

22235

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI  
FİZİK PROGRAMI

ETKİLEŞEN BOZON YAKLAŞIKLIĞININ  
U VE  $D_2$  İZOTOPLARINA UYGULAMALARI

DOKTORA TEZİ

Belgin KÜÇÜKÖMEROĞLU

MAYIS 1992  
TRABZON

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI  
FİZİK PROGRAMI

ETKİLEŞEN BOZON YAKLAŞIKLIĞININ  
U VE Dy İZOTOPLARINA UYGULAMALARI

Belgin KÜÇÜKÖMEROĞLU

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde  
"Doktor"  
Unvanının Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 29.5.1992

Tezin Sözlü Savunma Tarihi : 21.8.1992

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Hüseyin DİRİM

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Nazmi T. OKUMUŞOĞLU

Jüri Üyesi : Yrd. Doç. Dr. Hüseyin KARAL

Enstitü Müdürü : Doç. Dr. Temel SAVAŞKAN

MAYIS 1992

TRABZON

## ÖNSÖZ

Bu çalışmada; Etkileşen Bozon Modeli incelenerek uygulamaları bilgisayar programı yardımıyla K.T.Ü. Bilgi İşlem Merkezinde IBM 4341 sisteminde gerçekleştirilmiştir.

Çalışmanın gerçekleşmesinde yol gösteren, değerli katkı ve yardımlarını gördüğüm Sayın Doç. Dr. Hüseyin DİRİM'e çok teşekkür ederim. Ayrıca, bilgisayar programının çalıştırılması esnasında değerli yardımlarını gördüğüm Sayın Dr. Veysel ATASOY'a , çalışma süresince yardım ve ilgilerini gördüğüm K.T.Ü. Bilgi İşlem Merkezi'nin değerli çalışanlarına ve çalışmamda emeği geçen tüm arkadaşlarıma teşekkür etmeyi bir borç bilirim.

Belgin KÜÇÜKÖMEROĞLU

MAYIS - 1992

## İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ .....	11
ŞEKİL VE TABLOLAR .....	v
ÖZET .....	vi
SUMMARY .....	vii
BÖLÜM 1 .....	1
1.1. GİRİŞ .....	1
1.2. ETKİLEŞEN BOZON MODELİNİN YAPISI .....	4
1.3. BOZON İŞLEMCİLERİ .....	6
1.4. BAZ DURUMLARI .....	9
1.5. HAMILTON İŞLEMCİSİ .....	9
1.6. GEÇİŞ İŞLEMCİLERİ .....	15
BÖLÜM 2. ETKİLEŞEN BOZON YAKLAŞIKLIĞI CEBİRLERİ .....	17
2.1. BOZON CEBİRLERİ .....	17
2.2. BOZON ALTCEBİRLERİ .....	19
2.3. İBA-HAMILTONYENİNİN CEBİRSEL ÖZELLİKLERİ ....	20
2.4. DİNAMİK SİMETRİLERİ .....	26
2.5. BOZON ALTCEBİRİ-1 .....	27
2.6. BOZON ALTCEBİRİ-2 .....	28
2.7. BOZON ALTCEBİRİ-3 .....	29
BÖLÜM 3. ETKİLEŞEN BOZON YAKLAŞIKLIĞI SİMETRİLERİ ....	32
3.1. BOZON ALTCEBİRLERİNİN BAZ DURUMLARI .....	32
3.2. ZİNCİR-1 : $U(5)$ LİMİTİ .....	33
3.2.a) $E_0$ GEÇİŞLERİ .....	36
3.2.b) $E_2$ GEÇİŞLERİ .....	38
3.3. ZİNCİR-2 : $SU(3)$ LİMİTİ .....	40
3.3.a) $E_0$ GEÇİŞLERİ .....	49
3.3.b) $E_2$ GEÇİŞLERİ .....	50
3.4. ZİNCİR-3 : $O(6)$ LİMİTİ .....	52
3.4.a) $E_0$ GEÇİŞLERİ .....	56
3.4.b) $E_2$ GEÇİŞLERİ .....	56
BÖLÜM 4. ETKİLEŞEN BOZON YAKLAŞIKLIĞININ MIKROSKOBİK İNCELEMESİ .....	59
4.1. ETKİLEŞEN BOZON YAKLAŞIKLIĞI-2 .....	59

4.2.	F-SPİN SİMETRİSİ .....	62
BÖLÜM 5.	ETKİLEŞEN BOZON YAKLAŞIKLIĞI UYGULAMALARI ...	65
5.1.	U VE $D_y$ İZOTOPLARINA UYGULAMALARI .....	65
5.2.	SİMETRİ BOZULMALARI .....	76
5.2.1.	HAMILTONYEN .....	76
5.2.2.	DEFORME OLMUŞ ÇEKİRDEK .....	77
5.2.3.	GEÇİŞ BÖLGELERİ .....	80
5.3.	ELEKTROMAGNETİK GEÇİŞLER .....	81
BÖLÜM 6.	SONUÇ VE TARTIŞMA .....	90
KAYNAKLAR	.....	96
EKLER	PHINT PROGRAMININ TANITIMI .....	99
ÖZGEÇMİŞ	.....	108



## ŞEKİL VE TABLOLAR

	Sayfa No
Şekil 1.1	5
Şekil 2.1	31
Şekil 3.1	37
Şekil 3.2	37
Şekil 3.3	44
Şekil 3.4	45
Şekil 3.5	45
Şekil 3.6	46
Şekil 3.7	49
Şekil 3.8	55
Şekil 3.9	55
Şekil 5.1	68
Şekil 5.2	69
Şekil 5.3	71
Şekil 5.4	72
Şekil 5.5	75
Şekil 5.6	76
Şekil 5.7	78
Şekil 5.8	81
Şekil 5.9	83
Şekil 5.10	84
Şekil 5.11	86
Şekil 5.12	88
Şekil 5.13	89
Tablo 1.1	14
Tablo 2.1	19
Tablo 2.2	20
Tablo 3.1	32
Tablo 3.2	35
Tablo 3.3	40
Tablo 3.4	42
Tablo 3.5	43
Tablo 3.6	51
Tablo 3.7	53
Tablo 3.8	54
Tablo 3.9	58
Tablo 5.1	67
Tablo 5.2	70
Tablo 5.3	72
Tablo 5.4	73
Tablo 5.5	74
Tablo 5.6	74
Tablo 5.7	83
Tablo 5.8	85
Tablo 5.9	86
Tablo 5.10	87

## ÖZET

Etkileşen bozon yaklaşıklığı IBA, orta ve ağır kütleli çift-çift çekirdeklerin enerji düzeylerini ve bu düzeyler arasındaki elektromagnetik geçiş oranlarını hesaplamak üzere önerilmiş bir modeldir. Bu çalışmada ilke olarak IBA-1 seçilmiştir. Proton ve nötronların ayırt edilmediği bu modelde,  $L=2$  açısal momentumlu  $d$  bozonları ve  $L=0$  açısal momentumlu  $s$  bozonunun oluşturduğu altı boyutlu uzay tanımlanır. Buna göre modelin grup yapısı da üniter  $U(6)$  grubu olmaktadır.

Çekirdeklere toplam olarak üç farklı spektrum gözlenmektedir. Bunların karşılık geldiği dinamik simetriler küresel titreşici  $U(5)$ , deforme olmuş döneç  $SU(3)$  ve asimetric deforme olmuş ( $\delta$ -kararsız) döneç  $O(6)$  dir. En genel  $U(6)$  Hamiltonyeni indirgendiği zaman yalnız bu üç simetri limiti ortaya çıkar. Sonlu boyuttaki IBA Hamiltonyeni sayısal metodla incelendi ve hesaplamalar referansta belirtilen PHINT bilgisayar programı kullanılarak yapıldı.

Bu çalışmada üç limit halden ikincisi olan deforme olmuş döneç incelendi. Dönme simetrisine sahip çekirdekler genellikle kütle numarası  $150 < A < 190$  olan nadir toprak elementleri bölgesinde veya  $A > 222$  olan aktinidler grubunda bulunur.  $SU(3)$  limitine göre  $U^{232}$ ,  $U^{234}$ ,  $U^{236}$ ,  $U^{238}$  çekirdekleri için taban durum bandı  $0^+$ ,  $2_1^+$ ,  $4_1^+$ ,  $6_1^+$ ,  $\delta$ -bandı  $2_3^+$ ,  $3_1^+$ ,  $4_3^+$ ,  $\beta$ -bandı  $0_2^+$ ,  $2_2^+$ ,  $4_2^+$  enerji seviyeleri ve  $B(E2:2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  geçiş oranları hesaplandı. Aynı limitte  $^{156}\text{Dy}$  dan  $^{162}\text{Dy}$  ye kadar olan çekirdekler için de taban durum bandı  $0^+$ ,  $2_1^+$ ,  $4_1^+$ ,  $6_1^+$ ,  $\delta$ -bandı  $2_3^+$ ,  $3_1^+$ ,  $4_3^+$ ,  $\beta$ -bandı  $0_2^+$ ,  $2_2^+$ ,  $4_2^+$  enerji seviyeleri ve  $B(E2)$  değerleri hesaplandı. Ayrıca Th ve Pu izotopları için  $B(E2:2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  geçiş oranları hesaplandı.

Hesaplanan değerler deneyle oldukça uyumludur. Fakat daha iyi bir uyum elde etmek için  $SU(3)$  limitine simetri bozulma terimi eklendi. Böylece deforme olmuş çekirdeklerin alçak düzey enerji spektrumlarında deneyle mükemmel uyum elde edildi.

## SUMMARY

The interacting boson approximation (IBA) is a model which was proposed for calculating energy levels and electromagnetic transition rates between them in medium and heavy-mass even-even nuclei. In this study, principally IBA-1 has been chosen. Here, making no distinction between protons and neutrons, a six-dimensional space is defined by a system of s and d bosons carrying angular momentums  $L=0$  and  $L=2$ , respectively. Accordingly, this leads to the unitary group  $U(6)$  for the model.

In nuclei totally three different types of spectra have been observed. These correspond to the dynamical symmetries of the spherical vibrator  $U(5)$ , deformed rotor  $SU(3)$ , and asymmetric ( $\gamma$  - unstable) deformed rotor  $O(6)$ . When we consider the different reductions of the most general  $U(6)$  Hamiltonian, only these three symmetry limits emerge. The IBA Hamiltonian which is finite dimensional, is treated numerically and calculations are carried out by using the PHINT computer programme cited in references.

In this work, the second of the three limits, namely the deformed rotor, has been studied. Nuclei having rotational symmetry usually fall into the rare-earth region which have mass numbers  $150 < A < 190$  or belong to Actinides with mass number  $A > 222$ . According to the  $SU(3)$  limit for nuclei  $^{232}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  energy levels of ground state band  $0^+$ ,  $2_1^+$ ,  $4_1^+$ ,  $6_1^+$ ,  $\gamma$ -band  $2_3^+$ ,  $3_1^+$ ,  $4_3^+$ ,  $\beta$ -band  $0_2^+$ ,  $2_2^+$ ,  $4_2^+$  and  $B(E2:2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  transition rates are calculated. In the same limit, for nuclei  $^{156}\text{Dy}$ ,  $^{158}\text{Dy}$ ,  $^{160}\text{Dy}$ ,  $^{162}\text{Dy}$  energy spectra of ground state band  $0^+$ ,  $2_1^+$ ,  $4_1^+$ ,  $6_1^+$ ,  $\gamma$ -band  $2_3^+$ ,  $3_1^+$ ,  $4_3^+$ ,  $\beta$ -band  $0_2^+$ ,  $2_2^+$ ,  $4_2^+$  and  $B(E2)$  values are calculated. Additionally for isotopes of Th and Pu  $B(E2:2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  transition rates are calculated.

Results quite agree with the experiment, but for a better agreement a symmetry breaking term has been added to the  $SU(3)$  limit. Thus, especially for low-lying energy spectra of deformed nuclei excellent agreements have been obtained.



## BÖLÜM 1

### 1.1. GİRİŞ

Çekirdek, birbiriyle etkileşen proton ve nötronlardan oluşur. Pek çok çekirdeğin alçak düzey spektrumu basit bir yapı gösterir. Nükleer enerji düzeylerinin özellikleri, küresel potansiyel kuyusunda birbirinden bağımsız hareket eden nükleonların dalga fonksiyonları cinsinden tabaka modeliyle tanımlanmıştır. Birkaç aktif proton ve nötronlu çekirdekte, yalnız kapalı tabaka dışındaki bu aktif nükleonlar (veya aktif boşluklar) dikkate alınarak enerji düzeyleri başarılı olarak hesaplanmıştır.

Aktif nükleon sayısının artmasından dolayı tabaka modelinin tam uygulanması çok zorlaşmaktadır. Diğer yandan deneysel veriler göstermektedir ki, pek çok çekirdeğin enerji düzeyleri bantlar halinde elektrik kuadrupol geçişlerle karakterize edilmiştir. Bazı bölgelerdeki çekirdeklerin seviyeleri  $j(j+1)$  ile orantılı bir şekilde dönme bantlarına gruplanmıştır. Böyle bantlarda önemli elektrik kuadrupol geçişler gözlenmiştir. Bu tür kollektif spektrumlar, simetri eksenine dik bir eksen etrafında dönen çekirdeğin deforme olmuş şekliyle ifade edilebilir [1,2]. Burada dikkate alınan çift-çift çekirdek, nükleer yüzeyin kuadrupol bozulmasıyla tanımlanır. Böyle bir şekil bozulması beş  $\alpha_\mu$  değişkeniyle ifade edilir. Bu parametreler  $\alpha_\mu$  ( $\mu=0, \pm 1, \pm 2$ ) bir kuadrupol tensörün bileşenleridir. Eşdeğer bir tanımlama cisim-sabit sisteminde kuadrupol bozulmayı tanımlayan  $\beta$  ve  $\gamma$  değişkenleriyle verilebilir. Cisim-sabit sisteminin uzaydaki yönelimi Euler açılarıyla tanımlanır. Böylece bu değişkenler cinsinden Bohr hamiltonyeni yazılabilir ve bu hamiltonyenin özfonksiyonları kollektif durumların iyi bir tanımlamasını verir. Bohr

hamiltonyenindeki  $V(\beta, \gamma)$  potansiyel enerji  $\beta$  ve  $\gamma$  nın fonksiyonudur. Bazı potansiyeller için uygun çözümler elde edilmiştir. Bunlar titreşim, dönme ve  $\gamma$ -kararsız çekirdeklerine karşılık gelir. Potansiyel enerji, yarıdenel olarak veya deforme olmuş bazda mikroskobik hesaplamalarla oluşturulmuştur. Genelde çok yoğun sayısal çözümlere integralleri kullanarak çözümler elde edilebilmektedir.

Bir başka eşdeğer yöntemle problemi çözmek için, beş boyutlu harmonik salınıcının dalga fonksiyonları ortogonal durumların tam bir seti gibi kabul edilebilir. Eğer Bohr hamiltonyenindeki potansiyel enerji, beş  $\alpha_\mu$  değişkeninin ikinci dereceden bir fonksiyonu ise, böyle durumlar diferansiyel denklemin çözümleri olurlar. Bu şekildeki öz durumlar, rankı-2 olan küresel tensör bileşenli bozon durumları gibi ifade edilebilirler. Buradan kollektif durumları tanımlamak üzere  $L=2$  açısal momentumlu  $d$  bozonları ileri sürülmüştür. Küresel denge yüzeyi civarındaki titreşim hallerinde böyle bir tanımlama oldukça basittir. Bunun yanında eğer denge yüzeyi bozulursa ( $\beta_0=0$ ), yüzey civarındaki dönme ve titreşimlerin tanımlaması  $d$  bozonlarıyla çok güç olur. Ayrıca  $d$  bozonlarıyla nükleer durumların basit bir tanımlaması,  $U(6)$  grubunun indirgenemez temsili bazındaki durumlarıyla yapılabilir.  $U(6)$  nın tam simetrik indirgenemez temsilleri  $N$  tam sayısıyla gösterilir. Bu sayı maksimum  $d$  bozonları sayısını verir. Böyle bir modele daraltılmış kuadrupol model (TQM) adı verilir.  $U(6)$  grubunun faydası,  $SU(3)$  grubunu bir altgrup olarak içermesidir.  $SU(3)$  grubu ise daha önce Elliott tarafından tabaka modeliyle dönme spektrumunu tanımlamak üzere önerilmiştir. Buna göre dönme spektrumu,  $d$  bozonları durumlarından elde edilebilir.  $d$  bozonlarıyla ilgili uzay beş boyutludur.  $U(6)$  ve  $SU(3)$  üreticileri  $d$  bozonlarının yaratıcı ve yokedicilerinin karmaşık ifadelerinden oluşur.

Bütün bunlardan daha değişik olarak 1974 yılında Arima ve Iachello tarafından yeni bir model geliştirilmiştir [3,4]. Etkileşen bozon modeli (veya yaklaşıklık) diye adlandırılan bu yaklaşıklık orta ve ağır kütleli çekirdeklerin spektrumlarını açıklamak için ileri sürülmüştür. Etkileşen bozon modeli

genelde cebirsel ve grup teoriksel yaklaşımlar üzerine dayanmaktadır. Modelde orta ve ağır kütleli çekirdeklerin spektrumlarını açıklamak üzere altı tane bozon işlemcisi tanımlanmıştır. Bunlar  $L=2$  açısall momentumlu  $d$  bozonları ve buna eklenen  $L=0$  açısall momentumlu  $s$  bozonudur.  $s$  bozonunun bir bileşeni ile  $d$  bozonlarının beş bileşeni altı boyutlu bir uzay oluşturur. Böylece grup yapısı da  $U(6)$  olur.  $U(6)$  grubunun işlemcileri ve temsilleri de uygun şekilde oluşturulabilir.  $U(6)$  nın tam simetrik temsillerini karakterize eden  $N$  sayısı,  $s$  ve  $d$  bozonlarının toplam sayısına eşit olur. Hamiltonyen de bir-bozon terimleri ve bozon-bozon etkileşmelerinden meydana gelir. Bu hamiltonyenin özdeğerleri ve öz durumları çok iyi hesaplanabilir.

Yarıdenel bir model olan etkileşen bozon modelinde (veya IBA-1) problemi uygun şekilde çözmek üzere değişik kolektif hamiltonyenler kullanılmıştır.  $d$  bozonlarına yüzey titreşimlerinin kuantası olarak bakılırken,  $s$  bozonları da işlemde matematiksel kolaylığı sağlayan bir araç olarak ele alınmaktadır.  $N$  tam sayısı da kolektif hamiltonyenin bağlı durumlarının sayısını tayin eder.  $N$  sayısı limit durumuna geldiğinde, bozon hamiltonyeni kolektif modele yaklaşır. Böylece bozon modeline kolektif modelin bir uyarlaması olarak bakılabilir [5]. Buna göre

$$\text{IBA-1=TQM} \xrightarrow{N \rightarrow \infty} \text{Kollektif model}$$

olarak düşünülebilir.

Bozon modelinin daha derin bir öneme sahip olup olmadığı veya tabaka modeli ile bağlantısının ne olduğu sorusu akla gelebilir. Fermiyonlara ait  $L=0$  ve  $L=2$  ye çiftlenmiş özdeş aktif nükleon çiftlerinin  $s$  ve  $d$  bozonlarına karşılık geldiği öne sürülmüştür. Düzeltilmiş nükleon çiftleri  $L=0(S)$  ve  $L=2(D)$  genelleştirilmiş senyorite cinsinden basit bir tanıma sahiptirler [6]. Bu çiftler, yarı-sihirli çekirdekte olduğu gibi aktif nötronların veya aktif protonların tabaka modeli öz durumlarını oluşturmak için kullanılabilir. Aktif proton ve

nötronlu çekirdekte ise ; proton ve nötronlar arasındaki kuvvetli, çekici ve senyorteyi bozan etkileşme önemli rol oynamaktadır. Eğer kuadrupol-kuadrupol etkileşmesi kullanılırsa, öz durumlar  $S_{\pi}$ ,  $D_{\pi}$  ve  $S_y$ ,  $D_y$  çiftlerini oluşturan proton( $\pi$ ) ve nötron( $\gamma$ ) durumlarının karışımlarından oluşacaktır. Bu tabaka modeli tanımlaması da  $s_{\pi}$ ,  $d_{\pi}$  proton bozonları ve  $s_y$ ,  $d_y$  nötron bozonlarını içeren bir başka bozon modeline yol açar. Bozon hamiltonyeni proton ve nötron bozonları arasında kuvvetli ve çekici bir kuadrupol etkileşmesini içerecektir. Bu çok ayrıntılı modelde, aktif proton ve aktif nötron sayılarının etkisi ayrı ayrı incelenebilir. Bu model etkileşen bozon yaklaşıklığı-2 (IBA-2) olarak adlandırılır.

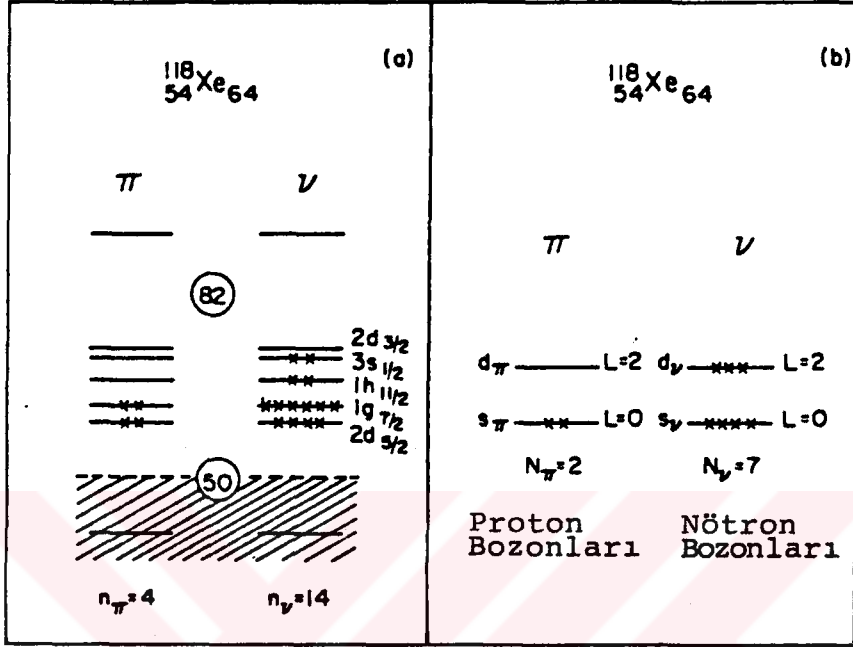
IBA-2, tabaka modelinden oluşturulduğu için etkileşen bozon yaklaşıklığı olarak da adlandırılır. Böylece,

Tabaka modeli  $\longrightarrow$  IBA  $\longrightarrow$  IBA-2

olarak ifade edilebilir. Son yıllarda etkileşen bozon yaklaşıklığı üzerine bir hayli ilgi toplanmıştır. Çekirdek yapısı ve spektrokopisinde çok sayıda yeni çalışmalara yol açılmıştır. Bu açıdan modelde son yıllarda yapılan pek çok genişletmeler, limitler ve modelin başarıları tartışılmıştır.

## 1.2. ETKİLEŞEN BOZON MODELİNİN YAPISI

Etkileşen bozon modelinin temel düşüncesi çift-çift çekirdeğin alçak düzey kollektif durumlarının  $L=0$  açısız momentumlu  $s$  bozonları ve  $L=2$  açısız momentumlu  $d$  bozonları ile tanımlanabileceğini kabul etmesidir [7]. Bu modelde çekirdeğin alçak düzey seviyelerinin yapısı 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 ana kapalı tabakası dışındaki aktif nükleonların uyarılmasıyla belirlenmektedir ( Şekil 1.1.a ). Bozonların sayısı kapalı tabaka dışındaki nükleon çifti sayısına eşittir ve sonuçta çiftler bozon gibi davranır.  $L=0$  açısız momentumlu proton (nötron) bozonları  $s_{\pi}(s_y)$  ile gösterilirken  $L=2$  açısız momentumlu proton (nötron) bozonları  $d_{\pi}(d_y)$  ile gösterilirler (Şekil 1.1.b).



Şekil 1.1.(a)  $^{118}_{54}\text{Xe}$  çekirdeği için tabaka modeli probleminin şematik olarak gösterimi.  $n_{\pi}$  ve  $n_{\nu}$  ana kapalı tabaka olan 50 nin dışındaki proton ve nötronların sayısıdır.

(b)  $^{118}_{54}\text{Xe}$  için tabaka-modeli problemi yerine geçen IBA-1 problemi gösterimi [8].

Parçacık uzayındaki parçacık-boşluk eşleniğinde  $N_{\pi}$  proton ve  $N_{\nu}$  nötron çifti sayısı en yakın kapalı tabakaya göre hesaplanır. Yani tabakanın yarısından çoğu dolu ise  $N_{\pi}(\nu)$  boşluk çiftlerinin sayısı gibi alınır. Örneğin,  $^{118}_{54}\text{Xe}$  çekirdeğinde  $N_{\pi} = \frac{1}{2}(54-50)=2$ ,  $N_{\nu} = \frac{1}{2}(64-50)=7$  iken  $^{128}_{54}\text{Xe}$  için  $N_{\pi} = \frac{1}{2}(54-50)=2$  ve  $N_{\nu} = \frac{1}{2}(82-74)=4$  olur.  $^{152}_{62}\text{Sm}$  çekirdeğinde 62 proton ve 90 nötron vardır. Proton ve nötronlar için ilgili tabaka ortası sırasıyla 66 ve 104 olmaktadır. Böylece proton bozonları ve nötron bozonları parçacık çiftlerine karşılık gelirler.  $N_{\pi} = \frac{1}{2}(62-50)=6$  ve  $N_{\nu} = \frac{1}{2}(90-82)=4$  değerlerini alırlar. Diğer taraftan  $^{176}_{76}\text{Os}$  çekirdeğinde 76 proton ve 100 nötron bulunur. Böylece proton bozonları boşluk çiftlerine karşılık gelirken, nötron bozonları parçacık çiftlerine karşılık gelir.  $N_{\pi} = \frac{1}{2}(82-76)=3$  ve  $N_{\nu} = \frac{1}{2}(100-82)=9$  olur. Şekil 1.1 de  $^{118}\text{Xe}$

çekirdeği incelenmiştir.

Bazen etkileşen bozon modeli (IBM) yerine de kullanılabilen etkileşen bozon yaklaşıklığı (IBA) nın son yıllardaki gelişmesi bu modelin sınırlarının genişletilmesiyle elde edilmiştir. IBA-1 in çok doğal olan bir genişletmesi IBA-2 olarak bilinen bir modeldir. Çekirdeğin özelliklerini daha ayrıntılı olarak inceleyen, proton ve nötron çiftlerini ayrı ayrı ele alan bu model Bölüm 4 de özetlenecektir.

Etkileşen bozon yaklaşıklığı (IBA) aslında çift-çift çekirdekler için düşünülmüş ise de son yıllarda etkileşen bozon-fermion modeli (IBFM) adı altında tek-A çekirdeklerine de uygulanmaya başlanmıştır. Etkileşen bozon-fermion modeli, IBM bozonlarına bir tek fermiyon ilave edilerek oluşturulmuştur (IBFM) [9].

Bu çalışmada proton ve nötronlar arasında ayırım gözetmeyen, IBA-2 ye göre daha az ayrıntılı ve basit olan IBA-1 modeli incelenecektir. IBA-1 modeli ile çift-çift deforme olmuş çekirdeklerin alçak düzey enerji seviyeleri ve bu düzeyler arasındaki  $B(E2)$  geçiş olasılıkları ve oranları hesaplanacaktır. Hesap sonuçları deneyle karşılaştırılacaktır. IBA-1 yaklaşıklığında çift-çift çekirdeğin alçak düzey kolektif durumlarının sabit  $N$  bozon durumları olarak tanımlanabileceği kabul edilmiştir.

### 1.3 BOZON İŞLEMCİLERİ

Etkileşen bozon modelinde çekirdeğin kolektif uyarımları bozonlar tarafından tanımlanır. Durumları tanımlamak için en uygun yöntem ikinci kuantumlanmayla sağlanır. Böylece multipolaritesi  $l$  ve  $z$  bileşeni  $m$  olan  $b_{l,m}^+$  ( $b_{l,m}^-$ ) bozon yaratıcı (yokedici) işlemcileri tanımlanır. Herhangi bir bozon modeli, oluşturulan bozon işlemcilerinin sayısıyla belirtilir. Etkileşen bozon yaklaşıklığı-1 de; çekirdeğin alçak düzey kolektif durumlarının, açısal momentumu ve paritesi  $L^P=0^+$  olan  $s$  monopol bozonu ve  $L^P=2^+$  olan  $d$  kuadrupol bozonları cinsinden tanımlanabileceği kabul edilmiştir. Böylece bu modelin yapı taşları,

$$s^+ , d_\mu^+ (\mu=0, \pm 1, \pm 2) , \quad (1.1)$$

$$s^- , d_\mu^- (\mu=0, \pm 1, \pm 2)$$

olur. (1.1) işlemcileri Bose sıra-değişim bağıntılarını sağlarlar.

$$[s^-, s^+] = 1 ; [s^-, s^-] = [s^+, s^+] = 0 ;$$

$$[d_\mu^-, d_{\mu'}^+] = \delta_{\mu\mu'} ; [d_\mu^-, d_{\mu'}^-] = [d_\mu^+, d_{\mu'}^+] = 0 ; \quad (1.2)$$

$$[s^-, d_\mu^+] = [s^-, d_\mu^-] = [s^+, d_\mu^+] = [s^+, d_\mu^-] = 0$$

Bu bozon işlemcileri için daha kısa olarak ya

$$b_{l,m}^+ ; \bar{b}_{l,m}^- ; \quad (l=0,2; -1 \leq m \leq 1) \quad (1.3)$$

gösterimi ya da

$$b_\alpha^+ ; \bar{b}_\alpha^- ; \quad (\alpha=1, \dots, 6), \quad (1.4)$$

$$\bar{b}_1 = s^- , \bar{b}_2 = d_{+2}^- , \bar{b}_3 = d_{+1}^- , \bar{b}_4 = d_0^- , \bar{b}_5 = d_{-1}^- , \bar{b}_6 = d_{-2}^- \quad (1.5)$$

gösterimlerini kullanabiliriz. Buna göre (1.2) sıra-değişim bağıntıları

$$[\bar{b}_{l,m}^- , b_{l',m'}^+] = \delta_{ll'} \delta_{mm'} \quad (1.6)$$

$$[\bar{b}_{l,m}^- , \bar{b}_{l',m'}^-] = [b_{l,m}^+ , b_{l',m'}^+] = 0$$

şeklinde veya

$$[\bar{b}_\alpha^- , b_{\alpha'}^+] = \delta_{\alpha\alpha'} ; [\bar{b}_\alpha^- , \bar{b}_{\alpha'}^-] = [b_\alpha^+ , b_{\alpha'}^+] = 0 \quad (1.7)$$

olarak yazılabilirler. Uygulamalar için k mertebeli  $T_q^{(k)}$  küresel tensör işlemcileri oluşturmak gerekir. Bu işlemciler

dönme grubunun  $(2k+1)$  boyutlu temsilinin baz vektörleri olarak

$$R T_q^{(k)} R^{-1} = \sum_p T_p^{(k)} D_{pq}^{(k)} \quad (1.8)$$

şeklinde dönüşürler. Yaratma işlemcileri bu özelliği gösterirken yoketme işlemcileri göstermezler. Yoketme işlemcileri ile ilgili küresel tensörleri oluşturmak için

$$\tilde{b}_{l,m} = (-)^{l+m} \bar{b}_{l,-m} \quad (1.9)$$

işlemcileri kullanılır. (1.9) denklemini  $s$  ve  $d$  bozonlarına uygulandığı zaman

$$\tilde{s} = s^-, \quad \tilde{d}_\mu = (-)^\mu d_{-\mu}^- \quad (1.10)$$

oluşur.

Küresel tensörlerle tensör çarpımları oluşturulabilir.  $T^{(k_1)}$  ve  $T^{(k_2)}$  tensörlerinin çarpımları için

$$T_q^{(k)} = [ T^{(k_1)} \times T^{(k_2)} ]_q^{(k)} \quad (1.11)$$

notasyonu kullanılır. Diğer bir ifadeyle köşeli parantez açık olarak

$$[ T^{(k_1)} \times T^{(k_2)} ]_q^{(k)} = \sum_{q_1 q_2} \langle k_1 q_1 k_2 q_2 | k q \rangle T_{q_1}^{(k_1)} T_{q_2}^{(k_2)} \quad (1.12)$$

şeklinde gösterilebilir. Bu ifadedeki  $\langle k_1 q_1 k_2 q_2 | k q \rangle$  sembolleri Clebsch-Gordon katsayılarıdır. Tensör çarpımlarının özel bir hali skaler çarpımdır. Aşağıda tanımlandığı gibi bu

$$(U^{(k)} \cdot V^{(k)}) = (-)^k (2k+1)^{\frac{1}{2}} [U^{(k)} \times V^{(k)}]_0^{(0)} \quad (1.13)$$

yuvarlak parantezle gösterilir. Bu çarpım

$$(U^{(k)} \cdot V^{(k)}) = \sum_q (-)^q U_q^{(k)} V_{-q}^{(k)} \quad (1.14)$$



olarak da yazılabilir.

#### 1.4. BAZ DURUMLARI

Baz durumları, bozon vakumu  $|0\rangle$  durumu üzerine bozon işlemcilerinin tekrar tekrar uygulanmasıyla ,

$$b_{\alpha}^{+} b_{\alpha'}^{+} \dots \dots |0\rangle \quad (1.15)$$

şeklinde oluşturulabilir. Ayrıca bozon işlemcilerinin uygun bir şekilde çiftlenmesiyle iyi açısız momentumlu durumları

$$[b_1^{+} x b_1'^{+} x \dots \dots]_M^{(L)} |0\rangle \quad (1.16)$$

oluşturmak mümkün olabilir. Fakat çok sayıdaki bozon durumlarını karakterize etmek için genel olarak toplam açısız momentum tek başına yeterli olmaz. Çünkü verilen bir N bozon sayısı için aynı L ye sahip birkaç durum olabilir. Sayısal hesaplamalar çok kere küresel baz kullanılarak yapılır. Bu küresel bazda s ve d bozonlarının birbirinden ayrı olduğu

$$s^{+n_s} [d^{+n_d}]_{Vn_d} LM_L |0\rangle \quad (1.17)$$

açıkça bellidir. Bunlar toplam bozon sayısı

$$N = n_s + n_d \quad (1.18)$$

olan durumlardır. Burada  $n_s$  ve  $n_d$  sırasıyla s ve d bozonları sayıdır.

