

136285

KIRIKKALE ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI  
DOKTORA TEZİ


**BAZI ERBİYUM ÇEKİRDEKLERİNİN ELEKTROMANYETİK  
GEÇİŞLERİNİN KUTUPSAL KARIŞIM ORANLARININ VE YAPISAL  
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

HARUN REŞİT YAZAR


136285

OCAK-2003


Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğünün onayı.

  
Prof. Dr. H. Yakup ARICA  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Müdürü  
Müdür

Bu tezin Doktora tezi olarak Fizik Anabilim Dalı standartlarına uygun olduğunu onaylarım.

  
Prof. Dr. İhsan ULUER  
Anabilim Dalı Başkanı

Bu tezi okuduğumuzu ve Doktora tezi olarak bütün gerekliliklerini yerine getirdiğini onaylarız.

  
Prof. Dr. İhsan ULUER  
Danışman

Jüri Üyeleri



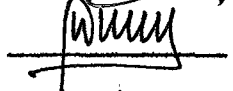

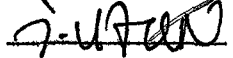
Prof. Dr. Ali E. KULİEV

Prof. Dr. Saleh SULTANSOY

Prof. Dr. D. Mehmet ZENGİN

Prof. Dr. İhsan ULUER

Doç. Dr. İbrahim UZUN

## ÖZET

# BAZI ERBIYUM ÇEKİRDEKLERİNİN ELEKTROMANYETİK GEÇİŞLERİNİN KUTUPSAL KARIŞIM ORANLARININ VE YAPISAL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

YAZAR , Harun Reşit

Kırıkkale Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilimdalı, Doktora Tezi

Danışman : Prof. Dr. İhsan Uluer

Ocak 2003, 145 sayfa

Bu çalışmada,  $150 \leq A \leq 190$  deforme bölge ortasında bulunan Erbiyum izotoplarının geçişlerinin E2/M1 kutupsal karışım oranları, B(E2) geçiş olasılıkları,  $Q_0$  ve  $Q(2^+)$  kuadropol momentleri,  $\beta_0$  ve  $\beta_2$  deformasyon parametreleri ve enerji düzeyleri; çift-çift Er çekirdeklerinin dinamik simetri yerleşimleri IBM faz üçgeninde belirlenip, bu çekirdeklerin parametre kümelerinin, O(6)-SU(3) geçiş bölgesinde, SU(3) bölgesine yakın olduğu ve iyi bir rotasyonel duruma sahip oldukları gözönünde bulundurularak Etkileşen Bozon Model (IBM-II) yaklaşımı ile hesaplanmıştır. Çift-Tek izotoplarında ise bu parametrelerden bazıları Etkileşen Bozon Fermiyon Model (IBFM) kullanılarak elde edilmiştir.

Tezin birinci bölümünde, Çift-çift ve Çift-tek Erbiyum izotoplarına ait önceki çalışmalar özetlenmiştir. İkinci bölümde çiftlenim ve kuadropol kuvvetler, nükleer deformasyon açıklanarak bunlarla ilgili gerekli formülasyon sunulmuş olup, aynı bölümde Etkileşen Bozon modelinin ve Etkileşen Bozon Fermiyon Modelinin Hamiltonyenleri tanımlanarak; modelin grup yapısı, durumların sınıflandırılması ve simetri özellikleri incelenmiştir. Elektromanyetik geçiş özelliklerine, E2/M1 karışım oranlarına, B(E2) geçiş olasılıklarına,  $Q_0$  ve  $Q(2^+)$  kuadropol momentlerine,  $\beta_0$  ve  $\beta_2$  nükleer deformasyon parametrelerine ait formüllasyon ortaya konulmuştur.

Üçüncü bölümde, Çift-çift Erbiyum çekirdeklerinin uyarılmış düzeyleri ve bunların geçişlerinin kutupsal karışımları ayrıntılı olarak araştırılmış olup, bir önceki bölümde verilen ifadeler kullanılarak, farklı düzeyleri birleştiren geçişlere ait E2/M1 kutupsal karışım oranları, B(E2) değerleri,  $Q_0$  ve  $Q(2^+)$  kuadropol momentleri ile  $\beta_0$  ve  $\beta_2$  deformasyon parametreleri hesaplanmış ve tablolar halinde verilmiştir. Ayrıca Çift-tek Erbiyum izotopları için enerji düzeyleri ve B(E2) geçiş olasılıkları da hesaplanmıştır.

Dördüncü bölümde, tüm çekirdekler için hesaplanan veriler daha önce yapılmış deneysel ve teorik çalışmalarla birlikte tablolarda verilmiştir. Sonuçlar deneysel verilerle ve önceki teorik çalışmaların verileri ile karşılaştırılmış, elde edilen değerlerin, deneysel verilerle uyumlu oldukları; diğer teorik çalışmaların sonuçlarından deneylere daha yakın oldukları ve bazı değerler için henüz karşılaştırılabilecek deneysel ve teorik veri bulunmadığı görülmüştür.

**Anahtar Kelimeler :** Etkileşen Bozon Modeli, Dinamik simetriler, Etkileşen Bozon Fermiyon Model

## ABSTRACT

### THE INVESTIGATION OF MULTIPOLE MIXING RATIOS OF ELECTROMAGNETIC TRANSITIONS AND SOME STRUCTURAL PROPERTIES OF SOME ERBIUM ISOTOPES

YAZAR, Harun Reşit

Kırıkkale University

Graduate School Of Natural and Applied Sciences

Department of Physics , Ph.D Thesis

Supervisor : Prof. Dr. İhsan Uluer

January 2003, 145 pages

In this work, For the Erbium isotopes in the middle of the  $150 \leq A \leq 190$  deformed region, The E2/M1 multipole mixing ratios of transitions, B(E2) transition rates,  $Q_0$  and  $Q(2^+)$  quadrupole moments,  $\beta_0$  and  $\beta_2$  deformation parameters and the energy levels of the excited states, are calculated by the Interacting Boson Model (IBM-II) approach, taking into account of the dynamic symmetry location of the even-even Er nuclei at the IBM phase triangle where their parameter sets are at the O(6)-SU(3) transition region, and closer to SU(3) and possessing good rotational states. Where as for the even-odd Er isotopes some of these parameters are obtained by applying the Interacting Boson Fermion Model (IBFM).

In chapter one, previous work concerning even-even and Even-odd Erbium isotopes were summarised. In chapter two the formulatoin of the pairing forces, quadrupole forces and nuclear deformation were given. The Hamiltonian for IBM-II and for IBFM were also defined and the group structure of the model, classification of the states and properties of symmetries were examined in the same chapter. Here The equations for electromagnetic transition probabilities, E2/M1 mixing ratios, B(E2) transition rates,  $Q_0$  and  $Q(2^+)$  quadrupole moments,  $\beta_0$  and  $\beta_2$  deformation parameters were given as well.

In chapter three, the excited states of Even-even Erbium isotopes and multipole mixing ratios for transitions of these isotopes were investigated in detail. E2/M1 mixing ratios of transitions, B(E2) valeus for transitions joining different levels,  $Q_0$  and  $Q(2^+)$  quadrupole moments,  $\beta_0$  and  $\beta_2$  deformation parameters , were calculated by using equations given and presented in tables. In addition to these calculations, the energy levels and the B(E2) transition probabilities for even-odd Erbium isotopes were also calculated.

In chapter four, all the data obtained in this work and from the previous experimental and theoretical studies were presented. The comparison of the results has shown that the results of this work agree better with the previous experimental ones. Besides, it was found that the some of the results could not be compared with any experimental or theoretical values, because there are no reports on these values in the literature.

**Key Words:** Interacting Boson Model, Dynamic Symmetries, Interacting Boson Fermion Model

## TEŞEKKÜR

Bu alıőmam esnasında, bana yardım edip sabırla yetiőtiren, kıymetli zamanlarını bana harcamaktan ekinmeyen ve değerli fikirlerinden s¼rekli yararlandığım Danışman Hocam Sayın Prof. Dr. İhsan Uluer 'e; parametrik hesaplamalarda bana öneri ve tavsiyelerde bulunan Australian National University Öğretim Üyesi Sayın Prof. Dr. Serdar Kuyucak'a; Hesaplamalar için gerekli bilgisayar kodlarını karşılık beklemeden gönderen ve kodların derlenmesinde bilgisine başvurduğum Kernfysisch Versneller Instituut Öğretim Üyesi Sayın Prof. Olaf Scholten 'e ve alanında yazılmış en son kitaplardan biri olan“ An introduction to the Interacting Boson Model of the Atomic Nucleus” adlı kitabını gönderen değerli yazar Universität Zürich öğretim üyesi Dr. Walter Pfeifer'a teşekkür eder, Őükran ve saygılarımı sunarım.

## İÇİNDEKİLER

ÖZET .....	i
ABSTRACT .....	iii
TEŞEKKÜR .....	v
İÇİNDEKİLER.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	x
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	xii
1.GİRİŞ .....	1
1.1 Önceki Çalışmalar .....	3
1.2 Çalışmanın Amacı .....	9
2. MATERYAL VE METOD .....	10
2.1 Giriş .....	10
2.1.1 Beta,Gama Ve Oktopol Titreşimler .....	15
2.1.2 Çiftlenim Ve Kuadropol Kuvvetleri .....	16
2.1.3 Çekirdek Deformasyonu .....	17
2.1.3.1 Proton Ve Nötronların Dağılımının Deformasyonu .....	17
2.1.3.2 Kolektif Durumların Nükleer Momentleri .....	19
2.2 Etkileşen Bozon Modeli (IBM) .....	20
2.2.1 Elektromanyetik Geçiş Operatörleri .....	25
2.2.2 Dinamik Simetriler .....	27
2.2.3 Elektromanyetik Geçiş Özellikleri .....	31
2.2.3.1 Vibrasyonel Limit .....	31
2.2.3.2 Rotasyonel Limit .....	36
2.2.3.3 $\gamma$ -Kararsız Limit .....	37



2.2.4	IBM Hamiltonyen Ve Dinamik Simetriler .....	38
2.2.4.1	Koordinat Sisteminin Oluşturulması .....	40
2.3	Etkileşen Bozon Fermiyon Modeli (IBFM) .....	42
2.3.1	IBFM Hamiltonyen .....	42
2.3.2	U(5) Limitinde Etkileşen Bozon Fermiyon Model .....	45
3.	ARAŞTIRMA BULGULARI .....	49
3.1	Bazı Çift-Çift Erbiyum İzotoplarının İncelenmesi .....	49
3.1.1	<sup>162</sup> Er Çekirdeği .....	50
3.1.1.1	<sup>162</sup> Er Çekirdeğinin Enerji Düzeyleri ve Geçişlerin Kutupsallığı .....	52
3.1.1.2	<sup>162</sup> Er Çekirdeğinin Kutupsal Karışım Oranları .....	55
3.1.1.3	<sup>162</sup> Er Çekirdeği İçin Hesaplanan B(E2) Geçiş Olasılıkları $\beta_0$ Ve $\beta_2$ Deformasyon Parametreleri, $Q_0$ Ve $Q_{2+}$ Kuadropol Momentleri .....	55
3.1.2	<sup>164</sup> Er Çekirdeği .....	56
3.1.2.1	<sup>164</sup> Er Çekirdeğinin Enerji Düzeyleri Ve Geçişlerin Kutupsallığı .....	59
3.1.2.2	<sup>164</sup> Er Çekirdeğinin Kutupsal Karışım Oranları .....	63
3.1.2.3	<sup>164</sup> Er Çekirdeği İçin Hesaplanan B(E2) Geçiş Olasılıkları $\beta_0$ Ve $\beta_2$ Deformasyon Parametreleri, $Q_0$ Ve $Q_{2+}$ Kuadropol Momentleri .....	63
3.1.3	<sup>166</sup> Er Çekirdeği .....	64
3.1.3.1	<sup>166</sup> Er Çekirdeğinin Enerji Düzeyleri ve Geçişlerin Kutupsallığı .....	67
3.1.3.2	<sup>166</sup> Er Çekirdeğinin Kutupsal Karışım Oranları.....	71

3.1.3.3	<sup>166</sup> Er Çekirdeği İçin Hesaplanan B(E2) Geçiş Olasılıkları $\beta_0$ Ve $\beta_2$ Deformasyon Parametreleri, $Q_0$ Ve $Q_{2+}$ Kvadropol Momentleri .....	73
3.1.4	<sup>168</sup> Er Çekirdeği .....	74
3.1.4.1	<sup>168</sup> Er Çekirdeğinin Enerji Düzeyleri ve geçişlerin Kutupsallığı .....	77
3.1.4.2	<sup>168</sup> Er Çekirdeğinin Kutupsal Karışım Oranları.....	81
3.1.4.3	<sup>168</sup> Er Çekirdeği İçin Hesaplanan B(E2) Geçiş Olasılıkları $\beta_0$ Ve $\beta_2$ Deformasyon Parametreleri, $Q_0$ ve $Q_{2+}$ Kvadropol Momentleri .....	82
3.1.5	<sup>170</sup> Er Çekirdeği .....	83
3.1.5.1	<sup>170</sup> Er Çekirdeğinin Enerji Düzeyleri ve geçişlerin Kutupsallığı.....	85
3.1.5.2	<sup>170</sup> Er Çekirdeğinin Kutupsal Karışım Oranları.....	88
3.1.5.3	<sup>170</sup> Er Çekirdeği İçin Hesaplanan B(E2) Geçiş Olasılıkları $\beta_0$ Ve $\beta_2$ Deformasyon Parametreleri, $Q_0$ ve $Q_{2+}$ Kvadropol Momentleri .....	89
3.2	Bazı Çift-Tek Erbiyum izotoplarının İncelenmesi .....	90
3.2.1	<sup>159</sup> Er Çekirdeği .....	92
3.2.2	<sup>159</sup> Er Çekirdeğinin enerji düzeyleri ve geçişlerin kutupsallığı .....	92
3.2.3	<sup>161</sup> Er Çekirdeği .....	98
3.2.4	<sup>161</sup> Er Çekirdeğinin enerji düzeyleri ve geçişlerin kutupsallığı .....	98
3.2.5	<sup>163</sup> Er Çekirdeği .....	104

3.2.6	$^{163}\text{Er}$ Çekirdeğinin enerji düzeyleri ve geçişlerin kutupsallığı .....	105
3.2.7	$^{165}\text{Er}$ Çekirdeği .....	111
3.2.8	$^{165}\text{Er}$ Çekirdeğinin enerji düzeyleri ve geçişlerin kutupsallığı .....	111
4.	TARTIŞMA VE SONUÇ .....	117
4.1	Erbiyum İzotoplarına Ait $ \delta(E2/M1) $ Kutupsal Karışım Oranları.....	117
4.2	Erbiyum Çekirdeklerine Ait $B(E2;L \rightarrow L+2)$ Geçiş Olasılıkları.....	123
4.3	Erbiyum İzotoplarına Ait $B(E2) \uparrow$ İndirgenmiş Geçiş Olasılıkları, $\beta_0$ Ve $\beta_2$ Deformasyon Parametreleri, $Q_0$ ve $Q_{2+}$ Kuadropol Momentleri .....	128
4.4	Çift-tek Erbiyum izotoplarına ait enerji düzeyleri ve $B(E2;L \rightarrow L+2)$ geçiş olasılıkları .....	132
	KAYNAKLAR .....	140
	ÖZGEÇMİŞ .....	146
	EK 1. PROGRAM KODLARININ TANITIMI .....	147

## ŞEKİLLER DİZİNİ

### ŞEKİL

2.1 Çekirdeğin kütle deformasyonu .....	18
2.2 Spektrum yapısının U(5) limiti ile gösterimi .....	28
2.3 SU(3) limitinin tipik spektrumu .....	29
2.4 S(6) limitindeki tipik spektrum .....	30
2.5 IBM - Koordinat sistemi .....	40
2.6 IBM Faz üçgeninde çekirdeklerin yerleşimi .....	41
3.1 <sup>162</sup> Er Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerinin basitleştirilmiş bozunum şeması .....	53
3.2 <sup>164</sup> Er Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerinin basitleştirilmiş bozunum şeması .....	60
3.3 <sup>166</sup> Er Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerinin basitleştirilmiş bozunum şeması .....	68
3.4 <sup>168</sup> Er Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerinin basitleştirilmiş bozunum şeması .....	80
3.5 <sup>170</sup> Er Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerinin basitleştirilmiş bozunum şeması .....	87
3.6 <sup>159</sup> Er Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerinin basitleştirilmiş bozunum şeması .....	95
3.7 <sup>161</sup> Er Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerinin basitleştirilmiş bozunum şeması .....	102

3.8 $^{163}\text{Er}$ Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerinin basitleştirilmiş bozunum şeması .....	107
3.9 $^{165}\text{Er}$ Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerinin basitleştirilmiş bozunum şeması .....	113
4.1 Erbiyum çekirdekleri için hesapladığımız Kutupsal Karışım oranının nötron sayısına bağlı olarak değişimi .....	123
4.2 Çift-çift Erbiyum çekirdekleri için elde ettiğimiz B(E2) Geçiş olasılığının nötron sayısına bağlı olarak değişimi .....	127



## ÇİZELGELER DİZİNİ

### ÇİZELGE

3.1. IBM-2 Hamiltonyen Parametreleri .....	50
3.2. <sup>162</sup> Er izotopunun Enerji Düzeyleri .....	51
3.3. <sup>162</sup> Er izotopu için $\delta(E2/M1)$ Karışım Oranları .....	55
3.4. <sup>162</sup> Er İzotopuna Ait B(E2) Geçiş olasılıkları .....	56
3.5. <sup>162</sup> Er izotopu için Hesaplanan Bazı Parametreler.....	56
3.6. <sup>164</sup> Er izotopunun Enerji Düzeyleri .....	57
3.7. <sup>164</sup> Er izotopu için $\delta(E2/M1)$ Karışım Oranları .....	63
3.8. <sup>164</sup> Er İzotopuna Ait B(E2) Geçiş olasılıkları .....	64
3.9. <sup>164</sup> Er İzotopu için Hesaplanan Bazı Parametreler.....	64
3.10. <sup>166</sup> Er izotopunun Enerji Düzeyleri .....	66
3.11. <sup>166</sup> Er izotopu için $\delta(E2/M1)$ Karışım Oranları.....	72
3.12. <sup>166</sup> Er izotopuna ait B(E2) Geçiş Olasılıkları .....	73
3.13. <sup>166</sup> Er İzotopu için Hesaplanan Bazı Parametreler .....	74
3.14. <sup>168</sup> Er izotopunun Enerji Düzeyleri.....	76
3.15. <sup>168</sup> Er izotopu için $\delta(E2/M1)$ Karışım Oranları .....	81
3.16. <sup>168</sup> Er izotopuna ait B(E2) Geçiş Olasılıkları .....	82
3.17. <sup>168</sup> Er İzotopu için Hesaplanan Bazı Parametreler .....	83
3.18. <sup>170</sup> Er izotopunun Enerji Düzeyleri.....	84
3.19. <sup>170</sup> Er izotopu için $\delta(E2/M1)$ Karışım Oranları .....	89
3.20. <sup>170</sup> Er izotopuna ait B(E2) Geçiş Olasılıkları .....	89
3.21. <sup>170</sup> Er İzotopu için Hesaplanan Bazı Parametreler .....	90

3.22. IBFM-Hamiltonyen Parametreleri.....	91
3.23. <sup>159</sup> Er izotopunun düşük spin enerji düzeyleri ve pariteleri.....	96
3.24. <sup>159</sup> Er izotopunun pozitif pariteli yüksek spin enerji düzeyleri.....	97
3.25. <sup>159</sup> Er izotopu için hesaplanan B(E2) geçiş olasılıkları .....	97
3.26. <sup>161</sup> Er izotopunun düşük spin enerji düzeyleri ve pariteleri.....	103
3.27. <sup>161</sup> Er izotopunun pozitif pariteli yüksek spin enerji düzeyleri.....	104
3.28. <sup>161</sup> Er izotopu için hesaplanan B(E2) geçiş olasılıkları .....	104
3.29. <sup>163</sup> Er izotopunun düşük spin enerji düzeyleri ve pariteleri .....	109
3.30. <sup>163</sup> Er izotopunun pozitif pariteli yüksek spin enerji düzeyleri.....	110
3.31. <sup>161</sup> Er izotopu için hesaplanan B(E2) geçiş olasılıkları .....	110
3.32. <sup>165</sup> Er izotopunun düşük spin enerji düzeyleri ve pariteleri.....	115
3.33. <sup>165</sup> Er izotopunun pozitif pariteli yüksek spin enerji düzeyleri.....	116
3.34. <sup>165</sup> Er izotopu için hesaplanan B(E2) geçiş olasılıkları.....	116
4.1 <sup>162</sup> Er için Teorik ve Deneysel $\delta(E2/M1)$ Karışım Oranları .....	118
4.2 <sup>164</sup> Er için Teorik ve Deneysel $\delta(E2/M1)$ Karışım Oranları.....	119
4.3 <sup>166</sup> Er için Teorik ve Deneysel $\delta(E2/M1)$ Karışım Oranları .....	120
4.4 <sup>168</sup> Er için Teorik ve Deneysel $\delta(E2/M1)$ Karışım Oranları.....	121
4.5 <sup>170</sup> Er için Teorik ve Deneysel $\delta(E2/M1)$ Karışım Oranları.....	122
4.6 <sup>162</sup> Er İzotopuna ait Teorik ve Deneysel B(E2) Geçiş olasılıkları.....	124
4.7 <sup>164</sup> Er İzotopuna ait Teorik ve Deneysel B(E2) Geçiş olasılıkları.....	124
4.8 <sup>166</sup> Er İzotopuna ait Teorik ve Deneysel B(E2) Geçiş olasılıkları.....	125
4.9 <sup>168</sup> Er İzotopuna ait Teorik ve Deneysel B(E2) Geçiş olasılıkları.....	126
4.10 <sup>170</sup> Er İzotopuna ait Teorik ve Deneysel B(E2) Geçiş olasılıkları.....	127
4.11 <sup>162</sup> Er İzotopu için Teorik ve Deneysel Bazı Parametreler.....	128

4.12	<sup>164</sup> Er izotopu için Teorik ve Deneysel Bazı Parametreler.....	129
4.13	<sup>166</sup> Er izotopu için Teorik ve Deneysel Bazı Parametreler.....	130
4.14	<sup>168</sup> Er izotopu için Teorik ve Deneysel Bazı Parametreler.....	131
4.15	<sup>170</sup> Er izotopu için Teorik ve Deneysel Bazı Parametreler.....	132
4.16	<sup>159</sup> Er izotopunun pozitif pariteli yüksek spin enerji düzeyleri .....	133
4.17	<sup>159</sup> Er izotopuna ait Teorik ve Deneysel B(E2) geçiş olasılıkları.....	134
4.18	<sup>161</sup> Er izotopunun pozitif pariteli yüksek spin enerji düzeyleri .....	135
4.19	<sup>161</sup> Er izotopuna ait Teorik ve Deneysel B(E2) geçiş olasılıkları.....	135
4.20	<sup>163</sup> Er izotopunun pozitif pariteli yüksek spin enerji düzeyleri .....	136
4.21	<sup>163</sup> Er izotopuna ait Teorik ve Deneysel B(E2) geçiş olasılıkları.....	137
4.22	<sup>165</sup> Er izotopunun pozitif pariteli yüksek spin enerji düzeyleri .....	137
4.23	<sup>165</sup> Er izotopuna ait Teorik ve Deneysel B(E2) geçiş olasılıkları.....	138



## 1.GİRİŞ

Çekirdeklerin yapısı, bağımsız parçacık hareketlerine ağırlık veren Kabuk Modeli ve sadece sınırlı sayıda koordinat kullanan Kolektif Model yardımıyla geniş ölçüde anlaşılmıştır. Fakat karşılıklı parçacık etkileşimi, Kolektif serbestlik dereceleri,  $150 \leq A \leq 190$  deforme bölgesindeki çekirdeklerin nükleer yapısının anlaşılmasında, çekirdeklerin enerji spektrumundaki geçişlerin kutupsallıkları ve onların karışım oranları ile ilgili birçok cevaplanmamış soru mevcuttur. Bu problemlere cevap aramak amacıyla son yıllarda Arima ve Iachello <sup>(1)</sup> tarafından ortaya atılan, herbiri açısız momentumun sıfır veya iki birimini taşıyan ve etkileşen bozonlar topluluğuna dayanan bir modelde oldukça iyi başarı sağlanmıştır. Arima ve arkadaşları bu modelde bozonları, nükleon (proton-nötron) çiftleri olarak yorumladılar.

Nükleon-nükleon etkileşimi etraflıca bilinseydi, Schrödinger denkleminin nümerik çözümüyle çekirdeklerin enerji düzeyleri ve diğer istenilen nükleer özellikleri hesaplanabilirdi. Pratikte ise bu yaklaşımın mümkün olmadığı birçok serbestlik derecesi vardır ki bu durum ancak en gerçek fiziksel sistemlerde görülür ve kütle numarasının çok küçük olduğu çekirdekler için kesin çözüm yapılabilirdi. Bundan başka bir diğer pratik güçlük ise nükleon-nükleon etkileşiminin detaylarının bilinmemesidir. Etkileşim basit bir şekilde olmadığı gibi, yalnızca nükleon-nükleon saçılma deneylerinin nümerik analizlerinden bilinmektedir. Böyle bir analiz ise etkileşim hakkında yalnızca kısmi bilgiler verir.

Nükleonların karmaşık kuark yapısı nedeniyle, nükleon-nükleon etkileşimi parçacık-parçacık arasındaki etkileşimden ziyade iki molekül arasındaki etkileşime benzemektedir. Etkileşim karmaşıklığına ve çok sayıdaki serbestlik derecesine rağmen yıllar süren deneyler ile nükleer yapının birçok değişik özelliği belirlenebilmiştir.

Nükleer yapı fiziğinde, ortaya atılan teorik modeller bu modellerin uygulanması ve sadeleştirilmesiyle, bir model ve diğerleri arasındaki benzerlik ve birliğin kurulmasıyla ve çok cisim problemlerinden başlayarak modeller için yaklaşık bir temel kurma girişimleriyle ilgilendirir. Bazı çekirdekler için başarılı olan bir modelin bazı çekirdekler ya da çekirdek grupları için başarısız kaldığı ve hatta belli bir çekirdekte farklı durumların değişik modellerle basitçe tanımlanabildiği uzun süredir kabul edilmektedir. Bütün bunlar göz önünde bulundurulursa, modellerin birleştirilmesi önemli bir amaç olarak ortaya çıkar. Her model, çekirdeklerin özelliklerini ve özellikle de o çekirdeğin karakteristiği olan gözlenebilir farklı büyüklükler arasındaki ilişkileri anlamamıza yardım eder.

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

## 1.1 Önceki Çalışmalar

GREINER (1966), manyetik dipol geçişleri ve rotasyonel  $g_R$  faktörlerinin azalması arasındaki ilişkiyi inceledi. Ortaya koyduğu modelde, protonlar arasındaki eşleşme kuvvetlerinin nötronlar arasındaki eşleşme kuvvetinden büyük olmasından dolayı proton dağılımı deformasyonundan daha küçük olduğunu belirtmiştir. Ayrıca  $g_R$  faktörlerinin deneysel değerlerinin  $Z/A$  'dan farklı olmasının nedenlerini açıklamıştır <sup>(2)</sup>.

GÖTZ ve ark. (1972), deforme bölge civarında çekirdeklerin deformasyon enerjilerini inceleyip, bazı izotopların  $\beta_2$  kuadrupol deformasyon parametrelerini hesapladılar. Bu değerleri deneysel verilerle karşılaştırıp teorik değerlerin deney sonuçlarıyla uyum içerisinde olduğunu belirttiler <sup>(3)</sup>.

KRANE (1975),  $A > 152$  kütle numarasına sahip çift-çift çekirdeklere gama ışını geçişlerinin  $E2/M1$  karışım oranları üzerinde genel bir inceleme yaptı. Literatürdeki açısal dağılım ve korelasyon verilerini analiz etti <sup>(4)</sup>.

KISHIMOTO ve TAMURA (1976) , bozon tekniğinin bir formülasyonunu, kuadrupol-çiftlenim etkileşiminin dağılımına, Kolektif ve Kolektif olmayan uyarılma modları arasındaki kublajı eklemek suretiyle geliştirmişlerdir. Bu formalizme bağlı olarak periyotlar cetvelinin değişik bölgelerinde bulunan Kolektif çekirdeklerin  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  geçiş olasılıklarını,  $Q(2^+)$  kuadrupol momentlerini, deformasyon parametrelerini ve enerji düzeylerini hesapladılar <sup>(5)</sup>.

ARIMA ve IACHELLO (1978) , etkileşen bozon modelinin rotasyonel limitini tartışarak, bu limit durumunda enerjiler ve elektromanyetik geçiş oranları için bir kaç analitik ifade ortaya koydular <sup>(6)</sup>.

ARIMA ve IACHELLO (1978), tarafından etkileşen bozonlar sistemi yardımıyla, Kolektif nükleer durumların birleşik tasviri yapıldı ve vibrasyonel limit ile rotasyonel limit tekrar gözden geçirilerek enerjiler ve elektromanyetik geçişler için oldukça geniş bir analitik ifade seti ileri sürüldü<sup>(7)</sup>.

SCHOLTEN ve ark. (1978), etkileşen bozon model çatısı içerisinde vibrasyonel limitten, rotasyonel limite geçişi incelenerek, geçiş çekirdeklerinde; enerjiler elektromanyetik geçişler, çokkutuplu momentler, nükleer yarıçap ve iki-nükleon transfer şiddetlerinin bu model yardımıyla nasıl hesaplanabileceğini gösterdiler<sup>(8)</sup>.

ARIMA ve IACHELLO (1979), etkileşen bozon modelin üçüncü limit durumunu tartıştılar. Bu limit durumu altı boyutta ortogonal dönüşümlerin O(6) grubu ile ilişkilendirdiler, bu simetri içerisinde enerjiler ve elektromanyetik geçiş oranları ile ilgili ifadeleri ortaya koydular<sup>(9)</sup>.

GUPTA ve ark. (1980), bazı çift-çift çekirdeklerin gama vibrasyonel bandının  $2^+$  düzeyinden, temel hal bandının  $0^+$  düzeyine ve temel hal bandın  $2^+$  düzeyinden  $0^+$  düzeyine geçişlerin olasılıklarını incelediler<sup>(10)</sup>.

WARNER ve ark.(1981), deforme olmuş çift-çift çekirdeklere, deneysel E2/M1 karışım oranları etkileşen bozon yaklaşımı (IBA) modelinin tahmini değerleriyle karşılaştırmış ve IBA sonuçlarının geometrik yaklaşımlardan elde edilenlere eş değer olduklarını belirtmişlerdir<sup>(11)</sup>.

BIJKER ve DIEPERINK (1982), Warner ve Casten tarafından rapor edilen etkileşen bozon yaklaşımının rotasyonel limitinde  $\beta \rightarrow \gamma$ ,  $\gamma \rightarrow g$  ve

$\beta \rightarrow g$  E2 geçişlerinin üstünlüğünü E2 matris elemanlarının özellikleri cinsinden basitçe açıklanabileceğini gösterdiler<sup>(12)</sup>.

COSTANOS ve ark. (1982), çift-çift çekirdeklerin düşük enerjili düzeylerini tek bir IBA Hamiltonyeni kullanarak tasvir ettiler. Sonuç olarak genel Hamiltonyenin bir kaç teriminin ihmal edilebileceğini gösterdiler<sup>(13)</sup>.

LANGE ve ark. (1982), çift-çift çekirdeklere elektromanyetik geçişlerin E2/M1 ve E0/E2 çokkutuplu karışım oranları ölçümlerine ait değerleri tablolar halinde verdiler. Aynı geçiş sınıfları için çekirdekten çekirdeğe ve verilen bir çekirdeğe ait farklı spin düzeylerinden geçişler için E2/M1 karışım oranlarının büyüklükleri ve işaretlerindeki değişimi incelediler<sup>(14)</sup>.

WARNER ve CASTEN (1982), deforme olmuş çekirdeklere E2 operatörünü uygulayarak, etkileşen bozon yaklaşımının yapısını incelediler. SU(3) 'ün farklı gösterimleri arasındaki geçişlere ait B(E2) değerlerinin, E2 operatörünün düşünülen parametrelerinden bağımsız olduğunu gösterdiler<sup>(15)</sup>.

ELLIOTT (1985), farklı formdaki etkileşen bozon modeli ve modelin çekirdek zincirine uygulamalarını gözden geçirdi. Etkileşen bozon modeli ve Kolektif model arasındaki ilişkileri tartışarak, Kabuk Modelinden etkileşen bozon modelinin türetilmesi üzerinde durdu<sup>(16)</sup>.

CASTEN ve WOLF (1987), etkileşen bozon modeli çatısı içinde B(E2 ;  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ ) geçiş olasılıklarının hesaplanması için basit analitik bir ifade elde ettiler. Elde ettikleri bu analitik ifadenin sonuçları nümerik

hesaplamalarla karşılaştırılarak %16 hata payına sahip olduğunu ileri sürdüler<sup>(17)</sup>.

LIPAS ve ark. (1987), etkileşen bozon modelin temel formu IBA-1 kullanarak bazı çift-çift çekirdeklerin enerji düzeyleri arasındaki geçişlere ait E2/M1 karışım oranlarını hesapladılar. Dalga fonksiyonlarına ve M1 parametrelerine bağımlı olan M1 matris elemanlarını hesapladılar. Elde ettikleri sonuçların, Kumar 'ın mikroskobik Modelinin neticelerinden iyi olduğunu belirttiler<sup>(18)</sup>.

ENGEL ve ark. (1990), etkileşen bozon model içerisinde bir limit üçgeni kullanılarak farklı simetri limitlerini ve geçiş bölgelerini tasvir ettiler. Buna ek olarak bazı çift-çift çekirdeklerin hamiltonyenlerinde bulunan parametreleri hesapladılar<sup>(19)</sup>.

NAZAREWICZ ve ark.(1990), bazı çift-çift çekirdeklerin  $\beta_2$  deformasyon parametrelerini hesapladılar<sup>(20)</sup>.

JARRIO ve ark.(1991),  $^{160-170}\text{Er}$  ve  $^{182-186}\text{W}$  çekirdeklerinde rotasyonel durumların SU(3) yapısını inceleyerek, bu çekirdekler için indirgenmiş B(E2) ve  $Q_2^+$  değerlerini hesapladılar<sup>(21)</sup>.

YOSHINAGA, N ve ark.(1992), SU(3) tensör formalizmi içerisinde sdg-Etkileşen Bozon Modelini ortaya koyup, bu modeli aşırı deforme  $^{168}\text{Er}$  çekirdeğine uyguladılar<sup>(22)</sup>.

THOURSLUND ve ark.(1992),  $^{166}\text{Er}$  'da temel hal bandının  $6^+$  dan ve  $12^+$ 'ya kadar olan beş düzeyinde ve  $\gamma$ - bandının  $12^+$  spin-düzeyine kadar olan bütün çift durumların yarı ömürlerini geri tepme uzaklığı metodunu

kullanıp ölçtüler. Ayrıca bu çekirdeğe ait indirgenmiş elektrik kuadrupol geçiş olasılıklarını elde ettiler ve temel hal bandı ile  $\gamma$ -bandı arasındaki karışımları incelediler<sup>(23)</sup>.

CHAKRABARTI ve ark., geniş hacimli ve yüksek ayırım gücüne sahip Germanyum detektörlerini kullanarak gama ışını spektroskopisi yardımıyla  $^{164}\text{Tm}$ 'nin 6 izomerinin bozunumu üzerinde çalıştılar ve bozunum sonucu  $^{164}\text{Er}$ 'ün  $K^\pi=0^+, 2^+, 0^-, 2^-, 5^-$  ve  $7^-$  olan altı değişik bandını gözlediler<sup>(24)</sup>.

MOSBAH, D.S ve ark., (1994), IBM-2 tekniği kullanarak Wolfram çekirdeğinin çokkutuplu karışım oranlarını, indirgenmiş karışım oranlarını,  $B(E2)$  geçiş olasılıklarını teorik olarak hesapladılar<sup>(25)</sup>.

