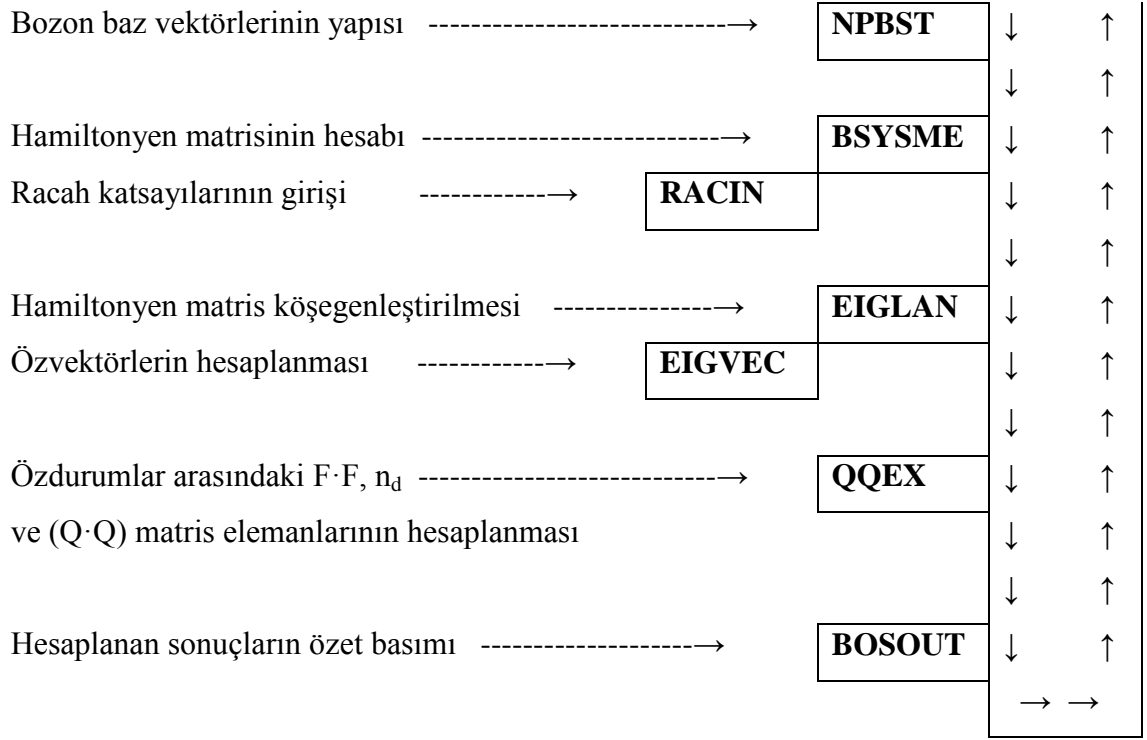
Çift-çift çekirdeklerin IBM-2 modelinde hesaplamaları NPBOS programında yapılmaktadır[30]. NPBOS programı 1976 yılında Otsuka tarafından yazılmıştır ve Scholten ve Otsuka tarafından yazılan NPBTRN programı ile birlikte çalışmaktadır. Her iki program Yoshida ve Otsuka tarafından 1983 yılında ve son olarak 1985 yılında Otsuka tarafından gözden geçirilmiştir.

Tablo 2.4. 1. Programdaki Kontrol Parametreleri

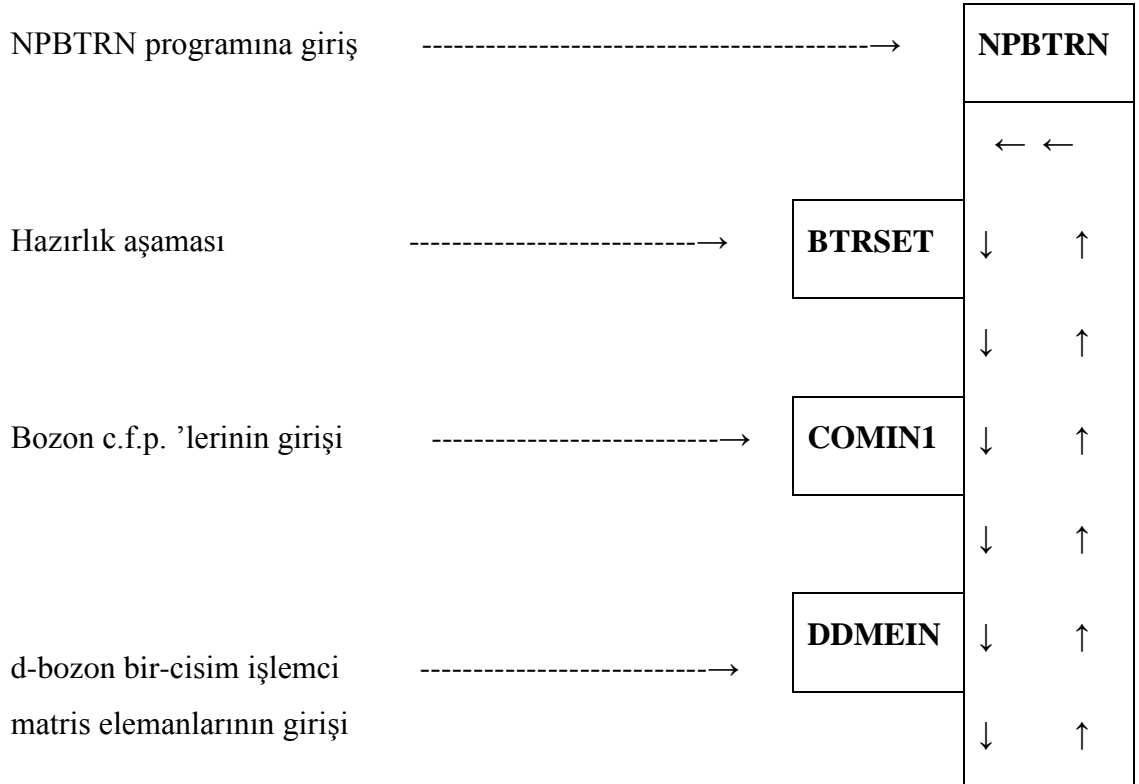
Programın Adı	Yaptığı Hesaplama
NPBOS	Enerji seviyelerini hesaplar.
NPBTRN	Elektromanyetik geçişleri hesaplar.
c.f.p.	Bozon cfp (Kesirli katılım katsayıları) dosyası CFPGEN ve NPCFPG çalıştırılarak oluşturulabilir.
CFPGEN	11 d-bozona kadar durumların bir-cisim c.f.p. 'leri hesaplanarak CFPGEN derlenir.
NPCFPG	11 ile sınırlı olan d-bozona durumların iki-cisim c.f.p. 'leri hesaplanarak NPCFPG çalıştırılır.
RACFL	NPBOS tarafından gerek duyulan Racah katsayılarını hesaplar ve binary olması gereken dosyada saklar.
DDMEFL	Bu program d-bozon bir-cisim işlemci matris elemanlarını hesaplar ve binary olması gereken dosyada saklar. Ayrıca bu program NPCFPG tarafından oluşturulan c.f.p. dosyasına gereksinim duyar.