#### 1.5. HAMILTON İŞLEMCİSİ

Çift-çift çekirdeğin 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 hamiltoniyen oluşturulur ve köşegenleştirilir. En basit olarak hamiltoniyenin bir parçacık bozon enerjilerini ve bozon-bozon etkileşmelerini içerdiği kabul edilir. Böyle bir hamiltoniyeni oluşturmak için bozon yaratıcı ve yokedici işlemcileri kullanılır. Toplam bozon sayısı N nin korunumlu olduğu kabul edilirse, Hamilton işlemcisi bozon işlemcileri cinsinden

$$H=E_0 + \sum_{\alpha\beta} \epsilon_{\alpha\beta} b_{\alpha}^{+} \bar{b}_{\beta} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \frac{1}{2} U_{\alpha\beta\gamma\delta} b_{\alpha}^{+} b_{\beta}^{+} \bar{b}_{\gamma} \bar{b}_{\delta} + \dots \quad (1.19)$$

olarak yazılabilir. Burada  $E_0$  bir sabit sayıdır.  $b^{+} \bar{b}$  terimi bir-cisim 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 (1.19) eşitliğindeki etkileşmelerde bozon sayısının korunumlu olmasıdır. Yani her bir terimde yaratma işlemcilerinin sayısı yoketme işlemcilerinin sayısına eşittir. Hamiltonyen (1.19) eşitliğindeki gibi yazıldığında dönmeler altında skaller olduğu açıkça belli değildir. Onu daha açık bir şekilde bu özelliği belirgin olmak üzere

$$H=E_0 + \sum_l \epsilon_l (b_l^{+} \bar{b}_l) + \sum_{L, l_1 l_1' l_2 l_2'} \frac{1}{2} U^{(L)}_{l_1 l_1' l_2 l_2'} [(b_{l_1}^{+} x b_{l_1'}^{+})^{(L)} x (\bar{b}_{l_2} x \bar{b}_{l_2'})]^{(L)} ]_0^{(0)}$$

$$+ \dots \quad (1.20)$$

olarak yeniden yazmak mümkündür. IBA-1 hamiltoniyenini bozon işlemcileri cinsinden yazmak istediğimiz taktirde ikinci kuantumlanmayı kullanmamız daha uygun olur. Böylece  $d_{\mu}^{+}$  ve  $s^{+}$  işlemcileri oluşturulur. İlki  $J_2 = \mu$  lü durumda bir d bozonu ve ikincisi de bir tane s bozonu yaratmaktadır. Bu  $d_{\mu}^{+}, s^{+}$  işlemcileri  $\bar{d}_{\mu}, s^{-}$  yokedici işlemcileriyle beraber sıradışı bağantılarını sağlarlar. Bu işlemciler kullanılarak

$$d_{\mu}^{+} \bar{d}_{\mu}, d_{\mu}^{+} s^{-}, s^{+} \bar{d}_{\mu}, s^{+} s^{-} \quad (1.21)$$

gibi bir-cisim bozon işlemcileri yazılabilir. 36 tane

birbirinden bağımsız böyle işlemciler vardır. Hamiltonyenin dönmeler altında değişmez olması gerektiğinden, (1.21) eşitliğindeki işlemcilerin belirli çizgisel karışımlarını kullanmak çok daha uygun olur. Yaratıcı  $d_{\mu}^{+}$  işlemcileri, dönmeler altında rankı-2 olan indirgenemez küresel tensör bileşenleri gibi davranırlar.  $d_{\mu}^{-}$  yoketme işlemcileri böyle dönüşüm özellikleri sağlayamadıkları için, bu özelliği sağlayan

$$\begin{aligned}\tilde{d}_{\mu} &= (-)^{2-\mu} d_{-\mu}^{-} \\ &= (-)^{\mu} d_{-\mu}^{-}\end{aligned}\quad (1.22)$$

tanımlaması kullanılır. Şimdi k ranklı indirgenemez tensör olan

$$(d^{+}x\tilde{d})_{q}^{(k)} = \sum_{\mu\mu'} \langle 2\mu 2\mu' | 22kq \rangle d_{\mu}^{+\tilde{d}} d_{\mu'}^{-} ; \quad k=0,1,2,3,4 \quad (1.23)$$

işlemcileri ve rankı-2 olan

$$d_{\mu}^{+\tilde{s}}, s^{+\tilde{d}}_{\mu} \quad (1.24)$$

kuadrupol işlemcileri ve skaler (rankı 0)

$$s^{+\tilde{s}} \quad (1.25)$$

işlemcisinden oluşan tam bir set tanımlanabilir. Bu işlemcilerin toplam sayısı yine 36 dır.

En genel hamiltonyen bir-cisim bozon terimleri ve bozon-bozon etkileşme terimlerini içerir. Ayrıca dönmeler altında değişmez olmalıdır (J ile sıra-değişimli). Bu özellikteki hamiltonyeni oluşturulabilir. Böylece bu, (1.23) ve (1.24) eşitliklerindeki rankı sıfırdan farklı indirgenemez tensörlerin bütün mümkün skaler çarpımlarının çizgisel karışımı olur. Ayrıca iki tane de bir-bozon skaleri eklenebilir. Bunlar açıkça (1.23) ve (1.25) eşitliklerdeki k=0 tensörleridirler. Bütün bir-bozon işlemcileri s ve d bozonlarının sayısını değiştirmeyeceği için hamiltonyende toplam bozon sayısını

değiştirmeyecektir. Diğer bir deyişle hamiltonyen ile sayı işlemcisi

$$\hat{N} = s^+ \tilde{s} + \sum_{\mu} d_{\mu}^+ \tilde{d}_{\mu} = s^+ \tilde{s} + (d^+ \cdot \tilde{d}) \quad (1.26)$$

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

Bozon hamiltonyeninin hermityen olma koşulu (1.24) eşitliğindeki iki kuadropol işlemcisinin yalnızca belirli karışımlarında içerilecektir. Terimlerin sayısı yine de fazladır. İki tane bir-bozon terimine ek olarak 9 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 (1.23) eşitliğindeki beş skaler çarpımın yalnızca üç bağımsız karışımı kullanılabilir. Bunun için çiftlenim sırasını değiştirerek skaler çarpımları oluşturmak mümkündür. Sıra-değişim bağıntılarından dolayı iki-bozon etkileşmesine ek olarak bir-bozon terimleri de ortaya çıkar. Elde edilen hamiltonyen aşağıdaki şekilde yazılabilir,

$$\begin{aligned} H = & \epsilon_s (s^+ \tilde{s}) + \epsilon_d (d^+ \cdot \tilde{d}) + \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} (2L+1)^{\frac{1}{2}} C_L [(d^+ x d^+)^{(L)} x (\tilde{d} x \tilde{d})^{(L)}]^{(0)} \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} V_2 [(d^+ x d^+)^2 x (\tilde{d} x \tilde{d})^2 + (d^+ x s^+)^2 x (\tilde{d} x \tilde{d})^2]^{(0)} \\ & + \frac{1}{2} V_0 [(d^+ x d^+)^{(0)} x (\tilde{s} x \tilde{s})^{(0)} + (s^+ x s^+)^{(0)} x (\tilde{d} x \tilde{d})^{(0)}]^{(0)} \\ & + U_2 [(d^+ x s^+)^{(2)} x (\tilde{d} x \tilde{s})^{(2)}]^{(0)} + \frac{1}{2} U_0 [(s^+ x s^+)^{(0)} x (\tilde{s} x \tilde{s})^{(0)}]^{(0)} \end{aligned} \quad (1.27)$$

Bu hamiltonyen 9 parametre içerir. Bir-bozon enerjileriyle ilgili 2 katsayı ve bozon-bozon etkileşmesine ilişkin 7 katsayı vardır. Sırasıyla bunlar  $\epsilon_s$ ,  $\epsilon_d$ ,  $C_L (L=0,2,4)$ ,  $V_L (L=0,2)$ ,  $U_L (L=0,2)$  dir. Ayrıca  $N = n_s + n_d$  toplam bozon sayısı korunduğu

için hamiltonyen aşağıdaki gibi de yazılabilir.

$$\begin{aligned}
 H = & \epsilon_s N + \frac{1}{2} U_0 N(N-1) + \epsilon' (d^+ \tilde{d}) \\
 & + \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} (2L+1)^{\frac{1}{2}} C'_L [(d^+ x d^+)^{(L)} \times [\tilde{d} x \tilde{d}]^{(L)}]^{(0)} \\
 & + \frac{1}{\sqrt{2}} V_2 [(d^+ x d^+)^{(2)} \times [\tilde{d} x \tilde{s}]^{(2)} + [d^+ x s^+]^{(2)} \times [\tilde{d} x \tilde{d}]^{(2)}]^{(0)} \\
 & + \frac{1}{2} V_0 [(d^+ x d^+)^{(0)} \times [\tilde{s} x \tilde{s}]^{(0)} + [s^+ x s^+]^{(0)} \times [\tilde{d} x \tilde{d}]^{(0)}]^{(0)}
 \end{aligned} \tag{1.28}$$

Burada

$$\epsilon' = (\epsilon_d - \epsilon_s) + \frac{1}{\sqrt{5}} U_2 (N-1) - \frac{1}{2} U_0 (2N-1)$$

$$C'_L = C_L + U_0 - 2U_2$$

katsayıları da (1.27) eşitliğindeki parametrelerin uygun çizgisel karışımlarıdır. (1.28) eşitliğindeki ilk iki terimin yalnızca bağlanma enerjisine katkısı vardır. Bunların uyarılma enerjilerine katkısı yoktur. Böylece (1.28) eşitliğindeki en genel hamiltoniyenin öz durumları ve düzey yerleşimleri analizi için yalnızca 6 parametre yeterli olur ( $\epsilon', C_L, (L=0,2,4)$  ve  $V_L (L=0,2)$ ).

IBA hamiltonyeni eşdeğer olarak pek çok şekilde yazılabilir. Denel veri analizine uygun ve her bir terimin rolünü daha iyi anlatabilen multipol açılımı olarak adlandırılan bir yazım şekli daha vardır ki bu da aşağıdaki biçimde

$$H = \epsilon' n_d + a_0 P^{\tilde{P}} + a_1 L^2 + a_2 Q^2 + a_3 T_3^2 + a_4 T_4^2 \tag{1.29}$$

yazılabilir. Burada,

$$\tilde{P} = 1/2 (\tilde{d}^2 - \tilde{s}^2)$$

$$T_l = (d^+ \tilde{d})^l ; l=0,1,2,3,4$$

$$Q = (d^+ \tilde{s} + s^+ \tilde{d}) - \frac{\sqrt{7}}{2} (d^+ \tilde{d})^2$$

$$= (d^+ \tilde{s} + s^+ \tilde{d}) - \frac{\sqrt{7}}{2} T_2$$

$$n_d = (d^+ \cdot \tilde{d}) = \sqrt{5} T_0$$

$$L = \sqrt{10} T_1$$

işlemcileri yarıdenel analizlerde sık sık kullanılırlar. Ayrıca belli bir çekirdek ele alındığında yalnız bir veya iki terim spektrumu açıklamaya yeterli olmaktadır. Hamiltonyenin (1.27), (1.28), (1.29) eşitliklerini birbirine çevirmek mümkündür. Tablo 1.1 de çevirme katsayıları verilmiştir.

Tablo 1.1: (1.29) eşitliğinden (1.27) eşitliğine dönüştürme katsayıları [10].

	$\epsilon n_d$	$a_0(P^+ \cdot \tilde{P})$	$a_1(L \cdot L)$	$a_2(Q \cdot Q)$	$a_3(T_3 \cdot T_3)$	$a_4(T_4 \cdot T_4)$
$\epsilon_s$				$5 a_2$		
$\epsilon_d$	$\epsilon$		$6a_1$	$\frac{11}{4} a_2$	$\frac{7}{5} a_3$	$\frac{9}{5} a_4$
$C_0$		$\frac{5}{2} a_0$	$-12a_1$	$\frac{7}{2} a_2$	$-\frac{14}{5} a_3$	$\frac{18}{5} a_4$
$C_2$			$-6a_1$	$-\frac{3}{4} a_2$	$\frac{8}{5} a_3$	$\frac{36}{35} a_4$
$C_4$			$8a_1$	$a_2$	$\frac{1}{5} a_3$	$\frac{1}{35} a_4$
$V_2$				$-\sqrt{70}a_2$		
$V_0$		$-\frac{1}{2} \sqrt{5}a_0$		$2\sqrt{5}a_2$		
$U_2$				$2\sqrt{5}a_2$		
$U_0$		$\frac{1}{2} a_0$				

## 1.6 GEÇİŞ İŞLEMCİLERİ

Uygun işlemcilerin matris elemanları geliştirilerek IBA çerçevesinde pek çok gözlenebilir büyüklük hesaplanabilir.

Elektromagnetik geçiş oranlarını hesaplamak için ilk önce öz durumlar,  $N$  tane bozon uzayında hamiltoniyenin köşegenleştirilmesiyle bulunur. Sonra bu öz durumlar arasında geçiş işlemcilerinin matris elemanları hesaplanır. En önemli geçişler alçak düzey kollektif durumlarını açıklayan elektrik kuadrupol  $E2$  geçişleridir.  $E2$  geçiş işlemcisi rankı-2 olan hermityen bir tensör olmalıdır. Ayrıca geçişlerde bozon sayısı da korunumlu olmalıdır. Buna göre en genel gerçek bir bozon kuadrupol işlemcisi

$$T^{(E2)} = e_B [(s^{+\tilde{d}} + d^{+\tilde{s}})_m^{(2)} + \chi (d^{+\tilde{d}})_m^{(2)}] \quad (1.30)$$

olarak yazılabilir.  $E2$  geçiş işlemcisi böylece sayısal iki  $e_B$  ve  $\chi$  katsayıları ile verilir. Burada  $e_B$  etkin bozon yükü rolünü oynar. Benzer şekilde  $E4$  işlemcisi ve  $M^{(0)}$  monopol işlemcisi

$$T^{(E4)}_m = e_4 (d^{+\tilde{d}})_m^{(4)} \quad (1.31)$$

$$M^{(0)} = c + \alpha'_0 (s^{+\tilde{s}})^{(0)} + \beta'_0 (d^{+\tilde{d}})^{(0)} \quad (1.32)$$

gibi oluşturulabilir. Monopol geçiş işlemcisi, ortalama yarıçap kare ve  $E0$  geçişi gibi özellikleri hesaplamada kullanılır. Ayrıca diğer geçiş işlemcileri de aşağıdaki gibidir.

$$T(E0) = \alpha \hat{n}_s + \frac{\beta'}{\sqrt{5}} \hat{n}_d \quad (1.33)$$

$$T(M1) = g_B \hat{L} \quad (1.34)$$

$$T(E2) = e_B [(s^{+\tilde{d}} + d^{+\tilde{s}}) + \chi (d^{+\tilde{d}})^{(2)}] = e_B Q \quad (1.35)$$

E0 işlemcisi

$$T(E0) = \alpha(\hat{N} - \hat{n}_d) + \frac{\beta'}{\sqrt{5}} \hat{n}_d = \alpha\hat{N} + \frac{\beta}{\sqrt{5}} \hat{n}_d \quad (1.36)$$

olarak yazılabilir. T(E0) daki ilk terimin katkısı sıfırdır. Çünkü, N korunumlu olduğundan ilk terim ortogonal baz durumları arasında geçişe neden olmaz. Bu yüzden E0 geçişleri basitçe d bozon sayı işlemcisinin matris elemanlarıyla orantılıdır. M1 işlemcisi toplam açısal momentumla orantılıdır ve hiç bir geçişe neden olmaz. O halde IBA-1 çerçevesinde M1 geçişlerini hesaplamak için ikinci dereceden terimler gereklidir. Bu durumda

$$T(M1) = (g_B + A\hat{N})\hat{L} + B\hat{n}_d\hat{L} + C(\hat{Q}\hat{L}) \quad (1) \quad (1.37)$$

tanımı kullanılabilir. Burada Q, (1.35) eşitliği ile verilen genel şekle sahip olur.

Sonuçta, E2 işlemcisi hamiltonyendeki Q işlemcisine özdeğstir. Bunun ilk kısmında  $n_d$  yi bir birim değıştiren ve ikinci kısmında  $n_d$  yi değışmez bırakan işlemciler yer alır. İki terimin oranı  $\chi$  parametresi ile verilmiştir.

Şimdi diğler özelliklere dönülürse, ortalama yarıçap kare değeri E0 geçişiyile yakından ilgilidir ve

$$r^2 = \langle r^2 \rangle_c + a\hat{n}_d + b\hat{N} \quad (1.38)$$

şeklinde verilir. Bu işlemci ( $s^+s$ ) terimi yok edilerek (1.33) eşitliğinden elde edilmiştir. Burada ilk terim kapalı tabaka özünün ortalama yarıçap karesini temsil eder.



## BÖLÜM 2

### ETKİLEŞEN BOZON YAKLAŞIKLIĞI CEBİRLERİ

#### 2.1. BOZON CEBİRLERİ

Etkileşen bozon modelinin anlaşılmasında asıl önemli olan kısım Lie cebiri teorisidir. Modelin cebirsel özelliklerinin incelenmesi, çözümlerin yapısı üzerine ışık tutmasının dışında hamiltonyenin sayısal köşegenleştirilmesinde bir temel oluşturur ve ilgili işlemcilerin matris elemanlarının hesaplanmasını kolaylaştırır. Asıl sonuç; hesap sonuçları deneyle karşılaştırılınca elde edilir.

Bozon yaratma ( $b_{\alpha}^{+}$ ) ve yoketme ( $\tilde{b}_{\alpha}$ ) işlemcilerinin ikili çarpımları

$$G_{\alpha\beta} = b_{\alpha}^{+} \tilde{b}_{\beta} \quad (\alpha, \beta = 1, \dots, 6) \quad (2.1)$$

göz önüne alınırsa , bu işlemciler

$$[G_{\alpha\beta}, G_{\gamma\delta}] = G_{\alpha\delta} \delta_{\beta\gamma} - G_{\gamma\beta} \delta_{\delta\alpha} \quad (2.2)$$

bağıntılarını sağlarlar.

$$[X_a, X_b] = \sum_c C_{ab}^c X_c \quad (2.3)$$

sıra-değişim bağıntılarını sağlayan X işlemcilerinin  $C_{ab}^c = -C_{ba}^c$  ve

$$[[X_a, X_b], X_c] + [[X_b, X_c], X_a] + [[X_c, X_a], X_b] = 0 \quad (2.4)$$

Jakobi özdeşliği ile birlikte bir Lie cebiri oluşturduğu söylenir. (2.1) ile tanımlanan 36 işlemci, altı boyutlu üniter

$U(6)$  cebirinin sıra-değişim bağıntılarını sağlarlar. Her bir cebirle ilgili dönüşüm grupları vardır. Bunlar genellikle  $U(6)$  şeklinde gösterilirler. (2.3) eşitliğinde yer alan  $C_{ab}^C$  katsayıları Lie yapı sabitleri olarak adlandırılır. (2.1) işlemci cebiri için, Lie yapı sabitleri ya 0 ya da 1 dir. Çe- kirdek fiziğindeki uygulamalar için (2.1) eşitliği çok uygun değildir. Racah'a göre

$$G_q^{(k)}(1, l') = [b_1^+ \tilde{x} b_1']_q^{(k)} \quad (1, l'=0, 2) \quad (2.5)$$

çiftlenmiş şeklini kullanmak daha uygundur. Bu işlemcilerin sıra-değişim bağıntıları

$$\begin{aligned} & [G_q^{(k)}(1, l'), G_{q'}^{(k')}(1'', l''')] \\ &= \sum_{k'', q''} (2k+1)^{\frac{1}{2}} (2k'+1)^{\frac{1}{2}} \langle kqk' q' | k'' q'' \rangle (-)^{k-k'} \\ & \times [(-)^{k+k'+k''} \begin{Bmatrix} k & k' & k'' \\ 1''' & 1 & 1' \end{Bmatrix} \delta_{1'1''} G_{q''}^{(k'')}(1, l''') - \begin{Bmatrix} k & k' & k'' \\ 1'' & 1' & 1 \end{Bmatrix} \delta_{11'''} G_{q''}^{(k'')}(1'', l')] \end{aligned} \quad (2.6)$$

şeklindedir. Bu ifadedeki kıvrımlı parantezler Wigner 6-j sembolüdür [11].  $G$  işlemcileri karşılık gelen grubun üreticileri olarak adlandırılırlar. (2.5) eşitliğindeki 36 işlemci  $U(6)$  grubunun üreticileridir.  $U(6)$  grubunun 36 üreticisi aşağıdaki gibi birleştirilmiş gösterimde verilir:

$$\begin{array}{ll} (d^+ x \tilde{d})_{\mu}^{(4)} & 9 \\ (d^+ x \tilde{d})_{\mu}^{(3)} & 7 \\ (d^+ x \tilde{d})_{\mu}^{(2)} & 5 \\ (d^+ x \tilde{d})_{\mu}^{(1)} & 3 \\ (d^+ x \tilde{d})_{\mu}^{(0)} & 1 \\ (d^+ x \tilde{s})_{\mu}^{(2)} & 5 \\ (s^+ x \tilde{d})_{\mu}^{(2)} & 5 \\ (s^+ x \tilde{s})_{\mu}^{(0)} & 1 \\ \hline & 36 \end{array} \quad (2.7)$$

Sağ taraftaki sayılar bir  $k$  tensörünün bağımsız bileşen sayısı  $(2k+1)$  değerini gösterir.

## 2.2. BOZON ALTCEBİRLERİ

Baz durumlarını ve yapıları sınıflandırmak için  $U(6)$  cebirinin bütün mümkün altcebirlerini oluşturmak gerekir. Genelde verilen bir  $g$  cebirinde sıra-değişime göre kapalı olan bir  $h$  altseti, altcebir olarak adlandırılır. Bu anlamda eğer

$$x \in g, y \in h, x \triangleright y \quad (2.8)$$

ise

$$[y_i, y_j] = \sum_k C_{ij}^k y_k \quad (2.9)$$

dir. Çekirdek fiziğindeki uygulamalar için, durumların iyi açılmal momentum değeriyle karakterize edilmesi istenir. Bunun önemi,  $U(6)$  nın bir altcebir olarak üç boyutlu dönme cebirini içermesidir. Bu da  $O(3)$  dik cebiri ile gösterilir [12]. Tablo 2.1 de cebirlerin sınıflandırılmaları verilmiştir.

Tablo 2.1: Lie cebirlerinin Cartan tanımı [14].

Adı	Grup etiketi	Cartan etiketi
[Özel] Üniter	[S] $U(n)$	$A_{(n-1)}$
[Özel] Dik	[S] $O(n)$ $n=\text{tek}$	$B_{(n-1)/2}$
[Özel] Dik	[S] $O(n)$ $n=\text{çift}$	$D_{(n/2)}$
Simplektik	$Sp(n)$ $n=\text{çift}$	$C_{(n/2)}$
Ayrıcalıklı	$G_2, F_4, E_6, E_7, E_8$	$G_2, F_4, E_6, E_7, E_8$

S harfi özel dönüşümlere karşılık gelen cebiri göstermek için tanımlanmıştır. Çekirdek fiziğindeki uygulamalar için dik gruplarla ilgilenildiğinde S harfi önemli olmaz. Böylece

bütün dik cebirler özel dönüşümlere karşı kullanılır. Üniter cebir veya gruplar için S harfi önemlidir. Çünkü üniter grup ve ona karşılık gelen özel üniter grup arasında bir üretici farkı vardır. Tablo 2.2 de Lie gruplarının üreticilerinin sayısı gösterilmiştir.

Tablo 2.2 : Lie grupları üreticilerinin sayısı [14].

Grup	Üretici sayısı
SU(n)	$n^2-1$
O(n)	$\frac{1}{2}n(n-1)$
Sp(n)	$\frac{1}{2}n(n+1)$
G <sub>2</sub>	14
F <sub>4</sub>	52
E <sub>6</sub>	78
E <sub>7</sub>	133
E <sub>8</sub>	248

### 2.3. IBA-1 HAMILTONYENİNİN CEBİRSEL ÖZELLİKLERİ

(1.27) hamiltonyenine bakıldığında, d bozonlarının beş bileşeni ve s bozonunun bir bileşeninin altı boyutlu bir vektör uzayı oluşturduğu düşünülebilir. Böylece açısız momentum vektörünün  $J_x, J_y, J_z$  bileşenlerinin dönmeleri tanımlaması ve O(3) grubunu oluşturmasına benzer olarak  $\tilde{s}, s^+, \tilde{d}_\mu, d_\mu^+$  işlemcilerinin bilineer kombinasyonları da, s-d uzayındaki altı boyutlu durum vektörlerinin dönmelerini tanımlar ve U(6) grubunu oluştururlar .

Aslında grup özellikleri çeşitli işlemci çiftlerinin sıra-değişim bağıntılarından bulunur. Grup yapısını çözmeye ilk adım, sıra-değişimleri kapalı olan temel işlemci kombinasyonlarına bakmak olacaktır. Herhangi bir çiftin sıra-değişimi, setin üyelerinin çizgisel kombinasyonlarına eşittir. Bu işlemci kombinasyonlarının tam seti grubun üreticileri olarak adlandırılır.

O(3) grubu için üreticiler  $J_x, J_y,$  ve  $J_z$  veya bunlara

alternatif olarak da  $J_{\pm}$ ,  $J_z$  olur. Burada  $J_{\pm} = J_x \pm iJ_y$  dir. Sonrakiler için sıra-değişim bağıntıları

$$[J_+, J_-] = 2J_z \text{ ve } [J_z, J_{\pm}] = \pm J_{\pm} \quad (\hbar=1)$$

ile verilir. Görüldüğü gibi onların sıra-değişimleri kapalıdır [13]. (2.5) eşitliğinde belirtildiği gibi  $U(6)$  grubu için 36 tane bilineer kombinasyonu vardır. Bunlar bozon sayısının korunumlu olması gerekliliğini sağlarlar.

$$s^+ \tilde{s}; s^+ \tilde{d}_{\mu}; d_{\mu}^+ \tilde{s}; (d^+ \tilde{d})_{\mu}^{(1)} \quad (2.10)$$

Burada

$$l = 0, 1, 2, 3, 4 \quad (2.11)$$

ve herbir  $l$  için,  $|\mu| < l$

şeklinde dirler. Bu setin sıra-değişimi kapalıdır. Bu özellik aşağıda verilen  $[d^+ \tilde{s}, s^+ \tilde{s}]$  sıra-değişim örneğindeki gibi hesaplamayla gösterilebilir. Bunun için ikinci kuantumlanmada işlemcilerin özdeğerleri için temel kurallar tayin edilmelidir. Genel bir yaratma (yoketme) işlemcisi  $b^+$  ( $\bar{b}$ ) ile  $n_b$  bozonlu durum üzerine işlem yapıldığında

$$\bar{b} |n_b\rangle = \sqrt{n_b} |n_b-1\rangle \quad (2.12)$$

ve

$$b^+ |n_b\rangle = \sqrt{n_b+1} |n_b+1\rangle \quad (2.13)$$

olur. Aynı zamanda bu eşitliklerden

$$b^+ \bar{b} |n_b\rangle \equiv \hat{n}_b |n_b\rangle = n_b |n_b\rangle \quad (2.14)$$

elde edilebilir.

Böylece (2.10) eşitliği işlemcilerinden örnek olarak alınırsa,

$$\begin{aligned}
[d^{\sim+}, s^{\sim+}] |n_d n_s\rangle & \\
&= (d^{\sim+} s^{\sim+} s^{\sim+} - s^{\sim+} d^{\sim+} s^{\sim+}) |n_d n_s\rangle \\
&= (d^{\sim+} n_s |n_d n_s\rangle - \hat{n}_s d^{\sim+} |n_d n_s\rangle)
\end{aligned} \tag{2.15}$$

elde edilir.  $\hat{n}_s$  nin özdeğerleri  $n_s$  çarpanı olarak yazılabil-  
diği için

$$\begin{aligned}
&= (n_s - \hat{n}_s) d^{\sim+} |n_d n_s\rangle \\
&= (n_s - \hat{n}_s) \sqrt{n_d + 1} \sqrt{n_s} |n_d + 1, n_s - 1\rangle \\
&= [n_s - (n_s - 1)] \sqrt{n_d + 1} \sqrt{n_s} |n_d + 1, n_s - 1\rangle \\
&= \sqrt{n_d + 1} \sqrt{n_s} |n_d + 1, n_s - 1\rangle \equiv d^{\sim+} |n_d, n_s\rangle
\end{aligned} \tag{2.16}$$

veya

$$[d^{\sim+}, s^{\sim+}] = d^{\sim+} \tag{2.17}$$

olur. Diğer sıra-değişim bağıntıları benzer şekilde elde edilebilirler. Gerçekten sıra-değişimlerin kapalı olduğu gör-  
ülür. Bu 36 üreticili setin  $U(6)$  grubu dönüşümlerini tanımla-  
dığı ve  $U(6)$  Lie cebirini oluşturduğu söylenir.

Bir grubun Casimir işlemcisi, belli olabileceği gibi önemli bir kavramdır. Bu işlemci, grubun üreticilerinin tümüyle sıra-değişimli olan bir işlemcidir. Böyle işlemciler üreticilerin çizgisel veya daha yüksek dereceden kombinasyonlarından oluşturulabilir. Buna göre çizgisel veya kuadratik Casimir işlemcileri olarak adlandırılırlar. Örneğin,  $O(3)$  halinde,  $J^2 = J_x^2 + J_y^2 + J_z^2 = J_+ J_- + J_z^2$  işlemcisi  $J_z$ ,  $J_+$ ,  $J_-$  işlemcilerinin tümüyle sıra-değişimli olur ve bunun içinde  $O(3)$  ün kuadratik Casimir işlemcisi adını alır.

$U(6)$  nın çizgisel Casimir işlemcisi, 36 üreticinin tümüyle sıra-değişimli olan toplam bozon sayı işlemcisi  $C_{1U6} = N \equiv d^{\sim+} \cdot \tilde{d} + s^{\sim+} \tilde{s}$  dir. Bu sonuç  $s$  ve  $d$  işlemcilerinin bütün bilineer kombinasyonlarının toplam bozon sayısını koruması

gerekliliğinden ileri gelir. Bunun için,  $U(6)$  nın üreticilerinin keyfi bilineer kombinasyonları olan  $x^+ \bar{y}^-$  işlemcileri

$$\begin{aligned} [\hat{N}, x^+ \bar{y}^-] &= \hat{N}(x^+ \bar{y}^-) \psi - (x^+ \bar{y}^- \hat{N}) \psi \\ &= N(x^+ \bar{y}^-) \psi - N(x^+ \bar{y}^-) \psi = 0 \end{aligned} \quad (2.18)$$

özelliğini sağlar.  $U(6)$  nın kuadratik Casimir işlemcisi

$$C_{2U6} = \hat{N}(\hat{N}+5)$$

dir.

İlk 36 üretici seti içinde, sıra-değişimleri kapalı olan altsetleri araştırmak mümkündür. Bunlar  $U(6)$  nın altgruplarını veya altcebirlerini tanımlar. Altcebirlerin herbirinin tüm üreticileriyle (ve aynı zamanda  $U(6)$  nın Casimirleriyle) sıra-değişimli çizgisel veya kuadratik Casimir işlemcileri olacaktır.  $O(3)$  halinde altcebir yalnızca  $J_z$  ve ilgili altgrup  $O(2)$  dir. Bu  $J_z$ , aynı zamanda  $O(2)$  nin casimir işlemcisidir.  $U(6)$  için bir çok altgrup vardır. İndirgeme işlemi  $O(3)$  grubuna varıncaya kadar sürer. Çekirdek dalga fonksiyonlarının dönmeler altında değişmez olması gerektiğinden, fiziksel olarak her zincirin ucunda  $O(3)$  altgrubu yer alır.  $U(6)$  nın altgrubuna bir örnek  $U(5)$  grubudur. Bu grubun

$$(d^+ \tilde{d})_{\mu}^{(1)}$$

şeklinde 25 üreticisi vardır. Bunlar önceki 36 üreticinin altseti olup, sıra-değişimleri kendi içinde kapalıdır. Bu özellik (2.17) eşitliğindeki gibi doğrudan hesaplamayla gösterilebilir.  $U(5)$  üreticileri  $d$  bozonlarının sayısını korudukları ve  $\hat{n}_d$  ile sıra-değişimli oldukları için,  $\hat{n}_d$  nin  $U(5)$  in çizgisel Casimir işlemcisi olduğu açıkça görülebilir. Fakat  $\hat{n}_d$  işlemcisi,  $U(6)$  grubu üreticileri ile sıra-değişimli olmadığı için  $U(6)$  grubunun Casimiri olamaz.  $U(5)$  in kuadratik Casimir işlemcisi  $C_{2U5} = \hat{n}_d(\hat{n}_d+4)$  şeklindedir.

Şimdi baz durumlarını etiketlemeye yarayacak kuantum

sayılarını bulmak gerekir. Genelde, önceki örneklerde görüldüğü üzere grubun üreticileri bazı kuantum sayılarını değiştirebilir, örneğin  $n_d$  gibi. Fakat üreticilerin değiştiremeyeceği bir veya daha fazla kuantum sayısı olacaktır. Örneğin açısal momentum hali için  $J_z, J_{\pm}$  üreticileri daima toplam  $J$  yi korur.  $U(6)$  grubu için 36 üretici daima  $N$  yi korur. Üreticilerin herhangi birinin etkisi altında birbirine dönüşen ve dolayısıyla değişmez kuantum sayısının belli bir değerine sahip olan baz durumları grubun indirgenemez temsili olarak adlandırılır.  $O(3)$  için

$$|j, m=j\rangle, |j, m=j-1\rangle, \dots, |j, m=-j\rangle$$

durumları seti bir indirgenemez temsil oluşturur. Bu indirgenemez temsil notasyon bakımından karakteristik bir kuantum sayısı olan  $j$  ile gösterilir. Baz durumları,  $O(2)$  alt grubunun indirgenemez temsilini gösteren  $m$  sayısı ile birbirinden ayırt edilir.  $U(6)$  için temsil etiketi  $N$  ile belirtilir (veya genellikle, dalga fonksiyonlarının proton-nötron simetrisine bağlı olması nedeniyle,  $[N]$  notasyonu ile gösterilir).

Verilen bir grubun üreticileri farklı indirgenemez temsilleri birbirine karıştırmadığı için, tanım olarak grubun Casimir işlemcileri bütün üreticilerle sıra-değişimli ve köşegen olmalıdırlar. Böylece Casimir işlemcileri altgrupların kuantum sayıları da dahil olmak üzere bütün kuantum sayılarını korumalıdır. Sonra görüleceği gibi hamiltonyen grup ve altgrup zincirlerinin Casimir işlemcilerinden oluşacaktır. Özdeğerleri de ilgili Casimir işlemcileri özdeğerlerinin çizgisel kombinasyonlarıdır. Herhangi bir kademede temsil etiketi aynı olan durumlar dejeneredir. Ek olarak, verilen bir grup ya da alt grubun üreticilerinin oluşturduğu bir geçiş işlemcisi, grubun farklı temsilleri içindeki durumları birbirine bağlayamaz. Bu da gerekli pek çok seçim kuralının elde edilmesini sağlar.

Yukarıdaki tartışmalarda açıklandığı gibi, herhangi bir grup zinciri indirgemesinde hamiltonyenin köşegen olduğu baz durumları, zincirde yer alan altgrupların temsil etiketleri



ile tanımlanacaktır.

Bu kavramlara bir örnek olarak, açısal momentum problemi aşağıdaki gibi özetlenebilir:

$$\begin{array}{ll}
 \text{gruplar} & : O(3) \quad O(2) \\
 \text{üreticiler} & : J_{\pm}, J_z \quad J_z \\
 \text{Casimirler} & : J^2 \quad J_z \\
 \text{etiketler} & : j \quad m
 \end{array} \tag{2.19}$$

Burada temsil etiketleri  $|jm\rangle$  bazını tanımlar. Bu sistem için hamiltonyen, ilgili Casimir işlemcilerinin toplamı olarak

$$H = aJ^2 + bJ_z \tag{2.20}$$

şeklinde yazılabilir. Buradan karşılık gelen özdeğer ifadesi de

$$E = aj(j+1) + bm \tag{2.21}$$

olur. Eğer yalnızca  $O(3)$  grubu gözönüne alınırsa,  $b=0$  ise o zaman  $O(3)$  ün  $j$  ile belirtilen bir temsilinin bütün durumları dejenere olur. Dejenerelik bir altgruba gidilirken ortadan kalkar. Bu halde enerjiler  $m$  değerine bağlı olurlar.