R.F. CASTEN ve D.D.WARNER (1996),  $(n, \gamma)$  reaksiyonu ile Ge detektörü kullanarak  $^{168}\text{Er}$  çekirdeğinin enerji düzeyleri hakkında yeni bilgiler elde ettiler. 250 yeni çakışma ilişkisi tespit ederek  $^{168}\text{Er}$  için yeni enerji düzeylerini ortaya koydular<sup>(26)</sup>.

A.ARİMA (1997), deforme çekirdeklerde  $SU(3)$  için yeni dinamik simetri kavramlarını ortaya attı<sup>(27)</sup>.

I.ALFTER ve E.BODENSTEDT (1998),  $M1 / E2$  çokkutuplu karışım oranını  $^{168}\text{Er}$  için deneysel yöntemlerle belirlediler<sup>(28)</sup>.

L.M.Chen(1998),  $159 \leq A \leq 165$  arası erbiyum izotoplarının negatif pariteli yüksek spin düzeylerine ait hesaplamaları etkileşen bozon fermiyon modeli ile hesapladı.<sup>(107)</sup>

V.K.B. Kota ve U.Datta Pramatik(1998), SU(3) çiftlenim şemasını tek-tek çekirdekler için etkileşen bozon fermiyon modeli ile gösterimini gerçekleştirdiler.<sup>(108)</sup>

J.P. ELLIOTT (1999), SU(3) modelinin kabuk modelinden bozon modeline geçişi hakkında yeni veriler ortaya koydu<sup>(29)</sup>.

B.R.BARRETT Ve S.KUYUCAK (1999), E2/M1 karışım oranını <sup>168</sup>Er için IBM-II kullanarak elde ettiler. Bu yaklaşımlarında Hamiltonyenin seçiminin ve parametrelerin hesaplanmasında etkin olduğunu gösterdiler<sup>(30)</sup>.

I.SİNAİ (1999), SU(3) kısmi dinamik simetri kavramını deforme çekirdekler için açıkladı<sup>(31)</sup>.

A.ARİMA (1999), SU(3) dinamik simetrisinin tarihsel kronolojisi hakkında bilgi verdi<sup>(32)</sup>.

J.JOLIE,H.G.BORNER (2000), GRID metot kullanılarak <sup>168</sup>Er çekirdeğinin 12 durumunun negatif pariteli kısmını ölçtüler.  $K^\pi=0^-$  ve  $K^\pi=2^-$  bantları ve E1 geçişleri için elde edilen değerlerin IBA-1 sdf ile uyum içerisinde olduğunu gözlemlədiler<sup>(33)</sup>.

R.S.Gou ve L.M.Chen(2000), <sup>155-165</sup>Er izotoplarının yüksek spin düzeylerinin pozitif pariteli durumlarını etkileşen bozon fermiyon modeli ile çalıştılar. İlgili izotopların enerji düzeyleri ve B(E2) değerlerini hesapladılar.<sup>(109)</sup>

J.B.GUPTA ve J.H.HAMILTON (2001), Dinamik deformasyon teorisini, çiftlenim kuadropol etkileşimi ile birlikte, <sup>168</sup>Er çekirdeğinin çoklu fonon bant



yapısını çalışmak üzere uyguladılar.  $K^\pi=0^+, K^\pi=2^+$  ve  $K^\pi=4^+$  bant yapılarını analiz ettiler. Düşük bant yapıyı Etkileşen Bozon Modeli ile analiz ettiler<sup>(34)</sup>.

E.MELBY, A. SCHILLER (2001),  $^{168}\text{Er}$  ve  $^{167}\text{Er}$  çekirdeklerinin  $\gamma$ -ışını spektrumlarını ( $^3\text{He}, \alpha^\gamma$ ) ve ( $^3\text{He}, ^3\text{He}\gamma$ ) reaksiyonlarından elde ettiler. Entropi, sıcaklık ve ısı kapasitelerini düşük yoğunlukta hesapladılar<sup>(35)</sup>.

## 1.2. Çalışmanın Amacı

Etkileşen Bozon Modeli Kullanılarak,  $150 < A < 190$  deforme bölge ortasındaki bazı çift-çift izotopların enerji düzeyleri arasındaki elektromanyetik geçişlere ait  $\delta(E2/M1)$  karışım oranlarını,  $\beta_0$  ve  $\beta_2$  deformasyon parametrelerini,  $Q_0$  ve  $Q(2^+)$  kuadrupol momentlerini ve temel hal bandı üyeleri arasındaki  $B(E2; L+2 \rightarrow L)$  geçiş olasılıklarını hesaplayıp, bu parametrelerin geçiş bölgesindeki davranışlarını incelemektir. Hesaplanan Çift-çift çekirdeklere ait bu veriler yardımıyla erbiyum çekirdeğinin Tek-çift izotoplarına ait enerji düzeyleri ve  $B(E2; L+2 \rightarrow L)$  geçiş olasılıklarını hesaplamaktır.

## 2. MATERYAL VE YÖNTEM

### 2.1. Giriş

Çekirdeğe ait kuvvetlerden faydalanarak, çekirdeklerin yapısını ve değişik özelliklerini açıklayabilen genel bir teori henüz kurulamamıştır. Farklı metotlarla yapılan deneylerin sonuçlarını açıklayabilmek için çeşitli çekirdek modelleri geliştirilmiştir. İlk çekirdek modelini 1930 yılında Bohr ileri sürmüştür<sup>(36)</sup>. Bu modele göre çekirdek, sıvı damlasına benzetilmektedir. Bu Modelin sihirli çekirdeklerin komşu çekirdeklere göre gösterdikleri daha kararlı durumları açıklamadığı için ömrü az olmuştur. Bu durumu açıklayabilmek için 1934' te Elsass ve Guggenheimer tarafından Kabuk modeli ileri sürülmüştür. Nükleonlar, sihirli sayıda değerler aldıklarında , çekirdeklere proton ve nötron kabuklarının olduğu ve diğer çekirdeklere göre özel bir kararlılık gösterdikleri gözlenmiştir. Bunun yanında proton ve nötron sayıları sihirli sayılara eşit olan çekirdeklerin kuadropol momentlerinin sıfıra yakın olması da, bu çekirdeklere, küresel simetriye yakın kapalı kabukların varlığını desteklemektedir. Bu modelin en büyük eksikliği deforme olmuş bölgedeki büyük kuadropol momentlerini açıklayamamasıdır. Ayrıca elektromanyetik geçiş olasılıkları ve düşük enerjili uyarma spektrumları da kabuk modeliyle açıklanamaz<sup>(37)</sup>.

Kabuk modelinin açıklayamadığı nükleer olayların açıklanabilmesi amacıyla 1950 yılında Bohr ve Mottelson Kollektif modeli ileri sürmüşlerdir<sup>(36)</sup>. Bu modelde çekirdek içerisindeki bütün parçacıkların kollektif hareketleri dikkate alınarak, bu hareket sonucu oluşan çekirdek

deformasyonları incelenir.Çekirdek deformasyonunun oluşumunda , kapalı kabukların dışındaki artık nükleonların hareketiyle ortaya çıkan kutuplanmanın yanı sıra, kapalı kabuk içerisindeki özün biçimi ve açısız momentumu da dikkate alınmıştır<sup>(38)</sup>. Kollektif modelde de kabuk modelinde olduğu gibi çekirdekdeki nükleonlar, çekirdeğin merkezinden ölçülen r uzaklığının fonksiyonu olan bir kuvvet alanı içerisinde serbestçe hareket eder. Fakat küresel simetri V(r) potansiyeli, çekirdek içindeki nükleonların etkileşmesi sonucu biçimi değişebilir. Bu çekirdeğin deformasyonu anlamına gelir. Ayrıca bu modelde potansiyel enerji deformasyona bağılı olarak değişir. Eksenel simetride, $\beta_0$  deformasyon parametresinin bir fonksiyonu olarak, enerjinin iki minimumu vardır. Eğer  $\beta_0$  pozitif ise, çekirdek prolate(puro) şekli,  $\beta_0$  negatif ise, çekirdek oblate(armutumsu) şekli ifade eder.

Çekirdekte ilk uyarılmış çekirdek düzeyi spini (L=2)'den temel durum (L=0)'a geçiş anında üretilen elektromanyetik radyasyon alanı, nükleer yükün kuadropol dağılımından bir küresel dağılıma yeniden düzenlenmesinden doğar. Bunun için elektromanyetik radyasyon E2 karakterine sahiptir ve geçiş kuadropol geçiştir. Deforme çekirdeğin nükleer yüzeyini tanımlamak için küresel harmonik açılımı,

$$R(\theta(\varphi)) = R_0 \left[ 1 + \sum_{\mu} a_{\mu} Y_{2\mu}(\theta, \varphi) \right]$$

ile verilmiştir. Burada  $R_0$  küresel denge durumunun yarıçapıdır<sup>(39)</sup>.

Sihirli sayıda nötron ya da proton sayısına sahip olan çekirdekler küreseldir. Sihirli çekirdeklere komşu çekirdeklere de çiftlenim etkisiyle küresel öz bozulamaz ve nükleonların L=0 açısız momentumuna sahip çiftler oluşturdukları görülür. Çekirdeğin küresel denge biçimi etrafındaki kolektif

hareketi bir vibrasyon hareketidir. Kapalı kabuk dışına ilave olan valans nükleonlarının sayısı arttıkça, uzun menzilli kuadropol kuvvetleri, küresel yapının bozulmasına neden olur. Bu bozulma küresel özde de kendini göstererek çekirdek elipsoidal bir şekil kazanır. Bu durumdaki kollektif hareket, denge biçimi etrafındaki vibrasyonel hareketiyle birlikte deforme olmuş çekirdeğin yönelme doğrultusunun rotasyonundan meydana gelir. Vibrasyon halinde aksenel simetri korunur ve bunun sonucu olarak  $K=0$  ve spin paritesi  $0^+, 2^+, 4^+$  olan durumlar ortaya çıkar.  $K$  çekirdek spininin z-ekseni yönündeki iz düşümüdür ve aksiyel simetriden dolayı korunmaktadır. Genellikle oldukça düşük uyarmalar, gama vibrasyonu durumlarıdır. Bu bant için  $K=2$  olup, bandın durumları  $2^+, 3^+, 4^+, 5^+ \dots$ dir. Negatif pariteli rotasyonel bandın en düşük düzeyi  $1^-$  dir ve oktopol vibrasyonlardan oluşmuştur.

Kollektif hareketin, rotasyonla birlikte olan başlıca üç tip spektruma karşılık geldiği deneylerden anlaşılmıştır. Bunlar temel hal bandı, kuadropol gama bandı ve kuadropol beta bandıdır. Burada dikkate alınan çift-çift çekirdek, nükleer yüzeyin kuadropol bozulmasıyla tanımlanır. Böyle bir şekli bozulması beş  $\alpha_\mu$  değişkeni ile ifade edilir. Bu parametreler  $\alpha_\mu (\mu=0, \pm 1, \pm 2)$  bir kuadropol tensörün bileşenleridir. Eş değer bir tanımlama parçacık sisteminde kuadropol bozulmayı tanımlayan  $\beta$  ve  $\gamma$  değişkenleriyle verilebilir. Parçacık-sabit sisteminin uzayındaki 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 vibrasyonel, rotasyonel ve  $\gamma$ -kararsız çekirdeklerine karşılık gelir. Potansiyel

enerji yarı denel olarak veya deforme olmuş bazda mikroskobik hesaplamalarla oluşturulmuştur. Genelde çok yoğun sayısal çözümlerle integralleri kullanılarak çözümler elde edilebilmektedir. Bir başka eş değer yöntemle problemi çözmek için, beş boyutlu harmonik salınıcının dalga fonksiyonları ortogonal durumların tam bir seti gibi kabul edilebilir. Eğer Bohr Hamiltonyenindeki potansiyel enerji, beş  $\alpha_\mu$  değişkenin ikinci dereceden bir fonksiyonu ise, böyle durumlarda diferansiyel denklemin çözümleri olurlar. Bu şekildeki öz durumlar, rankı-2 olan küresel tensör bileşenli bozon durumları tanımlamak üzere  $L=2$  açısal momentumlu  $d$  bozonları ileri sürülmüştür. Küresel denge yüzeyi civarındaki vibrasyon hallerinde böyle bir tanımlama oldukça basittir. Bunun yanında eğer denge yüzeyi ( $\beta_0=0$ ) bozulursa, yüzey civarındaki rotasyon ve vibrasyonların tanımlanması  $d$  bozonlarıyla güç olur. Ayrıca  $d$  bozonlarıyla nükleer durumların basit bir tanımlanması,  $\gamma$ -kararsız grubun indirgenemez temsili bazındaki durumlarıyla yapılabilir.  $\gamma$ -kararsız grubunun tam indirgenemez temsilleri  $N$  tam sayı ile gösterilir ve bu sayı maksimum  $d$  bozonları sayısını verir. Böyle bir modele daraltılmış kuadropol model (TQM) adı verilir.  $\gamma$ -kararsız grubunun avantajı, rotasyonel grubunu bir alt grup olarak içermesidir. Rotasyonel grubu ise daha önce Elliot<sup>(40)</sup> tarafından Tabaka modeliyle rotasyonel spektrumu tanımlamak için önerilmiştir. Buna göre rotasyonel spektrum,  $d$  bozonları durumlarından elde edilmiştir,  $d$  bozonlarıyla ilgili uzay beş boyutludur.  $\gamma$ -kararsız ve rotasyonel üreticileri  $d$  bozonlarının yaratıcı ve yok edici işlemlerinin karmaşık ifadelerinden oluşur. Bütün bunlardan farklı olarak Arima ve Iachello tarafından yeni

bir model geliştirilmiştir<sup>(41)</sup>. Etkileşen bozon model ( veya yaklaşıklığı ) 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 açısai momentumlu d bozonları ve buna eklenen L=0 açısai 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. Hamiltonyenin özdeğerleri ve öz durumları çok iyi hesaplanabilir. Yarı deneysel bir model olan Etkileşen Bozon Modelinde problemi uygun şekilde çözmek üzere değişik kollektif Hamiltonyenler kullanılmıştır. N tam sayısı kollektif Hamiltonyenin bağlı durumlarının sayısını tayin eder. N sayısı limit durumuna geldiğinde, bozon Hamiltonyeni Kollektif modele yaklaşır. Böylece Bozon modeline, Kollektif modelin bir uyarlanması olarak bakılabilir<sup>(42)</sup>.

Buna göre ,

$$IBM-1=TQM \xrightarrow{N \rightarrow \infty} \text{Kollektif Model}$$

olarak düşünülebilir. Bozon modelinin daha derin bir öneme sahip olup olmadığı veya Kabuk 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<sup>(43)</sup>. Bu çiftler, yarı-sihirli çekirdekte olduğu gibi aktif nötronların veya aktif protonların kabuk 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 kuadropol-kuadropol etkileşmesi kullanılırsa, öz durumlar  $S_{\pi}, D_{\pi}$  ve  $S_v, D_v$  çiftlerini oluşturan proton( $\pi$ ) ve nötron( $v$ ) durumlarının karışımlarından oluşacaktır. Bu Kabul Modeli tanımlaması da  $s_{\pi}, d_{\pi}$  proton bozonları ve  $s_v, d_v$  nötron bozonlarını içeren bir başka bozon modeline yol açar. Bozon Hamiltonyeni proton ve nötron bozonları arasında kuvvetli ve çekici bir kuadropol etkileşmesini içerecektir. Bu çok ayrıntılı modelde, aktif proton ve aktif nötron sayılarının etkisi ayrı ayrı incelenebilir. Bu model Etkileşen Bozon Model-2 (IBM-2) olarak adlandırılır.

IBA-2, Kabuk modelinden oluşturduğu için etkileşen bozon yaklaşıklığı olarak da adlandırılır. Böylece ,

Kabuk Modeli  $\longrightarrow$  IBA  $\longrightarrow$  IBA-2

olarak ifade edilebilir. Son yıllarda Etkileşen Bozon Yaklaşıklığı konusu bir çok araştırmacının ilgisini çekmiştir. Çekirdek yapısı ve spektroskopisinde çok sayıda yeni çalışmalara yol açılmıştır. Bu açıdan modelde son yıllarda yapılan pek çok genişletmeler, limitler ve modelin başarıları tartışılmıştır.

### 2.1.1. Beta , Gama ve Oktupol Titreşimler

Sihirli sayıda nötron ya da proton sayısına sahip olan çekirdekler küreseldir. Sihirli çekirdeklere komşu çekirdeklere de çiftlenim etkisiyle küresel öz bozulmaz ve nükleonların  $L=0$  açısız momentumuna sahip çiftler

oluşturdukları görülür. Çekirdeğin küresel denge biçimi etrafındaki Kolektif hareketi bir titreşim hareketidir. Kapalı kabuk dışına ilave olan valans nükleonlarının sayısı arttıkça , uzun menzilli kuadropol kuvvetleri, küresel yapının bozulmasına neden olur. Bu bozulma küresel özde de kendini göstererek çekirdek elipsoidal bir şekil kazanır. Bu durumdaki kolektif hareket, denge biçimi etrafındaki titreşim hareketleriyle birlikte, deforme olmuş çekirdeğin yönelme doğrultusunun dönmesinden meydana gelir. En basit titreşim,  $\beta$  titreşimidir. Bu titreşim halinde aksenal simetri korunur ve bunun sonucu olarak  $K=0$  ve spin paritesi  $0^+, 2^+, 4^+, \dots$  olan durumlar açığa çıkar. Genellikle oldukça düşük uyarmalar gama titreşimi durumlarıdır. Bu halde aksenal simetriden küçük sapmalar olursa da hala  $K$ , hareketin yaklaşık bir sabitidir. Bu bant için  $K=2$  olup , bantın durumları  $2^+, 3^+, 4^+, 5^+ \dots$  dır. Negatif pariteli rotasyonel bantın en düşük düzey  $1^-$  dir. Bu bant oktopol titreşimlerinden oluşmuştur. Bu titreşimler z- aksenine paralel açılal momentumun , sıfırdan üçe kadar olan değerlerine sahip olabilir.

### 2.1.2. Çiftlenim ve Kuadropol Kuvvetleri

Çekirdeklerdeki nükleonları bir arada tutan nükleonlar arası çekirdeksel kuvvetlerin doyma karakteri göstermesi, kısa menzilli ve çok şiddetli çekici özellikte olması, nükleonların yüklerine bağımlı olmaması ve bu yüklerle nükleonların spin doğrultularının değiş tokuşu sonucu, değiş tokuş kuvveti olarak ortaya çıktıkları bilinmektedir. Çekirdek davranışlarında etkin olan kuvvetler arasında, çiftlenim ve kuadropol kuvvetlerinin önemli bir yeri vardır.



Çekirdekte, aynı enerji düzeyindeki iki nükleon arasında, karşılıklı spin değiş tokuşu ile ortaya çıkan kısa menzilli kuvvete çiftlenim kuvveti denir. Bu kuvvet özellikle, çekirdeklerin dolmamış kabuklarındaki nükleonları etkiler ve küresel simetriyi korumaya çalışır. Çekirdekte kuadropol yük dağılımı sonucu ortaya çıkan kuvvete ise kuadropol kuvveti denir ve bu kuvvet çekirdeği deforme şekle götürmeye meyillidir. Valans nükleonlarının sayısı arttıkça küresel simetriyi korumaya çalışan çiftlenim kuvveti azalır ve kabuk yarıya kadar dolu olduğunda çekirdekte kuadropol kuvvetler hakim duruma geçer. Bu durum çekirdeği rotasyonel spektruma götürerek deforme çekirdek yapısının oluşumuna neden olur.

Dudex ve ark.<sup>(45)</sup> tarafından çekirdekteki çiftlenim sabiti için;

$$G = \{ G_0 + G_1(N-Z) \} / A \quad (2.1)$$

İfadesi verildi.  $G_0$  ve  $G_1$  parametrelerinin proton ve nötron için değerleri yerlerine konularak nadir toprak elementlerinin  $G_p$  proton ve  $G_n$  nötron çiftlenim kuvvetleri

$$G_p = [17.90 + 0.176(N-Z)] / A$$

$$G_n = [18.95 - 0.078(N-Z)] / A \quad (2.2)$$

Bağıntılarıyla bulunur.

### 2.1.3. Çekirdek Deformasyonu

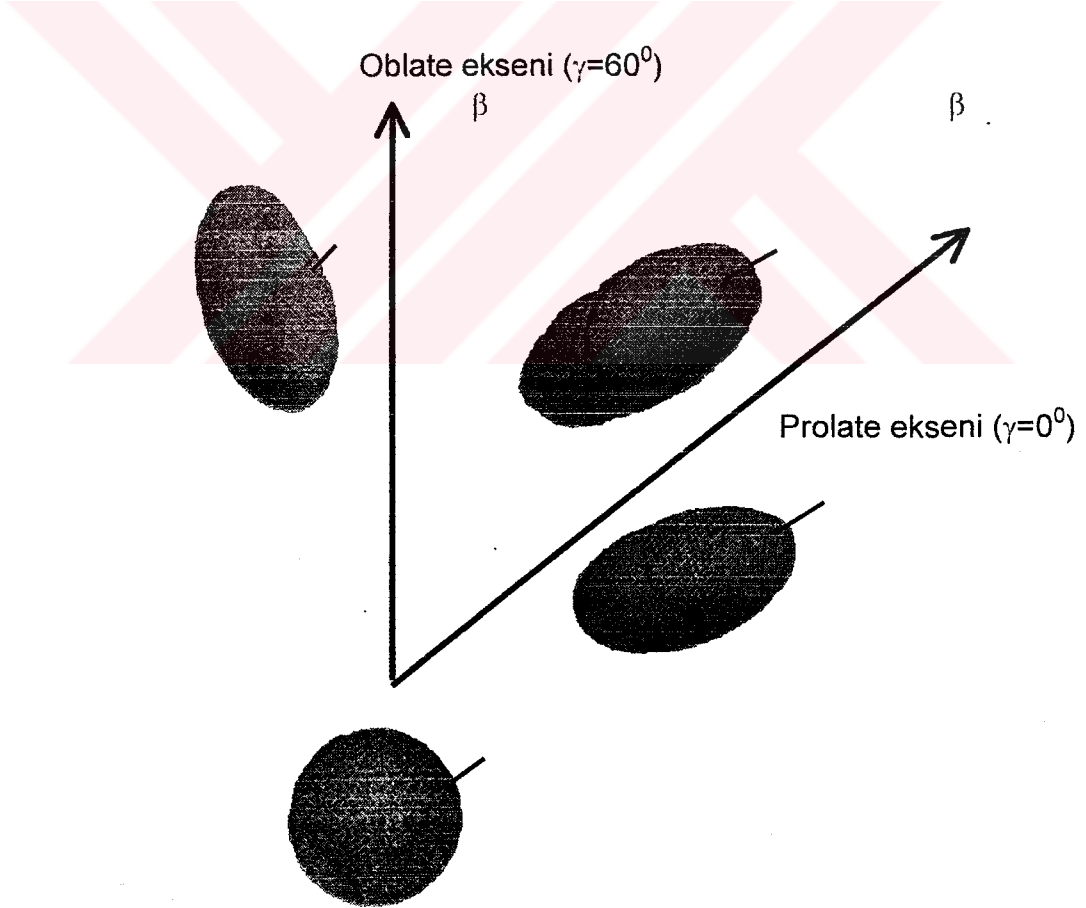
#### 2.1.3.1. Proton ve nötronların Dağılımının Deformasyonu

Protonların çiftlenim sabiti  $G_p$  ve nötronların çiftlenim sabiti  $G_n$  (2.2) ifadesinde görüldüğü gibi farklı değerlere sahiptir ve  $G_p > G_n$  dir.

Çekirdekte proton ve nötronların çiftlenim kuvvetlerindeki bu farklılık, proton ve nötronların dağılımlarının farklı deformasyona sahip olmaları gerektiği fikrinin doğmasına neden olmuştur <sup>(46)</sup>.  $G_p > G_n$  olduğundan,  $\beta_0(p) < \beta_0(n)$  olması gerekir. Burada  $\beta_0(p)$  ve  $\beta_0(n)$  sırasıyla proton ve nötron dağılımlarının deformasyon parametreleridir. Kütle dağılımının ortalama deformasyonu ise El-Din ve ark. <sup>(46)</sup> tarafından

$$\beta_0 = [N\beta_0(p) + Z\beta_0(n)] / A \quad (2.3)$$

olarak tanımlanmıştır. Çekirdeğin kütle deformasyonu şekil 2.1'de gösterilmiştir.



**Şekil 2.1** Çekirdeğin kütle deformasyonu

Greiner<sup>(47)</sup>,  $\beta_0$  deformasyon parametresini  $\delta(E2/M1)$  karışım oranına bağlı olarak,

$$\beta_0 = 10^3 (\delta(E2/M1) / E_0)_{2 \rightarrow 2} [ f(1-2f)/0.862 A^{5/3} ] \quad (2.4)$$

şeklinde verilmiştir. Burada f parametresi;

$$f = N/A [ \beta_0(n) / \beta_0(p) - 1 ] = N/A [ (G_p / G_n)^{1/2} - 1 ] \quad (2.5)$$

ile verilir. Ayrıca kuadropol deformasyon parametresi olarak tanımlanan  $\beta_2$  'de Nazarewicz ve ark.<sup>(20)</sup> tarafından

$$\beta_2 = -7(\pi/80)^{1/2} + [49\pi / 80 + 7\pi Q_0 / 6ZR_0^2]^{1/2} \quad (2.6)$$

olarak tanımlanmıştır.

Burada  $Q_0$  (eb) öz kuadropol momenti ve  $R_0$  yarıçapı da  $R_0^2 = 0.0144 A^{2/3} b$  dır.

### 2.1.3.2. Kolektif Durumların Nükleer Momentleri

$\beta_0$  çekirdek deformasyonu ile oranlı olan elektrik kuadropol momentler, rotasyonel çekirdeklerin yük dağılımlarının küresel simetriden sapmasının bir ölçüsüdür. Bu nedenle deforme çekirdeklerin incelenmesinde önem taşır. Eğer  $Q > 0$  ise çekirdek prolate,  $Q < 0$  ise çekirdek oblate deformasyona sahiptir.  $Q = 0$  hali küresel simetrik bir yük dağılımını gösterir.

## 2.2. Etkileşen Bozon Modeli

Son yıllarda orta ve ağır çekirdeklerin pek çok kollektif özelliklerini açıklayabilen Etkileşen Bozon Modeli'de bir çift-çift çekirdek N tane etkileşen bozonlar sistemi olarak betimlenmektedir. Başlangıçta biri nötron bozonu diğeri proton bozonu olmak üzere iki çeşit bozonun varlığı kabul edilmiştir. Bozonlar iki durumda bulunabilirler. Bu iki durum,  $J=0$  durumunda olan bozonlar s bozonu ve  $J=2$  açısal momentum durumunda olan bozon ise d bozonu olarak tanımlanır<sup>(42)</sup>.

$$\begin{aligned} s^\dagger, d_\mu^\dagger \quad (\mu=0, \pm 1, \pm 2) \\ s, d_\mu \quad (\mu=0, \pm 1, \pm 2) \end{aligned} \quad (2.7a)$$

olur. Bu işlemciler aşağıdaki sıra-değişim bağıntılarını sağlarlar.

$$\begin{aligned} [s, s^\dagger] &= 1 & [s, s] &= 0 & [s^\dagger, s^\dagger] &= 0 \\ [d_\mu, d_{\mu'}^\dagger] &= \delta_{\mu\mu'} & [d_\mu, d_{\mu'}] &= 0 & [d_\mu^\dagger, d_{\mu'}^\dagger] &= 0 \\ [s, d_\mu^\dagger] &= 0 & [s^\dagger, d_\mu^\dagger] &= 0 & & \\ [s, d_\mu] &= 0 & [s^\dagger, d_\mu] &= 0 & \mu &= 0, \pm 1, \pm 2 \end{aligned} \quad (2.7b)$$

bu bozon operatörleri için

$$\begin{aligned} b_\alpha^\dagger; b_\alpha; \quad (\alpha=1, \dots, 6) \\ b_1=s, b_2=d_{+2}, b_3=d_{+1}, b_4=d_0, b_5=d_{-1}, b_6=d_{-2} \end{aligned} \quad (2.8)$$

gösterimlerini kullanabiliriz. Buna göre (2.8) sıra-değişim bağıntıları

$$[b_\alpha, b_\alpha^\dagger] = \delta_{\alpha\alpha'} \quad [b_\alpha, b_{\alpha'}] = [b_\alpha^\dagger, b_{\alpha'}^\dagger] = 0 \quad (2.9)$$

olarak yazılabilir.

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

$$H = \epsilon_0 + \sum \epsilon_{\alpha\beta} b_{\alpha}^{\dagger} b_{\beta} + \sum 1/2 U_{\alpha\beta\delta\gamma} b_{\alpha}^{\dagger} b_{\beta}^{\dagger} b_{\gamma} b_{\delta} + \dots \quad (2.10)$$

Olarak yazılabilir. Burada  $\epsilon_0$  sabit sayıdır.  $b^{\dagger}b$  terimi tek-parçacık katkıları ve ondan sonraki terim de iki-cisim katkıları temsil ederler. Etkileşme terimlerinin varlığı, modelin bu tipine " Etkileşen Bozon Modeli" adının verilmesine neden olmuştur. Etkileşen bozon modelinin temel kabullenimi (2.10) eşitliğindeki etkileşmelerde bozon sayısının korunumlu olmasıdır. İBA-1 Hamiltonyenini bozon işlemcileri cinsinden yazmak istediğimiz takdirde ikinci kuantize formu kullanmamız daha uygun olur. Böylece  $d_{\mu}^{\dagger}$  ve  $s^{\dagger}$  işlemcileri oluşturulur. İki  $J_z = \mu$ 'lü durumda bir d bozonu ve ikincisi de bir tane s bozonu oluşmaktadır. Bu işlemciler kullanılarak

$$d_{\mu}^{\dagger} d_{\mu}, d_{\mu}^{\dagger} s, s^{\dagger} d_{\mu}, s^{\dagger} s \quad (2.11)$$

gibi tek-parçacık bozon işlemcileri yazılabilir. 36 tane birbirinden bağımsız böyle işlemciler vardır. Hamiltonyenin dönmeler altında değişmez olması gerektiğinden (2.11) eşitliğindeki işlemcilerin belirli çizgisel karışımlarını

kullanmak çok daha uygun olur. Yaratıcı  $d_{\mu}^{\dagger}$  işlemcileri, dönmeler altında rankı 2 olan indirgenemez küresel tensör bileşenleri gibi davranırlar.  $d_{\mu}$  yok etme işlemcileri böyle dönüşüm özellikleri sağlamadıkları için bu özelliği sağlayan

$$d_{\mu} = (-)^{2\mu} d_{-\mu} = (-)^{\mu} d_{\mu} \quad (2.12)$$

tanımlaması kullanılır. Şimdi k ranklı indirgenemez tensör olan

$$(d^{\dagger} d)^q = \sum_{\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_q} \langle 2\mu_1 2\mu_2 \dots 2\mu_q | 2k q \rangle d_{\mu_1}^{\dagger} d_{\mu_2} \dots d_{\mu_q} \quad k=0,1,2,3,4 \quad (2.13)$$

işlemcileri ve rankı 2 olan

$$d_{\mu}^{\dagger} s, s^{\dagger} d_{\mu} \quad (2.14)$$

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

En genel Hamiltonyen tek-parçacık bozon terimleri ve bozon-bozon etkileşme terimlerini içerir ve dönmeler altında değişmez olmalıdır (J ile sıra değişimli). Böylece Hamiltonyen (2.13) ve (2.14) eşitliklerindeki rankı sıfırdan farklı indirgenemez tensörlerin bütün mümkün skaler çarpımlarının çizgisel karışımları olur. Ayrıca iki tane de bir-bozon skaleri eklenebilir. Bunlar açıkça (2.13) ve (2.14) eşitliklerindeki  $k=0$  tensörleridir. Bütün tek-parçacık bozon işlemcileri s ve d bozonlarının sayısını değiştirmeyeceği için Hamiltonyende toplam bozon sayısını değiştirmeyecektir. Diğer bir deyişle Hamiltonyen ile sayı işlemcisi

$$N = s^{\dagger} s + \sum_{\mu} d_{\mu}^{\dagger} d_{\mu} = s^{\dagger} s + (d^{\dagger} d) \quad (2.15)$$

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

Bozon Hamiltonyeninin hermityen olma koşulu (2.14) eşitliğindeki iki kuadropol işlemcisinin yalnızca belirli karışımlarında içerilecektir. Terimlerin sayısı yine de fazladır. İki tane tek-parçacık bozon terimine ek olarak dokuz mümkün skaler çarpım vardır. Fakat skaler çarpımların tümü birbirinden bağımsız değildir. Bozon durumlarının simetrisinden dolayı yalnızca  $L=0,2,4$  değerine sahip iki d bozonlu durumlara izin verilir. L'nin tek değerli durumları antisimetriktir. Böylece herhangi iki d bozonu etkileşmeleri en fazla üç bağımsız terime sahip olabilir. Böylece (2.13) eşitliğindeki beş skaler çarpımın yalnızca üç bağımsız karışımı kullanılabilir. Bunun için çiftlenim sırasını değiştirerek skaler çarpımları oluşturmak mümkündür. Sıra-değişim bağıntılarından dolayı bozon-bozon etkileşmesine ek olarak tek-parçacık bozon terimleri de ortaya çıkar. Elde edilen Hamiltonyen aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\begin{aligned}
H = & \varepsilon_s (s^- s) + \varepsilon_d (d^+ d) + \sum_{L=0,2,4} 1/2 (2L+1)^{1/2} c_L [(d^+ x d^-)^{(L)} (d x d)^{(L)}]^{(0)} \\
& + 1/\sqrt{2} v_2 [(d^+ x d^+)^{(2)} (d x s)^{(2)} + (d^+ x s^+)^{(2)} (d x d)^{(2)}]^{(0)} \\
& + 1/\sqrt{2} v_0 [(d^+ x d^+)^{(0)} (s x s)^{(0)} + (s^+ x s^+)^{(0)} (d x d)^{(0)}]^{(0)} \\
& + u_2 [(d^- x s^+)^{(2)} (d x s)^{(2)}]^{(0)} + 1/2 u_0 [(s^+ x s^+)^{(0)} (s x s)^{(0)}]
\end{aligned} \tag{2.16}$$

burada  $\varepsilon_s$  ve  $\varepsilon_d$ , sırasıyla s ve d bozonlarının bağlanma enerjilerini,  $s^\dagger s$  ve  $(d^\dagger d)$  ise sırasıyla s ve d bozonları için sayı işlemcilerini ve  $d_\mu = (-1)^\mu d_{-\mu}$  küresel tensörü tanımlar.  $c_0$ ,  $c_2$  ve  $c_4$  kat sayıları d-bozonları,  $u_0$  kat sayısı da s-bozonları arasındaki,  $v_2, v_0$  ve  $u_2$  kat sayılarıyla da s-bozonları ile d-

bozonları arasındaki etkileşmelerin şiddetini belirtir. Ayrıca burada  $\mu=0, \pm 1, \pm 2$  şeklindedir<sup>(7)</sup>.