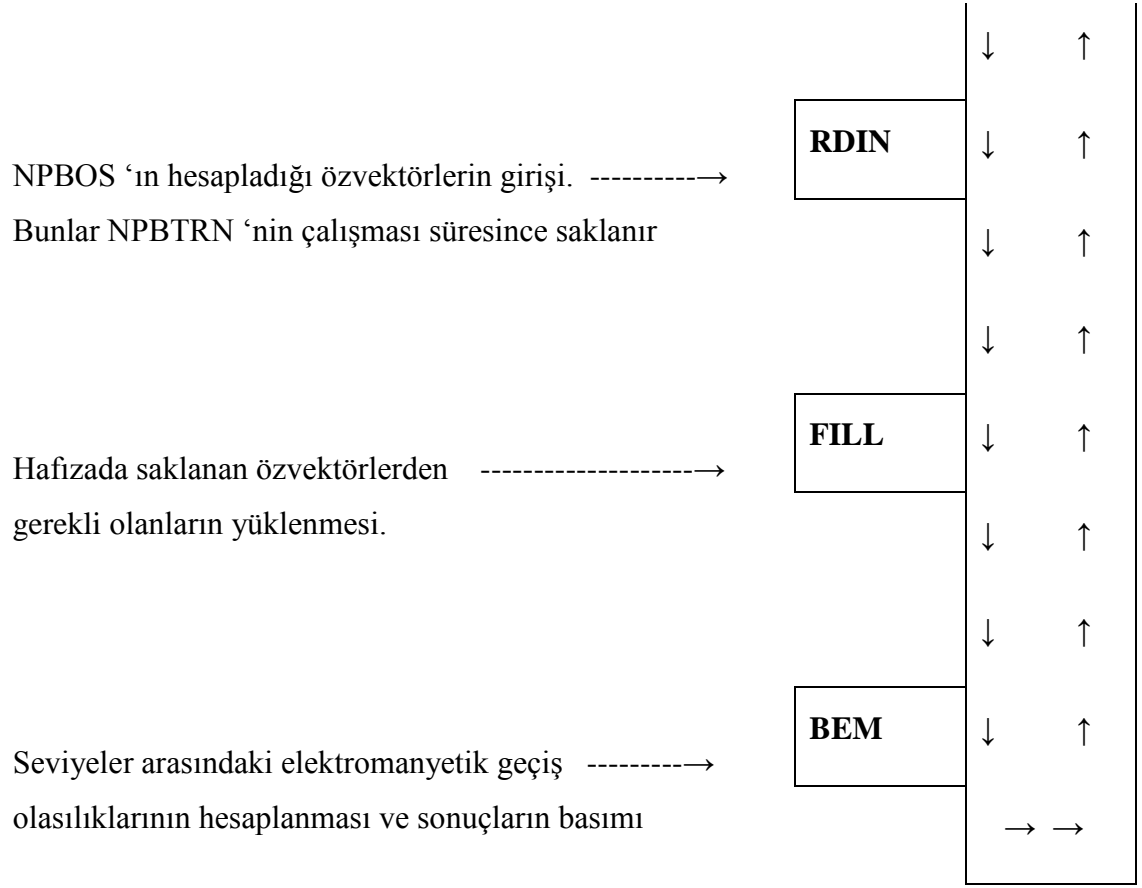
#### 2.4.1. NPBOS ve NPBTRN programlarının yapısı





Şekil 2.4.1. 1. NPBOS program yapısı[11]





Şekil 2.4.1. 2. NPBTRN program yapısı[11]

## 3.BÖLÜM

### 3. ARAŞTIRMA BULGULARI

#### 3.1. Çift-Çift Stronsiyum İzotoplarının İncelenmesi

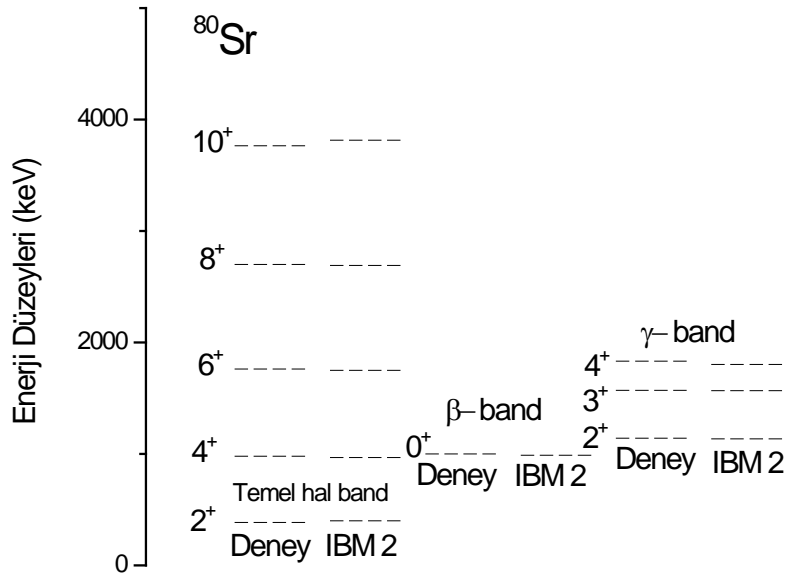
Son yıllarda daha önceki teorik modellere alternatif olarak grup teorisi tekniklerini kullanan Etkileşen Bozon Modeli çekirdeklerin elektromanyetik özelliklerinin incelenmesine yaygın olarak uygulanmaktadır. Bu model çekirdeklerin düşük enerjili durumlarının incelenmesinde oldukça başarılıdır.