Geliştirilen herhangi bir grup zincirinde ya da indirgeme şemasında kuantum sayılarını belirlemek ana hedeftir. Bu kuantum sayıları her bir alt grubun indirgenemez temsillerini etiketler ve bunları bulmak İBA'nın cebirsel incelemesinin temel işlemidir. Grup zincirlerine  $U(6)$  dan başlanır. Başta bütün durumlar verilen bir  $N$  değeri için dejeneredirler. Her zincir  $O(3)$  ile son bulur. Böyle bir zincir için Hamiltonyen, zincirdeki altgrupların Casimir işlemcileri toplamı olarak yazılır. Bu Hamiltonyen, altgrupların temsil etiketleriyle tanımlanan bazda köşegen olacaktır. Zincir indirgemesindeki her bir kademedeki, özdeğer ifadesi içine  $H$  daki terimlerin

katsayıları olan bir veya daha fazla serbest parametre dahil olur. Ayrıca özel altgrup temsilini ayırt etmek üzere bir veya daha fazla kuantum sayısı gerekli olur. Aynı zamanda önceki dejenerelik de ortadan kalkar. Böylece her bir zincir için özdeğer probleminin çözümü ilgili Casimir işlemcilerinin bilinen özdeğerlerine indirgenir.

Bu şekildeki hamiltonyen aracılığı ile tanımlanan yapı dinamik simetri olarak bilinir.

#### 2.4. DİNAMİK SİMETRİLER

Bozon modelini deneyle karşılaştırmak için H hamiltonyenini uygun bazda köşegenleştirmek gerekir. Bunun için asıl çözümler özel haller göz önüne alınarak elde edilebilir. Bu şekilde özdeğer problemi kapalı bir şekilde çözülebilir. Çözümler, etkileşen bozon modelinin gelişmesinde önemli rol oynayan dinamik simetriler olarak adlandırılırlar. Böylece enerji seviyeleri ve özfonksiyonlar elde edilir.

Dinamik simetriler, H hamiltonyeni

$$G \supset G' \supset \dots, \quad (2.22)$$

grup zincirinin Casimir (veya değişmez) işlemcileri cinsinden yazıldığında ortaya çıkarlar. Bu şekildeki hamiltonyen

$$H = \alpha C + \alpha' C' + \dots \quad (2.23)$$

olarak ifade edilir. Burada C, G grubunun ve C', G' grubunun Casimir işlemcisini gösterir. Bu işlemciler ilgili zincirde köşegen olma özelliğine sahip oldukları için <C> ile gösterilen özdeğerleri de H'nin çözümünü verir ve aşağıdaki gibi ifade edilirler.

$$E = \alpha \langle C \rangle + \alpha' \langle C' \rangle + \dots \quad (2.24)$$

IBA hamiltonyeni özdeğer probleminin analitik çözümlerini bulmakta kullanılan yöntem grup teorisi metodlarıdır.

Genel olarak (1.27) hamiltonyeninin altı boyutlu uzayda bir dönme oluşturduğu düşünülebilir. Bu altı boyut s bozonu ve d bozonunun beş  $d_2, d_1, d_0, d_{-1}, d_{-2}$  bileşenlerinden oluşur. Bu anlamda hamiltonyen altı boyutlu uzayda tüm üniter dönüşümleri kapsar. Çünkü vektör büyüklükleri başka bir deyişle bozon sayıları değişmemektedir. O halde hamiltonyen  $U(6)$  grubu cinsinden tartışılabilir.

## 2.5. BOZON ALTCEBİRİ- 1

Daha önce (2.7) ile verilen  $U(6)$  işlemcileri arasından seçilen aşağıdaki 25 işlemci

$$\begin{array}{r}
 (d^+ \tilde{x} d^-)_{\mu}^{(4)} \quad 9 \\
 (d^+ \tilde{x} d^-)_{\mu}^{(3)} \quad 7 \\
 (d^+ \tilde{x} d^-)_{\mu}^{(2)} \quad 5 \\
 (d^+ \tilde{x} d^-)_{\mu}^{(1)} \quad 3 \\
 (d^+ \tilde{x} d^-)_{\mu}^{(0)} \quad 1 \\
 \quad \quad \quad + \\
 \quad \quad \quad \hline
 \quad \quad \quad 25
 \end{array} \tag{2.25}$$

$U(5)$  cebiri altında kapalıdır. Ayrıca bunlardan 10 tane işlemci

$$\begin{array}{r}
 (d^+ \tilde{x} d^-)_{\mu}^{(3)} \quad 7 \\
 (d^+ \tilde{x} d^-)_{\mu}^{(1)} \quad 3 \\
 \quad \quad \quad + \\
 \quad \quad \quad \hline
 \quad \quad \quad 10
 \end{array} \tag{2.26}$$

$O(5)$  cebiri altında kapalıdır.  $O(3)$  cebiri altında kapalı olan üç işlemci

$$(d^+ \tilde{x} d^-)_{\mu}^{(1)} \quad 3 \tag{2.27}$$

olur. Son olarak  $O(2)$  cebiri altında kapalı olan tek bir işlemci,

$$(d^+ \tilde{x} \tilde{d})_0^{(1)} \quad 1 \quad (2.28)$$

ile verilir. Böylece bu hal için cebirlerin veya grupların bir tam zinciri

$$U(6) \supset U(5) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2) \quad (2.29)$$

olarak ifade edilir.

## 2.6 BOZON ALTCEBİRİ- 2

$U(6)$  nin bir başka zinciri elde edilebilir. Aşağıdaki sekiz işlemci

$$(d^+ \tilde{x} \tilde{d})_\mu^{(1)} \quad 3 \quad (2.30)$$

$$(d^+ \tilde{x} \tilde{s} + \tilde{s}^+ \tilde{x} \tilde{d})_\mu^{(2)} \pm \frac{\sqrt{7}}{2} (d^+ \tilde{x} \tilde{d})_\mu^{(2)} \quad 5$$

$$\quad \quad \quad \frac{+}{8}$$

ele alındığında bu işlemcilerin  $SU(3)$  cebiri altında kapalı olduğu görülür. Aşağıdaki tartışmalarda (2.30) ifadesindeki işaret (-) alınacaktır. Bu seçim pek çok çekirdekte görülen hallere uygun düşmektedir.

Yukarıdaki (2.30) işlemcilerinin bir altcebiri de, üç işlemci

$$(d^+ \tilde{x} \tilde{d})_\mu^{(1)} \quad (2.31)$$

tarafından oluşturulur. Bu altcebir  $O(3)$  cebiridir. Doğal olarak bunun altcebiri de

$$(d^+ \tilde{x} \tilde{d})_0^{(1)} \quad 1 \quad (2.32)$$

$O(2)$  cebiridir. Böylece bir diğer olası cebirler zinciri veya gruplar zinciri,

$$U(6) \supset SU(3) \supset O(3) \supset O(2) \quad (2.33)$$

elde edilir.

### 2.7 BOZON ALTCEBİRİ- 3

Öncekilerden farklı olarak,  $U(6)$  nın başka bir altcebiri elde edilmek istendiğinde aşağıdaki 15 işlemci

$$\begin{array}{r} (d^+ \tilde{x} d)_\mu^{(3)} \quad 7 \\ (d^+ \tilde{x} d)_\mu^{(1)} \quad 3 \\ (d^+ \tilde{x} s + s^+ \tilde{x} d)_\mu^{(2)} \quad 5 \\ \hline \quad \quad \quad + \\ \quad \quad \quad 15 \end{array} \quad (2.34)$$

oluşturulur. Bunlar  $O(6)$  cebiri altında kapalıdır. Bu cebirin doğal bir altcebiri, 10 tane işlemci

$$\begin{array}{r} (d^+ \tilde{x} d)_\mu^{(3)} \quad 7 \\ (d^+ \tilde{x} d)_\mu^{(1)} \quad 3 \\ \hline \quad \quad \quad + \\ \quad \quad \quad 10 \end{array} \quad (2.35)$$

tarafından oluşturulur. Bu  $O(5)$  cebiridir. Yine üç işlemci

$$(d^+ \tilde{x} d)_\mu^{(1)} \quad 3 \quad (2.36)$$

$O(3)$  cebirini ve son olarak bir tek işlemci

$$(d^+ \tilde{x} d)_0^{(1)} \quad 1 \quad (2.37)$$

$O(2)$  cebirini vermektedir. Böylece üçüncü bir altgruplar

zincir:

$$U(6) \supset O(6) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2) \quad (2.38)$$

elde edilir. Sonuçta  $U(6)$  grubunun üç grup zinciri

$$\begin{array}{l}
 \nearrow U(5) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2) \quad (I) \\
 \rightarrow SU(3) \supset O(3) \supset O(2) \quad (II) \\
 \searrow O(6) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2) \quad (III)
 \end{array} \quad (2.39)$$

şeklindedir. Görüldüğü gibi her bir grup zinciri, açısal momentum grubu  $O(3)$  ü bir altgrup olarak içerir. Bu grup zincirlerinden birincisi titreşim hareketi yapan çekirdeğe, ikincisi dönme hareketi yapan çekirdeğe, üçüncüsü de  $\delta$ -karrarsız çekirdeğine aittir. Her bir grup zinciri için dinamik simetri örneklerinin bulunduğu periyodik tablo bölgeleri Şekil 2.1 de verilmiştir.

Hamiltonyen (2.39) grup zincirlerinden birinin Casimir işlemcilerinin toplamı olarak yazılabilirse bir dinamik simetri oluşturulmuş olur.

$U(6)$  nın ve çeşitli altgruplarının çizgisel ve kuadratik Casimir işlemcileri (1.29) eşitliğindeki işlemciler cinsinden aşağıdaki gibi

$$C_{1U6} = \hat{N}, \quad C_{2U6} = \hat{N}(\hat{N}+5),$$

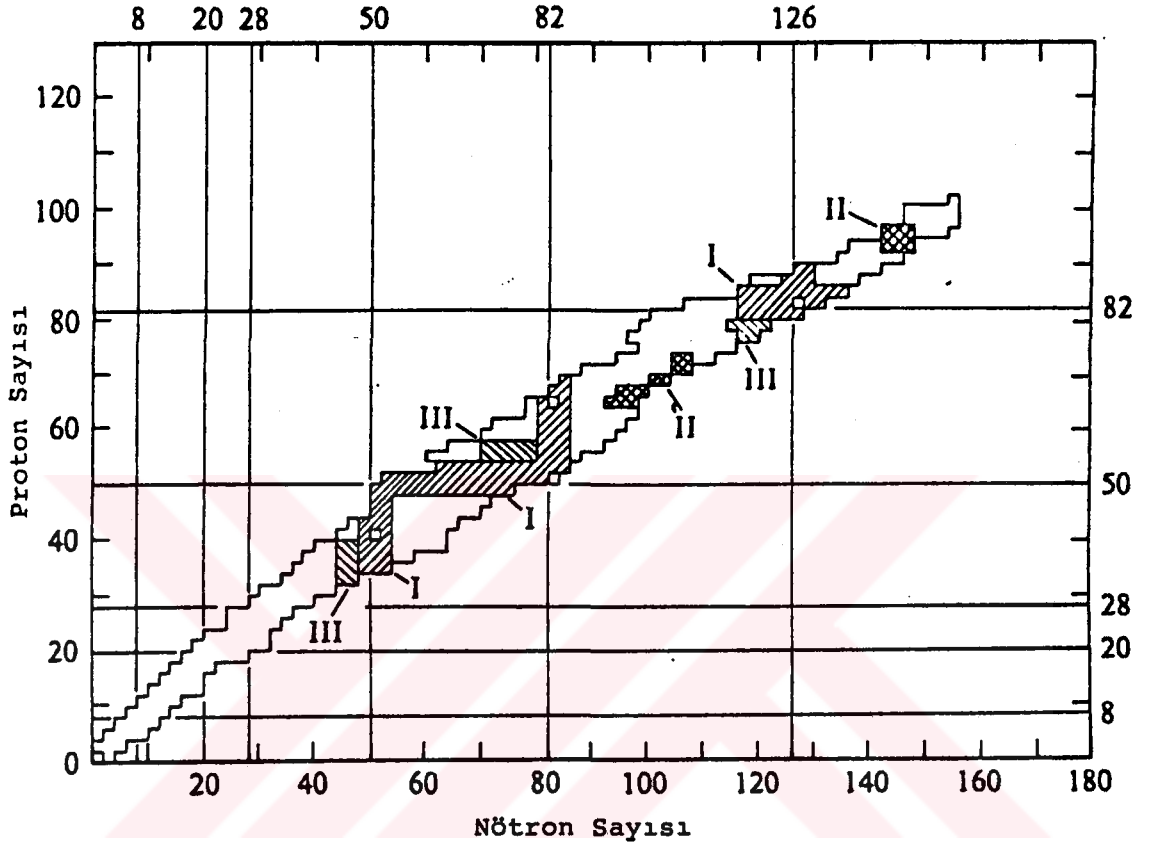
$$C_{1U5} = \hat{n}_d, \quad C_{2U5} = \hat{n}_d(\hat{n}_d+4),$$

$$C_{2SU3} = \frac{4}{3} Q^2 + \frac{1}{2} \hat{L}^2, \quad (2.40)$$

$$C_{2O6} = 2\hat{N}(\hat{N}+4) - 8P^+P^-,$$

$$C_{2O5} = \frac{2}{5} \hat{L}^2 + 4T_3^2, \quad C_{2O3} = 2\hat{L}^2$$

yazılabilir.



Şekil 2.1: Dinamik simetri örneklerinin oluşturduğu periyodik tablo bölgeleri: I  $U(5)$ ; II  $SU(3)$ ; III  $O(6)$  [8].

## BÖLÜM 3

### ETKİLEŞEN BOZON YAKLAŞIKLIĞI SİMETRİLERİ

#### 3.1. BOZON CEBİRLERİNİN BAZ DURUMLARI

İkinci bölümde tartışılan grup (veya cebir) zincirlerinin asıl kullanımlarından biri, onların baz oluşturmaları ve hamiltonyen işlemcisini köşegenleştirebilmeleridir. Grupların dönüşüm esasları ışığında baz durumları karakterize edilebilir. Lie gruplarının indirgenemez tensör temsilleri  $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots$  olmak üzere  $[\lambda_1, \lambda_2, \dots]$  tamsayıları seti ile etiketlenir. Bazen de Young diyagramı

$$[\lambda_1, \lambda_2, \dots] = \begin{array}{c} \lambda_1 \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \lambda_2 \end{array} \quad (3.1)$$

şeklinde grafiksel olarak gösterilir [14]. Young diyagramları durumların simetri özelliklerini açıkça gösterdiği için önemlidir. Tablo 3.1 de Lie grupları temsillerini karakterize etmek için gerek duyulan  $\lambda_1, \lambda_2, \dots$  tamsayılarının maksimum sayısı hatırlatılmıştır.

Tablo 3.1: Lie gruplarının tensör temsillerini karakterize eden tam sayıların maksimum sayısı [14].

Grup	Özelliği	Maksimum satır sayısı
U(n)	üniter	n
SU(n)	özel üniter	n-1
O(n), n=çift	ortogonal	n/2
O(n), n=tek	ortogonal	(n-1)/2
Sp(n)	simplektik	n/2
G <sub>2</sub>	ayrıcalıklı	2
F <sub>4</sub>		4
E <sub>6</sub>		6
E <sub>7</sub>		7
E <sub>8</sub>		8



Özdeş bozonlar sistemi için dalga fonksiyonlarının toplam simetrik özellikte olması gerekir. Bu anlamda burada  $U(6)$  nın yalnızca toplam simetrik temsilleriyle ilgilenilecektir. Toplam bozon sayısı  $N$  ise ilgili toplam simetrik temsil

$$[N] \equiv \square \square \dots \square \quad (3.2)$$

ile karakterize edilir. Asıl problem bazların oluşturulması için  $U(6)$  nın  $[N]$  temsilinin altgrupların temsillerine ayrıştırılması işidir.

### 3.2. ZİNCİR - 1 : $U(5)$ LİMİTİ

Etkileşen bozon modeli için bir takım bazlar oluşturmak mümkündür. Örneğin, grup zinciri-1 ile bağlandığında bozon sistemi ile ilgilenildiği için,  $U(6)$  temsilleri içinden yalnızca toplam simetrik özellikteki  $[N] \equiv [N, 0, 0, 0, 0, 0]$  temsili ele alınır. Bu temsilin grup zinciri-1' e göre indirgenişi aşağıdaki tanımlama şemasını verir.

$$\begin{array}{l}
 U(6) \quad [N] \equiv [N, 0, 0, 0, 0, 0] \equiv \begin{array}{c} N \text{ tane} \\ \square \dots \square \end{array} \\
 \\
 U(5) \quad [n_d] \equiv [n_d, 0, 0, 0, 0] \equiv \begin{array}{c} n_d \text{ tane} \\ \square \dots \square \end{array} \\
 \\
 O(5) \quad (v) \equiv (v, 0) \quad (3.3) \\
 \\
 O(3) \quad L \\
 \\
 O(2) \quad M_L
 \end{array}$$

Bir grubun temsili içinde yer alan altgrup temsillerini bulmaya yarayan kurallar aşağıdaki özellikleri verir:

1) Verilen bir  $N$  içinde yer alan  $n_d$  değerleri

$$n_D = 0, 1, \dots, N$$

tamsayılarıdır.

2) Verilen bir  $n_D$  ye ait  $v$  değerleri şunlardır,

$$v = n_D, n_D - 2, \dots, 1 \text{ veya } 0 \quad (n_D = \text{tek veya çift olmasına göre})$$

3)  $O(5)$  den  $O(3)$ ' e geçiş tam olarak ayrıştırılamaz. Ek kuantum sayısı  $n_\Delta$  ya gerek vardır. Her bir  $n_D$  ve  $v$  için olası  $L$  değerleri şu yöntemle bulunur.

$n_D$  öyle bölüştürülsün ki,

$$n_D = 2n_B + 3n_\Delta + \lambda \quad (3.4)$$

geçerli olsun. Burada

$$n_B = (n_D - v) / 2$$

dir. Yukarıdaki  $v$  değerleri yerine konursa

$$n_B = 0, 1, \dots, n_D/2 \text{ veya } (n_D - 1)/2 \quad (n_D = \text{çift veya tek})$$

olur. Ayrıca  $n_\Delta$  sayısı sıfır açısız momentuma çiftlenmiş bozon üçlüleri sayısını gösterir. Sonuç olarak

$$L = \lambda, \lambda + 1, \lambda + 2, \dots, 2\lambda - 2, 2\lambda \quad (3.5)$$

elde edilir. Dikkat edilirse  $2\lambda - 1$  değeri yoktur.

4) Verilen bir  $L$  için  $M_L$  değeri bilindiği üzere

$$-L \leq M_L \leq L$$

dir. Bu kurallar yardımıyla (3.2) tablosu oluşturulabilir. Bu zincire ait herhangi bir durum,

$$|[N], n_d, v, n_{\Delta}, L, M \rangle$$

ile gösterilebilir.

Tablo 3.2: Etkileşen bozon modelinde zincir-1 tanımlaması [14].

U(6)	U(5)	O(5)	O(3)
N	$n_d$	v	$n_{\Delta}$
0	0	0	0
1	0	0	0
2	1	1	0
	0	0	0
3	1	1	0
	2	2	0
	0	0	0
	0	0	0
4	1	1	0
	2	2	0
	0	0	0
	3	3	0
	0	0	1
	1	1	0
	2	2	0
	0	0	0
3	3	0	
5	0	0	1
	1	1	0
	2	2	0
	0	0	0
6	3	3	0
	4	4	0
	2	2	1
7	0	0	0

Şimdi grup zinciri-1 için hamiltonyen casimir değişmezleri cinsinden yazılarak dinamik simetri oluşturulmuş olsun. Böylece enerji özdeğerleri kolayca elde edilir.

$$U(6) \supset U(5) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2) \quad (1)$$

(1) zinciri için dinamik simetriye sahip en genel hamiltonyen

$$H^{(1)} = \epsilon' C_1(U5) + \alpha' C_2(U5) + \beta' C_2(O5) + \gamma' C_2(O3) \quad (3.6)$$

şeklinde yazılabilir. Bu hamiltonyenin  $|N, n_d, v, n_\Delta, L, M_L\rangle$  bazındaki özdeğeri,

$$E^{(1)}(N, n_d, v, n_\Delta, L, M_L) = \epsilon' n_d + \alpha' n_d(n_d+4) + 2\beta' v(v+3) + 2\delta' L(L+1) \quad (3.7)$$

dir. Burada  $O(2)$  grubunun casimir değişmezi yer almamıştır. İlgili terim yalnızca, çekirdek dış magnetik alana konduğunda ortaya çıkar. Şekil (3.1) ve (3.2) de sırasıyla  $U(5)$  simetrikli bir spektrum ve bu spektruma bir örnek olarakta  $^{110}_{48}\text{Cd}$  çekirdeği verilmiştir. Multipol açılım işlemcileri cinsinden  $H^{(1)}$  hamiltonyeni,

$$H^{(1)} = \epsilon n_d + a_1 L^2 + a_3 T_3^2 + a_4 T_4^2 \quad (3.8)$$

şekline dönüşür.

$U(5)$  zincirinin casimir işlemcilerinin diğer kombinasyonları çözüme ulaşmak için kullanılabilir. Bu kombinasyonlar

$$E^{(1)} = \epsilon n_d + \alpha \frac{1}{2} n_d(n_d-1) + \beta [n_d(n_d+3) - v(v+3)] + \delta [L(L+1) - 6n_d] \quad (3.9)$$

sonucunu verir.  $\epsilon, \alpha, \beta, \delta$  parametreleri, (3.7) eşitliğindeki  $\epsilon', \alpha', \beta', \delta'$  parametrelerine basitçe bağlıdır. (3.6) ve (3.8) eşitlikleri arasındaki ilişki (2.40) ve (1.29) eşitlikleri karşılaştırılarak elde edilir.

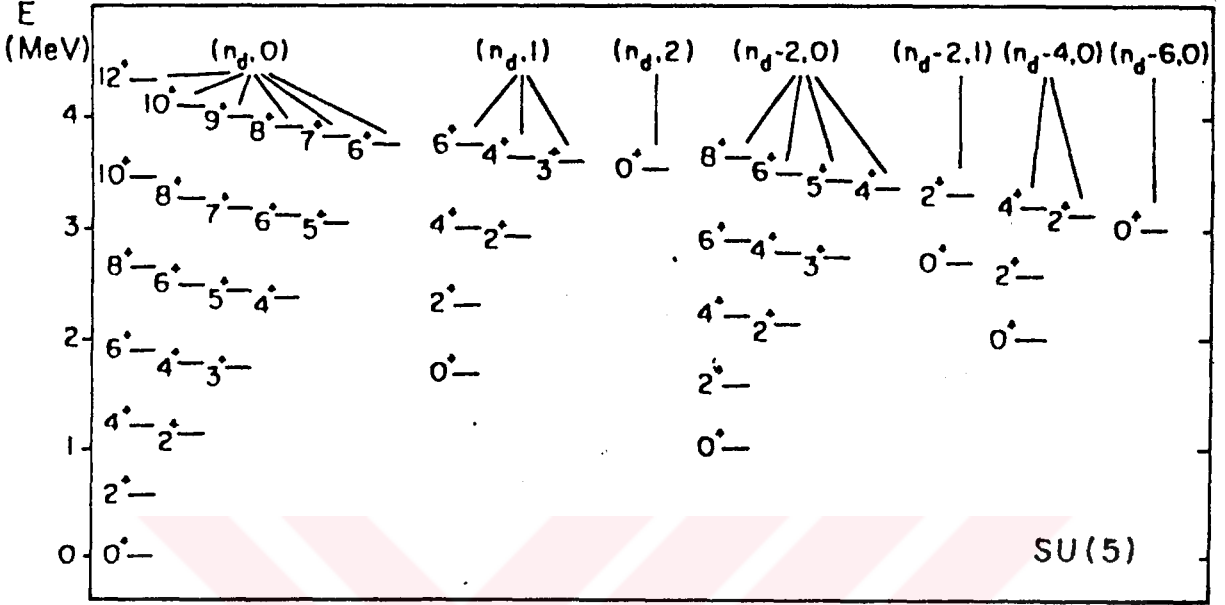
### 3.2.a) E0 GEÇİŞLERİ:

$$T(E0) = \alpha \hat{n}_s + (\beta' / \sqrt{5}) \hat{n}_d = \alpha \hat{N} + [(\beta' / \sqrt{5}) - \alpha] \hat{n}_d \quad (3.10)$$

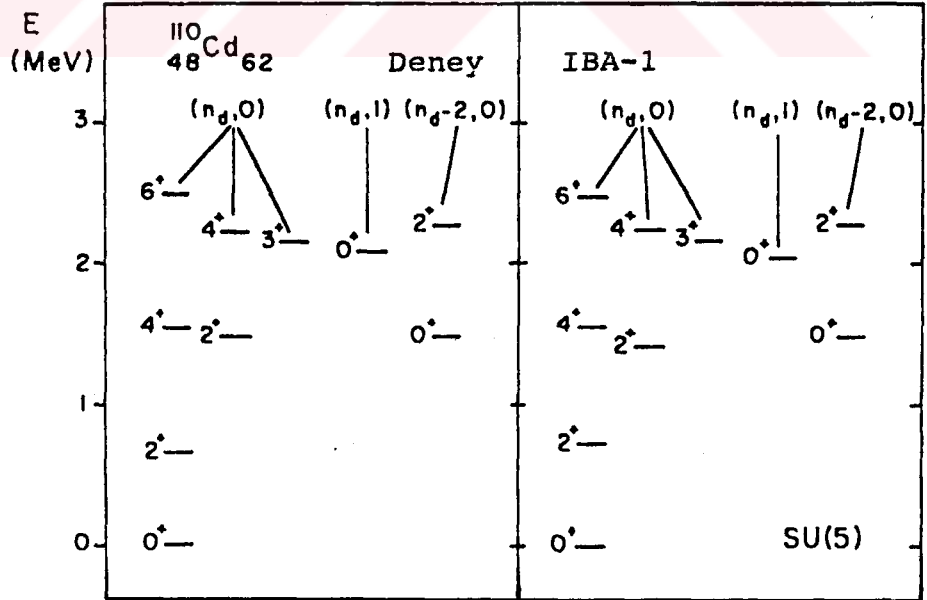
işlemcisi  $\hat{n}_d$  ile orantılı olduğundan  $i \neq j$  ise

$$\langle i | T(E0) | j \rangle \propto n_d \langle i | j \rangle = 0$$

olur ve  $U(5)$  limitinde  $E(0)$  geçişleri olamaz.



Şekil 3.1:  $N=6$  ve  $SU(5)$  simetrlili bir spektrum örneği. Parantez içindeki kuantum sayıları  $v$ ,  $n_d$  dir ve  $L$  her bir enerji seviyesini gösterir [8].



Şekil 3.2:  $^{110}_{48}\text{Cd}$  çekirdeğinin deneysel spektrumu ve  $U(5)$  IBA-1 hamiltonyeni arasındaki karşılaştırma [8].

## 3.2.b) E2 GEÇİŞLERİ:

Bu geçişin işlemcisi,

$$T(E2) = e_B [(s^+ \tilde{d} + d^+ \tilde{s}) + \chi (d^+ \tilde{d})^{(2)}] = e_B Q \quad (3.11)$$

ile verilir. Buna ait seçim kuralı  $\Delta n_d = 0, \pm 1$  olmaktadır. Bu işlemci U(5) simetrisinin bir üreticisi olarak seçilirse, yalnızca son terim kullanılabilir. Bununla beraber E2 matris elemanları, d bozon sayısı bir ya da daha fazla farklı durumlar arasında sıfır olacaktır. Fakat bunlar sıfırdan farklı köşegen katkılar (kuadrupol momentler) verebilirler. Bu durum aslında titreşim çekirdeği için beklenenin ve gözlenenin tersidir. O halde genel olarak U(5) limitinde E2 işlemcisinin ilk terimini kullanmak alışkanlık olmuştur. Örnek olarak,

$$\sum B(E2:L, n_d+1 \rightarrow L', n_d) = e_B^2 (n_d+1)(N-n_d) \quad (3.12)$$

genel sonucu elde edilebilir. Burada  $e_B$  bozonun etkin yüküdür. (3.12) eşitliğinin sol tarafındaki toplama son durumlar üzerinedir. Bu toplamda yalnızca  $n_d \geq 3$  olan durumlara geçişte birden fazla terim yer alır.

Fonon modelinde (3.12) eşitliğindeki benzer ifadenin değeri  $(n_{fn} + 1)$  ile orantılıdır. IBA halinde  $(N-n_d)$  çarpanı bozon sayısının sonlu oluşundan ileri gelir. Bu çarpanın kaynağı kolayca görülebilir. Örneğin, ilk bir kaç U(5) durumu  $|n_d, n_s\rangle$  ile gösterilir ve (2.12) ile (2.13) eşitlikleri kullanılırsa matris elemanları için,

$$\begin{aligned} \langle n_d, n_s | s^+ \tilde{d} | n_d+1, n_s-1 \rangle \\ = \sqrt{n_d+1} \sqrt{n_s} \langle n_d, n_s | n_d, n_s \rangle \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$= \sqrt{n_d+1} \sqrt{N-n_d} \quad (3.14)$$

ifadeleri elde edilmiş olur. Yalnız kuadrupol uyarımları ele alınırsa U(5) limiti ve geometriksel titreşici aynıdır.

$2_1^+$  seviyesinde böyle bir uyarılma vardır.  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$  üçlü seviyelerinde de iki uyarılma vardır.

(3.12) eşitliği, en alçak seviyeler arasındaki geçişler için

$$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = e_B^2 N \quad (3.15)$$

ve

$$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 2e_B^2 (N-1) \quad (3.16)$$

sonuçlarını verir. Bunların oranı

$$R = \frac{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} U(5) \\ = \frac{N-1}{N} \frac{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} f_n \quad (3.17)$$

olur.  $U(5)$  limiti  $N$  nin oldukça küçük olduğu kapalı tabaka komşuluğunda uygun olduğu için geometrik modelden farklılığı önemli olabilir. Örneğin,  $N=5$  için (3.17) eşitliği  $R=1.6$  yı, geometrik model ise  $R=2.0$  değerini verir [13].

Burada kullanılan  $E2$  işlemcisi  $T(E2) = \alpha(s^+ \tilde{d} + d^+ \tilde{s})$ ,  $U(5)$  simetrisinin gereği veya özelliği değildir. Pratikte işlemcinin önceki tam ifadesini kullanıp, iki terimin oranı olan  $\chi$  sayısı serbest parametre olarak alınır.

Tablo 3.3 de (1.35) işlemcisi kullanılarak bazı  $B(E2)$  geçişleri verilmiştir. Bu değerler kesirli ebeveyn katsayıları kullanılarak hesaplanır [15].

En düşük mertebede  $2_1^+$  durumundaki kuadrupol moment

$$Q_2 = e_B \times \frac{4\sqrt{2\pi}}{35}$$

şeklindedir. Seçim kuralı  $\Delta n_d = 0$  olarak verilen (1.31) eşitliğindeki  $E4$  işlemcisinde  $d$  bozonlarının sayısı sabittir.

Bundan dolayı bütün E4 işlemcileri taban durum ( $n_d=0$ ) için ve taban durum bandının durumları arasında önemsizdir.

Tablo 3.3: Titreşim limitindeki  $n_d \leq 3$  lü durumlar arasındaki B(E2) değerleri. ( $n_d+1$ ) ve  $n_d$  li d bozonlu durumlar arasındaki geçişler için  $(N-n_d)$  çarpanı önemsizdir. \* negatif matris elemanlarını gösterir [14, 15].

$n_d, L_i \longrightarrow n_d, L_f$	B(E2)	$n_d, L_i \longrightarrow n_f, L_f$	B(E2)
1, $2^+ \longrightarrow 0, 0^+$	1	3, $3^+ \longrightarrow 2, 4^+$	$6/7^*$
2, $4^+ \longrightarrow 1, 2^+$	2	3, $3^+ \longrightarrow 2, 2^+$	$15/7$
2, $2^+ \longrightarrow 1, 2^+$	2	3, $2^+ \longrightarrow 2, 4^+$	$36/35$
2, $0^+ \longrightarrow 1, 2^+$	2	3, $2^+ \longrightarrow 2, 2^+$	$4/7$
3, $6^+ \longrightarrow 2, 4^+$	3	3, $2^+ \longrightarrow 2, 0^+$	$7/5$
3, $4^+ \longrightarrow 2, 4^+$	$10/7$	3, $0^+ \longrightarrow 2, 2^+$	3
3, $4^+ \longrightarrow 2, 2^+$	$11/7$		
2, $2^+ \longrightarrow 2, 4^+$	$\chi^2 144/245$		
2, $0^+ \longrightarrow 2, 2^+$	$\chi^2 4$		

### 3.3. ZİNCİR - 2 : SU(3) LİMİTİ.

SU(5) limitine benzer şekilde, grup zinciri-2 için de tanımlama şeması oluşturulabilir. İlgili grupların etiketleri

$$U(6) \quad [N] \equiv [N, 0, 0, 0, 0, 0] \equiv \boxed{\begin{array}{c} N-tane \\ \text{-----} \end{array}}$$

$$SU(3) \quad (f_1, f_2) \text{ veya } (\lambda, \mu) \quad ; \quad \lambda = f_1 - f_2 \quad , \quad \mu = f_2 \quad (3.18)$$

$$O(3) \quad L$$

$$SO(2) \quad M_L$$



olur. İndirgeme işleminde  $SU(3)$  den  $O(3)$ ' e geçiş adımı tam ayrıştırılabilir değildir. Ek kuantum sayısı  $K$  ya gerek duyulur. Verilen  $N$  için  $(\lambda, \mu)$  değerleri ve her bir  $(\lambda, \mu)$  içinde yer alan  $L$  değerlerini bulma yöntemi aşağıdaki gibidir:

(i) Verilen bir  $N$  için olası  $(\lambda, \mu)$  değerleri,

$$\begin{aligned}
 [N] = & (2N, 0) + (2N-4, 2) + (2N-8, 4) + \dots + \begin{Bmatrix} (0, N) \\ (2, N-1) \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} N=\text{\cift} \\ N=\text{\tek} \end{Bmatrix} \\
 & + (2N-6, 0) + (2N-10, 2) + \dots + \begin{Bmatrix} (0, N-3) \\ (2, N-4) \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} N-3=\text{\cift} \\ N-3=\text{\tek} \end{Bmatrix} \quad (3.19) \\
 & + (2N-12, 0) + (2N-16, 2) + \dots + \begin{Bmatrix} (0, N-6) \\ (2, N-7) \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} N-6=\text{\cift} \\ N-6=\text{\tek} \end{Bmatrix} \\
 & + \dots
 \end{aligned}$$

(ii) Herbir  $(\lambda, \mu)$  içinde yer alan  $L$  değerleri,

$$K = \text{tamsayı} = \min\{\lambda, \mu\}, \min\{\lambda, \mu\} - 2, \dots, 1 \text{ veya } 0 \quad (3.20)$$

olmak üzere  $K \neq 0$  için

$$L = K, K+1, K+2, \dots, (K + \text{maks}\{\lambda, \mu\}) \quad (3.21)$$

ile verilir,  $K=0$  özel halinde

$$L = \text{maks}\{\lambda, \mu\}, \text{maks}\{\lambda, \mu\} - 2, \dots, 1 \text{ veya } 0 \quad (3.22)$$

olur. Bu yöntemle tablo 3.4 elde edilir.

Grup zinciri-2 ile ilgili en genel hamiltonyen

$$H^{(2)} = F + K' C_2(SU3) + K'' C_2(O3) \quad (3.23)$$

şeklinde yazılır.  $SU(5)$  halindeki gibi, hamiltonyen köşegen-  
dir. Ayrıca genel hamiltonyen

$$H^{(2)} = -K' 2Q^{(2)} \cdot Q^{(2)} - K'' L^{(1)} \cdot L^{(1)} \quad (3.24)$$

olarak da yazılabilir. Bu hamiltonyenin  $|N, \lambda, \mu, K, L, M_L\rangle$  bazındaki özdeğerleri

$$E(|N\rangle, (\lambda, \mu), K, L, M) = \left( \frac{3}{4} K - K' \right) L(L+1) - K C(\lambda, \mu) \quad (3.25)$$

olur. Burada  $C(\lambda, \mu)$   $SU(3)$ ' ün kuadratik Casimir işlemcisinin özdeğerleridir ve aşağıdaki gibi yazılabilir

$$C(\lambda, \mu) = \lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3(\lambda + \mu) \quad (3.26)$$

Tablo 3.4: Etkileşen bozon modelinin grup zinciri-2 ilgili tanımlama şeması [14].