IBM-1 Etkileşen bozon modelinin orijinal formülasyonunda , proton ve nötronun serbestlik dereceleri arasında bir ayırım yapılamaz. Çift-çift çekirdekler düşük enerji kolektif durumları N tane etkileşen , açısal momentum ve parite  $L^P = 0^+$  monopole ve  $L^P = 2^+$  kuadropol ile birlikte,bozonlar sistemi olarak tanımlanabilir. Kuadropol ve monopole bozonun beş bileşeninden dolayı U(6) grup yapısı altı boyutlu bir uzaya kısaltılabilir. Bütün durumlar simetrik azaltılmama gösterimi ile [N] U(6) tanımlanabilir. IBM de Hamiltonyen ikinci kuantizasyon olarak ifade edilir. Bozonlar için yaratılma operatörleri  $s^+$  ve  $d_m^-$ , yok olma operatörleri ise  $s^-$  ve  $d_m$  dir. Bütün hepsi  $b_{im}^-$  ve  $b_{im}$  olarak tanımlanabilir. Burada  $l = 0, 2$  ve  $m = -l, -l+1, \dots, l$

$$b_{00}^- \equiv s^-, \quad b_{2m}^- \equiv d_m^- \quad (2.17)$$

$b_{im}^-$  ve  $b_{im}$  operatörleri bozon komitasyon bağıntısını sağlar.

$$\begin{aligned} [b_{l_1 m_1}^-, b_{l_2 m_2}^+] &= \delta_{l_1 l_2} \delta_{m_1 m_2} \\ [b_{l_1 m_1}^-, b_{l_2 m_2}^-] &= [b_{l_1 m_1}, b_{l_2 m_2}] = 0 \end{aligned} \quad (2.18)$$

ikinci kuantize formu daha genel olarak bir ve iki cisim rotasyonel invariyan Hamiltonyen verilen bozon sayılarını korur;

$$H = H_0 + \sum_i \epsilon_i \sum_m b_{im}^- b_{im} + \sum_L \sum_{l_1 l_2} v_{l_1 l_2}^{(L)} (b_{l_1}^- x b_{l_2}^-)^{(L)} \cdot (\tilde{b}_{l_1} x \tilde{b}_{l_2})^{(L)} \quad (2.19)$$



$\tilde{b}_{lm} = (-1)^{l-m} b_{l,-m}$  nokta skaler çarpım ve x tensör çarpımını göstermektedir. Valans monopole ve kuadropol bozonlar nükleon çiftleri ile belirlenmesinden dolayı toplam N bozon sayısı aktif proton ve nötron çiftlerinin toplamıyla en yakın kapalı kabuğa göre belirlenmektedir. Örnek olarak,  $^{154}_{62}\text{Sm}_{92}$  çekirdeğini göz önüne alalım. 12 adet proton 50-82 proton kabuğunu işgal etmekte ve 10 tane nötron 82-126 nötron kabuğunu işgal etmektedir. Buna (IBM) göre etkileşen bozon sayısı  $N = 6+5 = 11$  olacaktır. Açısal momentum ve pariteleri  $L^P = 0^+, 2^+$  ve  $4^+$  olan durumların sayısı kabuk modelindekinden  $10^{12}-10^{13}$  daha aza indirilmiş olur. Bu azaltma, diyagonal Hamiltonyen matrisinin çok küçük boyutlarda olması gerektiğinden çekirdeğin düşük enerji kolektif durumlarının üzerinde çalışmaya olanak sağlamaktadır.

### 2.2.1. Elektromanyetik Geçiş Operatörleri

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

$$\hat{T}^{(1)} = \sum_{i=1}^N t_i^{(1)} \quad (2.20)$$

ifadesi ile verilir ve buradaki  $t_i$  tek-parçacık geçiş operatörüdür. Bu ifadeye eğer gerekirse yüksek mertebeli (iki-cisim...) bozon terimleri eklenebilir. Yukarıdaki ifadenin ikinci kuantizasyon formu ;

$$\hat{T}^{(1)} = \alpha_2 \delta_{12} (d^\dagger s + s^\dagger d)_m^{(2)} + \beta_1 (d^\dagger d)_m^{(1)} + \tau_0 \delta_{m0} \delta_{10} (s^\dagger s)_0^{(0)} \quad (2.21)$$

şeklindedir.

Bu ifade açılırsa aşağıdaki elektromanyetik geçiş operatörleri elde edilir <sup>(7,48)</sup>.

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

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

$$\hat{T}_m(E2) = \alpha_2 (d^+ x s + s^+ x d)_m^{(2)} + \beta_2 (d^+ x d)_m^{(2)} \quad (2.22)$$

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

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

Yukarıdaki denklemlerin ilkinde yani E0 elektrik monopol geçiş operatöründe

$N = n_s + n_d$  tanımı kullanılırsa

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

$$\beta_0 = \frac{\beta_0}{\sqrt{5}} - \tau_0 \quad (2.23)$$

ifadesi elde edilir. Bu denklemdeki  $\tau_0 N$  terimi sadece diagonal matris elemanlarına sahiptir. Bundan dolayı E0 geçişlerine katkıda bulunmaz<sup>(7)</sup>.

Ayrıca M1 operatörü şu şekilde yazılabilir.

$$\hat{T}_m(M1) = (10)^{-1/2} \beta_0 \hat{L}_m \quad (2.24)$$

burada  $L$  açısal momentum operatörüdür. Bu son ifade sadece manyetik momentlere katkıda bulunur, bunun için IBM yaklaşımında M1 geçişleri gözlenebilmektedir<sup>(48)</sup>. Yukarıdaki E2 geçiş operatörünün rankı 2 olan hermityen bir tensördür ve bu ifadedeki  $\alpha_2$  kat sayısı etkin bozon yükü olarak adlandırılır.

IBM kullanılarak hesaplanan diğer nükleer özellikler izomer ve izotop değişimleri, iki nükleon ayrılma enerjileri ve iki nükleon transfer reaksiyonlarının şiddetleridir. Bütün bu özellikler nötron ve proton serbestlik derecelerine açıkça bağlı olmasından dolayı IBM yaklaşımı kullanılarak oldukça iyi hesaplamalar yapılabilir <sup>(1,42)</sup>.

### 2.2.2. Dinamik Simetriler

Genelde, Hamiltonyen matris nümerik olarak enerji özdeğerlerini elde etmek için diyagonalleştirilir. Fakat limit durumu da mevcuttur yani; enerji spektra kapalı analitik formdan da hesaplanabilir. Bu özel durumlar dinamik simetrilerle ilgilidir, ve ne zaman Hamiltonyen, Casimir invaryant zincir alt grup  $U(6)$  terimleri cinsinden yazılırsa göz önüne alınır<sup>(42)</sup> nükleer durumlar iyi açısal momentuma sahip olduklarından, üç boyuttaki  $SO(3)$  rotasyonel grup bütün alt grup zincirlerini içermektedir. Bu kısıtlamalar altında üç muhtemel zincir bulunmaktadır <sup>(42)</sup>.

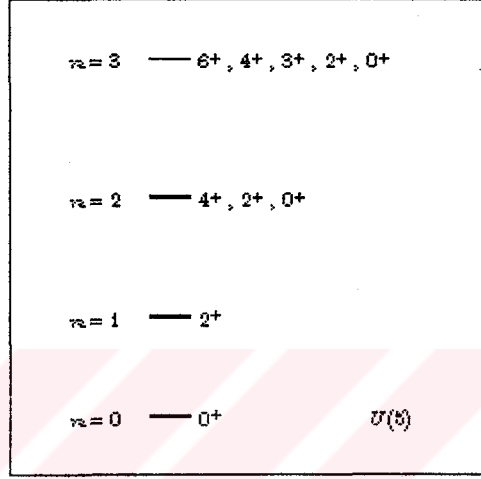
$$U(6) \supset \begin{cases} U(5) \supset SO(5) \supset SO(3) \\ SU(3) \supset SO(3) \\ SO(6) \supset SO(5) \supset SO(3) \end{cases}$$

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

(i)-  $U(5)$  limitinde enerji özdeğerleri

$$E(n, v, L) = E_0 + \epsilon_n + \alpha n(n + 4) + \beta v(v + 3) + \gamma_L (L + 1) \quad (2.25)$$

ile verilir. Burada  $n$ ,  $v$  ve  $L$  kuantum sayılarıdır ve ana düzeyleri etiketler.  $N$  kuadropol bozonların sayısını,  $v$  bozon senyoriesini, mesela kuadropol bozonların sayısı açısai momentum sıfırda çiftlenmez ve  $L$  açısai momentumu belirler. Enerji spektrumu tipik bir



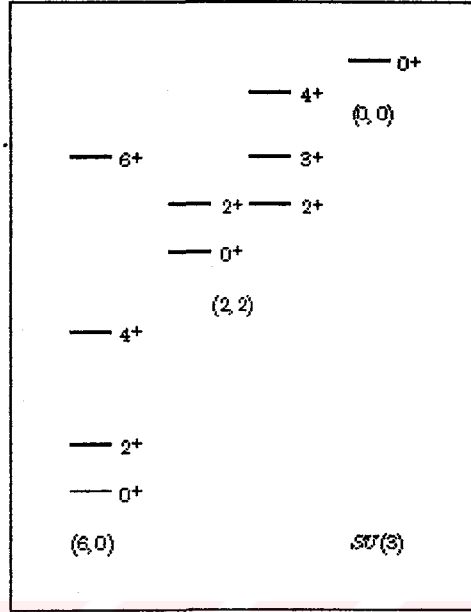
Şekil 2.2 Spektrum yapısını  $U(5)$  limiti ile gösterimi

ani sabit enerji aralığındaki ( $\alpha, \beta, \gamma \ll \epsilon$ )  $n$  'le bir seri multipler etiketlemeyle karakterize edilebilir. Temel düzey  $n = v = L = 0$  durumu olup temel düzey enerjisine  $E_0$  'a karşılık gelir.

(ii) –  $SU(3)$  limitinde enerji özdeğerleri

$$E(\lambda, \mu, L) = E_0 - \kappa [\lambda(\lambda + 3) + \mu(\mu + 3) + \lambda\mu - 2N(2N + 3)] + \kappa' L(L + 1) \quad (2.26)$$

ile verilir. Burada  $\lambda$ ,  $\mu$  ve  $L$  ana düzeyleri etiketler. Spektrum  $(\lambda, \mu)$  ile etiketlenen bir seri bantla rijit rotor modelinde karakterize edilebilir. Burada enerji aralıkları  $L(L+1)$  ile doğru orantılıdır. Temel düzey bandı  $(\lambda, \mu) = (2N, 0)$  prolate rotor için ya da  $(\lambda, \mu) = (0, 2N)$  oblate rotor içindir. Her iki durumda temel düzey enerjisi  $E_0$  dır.

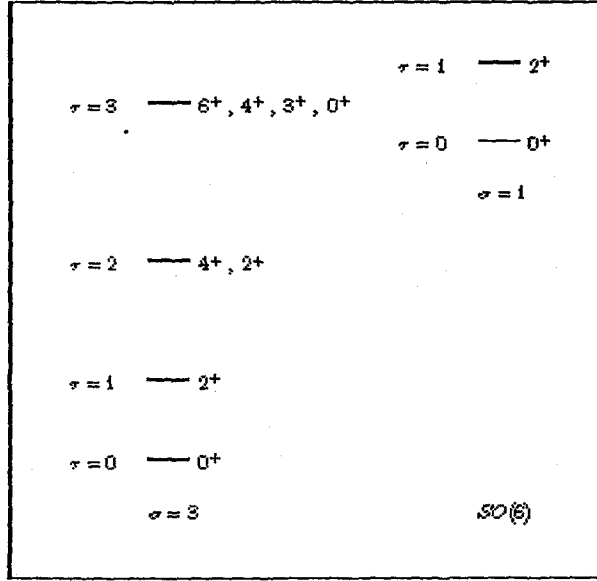


**Şekil 2.3** SU(3) limitinin tipik spektrumu

(iii) SO(6) limitinde enerji formülü

$$E(\sigma, \tau, L) = E_0 + A(N - \sigma)(N + \sigma + 4) + B\tau(\tau + 3) + cL(L + 1) \quad (2.27)$$

ile verilir. Burada  $\sigma, \tau$  ve  $L$  ana düzeyleri karakterize etmektedir.  $\sigma$  ve  $\tau$  bozon senyorit etiketleri,  $\tau$  U(5) limitindeki  $\nu$  ile aynı anlamdadır.  $\sigma$  monopole ve kuadropol bozonlarını içeren genelleştirilmiş senyoritedir. Enerji spektrumu  $\sigma$  ile etiketlenen bir çok titreşim multipllet serisinden oluşmaktadır. Enerji aralığı denklem (2.27)'deki ifadenin son iki terimi ile doğru orantılıdır. Temel düzey  $\sigma = N$ ,  $\tau = L = 0$  ve  $E_0$  enerji düzeyidir.



Şekil 2.4 S(6) limitindeki tipik spektrum

Üç dinamik simetri enerji için bir kapalı analitik ifadeler kümesi sağlar. Elektromanyetik geçiş oranları ve seçim kuralları deneyle kolaylıkla test edilebilir. Bunlar, kalitatif veri yorumlamasında son derece önemli rol oynar. Bununla birlikte, yalnızca birkaç çekirdek bu sınırlandırılmış durumla tanımlanabilir. Bilindiği üzere düşük enerji düzeylerinde  $^{110}_{48}\text{Cd}_{62}$ ,  $^{156}_{64}\text{Gd}_{92}$  ve  $^{196}_{78}\text{Pt}_{118}$  U(5), SU(3) ve SO(6) simetrileri için oldukça iyi örneklerdir<sup>(63)</sup>. Bir çok çekirdek, dinamik simetriler arasında benzer özellikleri gösterir. Herhangi üç dinamik simetri arasında geçiş bölgelerini tanımlamak için denklem (2.16)'daki en genel IBM Hamiltonyen formu kullanılmalıdır. Bunun özdeğerleri ve özvektörleri nümerik(sayısal) diyagonalizasyonla elde edilir. Geçiş bölgelerine örnekler, daha önce belirtilen Pt izotopları arasındaki ağır

bölge ve nadir toprak çekirdeklerinin iyi deforme olmuş bölgeleri (SO(6) $\leftrightarrow$ SU(3) ile yorumlanan) geçişler, Sm izotopunda titreşim ve rotasyonel spektra arasındaki keskin geçiş (U(5) $\leftrightarrow$ SU(3)) ve Ru izotopunda titreşim ve  $\gamma$  kararsız çekirdek arasındaki geçişlerdir (U(5) $\leftrightarrow$ SO(6)).

### 2.2.3. Elektromanyetik Geçiş Özellikleri

Elektromanyetik geçiş operatörlerini 2.2.1.'de incelenmişti. Bu defa elektromanyetik geçiş olasılıkları ele alınacaktır. Geçiş operatörleri verildikten sonra elektromanyetik geçiş olasılıkları,  $T^{(1)}$  elektromanyetik geçiş operatörünün ilk ve son durumlar arasında indirgenmiş matris elemanının bulunması ile hesaplanır. E2 geçişleri için olasılıklar :

$$B(E2; I_i \rightarrow I_f) = 1/(2I_i + 1) \left| \langle I_f || \hat{T}_m^{(E2)} || I_i \rangle \right|^2 \quad (2.28)$$

şeklinde tanımlanır<sup>(7)</sup>. Şimdi yukarıdaki bölümlerde açıklanan üç limit durumunda, elektromanyetik geçiş olasılıkları ve  $\delta(E2/M1)$  ve  $\delta(M2/E1)$  karışım oranları için yapılan analitik çözümler incelenebilir.

#### 2.2.3.1. Vibrasyonel Limit

Bu limitte E2 elektromanyetik geçiş olasılıkları,

$$\hat{T}_m^{(E2)} = \alpha_2 (d^+ s + s^+ \tilde{d})_m^{(2)} + \beta_2 (d^+ \tilde{d})_m^{(2)} \quad (2.29)$$

operatörünün  $|\Psi\rangle = |[N], n_d, v, n_\delta, L, M\rangle$  özvektörleri arasında

$$\Delta n_d = 0, \pm 1$$

seçim kuralı kullanılarak elde edilen matris elemanları yardımıyla(2.28) ifadesinden hesaplanır<sup>(7)</sup>. Eşitlik (2.29)'un matris elemanların cinsinden ifadesi,

$$\langle n_d, L, M | \hat{T}^{(E2)} | n_d, L', M' \rangle = (-)^{L-M} \begin{pmatrix} L & k & L' \\ M & k & M' \end{pmatrix} \langle L || \hat{T}^{(E2)} || L' \rangle \quad (2.30)$$

ile verilir<sup>(11)</sup>. Böylece  $[[N], n_d, v, n_\delta, L, M)$  durumları,  $n_d$  d-bozonlarının sabit bir sayısı ile karakterize edildiğinden temel hal bandında  $B(E2)$  değerleri  $n_d$ ,  $v = n_d$ ,  $n_\delta = 0$  ve  $L = 2n_d$  kuantum sayıları ile tanımlanır. Yani ;

$$\begin{aligned} B(E2; n_d + 1, v = n_d + 1, n_\delta = 0, L = 2n_d) &\rightarrow n_d, v = n_d, n_\delta = 0, L = 2n_d) \\ &= \alpha_2^2 (2 + L/2)(2N - L/2) \\ &= 1/4(L + 2)(2N - L)/NB(E2; 2_1^- \rightarrow 0_1^+) \end{aligned} \quad (2.31)$$

dır.  $N_d = 0$  yani  $L' = L = 0$  için

$$B(E2; 2_1^- \rightarrow 0_1^-) = \alpha_2^2 N \quad (2.32)$$

elde edilir. Burada  $\alpha^2$  kat sayısı elektron-barn cinsinden etkin bozon yükü olarak adlandırılır. Benzer şekilde kuadropol momentleri de,

$$Q_L = (16\pi/5)^{1/2} \langle L, M = L | \hat{T}_m^{(E2)} | L, M = L \rangle \quad (2.33)$$

ile verilir. Temel hal bandına ait durumlar için,

$$Q_L = \beta_2 \left( \frac{16\pi}{70} \right)^{1/2} L \quad (2.34)$$

ve  $\beta_2 = -1/2\alpha^{1/2}$  olduğundan

$$Q_L = \alpha_2 \left( \frac{16\pi}{40} \right)^{1/2} L \quad (2.35)$$



elde edilir. M1 geçişleri için ,

$$\hat{T}_k^{(m1)} = m1(d^+\tilde{d})_k^{(1)} \quad (2.36)$$

geçiş operatörü yazılabilir. Burada m1 kat sayısı tek parçacık biriminde olup <sup>(49)</sup>, (2.28) operatörü, bozon açısal momentum operatörü L ile orantılıdır<sup>(50)</sup>. Bundan dolayı, bu operatör bozon bazında sadece köşegen matris elemanlarına sahiptir. Bu matris elemanları da uyarılmış durumların g-faktörlerine katkıda bulunurlar<sup>(51)</sup>. (2.36) ifadesinin matris elemanları,

$$\langle n_d, X, L | \hat{T}_k^{(m1)} | n_d, X', L \rangle = m1(L(L+1)(2L+1)/10)^{1/2} \delta_{n_d} \delta_{n_d'} \delta_{XX'} \delta_{LL'} \quad (2.37)$$

şeklindedir ve bu geçiş operatörü daha genel olarak ,

$$\hat{T}_k^{(M1)} = m1(d^+\tilde{d})_k^{(1)} + m1[d^+(d^-\tilde{d})^{(1)} + (d^-\tilde{d})^{(1)}d]_k^{(1)} \quad (2.38)$$

biçiminde yazılabilir. Bu operatörün matris elemanları da,

$$\langle n_d, X, L | \hat{T}_k^{(m1)} | n_d, X', L' \rangle = m1 (-)^{L+L'-1} 3^{1/2} (L(L+1)(2L+1)/10)^{1/2} \langle n_d, X, L | d | n_{d-1}, X', L' \rangle \begin{Bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ L' & L & L \end{Bmatrix} \quad (2.39)$$

şeklinde ifade edilir. Matris elemanlarının hesaplanması Arima ve Iachello <sup>(7)</sup> tarafından detaylı bir şekilde ele alınmıştır. (2.38) ifadesinin matris elemanları ve (2.30) denklemini yardımıyla indirgenmiş karışım oranı ifadesi,

$$\Delta^{(E2/M1)} = \langle n_d, X, L | \hat{T}^{(E2)} | n_d + 1, X', L' \rangle / \langle n_d, X, L | \hat{T}^{(M1)} | n_d + 1, X', L' \rangle \quad (2.40)$$

şeklinde verilir. Böylece E2 ve M1 geçişleri için karışım oranı,

$$\delta(E2/M1) = 0,832 \times 10^{-2} E_\gamma \Delta^{(E2/M1)} \quad (2.41)$$

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

Açısal momentum kuantum sayıları, üç boyutlu uzayın eş yönlü dönme ve yansıması altında fiziksel sistemin değişimine bağlıdır. Bu sebepten  $I$  ve  $M$  açısal momentum kuantum sayıları tam sayılardır <sup>(38)</sup>. Toplam açısal momentum seçim kuralı

$$|I_i - I_f| \leq L_\gamma \leq I_i + I_f \quad (2.42)$$

şeklindedir. İlk ve son paritelerle , çokkutuplunun paritesi arasında ,

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

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

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

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

$$\delta(E2/M1; I_i \rightarrow I_f) = [T(E2; I_i \rightarrow I_f) / T(M1; I_i \rightarrow I_f)]^{1/2} \quad (2.43)$$

şeklinde tanımlanır<sup>(44)</sup>. Benzer şekilde M2/E1 karışım oranı ,

$$\delta(M2/E1; I_i \rightarrow I_f) = [T(M2; I_i \rightarrow I_f) / T(E1; I_i \rightarrow I_f)]^{1/2} \quad (2.44)$$

olarak verilir.

$$\delta = \langle I_f || A(E2) || I_i \rangle / \langle I_f || A(M1) || I_i \rangle \quad (2.45)$$

olarak tarif edilmiştir.

E1 ve M2 geçişleri için geçiş operatörleri sırasıyla,

$$T_k^{(E1)} = g_1 (d^+ f) (f^+ \tilde{d})_k^{(1)} + g_1 \left[ (d^+ \tilde{d})^{(2)} (f + f^+)^{(3)} \right]_k^{(1)} \quad (2.46)$$

ve

$$T_k^{(M2)} = m_2 (d^+ f) (f^+ \tilde{d})_k^{(2)} + m_2 \left[ (d^+ \tilde{d})^{(2)} (f + f^+)^{(2)} \right]_k^{(2)} \quad (2.47)$$

şeklinde ifade edilir. Burada kullanılan f bozonu , açısıl momentumu L=3 ve L=0 olan durumları işgal eden oktipol f-bozonları olarak adlandırılır. Bu bozonlar oktipol durumları etkileşen bozon modeli içerisinde karakterize edebilmek için teoriye dahil edilmişlerdir<sup>(7)</sup>. (2.29) ve (2.30) ifadelerinin matris elemanlarının oranı bizi  $\delta(M2/E1)$  indirgenmiş karışım oranına götürecektir. Yani;

$$\Delta^{(M2/E1)} = \langle n_d, X, L || \hat{T}^{(M2)} || n_d + 1, X', L' \rangle / \langle n_d, X, L || \hat{T}^{(E1)} || n_d + 1, X', L' \rangle \quad (2.48)$$

yazılabiliriz. Burada da  $\delta(M2/E1)$  karışım oranı için

$$\delta^{(M2/E1)} = 0.921 \times 10^{-4} E_\gamma \Delta^{(M2/E1)} \quad (2.49)$$

yazılabilir<sup>(7)</sup>. (2.49) denkleminde  $E_\gamma$  , MeV ve  $\Delta^{(M2/E1)}$  oranları ise  $\mu_N / e$  şeklindedir.

### 2.2.3.2. Rotasyonel Limit

Bu limitte E2 elektromanyetik geçiş olasılıkları,

$$\begin{aligned}\hat{T}_m^{(E2)} &= \alpha_2 Q_k^{(2)} \\ &= \alpha_2 \left[ (d^+ s + s^+ \tilde{d})_m^{(2)} - 7^{1/2}/2 (d^+ \tilde{d})_m^{(2)} \right]\end{aligned}\quad (2.50)$$

elektromanyetik geçiş operatörünün  $|\Psi\rangle = |[N](\lambda, \mu), K, L, M\rangle$  özvektörleri arasında ,

$$\Delta\lambda = 0 , \quad \Delta\mu = 0$$

seçim kuralları kullanılarak elde edilen matris elementleri yardımıyla (2.33) ifadesinden hesaplanabilir<sup>(52)</sup>. Özellikle burada önemli olan temel durum bandının üyeleri arasındaki B(E2) geçiş olasılıklarıdır. Bu olasılıklar L açıl momentumuna bağlı olarak şu şekilde ifade edilir.

$$B(E2; L+2 \rightarrow L) = \alpha_2^2 \frac{3}{4} \frac{\{(L+2)(L+1)/(2L+3)(2L+5)\}}{(2N-L)(2N+L+3)} \quad (2.51)$$

özel bir hal için B(E2) değerleri  $L = 0$  alınarak

$$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = \alpha_2^2 N/5(2N+3) \quad (2.52)$$

elde edilir<sup>(17)</sup>. Bu limit için kuadropol momentlerini

$$Q(L) = \alpha_2 \left( \frac{16\pi}{40} \right)^{1/2} L/2L+3(4N+3) \quad (2.53)$$

şeklinde ifade edebiliriz. Bu ifadeden de  $Q_0$  öz kuadropol momenti için ( $L=0$ ),

$$Q_0 = \alpha_2 \left( \frac{16\pi}{40} \right)^{1/2} (4N+3) \quad (2.54)$$

elde edilir. (2.34) ve (2.36) ifadelerinden görüldüğü gibi  $Q_0$  öz kuadropol momentleri  $N$  bozon sayısına doğrusal olarak,  $B(E2)$  değerleri de kuadratik olarak bağımlıdır. Vibrasyonel limitte ise  $B(E2)$  değerlerinin  $N'$  e bağımlılığı doğrusaldır.

$\delta(E2/M1)$  ve  $\delta(M2/E1)$  karışım oranlarını veren ifadeler, vibrasyonel limitteki ifadelerle aynı olur.

### 2.2.3.3. $\gamma$ - Karasız Limit

Bu limitte  $E2$  elektromanyetik geçiş olasılıkları,

$$\hat{T}_m^{(E2)} = \alpha_2 (d^+ s + s^+ \tilde{d})_m^{(2)} \quad (2.55)$$

elektromanyetik geçiş operatörünün  $|\Psi\rangle = |[N], \sigma, \tau, \nu \delta \underline{L}, M\rangle$  öz vektörleri arasında,

$$\Delta\sigma = 0, \quad \Delta\tau = \pm 1$$

seçim kuralları kullanılarak elde edilen matris elemanları yardımıyla (2.33) ifadesinden hesaplanabilir<sup>(9)</sup>. Böylece elde edilen  $B(E2)$  değerleri,

$$\begin{aligned} B(E2; \sigma = N, \tau + 1, \nu \delta = 0, L' = 2\tau + 2 \rightarrow \sigma = N, \tau, \nu \delta = 0, L = 2\tau) \\ = \alpha_2^2 1/4 \{L + 2/2(L + 5)\} \\ (2N - L)(2N + L + 8) \end{aligned} \quad (2.56)$$

şeklindedir.  $L = 0$  için  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  değeri de şu şekilde verilir.

$$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = \alpha_2^2 1/5N(N + 4) \quad (2.57)$$

$Q(L)$  değerleri ise  $Q(L) = 0$  şeklindedir <sup>(53)</sup>.

Bu limit için detaylı çalışmalar Arima ve Iachello<sup>(6)</sup> tarafından yapılmıştır.

Bir çok çekirdek yukarıda belirtilen bu üç limit durumundan uzağa düşerler.

Özellikle A~160 giriş bölgesi civarındaki Er izotopları belirtilen bu üç limit durumu ara bölgesinde bulunurlar <sup>(54)</sup>.

Bundan dolayı Mevcut üç simetri arasındaki geçişlerin de incelenmesi gerekmektedir.

#### 2.2.4. IBM Hamiltonyeni ve Dinamik Simetriler

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

$$H = \varepsilon_d n_d + \kappa Q(\chi)Q(\chi) \quad (2.58)$$

şeklinde yazılabilir<sup>(19)</sup>.

Burada  $n_d = (d^+ \cdot \tilde{d})$   $Q(\chi) = (s^+ \tilde{d} + d^+ s)^2 + \chi (d^+ \cdot \tilde{d})^2$  operatördeki parametreler

$\varepsilon_d$ , d-bozon uyarılma enerjisi,  $\kappa$  etkileşme şiddeti ve  $\chi$  kuadropol etkileşiminde yapı parametresidir. Parametreler, (2.46) Hamiltonyenin özdeğerleri ile deneysel düşük enerji spektrumlarının karşılaştırılması ile elde edilir. Eşitlik (2.46) deki Hamiltonyenin özdeğerleri düşük enerjili deneysel uyarılma spektrumunu ayarlar.

Özel parametre seti, Denklem (2.46) deki Hamiltonyen ve ilgili Dinamik simetrilerle birlikte aşağıdaki gibidir <sup>(19)</sup>.

$$\kappa = 0$$

$$U(5)$$

$$\text{II} \quad \varepsilon_d = 0, \chi = -\frac{1}{2}\sqrt{7} \quad \text{SU(3)} \quad (2.59)$$

$$\text{III} \quad \varepsilon_d = 0, \chi = 0 \quad \text{O(6)}$$

Scholten ve arkadaşları tarafından tanımlanan  $\xi$  parametresi, <sup>(8)</sup>;

$$\xi = -\frac{\varepsilon_d}{N\kappa} \left(1 + \frac{\varepsilon_d}{N\kappa}\right)^{-1} \quad (2.60)$$

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

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

$$\text{SU(3)} \rightarrow \text{U(5)}; \xi = 0 \rightarrow \xi = 1; \chi = -\frac{1}{2}\sqrt{7} \quad (2.61)$$

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

Tüm bu parametrelere bağlı olarak elde edilen Hamiltonyen ise,

$$H = \frac{\kappa}{\xi - 1} (N \cdot \xi \cdot \varepsilon_d + (\xi - 1)Q(\chi)Q(\chi)) \quad (2.62)$$

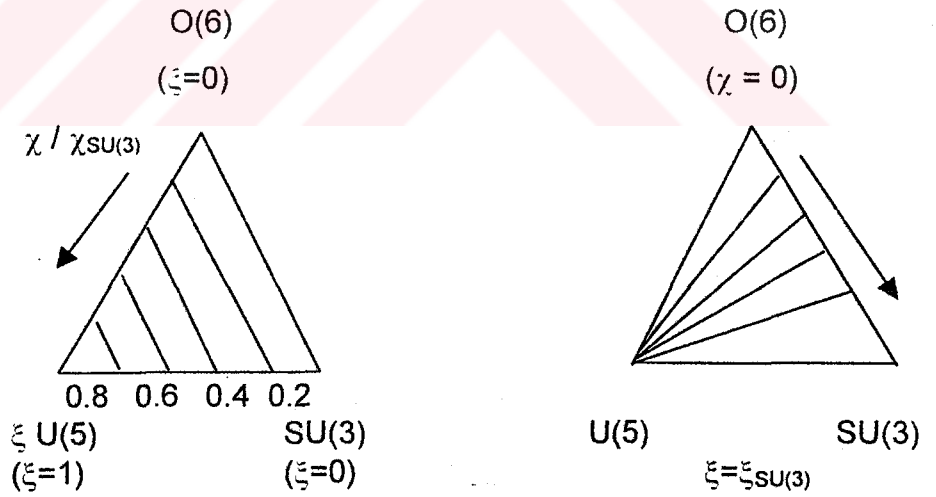
$$H = \frac{\kappa}{\xi - 1} H'(\xi, \chi)$$

olarak yeniden yazılabilir. Bu formalizmde, incelenen bir çekirdeğin simetri özelliklerini ortaya koymak için fit edilerek bulunan K ve  $\varepsilon_d$  değerleri yardımla hesaplanan  $\xi$  ve  $\chi$  ile karşılaştırılır. Genellikle fit edilerek elde

edilen bir parametre seti (2.49) ifadesinde verilen herhangi bir limit durumu parametreleri ile uyumlu olmadığı için çekirdeğin simetri üçgeninin iç bölgesinde yerleşmiş olması gerekir. Böylece bir yerleşimi belirtmek amacıyla da yeni bir koordinat sistemine gereksinim vardır <sup>(19)</sup>.

#### 2.2.4.1. Koordinat sisteminin oluşturulması

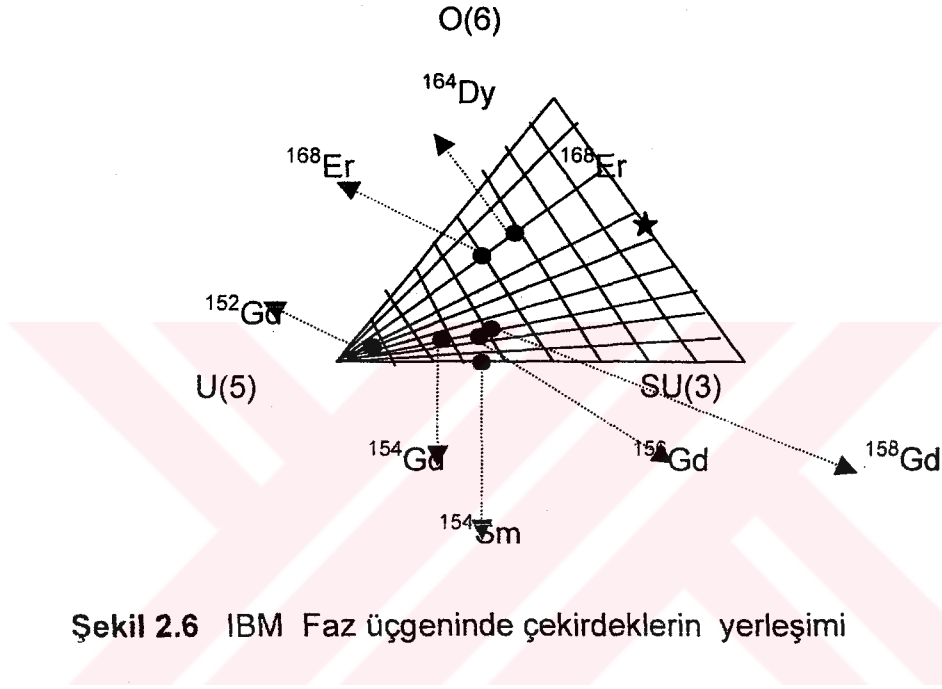
Koordinat sistemi şekil-2.5'de gösterilmiştir. Sabit  $\chi$  koordinat çizgileri, üçgenin  $U(5)$  köşesinden başlayarak  $O(6)$ - $SU(3)$  'ü birleştiren kenarını  $\chi_{SU(3)}$  biriminde böler.  $\xi$  koordinat çizgileri  $O(6)$ - $SU(3)$  kenarına paralel olarak yerleştirilir. Bu paralel çizgi hem  $SU(3)$ - $U(5)$ 'i hem de  $O(6)$ - $U(5)$  kenarını ölçerler.



**Şekil 2.5** Koordinat sistemi ( sol taraf  $\xi$  koordinat çizgilerine göre sağ taraf  $\chi$  koordinat çizgilerine göre)



Grafik gösterimi nadir toprak çekirdeklerinin parametre kümelerinin üçgen içerisinde hangi dinamik simetriye uygun olduğunu belirtmede kullanılır. Şekil-2.6 'da görüleceği gibi çekirdeklerin yerleşimi dairesel olarak çizilmiştir.



Şekil 2.6 IBM Faz üçgeninde çekirdeklerin yerleşimi

Burada verilen çekirdeklerin hiçbiri SU(3) köşegenine yaklaşık yerleşmiş durumda değildir. Bu çekirdeklerin çoğu iyi rotorlar olarak bilinirler. Bununla birlikte , Gd izotoplarının göreceli tabiatı çizgilerle gösterilen , titreşim bölgesinden rotasyonel çekirdeğe geçiş şeklinde düşünülebilir. Bu düşünce beklenenle oldukça uyum içerisindedir. Buna ek olarak ,  $^{168}\text{Er}$  çekirdeğinin ikinci alternatif yerleşimi üçgende yıldız şeklinde işaretlenmiştir.

### 2.3. Etkileşen Bozon Fermiyon Modeli ( IBFM )

Daha önceki kısımlarda , etkileşen bozon modelinin genelleştirilmiş formunda tek sayıdaki proton veya nötronlar için bir anlatım yoktur. Bu kısımda ise etkileşen boson fermiyon modelde (IBFM) , U(5) limitinde bozon-nükleon etkileşimleri ile Hamiltonyen parametrelerinin nasıl indirgendiği ortaya konulacaktır. Nükleon çiftleri için yaratma ve yok olma operatörleri Hamiltonyen denklemi için geleneksel bir formda daha önce ortaya kondu. Bu formdan yararlanarak ilgili Hamiltonyen genişletilecek ve yeni form Tek-çift çekirdeklere uygulanabilir hale getirilecektir.