Bu bölümde, Stronsiyum izotoplarının bozunum şemaları verilerek enerji seviyeleri, bu seviyeler arasındaki geçişler incelendi.

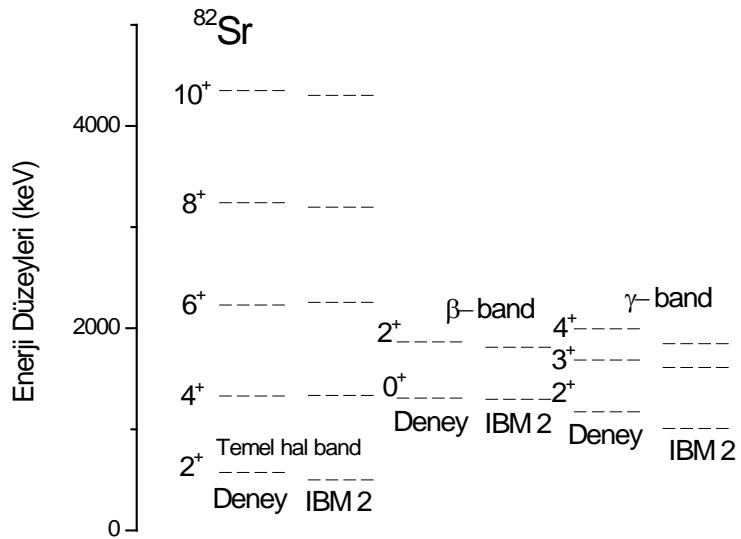
Buna ilave olarak her bir izotop için  $0^+$  taban durumundan ilk uyarılmış seviye olan  $2^+$  durumuna geçişin olasılıkları  $B(E2)$ , temel hal bandının üyeleri arasındaki  $B(E2; L \rightarrow L - 2)$  geçiş olasılıkları hesaplandı. Sonuçlar tablolar halinde verildi.

##### 3.1.1. <sup>80,82,84,86</sup>Sr Çekirdeklerinin enerji seviyeleri

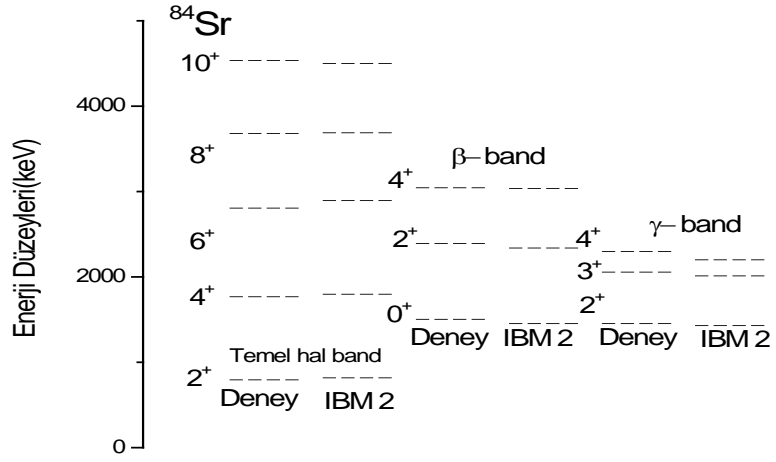
Bazı çift-çift Stronsiyum çekirdekleri için enerji seviyelerini içeren hesaplamalar deneysel sonuçlar ile karşılaştırıldı. Yapılan bu çizimlerde Origin 8.0 grafik programı kullanılmıştır. Stronsiyum çekirdeklerinin <sup>80,82,84,86</sup>Sr çekirdekleri için enerji spektrumu hesabının yanında, düzeyler arası elektromanyetik geçiş olasılıkları  $[B(E2)]$ , da hesaplandı ve deneysel sonuçlarla beraber gösterildi. Yapılan bu hesaplarda elde edilen sonuçlar ile deneysel sonuçlar arasında bir uyum olduğu görüldü.



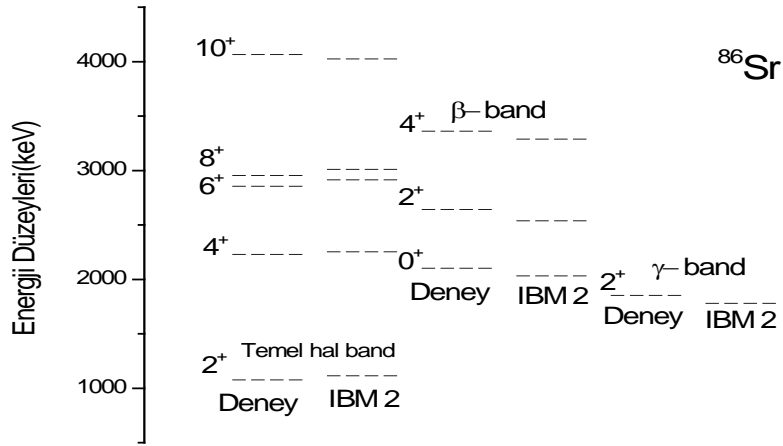
Şekil 3.1.1. 1.  $^{80}\text{Sr}$  Çekirdeklerinin Deneysel ve hesaplanan Enerji Seviyeleri [ 31]



Şekil 3.1.1. 2.  $^{82}\text{Sr}$  Çekirdeklerinin Deneysel ve hesaplanan Enerji seviyeleri [31]