U(6)	SU(3)		O(3)
N	$(\lambda, \mu)$	K	L
0	(0, 0)	0	0
1	(2, 0)	0	2, 0
2	(4, 0)	0	4, 2, 0
	(0, 2)	0	2, 0
3	(6, 0)	0	6, 4, 2, 0
	(2, 2)	0	4, 2, 0
		2	3, 2
	(0, 0)	0	0
4	(8, 0)	0	8, 6, 4, 2, 0
	(4, 2)	0	6, 4, 2, 0
		2	5, 4, 3, 2
	(0, 4)	0	4, 2, 0
	(2, 0)	0	2, 0

$Q \cdot Q$  ve  $L \cdot L$  etkileşmeleri de (1.27) hamiltonyenindeki katsayıların özel seçimine karşılık gelir. Uygun gelen değerler tablo 3.5 de verilmiştir.

$SU(3) \supset O(3)$  adımındaki Elliott bazı dikkate alındığında extra kuantum sayısının düzeltilmesine gerek vardır. Dikleştirilmiş yeni baza Vergados bazı adı verilir. Vergados bazı Elliott bazından elde edilebilir. Ayırt etme önemli olmasa da bundan böyle genellikle  $SU(3)$  temsil etiketi için  $K$  sembolü kullanılacaktır.

Tablo 3.5: (3.24) eşitliğindeki SU(3) hamiltonyeni ve genel (1.27) eşitliğindeki hamiltonyenin katsayıları arasındaki bağıntılar [15].

$\epsilon_s$	= -10	$K$	
$\epsilon_d$	= -11/2	$K-6$	$K'$
$C_0$	= -7	$K+12$	$K'$
$C_2$	= 3/2	$K+6$	$K'$
$C_4$	= -2	$K-8$	$K'$
$V_2$	= $2\sqrt{70}$	$K$	
$V_0$	= $-4\sqrt{5}$	$K$	
$U_2$	= $-4\sqrt{5}$	$K$	
$U_0$	= 0		

( $\lambda, \mu$ ) kuantum sayıları çok iyi tanımlanmıştır. Şekil 3.3 de gösterildiği gibi Young tablosu metodu kullanılarak türetilmişlerdir. Bozon sistemi  $2N$  kutucukla temsil edilmiş ve en fazla üç sırada düzenlenmiştir. SU(3) temsilleri  $\lambda$  ve  $\mu$  kuantum kuantum sayıları ile tanımlanır ve şekilde gösterildiği gibi düzenlenmişlerdir. Fiziksel olarak sıralar  $z, x, y$  yönlerindeki salınıcı kuantaları cinsinden tanımlanabilir. Buna göre  $\lambda = n_z - n_x$  ve  $\mu = n_x - n_y$  olur. Prolate bir çekirdek için taban durum temsili bir satırlı  $2N$  kutucukla (bütün kuantalar  $z$  yönünde) gösterilir ve buradan  $(\lambda, \mu) = (2N, 0)$  olur. Mademki bozon serbestlik dereceleri gözönüne alınmıştır, o zaman bu temsilin ikinci sırasına iki kutucuk kaydırılarak  $(\lambda', \mu') = (2N-4, 2)$  elde edilebilir. Sonraki iki kutu, ya ikinci ya da üçüncü sıra içinde yer alabilir ve sırasıyla  $(2N-8, 4)$  ve  $(2N-6, 0)$  elde edilir. Her bir temsil içinde  $K$  değeri

$$K = \min\{\lambda', \mu'\}, \min\{\lambda', \mu'\} - 2, \dots, 0 \quad (3.27)$$

ile verilebilir. Böylece en alçak temsillerde

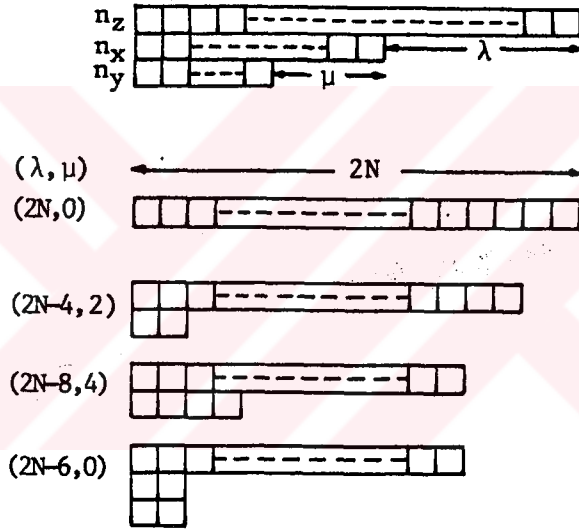
$$\mu' = 0 \text{ için } K=0$$

$$\mu' = 2 \text{ için } K=0,2 \quad (3.28)$$

$$\mu' = 4 \text{ için } K=0,2,4$$

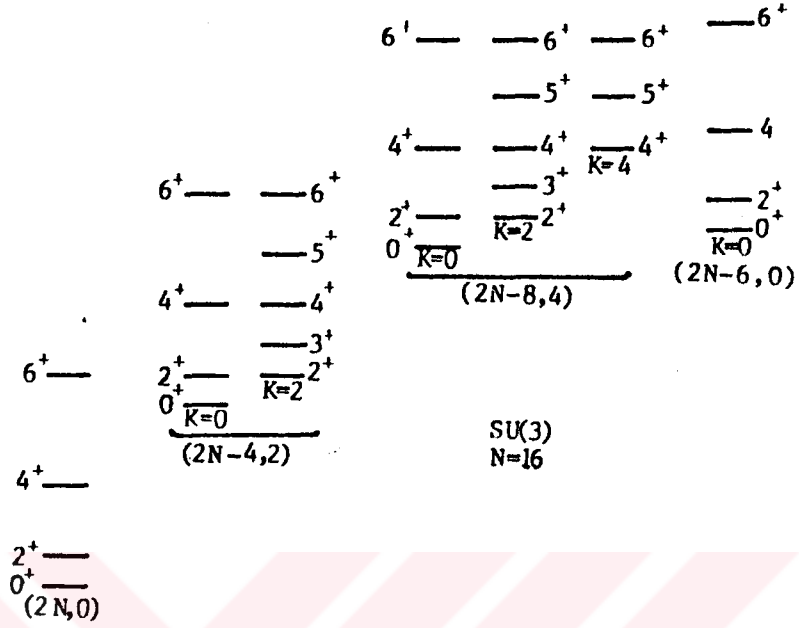
dür.

Şekil 3.4 de SU(3) için enerji spektrumu ve Şekil 3.5 de de SU(3)'e bir örnek olarak  ${}^{156}_{64}\text{Gd}$  spektrumu verilmiştir.

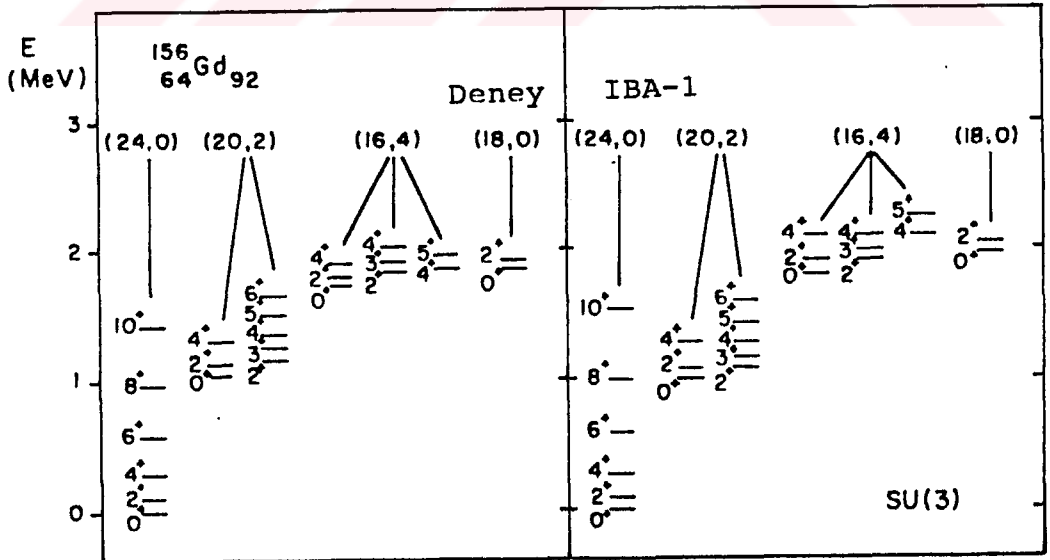


Şekil 3.3: Young tablosu metodu kullanılarak en düşük SU(3) temsillerinden  $(\lambda, \mu)$ ' nün tayin örnekleri [13].

Şekil 3.4 de gösterilen enerji spektrumu, aksenal deforme olmuş simetrik dönecin spektrumuna benzemektedir. Taban durum bandının yukarısında, bir sonraki temsilin içerdiği iki band yer alır. Bunlar yeni adlarıyla  $\beta$  ( $K=0$ ) ve  $\delta$  ( $K=2$ ) bandlarıdır. Bunun yanında SU(3) limiti, deforme olmuş dönecin çok özel bir çeşidine karşılık gelir. Öyle ki ilgili bu iki band dejeneredir. Geometrik modelden diğer farkları, IBA da bozon sayısının sonlu oluşundan ileri gelir ve  $N \rightarrow \infty$  limitinde farklar yok olur.

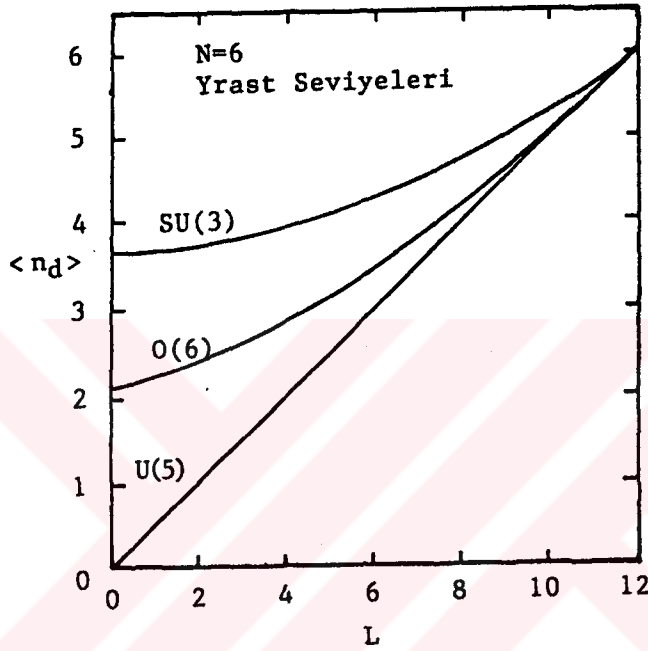


Şekil 3.4: IBA'nın SU(3) simetrisi için alçak düzey seviyeleri. İç temsiller  $(\lambda, \mu)$  kuantum sayılarıyla ve her bir dönme bandı K kuantum sayısı ile gösterilmiştir [13].



Şekil 3.5:  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinin deneysel spektrumu ve SU(3) IBA-1 hamiltonyenine göre hesaplanmış spektrumu arasındaki karşılaştırma [8].

SU(3) dalga fonksiyonları çeşitli  $n_d$  değerli U(5) baz durumlarının çizgisel kombinasyonlarıdır. Bu bakımdan ilkinde  $\langle n_d \rangle_{t.d}$  değeri U(5) ya da O(6) dakinden daha büyüktür ve durumdan duruma çok az değişir. Üç limit hali için uygun hamiltonyen köşegenleştirilerek yrast bandı için bulunan  $\langle n_d \rangle_{t.d}$  değerleri şekil 3.6 da gösterilmiştir.



Şekil 3.6: N=6 olan IBA'nın üç simetri limiti için yrast durumlarındaki  $n_d$  nin beklenen değerleri [13].

U(5) de, her bir durumu karakterize eden  $n_d$  değerlerindeki değişimler, değişik gözlemlerin durum bağıllığında kendini gösterir. Tersine, SU(3) de ise herhangi bir matris elemanının değeri normal olarak kollektif deforme olmuş iç duruma bağlı olup çok çeşitli durumların etkileşimini kapsar. Fakat geometrik modelde tartışılırsa fiziksel özellik daha iyi anlaşılır hale gelir.  $(\lambda-4,2)$  temsilinin iki bandının K değerlerinde 0 ve 2 değerleri hakimdir. Bunlar yukarıda bahsedilen  $\beta$  ve  $\delta$  bantlarına benzemektedir. Daha sonraki  $(\lambda-8,4)$  temsili üç bandlıdır. Hakim K bileşenleri K=0,2,4 değerlerini alır. K=4 uyarılması kolayca çift- $\delta$  titreşimi olarak yorumlanabilir. K=2 uyarılması düşük enerjilerde  $\beta\delta$  şeklinde çift

titreşim olarak belirtilebilir.  $K=0$  durumu belirsizdir. Çünkü ya  $\beta\beta$  ya da  $\chi\chi$  olabilirler. Her ikisinin de aynı enerji civarında olmaları beklenir. Daha sonraki  $(\lambda -6,0)$  temsili de biraz daha yüksek enerjide  $K=0$  uyarılmasını içerir. Çok küçük simetri bozulması var olduğunda  $E_2$  matris elemanları incele-nirse  $(\lambda -8,4)$   $K=0$  bandının  $\approx (2/3)\chi\chi$  ve  $(1/3)\beta\beta$  olduğu  $(\lambda -6,0)$   $K=0$  bandının da buna dik olduğu görülmektedir [16].

Farklı temsillerin görelî enerjilerini göz önüne almak ilginçtir. Bir temsilin uyarılma enerjisi  $C(\lambda', \mu')$  nin taban durumu ve kendisi arasındaki özdeğerleri farkıyla orantılıdır. Örneğin ( $L^2$  katkısını ihmal ederek veya eşdeğer olarak  $0^+$  durumları ya da aynı spinli durumlar göz önüne alınarak)  $\beta$  ve  $\chi$  bantlarının enerjisi

$$|C(\lambda -4,2) - C(\lambda,0)| = (2/3) \times 6(\lambda -1) = (2/3) \times 6(2N-1) \quad (3.29)$$

ile orantılıdır.

Multipol açılım işlemcileri cinsinden  $SU(3)$  hamiltonyeni

$$H^{(2)} = a_1 L^2 + a_2 Q^2 \quad (3.30)$$

olarak verilir. (2.40) ile karşılaştırıldığında bu şekil

$$H^{(2)} = (3/4)a_2 C_{2SU3} + [(a_1/2) - (3/16)a_2] C_{2O3} \quad (3.31)$$

ifadesine eşdeğer olur.  $SU(3)$  Casimir işlemcisinin özdeğeri (2.40) ifadesinde tanımlandığı gibi

$$E_{C_{2SU3}}(\lambda, \mu) = (2/3)(\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3\lambda + 3\mu) \quad (3.32)$$

olarak verilir ve böylece elde edilen özdeğer ifadesi

$$E = (a_2/2)(\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3\lambda + 3\mu) + (a_1 - 3a_2/8)L(L+1) \quad (3.33)$$

olur. Buradaki  $a_2$  katsayısının  $SU(3)$  simetrisine uygun çekirdek tipine ait değeri

$$a_2 = - \frac{E_2^+ - E_1^+}{3(2N-1)}$$

şeklindedir. Benzer olarak  $a_1$  katsayısı da

$$a_1 = (E_1^+ / 6) + 3a_2/8$$

olarak verilir.

$C(\lambda, \mu)$  işlecilerinin özdeğerleri farkı ifadesinde  $\lambda^2$  terimleri daima birbirini götürür ve böylece herhangi bir temsil için enerji  $a_2(AN+B)$  şeklindedir. İki uyarılmış temsilin enerjilerinin oranı parametrelerden serbest olur. Aşağıdaki gibi de ifade edilir.

$$\frac{E(\lambda'', \mu'')}{E(\lambda', \mu')} = \frac{AN+B}{CN+D} \xrightarrow{N \rightarrow \infty} \frac{A}{C} \quad (3.34)$$

Örneğin,

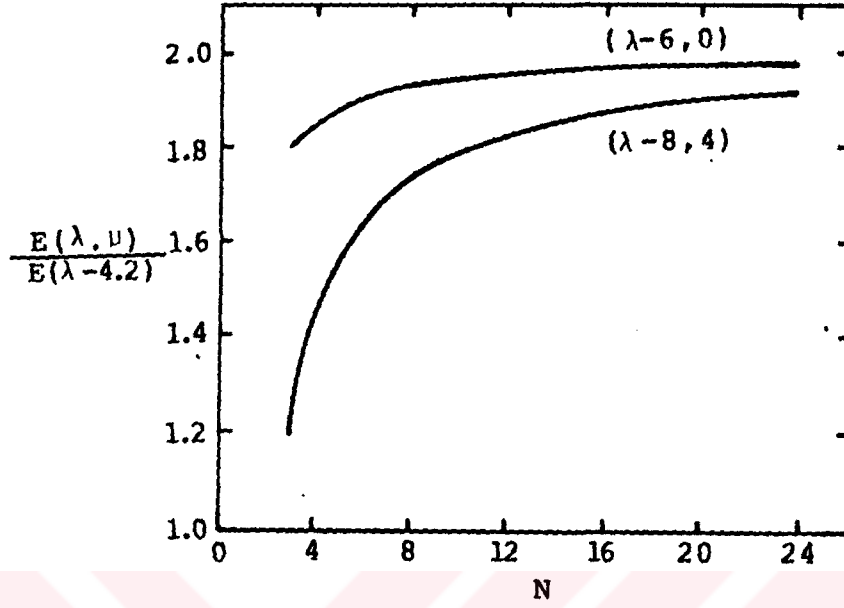
$$\begin{aligned} \frac{E(\lambda - 8, 4)}{E(\lambda - 4, 2)} &= \frac{E(K=0(\gamma\gamma), K=2(\beta\gamma), K=4(\gamma\gamma))}{E(K=0(\beta), K=2(\gamma))} \\ &= \frac{4N-6}{2N-1} \xrightarrow{N \rightarrow \infty} 2 \end{aligned} \quad (3.35)$$

ve

$$\begin{aligned} \frac{E(\lambda - 6, 0)}{E(\lambda - 4, 2)} &= \frac{E(K=0(\beta\beta))}{E(K=0(\beta), K=2(\gamma))} \\ &= \frac{4N-3}{2N-1} \xrightarrow{N \rightarrow \infty} 2 \end{aligned} \quad (3.36)$$

dir. Burada bilinen geometrik etiketler de verilmiştir. Daha yüksek temsiller iki-fonon ( $\beta\beta, \gamma\gamma$  ve  $\beta\gamma$ ) karakterinde olduğu için limit değerler akla yatkındır. Sonuçta pay ve paydadaki ilk terimler  $N$  artınca hızla büyür ve hakim olur. Böylece asimptotik değerlere, deforme olmuş çekirdeğin ( $N \approx 12-18$ ) değerlerinde yaklaşık olarak ulaşılmış olur. Yukardaki oranların  $N$  ye göre davranışı Şekil 3.7 de gösterilmiştir.





Şekil 3.7: N bozon sayısının fonksiyonu olarak IBA'nın SU(3) limitindeki  $\beta$  ve  $\delta$  bantlarını içeren iki yüksek temsil enerjisinin  $(\lambda-4, 2)$  temsili enerjisine oranı [13].

### 3.3.a) E0 GEÇİŞLERİ

E0 işlemcisi SU(3) ün bir üreticisi değildir ve bundan dolayı farklı gösterimleri birbirine bağlayabilir. Özellikle  $(2N-4, 2)$  temsiline ait  $K=0$  bandı ( $\beta$  bandı) ile taban bandı arasında önemli matris elemanlarını verir.  $0^+$  durumları için bu matris elemanı

$$\langle (2N, 0), K=0, L=0 | T(E_0) | (2N-4, 2), K=0, L=0 \rangle$$

$$= e_0 \left[ \frac{8(N-1)^2 (2N+1)N}{9(2N-3)(2N-1)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.37)$$

değerini alır. Burada (1.36) eşitliğinin notasyonunda  $e_0 = \beta/\sqrt{5}$  dir. Daha genel olarak  $T(E_0)$  işlemcisi SU(3) altında  $(\lambda, \mu) = (2, 0)$  gibi davranır. Bu sebeple bu işlemci  $(2N-6, 4)$  ve  $(2N-8, 0)$  temsillerindeki durumları da  $(2N-4, 2)$  durumlarına bağlayabilir. Ek olarak etkili bir K seçim kuralı  $\Delta K=0$  vardır.

## 3.3.b) E2 GEÇİŞLERİ

Eğer kuadrupol işlemcisinin özel şekli

$$Q = (s^+ \tilde{d} + d^+ \tilde{s}) - (\sqrt{7}/2)(d^+ \tilde{d}) \quad (3.38)$$

kullanılırsa,  $T(E2) = \alpha Q$  işlemcisi  $SU(3)$  ün bir üreticisi olduğundan farklı temsilleri birbirine bağlayamaz. Böylece seçim kuralı  $\Delta(\lambda, \mu) = (0, 0)$  olur ve yalnızca bant içi geçişlere izin verilir. Bu halde  $\gamma \rightarrow g$  veya  $\beta \rightarrow g$  bant geçişleri harmonik geometrik modeldekinden farklı olarak yasaktır. Aynı seçim kuralı yalnızca bant içi geçişlerine değil, aynı temsildeki farklı bantlar arasındaki geçişlere de izin verir. Önemli  $(2N-4, 2)$  temsili için,  $\beta$  ve  $\delta$  bantları arasında kolektif geçişler oluşur. Bu özellik aynı zamanda iyi deforme olmuş çekirdeğin geometriksel tanımlaması ile IBA'nın başlangıç noktası arasındaki önemli ve temel farkı oluşturmaktadır. İlginçtir ki son zamanda bu  $\beta \rightarrow \delta$  kolektif geçişleri gözlenmiştir [17]. Bu gözlemler IBA tanımlamasının önemli bir doğrulaması olmaktadır.

Sonlu bozon sayısı etkileri  $B(E2)$  değerlerinin diğer düzeltmelerini ileri sürer. Örneğin, ilgili spin değerleri  $L=2N$  kesilme noktasına yaklaştığında  $B(E2)$  değerlerinin küçülmesi,  $\beta$  ve  $\delta$  bantları arasındaki geçişler için bant içi dallanma oranlarında Alaga kuralından ayrılmaların meydana gelmesi gibi [13].

Yrast geçişleri için  $B(E2)$  değeri

$$B(E2: (2N, 0); L+2 \rightarrow L) = e_B^2 \frac{3}{4} \left[ \frac{(L+2)(L+1)}{(2L+3)(2L+5)} \right] \times (2N-L)(2N+L+3) \quad (3.39)$$

ile verilir. İlk  $2^+$  durumu için bu ifade

$$B(E2: 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = e_B^2 \frac{N(2N+3)}{5} \quad (3.40)$$

5

neticesini verir. (3.39) eşitliği  $L \rightarrow 2N$  olduğunda açıkça

sıfıra gider ve  $L \approx \frac{1}{2} L_{\text{maks}}$  değerinde sezilebilir şekilde azalma gösterir. Elde edilen bu azalma direkt olarak sonlu  $N$  nin bir sonucudur ve  $SU(3)$  den sapmalara çok bağlı değildir. Pek çok deforme çekirdeklerde bu azalma gözlenebilir halde değildir.  $B(E2)$  değerinde deneysel azalmalar  $B_a$  ve  $K_r$  bölgelerinde gözlenmiştir.

Diğer ilginç iki sonuç,  $N \gg 1$  limitinde (3.39) eşitliğinden açıkça belli olur. Birincisinde spin bağımlılığı büyük parantez içindeki çarpanla verilir ki bu da tam Alaga kuralını verir. Örneğin, büyük  $N$  limitinde (3.39) eşitliği

$$\frac{B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)}{B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)} = \frac{10}{7} \quad (3.41)$$

olur. Bunun yanında ayrıca (3.39) eşitliği  $SU(3)$  limitinde bile görülen Alaga kuralından sapmaların sonlu  $N$  etkisinden ileri geldiğini gösterir. (3.39) eşitliğinin ikinci özelliği büyük  $N$  limitinde  $N^2$  ile orantılı olmasıdır. Tablo 3.6 da en yaygın olarak gözlenen oranlar verilmiştir.

Tablo 3.6:  $SU(3)$  için  $N \rightarrow \infty$  limitinde  $\beta$  ve  $\gamma$  bantlarından, taban durum bandına yasaklanmış geçişler için dalanma oranları [14, 15].

$\frac{B(E2; 2^+ (K=0) \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2^+ (K=0) \rightarrow 0_1^+)} = \frac{10}{7}$
$\frac{B(E2; 2^+ (K=0) \rightarrow 4_1^+)}{B(E2; 2^+ (K=0) \rightarrow 0_1^+)} = \frac{18}{7}$
$\frac{B(E2; 2^+ (K=2) \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2^+ (K=2) \rightarrow 0_1^+)} = \frac{10}{7}$
$\frac{B(E2; 2^+ (K=2) \rightarrow 4_1^+)}{B(E2; 2^+ (K=2) \rightarrow 0_1^+)} = \frac{1}{14}$
$\frac{B(E2; 3^+ (K=2) \rightarrow 4_1^+)}{B(E2; 3^+ (K=2) \rightarrow 2_1^+)} = \frac{2}{5}$

### 3.4. ZİNCİR - 3 : O(6) LİMİTİ

Son olarak grup zinciri-3 için de tanımlama şeması oluşturulur. Buradaki grupların etiketleri,

$$\begin{aligned}
 U(6) \quad [N] &\equiv [N, 0, 0, 0, 0, 0] \equiv \boxed{\text{-----}} \quad \text{N-tane} \\
 O(6) \quad (\sigma) &= (\sigma, 0, 0) \\
 O(5) \quad (\tau) &= (\tau, 0) \quad (3.42) \\
 O(3) \quad L \\
 O(2) \quad M_L
 \end{aligned}$$

ile verilir. Yine O(5) den O(3)' e geçiş adımı tam ayrıştırmaz. Ek kuantum sayısı  $\gamma_{\Delta}$  ya gerek vardır. Her bir [N] temsiliinde yer alan  $\sigma$  değerleri

$$\sigma = N, N-2, \dots, 0 \text{ veya } 1 \quad (N=\text{\u00e7ift veya tek olmasına g\u00f6re}) \quad (3.43)$$

ve her bir  $\sigma$  i\u00e7inde yer alan  $\tau$  de\u011ferleri

$$\tau = \sigma, \sigma-1, \dots, 0 \quad (3.44)$$

ile verilir. Her bir  $\tau$  i\u00e7in olası L de\u011ferlerini bulmak \u00fczere  $\tau$  de\u011feri

$$\tau = 3\gamma_{\Delta} + \lambda \quad : \quad \gamma_{\Delta} = 0, 1, \dots \quad (3.45)$$

\u015feklinde b\u00f6l\u00fcn\u00fcrse, buradan

$$L = 2\lambda, 2\lambda - 2, \dots, \lambda + 1, \lambda \quad (3.46)$$

bulunur. Dikkat edilirse  $(2\lambda - 1)$  de\u011ferinin yer almadığı g\u00f6r\u00fcl\u00fcr. Bu kurallar Tablo 3.7 yi verir.

Tablo 3.7: Grup zinciri-3 e ait tanımlama şeması [14].

U(6)	O(6)	O(5)		O(3)
N	$\sigma$	$\tau$	$\gamma_{\Delta}$	L
0	0	0	0	0
1	1	1	0	2
		0	0	0
2	2	2	0	4,2
		1	0	2
		0	0	0
	0	0	0	0
3	3	3	0	6,4,3
			1	0
		2	0	4,2
		1	0	2
		0	0	0
	1	1	0	2
		0	0	0
4	4	4	0	8,6,5,4
			1	2
		3	0	6,4,3
			1	0
		2	0	4,2
		1	0	2
		0	0	0
	2	2	0	4,2
		1	0	2
		0	0	0
	0	0	0	0

Bu grup zinciri için uygun baz durumu

$$|[N] \sigma \tau \gamma_{\Delta} L M_L \rangle$$

ile verilir. Burada ilgili grup zinciri

$$U(6) \supset O(6) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2)$$

olarak verilmiştir. Bu dinamik simetriye sahip en genel hamiltonyen,

$$H^{(3)} = A C_2(O_6) + B C_2(O_5) + C C_2(O_3) \quad (3.47)$$

şeklinde yazılabilir. O(6) simetrikli hamiltonyenin genel multipol açılım şekli

$$H^{(3)} = a_0 P^+ \tilde{P} + a_1 L^2 + a_3 T_3^2 \quad (3.48)$$

olarak verilir. Bu hamiltonyenin  $|N, \sigma, \tau, \gamma_\Delta, L, M_L\rangle$  bazındaki özdeğerleri de

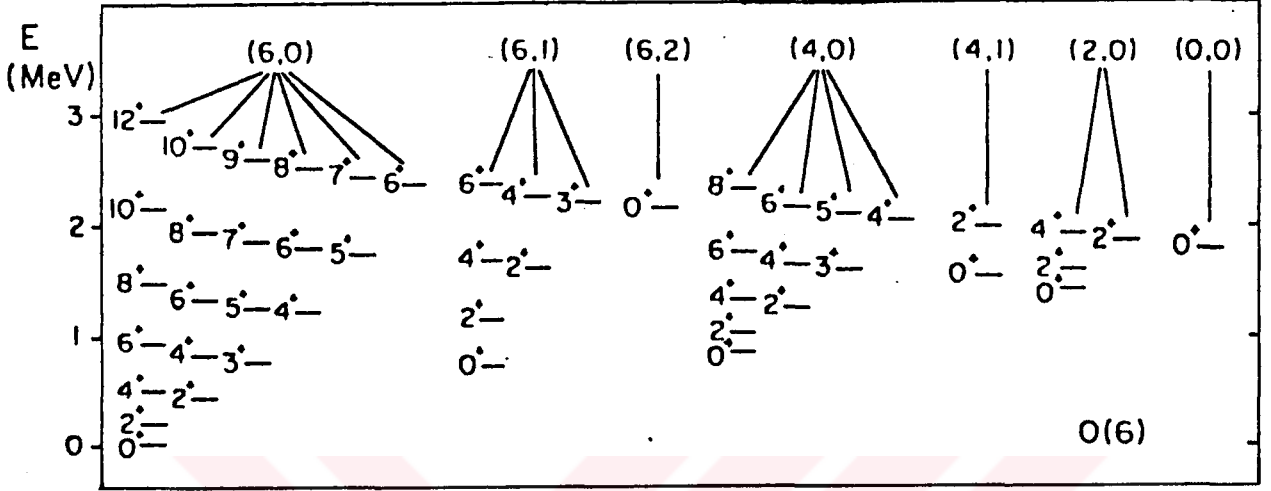
$$E^{(3)}(N, \sigma, \tau, \gamma_\Delta, L, M_L) = A(N-\sigma)(N+\sigma+4) + B\tau(\tau+3) + CL(L+1) \quad (3.49)$$

ile verilir. Bununla ilgili spektrum Şekil 3.8 de gösterilmiştir. O(6) simetrisine bir örnek olarak  $^{196}\text{Pt}$  çekirdeğinin spektrumu Şekil 3.9 da verilmiştir. O(6) hamiltonyeni genel (1.27) hamiltonyeninden katsayılarının özel değerleriyle elde edilebilir. Bu özel değerler Tablo 3.8 de verilmiştir.

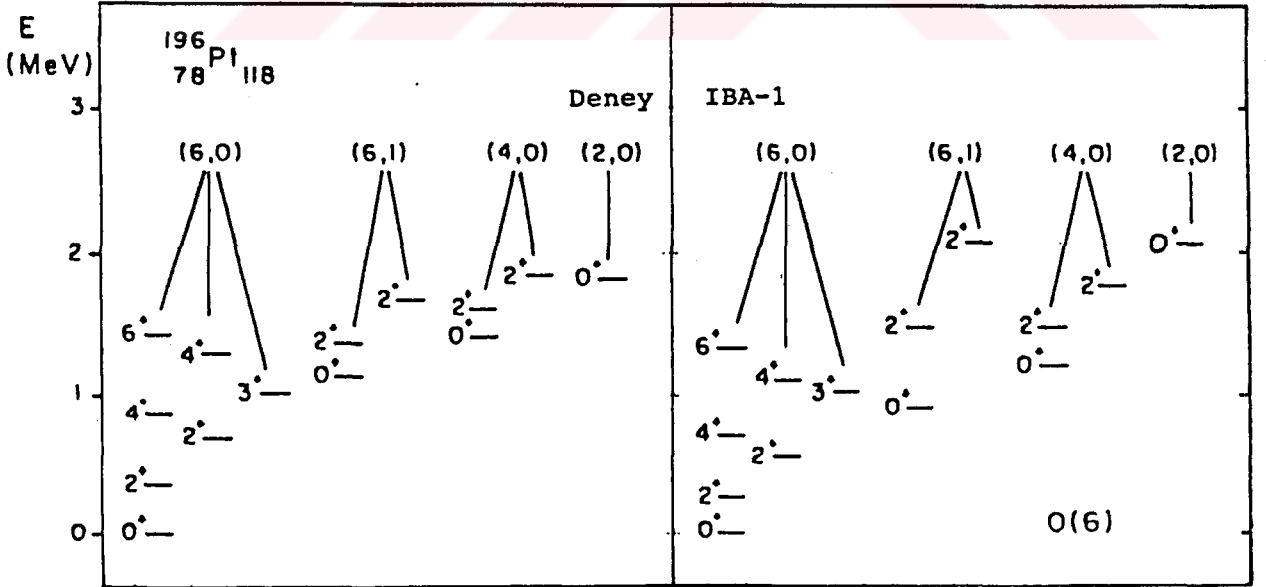
Şekil 3.8 de gösterilen O(6) simetrikli spektrumun tipik özelliği  $(0^+, 2^+)$  durumları ve  $(4^+, 2^+)$  çift durumlarını tekrarlamaıdır. Burada  $0^+$  ve  $(4^+, 2^+)$  çift durumları arasındaki enerji farkı,  $0^+$  ve  $2^+$  durumları arasındaki enerji farkına göre 2.5 kez büyüktür. Bu spektrum ilk bakışta U(5) limitinin spektrumuna benzerse de önemli bir farklılık vardır. U(5) de üçlü  $(4^+, 2^+, \text{ ve } 0^+)$  durumları yer alırken O(6) da ise yalnızca ikili  $(4^+, 2^+)$  durumlar vardır. Ayrıca B(E2) geçiş olasılıklarında da önemli farklılıklar vardır.

Tablo 3.8: O(6) hamiltonyeni ve genel U(6) hamiltonyeni katsayıları arasındaki karşılık gelen bağıntılar.

$\epsilon_s = 0$	
$\epsilon_d =$	$+(2/3) B + 6C$
$C_0 = (5/2)A$	$-(4/3) B - 12C$
$C_2 =$	$(1/3) B - 6C$
$C_4 =$	$(1/3) B + 8C$
$V_2 = 0$	
$v_0 = (-\sqrt{5}/2)A$	
$U_2 = 0$	
$U_0 = (\frac{1}{2})A$	



Şekil 3.8:  $N=6$  olan  $O(6)$  simetrisiyle ilgili spektrum. Parantez içindeki kuantum sayıları  $0$  ve  $\frac{1}{2}$  yı gösterir [8].