#### 2.3.1. IBFM Hamiltonyen

Daha önceki kısımlarda nükleer model çift proton ve çift nötron sayıları ile sınırlandırılmıştır. Bununla birlikte , bir çok çekirdek tek-çift (even-odd) veya tek-tek (odd-odd) nükleonlardan meydana gelmiştir. Bu çekirdekleri de içerecek şekilde, etkileşen boson modeli bozon konfigürasyonuna bir tek nükleon eklemekle genişletilebilir. Örneğin tek-tek çekirdek için, bir tek proton ve nötron eklemek gerekmektedir. Böylece bozon sayısı bir önceki kısımda da anlatıldığı gibi sabitlenmiş olacaktır. Eğer aktif bozonlar holler ise , nükleon hol durumu olarak ele alınmak zorundadır.

Bozonlar için küresel taban durumları bir nükleon durumu ile etkileştirildiğinde yaptılırsa tek-çift çekirdek için en basit temel durum oluşturulur. Bu yalın durum aşağıdaki ifadede verilmiştir.

$$|N_B n_d \tau n_\nu J_B j J M\rangle \equiv \left| \left[ (N_B n_d \tau n_\nu)^{(J_B)} x_j \right]^{(J)} M \right\rangle \quad (2.63)$$

nükleonlar için , yaratma ve yok olma operatörleri ise,

$$a_{jM}^+, a_{jM}^-$$

şeklinde olup nükleon durumları (j,m) olarak belirler. Yok olma operatörünün tensör formu ,

$$\tilde{a}_{jm} = (-1)^{j+m} a_{j,-m}$$

şeklindedir.

Nükleon operatörleri gerek yaratma ya da yok olma şeklinde olsun antisimetrik durumlara karşılık geldiklerinden komütasyon bağıntısını sağlamazlar. Dolayısı ile komütatörler anti-komütatörle değiştirilirler. Bozonlar ve nükleonlar için Hamiltonyen operatörü , bozonların birbirleriyle etkileşmelerinden dolayı, nükleon-nükleon ve nükleon-bozon etkileşimini de içerir. Etkileşen bozon modeline benzer şekilde etkileşen bozon fermiyon hamiltonyeni ,

$$H = H_B + H_F + V_{BF} \quad (2.64)$$

şeklinde yazılabilir.

Bozon kısmı  $H_B$  IBM-I Hamiltonyen ile ifade edilir. Saf nükleon Hamiltonyeni  $H_F$  benzer şekilde aşağıdaki eşitlikle ifade edilebilir.

$$H_F = E_0 + \sum_j \varepsilon_j \sqrt{2j+1} [a_{j+}^+ x a_{j-}^-]^{(0)} + \sum J_j j^+ j^- j^{++} c^{(j)} j^+ j^- \left[ [a_{j+}^+ x a_{j+}^+]^{(j)} x [a_{j-}^- x a_{j-}^-]^{(j)} \right] \quad (2.65)$$

bu noktadan sonra ifadeler tek-çift çekirdekler için sınırlandırılacaktır. Bu nedenle , yukarıdaki eşitlikdeki son toplam dikkate alınmayacaktır. Böylelikle tek nükleon üzerine toplam bir katkı ihmal edilmiş olacaktır.  $\varepsilon_j$  niceliği

(jm) nükleon durumunun tek-nükleon enerji terimidir. Bozon-fermion etkileşimi ifadesi aşağıdaki eşitlikle,

$$V_{BF} = \sum l_1 l_2 j_1 j_2 V^{(j)l_1 l_2 j_1 j_2} \left[ [b_{l_1}^+ x a_{j_1}^+]^{(j)} \times [b_{l_2}^- x a_{j_2}^-]^{(j)} \right]^{(0)} \quad (2.66)$$

verilir. Burada  $(l_1, l_2) = 0, 2$  ve  $(j_1, j_2) = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$  şeklindedir, b bozon operatörünü temsil etmektedir.  $V^{(j)l_1 l_2 j_1 j_2}$  kat sayıları bozon-fermion etkileşiminde matris elemanlarını ifade edecek şekilde ,

$$V^{(j)l_1 l_2 j_1 j_2} = \langle b_{l_1} a_{j_1} | V_{BF} | b_{l_2} a_{j_2} \rangle. \quad (2.67)$$

ile verilir.  $V^{(j)l_1 l_2 j_1 j_2}$  nicelikleri kendi aralarında lineer bağımlıdırlar. Tek nükleon spin için  $j_1 = j_2 = j_n$  durumu, yukarda verilen eşitliğin daha indirgenmiş bir şekilde yazılmasına yardım eder.

$$V_{BF} = \sum l_1 l_2 j_1 j_2 c^{(j)l_1 l_2 j_1 j_2} \left[ [b_{l_1}^+ x b_{l_2}^-]^{(j)} \times [a_{j_2}^- x a_{j_1}^+]^{(j)} \right]^{(0)} \quad (2.68)$$

ifadesindeki  $c^{(j)l_1 l_2 j_1 j_2}$  katsayısı  $V^{(j)l_1 l_2 j_1 j_2}$  teriminin lineer kombizonudur, çarpanları 9-j sembollerini içerirler. d - ve s - operatörleri cinsinden  $V_{BF}$  yeniden yazılacak olursa ,

$$\begin{aligned} V_{BF} = & \sum j c^{(0)00jj} \left[ [s^+ x s]^{(0)} \times [a_j^+ x a_j^-]^{(0)} \right]^{(0)} + \\ & \sum j c^{(0)22jj} \left[ [d^+ x d^-]^{(0)} \times [a_j^+ x a_j^-]^{(0)} \right]^{(0)} + \sum j_1 j_2 c^{(2)02j_1 j_2} \cdot \\ & \left[ \left( [s^+ x d^-]^{(2)} + [d^+ x s]^{(2)} + (c^{(2)22j_1 j_2} / c^{(2)02j_1 j_2}) [d^+ x d^-]^{(2)} \right) \times [a_{j_1}^+ x a_{j_2}^-]^{(2)} \right]^{(0)} \\ & + \sum j_1 j_2 j = 1, 3, 4 c^{(j)22j_1 j_2} \left[ [d^+ x d^-]^{(j)} \times [a_{j_1}^+ x a_{j_2}^-]^{(j)} \right]^{(0)} \end{aligned} \quad (2.69)$$

Yukarıdaki son terim  $\left[ [d^+ x d^-]^{(j)} \times [a_{j_1}^+ x a_{j_2}^-]^{(j)} \right]^{(0)}$  sıklıkla başka bir formda

yazılır :

$$\left[ a_{j_1}^+ x a_{j_2}^- \right]_M^{(j)} = (-1)^{j_1+j_2-j} \sum_{m_1 m_2} (j_2 m_2 j_1 m_1 | JM) a_{j_1}^+ a_{j_2}^- \quad (2.70)$$

bu noktadan sonra bozon operatörler nükleon operatörleri olarak yazılabilir<sup>(110)</sup>.  $a_{j_1}^+ a_{j_2}^- \equiv a_{j_1}^- a_{j_2}^+$  böylece,

$$\left[ a_{j_1}^+ x a_{j_2}^- \right]_M^{(j)} = (-1)^{j_1+j_2-j} \left[ a_{j_1}^- x a_{j_2}^+ \right]_M^{(j)} \quad (2.71)$$

yazılabilir.

$$Q_B(\chi_{j_1 j_2})_\mu = [d^+ x s]_\mu^{(2)} + [s^+ x d^-]_\mu^{(2)} + \chi_{j_1 j_2} [d^+ x d^-]_\mu^{(2)} \quad (2.72)$$

$Q_B$  kuadropol operatör terimi de eklenerek bozon-fermion etkileşim ifadesi Hamiltonyen denkleminde yerini alacak şekilde elde edilmiş olur. Böylece,

$$\begin{aligned} V_{BF} = & \sum j c^{(0)}_{00jj} N n_j - \sum j A_j n_d n_j / \sqrt{5(2j+1)} + \\ & \sum j_1 j_2 \Gamma_{j_1 j_2} \left[ Q_B(\chi_{j_1 j_2}) x [a_{j_1}^+ x a_{j_2}^-]^{(2)} \right]^{(0)} + \\ & \sum j_1 j_2 \Lambda^{(j)}_{j_1 j_2} : \left[ [d^- x a_{j_1}^-]^{(j)} x [a_{j_2}^+ x d^-]^{(j)} \right]^{(0)} \end{aligned} \quad (2.73)$$

biçiminde yazılır. Burada sağ taraftan ikinci terim monopol terimidir. Daha sonra sırasıyla kuadropol ve değişim terimleri gelmektedir.

### 2.3.2. U(5) Limitinde Etkileşen Bozon Fermiyon Model

Eğer  $H_B$  Hamiltonyen özel bir form olarak U(5) limitinde ifade edilecek olursa,  $H_B$  'nin özfonksiyonunun özdeğer denklemi<sup>(110)</sup>,

$$E^{(l)}_B = \varepsilon_n N + v_n N^2 + (\varepsilon_d + v_{nd} N) n_d + v_d n_d^2 + v_\tau \tau(\tau + 3) + v_j J_B(J_B + 1) \quad (2.74)$$

şeklindedir.

$|N_B n_d \tau n_\Lambda J_B j M\rangle \equiv \left[ \left[ (N_B n_d \tau n_\Lambda)^{(j_B)} x_j \right]^{(j)} M \right]$  bazındaki  $H_B$  matris operatör sadece diyagonal elemanlara sahiptir.  $H_F$ , normalde bir tek-nükleon için diyagonal olup  $\varepsilon_j$  özdeğerlerine sahiptir. Hamiltonyenin tüm özdeğerlerini bulmak için özellikle  $V_{BF}$  diyagonalleştirilmek zorundadır. Bunun içinde birbirinden bağımsız uygun terimlerin bulunması zorunluluğu vardır. Çünkü  $V_{BF}$  ifadesindeki monopol terim yalnızca sayı operatörlerini içermekte olup, bütün diyagonal matris elemanlarına birimsel bir katkı sağlamaktadır.  $V_{BF}$ 'deki kuadropol terimler,

$$\sum_{j_1 j_2} \Gamma_{j_1 j_2} \left[ [d^+ x s + s^+ x d^-]^{(2)} x [a_{j_1}^+ x a_{j_2}^-]^{(2)} \right]^{(0)}$$

ve

$$\sum_{j_1 j_2} \chi_{j_1 j_2} \Gamma_{j_1 j_2} \left[ [d^+ x d^-]^{(2)} x [a_{j_1}^+ x a_{j_2}^-]^{(2)} \right]^{(0)} \quad (2.75)$$

operatörlerini içermektedir. İlk operatör enerji matrisindeki diyagonal olmayan elemanları türetmektedir. Deneyimler eğer  $\varepsilon_d$ ' çok büyük bir değerde olursa, bunun katkısının ihmal edilebilecek olduğunu göstermiştir. İkinci operatör diyagonal matris elemanlarına katkıda bulunmaktadır. Tek d-bozonunun bir nükleon durumun  $|jm\rangle$ 'nin çiftlendiği hali göz önüne alalım.

Diyagonal terimler,

$$\langle s^{N-1} [dx_j]^{(j)}_M \left[ [d^+ x d^-]^{(2)} x [a_{j_1}^+ x a_{j_2}^-]^{(2)} \right]^{(0)} | s^{N-1} [dx_j]^{(j)}_M \rangle =$$

$$\sum_{j_1 j_2} j_1^2 (2j_1 + 1) \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j \\ j_1 & j_2 & 2 \end{matrix} \right\} \langle [dx_j]^{(j)}_M \left[ [d^+ x a_{j_1}^+]^{(j_1)} x [d^- x a_{j_2}^-]^{(j_2)} \right]^{(0)} | [dx_j]^{(j)}_M \rangle = \quad (2.76)$$

$$\sum_{j_1 j_2} \sqrt{5} (-1)^{j_1 + 2j_2 - M} \left\{ \begin{matrix} j & j_1 & j_2 \\ j & j_1 & j_2 \end{matrix} \right\} \langle [dx_j]^{(j)}_M \left[ [d^+ x a_{j_1}^+]^{(j_1)}_M [d^- x a_{j_2}^-]^{(j_2)}_{-M} \right]^{(0)} | [dx_j]^{(j)}_M \rangle$$

şeklinde olup yeniden çiftlenim terimleri arasındaki ilişki belirlenmiş durumdadır.

Bir durumun enerjisi d-bozonu olarak çiftlenmiş j-nükleonlar tarafından  $2j+1$  yada 5 olarak saçılmış düzeylerle temsil edilir. Buradaki saçılma geometrik faktörle doğru orantılıdır ve  $J(2+j \geq J \geq |2-j|)$  terimine bağlıdır.

$H_B$ ,  $H_F$  ve  $V_{BF}$  operatörleri oldukça fazla sayıda serbest parametrelere bağlı olması nedeniyle model kullanışsız gibi gözükse de bu parametreler indirgenebilir. Özellikle  $V_{BF}$  operatöründe yapılacak bir iyileştirme işi daha kolaylaştırıcaktır. Etkileşen bozon modeli ile kabuk modelini birbirine bağlayan mikroskobik teori yardımıyla bir takım faydalı genelleştirmeler yapılabilmektedir.  $V_{BF}$  operatöründeki terimleri indirgemek üzere aşağıdaki eşitlikler yazılabilir,

$$\begin{aligned} \Lambda_j &= -\sqrt{5(2j+1)}A_0 \\ \Gamma_{j_1j_2} &= \sqrt{5}\gamma_{j_1j_2}\Gamma_0 \quad \gamma_{j_1j_2} = (u_{j_1}u_{j_2} - v_{j_1}v_{j_2})Q_{j_1j_2} \\ \Lambda_{j_1j_2}^1 &= -2\sqrt{5/(2j+1)}\varphi_{j_1j_2}\Lambda_0 \quad \varphi_{j_1j_2} = (u_{j_1}u_{j_2} - v_{j_1}v_{j_2})Q_{j_1j_2} \end{aligned} \quad (2.77)$$

yukarıdaki ifadeler yardımı ile  $V_{BF}$  sadece üç parametreye bağlı hale gelmiş durumdadır. Bunlar sırasıyla  $A_0$ ,  $\Gamma_0$  ve  $\Lambda_0$  parametreleridir.

Tek  $^{159-165}\text{Er}$  izotoplarının enerji spektrumlarının tamamı yüksek spin bandları  $I=13/2^+$  den başlamaktadır.  $^{159-165}\text{Er}$  izotopları 68 proton ve 93-97 nötrondan oluşmaktadır. Proton ve nötronlar  $N=82$  kapalı kabuğun üst kısmındaki yörüngeleri doldurmaktadır ve 9-15 nötron düzeyi olarak karakterize edilmektedir.  $^{159-165}\text{Er}$  izotoplarının IBFA'de uygun tanımlayabilmek için, tek bir fermiyonun (nötron) çift-çift nükleer kora  $^{158-164}\text{Er}$  çiftlenmesi gerekmektedir. Kapalı kabuğa en yakın pozitif pariteli uygun

durum yalnızca  $i=13/2$  nötron yörüngesidir. Bundan dolayı enerji spektrumu hesabında bu değer hesaplamalara katılmıştır. Seçilen dalga fonksiyonu ile elde edilen enerji seviyelerinin doğruluğunu test etmek için genelde  $B(E2)$  değerleri incelenmelidir. Etkileşen bozon fermiyon yaklaşımında E2 geçiş operatörü için kullanılan operatörler,

$$T^{(2)} = e_B T_B^{(2)} + e_F T_F^{(2)}$$

şeklinde dir. Burada bozonik operatör<sup>(109)</sup>,

$$T_B^{(2)} = (s^+ x \tilde{d} + d^+ x s)^{(2)} + \chi (d^+ x \tilde{d})^{(2)}$$

Şeklinde verilir. İlgili dinamik simetri değeri  $\chi = -\frac{\sqrt{7}}{2}$  olup fermiyonik operatör,

$$T_F^{(2)} = \sum_{ij} T_{ij}^{(2)} (a_i^+ x \tilde{a}_j)^{(2)}$$

şeklinde dir. Hesap edilen  $B(E2)$  değerlerinde, E2 geçiş oranlarının hesabında bozon ve fermiyon etkin yükler sırasıyla  $e_B = 0.13eb$  ve  $e_F = -0.15eb$  olarak seçilmiştir.<sup>(108)</sup> Gözlemlenen  $B(E2)$  değerleri oldukça sınırlı olması nedeni ile bazı değerler için deneysel veriler mevcut değildir.

İyi deforme olmuş erbiyum izotopları için IBFM 'de yüksek spin düzeyler için hesaplamalar yapılabilmektedir<sup>(107-109)</sup>. Bu cebirsel model bütün kolektif serbestlik derecesine sahip durumlara uygulanabilmektedir. Etkileşen parametrelerin küçük değişimleri ile çekirdeklerin kolektif özelliklerini hesaplamak bu modelle mümkün olabilmektedir.



### 3. ARAŞTIRMA BULGULARI

#### 3.1. Bazı Çift-Çift Erbiyum İzotoplarının İncelenmesi

$150 \leq A \leq 190$  deforme bölge ortalarında bulunan Erbiyum çekirdekleri, bu bölgenin temel yapısını incelememize kaynak teşkil ederler. Bölgenin tipik özelliği , çekirdeklerin vibrasyonel yapıdan rotasyonel yapıya geçtiği ve rotasyonel yapının baskın olduğu kısımdır. Bundan dolayı çift-çift  $^{162-168}\text{Er}$  izotopları birçok araştırmacının ilgisini çekmiş, değişik metot ve teoriler kullanılarak bu çekirdekler detaylı olarak incelenmiştir. Bu çekirdeklerin deneysel ve teorik incelenmesi halen devam etmektedir. Özellikle, son yıllarda teorik çalışmalar Etkileşen Bozon Modeli (IBM) etrafında yoğunlaşmıştır.

Bu bölümde, deforme bölge ortalarında bulunan nadir toprak elementlerinden Erbiyum izotoplarının bozunum şemaları verilerek enerji düzeyleri, bu düzeyler arasındaki geçişler ve kutupsallıklar incelenmiştir. Bu elektromanyetik geçişlerin  $\delta(E2/M1)$  kutupsal karışım oranları hesaplanmış; her bir izotop için  $0^+$  taban durumundan ilk uyarılmış düzey olan  $2^+$  durumuna geçişin olasılıkları  $B(E2) \uparrow$ , temel hal bandının üyeleri arasındaki  $B(E2; L \rightarrow L-2)$  geçiş olasılıkları ,  $\beta_0$  ve  $\beta_2$  deformasyon parametreleri, özkuadropol momenti  $Q_0$  ve  $Q_{2+}$  kuadropol momentleri hesaplanmış, sonuçlar çizelgeler halinde verilmiştir.

**Çizelge-3.1 IBM-2 Hamiltonyen Parametreleri (MeV)**

Parametre	<sup>162</sup> Er	<sup>164</sup> Er	<sup>166</sup> Er	<sup>168</sup> Er	<sup>170</sup> Er
$\epsilon_d$	0.284	0.269	0.232	0.200	0.180
$\kappa$	-0.06	-0.05	-0.04	-0.02	-0.02
$\chi_v$	-0.45	-0.46	-0.49	-0.61	-0.64
$\chi_\pi$	-0.55	-0.56	-0.59	-0.71	-0.74
$\xi_{1,2}$	0.15	0.15	0.15	0.18	0.17
$\xi_3$	0.14	0.13	0.12	0.18	0.17
E2SD	0.177	0.167	0.162	0.184	0.159
E2DD	-0.10	-0.10	-0.10	-0.10	-0.10
M1	0.10	0.10	0.10	0.10	0.10
M1Q	-0.10	-0.10	-0.10	-0.10	-0.10

Çift-çift çekirdekler için ilgili Hamiltonyenin diyagonalleştirilmesi, öz durumlar arası elektromanyetik matris elemanlarının hesaplanması, Program PHINT (Ek.1) kullanılarak, çizelge-3.1'de verilen IBM-2 parametreleri <sup>(120)</sup> yardımı ile yapıldı.

### 3.1.1. <sup>162</sup>Er Çekirdeği

Son yıllarda daha önceki teorik modellere alternatif olarak grup teorisi tekniklerini kullanan Etkileşen Bozon Modeli orta ve ağır çekirdeklerin elektromanyetik özelliklerinin incelenmesine yaygın olarak uygulanmaktadır. Bu model orta ve ağır çekirdeklerin düşük enerjili durumlarının incelenmesinde oldukça başarılıdır. <sup>162</sup>Er çekirdeği deforme bölgede yer alan bir çekirdektir. Bu çekirdek, Boer ve ark.(1971,1974), Tjøm ve ark.(1968), West ve ark.(1976), Ronningen ve ark.(1977), T.J. Humanie ve ark.(1982) gibi bir çok araştırmacı tarafından deneysel ve çeşitli modeller yardımı ile

teorik olarak incelenmiş ve bu çalışmalarda deneysel ve teorik olarak enerji düzeyleri, B(E2) geçiş olasılıkları, karışım oranları gibi birçok elektromanyetik özellik hesaplanmıştır<sup>(55)</sup>.

**Çizelge- 3.2** <sup>162</sup>Er izotopunun Enerji Düzeyleri

Band Yapısı $K^\pi$	Spin Parite $I^\pi$	Deneysel Enerji Düzeyleri(MeV)
Temel Hal Bandı $K^\pi=0^+$	$0^+$	0.00
	$2^+$	0.102
	$4^+$	0.329
	$6^+$	0.666
	$8^+$	1.097
	$10^+$	1.604
Gama Vibrasyonel Bandı $K^\pi=2^+$	$2^+$	0.901
	$3^+$	1.001
	$4^+$	1.129
	$5^+$	1.286
	$6^+$	1.460
	$7^+$	1.670
	$8^+$	1.883
Beta Vibrasyonel Bandı $K^\pi=0^+$	$0^+$	1.087
	$2^+$	1.171
	$4^+$	-
	$6^+$	-

<sup>162</sup>Er çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerin basitleştirilmiş bozunum şeması Şekil-3.1'de verilmiştir<sup>(115)</sup>. Bozunum şemasının incelenmesinden de görüleceği gibi, temel hal bandının üyeleri ,  $0^+[0 \text{ MeV}]$ ,  $2^+[0.102 \text{ MeV}]$ ,  $4^+[0.329 \text{ MeV}]$ ,  $6^+[0.666 \text{ MeV}]$ ,  $8^+[1.097 \text{ MeV}]$ ,  $10^+[1.604 \text{ MeV}]$  düzeyleridir. Gama vibrasyonel bandın üyeleri,  $2^+[0.901 \text{ MeV}]$ ,  $3^+[1.001 \text{ MeV}]$ ,  $4^+[1.129 \text{ MeV}]$ ,  $5^+[1.286 \text{ MeV}]$ ,  $6^+[1.460 \text{ MeV}]$ ,  $7^+[1.670 \text{ MeV}]$  düzeyleridir. Beta

vibrasyonel bandının üyeleri ise  $0^+[1.087 \text{ MeV}]$ ,  $2^+[1.171 \text{ MeV}]$  düzeyleridir. Bu veriler daha açıklayıcı bir şekilde Çizelge 3.2'de verilmiştir.

### 3.1.1.1. $^{162}\text{Er}$ çekirdeğinin Enerji Düzeyleri ve Geçişlerin Kutupsallığı

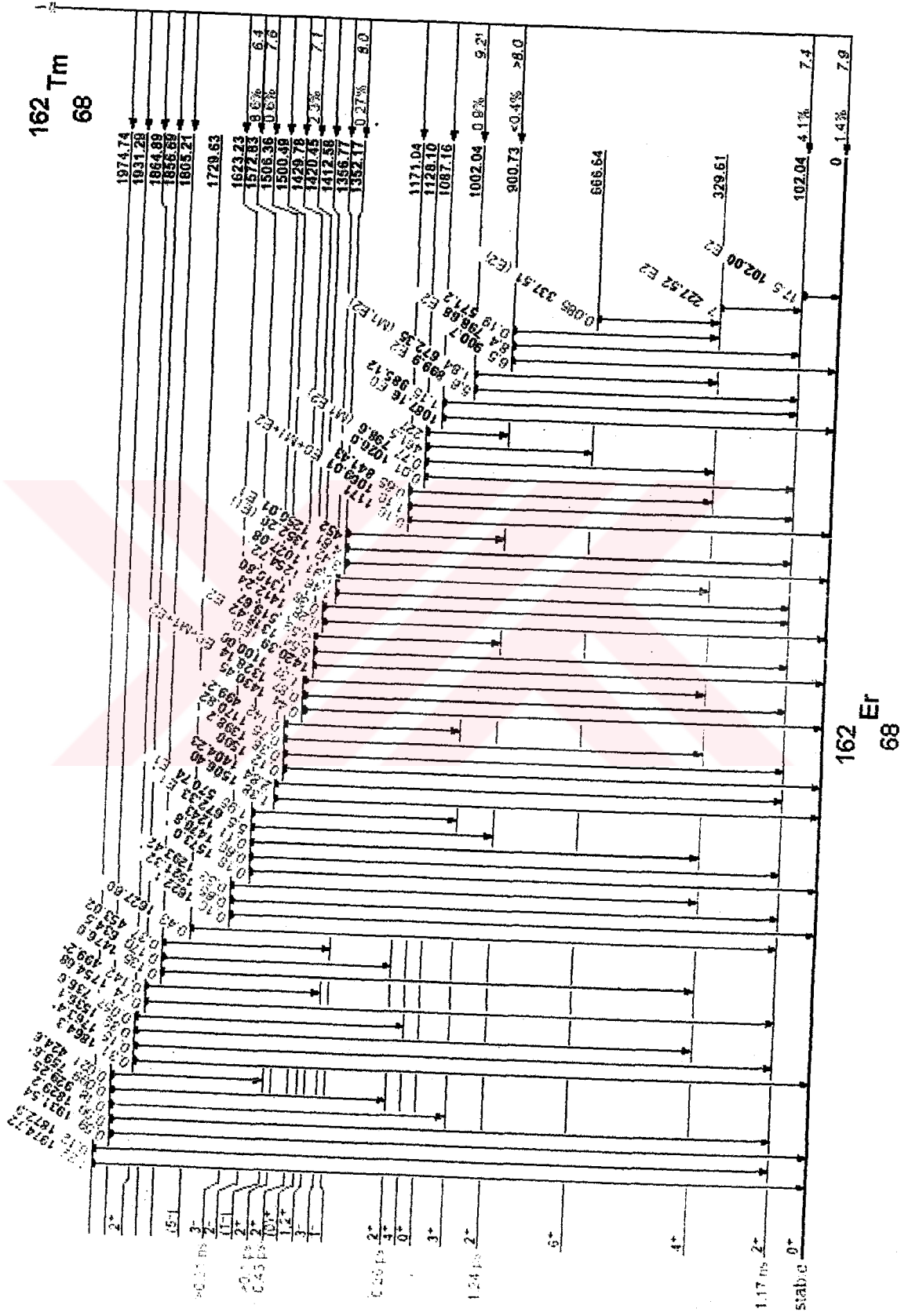
0.10204 MeV Düzeyi :  $K^\pi = 0^+$  temel hal bandının bir üyesi olup spin paritesi  $2^+$  olarak tayin edilmiştir. Bu enerji düzeyinden  $2^+[0.10204 \text{ MeV}]0^+$  ışını geçiş yapar ve kutupsallığı E2 olarak tayin edilmiştir.

0.32961 MeV Düzeyi : Temel hal bandının bir üyesi olup spin paritesi  $4^+$  dir. Bu enerji düzeyinden  $4^+[0.2275 \text{ MeV}]2^+$  ışını kutupsallığı E2 olan bir geçiş yapar.

0.66664 MeV Düzeyi : Temel hal bandının bir üyesidir. Spin paritesi  $6^+$  olan bu düzeyden  $6^+[0.3370 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçişi gözlenir. Bu geçişin kutupsallığı E2 şeklinde elde edilmiştir.

0.90073 MeV Düzeyi :  $K^\pi = 2^+$  gama vibrasyonel bandının bant başıdır ve spin paritesi  $2^+$  dir. Bu düzeyden  $2^+[0.5712 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yapar. Yine bu düzeyden  $2^+[0.7986 \text{ MeV}]2^+$  ışını ile  $2^+[0.9007 \text{ MeV}]0^+$  ışını geçiş yaparlar ve bu iki geçişin kutupsallığı E2 olarak tayin edilmiştir.

1.00204 MeV Düzeyi : Spin paritesi  $3^+$  olan gama vibrasyonel bandındaki bu düzeyden  $3^+[0.899 \text{ MeV}]2^+$  ışını ve  $3^+[0.672 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yaparlar. Bu geçişlerin kutupsallığı sırasıyla E2,E2+M1 dir.



Şekil 3.1 162Er Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerin basitleştirilmiş bozunum şeması

1.08716 MeV Düzeyi : Temel hal bandının bir üyesi olan enerji düzeyinin spin paritesi  $0^+$  olarak tespit edilmiştir. Bu düzeyden kutupsallığı E0 olan  $0^+[1.0817 \text{ MeV}]0^+$  ışını geçişi mevcuttur.

1.1281 MeV Düzeyi : Bu enerji düzeyi gama vibrasyonel bandının bir üyesi olup spin paritesi  $4^+$  olarak tespit edilmiştir. Bu düzeyden  $4^+[1.026 \text{ MeV}]2^+$  ve  $4^+[0.7966 \text{ MeV}]4^+$  ışınları geçiş yaparlar. Bu geçişlerin kutupsallıkları M1 ve E2 şeklindedir.

1.17104 MeV Düzeyi : Spin paritesi  $2^+$  olan gama vibrasyonel bandındaki bu düzeyden,  $2^+[1.171 \text{ MeV}]0^+$ ,  $2^+[1.069 \text{ MeV}]2^+$  ve  $2^+[0.841 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişlerin kutupsallıkları E0, E2+M1 şeklindedir.

1.35217 MeV Düzeyi: Spin paritesi  $1^-$  olan bu düzeyden  $1^-[1.352 \text{ MeV}]0^+$ ,  $1^-[0.452 \text{ MeV}]2^+$  geçişleri gözlenmektedir. İlk iki geçişin kutupsallıkları E1 şeklindedir.

1.42045 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $0^+$  dır. Bu düzeyden geçiş yapan ışınlar sırasıyla  $0^+[1.430 \text{ MeV}]0^+$ ,  $0^+[1.328 \text{ MeV}]2^+$  ve  $0^+[1.100 \text{ MeV}]4^+$  şeklindedir. Bu geçişlerin kutupsallığı E0+M1+E2 şeklindedir.

1.50049 MeV Düzeyi : Spin paritesi  $2^+$  olan bu düzeyden  $2^+[1.5006 \text{ MeV}]0^+$  ve  $2^+[1.404 \text{ MeV}]2^+$  geçişleri mevcut bulunup, kutupsallıkları hakkında deneysel bilgi yoktur.

### 3.1.1.2. <sup>162</sup>Er Çekirdeğinin Kutupsal Karışım Oranları

<sup>162</sup>Er çekirdeği için verilen enerji düzeyleri arasındaki elektromanyetik geçişlerde, Etkileşen Bozon Modeli yardımıyla hesaplanan karışım oranları  $\delta(E2/M1)$  değerleri Çizelge-3.3' de verilmiştir.

Çizelge 3.3 <sup>162</sup>Er izotopu için hesaplanan  $\delta(E2/M1)$  Karışım Oranları

Başlangıç Enerjisi $E_i(\text{MeV})$	Geçiş Enerjisi $E_\gamma(\text{MeV})$	Spin-Parite $I_i^\pi \rightarrow I_s^\pi$	Karışım Oranı $\delta(E2/M1)$
0.9012	0.799	$2_- \rightarrow 2_g$	13
1.002	0.673	$3_+ \rightarrow 4_g^+$	0.25
1.1294	0.800	$4_+ \rightarrow 4_g^+$	5.17
1.2860	0.957	$5_+ \rightarrow 4_g^+$	7.71
	0.620	$5_+ \rightarrow 6_g^+$	0.10
1.460	0.793	$6_+ \rightarrow 6_g^+$	3.5
	0.173	$6_+ \rightarrow 5_+$	2.02
1.670	1.003	$7_- \rightarrow 6_g^+$	3.49

Karışım oranları için elde edilen bu değerler, daha ileriki sonuç ve tartışmalar kısmında deneysel ve diğer teorik sonuçlarla karşılaştırılıp, aralarındaki uyum tartışılacaktır.

### 3.1.1.3 <sup>162</sup>Er Çekirdeği için Hesaplanan B(E2) Geçiş olasılıkları $\beta_0$ ve $\beta_2$ Deformasyon Parametreleri, $Q_0$ ve $Q_{2+}$ Kuadropol Momentleri

<sup>162</sup>Er çekirdeği için temel hal bandının üyeleri arasındaki B(E2) geçiş olasılıkları hesaplandı ve Çizelge-3.4' de verildi.

**Çizelge 3.4**  $^{162}\text{Er}$  İzotopu için hesaplanan B(E2) Geçiş olasılıkları

Spin-Parite		Geçiş Olasılığı
$I_i^\pi$	$I_s^\pi$	B(E2) ( $e^2b^2$ )
$2^+$	$0^+$	1.13
$4^+$	$2^+$	1.62
$6^+$	$4^+$	1.79
$8^+$	$6^+$	1.86
$10^+$	$8^+$	1.81

$^{162}\text{Er}$  çekirdeği  $0^+$  taban durumundan ilk uyarılmış düzey olan  $2^+$  durumuna geçişin olasılığı  $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+) = 1.13$  eb olarak hesap edildi. Bu geçiş olasılığı literatürde indirgenmiş geçiş olasılığı şeklinde adlandırılır ve  $B(E2)\uparrow$  ile gösterilir. Bu değerler kullanılarak özkuadropol momenti  $Q_0 = 7.53$  eb ve kuadropol momenti  $Q_{2+} = 2.11$  eb olarak hesaplandı. Deformasyon parametresi  $\beta_0 = 0.228$  ve  $\beta_2 = 0.307$  olarak hesaplandı.

**Çizelge 3.5**  $^{162}\text{Er}$  İzotopu için Hesaplanan Bazı Parametreler

B(E2) $\uparrow$ ( $e^2b^2$ )	$Q_0$ (eb)	$Q_{2+}$ (eb)	$\beta_0$	$\beta_2$
5.65	7.53	2.11	0.228	0.307

### 3.1.2. $^{164}\text{Er}$ Çekirdeği

Deforme bölge ortalarında bulunan çift-çift  $^{164}\text{Er}$  izotopunun nötron sayısı  $N \geq 92$  olduğundan iyi deforme olmuş ve rotasyonel karaktere sahip bir çekirdek olarak ele alınır. Bu izotopun nükleer yapısıyla ilgili çeşitli metotlar araştırmacılar tarafından incelenerek rapor edilmiştir. Tjøm ve



Elbek, erbiyum çekirdeklerinde kolektif vibrasyonel durumları üzerinde çalıştılar<sup>(56)</sup>. Jett ve Lind, buharlaşma reaksiyonları ile uyarılan <sup>164</sup>Er'ün rotasyonel durumlarını incelediler<sup>(57)</sup>. West ve ark.,( $\alpha,2n\gamma$ ) reaksiyonunu kullanıp <sup>164-168</sup>Er çekirdeklerinin düzeylerini ve  $\delta(M2/E1)$  karışım oranlarını hesapladılar<sup>(58)</sup>.