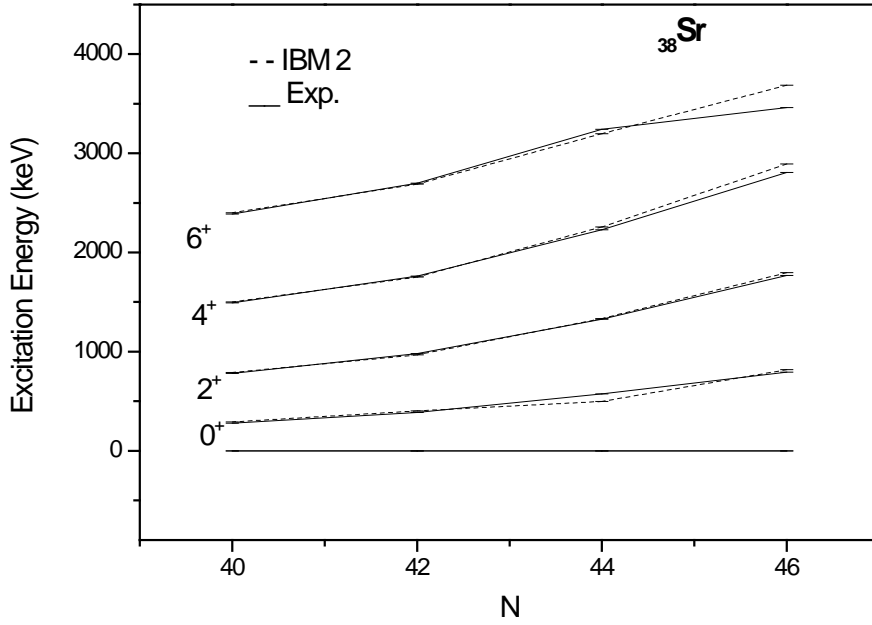


Şekil 3.1.1. 3.  $^{84}\text{Sr}$  Çekirdeklerinin Deneysel ve hesaplanan Enerji seviyeleri [31]



Şekil 3.1.1. 4.  $^{86}\text{Sr}$  Çekirdeklerinin Deneysel ve hesaplanan Enerji seviyeleri[31]





Şekil 3.1.1. 5.  $^{80,82,84,86}\text{Sr}$  çekirdeklerinin deneysel ve hesaplanan temel hal bandı uyarım enerjileri[31]

Şekil 3.1.1.5’de görüleceği üzere;  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$  için hesaplanan temel hal bandı enerji seviyeleri deneyle oldukça uyum içindedir. Ancak yüksek açısallık momentum değeri  $J^\pi = 6^+$  seviyesinde valans nötron sayısındaki fazlalık yüzünden biraz farklılık gözlenmiştir. Yüksek açısallık momentum düzeylerini karşılaştırmak için proton çiftlerini de göz önüne almak gerekmektedir[37,38].

Hesaplamalarda ana programı teşkil eden NPBOS programı çalıştırılmadan önce her çekirdek için, Racah katsayılarını hesaplayan RACFL.EXE, d-bozon bir cisim c.f.p. ‘leri (kesirli katılım katsayıları) oluşturan CFPGEN.EXE, d-bozon iki cisim c.f.p. ‘leri oluşturan NPCFPG.EXE ve d-bozonları matris elemanları dosyasını yapan DDMFL.EXE alt programları sırasıyla derlendi.

Bu esnada gerekli yerlerde istenen sıraya göre uygun olan bozon sayısı ile açısallık momentum değerleri girildi ve bu şekilde NPBOS ana programı derlendi. Bu aşamadan sonra enerji seviyelerini hesaplayan NPBOS.EXE için gerekli giriş dosyaları çağırılarak program çalıştırıldı ve bu işlem her çekirdek için tekrarlanarak sonuçlar çıkış

dosyalarından elde edildi. Bu giriş dosyalarında çekirdekler için gerekli parametreler kullanıldı ve hesaplanan sonuçlar deneysel sonuçlarla birlikte verildi. Seviyeler arası elektromanyetik geçiş olasılıkları NPBTRN programı çalıştırılarak elde edildi. Bu programla ilgili giriş dosyası var olan deneysel değerleri,  $e_v$  ve  $e_\pi$  etkin bozon yük parametreleri ve  $g_v$  ve  $g_\pi$  bozon g-çarpan parametrelerini içermektedir.

Çift-çift Stronsiyum çekirdekleri ( $Z=38$ ,  $N=42,44,46$ ), proton-nötron kapalı kabuğu olan ve sihirli sayılar olarak isimlendirilen 28 ve 50 kapalı durumlarının arasında yer almaktadır.

Şekil 3.1.1.1 - 3.1.1.4'de görüleceği üzere; temel hal bandı seviyelerinde hesaplanan veriler deneysel verilere uyum içindedir.  $\beta$  -band ve  $\gamma$  -band düzeylerinde biraz farklılık gözlenmiştir. Nötron sayısının artması ile bu seviyelerdeki farklılıklarda bir artış olduğu gözlenmiştir.

İncelenen Stronsiyum çekirdeklerinden biri olan  $^{80}\text{Sr}$  çekirdeği ele alındığında, bu çekirdeğin 38 proton sayısı ve 42 nötron sayısı olmak üzere toplam 80 nükleon sayısına sahiptir. Proton bozon sayısı ve nötron bozon sayısı en yakın dolu tabakadan hesaplanacağı için proton ve nötron sayılarına yakın sihirli sayıları göz önüne alınır ve hesaplar şu şekilde yapılır;

$$N_\pi = \frac{38 - 28}{2} = \frac{10}{2} = 5$$

$$N_v = \frac{50 - 42}{2} = \frac{8}{2} = 4$$

$$N = N_\pi + N_v = 5 + 4 = 9$$

Burada  $N_\pi$ ; proton bozon sayısı

$N_v$ ; nötron bozon sayısı

$N = N_\pi + N_v$ ; toplam bozon sayısı

Stronsiyum çekirdekleri için proton bozon sayısı proton sayısı değişmediğinden aynıdır ve nötron bozon sayısı yukarıdaki hesaba benzer şekilde hesaplanır. Hesaplanan bu sonuçlar Tablo 3.1.1.1 de toplanmıştır.

Tablo 3.1.1. 1  $^{80,82,84,86}\text{Sr}$  çekirdekleri için bozon sayıları.