Şekil 3.9:  $^{196}\text{Pt}$  çekirdeğinin deneysel spektrumu ve  $O(6)$  IBA-1 hamiltonyenine göre hesaplanmış spektrumu arasındaki karşılaştırma [8].

O(6) limitinin geometriksel eşdeğeri  $\delta$  -kararsız dönece biraz benzemektedir. Durumlar büyük ailelere gruplanmıştır. Her biri de verilen  $\sigma$  değerleriyle karakterize edilir. Her bir aile içinde durumlar ayrıca  $\tau$  değeriyle gruplanır. Bunların görelî enerjileri  $\tau(\tau+3)$  ifadesine göre hesaplanır. Buradaki dejenerelik  $L(L+1)$  ile ayrılır.

### 3.4. a) E0 GEÇİŞLERİ

T(E0) işlemcisi U(5) baz durumlarında köşegen olduğu için  $\tau=0$  olmalıdır. (1.36) eşitliğine bakıldığında katkı bileşenlerinin birbirini götürmemesi için ek olarak,  $\Delta\sigma=\pm 2$  gerekli olmaktadır. Böylece yalnızca  $\tau=0$ ,  $\sigma=N-2$  durumundan taban duruma E0 şiddeti bulunabilir. Burada matris elemanları

$$\langle \sigma=N, \tau=0, L=0 | T(E0) | \sigma=N-2, \tau=0, L=0 \rangle = e_0 \left[ \frac{(N-1)(N+3)(2N+4)}{8(N+1)^2} \right] \quad (3.50)$$

olarak ifade edilir.

### 3.4. b) E2 GEÇİŞLERİ

O(6) grubunun bir üreticisi olan kuadrupol işlemcisi genel şeklin yalnız ilk kısmıdır ve

$$Q = e_B (s^+ \tilde{d} + d^+ \tilde{s}) \quad (3.51)$$

olarak yazılır. Bu işlemci tanım olarak  $\Delta\sigma=0$  seçim kuralını verir. Yukarıdaki şekliyle Q işlemcisi  $\Delta n_d = \pm 1$  özelliğine sahip olduğu için, aynı  $\tau$  değerli durumları birbirine bağlayamayacağı açıkça bellidir. Çünkü bütün bileşen baz durumları  $\Delta n_d = 2$  kadar farklı olur. Bundan başka, d bozonu dalga fonksiyonunu ayrıştıran bir terim içermediğinden Q işlemcisi  $n_B$  ve  $n_d$  nın farklı değerlerine sahip baz durumlarını bağlayamaz. Böylece ek seçim kuralının  $\Delta\tau = \pm 1$  olduğu görülür. Bu kural,



çeşitli durumları gösteren belli  $\tau$  değerleri gibi  $O(6)$  karakteristiğine götürür.

$\sigma$  seçim kuralı dalga fonksiyonları şeklinden de elde edilebilir. Farklı  $\sigma$  gruplarındaki durumlar için,  $\tau$  değerleri  $\pm 1$  kadar farklı ise  $E_2$  matris elemanlarındaki katkılar birbirini tam olarak yok eder.  $E_2$  seçim kuralı  $O(6)$  limitinde bütün kuadrupol momentlerin sıfır olduğunu belirtir. Bu sonuç deney verilerine uymamaktadır.

Son olarak  $\sigma = \sigma_{\text{maks}}$ ,  $L = 2\tau$  (yrast) durumlarını bağlayan  $B(E_2)$  değerleri için ifade

$$B(E_2; \tau+1 \rightarrow \tau) = e_B^2 (N-\tau)(N+\tau+4) \frac{(\tau+1)}{2\tau+5} \quad (3.52)$$

ile verilir. Dikkat edilirse,  $SU(3)$  deki gibi bu  $B(E_2)$  değerleri büyük  $N$  için yaklaşık  $N^2$  ölçüsünü verir. Özellikle  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  geçişi için  $B(E_2)$  değeri

$$B(E_2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = e_B^2 \frac{N(N+4)}{5} \quad (3.53)$$

olur. Taban durum ( $\sigma = N$ ,  $\gamma_{\Delta} = 0$  ve  $L = 2\tau$ ) bandı içindeki geçişlerde  $B(E_2)$  değeri

$$B(E_2; L+2 \rightarrow L) = e_B^2 \frac{(L+2)}{2(L+5)} (N-\tau)(N+\tau+4) \quad (3.54)$$

şeklindedir. Burada  $(N-\tau)(N+\tau+4)$  çarpanı sonlu boyutlu oluşun sonucudur ve  $\delta$ -kararsız modeline göre  $L$  artarken taban durum  $B(E_2)$  değerlerinde azalmayı ifade eder. En düşük  $O(6)$  çoklusu ( $\sigma = N$ ) içinde bazı geçişler için  $B(E_2)$  değerleri Tablo 3.9 da verilmiştir.

Tablo 3.9:  $N \rightarrow \infty$  limitinde  $\sigma=N$  çoklusundaki  $\tau \leq 3$  durumları için (3.52) işlemcisi kullanılarak oluşturulan görelî  $B(E2)$  değerleri [14, 15].

Geçiş $L_i(\tau_i) \rightarrow L_g(\tau_g)$	$B(E2)$ $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$
$2^+(1) \rightarrow 0^+(0)$	1
$4^+(2) \rightarrow 2^+(1)$	10/7
$2^+(2) \rightarrow 2^+(1)$	10/7
$6^+(3) \rightarrow 4^+(2)$	5/3
$4^+(3) \rightarrow 4^+(2)$	50/63
$4^+(3) \rightarrow 2^+(2)$	55/63
$3^+(3) \rightarrow 4^+(2)$	10/21
$3^+(3) \rightarrow 2^+(2)$	25/21
$0^+(3) \rightarrow 2^+(2)$	5/3

## BÖLÜM 4

### ETKİLEŞEN BOZON YAKLAŞIKLIĞININ MİKROSKOBİK İNCELEMESİ

#### 4.1. ETKİLEŞEN BOZON YAKLAŞIKLIĞI-2

Kollektif model ve etkileşen bozon yaklaşıklık<sub>1</sub>-1 (IBA-1) çekirdekteki pek çok olayı başarılı şekilde tanımlar. Fakat daha ileri gidip mikroskobik açıklamalar istenebilir. Böylece elde edilen etkileşen bozon yaklaşıklık<sub>1</sub>-2 (IBA-2), çekirdeğin kollektif özelliklerinin mikroskobik hesaplamalarını yapmaya çalışır [18]. Çekirdeğin kollektif özelliklerini mikroskobik olarak hesaplamak için iki yol vardır:

- 1) Tabaka modelinden başlayıp, çekirdeğin mikroskobik özelliklerinin hesaplanması için tam bir bazın oluşturulması.
- 2) Deforme olmuş potansiyel kuyusunda birbirinden bağımsız hareket eden nükleonların incelenmesinden başlanması.

Çekirdekteki kollektif durumların tabaka modeli tanımlanması çoktandır devam etmekte olan bir problemdir. Pek çok aktif nükleonlu çekirdek için tabaka modelinin tam uygulaması çok güçtür. Tabaka modeli dalga fonksiyonları, kollektif davranışların bütün türlerini elde etmek üzere tam bir set gibi kullanılabilir. Fakat bunun, çok karmaşık ve zor gibi görülen problemde fazla önemi yoktur. Basit çiftlenme halleri çekirdekte bulunan çok sayıda kollektif durumların yeterli bir tanımını vermeyecektir. Çok başarılı olan Elliott' un SU(3) modeli de tek başına bağımsız hareket eden nükleonlardan başlayıp kollektif dönme spektrumunun nasıl elde edilebileceğini gösterir. Fakat bu model, tabaka modelinin ana kaynağı olan spin-yörünge etkileşmesini sağlayamaz. Böylece, ancak bazı hafif çekirdekler için iyi sonuçlar verir. Fakat, pek çok orta ve ağır kütleli çekirdeğe uygulanamaz. Bozon modeli,

toplu olarak titreşim, dönme gibi çeşitli davranışların tanımlanmasında başarılı olmaktadır. Tabaka modeli içinde kalarak çekirdekteki kollektif durumların başarılı tanımlamasını oluşturan s ve d bozonu durumlarına karşılık gelen model oluşturulabilir. Bozon modelinin temel elemanları s ve d bozonlarıdır. Bunlar tabaka modelinde bulunması gereken yapı bloklarıdır. Burada s bozonlarının varlığı ve N nin korunumlu olması önemli rol oynar.

Nötron-proton bozon modeli ya da IBA-2 (etkileşen bozon yaklaşıklığı-2) olarak da bilinen yaklaşım IBA nin başka bir tanımlamasıdır. Bu model ile yapılan teorik çalışmalar da deneysel değerlerle oldukça iyi bir uyum göstermektedir. Fakat IBA-1 deki sadelik ve analitik yapı bozulmaktadır.

IBA-2 kullanıldığında, proton ve nötronların çekirdeğin yapısını oluşturduğu söylenir. Nükleon çiftlerinin proton-proton ve nötron-nötron veya proton-nötron çiftlerinden hangisinin kullanılacağı belirtilmelidir. Kollektif spektrumun görüldüğü pek çok orta ve ağır kütleli çekirdeklerde aktif protonlar ve aktif nötronların farklı ana tabakalarda olduğu bilinmektedir. Bu ise bir protonla bir nötronun  $L=0$  'a ve pozitif pariteli duruma çiftlenmesini engeller. Doğal olarak aktif proton ve aktif nötron çiftlerini dikkate alarak bu sayıların ayrı ayrı korunduğu sonucuna varılır. Bu sayıların toplamı olan  $N=N_{\pi}+N_{\nu}$  de korunur. Bunlara karşılık gelen model IBA-2 dir. Proton bozonları ( $\pi$ ) ile ve nötron bozonları ( $\nu$ ) ile gösterilir (Şekil 1.1).

IBA-2 nin ilginç yanlarından birisi de kollektif durumların yeni bir sınıflandırmasını öngörmesidir. Bu durumda nötronların kuadrupol serbestlik dereceleri protonların kuadrupol serbestlik derecelerinden farklı bir şekilde uyarılmıştır. IBA-2 ayrıca bir F-spinini de öngörmektedir: Proton bozonu ve nötron bozonu etiketlerinin açık kullanımı yerine, izospine benzer bir formalizm kullanmak uygundur. Fakat bu formalizm sadece bozonlara uygulanabilir. Proton ve nötron bozonları, değeri  $\frac{1}{2}$  olan spine sahiptirler. Öyle ki bu spinin z bileşeni proton bozonları için  $F_0=\frac{1}{2}$ , nötron bozonları için  $F_0=-\frac{1}{2}$  olmaktadır.  $N_{\pi}$  proton bozonlarını,  $N_{\nu}$  de nötron

bozonlarını göstermek üzere çekirdeğin F spini için

$$F_0 = F = \frac{N_\pi - N_\gamma}{2} \quad (4.1)$$

bağıntısı yazılabilir.

İzospinin proton-nötron fermiyon sistemlerinde oynadığı rolün aynısını F-spini proton-nötron bozon sistemlerinde oynamaktadır. F-spini alçak düzey durumlar için iyi kuantum sayısıdır.

IBA-2 için sayısal uygulamalarda kullanılan en genel hamiltonyen

$$H = \epsilon(n_{dp} + n_{dn}) + K(Q_p \cdot Q_n) + V_{pp} + V_{nn} + M \quad (4.2)$$

şeklindedir. Burada  $n_{dp}$  ve  $n_{dn}$  proton ve nötron d bozonları sayı işlemcisidirler.  $Q_p$  ve  $Q_n$

$$\begin{aligned} Q_p &= (d_p^+ \tilde{s}_p + s_p^+ \tilde{d}_p)^{(2)} + \chi_p (d_p^+ \tilde{d}_p)^{(2)} \\ Q_n &= (d_n^+ \tilde{s}_n + s_n^+ \tilde{d}_n)^{(2)} + \chi_n (d_n^+ \tilde{d}_n)^{(2)} \end{aligned} \quad (4.3)$$

proton ve nötron bozonları için kuadrupol işlemcisidirler.  $V_{pp}$  proton-proton

$$V_{pp} = \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} \sqrt{2L+1} C_{L,p} [(d_p^+ d_p^+)^{(L)} (\tilde{d}_p \tilde{d}_p)^{(L)}]_1^{(0)}, \quad (4.4)$$

ve  $V_{nn}$  de

$$V_{nn} = \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} \sqrt{2L+1} C_{L,n} [(d_n^+ d_n^+)^{(L)} (\tilde{d}_n \tilde{d}_n)^{(L)}]_1^{(0)}, \quad (4.5)$$

nötron-nötron etkileşimleridirler. (4.2) hamiltonyenindeki en son terim M Majorana terimidir. Aşağıdaki tanımlar incelense

$$\left. \begin{aligned} N_p &= n_{dp} + n_{sp} \\ N_n &= n_{dn} + n_{sn} \end{aligned} \right\} \longrightarrow N = N_p + N_n \quad (4.6)$$

ve  $F_0$  için

$$F_0 = \frac{1}{2}(N_p - N_n) \quad (4.7)$$

sonucu elde edilir.  $F_0$ , F-spin işlemcisinin z veya sıfır bileşenidir.  $F_0$  ve  $F_+$  için

$$F_0 = \frac{1}{2} \sum_{\mu} [d_{p\mu}^+ \tilde{d}_{p\mu} - d_{n\mu}^+ \tilde{d}_{n\mu}] + s_p^+ \tilde{s}_p - s_n^+ \tilde{s}_n \quad (4.8)$$

$$F_+ = \sum_{\mu} d_{p\mu}^+ \tilde{d}_{n\mu} + s_p^+ \tilde{s}_n$$

tanımları yapılabilir. Burada  $d_{p\mu}^+$ ,  $s_p^+$ ,  $d_{n\mu}^+$  ve  $s_n^+$  proton ve nötron bozonu yaratmaktadır.  $\mu$  ise izdüşüm kuantum sayısıdır.

F-spini ile hamiltonyen sıra-değişimlidir:

$$[H, F_{\pm}] = 0, \quad [H, F_0] = 0 \quad (4.9)$$

$$F_- = F_+^{\dagger}$$

IBM-2 çok karmaşık bir grup yapısına sahiptir. Bu nedenle bu modelin tüm özelliklerini elde etmek gerçekten zordur. Onun için bazı kısıtlamalar yapmak gerekir. Üç grup limitinin her biri için;

- Enerji spektrumu için analitik tanımlar
- Taban durumdan  $1^+$ ,  $2^+$  ve  $3^+$  durumlarına yapılan M1, E2 ve M3 uyarımları
- Nötronlar ve protonlardaki karışık simetrik durumların M1 ve E2 geçişleri
- Magnetik dipol ve elektrik kuadrupol momentler elde edilebilir.

#### 4.2. F-SPİN SİMETRİSİ

IBA-2 nin basit simetri grubu

$$U_{\gamma}(6) \times U_{\pi}(6) \quad (4.10)$$

dir [19]. Buradaki  $\gamma$ ,  $\pi$  indisleri nötron ve protonları göstermektedir. IBA-2 nin en genel hamiltonyeni bu grubun üreticilerindeki lineer ve kuadratik işlemciler cinsinden oluşturulmuş ve  $[N_\gamma] \times [N_\pi]$  uzayı içinde köşegenleştirilmiştir. Burada  $N_\gamma$  nötron bozon,  $N_\pi$  proton bozon sayısıdır. Bu köşegenleştirme işlemi sayısal hesaplamayı gerektirir. Bununla beraber IBA-2 hamiltonyeninin özdeğer problemi analitik olarak da çözülebilir. Bu durumda hamiltonyen, altgrupların lineer ve kuadratik casimir işlemcilerinin birleşimi cinsinden yazılır. Böyle hamiltonyenler dinamik bir simetriye sahiptirler. IBA-2 nin dinamik simetrisi

$$U_\gamma(6) \times U_\pi(6) \supset U_{\gamma+\pi}(6) \supset \dots \quad (4.11)$$

şeklindedir. Grup zincirlerinin ortak görüntüsü,  $U_{\gamma+\pi}(6)$  grubunun ortaya çıkmasıdır.  $U_{\gamma+\pi}(6)$  grubu  $U_\gamma(6)$  ve  $U_\pi(6)$  nin üreticilerinin toplanmasıyla elde edilmiştir. Bu grup  $[N-f, f]$  indirgenemez gösterimiyle karakterize edilebilir. Burada  $N = N_\pi + N_\gamma$  ve

$$f = 0, 1, \dots, \min(N_\gamma, N_\pi) \quad (4.12)$$

ile verilmiştir.  $U_{\pi+\gamma}(6)$ , bazı gösterimlerin (4.11) grup zincirleriyle ilgili dinamik simetrilerin doğasında kendini göstermesiyle ortaya çıkmıştır.

F-spininin (4.11) eşitliği ile ilgili hamiltonyenler için iyi kuantum sayısı olduğu daha önce belirtilmişti. F-spini için

$$F = \frac{N}{2} - f \quad (4.13)$$

ifadesini de yazabiliriz. F-spininin değişmezlik özelliği, bu grup zincirleriyle ilgili tüm hamiltonyenlerin nötron ve proton serbestlik derecelerinin değiş-tokuşu altında değişmez oluşu özelliği dikkate alınarak anlaşılabilir.

$U_{\gamma+\pi}(6)$  nin simetrik indirgenemez temsili  $[N]$  ile ilgili durumlar IBA-1 uzayındaki durumlarla kısmi benzerlik gösterir.

Diğer bir deyişle IBA-2 nin F-spin simetrik hamiltonyeni ile IBA-1 in hamiltonyeni ve IBA-1 uzayındaki tüm enerji durumları,  $U_{\gamma+\pi}(6)$  nın [N] indirgenemez temsilindeki ilgili durumlarla uyum sağlayacak şekilde seçilebilir.

Hamiltonyendeki Majorana terimini de dikkate almak gerekir. Bu terimin özdeğerleri F-spin simetrik durumlara bağlıdır. Majorana terimini şu şekilde yazmak mümkündür :

$$M = \xi_2 [(s_{\gamma}^+ d_{\pi}^+ - d_{\gamma}^+ s_{\pi}^+) \cdot (\tilde{s}_{\gamma} \tilde{d}_{\pi} - \tilde{d}_{\gamma} \tilde{s}_{\pi})]^0 - 2 \sum_{k=1,3} \xi_k [(d_{\gamma}^+ d_{\pi}^+)^k \cdot (\tilde{d}_{\gamma} \tilde{d}_{\pi})^k]^0 \quad (4.14)$$

$\xi_1 = \xi_2 = \xi_3$  alınırsa Majorana terimi  $U_{\gamma+\pi}(6)$  nın kuadratik casimir işlemcisine

$$M = \frac{1}{2} [N(N+5) - C_2(U_{\gamma+\pi}(6))] \quad (4.15)$$

ifadesiyle bağlı olur. Burada  $C_n(G)$ , G grubunun n=1 lineer, ya da n=2 kuadratik casimir işlemcilerini belirtmektedir.

Böylece  $U_{\gamma+\pi}$  ile başlayan ve O(3) altcebirini içeren mümkün zincirler grubu

$$U_{\gamma}(6) \times U_{\pi}(6) \supset U_{\gamma+\pi}(6) \supset U_{\gamma+\pi}(5) \supset O_{\gamma+\pi}(5) \supset O_{\gamma+\pi}(3) \supset O_{\gamma+\pi}(2)$$

$$U_{\gamma}(6) \times U_{\pi}(6) \supset U_{\gamma+\pi}(6) \supset SU_{\gamma+\pi}(3) \supset O_{\gamma+\pi}(3) \supset O_{\gamma+\pi}(2) \quad (4.16)$$

$$U_{\gamma}(6) \times U_{\pi}(6) \supset U_{\gamma+\pi}(6) \supset O_{\gamma+\pi}(6) \supset O_{\gamma+\pi}(5) \supset O_{\gamma+\pi}(3) \supset O_{\gamma+\pi}(2)$$

şeklini alırlar. Açıkça, bu zincirler proton ve nötron etiketlerinin değiş tokuşu altında değişmez ve IBA-2 nin F-spin simetrik limitleri olarak adlandırılırlar.



## BÖLÜM 5

### ETKİLEŞEN BOZON YAKLAŞIKLIĞI UYGULAMALARI

#### 5.1. U VE Dy İZOTOPLARINA UYGULAMALAR

Daha önceki bölümlerde modelin üç limit hali olan titreşim, dönme ve  $\delta$ -kararsız limitleri tartışılmıştı. İBA modelinin ele aldığı bu üç limit, sayısal metod kullanılarak köşegenleştirilebilen sonlu boyuttaki en genel hamiltonyenin özel halleridir. Fakat bu model yalnızca kesin üç limiti değil, aynı zamanda limitler arasındaki bölgeleri de tanımlamaktadır.

Bu kesimde etkileşen bozon yaklaşıklığının bir uygulaması olarak, çift-çift U (Uranyum) ve Dy (Dyspresyum) izotopları için basit bir hamiltonyen kullanılarak yapılan hesaplamalar gösterilmiştir. Farklı izotoplar için katsayılar tayin edilerek, enerji spektrumu ve düzeyler arasındaki  $B(E2)$  geçişleri her bir izotop için hesaplanmış ve deneyle bu çalışmada PHINT programı aracılığıyla yapılan hesaplar karşılaştırılmıştır.

Önceki bölümlerde de belirtildiği gibi çift-çift çekirdeğin alçak düzey enerji spektrumu, etkileşen s ( $L=0$ ) ve d ( $L=2$ ) bozonları cinsinden tanımlanır. Modelde alçak düzey seviyelerinin yapısı, ana kapalı tabaka dışındaki aktif parçacıkların uyarılmasıyla gösterilir. Proton bozonlarının sayısı  $N_{\pi}$  ve nötron bozonlarının sayısı  $N_{\nu}$  en yakın kapalı tabakaya göre hesaplanır. Toplam bozon sayısı kesin korunumlu bir büyüklüktür. Hamiltonyenin ve durumların yapısı  $U(6)$  grup simetrisine göre incelenir.

En basit şekliyle etkileşen bozon yaklaşıklığında (İBA-1) proton ve nötron bozonları arasında ayırım yoktur.

Hamiltonyen bozon yaratıcı ( $d^+$ ) ve yokedici ( $\tilde{d}$ ) işlemcileri cinsinden

$$H = \epsilon'' \sum_m d_m^+ \tilde{d}_m + a_0 P^+ \tilde{P} + a_1 L^2 + a_2 Q^2 + a_3 T_3^2 + a_4 T_4^2 \quad (5.1)$$

şeklinde yazılır. Burada  $\epsilon'' = \epsilon_d - \epsilon_s$  bozon enerjisidir.  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  katsayılı terimler sırasıyla bozonlar arasındaki çiftlenim, açısal momentum, kuadrupol etkileşmelerini gösterirler.

Burada etkileşen bozon yaklaşıklığıyla incelenmek istenen aktinid çekirdeklerinden U ve nadir toprak elementlerinden olan Dy izotoplarıdır. Bunların spektrumları dönme spektrumu (SU(3) simetrisi) bölgesindedir. Buna göre U ve Dy izotopları IBA-1' in SU(3) limiti çerçevesinde göz önüne alınmışlardır.

U izotoplarında protonların sayısı 92 dir ve nötronların sayısı da 140 ( $^{232}\text{U}$ ) ile, 146 ( $^{238}\text{U}$ ) aralığında değişir. Aktif proton sayısı  $Z=82$  kapalı tabakasından itibaren, nötron sayısı da  $N=126$  kapalı tabakasına göre hesaplanır. Burada  $N_\pi=5$  ve  $N_\gamma=7$  ile 10 arasındadır.  $N=N_\pi+N_\gamma$  bozonların toplam sayısı,  $^{232}\text{U}$  için 12 ile  $^{238}\text{U}$  için 15 aralığında değişmektedir.

Dy izotoplarında ise protonların sayısı 66 olup nötronların sayısı da 90 ( $^{156}\text{Dy}$ ) ile, 96 ( $^{162}\text{Dy}$ ) aralığında yer alır. Aktif proton sayısı  $Z=50$  kapalı tabakasına göre ve nötron sayısı da  $N=82$  kapalı tabakasına göre hesaplanır.  $N_\pi=8$  ve  $N_\gamma$  ise 4 ile 7 arasındadır. Bozonların toplam  $N=N_\pi+N_\gamma$  sayısı 12 ile 15 arasındadır. SU(3) limitine göre hamiltonyen

$$H = a_1 L^2 + a_2 Q^2 \quad (5.2)$$

olarak ifade edilir. Burada  $Q^2$  ve  $L^2$  sırasıyla bozon kuadrupol-kuadrupol ve açısal momentum etkileşmelerini temsil etmektedir.

IBA-1 deki E2 işlemcisi, s ve d bozonlarının ( $s^+, d^+$ ) ve ( $\tilde{s}, \tilde{d}$ ) yaratıcı ve yokedici işlemcileri cinsinden

$$T(E2) = \alpha_2 [d^+ \tilde{s} + s^+ \tilde{d}]^{(2)} + \beta_2 [d^+ \tilde{d}]^{(2)} \quad (5.3)$$

şeklindedir. Burada  $\alpha_2$  ve  $\beta_2$  parametrelerdir. Bu bağıntı (1.35) eşitliğine eşdeğer olup yalnızca parametreleri değiştirilmiştir. Hamiltonyende  $\epsilon''$ ,  $a_3$  ve  $a_4$  katsayılı terimler SU(3) bölgesinde ihmal edilebilirler. Bu çalışmada IBA-1 hesaplamaları için bilgisayar kodu PHINT ve FBEM olan bilgisayar programları kullanılmıştır [20]. (5.1) eşitliğindeki parametreleri PHINT bilgisayar programında kullanılan değişkenlere bağlayan bağıntılar Tablo 5.1 de verilmiştir.

Tablo 5.1 :Bazı IBA parametreleri arasındaki bağıntılar [13].

(5.1) eşitliğindeki parametreler	PHINT parametreleri	literatürde kullanılan eşdeğer parametreler
$\epsilon''$	EPS	$\epsilon$
$a_0$	2PAIR	$2K''$
$a_1$	$\frac{1}{2}$ ELL	$-K'$
$a_2$	$\frac{1}{2}$ QQ	$-2K$
$a_3$	5OCT	
$a_4$	5HEX	

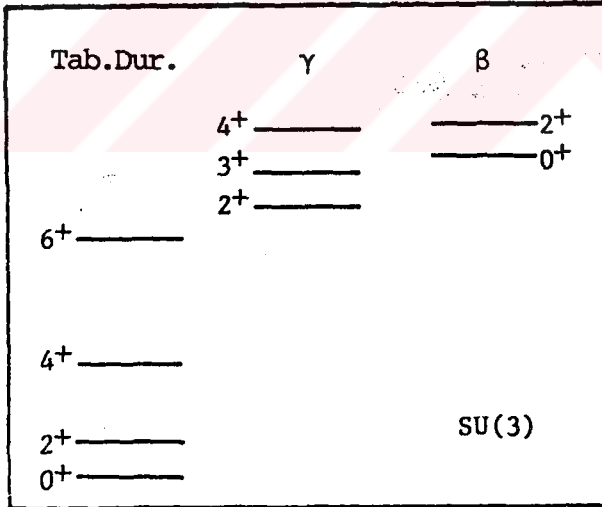
Buna göre hamiltonyen

$$H = \frac{1}{2} \text{ELL}(L.L) + \frac{1}{2} \text{QQ}(Q.Q) \quad (5.4)$$

olarak yazılır. Buradaki ELL ve QQ katsayılı terimler sırasıyla açısıl momentum ve kuadrupol-kuadrupol etkileşmelerini temsil ederler. Bu hamiltonyen tam olarak SU(3) limitini verir. Özdurumlar N,L,M,K kuantum sayıları ile verilir. Bunlardan N bozonların toplam sayısı, L açısıl momentum, M açısıl momentumun Z izdüşümü ve K çekirdek simetri eksenini boyunca L nin izdüşümüdür. (5.4) eşitliğindeki parametreler PHINT bilgisayar programındaki değişken adlarıdır. Bunları (5.1) eşitliğine bağlayan katsayılar Tablo 5.1 de verilmiştir.

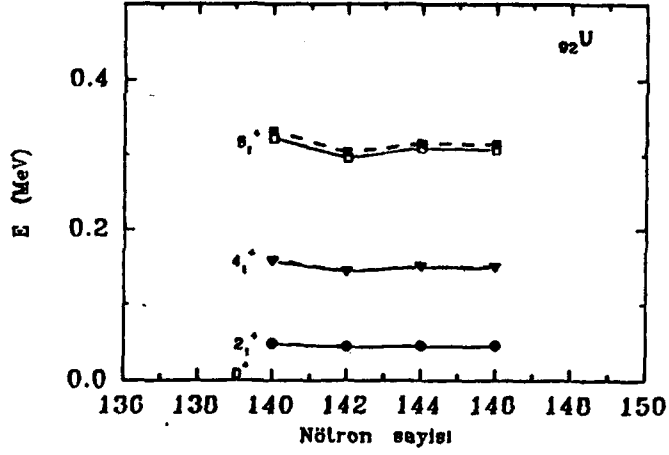
(5.4) hamiltonyenindeki parametreler, deneysel enerji seviyelerine uygunluk sağlamak üzere kademeli olarak değiştirilir. U ve Dy izotopları için deneysel B(E2) değerleri ve oranları, FBEM programından hesaplanan B(E2) değerleri ve B(E2) oranlarıyla Tablo 5.4 ve 5.5 de karşılaştırılmıştır. IBA-1 parametreleri de U ve Dy izotopları için ayrı ayrı Tablo 5.2 ve 5.3 de verilmiştir. Burada,  $E2SD=\alpha_2$  ve  $E2DD=\beta_2$  alınmıştır. Bu iki parametre, ilk uyarılmış durumdan taban durum bandına ve en düşük düzeydeki  $\gamma$  bandından taban durum bandına geçişlere ait deneysel B(E2) değerlerine uygunluk sağlayacak şekilde seçilir.

Deforme olmuş bir çekirdeğin enerji seviyelerinin taban durum bandı,  $\beta$  titreşim bandı ve  $\gamma$  titreşim bandı şematik olarak Şekil 5.1 de gösterilmiştir.  $\lambda = 2N-4$ ,  $\mu=2$  çoklularının  $K=0$  ( $\beta$ ) ve  $K=2$  ( $\gamma$ ) bantları spektrumda birlikte ve taban durumundan daha üst seviyelerde yer alırlar [21].

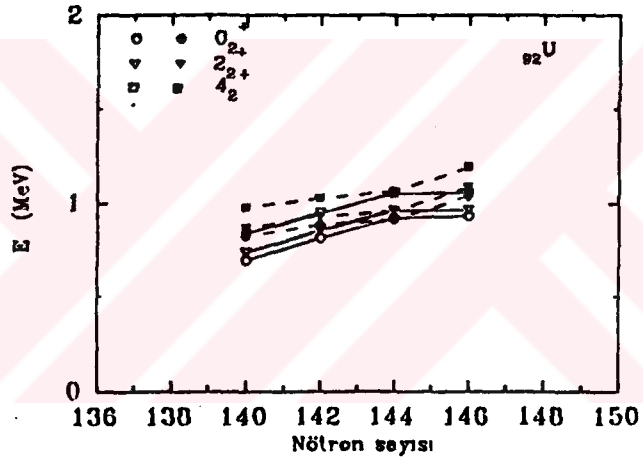


Şekil 5.1: SU(3) limitinde deforme olmuş bir çekirdeğin şematik seviyeleri.

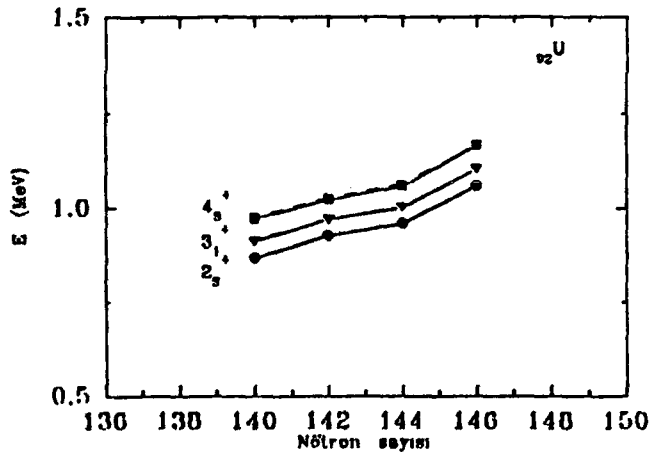
(5.2) hamiltonyeni köşegenleştirilerek elde edilen sonuçlara ait parametre değerleri Tablo 5.2 de verilmiştir. Şekil 5.2 de U izotoplarının hesaplanan enerji düzeyleri deneysel değerlerle birlikte karşılaştırılmıştır. Burada U izotopları SU(3) spektrumu için iyi bir örnek oluşturmaktadır.



(a)



(b)



(c)

Şekil 5.2:  $^{92}\text{U}$  izotoplarının  $0_1^+$ ,  $2_1^+$ ,  $4_1^+$ ,  $0_2^+$ ,  $2_2^+$ ,  $4_2^+$ ,  $2_3^+$ ,  $3_1^+$ ,  $4_3^+$  seviyelerinin deneysel ve hesaplanmış spektrumunun karşılaştırılması. Kesikli çizgiler bu çalışmadaki IBA-1 hesaplarını, düz çizgiler deneysel [22, 23] ölçümlerini göstermektedir.

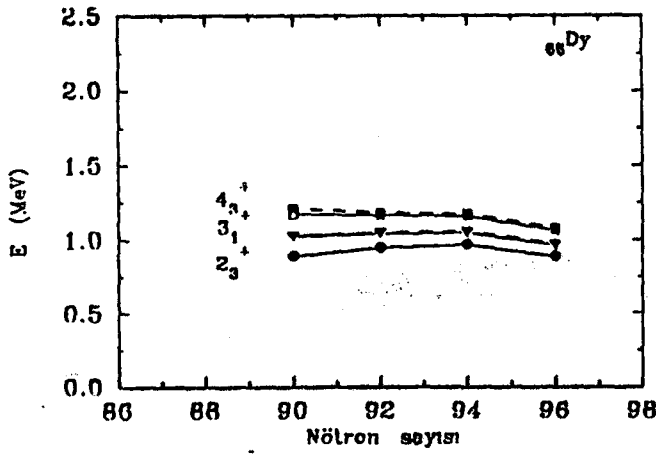
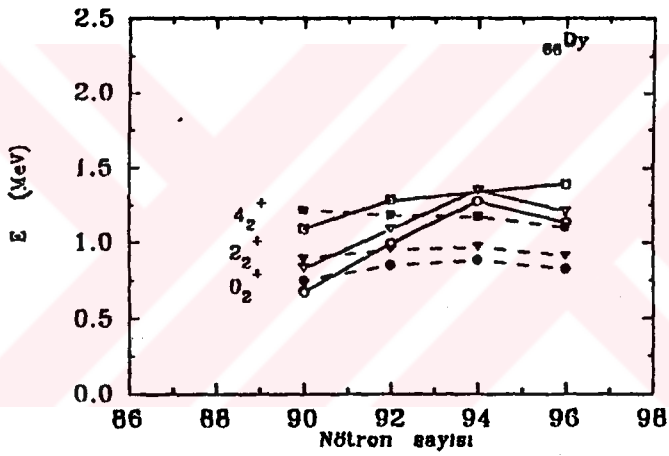
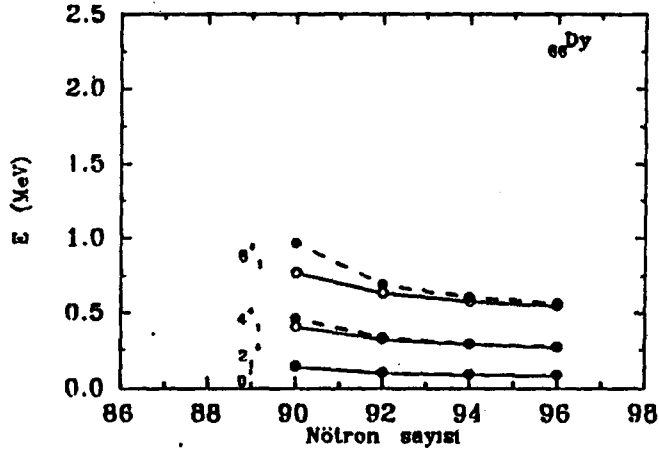
Tablo 5.2: Uranyum izotopları için PHINT ve FBEM programlarındaki değişken isimlerine karşılık gelen parametre değerleri .