**Çizelge 3.6** <sup>164</sup>Er izotopunun Enerji Düzeyleri

Band Yapısı $K^\pi$	Spin Parite $I^\pi$	Deneysel Enerji Düzeyleri(MeV)
Temel Hal Bandı $K^\pi=0^+$	$0^+$	0.0000
	$2^+$	0.0913
	$4^+$	0.2994
	$6^+$	0.6144
	$8^+$	0.0246
Gama Vibrasyonel Bandı $K^\pi=2^+$	$2^+$	0.8603
	$3^+$	0.9463
	$4^+$	1.0583
	$5^+$	1.1975
	$6^+$	1.3586
	$7^+$	1.5443
Beta Vibrasyonel Bandı $K^\pi=0^+$	$0^+$	1.2460
	$2^+$	1.3145
	$4^+$	1.4699
$K^\pi=4^+$	$4^+$	1.7022
Oktupol Bandı $K^\pi=0^-$	$1^-$	1.3867
	$3^-$	1.4340
Oktupol Bandı $K^\pi=5^-$	$5^-$	1.6641
	$6^-$	1.7445

Ronningen ve ark., Coulomb uyarılması yöntemi ile B(E2) geçiş olasılıklarını belirlediler<sup>(55)</sup>. Kumar ve Grunye, kendi içinde uyumlu kuadropol artı eşleşme etkileşim modeli ile  $\beta_0$  deformasyon parametresi,  $Q_0$  kuadropol momentleri ve B(E2) geçiş olasılıklarını hesapladılar<sup>(59)</sup>. Fields ve ark.,  $^{164}\text{Er}$  çekirdeğinin negatif bandları üzerinde çalıştılar<sup>(60)</sup>. Lipas ve ark.,  $^{164}\text{Er}$  çekirdeğinin  $\delta(E2/M1)$  karışım oranını incelediler<sup>(18)</sup>. Raman ve ark., temel hal düzeyinden ilk uyarılmış  $2^+$  düzeyine geçişlerin olasılıklarını araştırarak, bu izotopa ait  $\beta_2$  ve  $Q_0$  değerlerini elde ettiler<sup>(61)</sup>. Varshney ve ark., yüksek spinli düzeylerden geçişler için B(E2) değerlerini verdiler<sup>(62)</sup>. Nazarewicz ve ark., bu çekirdeğe ait  $\beta_0$  ve  $\beta_2$  deformasyon parametrelerini teorik olarak hesapladılar<sup>(20)</sup>. Son yıllarda bu çekirdek Chuu ve Hsieh<sup>(63)</sup>, Jarrio ve ark.,<sup>(21)</sup> ve Chakrabarti ve ark.,<sup>(24)</sup> tarafından incelenmiştir.

$^{164}\text{Er}$  çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerin basitleştirilmiş bozunum şeması Şekil 3.2'de verildi<sup>(115)</sup>. Bozunum şemasının incelenmesinden de görüleceği gibi, temel hal bandının üyeleri,  $0^+[0 \text{ MeV}]$ ,  $2^+[0.09139 \text{ MeV}]$ ,  $4^+[0.29947 \text{ MeV}]$ ,  $6^+[0.6144 \text{ MeV}]$ ,  $8^+[1.0246 \text{ MeV}]$  düzeyleridir. Gama vibrasyonel bandın üyeleri,  $2^+[0.86031 \text{ MeV}]$ ,  $3^+[0.94635 \text{ MeV}]$ ,  $4^+[1.0583 \text{ MeV}]$ ,  $5^+[1.1975 \text{ MeV}]$ ,  $6^+[0.3586 \text{ MeV}]$ ,  $7^+[1.5443 \text{ MeV}]$  düzeyleridir. Beta vibrasyonel bandının üyeleri ise  $0^+[1.24602 \text{ MeV}]$ ,  $2^+[1.31457 \text{ MeV}]$ ,  $4^+[1.4699 \text{ MeV}]$  düzeyleridir.  $1^+[1.38677 \text{ MeV}]$ ,  $3^+[1.43403 \text{ MeV}]$ ,  $5^+[1.6641 \text{ MeV}]$  ve  $6^+[1.74457 \text{ MeV}]$  düzeyleri de oktupol bandının üyeleridir. Bu veriler daha açıklayıcı bir şekilde Çizelge 3.6' da verilmiştir.

### 3.1.2.1. <sup>164</sup>Er çekirdeğinin Enerji Düzeyleri ve Geçişlerin Kutupsallığı

0.09139 MeV Düzeyi:  $K^\pi=0^+$  temel hal bandının bir üyesi olup spin paritesi  $2^+$  olarak tayin edilmiştir. Bu enerji düzeyinden  $2^+[0.09139 \text{ MeV}]0^+$  ışını geçiş yapar ve kutupsallığı E2 olarak belirlenmiştir<sup>(64)</sup>.

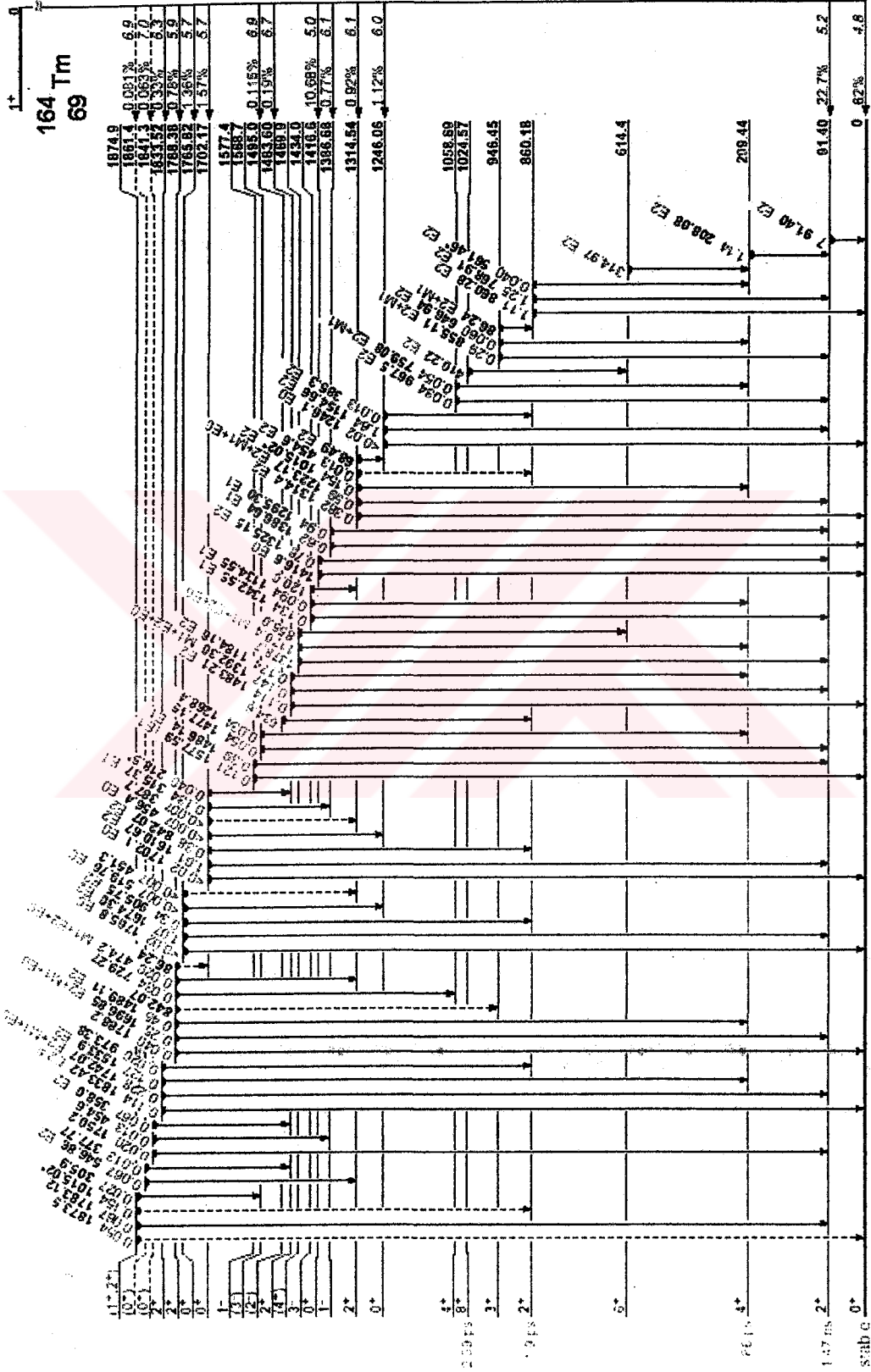
0.29947 MeV Düzeyi: Temel hal bandının bir üyesi olup spin paritesi  $4^+$  dir. Bu enerji düzeyinden  $4^+[0.20808 \text{ MeV}]2^+$  ışını kutupsallığı E2 olan bir geçiş yapar<sup>(56)</sup>.

0.6144 MeV Düzeyi: Temel hal bandının bir üyesidir. Spin paritesi  $6^+$  olan bu düzeyden  $6^+[0.31493 \text{ MeV}]4^+$  ışın geçişi gözlenir. Bu geçişin kutupsallığı E2 şeklinde elde edilmiştir<sup>(60)</sup>.

0.86031 MeV Düzeyi :  $K^\pi=2^+$  gama vibrasyonel bandının bant başıdır ve spin paritesi  $2^+$  dir. Bu düzeyden  $2^+[0.561 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yapar. Yine bu düzeyden  $2^+[0.86031 \text{ MeV}]0^+$  ışını ile  $2^+[0.20808 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yaparlar ve bu iki geçişin kutupsallığı E2 olarak belirtilmiştir<sup>(65)</sup>.

0.94635 MeV Düzeyi: Spin paritesi  $3^+$  olan gama vibrasyonel bandındaki bu düzeyden  $3^+[0.8549 \text{ MeV}]2^+$  ışını ve  $3^+[0.6469 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yaparlar. Bu geçişlerin kutupsallığı sırasıyla E2+M1 ve E2 dir.

1.0246 MeV Düzeyi : Temel hal bandının bir üyesi olan enerji düzeylerinin spin paritesi  $8^+$  olarak belirlenmiştir<sup>(66)</sup>. Bu düzeyden kutupsallığı E2 olan  $8^+[0.4102 \text{ MeV}]6^+$  ışını geçiş yapar.



Şekil 3.2 164 Er Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerin basitleştirilmiş bozunum şeması

1.1975 MeV Düzeyi: Bu enerji düzeyi gama vibrasyonel bandının bir üyesi olup spin paritesi  $5^+$  şeklinde verilir<sup>(66)</sup>. Bu düzeyden  $5^+[0.89791 \text{ MeV}]4^+$  ve  $5^+[0.5832 \text{ MeV}]6^+$  ışınları geçiş yaparlar. Bu geçişlerin kutupsallıkları E2 olarak elde edilmiştir<sup>(67)</sup>.

1.24602 MeV Düzeyi :  $K^\pi=0^+$  beta vibrasyonel bandının bant başıdır ve spin paritesi  $0^+$  dir. Bu düzeyden  $0^+[1.245 \text{ MeV}]0^+$  ışını ve  $0^+[1.15463 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yaparlar. Bu geçişlerin kutupsallıkları sırasıyla E0 ve E2 olarak elde edilmiştir<sup>(60)</sup>.

1.31457 MeV Düzeyi: Beta vibrasyonel bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $2^+$  olarak elde edilmiştir. Bu enerji düzeyinden  $2^+[0.152 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yapar. Yine bu düzeyden kutupsallığı E2 olan  $2^+[1.3148 \text{ MeV}]0^+$  ışını ve kutupsallığı E2+M1+E0 olan  $2^+[1.22312 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yaparlar<sup>(64)</sup>.

1.3586 MeV Düzeyi : Spin paritesi  $6^+$  olan gama vibrasyonel bandının üyesi enerji düzeyinden kutupsallığı E2 olan  $6^+[0.7439 \text{ MeV}]6^+$  ışını geçiş yapar.

1.3586 MeV Düzeyi : Spin paritesi  $6^+$  olan gama vibrasyonel bandının üyesi enerji düzeyinden kutupsallığı E2 olan  $6^+[0.7439 \text{ MeV}]6^+$  ışını geçiş yapar.

1.41657 MeV Düzeyi: Bu enerji düzeyi hakkında yeterli bilgi yoktur. Bu düzeyden  $[1.416 \text{ MeV}]0^+$  ışını geçiş yapar ve kutupsallığı hakkında henüz bilgi yoktur. Yine bu düzeyden  $[1.325 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yapar ve kutupsallığı E2 dir<sup>(66)</sup>.

1.43403 MeV Düzeyi : Oktupol bandının bir üyesi ve spin paritesi  $3^-$  olan enerji düzeyinden  $3^-[1.3426 \text{ MeV}]2^+$  ışını ve  $3^-[1.1346 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yapar. Bu ışınların kutupsallıkları hakkında deneysel veri yoktur.

1.4699 MeV Düzeyi: Beta vibrasyonel bandının bir üyesidir ve spin paritesi  $4^+$  dir. Bu düzeyden  $4^+[1.3785 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yapar ve bunun kutupsallığı hakkında deneysel veri yoktur.

1.48386 MeV Düzeyi: Spin paritesi  $2^+$  olan bu enerji düzeyinden  $2^+[1.39252 \text{ MeV}]2^+$  ışını ve  $2^+[1.18432 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yaparlar.

1.5443 MeV Düzeyi : Gama vibrasyonel bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $7^+$  olarak verilir ve bu düzeyden kutupsallığı E2+M1 olan  $7^+[0.9299 \text{ MeV}]6^+$  ışını geçiş yapar<sup>(66)</sup>.

1.6641 MeV Düzeyi :  $K^\pi=5^-$  bandının bir üyesi olan enerji düzeyinin spin paritesi  $5^-$  dir. Bu düzeyden kutupsallığı E1 olan  $5^-[1.0498 \text{ MeV}]6^+$  ışını ve kutupsallığı ile ilgili bilgi elde edilemeyen  $5^-[1.3646 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yapar.

1.7022 MeV düzeyi:  $K^\pi=4^+$  bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $4^+$  olarak verilir. Bu enerji düzeyinden  $4^+[0.81074 \text{ MeV}]2^+$  ışını ve  $4^+[0.84206 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yapar. Yine bu düzeyden  $4^+[0.3155 \text{ MeV}]1^-$  ışını geçiş yapar ve kutupsallığı E1 olarak verilir<sup>(29)</sup>.

1.7445 MeV Düzeyi :  $K^\pi=5^-$  bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $6^-$  dir. Bu enerji düzeyinden  $6^-[1.1301 \text{ MeV}]6^+$  ile  $6^-[0.3855 \text{ MeV}]6^+$  ışınları geçiş yaparlar<sup>(68)</sup>.

### 3.1.2.2. $^{164}\text{Er}$ Çekirdeğinin Kutupsal Karışım Oranları

$^{164}\text{Er}$  çekirdeği için verilen enerji düzeyleri arasındaki elektromanyetik geçişlerde, Etkileşen Bozon Modeli yardımıyla hesaplanan karışım oranları  $\delta(E2/M1)$  değerleri Çizelge-3.7'de verilmiştir.

Çizelge 3.7  $^{164}\text{Er}$  izotopu için hesaplanan  $\delta(E2/M1)$  Karışım Oranları

Başlangıç Enerjisi	Geçiş Enerjisi	Spin-Parite	Karışım Oranı
$E_i(\text{MeV})$	$E_f(\text{MeV})$	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	$\delta(E2/M1)$
0.86031	0.7689	$2_g^+ \rightarrow 2_g^+$	6.94
0.94635	0.6469	$3_g^+ \rightarrow 2_g^+$	4.65
	0.6469	$3_g^+ \rightarrow 4_g^+$	180.25
1.05830	0.7588	$4_g^+ \rightarrow 4_g^+$	36.99
	0.8979	$5_g^+ \rightarrow 4_g^+$	4.43
	0.5832	$5_g^+ \rightarrow 6_g^+$	133.41
1.35860	0.7439	$6_g^+ \rightarrow 6_g^+$	6.73
1.54430	0.9299	$7_g^+ \rightarrow 6_g^+$	4.47
	0.8549	$3_g^+ \rightarrow 2_g^+$	5.71
1.48386	1.3925	$2_\beta^+ \rightarrow 2_g^+$	12.58

Karışım oranları için elde edilen bu değerler, daha ileriki sonuç ve tartışmalar kısmında deneysel ve diğer teorik sonuçlarla karşılaştırılıp, aralarındaki uyum tartışılacaktır.

### 3.1.2.3. $^{164}\text{Er}$ Çekirdeği için Hesaplanan $B(E2)$ Geçiş olasılıkları $\beta_0$ ve $\beta_2$ Deformasyon Parametreleri, $Q_0$ ve $Q_{2+}$ Kuadropol Momentleri

$^{164}\text{Er}$  çekirdeği için temel hal bandının üyeleri arasındaki  $B(E2)$  geçiş olasılıkları hesaplandı ve Çizelge 3.8' de verildi.

**Çizelge 3.8**  $^{164}\text{Er}$  İzotopu için hesaplanan B(E2) Geçiş olasılıkları

Spin-Parite		Geçiş Olasılığı
$I_i^\pi$	$I_s^\pi$	B(E2) ( $e^2b^2$ )
$2^+$	$0^+$	1.1091
$4^+$	$2^+$	1.5899
$6^+$	$4^+$	1.7674
$8^+$	$6^+$	1.8420
$10^+$	$8^+$	1.8027

$^{164}\text{Er}$  çekirdeği  $0^+$  taban durumundan ilk uyarılmış düzey olan  $2^+$  durumuna geçişin olasılığı  $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+) = 5.50$  eb olarak hesap edildi. Bu geçiş olasılığı literatürde indirgenmiş geçiş olasılığı şeklinde adlandırılır ve  $B(E2)\uparrow$  ile gösterilir. Bu değerler kullanılarak özkuadropol momenti  $Q_0 = 7.43$  eb ve kuadropol momenti  $Q_{2^+} = 2.14$  eb olarak hesaplandı. Deformasyon parametresi  $\beta_0 = 0.237$  olarak hesaplandı.

**Çizelge 3.9**  $^{164}\text{Er}$  İzotopu için Hesaplanan Bazı Parametreler

B(E2) $\uparrow$ ( $e^2b^2$ )	$Q_0$ (eb)	$Q_{2^+}$ (eb)	$\beta_0$	$\beta_2$
5.50	7.43	2.14	0.237	0.301

### 3.1.3. $^{166}\text{Er}$ Çekirdeği

Çift-çift  $^{166}\text{Er}$  çekirdeği  $150 \leq A \leq 190$  deforme bölge ortalarında bulunur. Bu çekirdeğin düzey yapısı ve gama geçişlerinin özellikleri bölgenin genel karakteristiği hakkında iyi bir örnektir. Bu çekirdekle ilgili bir çok



çalışma yapılmıştır. Reich ve Cline, (1200y)  $^{166}\text{Ho}$ , (29h)  $^{166}\text{Ho}$  ve (7.7h)  $^{166}\text{Tm}$ 'nin bozunumunda yayılan  $\gamma$  radyasyonunun enerji ve şiddetlerini ölçtüler. Buradan elde ettikleri bilgilerle  $^{166}\text{Er}$  çekirdeğinin  $\gamma$  vibrasyonel bandı ile temel hal bandı arasındaki karışımı incelediler<sup>(69)</sup>. Domingos ve ark.,  $^{166}\text{Er}$  izotopunda  $\gamma$ -vibrasyonel bandlarının çoklu Coulomb uyarılmalarını incelediler ve E2/M1 karışım oranlarını ölçtüler<sup>(70)</sup>. Schreckenbech ve Gellert,  $^{166}\text{Er}$  izotopunda,  $\gamma$  vibrasyonel bandın üyeleri arasındaki geçişlerde M1 karışımlarının yapısını inceleyerek bu geçişlere ait  $\delta(E2/M1)$  kutupsal karışım oranlarını ölçtüler<sup>(71)</sup>. McGowan,  $^{166-170}\text{Er}$  izotoplarında vibrasyonel durumların Coulomb uyarılmalarından elde ettiği sonuçları IBM'nin sonuçları ile karşılaştırdı<sup>(72)</sup>. Warner, deforme çift-çift çekirdeklerde IBM ile M1 geçişlerini betimledi. Bu modelle bulduğu E2/M1 karışım oranlarını deneysel değerlerle karşılaştırdı<sup>(11)</sup>. Alzner ve ark.,  $^{166}\text{Er}$  'da kolektif düzeylere ait g faktörlerini  $\gamma$ - $\gamma$  korelasyon ölçümleri yaparak elde ettiler.

Ayrıca bazı E2/M1 karışım oranlarını ölçtüler<sup>(73)</sup>. Raman ve ark., ile Nazarewicz ve ark.,  $^{166}\text{Er}$  ile ilgili olarak indirgenmiş elektromanyetik geçiş olasılıkları  $B(E2)\uparrow$ ,  $\beta_2$  kuadropol deformasyon parametresini ve  $Q_0$  özkuadropol momentlerini hesapladılar<sup>(20,74)</sup>. Varshney ve ark.,  $B(E2)$  değerlerini yüksek spinli düzeylerden geçişler için vermişlerdir<sup>(62)</sup>. Son zamanlarda bu çekirdek Binarh ve ark.<sup>(75)</sup>, Hamilton ve ark.,<sup>(76)</sup> ve Thorslund ve ark.<sup>(77)</sup> tarafından incelenmiştir.

**Çizelge 3.10**  $^{166}\text{Er}$  izotopunun Enerji Düzeyleri

Band Yapısı $K^\pi$	Spin Parite $I^\pi$	DeneySEL Enerji Düzeyleri(MeV)
Temel Hal Bandı $K^\pi=0^+$	$0^+$	0.00000
	$2^+$	0.80557
	$4^+$	0.26498
	$6^+$	0.54544
	$8^+$	0.91116
Gama Vibrasyonel Bandı $K^\pi=2^+$	$2^+$	0.78589
	$3^+$	0.85938
	$4^+$	0.95620
	$5^+$	1.07526
	$6^+$	1.21592
	$7^+$	1.37600
Beta Vibrasyonel Bandı $K^\pi=0^+$	$0^+$	1.4599
	$2^+$	1.5282
	$4^+$	1.6736
Oktupol Bandı $K^\pi=0^-$	$1^-$	1.6624
	$3^-$	1.7217
Oktupol Bandı $K^\pi=2^-$	$2^-$	1.45800
	$3^-$	1.51400
	$4^-$	1.59620
	$5^-$	1.66573
	$5^-$	1.69228
	$6^-$	1.78693
Oktupol Bandı $K=4^-$	$4^-$	1.57210

Bu çekirdeğe ait uyarılmış düzeylerin basitleştirilmiş bozunum şeması Şekil 3.3'de verilmiştir<sup>(115)</sup>. Bozunum şemasını incelediğimizde temel hal bandının üyeleri  $0^+[0\text{MeV}]$ ,  $2^+[0.08057\text{MeV}]$ ,  $4^+[0.26498\text{ MeV}]$ ,  $6^+[0.54544\text{MeV}]$ ,  $8^+[0.9111\text{ MeV}]$  düzeyleridir. Gama vibrasyonel bandının üyeleri ise;  $2^+[0.78589\text{ MeV}]$ ,  $3^+[0.79938\text{ MeV}]$ ,  $4^+[0.95620\text{ MeV}]$ ,  $5^+[1.07526\text{ MeV}]$ ,  $6^+[1.21592\text{ MeV}]$ ,  $7^+[1.37600\text{ MeV}]$  ve  $8^+[1.5557\text{ MeV}]$  düzeyleridir. Oktupol bandının üyeleri;  $1^-[1.6624\text{ MeV}]$ ,  $3^-[1.7217\text{ MeV}]$ ,  $2^-[1.4580\text{ MeV}]$ ,  $3^-[1.5140$

MeV], 4<sup>-</sup>[1.5721 MeV], 4<sup>-</sup>[1.5962 MeV], 5<sup>-</sup>[1.69228 MeV], ve 6<sup>-</sup>[1.78693 MeV] düzeyleridir. Bant yapılarının gruplandırılması Çizelge 3.10' da verilmiştir.

### 3.1.3.1. <sup>166</sup>Er çekirdeğinin Enerji Düzeyleri ve Geçişlerinin Kutupsallığı

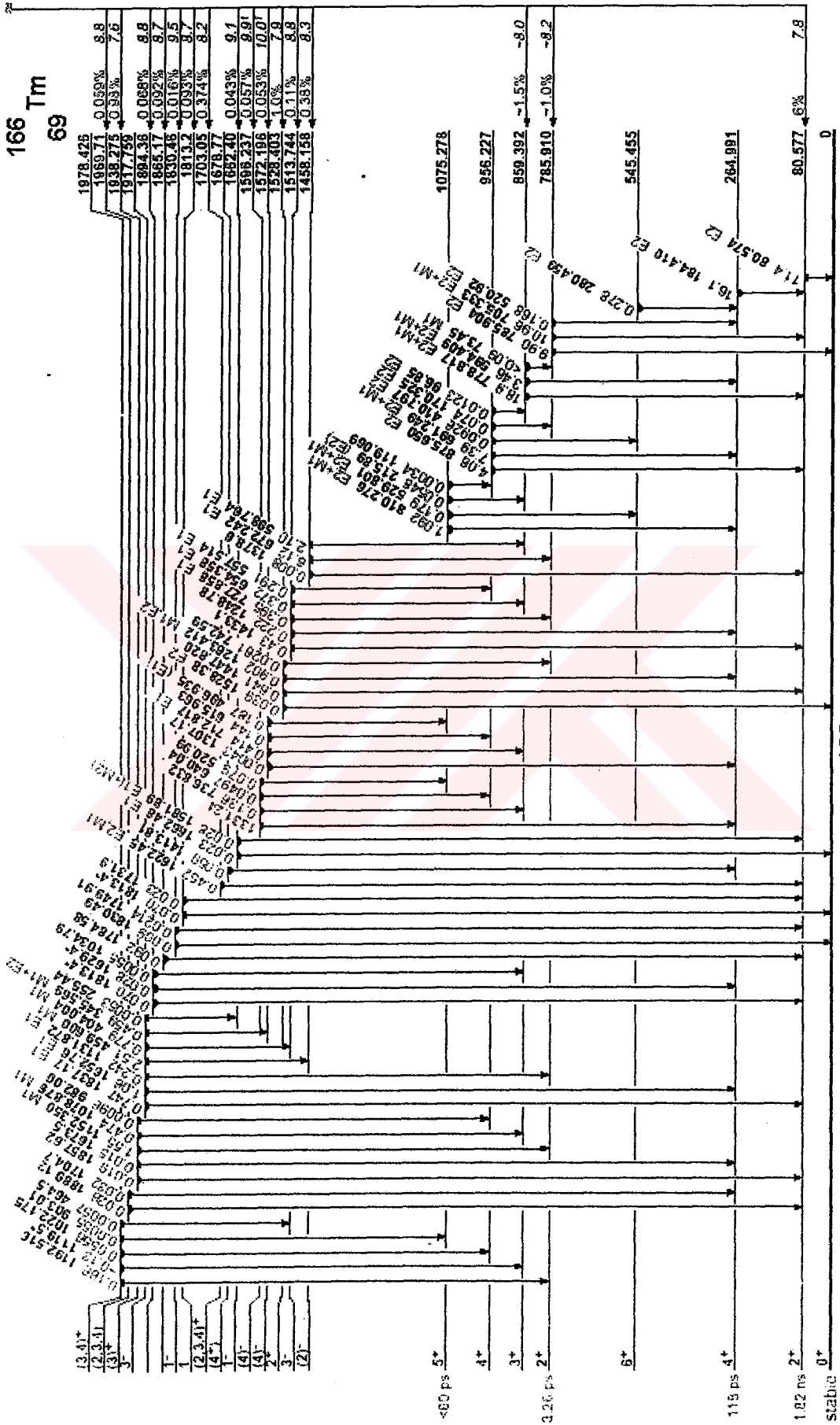
0.08057 MeV düzeyi :  $K^\pi=0^+$  temel hal bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $2^+$  dir. Bu enerji düzeyinden  $2^+[0.08057 \text{ MeV}] 0^+$  ışını şiddetli bir geçiş yapar ve kutupsallığı E2 dir.

0.26498 MeV düzeyi: Temel hal bandının bir üyesi olan düzeyin spin ve paritesi  $4^+$  dir. Bu düzeyden  $4^+[0.18441 \text{ MeV}]2^+$  ışını kutupsallığı E2 olan bir geçiş yapar<sup>(78)</sup>.

0.54544 MeV Düzeyi: Spin paritesi  $6^+$  ve temel hal bandının bir üyesi olan düzeyden  $6^+[0.23046 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yapar. Bu ışının kutupsallığı E2 şeklindedir.

0.78589 MeV Düzeyi:  $K^\pi=2^+$  gama vibrasyonel bandının bant başıdır ve spin paritesi  $2^+$  dir. Bu enerji düzeyinden  $2^+[0.78589 \text{ MeV}]0^+$  ve  $2^+[0.5209 \text{ MeV}]4^+$  ışınları kutupsallığı E2 olan geçiş yaparlar. Yine bu düzeyden kutupsallığı E2(+M1) olan  $2^+[0.70531 \text{ MeV}] 2^+$  ışını geçiş yapar<sup>(78)</sup>.

0.85938 MeV Düzeyi: Gama vibrasyonel bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $3^+$ dir. Bu enerji düzeyinden  $3^+[0.77882 \text{ MeV}]2^+$  ışını ve  $3^+[0.59437 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yaparlar. Bu geçişlerin kutupsallığı E2(+M1) şeklinde verilir<sup>(64)</sup>. Yine bu enerji düzeyinden kutupsallığı E2/M1 olan  $3^+[0.7035 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yapar.



Şekil 3.3 <sup>166</sup>Er Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerin basitleştirilmiş bozunum şeması

0.91118 MeV Düzeyi: Temel hal bandının bir üyesi olan düzeyin spin ve paritesi  $8^+$  dir. Bu enerji düzeyinden  $8^+[0.36574 \text{ MeV}]6^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı E2 şeklindedir<sup>(65)</sup>.

0.95620 MeV Düzeyi: Gama vibrasyonel bandının bir üyesi olan bu düzeyin spin ve paritesi  $4^+$  dir. Bu enerji düzeyinden  $4^+[0.87564 \text{ MeV}]2^+$  ışını,  $4^+[0.4109 \text{ MeV}]6^+$  ışını,  $4^+[0.17035 \text{ MeV}]2^+$  ışını ve  $4^+[0.0968 \text{ MeV}]3^+$  ışını geçiş yaparlar. Bu geçişlerin ortak özellikleri E2 kutupsallığına sahip olmalarıdır<sup>(64)</sup>. Yine bu enerji düzeyinden kutupsallığı E2+M1 olan  $4^+[0.69121 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yapar<sup>(58,78)</sup>.

1.07526 MeV Düzeyi: Gama vibrasyonel bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $5^+$  olarak verilir<sup>(56)</sup>. Bu enerji düzeyinden  $5^+[0.810031 \text{ MeV}]4^+$ ,  $5^+[0.11904 \text{ MeV}]4^+$  ışınları kutupsallığı E2+M1 olan geçiş yaparlar. Yine bu düzeyden kutupsallığı E2 olan  $5^+[0.21578]3^+$  ışını geçiş yapar<sup>(64)</sup>.

1.21592 MeV Düzeyi: Bu düzeyin spin paritesi  $6^+$  olup gama vibrasyonel bandının bir üyesidir. Bu düzeyden kutupsallığı E2 olan  $6^+[0.9509 \text{ MeV}]4^+$  ışını, kutupsallığı E2+M1 olan  $6^+[0.67051 \text{ MeV}]6^+$  ışını geçiş yapar.

1.37600 MeV Düzeyi: Spin paritesi  $7^+$  ve gama vibrasyonel bandının bir üyesi olan bu enerji düzeyinden kutupsallığı E2+M1 olan  $7^+[0.83056 \text{ MeV}]6^+$  ışınları geçiş yaparlar.

1.4580 MeV Düzeyi:  $K^\pi=2^-$  oktupol bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $2^-$  dir. Bu enerji düzeyinden kutupsallığı E1 olan  $2^-[0.6720 \text{ MeV}]2^+$  ve  $2^-[0.5987 \text{ MeV}]3^+$  ışınları geçiş yaparlar<sup>(68)</sup>.

1.45993 MeV Düzeyi:  $K^\pi=2^+$  beta bandının bant başı olan düzeyin spin paritesi de  $0^+$  dir. Bu enerji düzeyinden kutupsallığı E0 olan  $0^+[1.460 \text{ MeV}]0^+$  ışını ve kutupsallığı E2 olan  $0^+[1.3794 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yaparlar<sup>(58,78)</sup>.

1.5140 MeV Düzeyi: Spin paritesi  $3^-$  olan düzey, oktopol bandının bir üyesidir. Bu enerji düzeyinden kutupsallığı E1 olan  $3^-[0.7294 \text{ MeV}]2^+$ ,  $3^-[0.655 \text{ MeV}]3^+$  ve  $3^-[0.599 \text{ MeV}]4^+$  ışınları geçiş yaparlar<sup>(78)</sup>.

1.5282 MeV Düzeyi: Beta bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $2^+$  dir. Bu enerji düzeyinden kutupsallığı E2+E0 olan  $2^+[1.447 \text{ MeV}]2^+$  ışını ve kutupsallığı M1,E2 olan  $2^+[1.2683 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yapar.

1.5557 MeV Düzeyi: Gama vibrasyonel bandının bir üyesi olan düzeyin spin ve paritesi  $8^+$  dir. Bu düzeyden kutupsallığı E2 olan  $8^+[1.0102 \text{ MeV}]6^+$  ve  $8^+[0.644 \text{ MeV}]8^+$  ışınları geçiş yaparlar. Yine bu düzeyin  $8^+[0.3398 \text{ MeV}]6^+$  ışını geçiş yapar.

1.5721 MeV Düzeyi:  $K^\pi=0^-$  oktopol bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $4^-$  dir. Bu enerji düzeyinden  $4^-[0.7124 \text{ MeV}]3^+$  ışını ve  $4^-[0.4967 \text{ MeV}]5^+$  ışını geçiş yaparlar. Yine bu düzeyden kutupsallığı elde edilemeyen  $4^-[0.617 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yapar.

1.5962 MeV Düzeyi:  $K^\pi=2^-$  oktopol bandının bir üyesi ve spin paritesi  $4^-$  dir. Bu enerji düzeyinden  $4^-[0.7367 \text{ MeV}]3^+$  ve  $4^-[0.6398 \text{ MeV}]4^+$  ışınları geçiş yaparlar. Bu ışınların kutupsallığı ile ilgili deneysel bilgi yoktur.

1.6624 MeV Düzeyi:  $K^\pi=0^-$  oktipol bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $0^-$  dir. Bu enerji düzeyinden  $1^-[1.6624 \text{ MeV}]0^+$  ışını geçiş yapar ve geçişin kutupsallığı E1 dir. Yine bu düzeyden  $1^-[1.5819 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı E1 şeklinde verilmiştir<sup>(64)</sup>.

1.66576 MeV Düzeyi:  $K^\pi=0^-$  oktipol bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $5^-$  dir. Bu enerji düzeyinden  $5^-[1.4007 \text{ MeV}]4^+$  ışını ve  $5^-[1.203 \text{ MeV}]6^+$  ışını geçiş yaparlar.

1.69228 MeV Düzeyi: Spin paritesi  $5^-$  ve oktipol bandının bir üyesi olan düzeyden  $5^-[1.4270 \text{ MeV}]4^+$  ve  $5^-[1.203 \text{ MeV}]6^+$  ışını geçiş yaparlar.

1.78693 MeV Düzeyi:  $K^\pi=2^-$  oktipol bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $6^-$  dir. Bu enerji düzeyinden  $6^-[1.2414 \text{ MeV}]6^+$ ,  $6^-[0.71169 \text{ MeV}]5^+$ ,  $6^-[1.5710 \text{ MeV}]7^+$  ışınları geçiş yaparlar. Bu geçişlerin kutupsallıkları E1+M2 olarak elde edilmiştir<sup>(79)</sup>.

### 3.1.3.2. <sup>166</sup>Er Çekirdeğinin Kutupsal Karışım Oranları

Bu çekirdek için verilen enerji düzeyleri arasındaki elektromanyetik geçişlerde, Etkileşen Bozon Modeli yardımıyla hesapladığımız  $\delta(E2/M1)$  karışım oranları Çizelge 3.11' de verildi.