	A	Z	N*	$N_\pi$	$N_\nu$	N**
$^{80}\text{Sr}$	80	38	42	5	4	9
$^{82}\text{Sr}$	82	38	44	5	3	8
$^{84}\text{Sr}$	84	38	46	5	2	7
$^{86}\text{Sr}$	86	38	48	5	1	6

Tablo 3.1.1. 2  $^{80,82,84,86}\text{Sr}$  için kullanılan parametreler ( $\chi_\pi$  ve  $\chi_\nu$  boyutsuzdur diğer parametreler MeV cinsinden verilmiştir)

	N	42	44	46	48
	$N_\nu$	4	3	2	1
	$N_\pi = 5 \quad \chi_\pi = -1.05$				
$_{38}\text{Sr}$	$\varepsilon$	0.82	0.97	1.0	1.0
	$\kappa$	-0.16	-0.16	-0.18	-0.18
	$\chi_\nu$	0.48	0.71	0.83	0.914

### 3.1.2. Stronsiyum Çekirdeklerinin elektromanyetik geçişleri

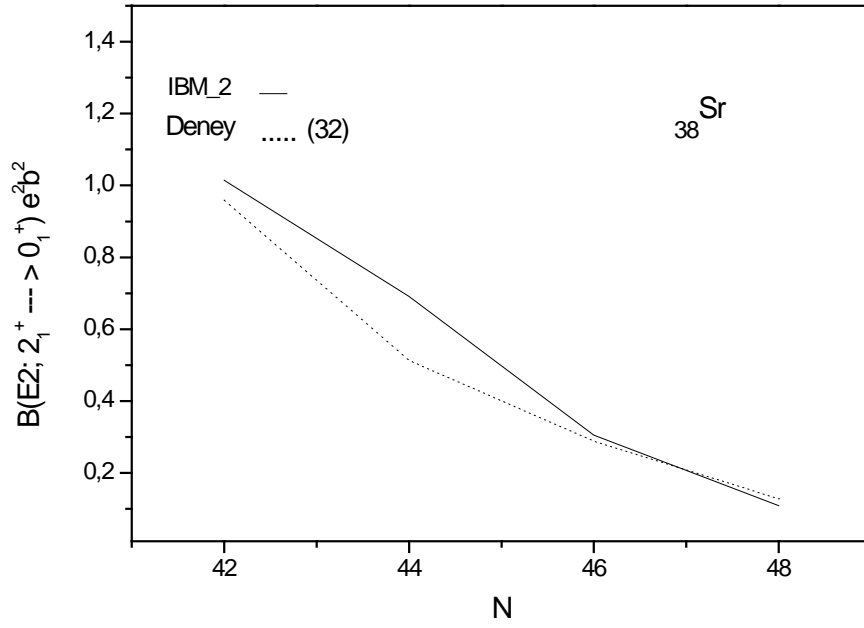
#### 3.1.2.1. $^{80,82,84,86}\text{Sr}$ Çekirdeklerinin B(E2) geçişleri

Çalışmanın bu kısmında Stronsiyum çekirdeklerinin  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  geçişleri hesaplandı. Teorik olarak hesaplanan değerlerin deneysel veriler ile uyum sağlaması için uygun parametrelerin elde edilmesi gerekmektedir. Bu parametreleri teşkil eden  $e_\pi$ ,  $e_\nu$  bozon yüklerini iterasyon metodunu kullanarak belirlemek mümkündür.

B(E2) geçişlerini elde etmemizi sağlayan NPBTRN programının giriş dosyasında kullanılan  $e_\pi$ ,  $e_\nu$  bozon yükleri belirli aralıklarla arttırılır. Bu iki parametre birbirine eşit veya yakın değerlere sahiptirler. Bu çalışmada  $e_\pi$ ,  $e_\nu$  bozon yüklerinin, deneysel veriler yardımı ile elde edilen değerleri, aşağıdaki Tablo 3.1.2.1.1'de verilmiştir.

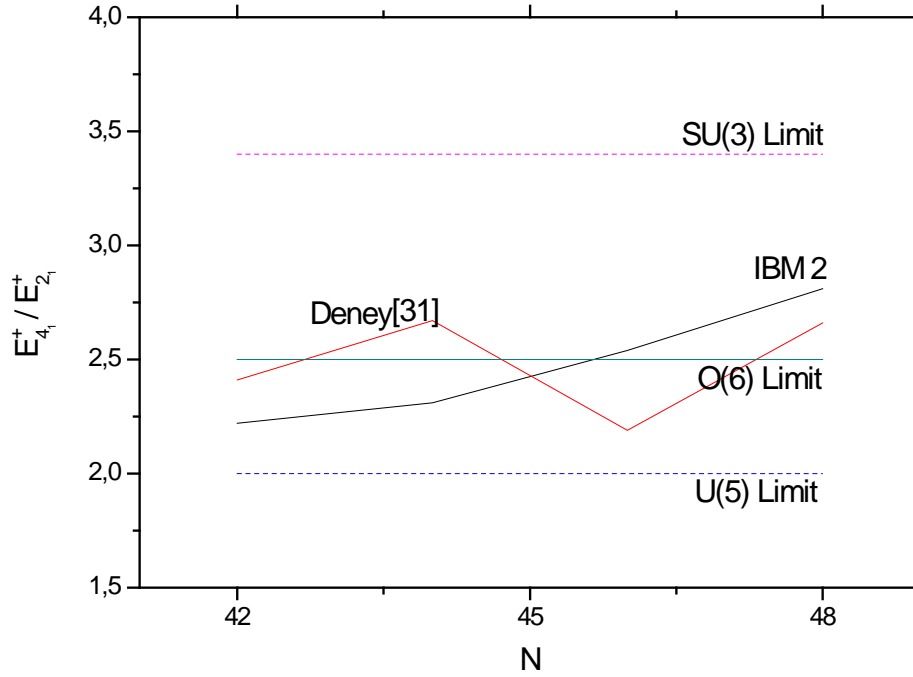
Tablo 3.1.2.1. 1.  $^{80,82,84,86}\text{Sr}$  çekirdekleri için elde edilen Proton- Nötron efektif yükler