Çekirdek	QQ(MeV)	ELL(MeV)	E2SD(eb)	E2DD(eb)
$^{232}\text{U}$	-.02372	.006925	.14	-.75
$^{234}\text{U}$	-.02355	.005646	.1371	-.65
$^{236}\text{U}$	-.02254	.0066	.132	-.63
$^{238}\text{U}$	-.02333	.00622	.01355	-.622

Şekil 5.2 de Uranyum izotoplarının (a) taban durum, (b)  $\beta$  ve (c)  $\gamma$  titreşim bandı alçak düzey enerji seviyeleri gösterilmiştir.

Şekillere bakılırsa; şekil 5.2 (a) daki  $0^+$ ,  $2_1^+$ ,  $4_1^+$ ,  $6_1^+$  taban durum bandı ve şekil 5.2 (c) deki  $2_3^+$ ,  $3_1^+$ ,  $4_3^+$   $\gamma$  titreşim bandı enerji seviyelerinde deneysel ve hesaplanan seviyelerin çok uyumlu olduğu görülmektedir. Hatta  $2_1^+$ ,  $4_1^+$ ,  $2_3^+$ ,  $3_1^+$ ,  $4_3^+$  seviyelerinde her bir izotop için deneysel ve hesaplanan sonuçlar hemen hemen çakışır. Şekil 5.2 (b) deki  $0_2^+$ ,  $2_2^+$ ,  $4_2^+$   $\beta$  titreşim bandı seviyelerinde ise deneysel ve hesaplanan seviyelerin istenildiği kadar uyumlu olmadığı görülmektedir. Fakat  $^{236}_{92}\text{U}$  çekirdeğinde, şekilde görüldüğü gibi deneysel ve hesap sonuçları çok uyumludur.

Aynı şekilde Dy izotopları için de taban durum,  $\beta$  ve  $\gamma$  titreşim bandı enerji düzeyleri IBA-1 e göre hesaplanmış ve şekil 5.3 (a),(b),(c) de verilmiştir. Şekil 5.2 de olduğu gibi şekil 5.3 de de taban durum ve  $\gamma$  titreşim bandı enerji seviyeleri için deneysel ve hesaplanan sonuçların çok uyumlu olduğu görülmektedir. Ancak şekil 5.2 (b) deki  $\beta$  bandı enerji düzeylerine bakıldığında deneysel ve hesaplanan seviyelerde farklılıklar vardır. Fakat bu çekirdeklerin  $\beta$  bandı enerji düzeylerindeki farklılıkların daha sonra hamiltonyene simetri bozulma terimi eklendiğinde ortadan kalkacağı görülecektir.

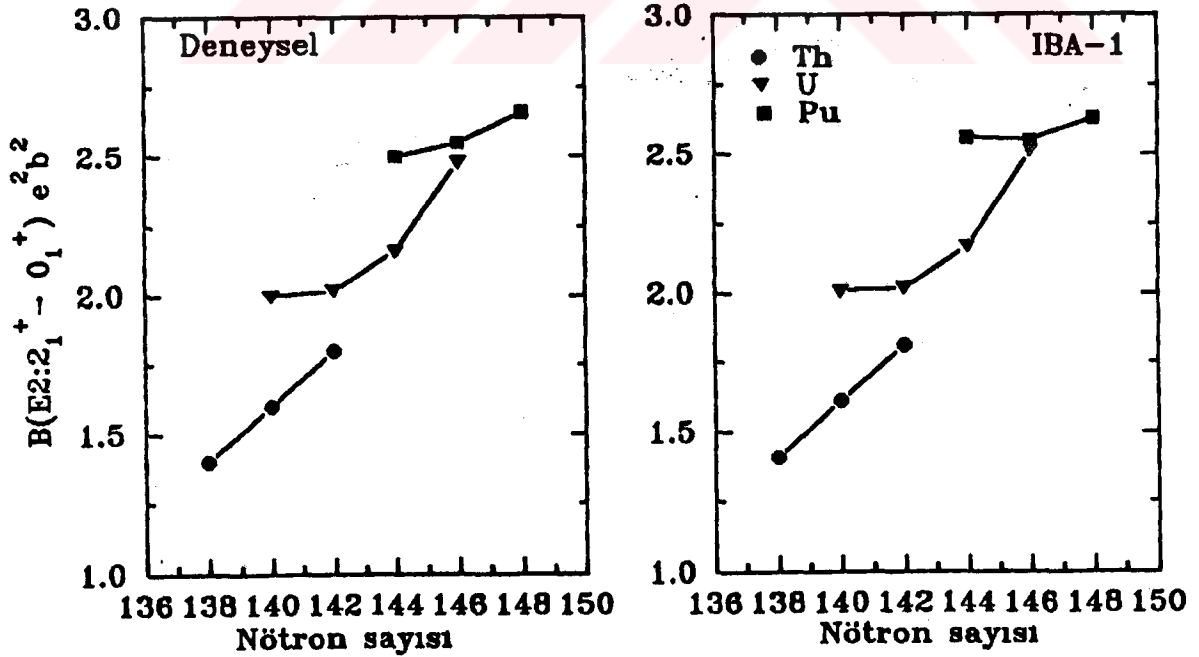


Şekil 5.3: Dy izotopları için, (a) taban durum, (b)  $\beta$  bandı, (c)  $\gamma$  bandı enerji seviyelerinin deneysel ve hesaplanan değerlerin karşılaştırılması. Hesaplanan değerler kesikli, düz çizgiler deneysel [22, 23, 24] sonuçları göstermektedir.

Tablo 5.3: Dy izotopları için PHINT ve FBEM programlarındaki değişken isimlerine karşılık gelen parametre değerleri.

Çekirdek	QQ(MeV)	ELL(MeV)	E2SD(eb)	E2DD(eb)
$^{156}\text{Dy}$	-.0218	.0378	.108	-.322
$^{158}\text{Dy}$	-.0227	.0247	.1455	-.1177
$^{160}\text{Dy}$	-.021777	.0208	.1395	-.1355
$^{162}\text{Dy}$	-.0186	.0201	.1295	-.1285

Aktinid çekirdeklerinden olan Th, Pu, U izotoplarının  $B(E2: 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  geçişleri için deneysel ve IBA-1 hesaplama sonuçları Şekil 5.4 de karşılaştırılmıştır. Hesaplanan değerlerin deneysel değerlerle uyumunun çok iyi olduğu görülmektedir. Tablo 5.6 da Th ve Pu izotoplarının  $B(E2)$  geçişleri için hesaplanan IBA-1 parametreleri verilmiştir.



Şekil 5.4: U, Th, Pu izotopları için  $B(E2: 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  geçişlerinin deneysel [25] verileri ile bu çalışmadaki IBA-1 hesaplarının karşılaştırılması.



Tablo 5.4: Dy ve U izotopları için IBA-1 ile hesaplanan  $B(E2)(e^2b^2)$  geçiş olasılığı değerlerinin deneysel [26, 27, 28] değerlerle karşılaştırılması.  
( \*:diğer teorik çalışmaları göstermektedir [35].)

Çekirdek	Enerji seviyesi E (MeV)	Den. $E_4/E_2$	IBA-1 $E_4/E_2$	$I_i$	$I_s$	Den. B(E2)	IBA-1 B(E2)	IBA-1 B(E2)
$^{156}\text{Dy}$	.137	2.94	3.26	$2_1$	$0_1$	.76	.76	
	.278			$4_1$	$2_1$		1.07	
	.398			$6_2$	$4_2$	1.42	1.14	
				$0_1$	$2_1$	3.79	3.79	
$^{158}\text{Dy}$	.0989	3.19	3.20	$2_1$	$0_1$	$0.93 \pm 0.04$	.940	
	.2181			$4_1$	$2_1$	$1.27 \pm 0.14$	1.325	
	.0989			$0_1$	$2_1$	4.69	4.70	
$^{160}\text{Dy}$	.0867	3.27	3.32	$2_1$	$0_1$	1.0061	1.039	1.1438
	.1963			$4_1$	$2_1$	1.4808	1.467	1.6361
	.966			$2_2$	$0_1$	.0144	.016	0.0304
	.8793			$2_2$	$2_1$	.0279	.028	0.0780
$^{162}\text{Dy}$	.080	3.29	3.34	$2_1$	$0_1$	1.0438	1.027	1.1140
	.185			$4_1$	$2_1$	1.5108	1.452	1.5961
	.283			$6_1$	$4_1$	1.5737	1.570	1.7553
$^{234}\text{U}$	.04348	3.29	3.34	$2_1$	$0_1$	$2.02 \pm 0.15$	2.016	
				$0_1$	$2_1$	$13.2 \pm 2.0$	10.083	
$^{236}\text{U}$	.04524	3.30	3.33	$2_1$	$0_1$	$2.16 \pm 0.16$	2.166	
				$0_1$	$2_1$	$11.4 \pm 1.7$	10.83	
$^{232}\text{U}$	.04757	3.29	3.31	$2_1$	$0_1$	2.00	2.01	
				$0_1$	$2_1$	$9.9 \pm 1.2$	10.05	
$^{238}\text{U}$	.04491	3.30	3.31	$2_1$	$0_1$	2.55	2.51	
				$0_1$	$2_1$	$13.2 \pm 2$	12.19	

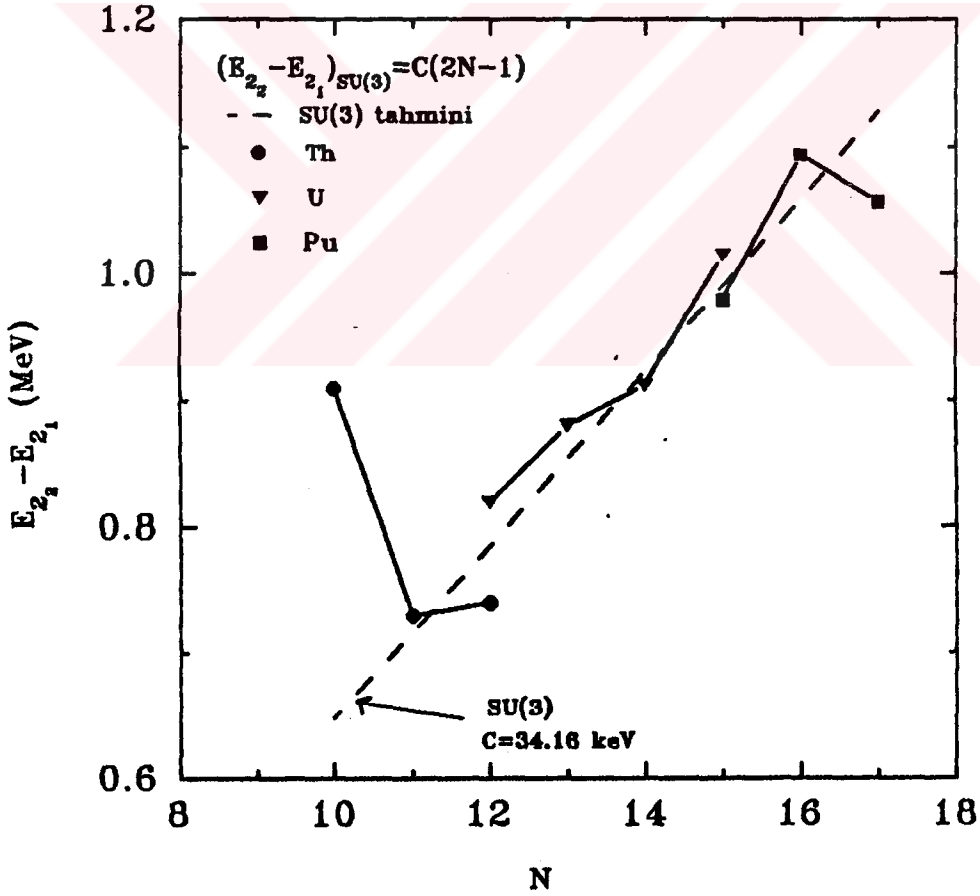
Tablo 5.5: Dy ve U izotopları için IBA-1 ile hesaplanan  $B(E2:4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2:2^+ \rightarrow 0^+)$  oranının deneysel [26, 27, 28] değerlerle karşılaştırılması.

Çekirdek	$B(E2:4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2:2^+ \rightarrow 0^+)$	
	Deneysel	IBA-1
$^{156}\text{Dy}$	-	1.407
$^{158}\text{Dy}$	$1.37 \pm 0.18$	1.409
$^{160}\text{Dy}$	$1.40 \pm 0.23$	1.411
$^{162}\text{Dy}$	$1.42 \pm 0.10$	1.413
$^{234}\text{U}$	-	1.41
$^{236}\text{U}$	$1.27 \pm 0.16$	1.41
$^{232}\text{U}$	-	1.413
$^{238}\text{U}$	-	1.406

Tablo 5.6: Th, Pu izotopları için FBEM programındaki değişken isimlerine karşılık gelen parametre değerleri.

Çekirdek	E2SD(eb)	E2DD(eb)
$^{238}\text{Pu}$	0.1336	-0.65
$^{240}\text{Pu}$	0.1268	-0.6
$^{242}\text{Pu}$	0.12	-0.6
$^{228}\text{Th}$	0.1475	-0.7
$^{230}\text{Th}$	0.144	-0.6777
$^{232}\text{Th}$	0.140	-0.67

SU(3) bölgesi için başka bir beklenti de  $\beta$  ve  $\gamma$  bantlarının hamiltonyendeki  $Q^2$  teriminin  $a_2$  katsayısı sabit kabul edildiğinde daha yüksek seviyede yer almalarıdır. Bu durumda (3.29) eşitliğinden dolayı bunların enerjileri  $(2N-1)$  e bağlı olmaktadır. Böylece tabaka ortasında enerji farkı maksimum olacaktır. Aktinid bölgesi çekirdeklerinin titreşim enerjileri bu beklentiye göre şekil 5.5 de karşılaştırılmıştır. Deneysel sonuçların SU(3) ile uyumlu olduğu görülmektedir. Şekilde görüldüğü gibi U, Th, Pu çekirdekleri için  $a_2$  katsayısı sabit olarak alınmış ve bozon sayısına göre titreşim enerjileri çizilmiştir.

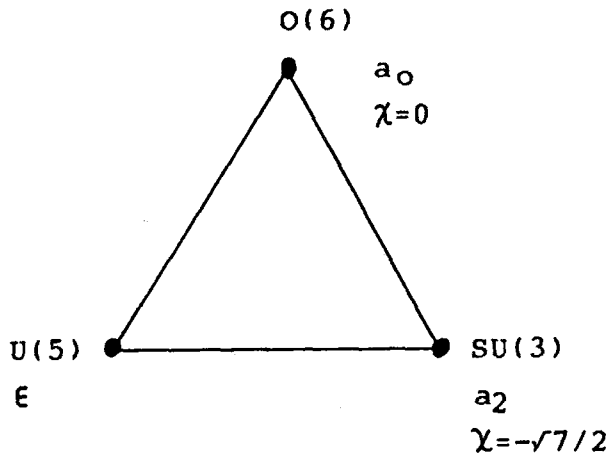


Şekil 5.5:  $A=232$  bölgesindeki çekirdekler için  $\beta$  bandı enerji ( $E_2$  ye göre) seviyeleri. Kesikli çizgi SU(3) tahminini vermektedir. Deneysel değerler [22, 23] den alınmıştır.

## 5.2. SİMETRİ BOZULMALARI

### 5.2.1. HAMILTONYEN

IBA daki üç dinamik simetrinin yapı ayrılıkları genel hamiltonyenin üç kesin limitini oluşturur. Kesin simetrilerin özellikleri pek az sayıda çekirdeklerde deneysel olarak gözlenmiştir. Fakat gerçek hesaplamalarda genel olarak tam simetrimlerden ayrılma gerekir. Bir limitten diğerine geçiş yapılması istenir. Hamiltonyenin grup teoriksel incelemesi sonucu oluşan analitik limitlere, belirli çekirdek veya çekirdek serilerinin alçak düzey kollektif yapısının tanımlanmasında " köşe başları " olarak bakılabilir. Bu yaklaşıklık şekil 5.6 daki üçgen simetrisi şeklinde şematik olarak gösterilebilir. Üçgenin üç köşesi kesin simetri limitlerini temsil eder. Üç kenarla çevrili bölge ise (1.29) eşitliğindeki IBA-1 hamiltonyeninin sayısal köşegenleştirilmesiyle elde edilen en genel çözümleri temsil eder. Herhangi bir üçüncüsü olmaksızın yalnız iki belirli simetri arasındaki geçiş bölgesi, bu iki limit köşesini birleştiren kenar boyunca olacaktır. İki köşeyi birleştiren ve üçgenin içinde kalan başka bir yol da seçilebilir.



Şekil 5.6: IBA'nın üç simetri limiti ve ara geçiş bölgelerini gösteren simetri üçgeni [13].

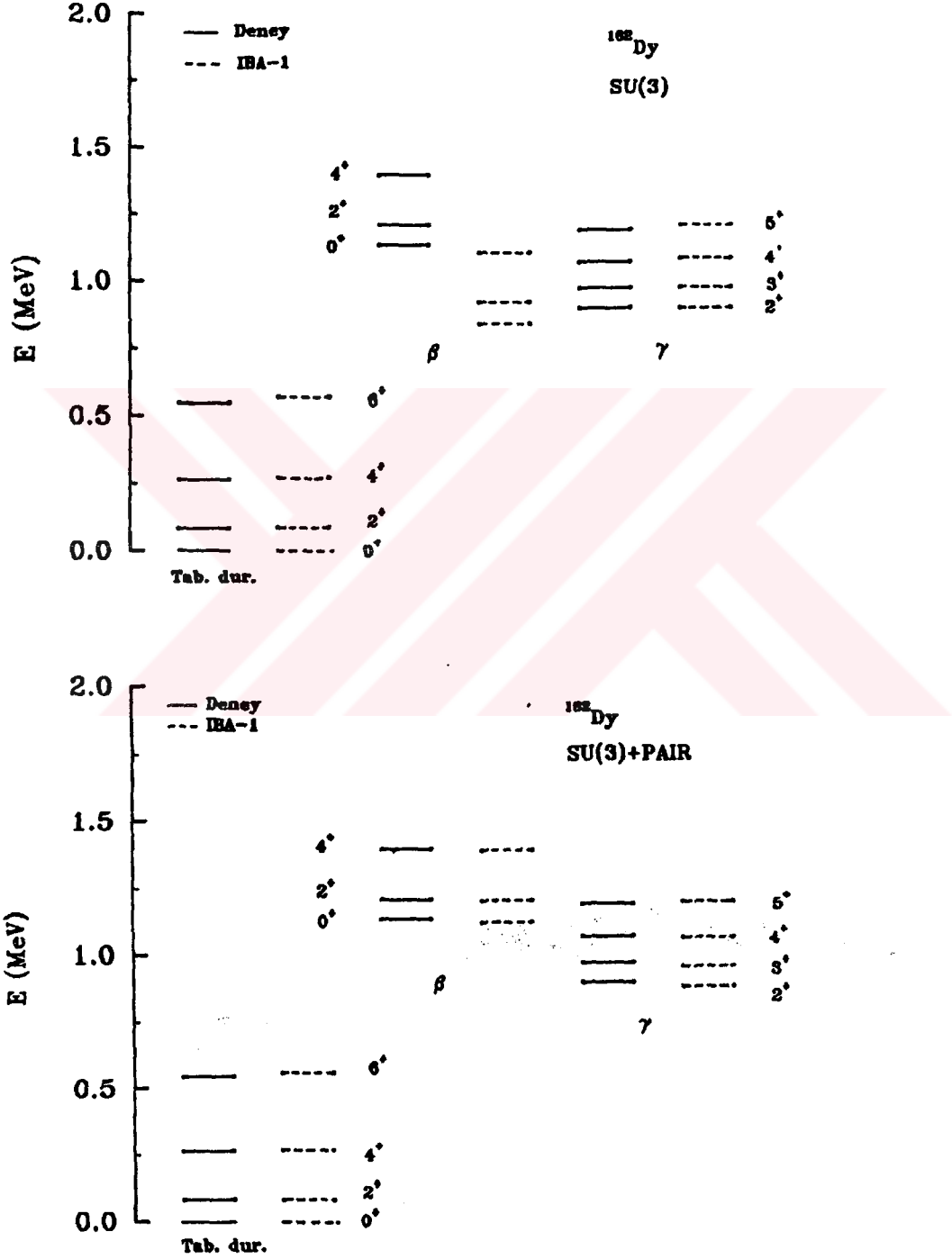
Kenarlar boyunca geçişler için, yol üzerinde herhangi bir noktadaki yapı ilgili simetrileri karakterize eden (1.29) eşitliğindeki iki parametrenin oranıyla tayin edilecektir. Bunlar Şekil 5.6 da görülmektedir. Burada her zincire tam uyan bir iki çekirdek olabilir. Çoğu çekirdekler ara bölgelerde yer alır. Önceki (1.29) açılımında terimler ve bunların simetrileri ilişkisi incelenmişti. Genel olarak hesaplamalarda  $L^2$  terimi her hamiltonyende yer alır, daima köşegendir ve spini  $L$  olan seviyeye katkısı  $L(L+1)$  dir. Aynı spinli durumların enerji farkına ve dalga fonksiyonuna etki etmez.  $T_4^2$  terimi gerçek hesaplamalarda pek fazla gerekmez, dolayısıyla ihmal edilir.  $T_3^2$  terimi  $O(5)$  den kaynaklanır, böylece hem  $U(5)$  ve hem de  $O(6)$  zincirlerinde yer alır.  $E_{\eta}$  terimi  $U(5)$  de,  $P^+P$  terimi  $O(6)$  da ve  $Q^2$  terimi de  $SU(3)$  yapılarında önemli rol oynarlar.

O halde IBA-1 hesaplamalarında ilk adım, ele alınan çekirdeğin hangi bölgeye düştüğünü belirlemek olmalıdır. Bu belirleme üç simetri limitine göre deneysel enerji ve  $B(E2)$  oranlarına göre yapılabilir. Burada tabaka modeli ve geometrik model de yol gösterici olacaktır. Böylece  $Z$  ve  $N$  değerlerine göre kapalı tabakalara yakın çekirdekler  $U(5)$  davranışı, ana tabaka ortasındaki çekirdekler  $SU(3)$  davranışı gösterirler. Yine kapalı tabaka komşuluğunda aktif nötronları parçacık, aktif protonları boşluk olan veya bunun tersi olan çekirdeklere  $O(6)$  simetrisine dahil olurlar (Şekil 2.1)

### 5.2.2. DEFORME OLMUŞ ÇEKİRDEK

Deforme olmuş çekirdeğin en önemli özelliğini IBA içinde bulunduğu şartlara göre belirlemek daha iyi olacaktır. Genelde deforme olmuş çekirdekler kesin  $SU(3)$  limitiyle tanımlanamazlar. Kesin  $SU(3)$  limiti; dejenere  $\beta$  ve  $\gamma$  bantları ve sıfır olan  $\gamma \rightarrow g$ ,  $\beta \rightarrow g$   $B(E2)$  değerleri ile deforme olmuş dönemin çok özel bir tipini belirler. Bundan dolayı önemli ölçüde  $SU(3)$  simetri bozulmasını göz önüne almak gerekir. Pek çok deforme olmuş çekirdekte  $\beta$  bandı  $\gamma$  bandının yukarısındadır. Şekil 3.5 ve 3.8 karşılaştırılırsa, bu özelliği elde

etmek üzere  $SU(3)$  e  $O(6)$  yönünde bir perturbasyon uygulanabilir. Çok iyi deforme olmuş çekirdeğe örnek olarak şekil 5.7 de  $^{162}_{66}\text{Dy}$  verilmiştir.



Şekil 5.7:  $N=15$  ve  $a_1=0.01005$ ,  $a_2=-0.0093$  ile  $SU(3)$  hamiltonyenine PAIR çiftlenim terimi ilave edildiğinde elde edilen enerji seviyeleri. Deneysel değerler [22, 23] den alınmıştır.

şekilde de görüldüğü gibi taban durum,  $\beta$  ve  $\gamma$  bandlarının son hesaplanmış spektrumu altta, başlangıç noktası olan SU(3) limiti hesaplaması da üstte gösterilmiştir.

$L^2$  ve  $Q^2$  terimlerinin  $a_1$  ve  $a_2$  parametreleri (3.33) eşitliğindeki özdeğer ifadesine göre tayin edilir. Böylece,

$$a_2 = - \frac{E_{2_2}^+ - E_{2_1}^+}{3(2N-1)} \quad (5.5)$$

ve

$$a_1 = \frac{E_{2_1}^+}{6} + \frac{3}{8} a_2 \quad (5.6)$$

elde edilir. Dejenere  $\beta$  ve  $\gamma$  bandlarına sahip SU(3) spektrumunda sonuçta  $2_1^+$  ve  $2_2^+$  durumları uyumlu olup  $L(L+1)$  dönme bandı yapısı vardır. Sonraki adım bu dejenereliği kaldırma yönünde, dönme enerji aralıklarını bozmaksızın bazı terimler ekleme şeklinde olur.

SU(3) hamiltonyeninden başlayıp, buna  $P^{+\tilde{P}}$  terimi eklenirse O(6) yönüne kaymış olunur. Hamiltonyene çok küçük bir  $P^{+\tilde{P}}$  terimi ilave edildiğinde elde edilmiş spektrum örneği şekil 5.7 de gösterilmiştir. Burada O(6) yönündeki simetri bozulmasından dolayı  $\beta$  bandının yükseldiği görülmektedir. Eğer hamiltonyen

$$H = a_2 Q^2 + a_0 P^{+\tilde{P}} + a_1 L^2 \quad (5.7)$$

şeklinde yazılırsa bu terimin etkisi kolayca görülebilir.  $L^2$  terimi köşegen olduğu için burada göz önüne alınmaz. Böylece,

$$H = a_2 \left[ Q^2 + \frac{a_0}{a_2} P^{+\tilde{P}} \right] \quad (5.8)$$

olarak yazılabilir. Buradaki  $a_2$  parametresi yalnızca bir ölçek çarpanıdır. Yapıyı tamamen  $a_0/a_2$  oranı belirlemektedir.

Çok fazla deforme olmuş çekirdekte  $a_0/4a_2 \approx -1$  değerini alır. Perturbasyon  $a_0/4a_2$  ile orantılıdır.

### 5.2.3. GEÇİŞ BÖLGELERİ

Daha önce de bahsedilen  $O(6) \rightarrow SU(3)$ ,  $U(5) \rightarrow SU(3)$  ve  $U(5) \rightarrow O(6)$  geçiş bölgeleri özellikle IBA da kolaylıkla incelenebilir. Bunlar şekil 5.6 daki üçgenin kenarları boyunca konumu belirleyen bir tek parametre cinsinden incelenir.  $SU(3)$  ve  $O(6)$  arasındaki geçiş bölgesi çekirdekleri  $SU(3)$  simetri bozulmasıyla, (5.7) eşitliğinde tartışılan aynı terimlerle incelenir. Yalnız terimler çok daha büyük genliktedir. Öyle ki  $a_0 P^+ \tilde{P}$  terimi hakim olmaya başladığı zaman  $O(6)$  yapısı ortaya çıkmış olur.

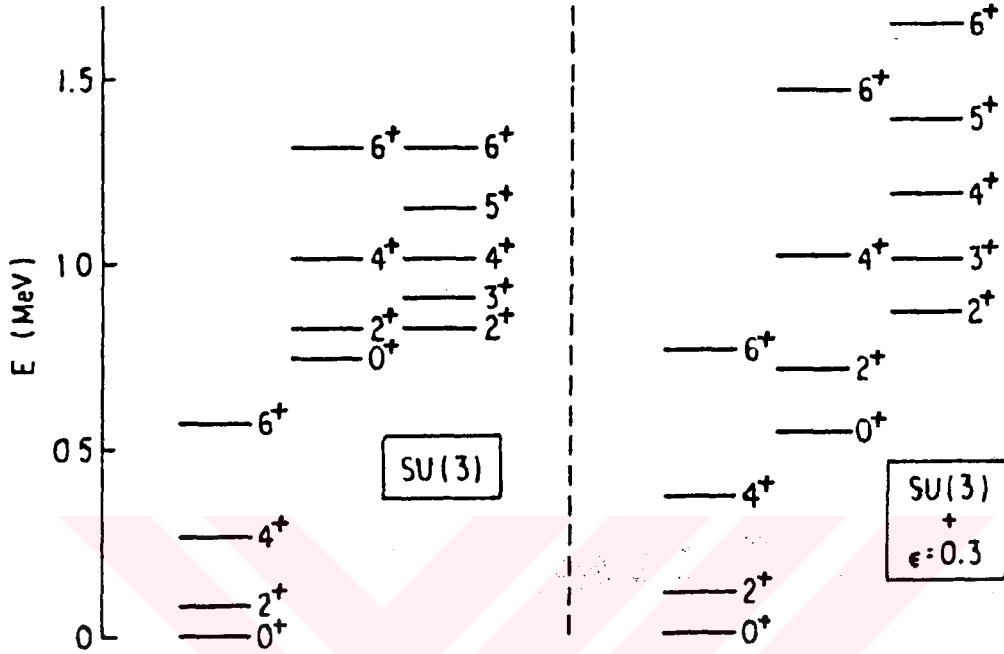
Benzer bir örnek  $U(5)$  ve  $SU(3)$  arasındaki geçiş bölgesi için şekil 5.8 de gösterilmiştir. Önce başlangıç noktası olarak  $SU(3)$  limiti kullanılmıştır. Bu durumda bozon sayısı  $N=10$  olarak seçilmiştir. Bu geçiş bölgesi ile ilgili hamiltonyen

$$H = \epsilon_n d + a_2 Q^2 + a_1 L^2 \quad (5.9)$$

dir. Burada  $E(4_1^+)/E(2_1^+)$  oranında bir azalma vardır ve uyarılmış  $0^+$  bandı  $2^+$  bandının altındadır. Bu özellik şekil 5.7 deki  $P^+ \tilde{P}$  simetri bozulmasının tersidir.  $SU(3)$  hamiltonyenine  $\epsilon_n d$  teriminin eklenmesi beraberinde  $2_1^+$  ve  $2_2^+$  durumlarına istenen enerjileri vermek üzere  $Q^2$  ve  $L^2$  terimlerinin ayarlanmasını gerektirir.  $\epsilon_n d$  teriminin bozon sayısına bağlılığı yaklaşık olarak  $N$ ,  $Q^2$  teriminin bozon sayısına bağlılığı da  $N^2$  ile ölçülür. O halde  $N$  büyürse  $Q^2$  etkinliği de büyür ve deformasyon artar. Böylece kapalı tabaka yakınında  $\epsilon_n d$  terimi önemlidir, fakat tabaka ortasına doğru bu terim önemini kaybeder.

$U(5) \rightarrow O(6)$  geçiş bölgesi de  $\epsilon_n d$  ve  $a_0 P^+ \tilde{P}$  terimlerini içeren hamiltonyenle hesaplanabilir.





Şekil 5.8:  $a_1 = .0087$  MeV,  $a_2 = -.013$  ve  $N=10$  ile SU(3) hamiltonyenine  $\epsilon_n d$  terimi ilave edilerek oluşturulmuş bir spektrum örneği.  $E$  MeV cinsinden verilmiştir [13].

### 5.3. ELEKTROMAGNETİK GEÇİŞLER

Daha önce (1.30) ve (5.3) de verilen işlemcilerin aynısı olan en genel E2 işlemcisi

$$T(E2) = e_B [(s^+ \tilde{d} + d^+ \tilde{s}) + \chi (d^+ \tilde{d})^{(2)}]$$

şeklindeydi. Burada  $e_B$  etkin bozon yüküdür ve mutlak  $B(E2)$  ölçeğini tayin eder. Gerçekte onun değeri, IBA-1 in bütün uygulamalarında hemen hemen sabit olarak bulunmuştur ve sayısal değeri 0.12-0.16 eb arasındadır.  $T(E2)$  işlemcisindeki ilk terim  $O(6)$  nın bir üreticisi ve ikincisi de  $U(5)$  in bir üreticisidir. Pratikte, her iki limit için de karakteristik seçim kuralını oluşturmak üzere ilk terim kullanılır. Böylece hamiltonyende  $U(5)$  ve  $O(6)$  terimlerini içeren geçiş bölgesinde,

T(E2) için ilk seçim  $\chi = 0$  olabilir. Halbuki SU(3) limitinde  $\chi = -\sqrt{7}/2$  değerini alır. O halde  $Q^2$  terimi içeren hamiltonyene sahip bölgelerde E2 işlemcisinde  $\chi$  değerinin 0 ile  $-\sqrt{7}/2$  arasında değerler alması beklenir. Yukarıda belirtilenler deneyle teoriyi karşılaştırmak üzere yalnızca  $\chi$  nın ilk değeri için öne sürülmüştür ve serbest bir parametre olarak da alınabilir.

E2 işlemcisinin ilk geniş incelemeleri nadir-toprak bölgesinde fazla deforme olmuş çekirdekler için yapılmıştır. Hamiltonyen şekil 5.6 da tartışıldığı şekliyle

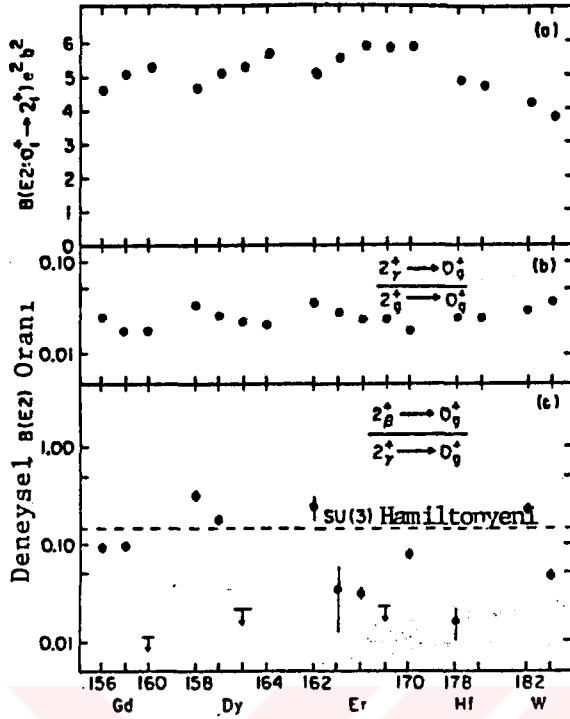
$$H = a_1 L^2 + a_2 Q^2 + a_0 P^+ \tilde{P} \quad (5.10)$$

olarak verilmiştir. Burada  $Q$  ifadesinde SU(3) limitine ait  $\chi = -\sqrt{7}/2$  değeri alınmıştır. Böylece SU(3) limitine, son terimle ifade edilen perturbasyon uygulanarak çekirdekte  $\beta$  bandının  $\delta$  bandının üzerine çıkması sağlanmıştır. Gerçekte de fazla deforme olmuş nadir toprak çekirdeklerinin çoğunda durum böyledir.