Çizelge 3.11  $^{166}\text{Er}$  izotopu için hesaplanan  $\delta(E2/M1)$  Karışım Oranları

Başlangıç Enerjisi	Geçiş Enerjisi	Spin-Parite	Karışım Oranı
$E_i(\text{MeV})$	$E_\gamma(\text{MeV})$	$I_i^{\pi} \rightarrow I_s^{\pi}$	$\delta(E2/M1)$
0.78589	0.7053	$2_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+$	17.61
0.85838	0.7788	$3_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+$	19.11
	0.5943	$3_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	8.97
1.05830	0.6912	$4_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	9.32
	0.1190	$5_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	1.40
	0.5298	$5_\gamma^+ \rightarrow 6_g^+$	5.38
1.35860	0.6705	$6_\gamma^+ \rightarrow 6_g^+$	6.86
1.54430	0.1601	$7_\gamma^+ \rightarrow 6_g^+$	1.23
	0.4618	$7_\gamma^+ \rightarrow 8_g^+$	3.91
1.48386	0.6444	$8_\gamma^+ \rightarrow 8_g^+$	3.74
	0.0733	$3_\gamma^+ \rightarrow 2_\gamma^+$	1.79
	0.0968	$4_\gamma^+ \rightarrow 3_\gamma$	-
	0.8103	$5_\gamma^+ \rightarrow 4_\gamma^+$	9.57
	0.1406	$6_\gamma^+ \rightarrow 5_\gamma^+$	-
	0.8306	$7_\gamma^+ \rightarrow 6_\gamma^+$	6.39
	1.4470	$2_\beta^+ \rightarrow 2_g^+$	36.14
	1.4007	$4_\beta^+ \rightarrow 4_g^+$	-



### 3.1.3.3 $^{166}\text{Er}$ Çekirdeği için Hesaplanan B(E2) Geçiş olasılıkları $\beta_0$ ve $\beta_2$ Deformasyon Parametreleri, $Q_0$ ve $Q_{2+}$ Kuadropol Momentleri

$^{166}\text{Er}$  izotopu için temel hal bandının üyeleri arasındaki B(E2;L→L-2) geçiş olasılıkları için hesapladığımız değerler toplu olarak Çizelge-3.12' de verildi.

**Çizelge 3.12**  $^{166}\text{Er}$  izotopu için hesaplanan B(E2) Geçiş Olasılıkları

Spin-Parite		Geçiş Olasılığı
$I_i^\pi$	$I_s^\pi$	B(E2) ( $e^2b^2$ )
$2^+$	$0^+$	1.1292
$4^+$	$2^+$	1.6223
$6^+$	$4^+$	1.8098
$8^+$	$6^+$	1.8974

$^{166}\text{Er}$  çekirdeği için  $0^+$  taban durumundan ilk uyarılmış düzey olan  $2^+$  durumuna geçişin olasılığı  $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+) = 5.60$  eb olarak elde edildi. Bu değerler kullanılarak özkvadropol momentleri  $Q_0 = 7.503$  eb ve kvadropol momentleri  $Q_{2+} = -2.13$  eb olarak hesaplandı. Deformasyon parametresi  $\beta_0 = 0.295$  değeri ile kvadropol deformasyon parametresi  $\beta_2 = 0.301$  olarak elde edildi. Bu çekirdek için hesapladığımız tüm değerler Çizelge-3.13' de verildi. Elde edilen bu değerler ileriki bölümde, daha önceki çalışmalarla karşılaştırılıp yorumlanacaktır.

**Çizelge 3.13**  $^{166}\text{Er}$  İzotopu için Hesaplanan Bazı Parametreler

$B(E2) \uparrow (e^2b^2)$	$Q_0(eb)$	$Q_{2+}(eb)$	$\beta_0$	$\beta_2$
5.60	7.503	2.13	0.295	0.301

#### 3.1.4. $^{168}\text{Er}$ Çekirdeği

Çift-çift  $^{168}\text{Er}$  çekirdeği kuvvetli deforme bölgede bulunan bir çekirdektir<sup>(63)</sup>. İyi bir rotasyonel yapı özelliği gösteren  $^{168}\text{Er}$  çekirdeği bir çok araştırmacının ilgisini çekmiştir. Bu izotop üzerinde 1970'li yıllardan itibaren günümüze kadar teorik ve deneysel olarak çalışmalar yapılmıştır. Bu çalışmalarla çekirdeğin düzey yapısı, düzeyler arası elektromanyetik geçişlerin kutupsal karışım oranları,  $B(E2)$  geçiş olasılıkları, kuadropol momentleri, deformasyon parametreleri ve diğer nükleer yapı özellikleri detaylı olarak incelenmiştir. Kumar ve Baranger,  $N=82-126$   $Z=50-82$  olan çekirdekler için PPQM kullanıp çift-çift nadir toprak elementlerinde deformasyon enerjilerini özkuadropol momentlerini hesapladılar<sup>(2)</sup>. Michaelis ve ark.,  $^{168}\text{Er}$ 'un düzey yapısını ve uyarılma mekanizmasını kullanarak incelediler<sup>(80)</sup>. Erb ve ark.  $158 < A < 170$  bölgesinde bazı nadir toprak elementlerinin  $^{168}\text{Er}$  elektrik kuadropol matris elemanlarını ölçtüler<sup>(81)</sup>. Warner ve ark., etkileşen bozon modelini  $^{168}\text{Er}$  çekirdeğine uygulayarak, bu çekirdeğin pozitif pariteli durumlarını ve  $B(E2)$  değerlerini teorik olarak hesapladılar<sup>(11)</sup>.

Dumitrescu ve Hamamoto  $^{168}\text{Er}$  'de  $\gamma$ -vibrasyonlarını , mikroskopik ve makroskopik model içinde analiz edildi<sup>(82)</sup>. Bohle ve ark.,  $^{168}\text{Er}$  üzerinde elastik olmayan elektron saçılması yöntemini kullanarak, düşük düzey manyetik dipol modlarını incelediler<sup>(83)</sup> Yoshinaga ve ark., SU(3) tensör formalizmi içinde Etkileşen Bozon Modelini sunarak bu modeli aşırı deforme  $^{168}\text{Er}$  çekirdeğine uyguladılar ve bu çekirdeğin enerji düzeyleri ile elektromanyetik geçişlerini hesapladılar<sup>(22)</sup>. Bu çekirdek son yıllarda Binarh ve ark.,<sup>(75)</sup> Kotlinski ve ark.,<sup>(84)</sup> ve Jorrio ve ark.,<sup>(21)</sup> tarafından incelenmiştir.

$^{168}\text{Er}$  Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerin basitleştirilmiş bozunum şeması Şekil-3.4'de verilmiştir<sup>(115)</sup>. Bozunum şemasını incelediğimizde; Temel hal bandının üyeleri,  $0^+[0.0 \text{ MeV}]$ ,  $2^+[0.07980 \text{ MeV}]$ ,  $4^+[0.26408 \text{ MeV}]$  ve  $6^+[0.5485 \text{ MeV}]$  düzeyleridir. Beta bandının üyeleri ise ,  $0^+[1.2172 \text{ MeV}]$  ve  $2^+[1.2765 \text{ MeV}]$ dir. Gama bandının üyeleri,  $2^+[0.8211 \text{ MeV}]$ ,  $3^+[0.89571 \text{ MeV}]$ ,  $4^+[0.99465 \text{ MeV}]$  ve  $5^+[1.1176 \text{ MeV}]$  düzeyleridir. Oktupol bandının üyeleri olan düzeyler,  $1^-[1.3589 \text{ MeV}]$ ,  $3^-[1.4315 \text{ MeV}]$ ,  $3^-[1.5414 \text{ MeV}]$ ,  $4^-[1.0939 \text{ MeV}]$  ve  $6^-[1.3115 \text{ MeV}]$  şeklindedir. Bant yapılarına göre düzeylerin gruplandırılmaları daha açıklayıcı şekilde çizelge 3.14' de verilmiştir.

Çizelge 3.14 <sup>168</sup>Er izotopunun Enerji Düzeyleri.

Band Yapısı K <sup>π</sup>	Spin Parite I <sup>π</sup>	Deneysel Enerji Düzeyleri(MeV)
Temel Hal	0 <sup>+</sup>	0.0000
Bandı	2 <sup>+</sup>	0.0798
K <sup>π</sup> =0 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	0.2640
	6 <sup>+</sup>	0.5485
Gama Vibrasyonel Bandı	2 <sup>+</sup>	0.8211
	3 <sup>+</sup>	0.8957
	4 <sup>+</sup>	0.9956
K <sup>π</sup> =2 <sup>+</sup>	5 <sup>+</sup>	1.1176
Beta Vibrasyonel Bandı	0 <sup>+</sup>	1.2172
K <sup>π</sup> =0 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	1.2765
Oktupol Bandı	1 <sup>-</sup>	1.3589
K <sup>π</sup> =1 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup>	1.4315
Oktupol Bandı		
K <sup>π</sup> =2 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup>	1.4580
	3 <sup>-</sup>	1.5414
	4 <sup>-</sup>	1.6154
Oktupol Bandı		
K= 3 <sup>-</sup>	4 <sup>-</sup>	1.0939
Oktupol Bandı		
K= 4 <sup>-</sup>	5 <sup>-</sup>	1.1931
	6 <sup>-</sup>	1.3115

### 3.1.4.1. <sup>168</sup>Er çekirdeğinin Enerji Düzeyleri ve Geçişlerinin Kutupsallığı

0.07980 MeV Düzeyi :  $K^\pi=0^+$  temel hal bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $2^+$  dir. Bu enerji düzeyinden kutupsallığı E2 olan  $2^+[0.0798 \text{ MeV}]0^+$  ışını geçiş yapar<sup>(64)</sup>.

0.264081 MeV Düzeyi : Spin paritesi  $4^+$  ve temel hal bandının bir üyesi olan düzeyden kutupsallığı E2 olan  $4^+[0.18428 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yapar.

0.5485 MeV Düzeyi: Temel hal bandının bir üyesi ve spin paritesi  $6^+$  olan düzeyden kutupsallığı E2 olan  $6^+[0.2845 \text{ MeV}]4^+$  geçişi gözlenir<sup>(85)</sup>.

0.82111 MeV Düzeyi:  $K^\pi=2^+$  gama bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $2^+$  olarak elde edilmiştir<sup>[32]</sup>. Bu enerji düzeyinden  $2^+[0.82109 \text{ MeV}]0^+$  ışını ve  $2^+[0.55701 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yaparlar. Bu iki geçişin kutupsallığı E2 dir. Yine bu enerji düzeyinden  $2^+[0.74130 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yapar ve bu geçişin geçişlerin kutupsallığını Lederer ve Shirley E2 ve Davitson ve ark. E2+M1 şeklinde vermişlerdir<sup>(64,86)</sup>.

0.89571 MeV Düzeyi: Gama bandının bir üyesi olan bu düzeyin spin paritesi  $3^+$  şeklinde verilir<sup>[112]</sup>. Bu enerji düzeyinden  $3^+[0.63167 \text{ MeV}]4^+$  ışını kutupsallığı E2(+M1) olan bir geçiş yapar. Yine bu enerji düzeyinden  $3^+[0.8159 \text{ MeV}]2^+$  ışını ve  $3^+[0.07468 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yaparlar. Bu geçişlerin kutupsallığı E2 veya E2+M1 şeklinde verilmiştir<sup>(86,87,72)</sup>.

0.99465 MeV Düzeyi: Spin paritesi  $4^+$  ve gama bandının bir üyesi olan bu düzeyden  $4^+[0.91486 \text{ MeV}]2^+$ ,  $4^+[0.73058 \text{ MeV}]4^+$  ve  $4^+[0.1739 \text{ MeV}]2^+$  ışınları geçiş yaparlar. Bu geçişlerin tamamının kutupsallıkları E' olarak elde edilmiştir<sup>(85)</sup>.

1.0939 MeV Düzeyi: bu enerji düzeyi  $K^\pi=4^-$  oktopol bandının bir üyesi olup spin paritesi  $4^-$  olarak elde edilmiştir. Bu enerji düzeyinden kutupsallığı  $M2(+E3)$  olan  $4^-[1.01418 \text{ MeV}]2^+$  ışını, kutupsallığı  $M2$  olan  $4^- [0.2729 \text{ MeV}]2^+$  ışını ve kutupsallığı  $E1$  olan  $4^-[0.19822 \text{ MeV}]3^+$  ışını geçiş yaparlar. Yine bu enerji düzeyinden  $4^-[0.82938 \text{ MeV}]4^+$  ışını ile  $4^-[0.09929 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yaparlar. Bu geçişlerin kutupsallıklarını Lederer ve Shirley E1 ve Davitson ve ark. E1+M2 şeklinde vermişlerdir<sup>(64,86)</sup>.

1.1176 MeV Düzeyi: Bu düzeyin spin ve paritesi  $5^+$  olarak tespit edilmiştir. Bu enerji düzeyinden  $5^+[0.8535 \text{ MeV}]4^+$  ışını ve  $5^+[0.5695 \text{ MeV}]6^+$  ışını geçiş yaparlar. Bu geçişlerin kutupsallıkları E2 olarak verilmiştir<sup>(64)</sup>. Yine bu enerji düzeyinden kutupsallığı  $E2+m1$  olan  $5^+[0.12208 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yapar.

1.1931 MeV Düzeyi:  $K^\pi=4^-$  oktopol bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $5^-$  olarak tayin edilmiştir. Bu enerji düzeyinden kutupsallıkları E1 olan  $5^-[0.9288 \text{ MeV}]4^+$  ışını ile  $5^-[0.6456 \text{ MeV}]6^+$  ışını ve kutupsallığını Behar ve ark.<sup>(88)</sup>'nin E1(+M2) şeklinde ve Davitson ve ark.[42]'nin E2 olarak verdiği  $5^-[0.099 \text{ MeV}]4^-$  ışını geçiş yapar. Yine bu enerji düzeyinden kutupsallıkları ile ilgili veri elde edilemeyen  $5^-[0.2978 \text{ MeV}]3^+$  ve  $5^-[0.07555 \text{ MeV}]5^+$  ışını geçiş yapar:

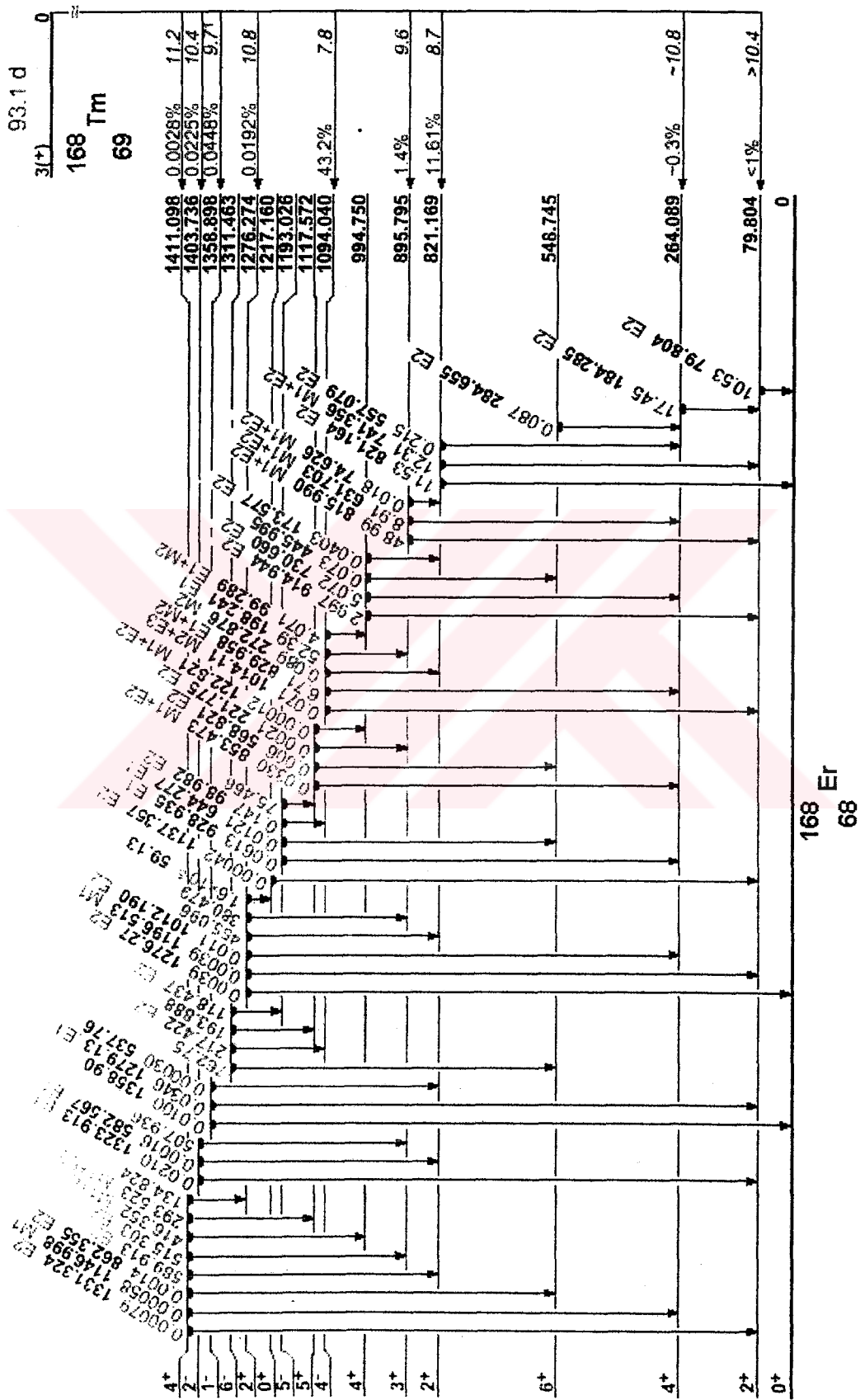
1.2765 MeV Düzeyi:  $K^\pi=0^+$  beta bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $2^+$  olarak elde edilmiştir<sup>(66)</sup>. Bu enerji düzeyinden  $2^+[1.1971 \text{ MeV}]2^+$  ışını ve  $2^+[1.0120 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yaparlar. Bu geçişlerin kutupsallıkları M1 ve E2 dir.

1.3115 MeV Düzeyi: Oktupol  $K^\pi=4^-$  bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $6^-$  olarak belirlenmiştir. Bu enerji düzeyinden  $6^-[0.2174 \text{ MeV}]4^-$  ışını kutupsallığı E2 olan bir geçiş yapar.

1.5414 MeV Düzeyi :  $K^\pi=3^-$  oktupol bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $3^-$  şeklinde elde edilmiştir<sup>(85)</sup>. Bu enerji düzeyinden  $3^-[1.4612 \text{ MeV}]2^+$  ışını,  $3^-[0.64556 \text{ MeV}]3^+$  ışını ,  $3^-[1.2773 \text{ MeV}]4^+$  ışını,  $3^-[0.72017 \text{ MeV}]2^+$  ışını ve  $3^-[0.5487 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yaparlar. Bu geçişlerin ilk ikisinin kutupsallığı E1 diğerlerinin kutupsallıklarını Lederer ve Shirley E1 ve Davitson ve ark. E1+M2 şeklinde vermişlerdir<sup>(64,86)</sup>. Yine bu enerji düzeyinden  $3^-[0.44746 \text{ MeV}]4^-$  ışını ile  $3^-[0.3484 \text{ MeV}]5^-$  ışını geçiş yaparlar. Bu geçişlerin de kutupsallıkları sırasıyla M1(+E2) ve E2 dir.

1.5695 MeV Düzeyi:  $K^\pi=2^-$  oktupol bandının üyesi olan düzeyin spin paritesi  $2^-$  dir. Bu enerji düzeyinden  $2^-[0.74829 \text{ MeV}]2^+$  ışını ve  $2^-[0.6737 \text{ MeV}]3^+$  ışını geçiş yaparlar. Bu iki geçişin kutupsallığı E1 olarak elde edilmiştir. Yine bu enerji düzeyinden  $2^-[0.13815 \text{ MeV}]3^-$  ışını geçiş yapar ve kutupsallığı E2 olarak elde edilmiştir<sup>(87,86)</sup>.

1.6154 MeV Düzeyi:  $K^\pi=3^-$  oktupol bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $4^-$  şeklinde elde edilmiştir. Bu enerji düzeyinden kutupsallığı E1 olan  $4^-[1.3509 \text{ MeV}]4^+$  ışını, kutupsallığı M1 olan  $4^-[0.42228 \text{ MeV}]5^-$  ışını ve kutupsallığı M2+E1 olan  $4^-[0.0787 \text{ MeV}]3^-$  ışını geçiş yaparlar<sup>(64,89)</sup>.



Şekil 3.4 168 Er Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerin basitleştirilmiş bozunum şeması



### 3.1.4.2. $^{168}\text{Er}$ Çekirdeğinin Kutupsal Karışım Oranları

Bu çekirdek için verilen enerji düzeyleri arasındaki elektromanyetik geçişlerde, Etkileşen Bozon Modeli yardımıyla hesapladığımız  $\delta(E2/M1)$  karışım oranları Çizelge-3.15' de verildi.

Çizelge 3.15  $^{168}\text{Er}$  izotopu için hesaplanan  $\delta(E2/M1)$  Karışım Oranları

Başlangıç Enerjisi $E_i(\text{MeV})$	Geçiş Enerjisi $E_\gamma(\text{MeV})$	Spin-Parite $I_i^\pi \rightarrow I_s^\pi$	Karışım Oranı $\delta(E2/M1)$
0.82111	0.7413	$2_{\gamma}^+ \rightarrow 2_g^+$	16.14
0.85838	0.0747	$3_{\gamma}^+ \rightarrow 2_g^+$	1.21
	0.6317	$3_{\gamma}^+ \rightarrow 4_g^+$	3.50
1.05830	0.7306	$4_{\gamma}^+ \rightarrow 4_g^+$	11.94
	0.8535	$5_{\gamma}^+ \rightarrow 4_g^+$	2.43
	0.5695	$5_{\gamma}^+ \rightarrow 6_g^+$	4.95
	0.7150	$6_{\gamma}^+ \rightarrow 6_g^+$	5.25
1.35860	0.8159	$3_{\gamma}^+ \rightarrow 2_{\gamma}^+$	13.26
1.6144	1.109	$2_{\beta}^+ \rightarrow 2_g^+$	26.06
	0.173	$4_{\beta}^+ \rightarrow 4_g^+$	2.84

Karışım oranları için elde edilen bu değerler, daha ileriki tartışmalar kısmında literatür taraması sonucu elde edilen değişik metot ve yöntemlerin deneysel ve teorik sonuçlarıyla karşılaştırılıp , aralarındaki uyum tartışılacaktır.

### 3.1.4.3. $^{168}\text{Er}$ Çekirdeği için Hesaplanan B(E2) Geçiş olasılıkları $\beta_0$ ve $\beta_2$ Deformasyon Parametreleri, $Q_0$ ve $Q_{2+}$ Kuadropol Momentleri

$^{168}\text{Er}$  izotopu için temel hal bandının üyeleri arasındaki B(E2) geçiş olasılıkları için hesapladığımız değerler toplu olarak Çizelge-3.16'de verildi.

**Çizelge 3.16**  $^{168}\text{Er}$  izotopu için hesaplanan B(E2) Geçiş Olasılıkları

Spin-Parite		Geçiş Olasılığı
$I_i^\pi$	$I_s^\pi$	B(E2) ( $e^2b^2$ )
$2^+$	$0^+$	1.150
$4^+$	$2^+$	1.718
$6^+$	$4^+$	2.042
$8^+$	$6^+$	2.272

$^{168}\text{Er}$  çekirdeği  $0^+$  taban durumundan ilk uyarılmış düzey olan  $2^+$  durumuna geçişin olasılığı  $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+) = 5.75$  eb olarak elde edildi. Bu değerler kullanılarak özkuadropol momentleri  $Q_0 = 7.605$  eb ve kuadropol momentleri  $Q_{2+} = 2.21$  eb olarak hesaplandı. Deformasyon parametresi  $\beta_0 = 0.327$  değeri ile kuadropol deformasyon parametresi  $\beta_2 = 0.308$  olarak elde edildi. Bu çekirdek için hesapladığımız tüm değerler Çizelge 3.16'da verildi. Elde edilen bu değerler ileriki bölümde, daha önceki çalışmalarla karşılaştırılıp yorumlanacaktır.

**Çizelge 3.17**  $^{168}\text{Er}$  İzotopu için Hesaplanan Bazı Parametreler

$B(E2) \uparrow (e^2b^2)$	$Q_0(eb)$	$Q_{2+}(eb)$	$\beta_0$	$\beta_2$
5.75	7.605	2.21	0.327	0.308

### 3.1.5. $^{170}\text{Er}$ Çekirdeği

Çift-çift  $^{170}\text{Er}$  çekirdeği iyi deforme olmuş ve rotasyonel karaktere sahip bir çekirdek olarak ele alınır. Bu çekirdeğin nükleer yapısı çeşitli metotlarla araştırmacılar tarafından incelenerek rapor edilmiştir. Ben-Zvi ve ark.,  $148 \leq A \leq 190$  bölgesinde çekirdeklerin  $2^+$  düzeylerine ait g-faktörlerini ölçtüler<sup>(90)</sup>. Domingos ve ark., erbiyum izotoplarında  $\gamma$ -vibrasyonel bandların çoklu Coulomb uyarılmalarını incelediler.  $2\gamma \rightarrow 2$  ve  $4\gamma \rightarrow 4$  geçişlerine ait E2/M1 karışım oranlarını elde ettiler<sup>(70)</sup>. Kawada ve ark.,  $^{170}\text{Er}$  çekirdeğinin enerji düzeylerini elde edip incelemişlerdir<sup>(91)</sup>. McGowan ,  $^{166-170}\text{Er}$  izotoplarında vibrasyonel durumların Coulomb uyarılmalarından elde ettiği sonuçları Etkileşen Bozon Modeli sonuçları ile karşılaştırdılar<sup>(72)</sup>. De Voight ve ark.,  $^{160-170}\text{Er}$  ve  $^{160-176}\text{Yb}$  çekirdeklerinin temel hal bandı üyeleri arasındaki elektromanyetik geçişlere ait  $B(E2)$  olasılıklarını verdiler<sup>(92)</sup>. Raman ve ark., çift-çift çekirdeklerin indirgenmiş geçiş olasılıkları  $B(E2) \uparrow$  değerlerini kullanarak tek parçacık modeli yardımıyla  $Q_0$  özküadropol momentlerini,  $\beta_2$  küadropol deformasyon parametrelerini hesapladılar<sup>(74)</sup>. Son yıllarda bu çekirdek Raman ve ark.,<sup>(93)</sup> Binarh ve ark.<sup>(75)</sup>, Chuu ve Hsieh<sup>(63)</sup> ve Jarrio ve ark.,<sup>(21)</sup> tarafından incelenmiştir.

$^{170}\text{Er}$  Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerin basitleştirilmiş bozunum şeması Şekil 3.5'de verilmiştir<sup>(115)</sup>. Bozunum şemasını incelediğimizde enerji düzeyleri ; Teme hal bandı :  $0^+[0.0 \text{ MeV}]$ ,  $2^+[0.07859 \text{ MeV}]$ ,  $4^+[0.2601 \text{ MeV}]$ ,  $6^+[0.541 \text{ MeV}]$  düzeyleri şeklindedir. Gama bandı :  $2^+[0.9346 \text{ MeV}]$ ,  $3^+[1.0105 \text{ MeV}]$  ve  $4^+[1.1035 \text{ MeV}]$  düzeyleri ile verilir. Beta bandı:  $0^+[0.8909 \text{ MeV}]$ ,  $2^+[0.9598 \text{ MeV}]$  ve  $4^+[1.1272 \text{ MeV}]$  düzeylerini içerir.  $K^\pi = 3^+$  bandı :  $3^+[1.217 \text{ MeV}]$ ,  $4^+[1.3044 \text{ MeV}]$ , düzeyleri şeklindedir.  $K^\pi=2^+$  bandı:  $2^+[1.4158 \text{ MeV}]$  düzeyidir.  $K^\pi=4^+$  bandı :  $4^+[1.5064 \text{ MeV}]$  düzeyine karşılık gelir. Oktupol bandı :  $4^-[1.2689 \text{ MeV}]$ ,  $5^-[1.3719 \text{ MeV}]$  ve  $6^-[1.4962 \text{ MeV}]$  düzeyleri şeklindedir. Bant yapılarına göre bu düzeylerin gruplandırmaları daha açıklayıcı şekilde Çizelge-3.18' de toplu olarak verilmiştir.

**Çizelge 3.18**  $^{170}\text{Er}$  izotopunun Enerji Düzeyleri

Band Yapısı $K^\pi$	Spin Parite $I^\pi$	Deneysel Enerji Düzeyleri(MeV)
Temel Hal Bandı $K^\pi=0^+$	$0^+$	0.0000
	$2^+$	0.0785
	$4^+$	0.2601
	$6^+$	0.5410
Gama Bandı $K^\pi=2^+$	$2^+$	0.9346
	$3^+$	1.0150
	$4^+$	1.1035
Beta Bandı $K^\pi=0^+$	$0^+$	0.8909
	$2^+$	0.9598
	$4^+$	1.1272
Oktupol Bandı $K=4^-$	$4^-$	1.2689
	$5^-$	1.3719
	$6^-$	1.4962

### 3.1.5.1. <sup>170</sup>Er çekirdeğinin Enerji Düzeyleri ve Geçişlerinin Kutupsallığı

0.07859 MeV Düzeyi :  $K^\pi=0^+$  temel hal rotasyonel bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $2^+$  olarak tespit edilmiştir. Bu düzeyden kutupsallığı E2 olan  $2^+[0.07859 \text{ MeV}]0^+$  ışını geçiş yapar<sup>(94)</sup>.

0.2601 MeV Düzeyi: Temel hal rotasyonel bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $4^+$  olarak elde edilmiştir<sup>(66)</sup>. Bu enerji düzeyinden kutupsallığı E2 olan  $4^+[0.1816 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yapar<sup>(64)</sup>.

0.541 MeV Düzeyi: Spin paritesi  $6^+$  ve temel hal rotasyonel bandının bir üyesi olan düzeyden kutupsallığı E2 olan  $6^+[0.281 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yapar<sup>(94)</sup>.

0.8909 MeV Düzeyi:  $K^\pi=0^+$  Beta bandının bant başı olan düzeyin spin paritesi  $0^+$  dir. Bu düzeyden kutupsallığı E2 olan  $0^+[0.8123 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yapar<sup>(95)</sup>.

0.9346 MeV Düzeyi : gama bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $2^+$  dir. Bu düzeyi bazı araştırmacılar gözlemlememiştir. Bu enerji düzeyinden  $2^+[0.9346 \text{ MeV}]0^+$  ışını geçiş yapar<sup>(64)</sup>.

0.9598 MeV Düzeyi: Beta bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $2^+$  dir. Bu enerji düzeyinden  $2^+[0.9594 \text{ MeV}]0^+$  ışını  $2^+[0.8812 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yaparlar. Bu geçişlerin kutupsallığı E2 şeklindedir<sup>(91)</sup>.

1.0105 MeV Düzeyi: Gama bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $3^+$  dir. Bu enerji düzeyinden  $3^+[0.9318 \text{ MeV}]2^+$  ışını  $3^+[0.7503 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yaparlar. Bu geçişlerin kutupsallığı üzerinde çalışmalar devam

etmekte olup birincisi için M1+E2 olarak elde edilmiştir<sup>(64)</sup>. Diğer geçiş için henüz deneysel veri yoktur.

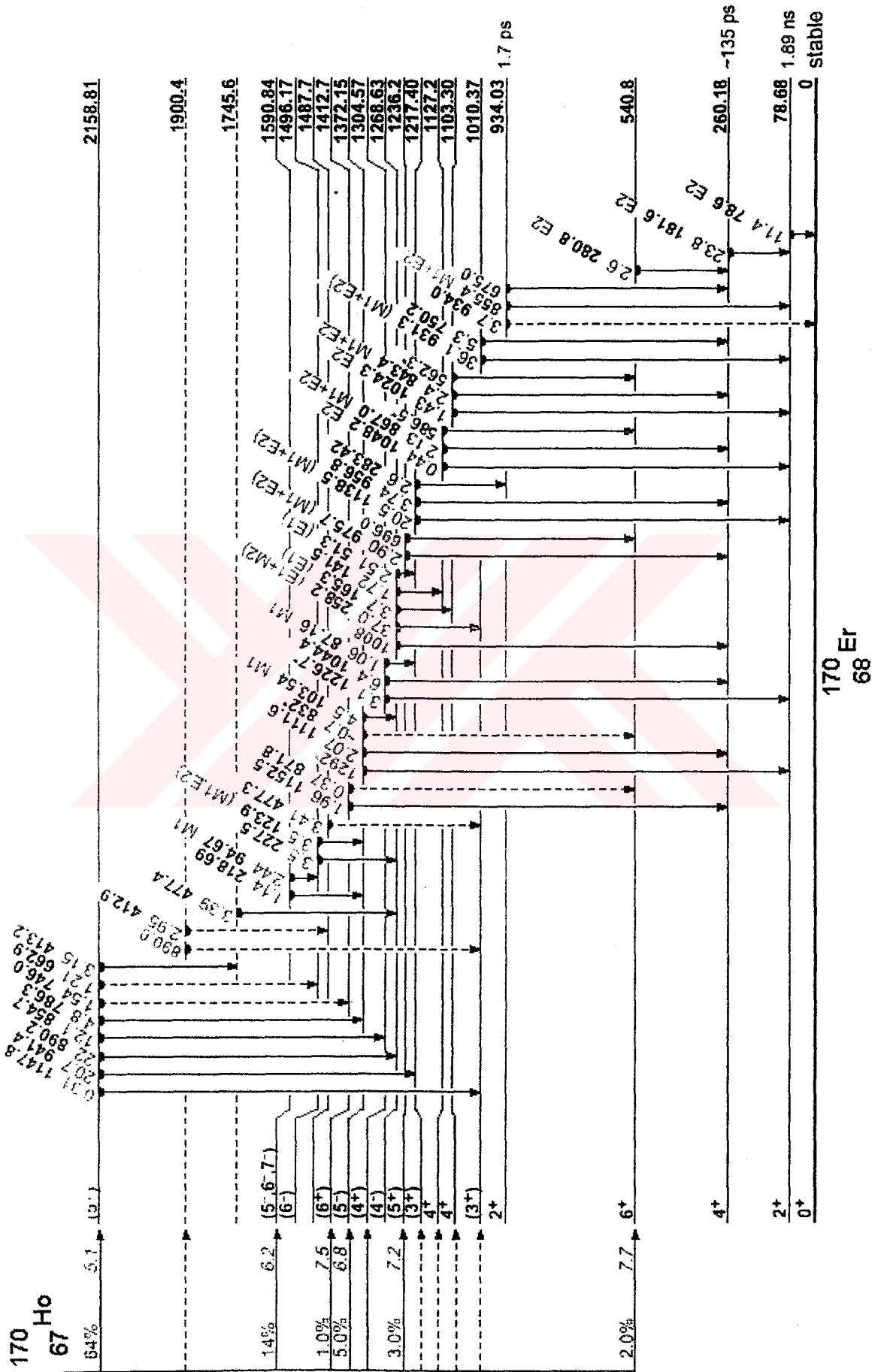
1.1035 MeV Düzeyi : Spin paritesi  $4^+$  ve gama bandının bir üyesi olan düzeyden kutupsallığı E2 olan  $4^+[1.025 \text{ MeV}]2^+$  ışını ve kutupsallığı M1+E2 olan  $4^+[0.8432 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yapar<sup>(95)</sup>.

1.2172 MeV Düzeyi:  $K^\pi = 3^+$  bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $3^+$ dir. Bu enerji düzeyinden kutupsallığı M1+E2 olan  $3^+[1.1385 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yapar. Yine bu düzeyden kutupsallığı ile ilgili deneysel veri elde edilememiştir.

1.2689 MeV Düzeyi :  $K^\pi=4^-$  oktipol bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $4^-$  dir. Bu enerji düzeyinden kutupsallığı E1+M2 olan  $4^-[0.25817 \text{ MeV}]3^+$  ışını geçiş yapar. Yine bu düzeyden  $4^-[0.1653 \text{ MeV}]4^+$  ışını ve  $4^-[0.0513 \text{ MeV}]3^+$  ışını geçiş yaparlar. Bu iki geçişin kutupsallığı E1 olarak verilmiştir<sup>(94)</sup>.