Proton efektif yükler ( $e_\pi$ ) e b	Nötron efektif yükler ( $e_\nu$ ) e b	Deneysel $B(E2)\uparrow$ $2_1^+ \rightarrow 0_1^+ e^2b^2$	
$^{80}\text{Sr}$	0,082	0,092	0,959 <sup>[32]</sup>
$^{82}\text{Sr}$	0,079	0,093	0,513 <sup>[32]</sup>
$^{84}\text{Sr}$	0,057	0,091	0,289 <sup>[32]</sup>
$^{86}\text{Sr}$	0,051	0,091	0,128 <sup>[32]</sup>



Şekil 3.1.2.1. 1.  $^{80,82,84,86}\text{Sr}$  çekirdeklerinin deneysel ve hesaplanan  $B(E2)$  geçiş olasılıkları

Şekil 3.1.2.1.1'de görüleceği üzere; Sr çekirdeği için hesaplanan  $B(E2)$  geçiş olasılıkları nötron sayısı 50 ye ulaştıkça ( $N=46$ )  $U(5)$  titreşim limitine oldukça yaklaştığı gözlenmiştir. Sr çekirdeği için genelde nötron sayısı artışına bağlı olarak  $B(E2)$  geçiş olasılıkları hesaplamalarında elde edilen sonuçlar  $SU(3)$  rotasyonel karaktere sahiptir.  $SU(3)$  rotasyonel limite nötron sayısı artışına bağlı olarak bu limite deneysel değerlerle birlikte uyum içinde yaklaştığı gözlenmiştir.



Şekil 3.1.2.1. 2 Sr çekirdeklerinin  $E_{4_1}^+ / E_{2_1}^+$  sistematığının nötron sayısına göre dağılımı

Şekil 3.1.2.1.2' de görüleceği üzere; oranından, çekirdeğin şekli tahmin edilebilir. IBM' in aksenal simetrik dönmesi (veya SU(3) limiti)  $R=3.3$  e ve  $\gamma$ -solf dönmesi (veya O(6) limiti)  $R=2.5$  e ve küresel titreşim (veya U(5) limiti)  $R=2$  ye uygundur. O(6) simetrisi çekirdeğine uygulanabilir. Taban enerji seviyeleri, gama bantlarındaki B(E2) geçiş olasılıkları IBM' in O(6) limiti tahminleriyle çok iyi uyum içindedir.  $R= 2.1$  izospini artarken U(5) limitine yaklaşan çekirdeği belirlenir. A~80 den 90 şekil geçişlerini tanımlamak için O(6) limitinden O(5) limitine geçişi tanımlarız.

### 3.1.2.2. <sup>82,84,86</sup>Sr Çekirdeklerinin karışım oranları

E2 ve M1 geçişleri için karışım oranı,

$$\delta(E2/M1) = 0,832 \times 10^{-2} E_\gamma \Delta^{(E2/M1)} \quad (3.1)$$

Şeklinde yazılabilir. Burada,  $E_\gamma$  MeV ve  $\Delta^{(E2/M1)}$  indirgenmiş karışım oranları ise  $fm^2 / \mu_n$  cinsindedir.

Açısal momentum kuantum sayıları, üç boyutlu uzayın eş yönlü dönme ve yansıması altında fiziksel sistemin değişimine bağlıdır. Bu sebepten I ve M açısal momentum kuantum sayıları tam sayılardır[33]. Toplam açısal momentum seçim kuralı

$$|I_i - I_f| \leq L_\gamma \leq I_i + I_f \quad (3.2)$$

Şeklindedir. İlk ve son paritelerle, çokkutuplunun paritesi arasında ,

$$\pi_i = \pi_f \cdot \pi_\gamma$$

bağıntısı vardır. Elektrik çokkutuplu fotonlar için  $\pi_\gamma = (-1)^{L_\gamma}$  , Manyetik çokkutuplu fotonlar için  $\pi_\gamma = -(-1)^{L_\gamma}$  bağıntıları geçerlidir.

Seçim kuralları göz önüne alınarak herhangi bir geçişin çok kutupluluğu belirlenebilir. İki düzey arasındaki geçişlerde farklı tipte ışınlardan meydana gelmiş bir karışım yayımlanması mümkündür.

Çekirdekte bir  $I_i$  spin düzeyini,  $I_f$  spin düzeyine bağlayan gama ışını seçim kuralında belirtildiği gibi  $I_i + I_f$  ve  $I_i - I_f$  arasında herhangi bir açısal momentum taşıyabilir. Böylece E2/M1 çokkutuplu karışım oranı, saniyedeki E2 geçişlerinin sayısını  $T(E2; I_i \rightarrow I_f)$  ve M1 geçişlerinin sayısını  $T(M1; I_i \rightarrow I_f)$  olmak üzere

$$\delta(E2/M1; I_i \rightarrow I_f) = [T(E2; I_i \rightarrow I_f) / T(M1; I_i \rightarrow I_f)]^{1/2} \quad (3.3)$$

Şeklinde tanımlanır[34].

Tablo 3.1.2.1.  $2^{82,84,86}\text{Sr}$  çekirdekleri için elde edilen  $\delta(E2 / M1)$  karışım Oranları.