DeneySEL veriler bu çekirdeklerin B(E2) sistematığının tüm bölge boyunca pek çoğunda şekil 5.9 da gösterildiği gibi taban durum ve  $\delta$  bandı için kararlı olduğunu göstermektedir. Bunun yanında  $\beta \rightarrow g$  B(E2) geçişlerinde  $\delta \rightarrow g$  geçişlerine göre çok daha büyük dalgalanmaların olduğu görülmektedir. Buna göre sonlu  $\beta \rightarrow g$  ve  $\delta \rightarrow g$  B(E2) değerleri kesin SU(3) limitinden ayrılmayı gerektirir. Temsiller arası geçişler içerildiğine göre  $a_0 = 0$  olamaz ve T(E2) deki  $Q$  işlemcisinde  $\chi = -\sqrt{7}/2$  alınabilir. Bununla beraber kuvvetli  $\delta \rightarrow g$  geçişinden çok zayıf  $\beta \rightarrow g$  geçişini veren geometriksel modelle olan benzerlik azalır.

Şekil 5.3 de SU(3) simetrisine bir örnek olarak Dy izotoplarının enerji düzeyleri incelenmişti. Yine bu izotoplar için (5.4) hamiltonyenine PAIR çiftlenim terimi ilave edilerek

$$H = \frac{1}{2} ELL(L.L) + \frac{1}{2} QQ(Q.Q) + PAIR(P.P) \quad (5.11)$$



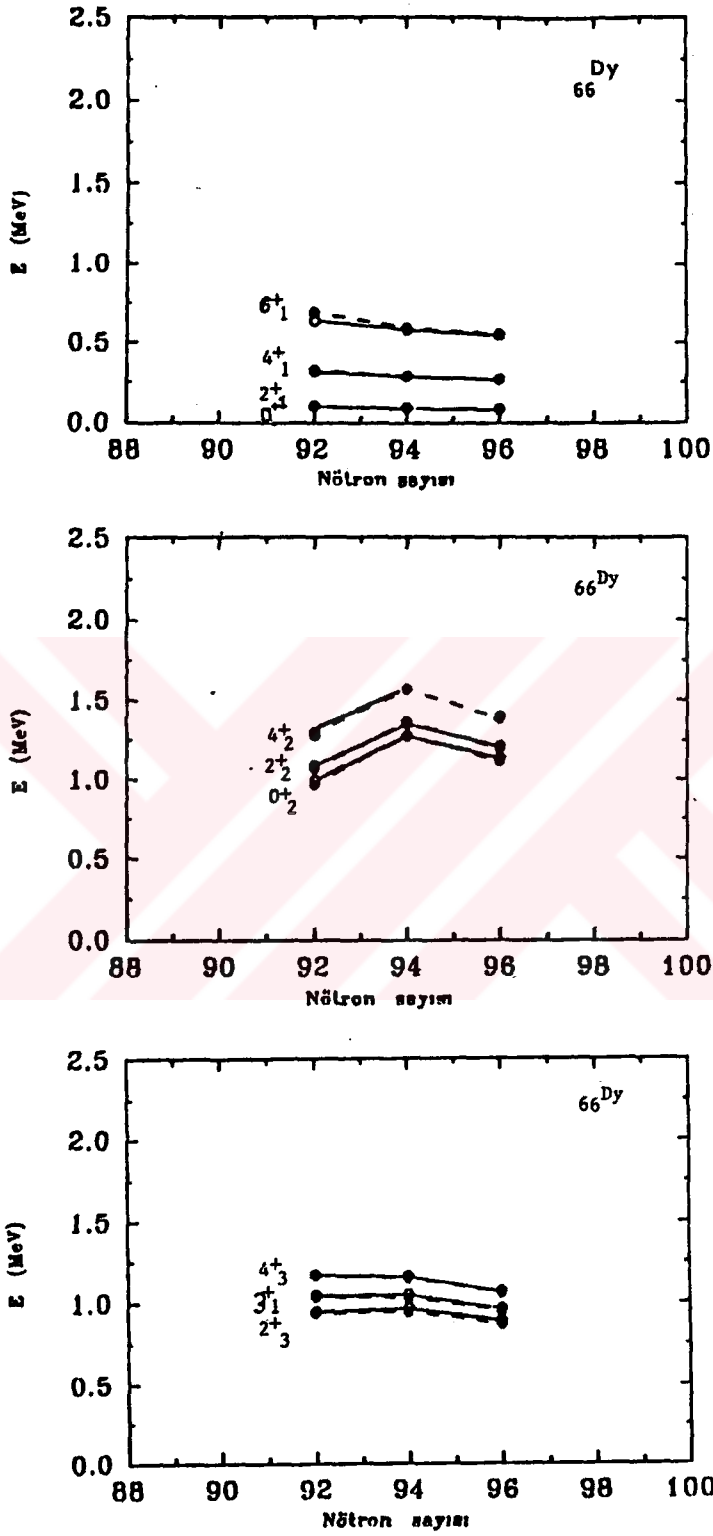
Şekil 5.9: Deforme olmuş çekirdeklerde bazı önemli deneysel B(E2) oranları ve B(E2) değerleri [13].

SU(3) den O(6) yönüne doğru bir perturbasyon uygulanmış olsun. Şekil 5.10 da bu izotopların yeni enerji düzeyleri çizilmiştir. (5.11) hamiltonyenindeki katsayılar daha önce de belirtildiği gibi PHINT bilgisayar programındaki değişken adlarıdır. Buradaki PAIR teriminin (5.1) eşitliğindeki karşılığı  $a_0=2\text{PAIR}$  olmaktadır. Tablo 5.7 de bu izotoplar için elde edilen parametre değerleri verilmiştir.

Tablo 5.7:  $^{158}_{66}\text{Dy}$ ,  $^{160}_{66}\text{Dy}$ ,  $^{162}_{66}\text{Dy}$  izotopları için elde edilen parametre değerleri.

Çekirdek	QQ	ELL	PAIR	E2SD	E2DD
$^{158}\text{Dy}$	-0.02266	0.02466	0.0055	0.16	-0.008
$^{160}\text{Dy}$	-0.0218	0.0208	0.0178	0.1344	-0.1466
$^{162}\text{Dy}$	-0.0186	0.0201	0.012	0.1289	-0.1233

Şekil 5.10 a bakıldığında; deneysel ve IBA-1 ile hesaplanan enerji düzeylerinin çok uyumlu olduğu görülür. Şekil 5.2 ile karşılaştırma yapıldığında,  $\beta$  bandındaki uyumsuzluğun



Şekil 5.10: Dy izotopları için (a) taban durum bandı, (b)  $\beta$  bandı, (c)  $\gamma$  bandı enerji seviyelerinin deneysel [22, 23] verileri ile IBA-1 hesaplamalarının karşılaştırılması. Hesaplanan değerler kesikli, deneysel değerler düz çizgi ile gösterilmiştir.

tamamen ortadan kalktığı görülmektedir. Bu durum Dy izotopları için SU(3) simetrisinden biraz uzaklaştığında daha iyi sonuç alınabileceğini göstermektedir. Aynı durum nadir toprak çekirdeklerinin bir çoğunda da görülmektedir. PAIR çiftlenim terimi ilave edilerek elde edilen  $B(E2:4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2:2^+ \rightarrow 0^+)$  oranları ve B(E2) geçiş olasılıkları da Tablo 5.8 de verilmiştir.

Tablo 5.8:  $^{158}_{66}\text{Dy}$ ,  $^{160}_{66}\text{Dy}$ ,  $^{162}_{66}\text{Dy}$  izotopları için IBA-1 ile hesaplanan  $B(E2:4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2:2^+ \rightarrow 0^+)$  oranları ve B(E2) ( $e^2b^2$ ) değerlerinin deneysel [26, 27, 28] değerlerle karşılaştırılması.

Çekirdek	E(MeV)	$I_i$	$I_s$	Deneysel B(E2)	IBA-1 B(E2)	$B(E2:4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2:2^+ \rightarrow 0^+)$	
						Deneysel	IBA-1
$^{158}_{66}\text{Dy}$	0.0989	$2_1$	$0_1$	$0.93 \pm 0.04$	0.937	$1.37 \pm 0.18$	1.408
	0.2181	$4_1$	$2_1$	$1.27 \pm 0.14$	1.32		
$^{160}_{66}\text{Dy}$	0.0867	$2_1$	$0_1$	1.0061	1.029	$1.40 \pm 0.23$	1.41
	0.1963	$4_1$	$2_1$	1.4808	1.452		
	0.966	$2_2$	$0_1$	0.0144	0.0177		
	0.8793	$2_2$	$2_1$	0.0279	0.0269		
$^{162}_{66}\text{Dy}$	0.080	$2_1$	$0_1$	1.0438	1.039	$1.42 \pm 0.10$	1.41
	0.185	$4_1$	$2_1$	1.5108	1.4691		
	0.283	$6_1$	$4_1$	1.5737	1.5872		

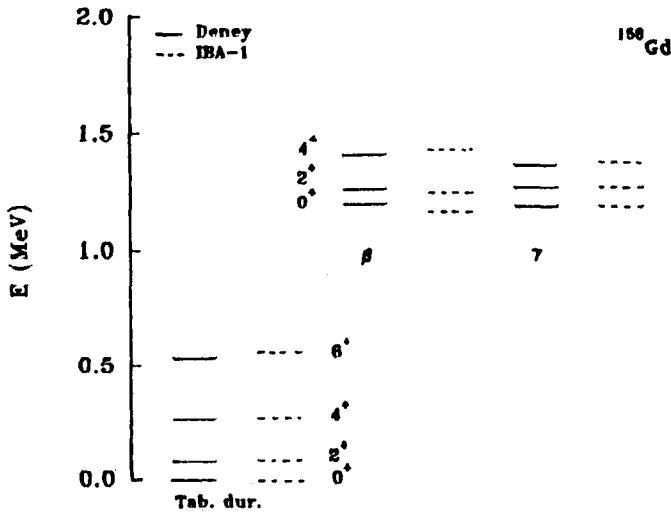
Tablo 5.8 'e bakıldığında, daha önce Tablo 5.4 ve 5.5 deki B(E2) değerlerinde ve  $B(E2:4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2:2^+ \rightarrow 0^+)$  oranlarında görülen deneysel ve IBA-1 hesaplarındaki uyuma benzer bir uyum elde edilmiştir.

(5.11) hamiltonyenini kullanarak  $^{158}_{66}\text{Dy}$ ,  $^{182}_{74}\text{W}$ ,  $^{184}_{74}\text{W}$ ,  $^{186}_{74}\text{W}$ ,  $^{178}_{71}\text{Hf}$ ,  $^{170}_{71}\text{Hf}$  nadir-toprak bölgesi çekirdeklerinin alçak düzey

enerjileri hesaplanmıştır ve şekil 5.11, 5.12, 5.13 de deney ile IBA-1 hesaplamaları karşılaştırılmıştır. Bu çekirdekler için PHINT programındaki parametrelere karşılık gelen değerler de Tablo 5.9 da verilmiştir. Tablo 5.10 da adı geçen çekirdekler için hesaplanan  $B(E2:4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2:2^+ \rightarrow 0^+)$  geçiş oranları ve  $B(E2)$  geçiş olasılıkları deneysel değerler ile karşılaştırılmıştır.

Tablo 5.9:  $^{182}_{74}\text{W}$ ,  $^{184}_{74}\text{W}$ ,  $^{186}_{74}\text{W}$ ,  $^{158}_{66}\text{Gd}$ ,  $^{170}_{72}\text{Hf}$ ,  $^{178}_{72}\text{Hf}$  çekirdekleri için elde edilen parametre değerleri.

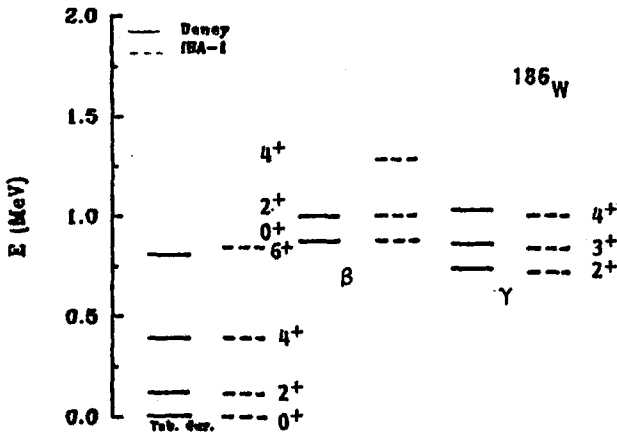
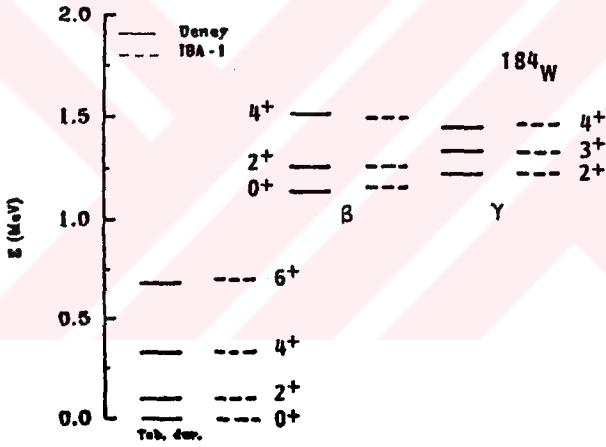
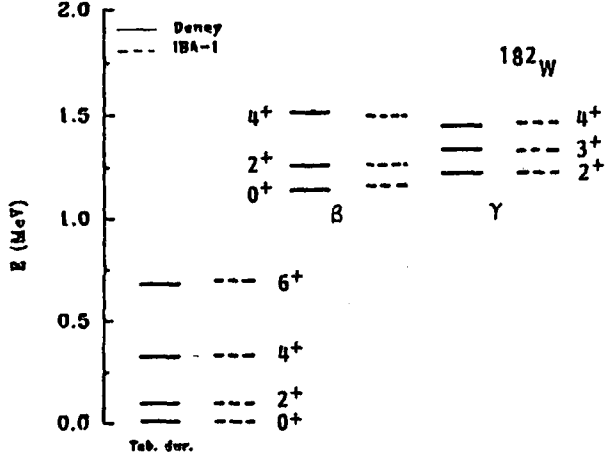
Çekirdek	QQ	ELL	PAIR	E2SD	E2DD
$^{182}_{74}\text{W}$	-0.030	0.0222	0.0016	0.0471	-0.671
$^{184}_{74}\text{W}$	-0.023	0.02845	0.0105	0.1355	-0.1322
$^{186}_{74}\text{W}$	-0.0195	0.0337	0.016	0.1355	-0.1299
$^{158}_{66}\text{Gd}$	-0.0296	0.0155	0.0025	0.1433	-0.1433
$^{170}_{72}\text{Hf}$	-0.02296	0.02459	0.0013	-	-
$^{178}_{72}\text{Hf}$	-0.02485	0.02172	0.0016	-	-



Şekil 5.11:  $^{158}\text{Gd}$  çekirdeğinin deneysel [30] ve hesaplanan enerji düzeylerinin karşılaştırılması.

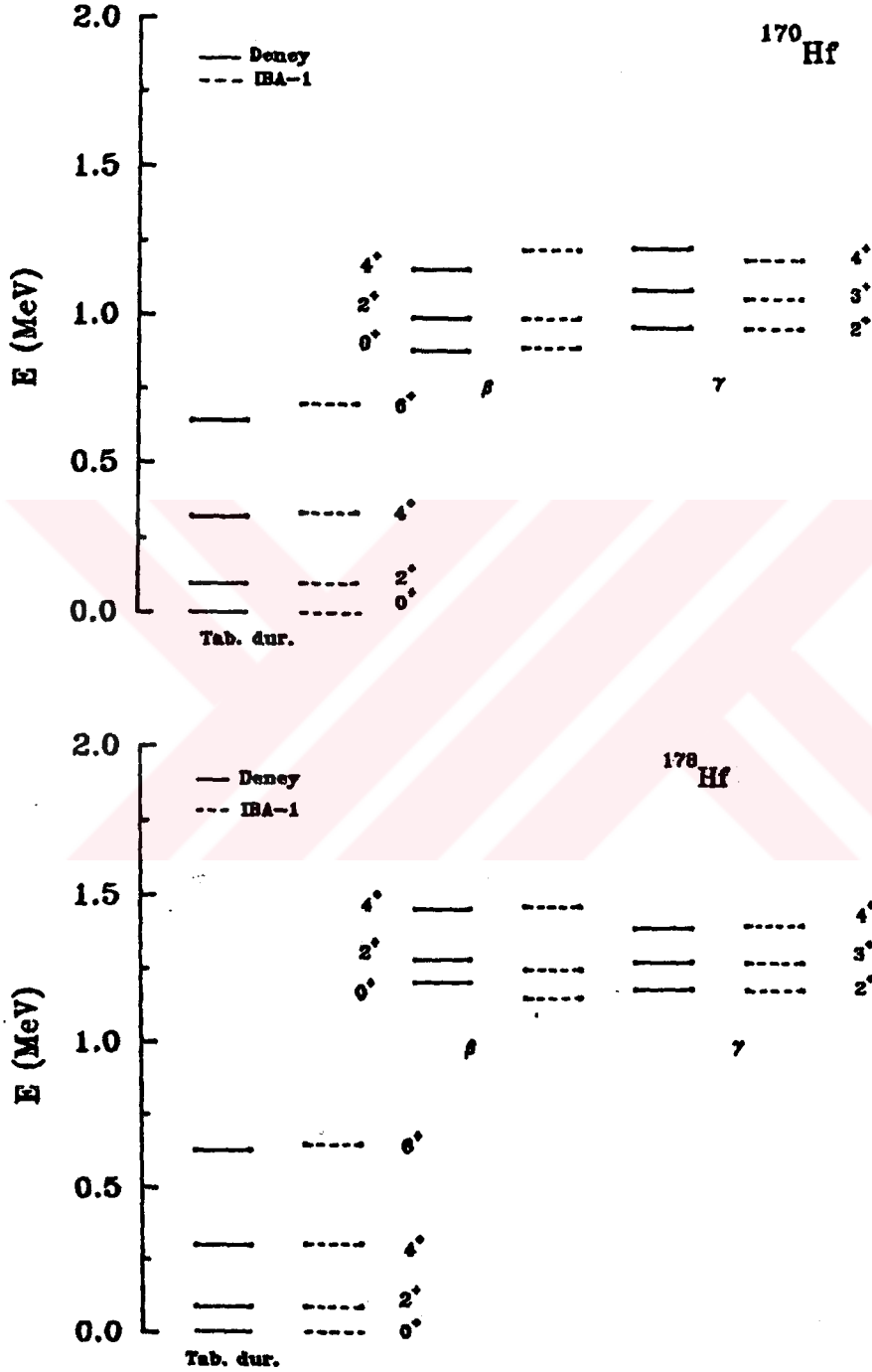
Tablo 5.10:  $^{182}\text{W}$ ,  $^{184}\text{W}$ ,  $^{186}\text{W}$ ,  $^{158}\text{Gd}$  çekirdekleri için IBA-1 ile hesaplanan  $B(E2:4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2:2^+ \rightarrow 0^+)$  oranları ve  $B(E2)$  değerlerinin deneysel [30, 31, 32, 33] değerlerle karşılaştırılması. (\*: diğer teorik çalışmaları göstermektedir [30, 36].)

	$\frac{E_4}{E_2}$		$I_i$	$I_s$	B(E2)			$\frac{B(E2:4^+ \rightarrow 2^+)}{B(E2:2^+ \rightarrow 0^+)}$	
	deneysel	IBA-1			deneysel	IBA-1	IBA-1*	deneysel	IBA-1
$^{182}\text{W}$	3.29	3.33	2 <sub>1</sub>	0 <sub>1</sub>	0.82	0.82	0.84	1.389±0.1	1.40
			2 <sub>2</sub>	0 <sub>1</sub>	0.057	0.057	0.022		
			2 <sub>3</sub>	0 <sub>1</sub>	0.015	0.0091	0.006		
			2 <sub>2</sub>	2 <sub>1</sub>	0.086	0.090	0.056		
			4 <sub>1</sub>	2 <sub>1</sub>	1.15	1.15	1.19		
			2 <sub>1</sub>	2 <sub>2</sub>	0.045	0.090			
			2 <sub>1</sub>	4 <sub>1</sub>	2.20	2.08			
			0 <sub>1</sub>	2 <sub>1</sub>	4.15	4.09			
$^{184}\text{W}$	3.28	3.33	2 <sub>1</sub>	0 <sub>1</sub>	0.72	0.755		1.353±0.097	1.40
			2 <sub>2</sub>	2 <sub>1</sub>	0.05	0.025			
			2 <sub>1</sub>	4 <sub>1</sub>	1.98	1.91			
			4 <sub>1</sub>	2 <sub>1</sub>	1.03	1.06			
			2 <sub>2</sub>	0 <sub>1</sub>	0.025	0.016			
$^{186}\text{W}$	3.28	3.33	2 <sub>1</sub>	0 <sub>1</sub>	0.51	0.645		1.304±0.090	1.40
			2 <sub>1</sub>	4 <sub>1</sub>	1.62	1.628			
			4 <sub>1</sub>	2 <sub>1</sub>	0.905	0.905			
$^{158}\text{Gd}$	3.29	3.32	2 <sub>1</sub>	0 <sub>1</sub>	0.99	0.968	0.1008	1.32 ±0.13	1.41
			2 <sub>2</sub>	0 <sub>1</sub>	0.0169	0.0169	0.0236		
			2 <sub>3</sub>	0 <sub>1</sub>	0.0016	0.0021	0.0019		
			2 <sub>3</sub>	4 <sub>1</sub>	0.0071	0.0078	0.0034		
			4 <sub>3</sub>	2 <sub>1</sub>	0.0040	0.0025	0.0047		
			4 <sub>3</sub>	4 <sub>1</sub>	0.0022	0.0031	0.0015		
			2 <sub>2</sub>	2 <sub>1</sub>	0.029	0.026	0.0039		
			2 <sub>2</sub>	4 <sub>1</sub>	0.0013	0.0017	0.0019		
			3 <sub>1</sub>	2 <sub>1</sub>	0.0297	0.0295	0.0043		
			3 <sub>1</sub>	4 <sub>1</sub>	0.0177	0.015	0.0021		



şekil 5.12: W izotoplarının deneysel [22, 34] ve bu çalışmada hesaplanan enerji düzeylerinin karşılaştırılması.





Şekil 5.13:  $^{170}\text{Hf}$  ve  $^{178}\text{Hf}$  çekirdeklerinin deneysel [22] ve bu çalışmada hesaplanan enerji düzeyleri arasındaki karşılaştırma.

## BÖLÜM 6

### SONUÇ VE TARTIŞMA

Bugüne kadar çekirdek fiziğinde yapılan çalışmalarda, çekirdeğin pek çok özelliğini araştırmak üzere değişik modeller ileri sürülmüştür. Oluşturulan modellerin çoğunluğu çekirdeklerin bazı özelliklerini hesaplamada bir hayli başarılı olmuşlarsa da tüm özelliklerini bir tek modelle açıklamak mümkün olmamıştır. Çekirdekten çekirdeğe değişen birtakım özellikler yeni yeni modellerin oluşturulmasına sebep olmuştur. Bu modeller içinde en önemli olanları tabaka modeli ve geometrik modeldir. Tabaka modeli birkaç aktif nükleonlu çekirdeklere uygulanmaktadır. Parçacık sayısı arttıkça uygulama zorlaşır. Geometrik modelse sadece kapalı tabaka ortasındaki çekirdeklere uygulanmaktadır. Bu durumda etkileşen bozon yaklaşıklıkla çok kullanışlı olmaktadır. Etkileşen bozon yaklaşıklığının en büyük avantajı tüm çekirdeklere uygulanabilir olmasıdır. Bu modelle simetri özellikleri açıkça ortaya konulmakta fiziksel yorumlar yapılmaktadır.

Bu çalışmada, modelin bu türlü kolaylıklarından faydalanılarak PHINT bilgisayar programı aracılığıyla  $^{232}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  çekirdekleri ve  $^{156}\text{Dy}$ ,  $^{158}\text{Dy}$ ,  $^{160}\text{Dy}$ ,  $^{162}\text{Dy}$  çekirdeklerinin  $0^+$ ,  $2_1^+$ ,  $4_1^+$ ,  $6_1^+$  taban durum bandı,  $2_3^+$ ,  $3_1^+$ ,  $4_3^+$   $\delta$  bandı,  $0_2^+$ ,  $2_2^+$ ,  $4_2^+$   $\beta$  titreşim bandı enerji spektrumlarının hesaplanması amaç edinilmiştir. Bunun için çalışma IBA'nın üç simetri limitinden biri olan SU(3) limiti üzerinde yapılmıştır. Deforme olmuş çekirdeklerin SU(3) limitine göre hesaplanan enerji düzeyleri deneysel enerji düzeyleri ile karşılaştırıldığında görülen bazı uyumsuzlukların SU(3) e bir simetri bozulma terimi eklemek yoluyla giderilebileceği düşünülmüştür.

Modelde çift-çift çekirdeklerin alçak düzey uyarımları

için, her biri  $L=0$ 'a ya da  $L=2$ 'ye çiftlenmiş  $N$  tane etkileşen bozonlu bir sistem göz önüne alınmıştır.  $s$  ve  $d$  bozonları sırasıyla  $L=0$ 'a ya da  $L=2$ 'ye çiftlenmiş kollektif fermiyon çiftlerini göstermektedir.  $U(6)$  grubunun tam simetrik temsillerini etiketleyen  $N$  sayısı  $s$  ve  $d$  bozonlarının toplam sayısına eşittir.  $N$  sayısı sonludur ve çekirdekten çekirdeğe değişmektedir. IBM nin bu iki özelliği geometrik modelden olan farklılığı göstermektedir.

Etkileşen bozon yaklaşıklığı hamiltonyeni, bir bozon etkileşmesi ile bozon-bozon etkileşmelerinden oluşur. Bozon hamiltonyenini deneyle karşılaştırmak için hamiltonyeni uygun bazda köşegenleştirmek gerekir. Bu amaçla özel haller göz önüne alınarak çözümler elde edilebilir. Özdeğer probleminin bu şekilde çözülmesi, etkileşen bozon modelinin geliştirilmesinde önemli rol oynayan dinamik simetri düşüncesini oluşturur. Dinamik simetri düşüncesi çekirdek fizikinde gitgide artan bir önem kazanmaktadır. IBA da da önem kazanmasının nedenlerinden biri, bozon hamiltonyeninin kısıtlanması halinde özdeğer probleminin tam ve analitik çözümlerini oluşturmasıdır. Ayrıca limit hallerde elektromagnetik geçiş olasılıkları, nükleon geçiş özellikleri gibi bir çok çekirdek özellikleri için basit tanımlamaları da türetmek mümkündür. Böylece dinamik simetriye sahip bozon hamiltonyeninin analizi IBA da başarılı bir şekilde yapılmaktadır. Simetrinin sağladığı diğer kolaylıklar şöyle sıralanabilir: Tanımlama basit ve analitiktir, geometrik bağıntılar ve fiziksel yorumlar yapılabilir, çok az sayıda parametreye bağımlılık vardır ve çözümlemede sayısal kolaylıklar sağlanabilir.

IBA daki üç dinamik simetrinin yapı ayrılıkları genel hamiltonyenin üç limitini oluşturmaktadır. Bu çalışmada ilk önce hesaplamalar kesin  $SU(3)$  limitinde yapılmıştır. Nadir toprak elementlerinden olan deforme olmuş çift-çift  $Dy$  izotopları ve aktinid çekirdeklerinden olan  $U$  izotoplarının kesin  $SU(3)$  limitine göre enerji düzeyleri hesaplanmıştır. Öncelikle ele alınan çekirdeklerin hangi simetri limitine uygun düştüğü belirlenir. Çekirdek periyodik tablosunda genellikle kütle numarası  $150 < A < 190$  ve  $A \geq 222$  olan çekirdekler deforme

olmuş ve SU(3) dönme limiti bölgesinde yer alan çekirdeklerdir.

Hesaplar bütünüyle bilgisayar programlama yöntemi kullanılarak yapılmıştır. Ele alınan çekirdeğin hangi simetri limitine uygun düştüğü belirlendikten sonra toplam bozon sayısı hesaplanır ve deneysel enerji düzeylerine uygunluk sağlamak üzere (3.30) eşitliklerinden yararlanarak SU(3) hamiltonyeni parametreleri hesaplanır. Hesaplanan bu parametreler Tablo 5.1 de verilen PHINT bilgisayar parametrelerine dönüştürülür. Böylece hamiltonyendeki parametreler tesbit edilerek enerji düzeyleri ve geçiş olasılıkları bilgisayar programlama yoluyla elde edilir.

Hesap sonuçları deneysel enerji düzeyleri ile karşılaştırıldığında, U izotopları için taban durum ve  $\delta$ -titreşim bandlarının çok uyumlu olduğu hatta çakıştığı belirlenmiştir. Fakat  $\beta$  bandında ise böyle bir uyumun olmadığı Şekil 5.2 de görülmüştür. Bu uyumsuzluk, gerçek hesaplamalarda genel olarak tam simetriden biraz uzaklaşılması ve bir limitten diğerine geçiş yapılması veya hamiltonyendeki Q işlemcisi içindeki  $\chi$  uyum parametresinin  $-\sqrt{7}/2$  den ayrılması gerekliliğini göstermektedir. Şekil 5.2 den de görüldüğü gibi U izotoplarından sadece  ${}^{236}_{92}\text{U}$  çekirdeğinde deneysel ve hesaplanan enerji düzeyleri tamamiyle uygunluk göstermektedir.

U izotopları için  $B(E2: 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  geçiş olasılıkları ve  $B(E2: 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2: 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  geçiş oranları da hesaplanarak deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Aradaki uyumun iyi olduğu görülmüştür.

U izotopları için yapılan hesaplamaların aynısı nadir toprak çekirdeklerinden Dy izotopları için de yapıldığında, aynı U izotoplarındakine benzer sonuçlar elde edilmiştir. Burada da taban durum ve  $\delta$ -titreşim bandı enerji düzeylerinin deneysel ve hesaplama sonuçlarının birbirine çok yakın hatta üst üste çakıştıkları halde  $\beta$  titreşim bandında uyumun yeterli olmadığı görülmüştür.

Dy izotoplarında  $\beta$  titreşim bandında görülen bu uyumsuzluğu ortadan kaldırmak üzere SU(3) simetri limitinden biraz uzaklaşarak O(6) limiti yönüne çok az bir kayma yoluna

gidilmiştir. Pek çok deforme olmuş çekirdekte  $\beta$  bandı,  $\gamma$  bandının üzerindedir. Dy izotoplarında da durum böyledir. Bu yüzden SU(3) simetrisi biraz bozularak O(6) yönüne gidilmek istenmiştir.

İlk önce Dy izotoplarından  $^{162}_{66}\text{Dy}$  ye bakıldığında ( Şekil 5.7) çok iyi deforme olmuş bir çekirdek örneği görülür. SU(3) limitine O(6) limiti yönünde çok küçük bir  $P^+P$  simetri bozulma terimi uygulandığında, bu çekirdeğin deneysel ve hesap sonuçlarına ait  $\beta$  bandında görülen uyumsuzluğun tamamen ortadan kaktığı Şekil 5.8 de gösterilmiştir. Böylece bu çekirdek için taban durum,  $\beta$  ve  $\gamma$  bandı enerji düzeyleri deneyle çok iyi uyuşur hale gelmiştir. Aynı işlemler diğer Dy izotoplarına da uygulandığında Şekil 5.9 da görüldüğü gibi  $\beta$  bandının deneyle uyumu sağlanmış olur.

Bu çalışmadaki hesaplamalarda hep SU(3)  $\rightarrow$  O(6) yönündeki kaymalar ele alınmış ve Dy izotoplarından başka deforme olmuş çekirdeklerden W(Volfram) izotopları,  $^{158}_{64}\text{Gd}$ ,  $^{178}_{72}\text{Hf}$ ,  $^{170}_{72}\text{Hf}$  çekirdeklerinin de alçak enerji düzeyleri yine SU(3)  $\rightarrow$  O(6) geçiş bölgesi içinde incelenmiştir. Yalnız bu geçiş bölgesinde incelenen çekirdeklerde  $P^+P$  simetri bozulma teriminin çok küçük olması da dikkat edilmesi gereken diğer bir husustur. Bu terimin büyük olması simetrinin O(6) dan çok SU(3)' e daha yakın olduğunu göstermektedir. Simetri bozulma terimi eklendiğinde ortaya çıkan  $a_0/4a_2$  oranı yapıyı belirlemektedir. Çok fazla deforme olmuş çekirdekte yaklaşık olarak olarak -1 olan  $a_0/4a_2$  oranı  $^{158}\text{Dy}$  çekirdeğinde -0.242,  $^{160}\text{Dy}$  çekirdeğinde -0.816 ve  $^{162}\text{Dy}$  çekirdeğinde ise -0.645 değerini almaktadır. Halbuki (5.7) eşitliğinde verilen hamiltonyendeki  $a_0P^+P$  terimi daha büyük genlikte olsa idi O(6) yapısı etkin olacaktı.

$^{182}_{74}\text{W}$ ,  $^{184}_{74}\text{W}$ ,  $^{186}_{74}\text{W}$ ,  $^{158}_{64}\text{Gd}$ ,  $^{170}_{72}\text{Hf}$ ,  $^{178}_{72}\text{Hf}$  çekirdekleri için de hesap sonucunda elde edilen enerji düzeylerinin deneysel düzeylere çok yakın olduğu Şekil 5.11, 5.12, 5.13 de gösterilmiştir.

Bölüm 5 de incelenen çekirdekler için; hesaplanan B(E2) geçiş olasılıkları ve geçiş oranlarının deneysel sonuçlarla uygunluk gösterdiği belirlenmiştir. Tablo 5.4' e bakıldığında Dy ve U izotopları için hesaplanan B(E2) geçiş olasılıklarının

deneysel değerlere yakın olduğu görülür. Tablo 5.5 le belirtildiği gibi, dönme simetrisi bölgesinde bulunan çekirdekler için deneysel  $B(E2:4_1^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2:2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  oranının  $10/7 \approx 1.42$  civarında olduğu görülmektedir. Bu oranın hesaplanan değeri de deneyle uyuşmaktadır.

Tablo 5.8 ve 5.10 da da aynı Tablo 5.4 de olduğu gibi PAIR terimi eklendiğinde hesaplanan  $B(E2:4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2:2^+ \rightarrow 0^+)$  geçiş oranı ve  $B(E2)$  geçiş olasılıkları deneysel sonuçlara uygundur. Böylece  $SU(3)$  simetri limitine simetri bozulma terimi eklemekle deforme olmuş çekirdeklerin enerji düzeylerinde daha önce görülen uyumsuzlukların tamamen ortadan kalktığı belirlenmiştir.

Dönme bölgesinde  $3 \leq E_4/E_2 \leq 3.333$  aralığında olması gereken  $E_4/E_2$  oranı için Tablo 5.4 ve 5.10 ' a bakıldığında tüm çekirdeklerde deneysel ve hesap sonuçlarının uyumlu olduğu görülür. Titreşim bölgesinde ise bu oran  $2 \leq E_4/E_2 \leq 2.4$  olur. Dönme spektrumuna yakın çekirdeklerde  $2.4 \leq E_4/E_2 \leq 3$  olmaktadır.

Simetri yapısından dolayı IBA özellikle geçiş blgelelerinde kullanışlı olabilmektedir. Çünkü, bu gibi hesaplamalarda bir simetriden diğerine geçiş yolunda bir tek parametre cinsinden yapı hesaplanabilmektedir. Bu anlamda model önceden var olan duruma bir alternatif sağlar.

Son yıllarda etkileşen bozon modeli üzerinde bir çok çalışma yapılmaktadır. Çekirdek yapısı ve spektroskopisinde çok sayıda yeni çalışmalara yol açılmıştır.