1.1272 MeV Düzeyi:  $K^\pi=0^+$  beta bandının üyesi olan düzeyin spin paritesi  $4^+$  olarak elde edilmiştir. Bu enerji düzeyinden kutupsallığı M1+E2 olan  $4^+[0.867 \text{ MeV}]4^+$  ışını ve kutupsallığı E2 olan  $4^+[1.0487 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yapar<sup>(96)</sup>.

1.3044 MeV Düzeyi:  $K^\pi=3^+$  bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi ( $dd''$ ) reaksiyonu ile yapılan deneyde  $3^-$  olarak verildi<sup>(56)</sup>. Grigorev ve Bondarenko ise bu geçişin spin paritesini  $4^+$  olarak vermişlerdir<sup>(95)</sup>. Bu enerji düzeyinden  $4^+[1.226 \text{ MeV}]2^+$  ışını ve  $4^+[1.0441 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yapar.



Şekil 3.5  $^{170}\text{Er}$  Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerin basitleştirilmiş bozunum şeması

1.3719 MeV Düzeyi:  $K^\pi=4^-$  bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $5^-$ 'dir. Bu düzeyden  $5^-[1.1116 \text{ MeV}]4^+$  ışını geçiş yapar.

1.4158 MeV Düzeyi :  $K^\pi=4^+$  bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $2^+$  olarak verilmiştir. Bu enerji düzeyinden  $2^+[1.4156 \text{ MeV}]0^+$  ışını ve  $2^+[1.3374 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yaparlar.

1.4962 MeV Düzeyi:  $K^\pi=4^-$  oktupol bandının bir üyesi olan düzeyin spin paritesi  $6^-$  dir. Bu düzeyden kutupsallığı belli olmayan  $6^-[0.2275 \text{ MeV}]4^-$  ışını ve kutupsallığı  $M1+E2$  olan  $6^-[0.1239 \text{ MeV}]5^-$  ışını geçiş yaparlar.

1.5064 MeV Düzeyi:  $K^\pi=4^+$  bandının bir üyesi olan düzeyinin spin paritesi  $4^+$  dir. Bu enerji düzeyinden kutupsallığı  $E2$  olan  $4^+[0.572 \text{ MeV}]2^+$  ışını geçiş yapar. Yine bu düzeyden kutupsallığı ile ilgili deneysel veri elde edilemeyen  $4^+[0.496 \text{ MeV}]3^+$  ışını geçiş yapar<sup>(95)</sup>.

2.1583 MeV Düzeyi: Spin paritesi  $5^+$  elde edilen düzeylerin bant yapısı net olarak elde edilememiştir. Bu enerji düzeyinden kutupsallıkları belli olmayan  $5^+[1.148 \text{ MeV}]3^+$  ışını  $5^+[0.8547 \text{ MeV}]4^+$  ışını  $5^+[0.9411 \text{ MeV}]3^+$  ışını  $5^+[0.6629 \text{ MeV}]6^-$  ışını geçiş yaparlar.

### 3.1.5.2 <sup>170</sup>Er Çekirdeğinin Kutupsal Karışım Oranları

Bu çekirdek için verilen enerji düzeyleri arasındaki elektromanyetik geçişlerde, Etkileşen Bozon Modeli yardımıyla hesapladığımız  $\delta(E2/M1)$  karışım oranları Çizelge 3.19 de verildi.



**Çizelge 3.19**  $^{170}\text{Er}$  izotopu için hesaplanan  $\delta(E2/M1)$  Karışım Oranları

Başlangıç Enerjisi $E_i(\text{MeV})$	Geçiş Enerjisi $E_\gamma(\text{MeV})$	Spin-Parite $I_i^\pi \rightarrow I_s^\pi$	Karışım Oranı $\delta(E2/M1)$
0.9598	0.8812	$2_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+$	19.74
1.0105	0.9318	$3_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+$	15.69
	0.7503	$3_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	15.51
1.1035	0.8432	$4_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	9.10
1.2172	1.1385	$3_\gamma^+ \rightarrow 2_\gamma^+$	19.19
1.5007	0.4960	$4_\gamma^+ \rightarrow 3_\gamma^+$	8.03
2.1583	0.8547	$5_\gamma^+ \rightarrow 4_\gamma^+$	12.34
1.4158	1.3385	$2_\beta^+ \rightarrow 2_g^+$	30.04
1.3044	1.0441	$4_\beta^+ \rightarrow 4_g^+$	11.24

**3.1.5.3  $^{170}\text{Er}$  Çekirdeği için Hesaplanan B(E2) Geçiş olasılıkları  $\beta_0$  ve  $\beta_2$  Deformasyon Parametreleri,  $Q_0$  ve  $Q_{2+}$  Kuadropol Momentleri**

$^{170}\text{Er}$  izotopu için temel hal bandının üyeleri arasındaki B(E2) geçiş olasılıkları için hesapladığımız değerler toplu olarak Çizelge-3.20' de verildi.

**Çizelge 3.20**  $^{170}\text{Er}$  izotopu için hesaplanan B(E2) Geçiş Olasılıkları

Spin-Parite		Geçiş Olasılığı
$I_i^\pi$	$I_s^\pi$	B(E2) ( $e^2b^2$ )
$2^-$	$0^+$	1.01
$4^-$	$2^+$	1.49
$6^-$	$4^+$	1.75
$8^-$	$6^+$	1.94
$10^-$	$8^+$	2.04

$^{170}\text{Er}$  çekirdeği  $0^+$  taban durumundan ilk uyarılmış düzey olan  $2^+$  durumuna geçişin olasılığı  $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+) = 5.05$  eb olarak elde edildi. Bu değerler kullanılarak özkuadropol momenti  $Q_0 = 7.12$  eb ve kuadropol momenti  $Q_{2+} = 2.18$  eb olarak hesaplandı. Deformasyon parametresi  $\beta_0 = 0.414$  değeri ile kuadropol deformasyon parametresi  $\beta_2 = 0.284$  olarak elde edildi. Bu çekirdek için hesapladığımız tüm değerler Çizelge 3.21'de verildi. Elde edilen bu değerler ileriki bölümde, daha önceki çalışmalarla karşılaştırılıp yorumlanacaktır.

**Çizelge-3.21**  $^{170}\text{Er}$  İzotopu için Hesaplanan Bazı Parametreler

$B(E2) \uparrow (e^2b^2)$	$Q_0(\text{eb})$	$Q_{2-}(\text{eb})$	$\beta_0$	$\beta_2$
5.05	7.12	2.18	0.414	0.284

### 3.2 Bazı Çift-Tek Erbiyum izotoplarının İncelenmesi

Son beş yıldan günümüze Erbiyum izotopuna ait yüksek spin durumları  $57/2^-$  ya kadar deneysel veriler toplanmıştır.  $^{159}\text{Er}$  ve  $^{161}\text{Er}$  için spin - dubletler ( $15/2^+ - 17/2^+$ ).....( $39/2^+ - 41/2^+$ ) beklenildiği gibi gözlenememektedir. Buna karşın ( $15/2^+ - 17/2^+$ ).....( $43/2^+ - 45/2^-$ ) spin dubletleri  $^{155}\text{Er}$  için gözlemlenememiştir. Bu çalışmada tek Er çekirdeklerinin yüksek spin düzeylerine ait bir takım özellikleri etkileşen bozon fermiyon modeli ile pozitif pariteler için hesaplanmıştır. Erbiyum izotopunun pozitif yüksek spin düzeyler için deneysel verileri son yıllarda yayınlanmıştır<sup>(115)</sup>. Tek  $^{159-165}\text{Er}$  izotoplarının enerji spektrumlarının tamamı yüksek spin bandları  $I=13/2^+$  den

başlamaktadır.  $^{159-165}\text{Er}$  izotopları 68 proton ve 91-97 nötrondan oluşmaktadır.

$^{159-165}\text{Er}$  izotoplarının IBFA-I de uygun tanımlayabilmek için , tek bir fermiyonun (nötron) çift-çift nükleer kora  $^{158-164}\text{Er}$  çiftlenmesi gerekmektedir. Kapalı kabuğun en yakın pozitif pariteli uygun durum yalnızca  $i=13/2$  nötron yörüngesidir. Bundan dolayı enerji spektrum hesabında bu değer hesaplamalara katılmıştır. Bu cebirsel model bütün kolektif serbestlik derecesine sahip durumlara uygulanabilmektedir. Etkileşen parametrelerin küçük değişimleri ile çekirdeklerin kolektif özelliklerini hesaplamak bu modelle mümkün olabilmektedir.

Çizelge 3.22 IBFM – Hamiltonyen Parametreleri (MeV)

	$^{159}\text{Er}$	$^{161}\text{Er}$	$^{163}\text{Er}$	$^{165}\text{Er}$
$A_0$	0.463	0.424	0.402	0.550
$\Gamma$	0.093	0.093	0.093	0.093
$\Lambda$	0.530	0.530	0.530	0.530
	$^{160}\text{Er}$	$^{162}\text{Er}$	$^{164}\text{Er}$	$^{166}\text{Er}$
$\varepsilon_d$	0.202	0.284	0.269	0.232
$\kappa$	-0.07	-0.06	-0.05	-0.04
$\chi_v$	-0.42	-0.45	-0.46	-0.49
$\chi_\pi$	-0.52	-0.55	-0.56	-0.59
$\xi_{1,2}$	0.15	0.15	0.15	0.15
$\xi_3$	0.14	0.14	0.13	0.12

Tek-çift çekirdekler için ilgili Hamiltonyenin diyagonalleştirilmesi, öz durumlar arası elektromanyetik matris elemanlarının hesaplanması. Program ODDA(Ek.1) kullanılarak, çizelge-3.22'de verilen IBFM parametreleri<sup>(121)</sup> yardımı ile yapıldı.

### 3.2.1 <sup>159</sup>Er Çekirdeği

Deforme bölge ortalarında bulunan tek-çift <sup>159</sup>Er izotopunun nötron sayısı  $N=91$ 'dir. <sup>159-165</sup>Er izotopları 68 proton ve 91-97 nötrondan oluşmaktadır.  $N=82$  kapalı kabuğa nötronlar ilave edilerek 9-15 nötron düzeyi karakterize edilmektedir. <sup>159-165</sup>Er izotoplarının IBFA-I de uygun tanımlayabilmek için , tek bir fermiyonun (nötron) çift-çift nükleer kora <sup>158-164</sup>Er eklenmesi gerekmektedir. Kapalı kabuğun en yakın pozitif pariteli yüksek spin durumu yalnızca  $i=13/2$  nötron yörüngesidir. Bu yüzden enerji spektrum hesabında bu değer hesaplamalara katılmıştır. Bu cebirsel model bütün kolektif serbestlik derecesine sahip durumlara uygulanabilmektedir. Etkileşen parametrelerin küçük değişimleri ile çekirdeklerin kolektif özelliklerini hesaplamak bu modelle mümkün olabilmektedir. <sup>159</sup>Er çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerin bozunum şeması Şekil-3.6' da verilmiştir<sup>(115)</sup>.

### 3.2.2. <sup>159</sup>Er Çekirdeğinin enerji düzeyleri ve geçişlerin kutupsallığı

0.05918 MeV Düzey : Spin parite  $5/2^-$  olan bu düzeyden  $5/2^- [0.05918 \text{ MeV}]3/2^-$  ışını geçiş yapmakta olup, bu düzeyin kutupluluğu  $M1+E2$ 'dir. Karışım oranı 0.33 olarak belirlenmiştir.

0.14411 MeV Düzeyi: Bu düzeyin spin paritesi  $7/2^-$  olup bu düzeyden  $7/2^- [0.08487 \text{ MeV}]5/2^-$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı  $M1+E2$  şeklinde gözlenmiştir. Bu geçişlerin karışım oranı 0.37'dir.  $7/2^- [0.1447 \text{ MeV}]3/2^-$  ışını geçiş yapar ve bu geçişin kutupsallığı  $E2$ 'dir.

0.18253 MeV Düzeyi: Bu düzeyin spin paritesi  $9/2^+$  olarak belirlenmiştir. Bu düzeyden  $9/2^+[0.0387 \text{ MeV}]3/2^-$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı E1 şeklindedir.

0.22020 MeV Düzeyi :  $5/2^-$  spin pariteye sahip bu düzeyden  $5/2^- [0.07599 \text{ MeV}]7/2^-$  ışını,  $5/2^- [0.16089 \text{ MeV}]5/2^-$  ışını ve  $5/2^- [0.22018 \text{ MeV}]3/2^-$  ışını geçiş yapmaktadır. Bu düzeylerin kutupluluğu M1, M1+E2 ve M1 şeklindedir.

0.22600 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $13/2^+$  olup bu düzeyden  $13/2^+[0.0439 \text{ MeV}]9/2^+$  ışını geçiş yapar.

0.25804 MeV Düzeyi : Spin paritesi  $9/2^-$  olan bu düzeyden  $9/2^- [0.1139 \text{ MeV}]7/2^-$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı M1 şeklindedir. Yine bu düzeyden  $9/2^- [0.1989 \text{ MeV}]5/2^-$  ışını geçiş yapar ve kutupsallığı E1'dir.

0.27128 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $5/2^+$  olup bu düzeyden sırasıyla  $5/2^+[0.08871 \text{ MeV}]9/2^+$  ışını,  $5/2^+[0.1279 \text{ MeV}]7/2^-$  ışını,  $5/2^+[0.2129 \text{ MeV}]5/2^-$  ışını ve  $5/2^+[0.2719 \text{ MeV}]3/2^-$  ışını geçiş yapmaktadır. Bu geçişlerin kutupsallığı E2,E1,E1 ve E1'dir.

0.30228 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $7/2^+$  olup bu düzeyden iki gama ışınının geçişi gözlenmiştir. Bu geçişler sırasıyla  $7/2^+[0.1196 \text{ MeV}]9/2^+$  ve  $7/2^+[0.2434 \text{ MeV}]5/2^-$  ışınlarıdır. Bu geçişlerin kutupsallıkları M1 ve E1'dir.

0.36200 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $11/2^+$  şeklinde olup bu düzeyden  $11/2^+[0.1379 \text{ MeV}]13/2^+$  ışını geçiş yapmaktadır. Bu geçişin kutupsallığı M1'dir.

0.43500 MeV Düzeyi : Spin paritesi  $17/2^+$  olan bu düzeyden  $17/2^+[0.2099 \text{ MeV}]13/2^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı E2'dir.

0.5900 MeV Düzeyi : Bu düzeyden sırasıyla  $15/2^+[0.1559 \text{ MeV}]17/2^+$  ışını,  $15/2^+[0.2289 \text{ MeV}]11/2^+$  ışını ve  $15/2^+[0.1559 \text{ MeV}]11/2^+$  ışını geçiş yapmaktadır. Bu geçişlerin kutupsallığı E2'dir.

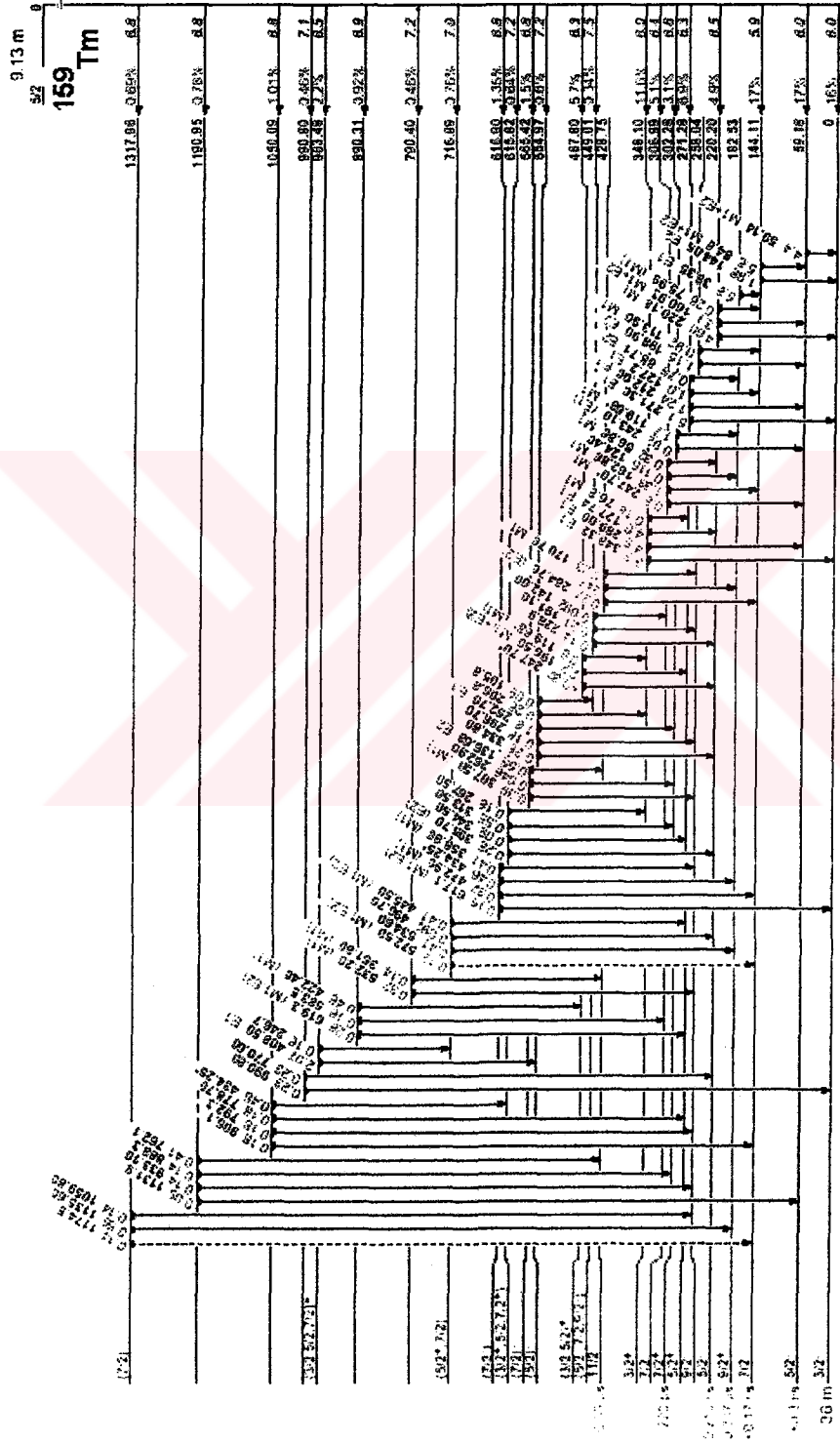
0.7850 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $21/2^+$  olup bu düzeyden  $21/2^+[0.3509 \text{ MeV}]17/2^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı E2'dir.

0.9610 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $19/2^+$  olup bu düzeyden sırasıyla  $19/2^+[0.1769 \text{ MeV}]21/2^+$  ışını,  $19/2^+[0.3719 \text{ MeV}]15/2^+$  ışını ve  $19/2^+[0.5269 \text{ MeV}]17/2^+$  ışını geçiş yapmaktadır. Bu geçişlerin kutupsallığı M1,E2 ve M1 şeklindedir.

1.2500 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $25/2^+$  olup bu düzeyden yalnızca bir geçiş söz konusudur. Bu geçiş  $25/2^+[0.4659 \text{ MeV}]21/2^+$  şeklinde olup kutupsallığı E2'dir.

1.4470 MeV Düzeyi: Bu düzeyin spin paritesi  $23/2^+$  olup bu düzeyden sırasıyla  $23/2^+[0.1978 \text{ MeV}]25/2^-$  ışını,  $23/2^+[0.4868 \text{ MeV}]19/2^+$  ışını ve bunu takiben  $23/2^+[0.6628 \text{ MeV}]21/2^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişlerin kutupsallığı M1,E2 ve M1'dir.

1.8070 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $29/2^+$  olup bu düzeyden yalnızca bir geçiş söz konusudur.  $29/2^+[0.5578 \text{ MeV}]25/2^+$  ışını E2 kutupsallığında geçiş yapar.



159 Er

Şekil 3.6 159 Er Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerin basitleştirilmiş bozunum şeması

2.4330 MeV düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $33/2^+$  olup bu düzeyden  $33/2^+[0.6265 \text{ MeV}]29/2^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı E2'dir.

2.6750 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $31/2^+$  olup bu düzeyden  $31/2^+[0.6505 \text{ MeV}]25/2^-$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı E2'dir.

**Çizelge 3.23**  $^{159}\text{Er}$  izotopunun düşük-spin enerji düzeyleri ve pariteleri

İlk düzey (MeV)	Enerji (MeV)	Spin Parite		$\delta(E2/M1)^{(115)}$
		$J^\pi$	$J^\pi$	
0.7904	0.5321	$5/2^+$	$9/2^-$	-
	0.3615	$5/2^+$	$11/2^-$	-
0.7169	0.5725	$5/2^+$	$7/2^-$	-
	0.5342	$5/2^+$	$9/2^+$	-
	0.4454	$5/2^+$	$5/2^+$	-
0.6163	0.6174	$7/2^-$	$3/2^-$	-
	0.4729	$7/2^-$	$7/2^-$	-
	0.4349	$7/2^-$	$9/2^+$	-
0.4674	0.2474	$5/2^+$	$5/2^-$	-
	0.1989	$5/2^+$	$7/2^+$	-
0.3484	0.3484	$3/2^+$	$3/2^-$	-
	0.2896	$3/2^+$	$5/2^-$	-
	0.1274	$3/2^+$	$5/2^-$	-
0.2710	0.2719	$9/2^-$	$3/2^-$	-
	0.2128	$9/2^-$	$5/2^-$	-
0.2202	0.2206	$5/2^-$	$3/2^-$	-
0.1822	0.0383	$5/2^-$	$7/2^-$	-
0.1441	0.1440	$7/2^-$	$5/2^-$	< 0.37
0.0591	0.0591	$5/2^-$	$3/2^-$	< 0.33



$^{159}\text{Er}$  çekirdeği için Etkileşen Bozon Fermiyon yaklaşımıyla hesaplanan enerji düzeyleri Çizelge-3.23 'de verilmiştir.

**Çizelge 3.24**  $^{159}\text{Er}$  izotopunun pozitif pariteli yüksek-spin enerji düzeyleri

Spin Parite $J^\pi$	Hesaplanan Enerji düzeyi (MeV)
$33/2^+$	2.415
$29/2^+$	1.798
$25/2^+$	1.247
$21/2^+$	0.765
$17/2^+$	0.432
$13/2^+$	0.218

$^{159}\text{Er}$  çekirdeği için Etkileşen Bozon Fermiyon yaklaşımıyla hesaplanan B(E2) değerleri Çizelge-3.24'de verilmiştir.

**Çizelge 3.25**  $^{159}\text{Er}$  izotopu için hesaplanan B(E2) geçiş olasılıkları

Spin Parite		B(E2) ( $e^2b^2$ )
$I_i^\pi$	$I_s^\pi$	
$17/2^+$	$13/2^+$	194
$21/2^+$	$17/2^+$	210
$25/2^+$	$21/2^+$	226
$29/2^+$	$25/2^+$	95

### 3.2.3. $^{161}\text{Er}$ Çekirdeği

Deforme bölge ortalarında bulunan tek-çift  $^{161}\text{Er}$  izotopunun nötron sayısı  $N=93$ 'dir. Erbiyum izotopunun pozitif yüksek spin düzeyler için deneysel verileri son yıllarda yayınlandı<sup>(109)</sup>. Tek  $^{161}\text{Er}$  izotopunun yüksek spin bandı  $I=13/2^+$  den başlamaktadır.  $^{161}\text{Er}$  izotopunu IBFA-I de uygun tanımlayabilmek için , tek bir fermiyonun (nötron) çift-çift nükleer kora  $^{162}\text{Er}$  eklenmesi gerekmektedir. Kapalı kabuğun en yakın pozitif pariteli uygun durum yalnızca  $i=13/2$  nötron yörüngesidir. Bundan dolayı enerji spektrum hesabında bu değer hesaplamalara katılmıştır.  $^{161}\text{Er}$  çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerin bozunum şeması Şekil-3.7'de verilmiştir<sup>(115)</sup>.

### 3.2.4. $^{161}\text{Er}$ Çekirdeğinin enerji düzeyleri ve geçişlerin kutupsallığı

0.05950 MeV Düzeyi : Spin paritesi  $5/2^-$  olan bu düzeyden  $5/2^- [0.05950 \text{ MeV}]3/2^-$  ışını geçiş yapar ve kutupsallığı  $M1+E2$  olarak belirtilmiştir. Karışım oranı 0.14 olarak belirlenmiştir.

0.14389 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $7/2^-$  olup bu düzeyden  $7/2^- [0.05950 \text{ MeV}]5/2^-$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı  $M1+E2$  şeklinde olup karışım oranı 0.14 olarak ölçülmüştür. Yine bu düzeyden  $7/2^- [0.05950 \text{ MeV}]5/2^-$  ışını geçiş yapar ve kutupsallığı  $E2$  şeklindedir.

0.17206 MeV Düzeyi : Spin paritesi  $5/2^-$  olan bu düzeyden sırasıyla  $5/2^- [0.02818 \text{ MeV}]7/2^-$  ışını,  $5/2^- [0.1120 \text{ MeV}]5/2^-$  ışını ve  $5/2^- [0.17250$

MeV]3/2<sup>-</sup> ışını geçiş yapar. Bu geçişlerin kutupsallığı M1+E2 şeklinde olup karışım oranları sırasıyla 0.08,0.14 ve 0.18 olarak belirlenmiştir.

0.18941 MeV Düzeyi: Bu düzeyin spin paritesi 9/2<sup>+</sup> olup, bu düzeyden 9/2<sup>+</sup>[0.04550 MeV]7/2<sup>-</sup> ışını geçiş yapar. Bu düzeyin kutupsallığı E1'dir.

0.21291 MeV Düzeyi: 5/2<sup>+</sup> spin paritesine sahip bu düzeyden 5/2<sup>+</sup>[0.02349 MeV]9/2<sup>+</sup> ışını, 5/2<sup>+</sup>[0.04086 MeV]5/2<sup>-</sup> ışını, 5/2<sup>+</sup>[0.06900 MeV]7/2<sup>-</sup> ışını, 5/2<sup>+</sup>[0.15350 MeV]5/2<sup>-</sup> ışını ve 5/2<sup>+</sup>[0.21250 MeV]3/2<sup>-</sup> ışını geçiş yapmaktadır. Bu geçişlerin kutupsallığı E2 ve E1 şeklindedir.

0.21732 MeV Düzeyi: Bu düzeyin spin paritesi 7/2<sup>+</sup> olup, bu düzeyden geçiş yapan ışınlar sırasıyla 7/2<sup>+</sup>[0.02782 MeV]9/2<sup>+</sup> , 7/2<sup>+</sup>[0.07348 MeV]7/2<sup>-</sup> ve 7/2<sup>+</sup>[0.1578 MeV]5/2<sup>-</sup> geçiş yapar. Bu geçişlerin kutupsallıkları sırasıyla M1+E2 , E1,E1 şeklinde olup karışım oranı ilk geçişe ait 0.10 değerindedir.

0.24977 MeV Düzeyi: 9/2<sup>-</sup> spin paritesine sahip olan bu düzeyden 9/2<sup>-</sup> [0.10588 MeV]7/2<sup>-</sup> ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı M1+E2 olup karışım oranı 0.23 değerindedir. 9/2<sup>-</sup>[0.1902 MeV]5/2<sup>-</sup> ışını geçiş yapar. Bu geçişinde kutupsallığı E2'dir.

0.26644 MeV Düzeyi : bu düzeyin spin paritesi 7/2<sup>-</sup> olup, bu düzeyden 7/2<sup>-</sup>[0.01670 MeV]9/2<sup>-</sup> ışını, 7/2<sup>-</sup>[0.09438 MeV]5/2<sup>-</sup> ışını, 7/2<sup>-</sup>[0.1220 MeV]7/2<sup>-</sup> ışını, 7/2<sup>-</sup>[0.2060 MeV]5/2<sup>-</sup> ışını ve 7/2<sup>-</sup>[0.2660 MeV]3/2<sup>-</sup> ışını geçiş yapmaktadır. Bu geçişlerin kutupsallıkları sırasıyla M1+E2, M1+E2, M1+E2,M1+E2 ve E2 şeklindedir.

0.26744 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $13/2^+$  olup, bu düzeyden yalnızca E2 kutupsallığında bir geçiş söz konusudur.  $13/2^+[0.07807 \text{ MeV}]9/2^+$  ışını geçiş yapar.

0.36948 MeV Düzeyi: Bu düzeyin spin paritesi  $3/2^+$  olup bu düzeyden sırasıyla  $3/2^+[0.15670 \text{ MeV}]5/2^+$  ışını,  $3/2^+[0.1970 \text{ MeV}]5/2^-$  ışını,  $3/2^+[0.31010 \text{ MeV}]5/2^-$  ışını,  $3/2^+[0.36970 \text{ MeV}]3/2^-$  ışını geçiş yapmaktadır.

0.39019 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $9/2^-$ 'dir. Bu düzeyden  $9/2^-[0.1230 \text{ MeV}]7/2^-$  ışını,  $9/2^-[0.1407 \text{ MeV}]9/2^-$  ışını,  $9/2^-[0.1720 \text{ MeV}]7/2^+$  ışını,  $9/2^-[0.2007 \text{ MeV}]9/2^-$  ışını,  $9/2^-[0.2187 \text{ MeV}]5/2^-$  ışını ve  $9/2^-[0.2467 \text{ MeV}]7/2^-$  ışını geçiş yapmaktadır. Bu geçişlerin kutupsallığı sırasıyla  $M1+E2, M1+E2, E1, E1, E2$  ve  $M1$  şeklindedir.

0.4663 MeV Düzeyi :  $17/2^+$  spin paritesine sahip bu düzeyden  $17/2^- [0.1987 \text{ MeV}]13/2^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı yoktur.

0.59006 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $7/2^+$  olup, bu düzeyden sırasıyla  $7/2^+[0.37270 \text{ MeV}]7/2^+$  ışını,  $7/2^+[0.3770 \text{ MeV}]5/2^+$  ışını ve  $7/2^+[0.4008 \text{ MeV}]9/2^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişlerin kutupsallığı  $M1$ 'dir.

0.72484 MeV Düzeyi: bu düzeyin spin paritesi  $3/2^-$  olup bu düzeyden sırasıyla geçiş yapan ışınlar  $3/2^-[0.4580 \text{ MeV}]7/2^-$  ışını,  $3/2^-[0.552 \text{ MeV}]5/2^-$  ışını,  $3/2^-[0.581 \text{ MeV}]7/2^-$  ışını,  $3/2^-[0.665 \text{ MeV}]7/2^+$  ışını ve  $3/2^-[0.724 \text{ MeV}]3/2^-$  ışını geçiş yapar. Bu geçişlere ait deneysel kutupsallık veri yoktur.

0.7838 MeV Düzeyi: Bu düzeyin spin paritesi  $21/2^+$  olup, bu düzeyden  $21/2^+[0.3715 \text{ MeV}]17/2^+$  ışını geçiş yapmaktadır. Bu geçişe ait kutupsallık yoktur.

0.8487 MeV Düzeyi : Spin paritesi pozitif bir değer olan bu düzey  $19/2^+$  den  $19/2^+[0.340 \text{ MeV}]15/2^+$  ışını ve  $19/2^+[0.382 \text{ MeV}]17/2^+$  ışını geçiş yapmaktadır. Bu geçişlere ait kutupsallık yoktur.

1.2087 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $25/2^+$  olup bu düzeyden  $25/2^+[0.4249 \text{ MeV}]21/2^+$  ışını geçiş yapar. Kutupsallık yoktur.

1.3129 MeV Düzeyi :  $21/2^-$  spin pariteye sahip bu düzeyden  $21/2^- [0.4211 \text{ MeV}]17/2^-$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı E2 'dir.  $21/2^- [0.464 \text{ MeV}]19/2^+$  ışını geçiş yapar fakat bu geçişin kutupsallığı yoktur.

1.7273 MeV Düzeyi: Bu düzeyin spin paritesi  $29/2^+$  olup bu düzeyden  $29/2^+[0.5181 \text{ MeV}]19/2^-$  ışını geçiş yapar.

1.8494 MeV Düzeyi :  $27/2^+$  spin paritesine sahip bu düzeyden  $27/2^+[0.5479 \text{ MeV}]23/2^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı E2'şeklindedir.

2.3262 MeV Düzeyi:  $33/2^+$  spin paritesine sahip bu düzeyden  $33/2^+[0.598 \text{ MeV}]29/2^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı yoktur.

2.9914 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $37/2^+$  olup bu düzeyden  $37/2^+[0.665 \text{ MeV}]27/2^-$  ışını geçiş yapar.



**Çizelge 3.26**  $^{161}\text{Er}$  izotopunun düşük-spin enerji düzeyleri ve pariteleri

İlk düzey (MeV)	Enerji (MeV)	Spin Parite		$\delta(E2/M1)^{(115)}$
		$J^\pi$	$J^\pi$	
0.4632	0.4631	$3/2^+$	$3/2^-$	-
	0.4035	$3/2^+$	$5/2^-$	-
0.3968	0.2525	$11/2^-$	$7/2^-$	0.23
	0.2072	$11/2^-$	$9/2^+$	-
	0.1464	$11/2^-$	$13/2^+$	-
0.3903	0.2464	$9/2^-$	$7/2^-$	-
	0.2189	$9/2^-$	$5/2^-$	-
	0.1729	$9/2^-$	$7/2^+$	-
0.3884	0.2444	$11/2^-$	$7/2^-$	-
	0.1369	$11/2^-$	$9/2^+$	0.23
0.3694	0.3102	$3/2^+$	$5/2^-$	-
	0.1976	$3/2^+$	$5/2^-$	-
	0.1564	$3/2^+$	$5/2^+$	0.36
0.2960	0.1079	$11/2^+$	$9/2^+$	-
	0.0798	$3/2^+$	$7/2^+$	-
0.2672	0.0786	$13/2^+$	$9/2^+$	-
0.1722	0.1728	$5/2^-$	$7/2^+$	0.18
0.1439	0.1439	$7/2^-$	$3/2^-$	-
0.0595	0.0595	$5/2^-$	$3/2^-$	0.14

$^{151}\text{Er}$  çekirdeği için Etkileşen Bozon Fermiyon yaklaşımıyla hesaplanan enerji düzeyleri Çizelge-3.26'de verilmiştir.

**Çizelge 3.27**  $^{161}\text{Er}$  izotopunun pozitif pariteli yüksek-spin enerji düzeyleri

Spin Parite $J^\pi$	Hesaplanan Enerji düzeyi (MeV)
$33/2^+$	2.3311
$29/2^+$	1.7341
$25/2^+$	1.2185
$21/2^+$	0.7885
$17/2^+$	0.4714
$13/2^+$	0.2643

$^{161}\text{Er}$  çekirdeği için Etkileşen Bozon Fermiyon yaklaşımıyla hesaplanan B(E2) değerleri Çizelge-3.27'de verilmiştir.

**Çizelge 3.28**  $^{161}\text{Er}$  izotopu için hesaplanan B(E2) geçiş olasılıkları

Spin Parite		B(E2) ( $e^2b^2$ )
$I_i^\pi$	$I_s^\pi$	Bu Çalışma
$7/2^-$	$3/2^-$	0.73
$11/2^-$	$9/2^-$	0.00048

### 3.2.5. $^{163}\text{Er}$ Çekirdeği

Deforme bölge ortalarında bulunan tek-çift  $^{163}\text{Er}$  izotopunun nötron sayısı  $N=95$ 'dir. Bu izotopun enerji düzeyleri ve bağıl kutuplulukları ve geçiş olasılıkları hakkında teorik çalışmalar oldukça kısıtlıdır. Son yıllarda



gelişen bilgisayar yazılımları sayesinde ve süper bilgisayarlarla teorik hesaplamalarda bir gelişme kaydedilmiştir. Etkileşen bozon modelinin diğer bir versiyonu olan etkileşen bozon fermiyon modeli ile tek-çift izotopların nükleer yapılarına ait bir takım hesaplamalar son yıllarda bir çok araştırmacının dikkatini çekmiştir.  $^{163}\text{Er}$  çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerin bozunum şeması Şekil-3.8'de verilmiştir<sup>(115)</sup>.