$^{82}\text{Sr}$	$I_i^\pi(\text{Geçiş En.})I_s^\pi$	$\delta(E2 / M1)$	
	$I_i^\pi(E_\gamma)I_s^\pi$	Bu Çalışma	Deney[35]
$^{82}\text{Sr}$	[0.602]	1.32	1.2
	4 667]	0.32	0.3
	† 6 667]	0.27	0.2
$^{84}\text{Sr}$	† 2 [0.660]	0.63	0.59
	†	0.29	0.24





## 4. BÖLÜM

### TARTIŞMA VE SONUÇ

Nükleer Fizik çerçevesindeki en önemli konulardan biri de nükleer yapının açık ve net olarak anlaşılmasının sağlanmasıdır. Bu ise en sonunda nükleonların çekirdek içerisinde oluşturdukları sistemin etkileşiminin tam bir açıklamasını ve gösterimini gerektirir. Şu anda bu problemin bir çözümü yoktur. Dolayısı ile daha basitleştirilmiş bir çözüme ve modele gereksinim vardır. Böyle bir model bilinen önemli fiziksel karakteristikleri açıklayabilmeli ve çekirdeklerin çeşitli gözlenebilir özelliklerini dikkate alabilmelidir. Bunlara ek olarak içerdeki parametreler öyle seçilmelidir ki çekirdeğin esas biçimini ve iç özelliklerini açık bir fikir oluşturabilecek bir anlayışla ele almalıdır. Herhangi bir modelin değeri, bunun gerçeği iyi yansıtmasına bağlıdır. Bununda en iyi testi, o modelin sonuçlarının ve gösteriminin deneyle karşılaştırılmasıdır. Bu çalışmada görüldüğü gibi Etkileşen Bozon Modelinden yararlanarak geliştirilen hesaplamalar çok başarılı olmuş ve bütün Stronsiyum izotoplarına uygulanabilmiştir.

Bazı <sup>80,82,84,86</sup>Sr çekirdeklerinin enerji seviyeleri ve bu seviyeler arasında meydana gelen B(E2) geçiş olasılıkları hesaplandı. Etkileşen Bozon Modeli-2 (IBM-2) 'nin bir uygulaması olarak yapılan bu çalışmada elde edilen hesaplamaların sonuçları deneysel veriler ile karşılaştırıldı.

Çalışmanın ilk temel kısmını temsil eden enerji seviyeleri hesabında, temel hal bandı enerji seviyeleri deneyle oldukça uyum içindedir. Ancak yüksek açısal momentum değeri seviyesinde valans nötron sayısındaki fazlalık yüzünden biraz farklılık gözlenmiştir. Yüksek açısal momentum nükleon yerleşimleri spin 6'da gerçekleştiğinden bu beklenen bir durumdur. Yüksek açısal momentum düzeylerini karşılaştırmak için proton çiftlerini de göz önüne almak gerekmektedir.

Şekil 3.1.1. 6'de görüleceği üzere seviyesinde minimum N=46'da bir değer gözlenmiş ve nötron sayısının artması ile seviyelerinde bir artış olduğu gözlenmiştir. Genelde seviyeleri  $\beta$ -band karakteristiğinde olduğundan seviyesinin altında gözlenmesi beklenmedik bir durumdur. Hafif Sr çekirdeklerinin bu beklenmedik durumu teorik olarak incelenmiş ve seviyeleri temel hal bandı ile birlikte çakışık ikincili bir çekirdek şekil formatı için bir band başlangıcı olarak tarif edilmiştir. Bu çalışmada da

seviyelerinin sistematiği incelenmiş olup, Kr çekirdeklerinin seviye etiketlenmesinde yaklaşık küresellikten kaynaklanan seviyeler ile büyük prolate temel hal bandı deformasyonun etkileşim içinde olduğu belirlenmiştir.

Sr çekirdeği için hesaplanan B(E2) geçiş olasılıkları nötron sayısı 50 ye ulařtıķa (N=46) U(5) titreşim limitine oldukça yaklaştığı gözlenmiştir. Sr çekirdeği için genelde nötron sayısı artışına bağlı olarak B(E2) geçiş olasılıkları hesaplamalarında elde edilen sonuçlar SU(3) rotasyonel karaktere sahiptir. Fakat SU(3) rotasyonel limite nötron sayısı artışına bağlı olarak ulaşamadıkları ve hatta bu limitten oldukça uzak olduğu gözlenmiştir. Enerji seviyeleri arasındaki B(E2) geçiş olasılıklarından, incelenen çekirdeklere gözlenen  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  geçiş olasılıkları hesabında kullanılan;  $e_\pi$ ,  $e_\nu$  bozon yük parametreleri iterasyon metodu ile elde edilmiştir. Uygun parametrelerin kullanılmasıyla yapılan hesaplamalarda elde edilen B(E2) geçişlerinin deneysel sonuçlar ile uyum içinde olduğu gözlenmektedir.

Sr çekirdeklerinin sistematiğine bakıldığında, çekirdeğin hem titreşim hem de rotasyonel karaktere sahip olmasından dolayı, dinamik simetrisler göz önüne alındığında parametrik setlerin U(5) – SU(3) geçiş bölgesi arasında olduğu tespit edilmiştir.

Hamiltonyen ‘de kullanılan parametrelerin uygun seçilmesiyle bu çalışmada incelenen <sup>80,82,84,86</sup>Sr çekirdeklerinin enerji seviyeleri ile bu seviyeler arasındaki B(E2) geçiş olasılıkları deneysel verilerle uyum sağlayacak şekilde aynı anda elde edilmiştir. Sonuçların doğru ve uyumlu olması parametrelerin uygun seçildiğini ve bu parametrelerin Etkileşen Bozon Modeli-2 ‘nin beklentilerine cevap verdiğini göstermektedir.

Bu çalışmada hesaplanan değerler deneysel değerlerle ve daha önce yapılan teorik çalışmaların çoğu ile birlikte uyumlu sonuçlar oluşturmuştur. Ancak verilerin daha iyi değerlendirilmesi için hassas ölçümlere, daha çok deneysel çalışmaya ve yapılabildiği takdirde daha gerçekçi modellere gereksinim vardır.