Etkileşen bozon yaklaşıklığının gelişmesi, modelin sınırlarının genişletilmesiyle başlamıştır. IBA-1 ile sınırladığımız bu çalışmanın doğal bir genişlemesi IBA-2 olarak bilinen ve Bölüm 4 de özetlenen bir modeldir. Bu model IBA-1 'e göre oldukça karmaşıktır. Etkileşen bozon modelinin bir başka genişletmesi de s ve d bozonlarına açısal momentumu 4 olan g bozonları ilave edilerek yapılmıştır. IBA-1 in genişletmesi olan bu modele sdg-IBA adı verilir.

IBA aslında çift-çift çekirdekler için oluşturulmuş ise de, son zamanlarda etkileşen bozon fermiyon modeli (IBFM) adı altında tek-çift ve hatta tek-tek çekirdeklere uygulanmaya

başlanmıştır. Böylece model, orta ve ağır çift-çift çekirdeklerde kalmayıp tek-tek ve tek-çift çekirdek yapılarının ne olduğu hakkında bilgi vermektedir. Ayrıca bu modelin sonuçları çekirdek fizigindeki deneysel çalışmalarla oldukça iyi bir uyum sağlamaktadır. IBA' nın diğer bir başarısı da hem kolektif model ve hem de tabaka modeli ile bir ilişki kurmasıdır.



## KAYNAKLAR

1. Bohr, A. , Mottelson, B.R., Nuclear Structure, Vol.1, Benjamin, Reading, Massachusetts, 1969.
2. Bohr, A., Mottelson, B.R., Nuclear Structure, Vol.2, Benjamin, Reading, Massachusetts, 1975.
3. Arima, A., Iachello, F., Collective Nuclear States as Representations of a SU(6) Group, Phys. Review Letters, 35, (1975) 1069-1072
4. Arima, A. , Iachello, F., Interacting Boson Model of Collective States, Ann. Phys. (NY) 99, (1976) 253-317
5. Iachello, F., Talmi, I., Shell-model Foundations of The Interacting Boson Model, Rev. Mod. Phys., 59, (1987) 339-361
6. Arima, A., Otsuka, T., Iachello, F. ve Talmi, I., Collective Nuclear States as Symmetric Couplings of Proton and Neutron Excitations, Phys. Lett., 66B, (1977) 205-208
7. Iachello, F., Interacting Bosons in Nuclear Physics, edited by Iachello, F., Plenum Press, New York and London, 1979
8. Bonatsos, D., Interacting Boson Models of Nuclear Structure, Clarendon Press, Oxford, 1988
9. Scholten, O., The Interacting Boson Approximation, Recent Advances in Experimental Nuclear Physics, Poirana Brasov, Rumenia, KVI Preprint, 30 August-10 Eylül, 1988
10. Iachello, F., Nuclear Structure, edited by Abrahams, K., Allaart, K., Dieperink, A., Plenum Press, New York, 1981
11. De-Shalit, A., Talmi, I., Nuclear Shell Theory, Academic Press, 1963
12. Wybourne, B.G., Classical Groups for Physicists, Wiley Newyork, 1974
13. Casten, R.F., Warner, D.D., The Interacting Boson Approximation, Reviews of Modern Physics, Vol.60, No.2, April (1988) 389-469
14. Iachello, F., Arima, A., The Interacting Boson Model,



Cambridge University Press, Cambridge , 1987

15. Scholten, O., The Interacting Boson Approximation Model and Applications, Ph.D. Thesis, Michigan State University Cyclotron Laboratory, Groningen, 1980
16. Warner, D.D., Casten, R.F., Interacting Boson-Approximation E2 operator in deformed nuclei, Physical Review C, Vol.25, No:4, (1982) 2019-2028
17. Haque, A.M., Casten, R.F., Förster, I., Rascher, R., Von Brentano, P., Berreau, G., Börner, Korr, S.A., Schreckenbach, K., Warner, D.D., A Study of the Low-lying States in <sup>178</sup>Hf through the (n,  $\gamma$ ) Reaction, Nuclear Physics A 455 , (1986) 231-293
18. Barret, B.R., Interacting Boson-Boson and Boson-Fermion systems, edited by Scholten, O., World Scientific, Michigan, 1984
19. Heyde, K., Jolie, J., Sevrin, A. , The F-spin Symmetric Limits of the Neutron-Proton Interacting Boson Model, Annals of Physics, 171, (1986) 253-296
20. Scholten, O., The Program Packge PHINT, Internal Report KVI-63, Kerfysisch Versneller Instituut, Groningen, The Netherlands, 1979
21. Casten, R.F., Brentano, P., Haque, A.M., Evidence for an Underlying SU(3) Structure Near Neutron Number N=104, Physical Review C, Volume 31, No:5 (1985) 1991-1994
22. Sakai, M., Members of Quasi-Ground, Quasi-Beta, Quasi Gamma, and Octupole Bands in Even-Even Nuclei, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 31 , No:3, (1984) 399-426
23. Sakai, M., Quasi - Ground, Quasi - Beta, and Quasi-Gamma bands, Nuclear Data Tables 10, (1972) 511-538
24. Drayer, J.P., Weeks, K.J., Towards a Shell Model Description of the Low-Energy Structure of Deformed Nuclei, 1. Even-Even Systems, Annals of physics, 156, (1984) 41-67
25. Wolf, A., Scholten, O., Casten, R.F., Analytic Formula for B(E2) values in even-even nuclei with A>60, Physical Review C, volume 43, No: 5, (1991) 2279-2283
26. Chuu, D.S., Han, C.S., Hsieh, S.T., King Yen, M., Structure of N=88 and N=90 Isotones in the Interacting Boson Approximation, Physical Review C, Volume 30, No:4 (1984) 1300-1309
27. Venkova, T., Andrejtscheff, W., B(E2)'s in Yrast Bands, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol.26, No:2, (1981) 106-127

28. Ton, H., Beens, W., Roodbergen, Block, J., Lifetimes of  $2^+$  and  $4^+$  rotational states in heavy doubly even nuclei, Nucl. Phys., Vol. A155, No:1, (1970) 235-244
29. Casten, R.F., Aprahamian, A., Warner, D.D., Axial asymmetry and the determination of effective values in the interacting boson approximation, Physical Review C, 29, No 1, (1984) 356-358
30. Isacker, P. Van, Heyde, K., Waroquier, M., Wenes, G., An Extension of The Interacting Boson Model and It's Application to the even-even Gd Isotopes, Nuclear Physics A380 (1982) 383-409
31. Raman, S., et al., B(E2) to First-Excited  $2^+$  state, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 36, No:1, (1987) 1-29
32. Dar, Y., Kochan, S., Tserruya, I., Reevaluation of Ratios of E2 Transition Probabilities in Some Even-Even Rotational Nuclei, Physical Review C, Vol.7, No:1 (1973) 72-474
33. Kugel, H.W., Funk, E.G., Mihelich, J.W., Half-Lives of  $4^+$  and  $2^+$  Rotational States in Several Rare-Earth Nuclei, Physical Review, Vol. 165, No:4, (1968) 1352-1360
34. Lederer, C.M., Shirley, V.S., Table of Isotopes, 7 th edition, Wiley, New York, 1978
35. Chuu, D., S., Hsieh, S., T., IBA-1 Studies of Strongly Deformed Nuclei Near A=150, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. No:16, (1990) 583-592
36. Duval, D., Philip, Barrett, Bruce, R., Interacting Boson Aproximation Model of The Tungsten Isotopes, Physical Review C, Vol. 23, No:1, (1981) 492-503

## EKLER

### PHINT PROGRAMININ TANITIMI

IBA Modelinde çift-çift çekirdeklerin hesaplamalarını yapan bu program FORTRAN programlama dilinde hazırlanmıştır. O. Scholten [20] tarafından VAX 780 sisteminde yazılmış olan PHINT programının KTÜ Bilgi İşlem Merkezinde IBM 4341 sistemine uyarlaması yapılmıştır. Programda sistemler arasındaki uyumsuzluktan kaynaklanan hataların giderilip programın doğru olarak çalıştığı test edildikten sonra üzerinde çalışılacak çekirdekler için hesaplamalara geçilmiştir. Bu programda pozitif ve negatif pariteli durumlar için enerji ve özvektörlerle elektromagnetik geçişler hesaplanabilmektedir. Bu çalışmada sadece pozitif pariteli durumlar için enerji değerleri ve elektromagnetik geçişler hesaplandı.

#### PHINT Programındaki Parametrelerin Tayini:

Üzerinde çalışılacak çekirdeklerin seçimi yapıldıktan sonra bu çekirdeklerin hangi simetri limitine dahil olup olmadıklarına bakıldı ve bu çalışmadaki çift-çift çekirdeklerin tabaka ortasına çok yakın çekirdekler oldukları tespit edildi. Tabaka ortasına çok yakın olan bu çekirdekler SU(3) dönme simetri limitine dahil olduklarından bu simetri limiti için belirlenen Hamiltonyenin parametrelerinin hesaplanması gerekmektedir. (5.4) eşitliğinde verilen Hamiltonyendeki ELL ve QQ parametrelerini tayin etmek için (3.33) eşitliğindeki  $a_2$  ve  $a_1$  katsayılarından faydalanılır. Bu katsayılar içindeki  $E_2^+$  ve  $E_2^+$  enerji değerleri, üzerinde hesaplama yapılacak olan çekirdeğin sırası ile açılal momentumu  $L=2$  olan düzeyinin taban durum ve  $\delta$ -bandının deneysel enerji değerleridir. Ayrıca

çekirdeğin toplam bozon sayısı da hesaplanarak  $a_2$  ve  $a_1$  katsayıları bulunur ve Tablo 5.1 de verilen PHINT parametrelerine dönüştürülerek programın en önemli giriş verileri hesaplanmış olur. Programda kullanılacak olan Hamiltonyenin de giriş verisi olarak verilmesi gerekmektedir (MULT=.T.). Ayrıca ana programda NAMELIST adı altında programda giriş verisi olarak kullanılması istenen tüm veriler belirli değerler almıştır. Burada değiştirilmesi istenen veriler giriş verisi kısmında değiştirilerek istenilen değerler verilmektedir.

$^{162}\text{Dy}$  Çekirdeği İçin Giriş Verilerinin Hesaplanması:

$$^{162}\text{Dy} \quad N = \text{NPHMAX} = N_{\pi} + N_{\gamma} = 15$$

$$E_{2_1}^+ = 0.081 \quad a_2 = - \frac{E_{2_2}^+ - E_{2_1}^+}{3(2N-1)}$$

$$E_{2_2}^+ = 0.888 \quad a_1 = \frac{E_{2_1}^+}{6} + \frac{3}{8} a_2$$

$$a_2 = - 0.00927 \quad \longrightarrow \quad QQ = - 0.01855$$

$$a_1 = 0.0100238 \quad \longrightarrow \quad \text{ELL} = 0.02011$$

B(E2) Geçişleri:

FBEM adı altında belirtilen elektromagnetik geçişleri hesaplayan bu programın çalıştırılması öncelikle ele alınan çekirdeğin enerji değerleri hesaplandıktan sonra yapılır. SU(3) kuadropol işlemcisi E2 işlemcisi için E2DD/E2SD iki parametrenin oranı  $-\sqrt{35}/2$  olarak tanımlanır. Bu değer ana programda E2DD için default değeri olarak verilir. B(E2) değeri taban durum bandı  $((\lambda, \mu) = (2N, 0))$  için

$$B(E2 : L+2 \rightarrow L) = (E2SD)^2 \times \frac{3(L+1)(L+2)}{4(2L+3)(2L+5)} (2N-L)(2N+L+3)$$

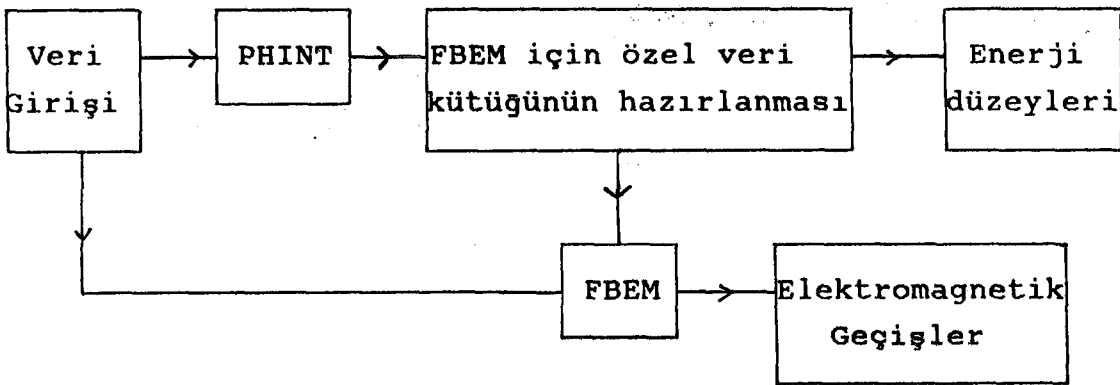
olarak verilir.  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  geçişi için,

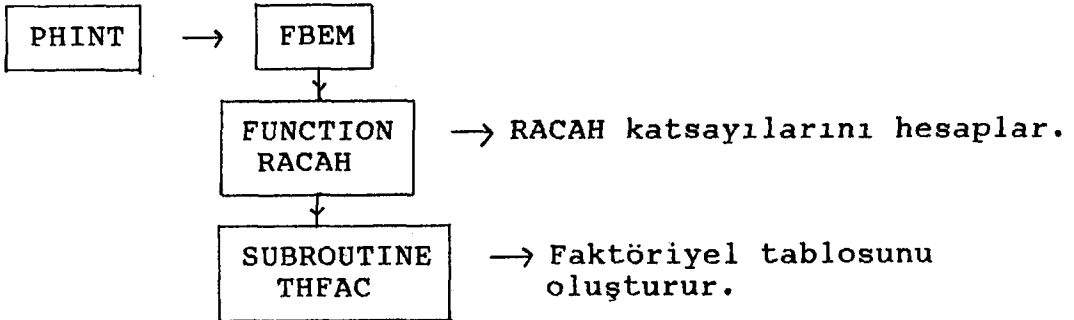
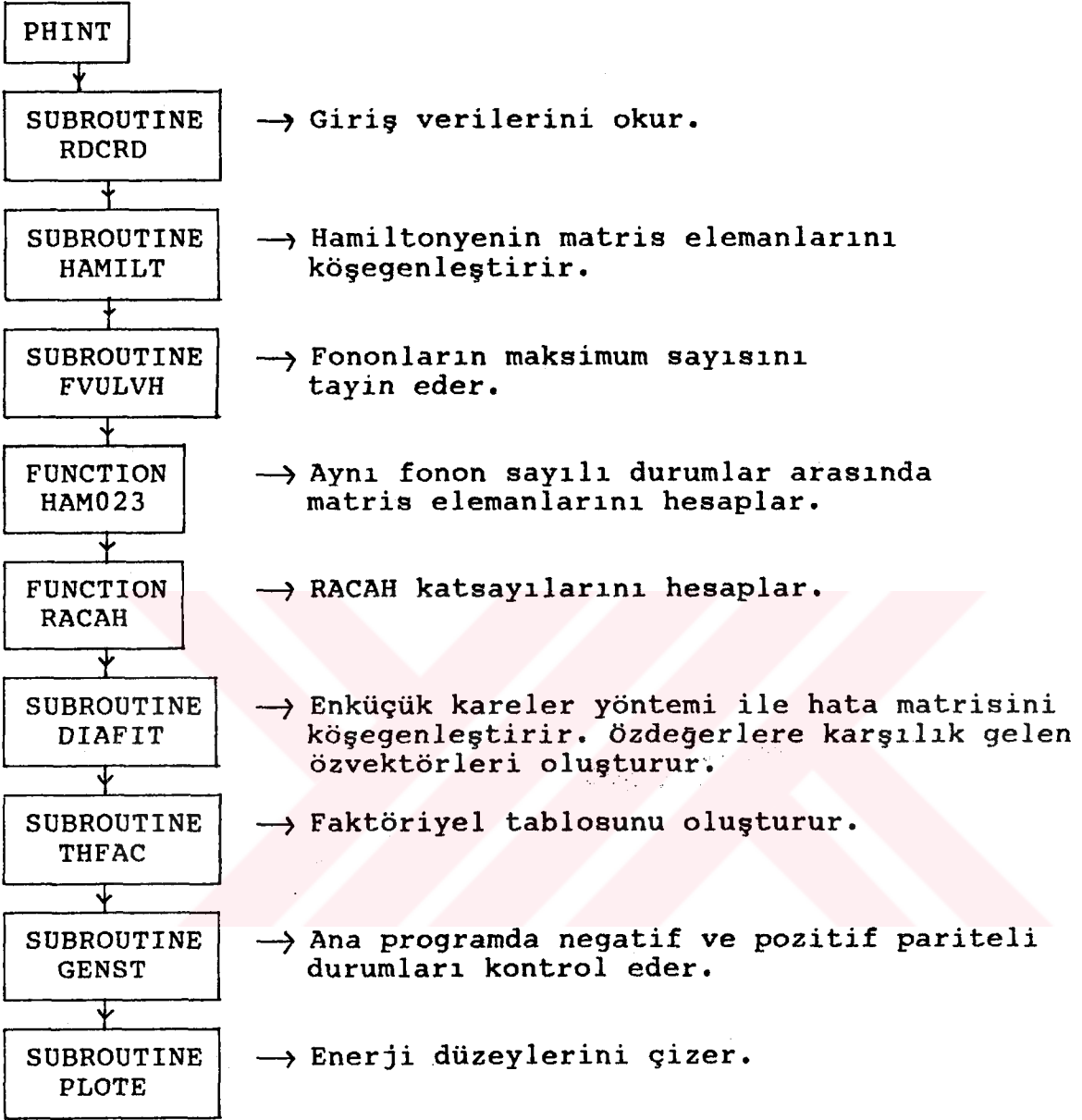
$$B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = (E2SD)^2 \times \frac{N(2N+3)}{5}$$

şeklindedir.  $B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  değeri seçilen çekirdeğin deneysel geçiş oranını, N ise toplam bozon sayısını vermektedir.

Aşağıda sayfa 78 de hesapları yapılmış olan  $^{162}\text{Dy}$  çekirdeğinin örnek program çıktısı ile PHINT ve FBEM programlarının kullandığı alt programlarla yaptıkları işlevler kısaca verilmiştir.

### GENEL İŞ AKIŞI





FILE: BEL SONUC A \*\*\* KARADENIZ TEKNİK UNIVERSİTESİ - Bİ

1 PROGRAM PHINT  
 VERSION JANUARY 1982 BELGİM OCAK-1991

\*\*\*\*\* INPUT CARD IMAGES \*\*\*\*\*

DY(162)DENEMESİDIR  
 &INPT MULT=.T..IAM=7.NPHMAX=15.PAIR=0.012,  
 QO=-.01855.ELL=.02011.&END  
 PLOT 20 75

\*\*\*\*\*  
 ARRAY SPACE IN USE = 34567

0 DY(162)DENEMESİDIR  
 SD EQUALS SF

TOTAL NUMBER OF BOSONS = 15  
 TRUNCATION AT ND = 14

MULTIPOLE EXPANTION

EPS= 0.0000 . PAIR= 0.0120 . ELL= 0.0201  
 QO=-0.0186 . OCT = 0.0000 . HEX= 0.0000  
 CHO=-2.9580

CH1 = 0.01200 . CH2 =-0.01855 . EPSD = 0.00000, FELL = 0.0000  
 RKAP3 = 0.00000 . CHO = 0.0000

0 2+ ENERGY	3- ENERGY	0 1 2+ 2+ INTER.	1 2+ 3- INTER.	ONE PHONON
0.08120	0.00000	0 -0.09312	1 0.00000	0.05487
		2 -0.05337	2 0.00000	
		4 0.07116	3 0.00000	
			4 0.00000	
			5 0.00000	

ENERGIES.L= 0  
 0.0000 1.1154 1.5696 2.1040 2.4067 2.8431 2.9312 3.1405  
 4.5690 4.6809 4.9476 5.0570 5.1724 5.4690 5.5389 5.9097

NO STATE WITH L= 1 AND PARITY +

ENERGIES.L= 2  
 0.0797 0.8704 1.1956 1.6490 1.8349 2.1856 2.3131 2.4870  
 3.5353 3.6289 3.7306 3.8643 3.9604 4.0250 4.0994 4.1452  
 4.8914 5.0410 5.1835 5.2365 5.3693 5.4304 5.6564 5.8170

ENERGIES.L= 3  
 0.9501 1.9156 2.3932 2.7441 3.0853 3.3543 3.5779 3.7076

ENERGIES.L= 4  
 0.2657 1.0563 1.3830 1.7390 1.8340 2.0233 2.3763 2.4975  
 3.4221 3.4844 3.5540 3.6668 3.6738 3.7281 3.8057 3.8753  
 4.4409 4.5391 4.5493 4.6726 4.7320 4.8055 4.8361 4.9185  
 5.8039

ENERGIES.L= 5

FILE: BEL5 SONUC A \*\*\* KARADENIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ

1 PROGRAM FBEM  
VERSION FEBRUARY 1987

\*\*\*\*\* INPUT CARD IMAGES \*\*\*\*\*

```

DY(162)DENEMESIDIR
&INPT E2SD=0.1289.E2DD=-0.1233.
F1DD=0.. M2DD=1.. E3DD=1.. M4DD=1..E5DD=0..E1DF=1.
M2DF=0.. E3DF=0.. M4DF=0.. E5DF=0..&END
ALL
2
SLCT
2 2+ 0+
ONLY
6+ 4+ 2
4+ 0+ 4
2+ 0+ 2
2+ 2+ 2
4+ 4+ 2
4+ 2+ 2
2+ 4+ 2
0+ 2+ 2
99999
    
```

0 DY(162)DENEMESIDIR  
SD EQUALS SF

TOTAL NUMBER OF BOSONS = 15  
TRUNCATION AT ND = 14

MULTIPOLE EXPANTION

EPS= 0.0000 . PAIR= 0.0120 . ELL= 0.0201  
00=-0.0146 . OCT = 0.0000 . HEX= 0.0000  
CHU=-2.9580

CH1 = 0.01200 . CH2 =-0.01855 . EPSD = 0.00000, FELL = 0.  
RKAP3 = 0.00000 , CFO = 0.

0	2+ ENERGY	3- ENERGY	0	2+ 2+ INTER.	1	2+ 3- INTER.	ONE PH
	0.08120	0.00000	0	-0.09312	1	0.00000	0.654
			2	-0.05337	2	0.00000	
			4	0.07116	3	0.00000	
					4	0.00000	
					5	0.00000	

TRANSITION RATES

F2SD = 0.1289	E2DD = -0.1233	TRNSV= 1.0000
M1 = 1.0000	M1N = 0.0000	M1ND = 0.0000
	E1DF = 1.0000	E1SD = 0.0000
	M2DF = 0.0000	M2SD = 0.0000
E3 = 1.0000	E3DF = 0.0000	F3SD = 0.0000
	M4DF = 0.0000	M4SD = 0.0000
	F5DF = 0.0000	E5SD = 0.0000

F1DF = 0.5000, INCLUDING HERMITICITY CO

REDUCED MATRIX ELEMENTS ARE LABELLED RE OR RM. THEIR VALUES

L.P(IST J=>I),P(IST J)R= // L.P(IST J=>L),P(IST J)B=



1.P(1ST )=>L.P(1ST ) BF= /:/ L.P(1ST )=>L.P(1ST ) BE=

0+( 1 )=>	0+( 1 )BF2=	0.0000	/:/	0+( 1 )=>	0+( 2 )BE2=	0.0000
0+( 2 )=>	0+( 1 )BF2=	0.0000	/:/	0+( 2 )=>	0+( 2 )BE2=	0.0000
0+( 3 )=>	0+( 1 )BF2=	0.0000	/:/	0+( 3 )=>	0+( 2 )BE2=	0.0000
0+( 4 )=>	0+( 1 )BF2=	0.0000	/:/	0+( 4 )=>	0+( 2 )BE2=	0.0000

1.P(1ST )=>L.P(1ST ) BF= /:/ L.P(1ST )=>L.P(1ST ) BE=

2+( 1 )=>	2+( 1 )BF2=	1.4783	/:/	2+( 1 )=>	2+( 2 )BE2=	0.0290
2+( 2 )=>	2+( 1 )BF2=	0.0290	/:/	2+( 2 )=>	2+( 2 )BE2=	1.2713
2+( 3 )=>	2+( 1 )BF2=	0.0012	/:/	2+( 3 )=>	2+( 2 )BE2=	0.0150
2+( 4 )=>	2+( 1 )BF2=	0.0000	/:/	2+( 4 )=>	2+( 2 )BE2=	0.0177

1.P(1ST )=>L.P(1ST ) BF= /:/ L.P(1ST )=>L.P(1ST ) BE=

3+( 1 )=>	3+( 1 )BF2=	0.0000	/:/	3+( 1 )=>	3+( 2 )BE2=	0.0000
3+( 2 )=>	3+( 1 )BF2=	0.0000	/:/	3+( 2 )=>	3+( 2 )BE2=	0.0000
3+( 3 )=>	3+( 1 )BF2=	0.0000	/:/	3+( 3 )=>	3+( 2 )BE2=	0.0000
3+( 4 )=>	3+( 1 )BF2=	0.0000	/:/	3+( 4 )=>	3+( 2 )BE2=	0.0000

1.P(1ST )=>L.P(1ST ) BF= /:/ L.P(1ST )=>L.P(1ST ) BE=

4+( 1 )=>	4+( 1 )BF2=	1.3201	/:/	4+( 1 )=>	4+( 2 )BE2=	0.0345
4+( 2 )=>	4+( 1 )BF2=	0.0345	/:/	4+( 2 )=>	4+( 2 )BE2=	0.1784
4+( 3 )=>	4+( 1 )BF2=	0.0011	/:/	4+( 3 )=>	4+( 2 )BE2=	0.0179
4+( 4 )=>	4+( 1 )BF2=	0.0000	/:/	4+( 4 )=>	4+( 2 )BE2=	0.0117

1.P(1ST )=>L.P(1ST ) BF= /:/ L.P(1ST )=>L.P(1ST ) BE=

5+( 1 )=>	5+( 1 )BF2=	0.3948	/:/	5+( 1 )=>	5+( 2 )BE2=	0.0193
5+( 2 )=>	5+( 1 )BF2=	0.0193	/:/	5+( 2 )=>	5+( 2 )BE2=	0.3407
5+( 3 )=>	5+( 1 )BF2=	0.0004	/:/	5+( 3 )=>	5+( 2 )BE2=	0.0074
5+( 4 )=>	5+( 1 )BF2=	0.0000	/:/	5+( 4 )=>	5+( 2 )BE2=	0.0032

1.P(1ST )=>L.P(1ST ) BF= /:/ L.P(1ST )=>L.P(1ST ) BE=

6+( 1 )=>	6+( 1 )BF2=	1.2573	/:/	6+( 1 )=>	6+( 2 )BE2=	0.0340
6+( 2 )=>	6+( 1 )BF2=	0.0340	/:/	6+( 2 )=>	6+( 2 )BE2=	0.5360
6+( 3 )=>	6+( 1 )BF2=	0.0011	/:/	6+( 3 )=>	6+( 2 )BE2=	0.0177
6+( 4 )=>	6+( 1 )BF2=	0.0000	/:/	6+( 4 )=>	6+( 2 )BE2=	0.0235

1.P(1ST )=>L.P(1ST ) BF= /:/ L.P(1ST )=>L.P(1ST ) BE=

7+( 1 )=>	7+( 1 )BF2=	0.6410	/:/	7+( 1 )=>	7+( 2 )BE2=	0.0259
7+( 2 )=>	7+( 1 )BF2=	0.0259	/:/	7+( 2 )=>	7+( 2 )BE2=	0.0160
7+( 3 )=>	7+( 1 )BF2=	0.0006	/:/	7+( 3 )=>	7+( 2 )BE2=	0.0099
7+( 4 )=>	7+( 1 )BF2=	0.0000	/:/	7+( 4 )=>	7+( 2 )BE2=	0.0190

SFCENFK SLCT

PARAMTRFLFR

2+( 1)=> 0+( 1)BF2=	1.0393 /:/	2+( 1)=> 0+( 2)BE2=	0.0009 /:/
2+( 2)=> 0+( 1)BF2=	0.0190 /:/	2+( 2)=> 0+( 2)BE2=	0.0117 /:/
2+( 3)=> 0+( 1)BF2=	0.0008 /:/	2+( 3)=> 0+( 2)BE2=	0.8135 /:/
2+( 4)=> 0+( 1)BF2=	0.0000 /:/	2+( 4)=> 0+( 2)BE2=	0.0000 /:/

4+( 1)=> 2+( 1)BF2=	1.4691 /:/	4+( 1)=> 2+( 2)BE2=	0.0010 /:/
4+( 2)=> 2+( 1)BF2=	0.0102 /:/	4+( 2)=> 2+( 2)BE2=	0.5258 /:/
4+( 3)=> 2+( 1)BF2=	0.0009 /:/	4+( 3)=> 2+( 2)BE2=	0.0000 /:/
4+( 4)=> 2+( 1)BF2=	0.0000 /:/	4+( 4)=> 2+( 2)BE2=	0.0498 /:/

6+( 1)=> 4+( 1)BE2=	1.5872 /:/	6+( 1)=> 4+( 2)BE2=	0.0029 /:/
6+( 2)=> 4+( 1)BF2=	0.0076 /:/	6+( 2)=> 4+( 2)BE2=	1.0152 /:/
6+( 3)=> 4+( 1)BF2=	0.0008 /:/	6+( 3)=> 4+( 2)BE2=	0.0007 /:/
6+( 4)=> 4+( 1)BF2=	0.0000 /:/	6+( 4)=> 4+( 2)BE2=	0.0231 /:/

SFCFNFK ONLY

PARAMFTRFLFR

4+ 4+ 2

6+( 1)=> 4+( 1)BE2=	1.5872 /:/	6+( 1)=> 4+( 2)BE2=	0.0029 /:/
6+( 2)=> 4+( 1)BF2=	0.0076 /:/	6+( 2)=> 4+( 2)BE2=	1.0152 /:/
6+( 3)=> 4+( 1)BF2=	0.0008 /:/	6+( 3)=> 4+( 2)BE2=	0.0007 /:/
6+( 4)=> 4+( 1)BF2=	0.0000 /:/	6+( 4)=> 4+( 2)BE2=	0.0231 /:/

SFCFNFK ONLY

PARAMFTRFLFR

4+ 0+ 4

4+( 1)=> 0+( 1)BF4=	0.7029 /:/	4+( 1)=> 0+( 2)BE4=	0.0320 /:/	4
4+( 2)=> 0+( 1)BF4=	0.0362 /:/	4+( 2)=> 0+( 2)BE4=	0.0104 /:/	4
4+( 3)=> 0+( 1)BF4=	0.0154 /:/	4+( 3)=> 0+( 2)BE4=	0.0511 /:/	4
4+( 4)=> 0+( 1)BF4=	0.0000 /:/	4+( 4)=> 0+( 2)BE4=	0.0028 /:/	4

SFCFNFK ONLY

PARAMFTRFLFR

2+ 0+ 2

2+( 1)=> 0+( 1)BF2=	1.0393 /:/	2+( 1)=> 0+( 2)BE2=	0.0009 /:/	2
2+( 2)=> 0+( 1)BF2=	0.0190 /:/	2+( 2)=> 0+( 2)BE2=	0.0117 /:/	2
2+( 3)=> 0+( 1)BF2=	0.0008 /:/	2+( 3)=> 0+( 2)BE2=	0.8135 /:/	2
2+( 4)=> 0+( 1)BF2=	0.0000 /:/	2+( 4)=> 0+( 2)BE2=	0.0000 /:/	2

SFCFNFK ONLY

PARAMFTRFLFR

2+( 1 )=>	2+( 1 )RF2=	1.4783	/:/	2+( 1 )=>	2+( 2 )BE2=	0.0290	/:/
2+( 2 )=>	2+( 1 )RF2=	0.0290	/:/	2+( 2 )=>	2+( 2 )BE2=	1.2713	/:/
2+( 3 )=>	2+( 1 )RF2=	0.0012	/:/	2+( 3 )=>	2+( 2 )BE2=	0.0150	/:/
2+( 4 )=>	2+( 1 )RF2=	0.0000	/:/	2+( 4 )=>	2+( 2 )BE2=	0.0177	/:/

SFCFNFK ONLY

PARAMFREL FR

4+ 4+ 2

4+( 1 )=>	4+( 1 )RF2=	1.3201	/:/	4+( 1 )=>	4+( 2 )BE2=	0.0545	/:/
4+( 2 )=>	4+( 1 )RF2=	0.0345	/:/	4+( 2 )=>	4+( 2 )BE2=	0.1784	/:/
4+( 3 )=>	4+( 1 )RF2=	0.0011	/:/	4+( 3 )=>	4+( 2 )BE2=	0.0179	/:/
4+( 4 )=>	4+( 1 )RF2=	0.0000	/:/	4+( 4 )=>	4+( 2 )BE2=	0.0117	/:/

SFCFNFK ONLY

PARAMFREL FR

4+ 2+ 2

4+( 1 )=>	2+( 1 )RF2=	1.4691	/:/	4+( 1 )=>	2+( 2 )BE2=	0.0010	/:/
4+( 2 )=>	2+( 1 )RF2=	0.0102	/:/	4+( 2 )=>	2+( 2 )BE2=	0.5258	/:/
4+( 3 )=>	2+( 1 )RF2=	0.0009	/:/	4+( 3 )=>	2+( 2 )BE2=	0.0003	/:/
4+( 4 )=>	2+( 1 )RF2=	0.0000	/:/	4+( 4 )=>	2+( 2 )BE2=	0.0498	/:/

SECENEX ONLY

PARAMETREL ER

2+ 4+ 2

2+( 1 )=>	4+( 1 )RF2=	2.6444	/:/	2+( 1 )=>	4+( 2 )BE2=	0.0184	/:/
2+( 2 )=>	4+( 1 )RF2=	0.0018	/:/	2+( 2 )=>	4+( 2 )BE2=	0.9464	/:/
2+( 3 )=>	4+( 1 )RF2=	0.0027	/:/	2+( 3 )=>	4+( 2 )BE2=	0.0142	/:/
2+( 4 )=>	4+( 1 )RF2=	0.0000	/:/	2+( 4 )=>	4+( 2 )BE2=	0.0158	/:/

SECENEX ONLY

PARAMETREL ER

0+ 2+ 2

0+( 1 )=>	2+( 1 )RF2=	5.1965	/:/	0+( 1 )=>	2+( 2 )BE2=	0.0952	/:/
0+( 2 )=>	2+( 1 )RF2=	0.0047	/:/	0+( 2 )=>	2+( 2 )BE2=	0.0584	/:/
0+( 3 )=>	2+( 1 )RF2=	0.0000	/:/	0+( 3 )=>	2+( 2 )BE2=	0.0671	/:/
0+( 4 )=>	2+( 1 )RF2=	0.0000	/:/	0+( 4 )=>	2+( 2 )BE2=	0.0007	/:/

SFCFNFK ONLY

PARAMFREL FR

**ÖZGEÇMİŞ**

Belgin KÜÇÜKÖMEROĞLU: 1961 yılında Trabzon'da doğdu. 1978 yılında Trabzon Lisesi'ni bitirerek K.T.Ü. Fizik Bölümü'nü kazandı. 1982 yılında Fizik Bölümü'nden mezun olarak aynı yıl Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans çalışmasına başladı. 1984 yılında K.T.Ü. Fizik Bölümü Çekirdek Fiziki Anabilim Dalına Araştırma Görevlisi oldu. 1985 yılında yüksek lisans çalışmasını tamamlayarak 1986 bahar yarı yılında da K.T.Ü Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Doktora çalışmasına başladı. Evli olup, halen K.T.Ü. Fizik Bölümü'nde Araştırma Görevlisidir.