## KAYNAKLAR

1. I. Talmi, "Simple Models of Complex Nuclei: the Shell Model and Interacting Boson Model, 7th ed.", *Harwood Academic Publishers*, s. 3, Chur, 1993.
2. Bohr, A., and Mottelson, B.R., "Nuclear Structure Volume II: Nuclear Deformations, 2nd ed.", *W.A. Benjamin*, s. 578, New York, 1975.
3. Iachello, F., and Arima, A., "The Interacting Boson Model, 1st ed.", *Cambridge University Press*, s. 4, New York, 1987.
4. Gell-Mann, M., and Ne'eman, Y., "The Eightfold Way 1st ed.", *W.A. Benjamin*, s.193, New York, 1964.
5. Malmier, P., Sheldon, E., "Physics of Nuclei And Particles, 2nd ed.", *Academic Pres Inc*, s. 1079, New York, 1970.
6. Bohr, A., Mottelson, B.R., "Nuclear Structure Volume I, 1st ed.", *W.A. Benjamin*, s. 334, New York, 1969.
7. Krane, K.S., "Introductory Nuclear Physics, Volume I, 2nd ed.", Prof. Dr. Beşir Şarer, *John Wiley & Sons Inc.*, Ankara, 2000.
8. Arima, A., Iachello, F., "Collective Nuclear States as Representations of a SU(6) Group", *Phys. Rev. Lett.*, 35, 1069, 1975.
9. Arima, A., Iachello, F., Otsuka, T., Talmi, I., "Collective Nuclear States as Symmetric Couplings of Proton and Neutron Excitations", *Phy.Let*, 66B, 205-208, 1977.
10. De-Shalit, A., Talmi, I., "Shell Model Theory, 1st ed.", *Academic Press*, s.12, New York, 1963.
11. Otsuka T., Yoshida N. "User's manuel of the program NPBOS", Tokai Research Establishment, Jaeri, 1985.
12. Iachello, F., Talmi, I., "Shell model foundations of the interacting boson model", *Rev. Mod. Phys.*, 59, 339, 1987.
13. Otsuka, T., Arima, A., Iachello, F., Talmi, I., "Shell Model Description of Interacting Bosons", *Phys. Lett.*, 76B, 139, 1978.

14. Scholten, O., “The Interacting Boson Approximation Model and Applications”, *Groningen Universitesi*, Doktora tezi, s. 131, Amsterdam, 1980.
15. Barfield, A.F., Lieb, K.P., “Boson effective charges for light Se, Kr, and Sr isotopes”, *Phys. Rev.*, C41, 1762, 1990.
16. Radhi, F.S., Stewart N.M., “An IBM description of  $^{76}\text{Se}$  and neighbouring Se-Isotopes”, *Zeitschrift Für Physik*, A 356, 145-153, 1996.
17. Sambataro, M., Dieperink, A.E.L., “g-Factors in the Neutron-Proton Interacting Boson Approximation”, *Phys. Lett.*, B 107, 249-252, 1981.
18. Bohr, A., Mottelson, B.R., “Nuclear Structure Volume I”, *Benjamin*, Massachussets, 1969.
19. Subber, A.R.H., Robinson, S.J., Hamilton, W.D., Isacker, P.V., Kumar, K., Park, P., Schreckenbach, K., and Colvin, G., “The level structure of  $^{76}\text{Se}$  and  $^{78}\text{Se}$  and the systematics of selenium isotopes within the framework of the DDM”, *Nucl. Phys.*, 13, 807-837, 1987.
20. Ginoccho, J.N., Frank, W., Brentano, P.V., “M1-Matrix Elements and F-Spin Symmetry in Nuclei”, *Nuc. Phys.*, A 541, 211-225, 1992.
21. Lipas, P.O., Brentano P.V., Gelberg, A., “Proton-Neutron Symmetry in Boson Models of Nuclear Structure”, *Rep. Prog. Phys.*, 53, 1355, 1990.
22. Arima, A., and Iachello, F., “Interacting boson model of collective states I. The vibrational limit.”, *Annals of Physics*, 99, 253-317, 1976.
23. Feshbach, H., and Iachello, F., “The interacting boson model”, *Annals of Physics*, 84, 211, 1974.
24. Arima, A., Iachello, F., “Collective Nuclear States as Representations of a SU(6) Group”, *Phys. Rev. Lett.*, 35, 1069, 1975.
25. Arima, A., Ohtsuka, T., Iachello, F., and Talmi, I., “Collective Nuclear States as Symmetric Couplings of Proton and Neutron Excitations”, *Phy.Let*, 66B, 205-208, 1977.
26. Engel, O., Hartmann, U., Richter, A., Wörtche, H.J., “Graphic representation of the interacting boson model parameters in the symmetry triangle”, *Nucl.Phys*, A 515, 31, 1990.

27. Chuu, D.S., and Hsieh, S.T., ‘‘IBA-1 studies of strongly deformed nuclei near  $A=150$ ’’, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 16, 583, 1990.
28. Nazarewicz, W., Riley, M.A., and Garrett, J.D., ‘‘Equilibrium deformations and excitation energies of single- quasiproton band heads of rare-earth nuclei.’’, *Nuclear Physics*, A 512, 61-96, 1990.
29. Arima A. and Iachello F. *Annals of Physics*, 123, 468, 1979.
30. Otsuka, T., and Yoshida, N., ‘‘, Program NPBOS’’, *JAERI-M report*, 85 , Tokai, 1985.
31. Firestone, R.B., ‘‘Table of Isotopes Version 1.0’’, Berkeley, California, 1996.
32. Raman S. , Nestor C. W. , Tikkanen P. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 78, Elsevier s 1-128, 2001.
33. Malmier P. and Shelton E. *Physic of Nuclei and Particles Acedemic press Inc Newyork* 1, 207, 1990.
34. Lange J. , Kumar K. , Hamilton J. H. *Rev. Modern Phys.* 54, 119, 1982.
35. Sakai M. *Atomic Data and Nuclei Data Tables*, 31, 399, 1984.

## ÖZGEÇMİŞ

1986 yılında Manisa Demirci’de doğdu. İlköğrenimini Eskişehir’de tamamladım. Lise eğitimimi Ankara’da tamamladı. 2006 – 2008 yılları arasında Muğla Sıtkı Koçman Üniversitesi’nde Peyzaj Bölümünü tamamladı. 2008 yılında Nevşehir Üniversitesi Fizik Bölümüne başladım. 2013 yılında mezun oldu. 2013 yılında Nevşehir Hacı Bektaş Veli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalında Yüksek Lisansa başladı. Öğrenimine Nevşehir Hacı Bektaş Veli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalında Yüksek Lisans öğrencisi olarak devam etmekte.

Adres: Yörük Mah. 335. Sok. No:45 K:1 D:1      Salihli/ MANİSA

Telefon: 0554 392 6068

E-posta : basbuggonul@gmail.com