### 3.2.6. $^{163}\text{Er}$ Çekirdeğinin enerji düzeyleri ve geçişlerin kutupsallığı

0.06921 MeV Düzeyi : Spin paritesi  $5/2^+$  olan bu düzeyden  $5/2^+[0.06921 \text{ MeV}]5/2^-$  ışını geçiş yapar ve kutupsallığı E1 olarak belirtilmiştir.

0.08396 MeV Düzeyi : Negatif parite değerine sahip olan bu düzeyin spin paritesi  $7/2^-$  olarak tayin edilmiştir. Bu düzeyden  $7/2^-[0.08369 \text{ MeV}]5/2^-$  ışını geçiş yapar ve kutupsallık iki kısımdan kaynaklanır. Manyetik dipol M1 ve Elektrik dipol E2 kutupsallıkları beraber gözlenmektedir.

0.09155 MeV Düzeyi : spin paritesi  $7/2^+$  olan bu düzeyden  $7/2^+[0.09155 \text{ MeV}]5/2^-$  düzeyine ve aynı zamanda  $7/2^+[0.02232 \text{ MeV}]5/2^+$  düzeyine ışın geçiş yapar. İkinci geçişin çok kutupluluğu M1+E2 şeklinde olup, birinci geçişin kutupsallığı E1 şeklindedir. İkinci geçişe ait çok kutupluluk 0.190 olarak ölçülmüştür.

0.1043 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $3/2^-$  olup sırasıyla  $3/2^- [0.03505 \text{ MeV}]5/2^+$  ,  $3/2^- [0.10432 \text{ MeV}]5/2^-$  ışını geçiş yapmaktadır. Bı

geçişlerin kutupsallıkları sırasıyla E1 ve M1(+E2) şeklindedir. Karışım oranı 0.06 olarak ölçülmüştür.

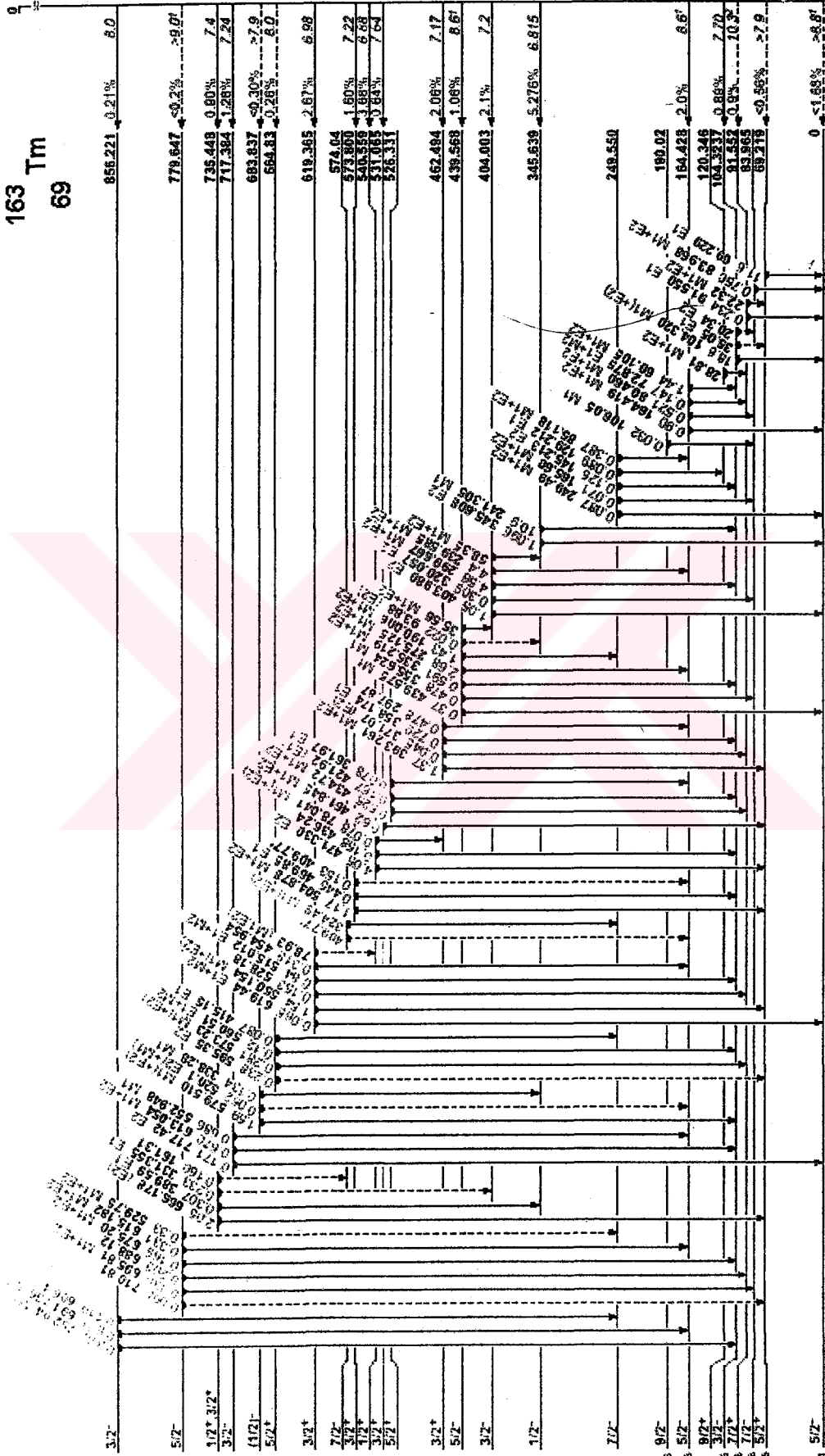
0.1203 MeV Düzeyi : Spin paritesi  $9/2^+$  olan bu düzeyden  $9/2^+$ [0.02881 MeV  $7/2^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı M1+E2 şeklinde olup karışım oranı 0.090 olarak gözlenmiştir.

0.1644 MeV Düzeyi :  $5/2^-$  spin paritesine sahip bu düzeyden sırasıyla  $5/2^-$ [0.060105 MeV  $3/2^-$  ışını,  $5/2^-$ [0.07287 MeV  $7/2^+$  ışını ,  $5/2^-$ [0.08046 MeV  $7/2^-$  ışını ve  $5/2^-$ [0.1645 MeV  $5/2^-$  geçiş yapmaktadır.  $5/2^-$ [0.07287 MeV  $7/2^+$  kutupsallığı E1+M2 şeklinde olup karışım oranı 0.17'dir. Benzer şekilde  $5/2^-$ [0.08046 MeV  $7/2^-$  düzeyinin kutupsallığı M1+E2 şeklinde olup karışım oranı 0.051'dir.

0.19002 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $9/2^-$  dir.  $9/2^-$ [0.10605 MeV  $7/2^-$  ışını geçiş yapar. Kutupsallığı M1 olarak gözlenmiştir.

0.2473 MeV Düzeyi :  $13/2^+$  spin pariteye sahip bu seviden  $13/2^+$ [0.1267 MeV  $9/2^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı E2 şeklindedir.

0.2495 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $7/2^-$  dir. Bu düzeyden sırasıyla  $7/2^-$ [0.08511 MeV  $5/2^-$  ışını,  $7/2^-$ [0.1296 MeV  $9/2^+$  ,  $7/2^-$ [0.1456 MeV  $3/2^-$  ışını,  $7/2^-$ [0.1656 MeV  $7/2^-$  ışını ve  $7/2^-$ [0.2496 MeV  $5/2^-$  ışını geçiş yapar. Bu geçişlerin kutupsallıkları sırasıyla M1+E2, E1, E2, M1+E2, M1+E2 şeklinde olup yine karışım oranları sırasıyla 0.18 , 0.26. 0.49 olarak gözlenmiştir.



Şekil 3.8 163 Er Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerin basitleştirilmiş bozunum şeması

0.412 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $15/2^+$  olup  $15/2^+[0.1646$  MeV  $]13/2^+$  ışını ve  $13/2^+[0.2136$  MeV  $]11/2^+$  ışını geçiş yapar.  $15/2^+[0.1646$  MeV  $]13/2^+$  geçişine ait kutupsallık M1+E2 şeklinde olup,  $13/2^+ [ 0.2136$  MeV  $]11/2^+$  geçişi için kutupsallık E2'dir.

0.4624 MeV Düzeyi :  $17/2^+$  spin pariteye sahip bu düzeyden  $3/2^+[0.3586$  MeV  $]3/2^-$  ışını,  $3/2^+[0.3716$  MeV  $]7/2^+$  ışını ve  $3/2^+[0.3936$  MeV  $]5/2^+$  ışını geçiş yapmaktadır. Bu geçişlerin kutupsallığı sırasıyla E1,E2, M1+E2 şeklinde olup son durum için karışım oranı 0.44 şeklindedir.

0.4651 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $17/2^+$  dir.  $17/2^+[0.3586$  MeV  $]13/2^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı E2 dir.

0.5310 MeV Düzeyi :  $3/2^+$  spin pariteye sahip bu düzeyden  $5/2^+[0.4618$  MeV  $]5/2^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı M1+E2 şeklinde olup karışım oranı 0.90' dir.

0.7372 MeV düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $19/2^+$  dir. Bu enerji düzeyinden  $19/2^+[0.27186$  MeV  $]17/2^+$  ışını ve  $19/2^+[0.3256$  MeV  $]15/2^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişlerin kutuplulukları sırasıyla M1+E2 ve E2 şeklindedir.

0.7788 MeV Düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $21/2^+$  dir. Bu enerji düzeyinden  $21/2^+[0.3136$  MeV  $]17/2^+$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupluluğu E2 şeklindedir.

1.1870 MeV Düzeyi :  $25/2^+$  spin pariteye sahip bu enerji düzeyinden  $25/2^+[0.4082$  MeV  $]5/2^-$  ışını geçiş yapar. Bu geçişin kutupsallığı E2 olarak gözlenmiştir.

1.6837 MeV düzeyi : Bu düzeyin spin paritesi  $29/2^+$  dir. Bu enerji düzeyinden  $29/2^+[0.4966 \text{ MeV } ]25/2^+$  ışını geçiş yapmakta olup kutupluluğu E2'dir.

**Çizelge 3.29**  $^{163}\text{Er}$  izotopunun düşük-spin enerji düzeyleri ve pariteleri

İlk düzey (MeV)	Enerji (MeV)	Spin Parite		$\delta(E2/M1)^{(115)}$
		$J^\pi$	$J^\pi$	
0.8562	0.7520	$3/2^-$	$3/2^-$	-
	0.6913	$3/2^-$	$5/2^-$	-
0.7798	0.7103	$5/2^-$	$5/2^+$	-
	0.6952	$5/2^-$	$7/2^-$	0.7
	0.6554	$5/2^-$	$7/2^+$	-
0.7353	0.6664	$3/2^+$	$5/2^+$	-
	0.3319	$3/2^+$	$3/2^-$	-
	0.1619	$3/2^+$	$7/2^-$	-
0.6194	0.6194	$3/2^+$	$5/2^-$	-
	0.5509	$3/2^+$	$5/2^+$	< 0.27
0.5734	0.5042	$3/2^+$	$5/2^+$	0.8
	0.4696	$3/2^+$	$7/2^+$	-
	0.4094	$3/2^+$	$5/2^-$	-
0.4620	0.3939	$3/2^+$	$5/2^+$	-
	0.3718	$3/2^+$	$7/2^+$	-
0.3452	0.3450	$1/2^-$	$5/2^-$	-
0.2492	0.1658	$7/2^-$	$7/2^+$	0.26
0.0839	0.0839	$7/2^-$	$5/2^-$	1.60
0.0692	0.0692	$5/2^+$	$5/2^-$	-

$^{163}\text{Er}$  çekirdeği için Etkileşen Bozon Fermiyon yaklaşımıyla hesaplanan enerji düzeyleri Çizelge-3.29'da verilmiştir.

**Çizelge 3.30**  $^{163}\text{Er}$  izotopunun pozitif pariteli yüksek-spin enerji düzeyleri

Spin Parite $J^\pi$	Hesaplanan Enerji düzeyi (MeV)
$29/2^+$	1.6712
$25/2^+$	1.1801
$21/2^+$	0.7751
$17/2^+$	0.4630
$13/2^+$	0.2465
$5/2^+$	0.0670

$^{163}\text{Er}$  çekirdeği için Etkileşen Bozon Fermiyon yaklaşımıyla hesaplanan B(E2) değerleri Çizelge-3.30'da verilmiştir.

**Çizelge 3.31**  $^{163}\text{Er}$  izotopu için hesaplanan B(E2) geçiş olasılıkları

Spin Parite		B(E2) ( $e^2b^2$ )
$I_i^\pi$	$I_s^\pi$	Bu Çalışma
$15/2^+$	$13/2^+$	1.27
$17/2^+$	$15/2^+$	2.84
$19/2^+$	$17/2^+$	3.04
$21/2^+$	$19/2^+$	2.86
$23/2^+$	$21/2^+$	2.57
$25/2^+$	$23/2^+$	1.38

### 3.2.7. <sup>165</sup>Er Çekirdeği

<sup>165</sup>Er çekirdeği 68 proton ve 97 nötron toplamı ile çift-tek çekirdekler olarak adlandırılır. Bu izotop üzerine 1970'li yıllardan günümüze kadar birçok araştırma yapılmıştır. I.Uluer<sup>(112)</sup>, deneysel yöntemle <sup>165</sup>Tm 'u  $\beta^+$  ce EC ile temel düzeye dönüşmesini 100'den fazla geçişle takip eden <sup>165</sup>Er 'un Gama ışınması spektrumunu <sup>165</sup>Tm kaynağı kullanarak ölçmüştür.Çakışma deneyleri ile yirmi gama ışınının çok kutuplu karışım oranı Uluer tarafından ölçülmüştür. Ayrıca Gromov ve ark<sup>(113)</sup>. deneysel teknikler kullanarak enerji düzeyleri hakkında ayrıntılı bilgi vermişlerdir. <sup>165</sup>Er çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerin bozunum şeması Şekil-3.9' da verilmiştir<sup>(115)</sup>.

### 3.2.8. <sup>165</sup>Er Çekirdeğinin enerji düzeyleri ve geçişlerin kutupsallığı

0.04713 MeV Düzeyi : 004713 MeV geçişinin düşük enerjisi ve E1 çok kutupluluğu, bu geçişin 004713 MeV'de 5/2[523] düzeyine ulaştığını gösterir. 004713 MeV düzeyi 5/2[642] olarak belirtilmiştir.

0.2428 MeV Düzeyi : 02428 MeV geçişinin çok kutupluluk oranı (M1~10%E2) 3/2,5/2,7/2 spin durumlarına müsaade eder ve tek paritelidir. 01655 MeV (E2~3%M1) tek-parçacık geçişi olmalıdır ve bu durumda M1 önemsizdir.

0.2960 MeV Düzeyi: Bu düzeyden kaynaklanan geçişlerin kutupsallığı incelenmesi bu düzeyin 5/2 spin ve paritesinde olmasını gerektirmektedir.

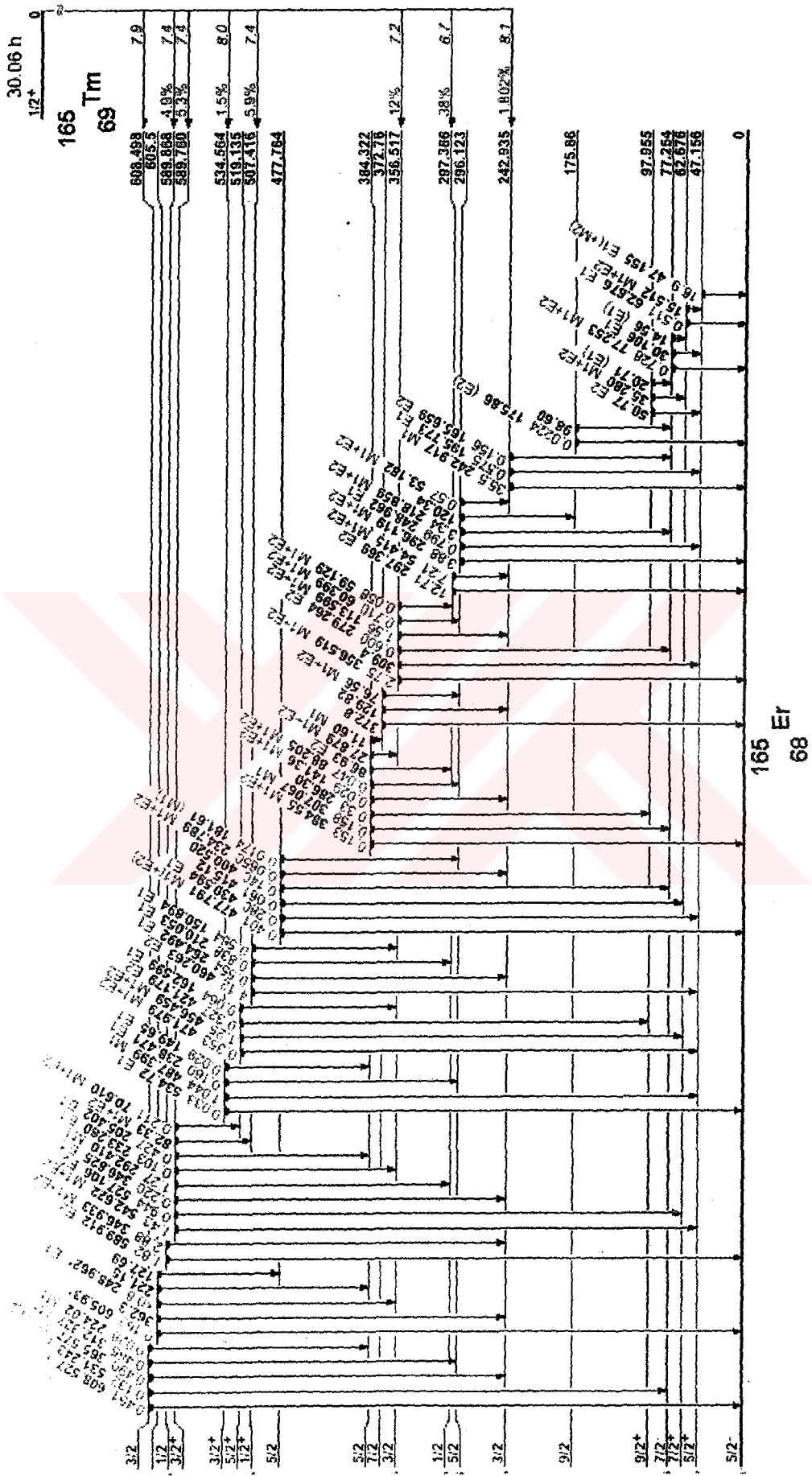
0.2972 MeV Düzeyi : Enerji çok kutupluluk ve uyarma özelliklerinin incelenmesinden bu düzeylerin  $1/2^-$  [521] durumu üzerine kurulmuş rotasyonel düzeyler olduğu anlaşılır. Burada  $\gamma$ -vibrasyonel durumları  $5/2^-$ [523] ve  $3/2^-$ [521] düzeylerine %24 ve %3 oranında etki ederler.

0.4777 MeV Düzeyi : iç dönüşüm elektronları üzerinde yapılan çalışmalar  $77 \rightarrow 400$  keV geçişleri 477.7 keV düzeylerinin varlığına işaret etmiştir. 477.7 KeV geçişinden kaynaklanan geçişlerin karışım oranları belirlenmiştir. Bu arada 234.8 keV geçişinde E1 olamayacağı anlaşılmıştır. Dolayısı ile 477.7 KeV düzeyinin negatif parite ile  $5/2^-$  veya  $7/2^-$  spine sahip olmasını gerektirir. Enerji durumundan bakılacak olursa 477.7 KeV düzeyi bilinen rotasyonel bandlardan biri değildir.

0.5074 MeV Düzeyi : Gromov ve ark. 507.4 KeV düzeyine spin ve parite olarak  $1/2^-$  vermişlerdir. Düzeyden kaynaklanan geçişlerin çok kutupluluk oranları ise  $1/2^-$ 'ya ilaveten  $3/2^-$ 'yi da gerektirmektedir. Bilindiği gibi tek-A çekirdeklerde kolektif durumların tek partikül uyarılmış halleri ile karışması oldukça yoğundur.

0.5898 MeV Düzeyi : Gromov ve ark.<sup>(113)</sup> bu düzeyi 0.5074 MeV üzerine kurulmuş  $I=3/2$  olan bir rotasyonel düzey olarak adlandırmıştır. Gromov ve ark.<sup>(113)</sup> 05898 MeV düzeyinin  $1/2^-$ ,  $3/2^-$  ve  $5/2^-$  olabileceğini tahmin etmiştir. Çakışma ölçümleri ve çok kutupluluk oranlarını göz önünde bulundurularak Kurceviz ve ark.<sup>(114)</sup> 590 KeV civarında iki düzey bulunması gerektiğini öne sürmüştür. Bunlardan biri ( $3/2^-$ ) diğeri ise ( $1/2^-$ ,  $3/2^-$ ) (589.9 KeV) olup bu iki düzeyden 347 KeV civarında iki geçiş kaynaklanmaktadır.





Şekil 3.9 165 Er Çekirdeğine ait uyarılmış düzeylerin basitleştirilmiş bozunum şeması

Gromov ve ark<sup>(113)</sup> ise burada sadece bir enerji düzeyinin olduğunu öne sürmekte ve 347 KeV'nin M1+%2 E2 olduğunu kabul etmektedir.

0.6083 MeV Düzeyi : Gromov ve ark<sup>(113)</sup> bu düzeyi 5/2<sup>-</sup> olarak belirlemiştir. Bu düzeyden kaynaklanan geçişlerin çok kutuplu düzeyleri 3/2<sup>-</sup> ninde geçerli olabileceğini kanıtlamaktadır.

0.7460 MeV ve 08535 MeV Düzeyleri : 746 KeV ve 853.5 KeV düzeylerinden kaynaklanan geçişlerin çok kutuplulukları ve bunlara gelen geçişler birlikte göz önüne alınırsa birinci düzey için spin ve paritenin 1 /2<sup>-</sup> ikinci düzey için ise 3/2<sup>-</sup> olması gerektiği anlaşılır.

0.9208 MeV Düzeyi : 920.4 KeV düzeyi olarak Gromov tarafından öne sürülen birinci düzey Gromov ve ark<sup>(113)</sup> tarafından da çakışma deneyleri ile belirlenmiştir. Bu düzeyler için elde bulunan çok kutuplu değerleri 1 /2<sup>-</sup> ve 3/2<sup>-</sup> spin ve paritelerini önermektedir.

Çizelge 3.32 <sup>165</sup>Er izotopunun düşük-spin enerji düzeyleri ve pariteleri

İlk düzey (MeV)	Enerji (MeV)	Spin Parite		$\delta(E2/M1)$
		$J^\pi$	$J^\pi$	
1.4275	1.1843	$3/2^+$	$3/2^-$	-
	1.1313	$3/2^+$	$5/2^-$	-
0.9208	0.5643	$1/2^-$	$3/2^-$	$0.18^{+0.04}_{-0.04}$ (121)
0.8535	0.8062	$3/2^+$	$5/2^+$	$0.06^{+0.06}_{-0.06}$ (121)
0.7460	0.3894	$1/2^+$	$3/2^-$	-
0.6083	0.3124	$3/2^-$	$5/2^-$	$0.20^{+0.17}_{-0.17}$ (121)
0.5899	0.3469	$1/2^-$	$3/2^-$	$0.23^{+0.07}_{-0.08}$ (121)
	0.3469	$3/2^-$	$3/2^-$	$0.30^{+0.11}_{-0.11}$ (121)
0.5074	0.2645	$1/2^+$	$3/2^-$	-
	0.1509	$1/2^+$	$3/2^-$	-
0.3843	0.0882	$5/2^-$	$5/2^-$	$0.139^{(115)}$
0.3565	0.1136	$3/2^-$	$3/2^-$	$0.090^{(115)}$
	0.0604	$3/2^-$	$5/2^-$	$0.783^{(115)}$
0.2960	0.2489	$5/2^-$	$5/2$	-
	0.2188	$5/2^-$	$7/2^-$	$0.30^{+0.10}_{-0.10}$ (121)
0.2972	0.0545	$1/2^-$	$5/2^-$	$0.068^{(115)}$
0.2428	0.1958	$3/2^-$	$5/2$	-
0.0772	0.0772	$7/2^-$	$5/2^-$	$2.0^{(115)}$
0.0472	0.0472	$5/2^+$	$5/2^-$	$< 0.032^{(115)}$

$^{165}\text{Er}$  çekirdeği için Etkileşen Bozon Fermiyon yaklaşımıyla hesaplanan enerji düzeyleri Çizelge-3.32'de verilmiştir.

**Çizelge 3.33**  $^{165}\text{Er}$  izotopunun pozitif pariteli yüksek-spin enerji düzeyleri

Spin Parite $J^\pi$	Hesaplanan Enerji düzeyi (MeV)
$29/2^+$	1.6543
$25/2^+$	1.1621
$23/2^+$	1.0014
$21/2^+$	0.7662
$19/2^+$	0.6542
$17/2^+$	0.4623
$15/2^+$	0.3681
$13/2^+$	0.2415
$5/2^+$	0.04910

$^{165}\text{Er}$  çekirdeği için Etkileşen Bozon Fermiyon yaklaşımıyla hesaplanan B(E2) değerleri Çizelge-3.34'de verilmiştir.

**Çizelge 3.34**  $^{165}\text{Er}$  izotopuna ait B(E2) geçiş olasılıkları

Spin Parite		B(E2) ( $e^2b^2$ )
$I_i^\pi$	$I_s^\pi$	Bu Çalışma
$13/2^+$	$11/2^+$	0.078
$15/2^+$	$13/2^+$	0.041
$19/2^+$	$17/2^+$	0.004

## 4. TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Bu kısımda önceki bölümde  $150 \leq A \leq 190$  deforme bölge ortalarında bulunan  $^{162-170}\text{Er}$  izotopları için hesaplanan  $\delta(E2/M1)$  kutupsal karışım oranlarını temel hal bandına ait  $B(E2;L \rightarrow L-2)$  geçiş olasılıklarını,  $B(E2) \uparrow$  indirgenmiş geçiş olasılıklarını,  $\beta_0$  ve  $\beta_2$  Deformasyon Parametreleri,  $Q_0$  ve  $Q_{2+}$  Kuadropol Momentlerini, günümüze kadar yapılmış deneysel ve teorik değerlerle karşılaştırıp aralarındaki uyum tartışılmıştır.

### 4.1 Erbiyum izotoplarına ait Kutupsal Karışım Oranları

IBM yaklaşımı kullanılarak hesaplanan  $\delta(E2/M1)$  karışım oranları daha önce elde edilen deneysel ve teorik değerlerle birlikte karşılaştırmalı olarak Çizelge-4.1-4.5' de verildi. Elde edilen sonuçlar , genelde diğer teorik değerlerle oranla, deneysel veriler ile daha iyi uyuşmakta ve onları desteklemektedir. Yine bu çalışmada daha önce teorik veya deneysel olarak üzerinde çalışılmamış bazı geçişlerin karışım oranları da elde edilerek çizelgelerde verilmiştir.

Çizelge 4-1' de görüldüğü gibi  $^{162}\text{Er}$  çekirdeğinde 0.673 MeV geçişi için elde ettiğimiz 0.25 değeri, West ve ark.<sup>(58)</sup> nın elde ettiği 0.04 değerine yakın sonuç vermiştir. 0.957 MeV geçişi için elde edilen 7.71 değeri, West ve ark.<sup>(58)</sup> tarafından verilen 7.9 değerine hata sınırları içerisinde uymaktadır. 0.620 MeV geçişi için elde ettiğimiz 0.10 değeri yine West ve ark.<sup>(58)</sup> nın elde ettiği değere hata sınırları içerisinde uymaktadır. 0.793 MeV

geçiş için elde ettiğimiz 3.5 değeri, West ve ark. <sup>(58)</sup> nın verdiği 3.5 değerine tam bir uyumluluk içerisindedir. 0.173 MeV geçiş için elde ettiğimiz 2.02 değeri , West ve ark. <sup>(58)</sup> nın elde ettiği 2.65 değerine yakındır.

**Çizelge 4.1** <sup>162</sup>Er için Teorik ve Deneysel  $\delta(E2 / M1)$  Karışım Oranları

$I_i^\pi(\text{Geçiş En.})I_s^\pi$	$\delta(E2 / M1)$		
	Bu Çalışma	Deney	Diğer Çalışmalar
$2^+[0.7990]2^+$	13	-	-
$3^+[0.6730]4^+$	0.25	0.31 <sup>(14)</sup>	0.04 <sup>(58)</sup>
$4^+[0.8000]4^+$	5.17	-	-
$5^+[0.9570]4^+$	7.71	7.9 <sup>(14)</sup>	7.9 <sup>(58)</sup>
$5^+[0.6200]6^+$	0.10	0.16 <sup>(14)</sup>	0.00 <sup>(58)</sup>
$6^+[0.7930]6^+$	3.5	3.5 <sup>(14)</sup>	3.5 <sup>(58)</sup>
$6^+[0.1730]5^+$	2.02	2.65 <sup>(14)</sup>	2.65 <sup>(58)</sup>
$7^+[1.0003]6^+$	3.49	7.9 <sup>(14)</sup>	-

Çizelge 4-2'de görüldüğü gibi <sup>164</sup>Er çekirdeğinde 0.8549 MeV geçiş için elde ettiğimiz 5.71 değeri , West ve ark. <sup>(58)</sup> nın elde ettiği 7.7 deneysel değere yakındır. Lipas ve ark. <sup>(18)</sup> nın elde ettiği 15.78 değeri, hesapladığımız değer in ve deneysel değer in yaklaşık iki katıdır. 0.8979MeV geçiş için elde edilen 4.43 değeri, Lange ve ark. <sup>(14)</sup> tarafından verilen 4.8 değeri hata sınırları içerisinde uyumaktadır. 0.7588 MeV geçiş için elde edilen 36.9 değeri, West ve ark. <sup>(58)</sup> nın elde ettiği 2.4 değeri ve Fields ve ark. <sup>(60)</sup> nın elde ettiği 1.15 deneysel değerleri ile uyumsuz sonuçlar verdi. Buna karşın Lipas ve ark. <sup>(18)</sup> nın elde ettiği 29.37 değeri ile uyumlu sonuç elde edildi. 0.9299 MeV

geçışı için elde edilen 4.47 değeri , Lipas ve ark. <sup>(18)</sup> nın elde ettiği 3.81 değere göre West ve ark. <sup>(58)</sup> nın elde ettiği deneysel 6.52 değere daha yakın sonuç verdi.

**Çizelge 4.2** <sup>164</sup>Er için Teorik ve Deneysel  $\delta(E2 / M1)$  Karışım Oranları

$I_i^\pi(\text{Geçiş En.})I_s^\pi$	$\delta(E2 / M1)$		
	Bu Çalışma	Deney	Diğer Çalışmalar
$2^+[0.7689]2^+$	6.94	-	60.2 <sup>(18)</sup>
$3^+[0.6964]4^+$	180.25	-	92.9 <sup>(18)</sup>
$3^+[0.6469]2^+$	4.65	-	-
$4^+[0.7588]4^+$	36.99	2.4 <sup>(58)</sup> 1.15 <sup>(60)</sup>	29.37 <sup>(18)</sup>
$5^+[0.5832]6^+$	133.41	12.02 <sup>(14)</sup>	134.36 <sup>(18)</sup>
$5^+[0.8979]4^+$	4.43	4.8 <sup>(14)</sup>	6.82 <sup>(18)</sup>
$6^+[0.7439]6^+$	6.73	1.93 <sup>(14)</sup>	5.74 <sup>(18)</sup>
$7^+[0.9299]6^+$	4.47	6.52 <sup>(58)</sup>	3.81 <sup>(18)</sup>
$3^+[0.8549]2^+$	5.71	7.7 <sup>(58)</sup>	15.78 <sup>(18)</sup>
$2^+[1.3925]2^+$	12.58	-	-

<sup>166</sup>Er çekirdeği için Çizelge-4.3'de verilen değerlere bakıldığında 0.7053 MeV geçışı için 17.61 değeri, Lange ve ark. <sup>(14)</sup> nın verdiği 16.01 deneysel değeri ile uyushmaktadır. Lipas ve ark. <sup>(18)</sup> nın teorik 16.84 değeri alt sınırı teşkil edecek şekilde deneyle uyushmaktadır. Diğer teorik çalışmalar deneyle ve hesapladığımız değerle uyumsuzdurlar. 0.5943 MeV geçişinin 8.97 olarak hesapladığımız karışım oranı, Krane K.S ve ark. <sup>(78)</sup> nın deneysel olarak elde ettikleri 8.00 değeri ile oldukça iyi uyushmakta olup, Lipas ve ark. <sup>(18)</sup> nın elde

ettiği teorik 17.61 değerinden çok daha deneysel değere yakın sonuç vermiştir. 0.1601 Mev geçişi için hesapladığımız 1.23 değeri , Binarh ve ark.<sup>(75)</sup> nin deneysel yöntemle elde ettikleri 1.39 değerine yakın sonuç verdiği görülmektedir. Schreckenbach ve Gellety<sup>(71)</sup> nin teorik metotla hesapladığı 1.58 ve 1.52 değerleri de deneyle kısmen uyuşmaktadır.

**Çizelge 4.3** <sup>166</sup>Er için Teorik ve Deneysel  $\delta(E2/M1)$  Karışım Oranları

$I_i^\pi(\text{Geçiş En.})I_s^\pi$	$\delta(E2/M1)$		
	Bu Çalışma	Deney	Diğer Çalışmalar
$2^+[0.7053]2^+$	17.61	16.01 <sup>(14)</sup>	16.84 <sup>(18)</sup>
$3^+[0.7788]2^+$	19.11	19.0 <sup>(14)</sup>	18.41 <sup>(11)</sup>
$3^+[0.5943]4^+$	8.97	8.0 <sup>(78)</sup>	17.61 <sup>(18)</sup>
$4^+[0.6912]4^+$	9.32	7.5 <sup>(97)</sup>	9.06 <sup>(11)</sup>
$5^+[0.1190]4^+$	1.40	1.46 <sup>(75)</sup>	0.23 <sup>(18)</sup>
$5^+[0.5298]6^+$	5.38	5.0 <sup>(97)</sup>	5.4 <sup>(97)</sup>
$6^+[0.6705]6^+$	6.86	6.3 <sup>(58)</sup>	38.9
$7^+[0.1601]6^+$	1.23	1.39 <sup>(75)</sup>	0.2 <sup>(18)</sup> 1.52 <sup>(71)</sup>
$7^+[0.4618]8^+$	3.91	3.9 <sup>(97)</sup>	17.9 <sup>(18)</sup>
$8^+[0.6444]8^+$	3.74	4.9 <sup>(75)</sup>	9.36 <sup>(18)</sup>
$3^+[0.0733]2^+$	1.79	-	-
$4^+[0.0968]3^+$	-	1.5 <sup>(96)</sup>	1.55 <sup>(75)</sup>
$5^+[0.8103]4^+$	9.57	10.5 <sup>(78)</sup>	10.89 <sup>(11)</sup>
$6^+[0.1406]5^+$	-	1.43 <sup>(75)</sup>	1.58 <sup>(71)</sup>
$7^+[0.8306]6^+$	6.39	5.0 <sup>(18)</sup>	2.57 <sup>(18)</sup>
$2^+[1.4470]2^+$	36.14	-	-
$4^+[1.4007]4^+$	-	-	-



$^{168}\text{Er}$  çekirdeği için Çizelge-4.4'de verilen değerlere bakıldığında 0.7413 MeV geçişi için elde ettiğimiz karışım oranı 16.14 değerindedir. Bu değerimiz Domingos ve ark.<sup>(70)</sup> 16.0 deneysel değeri ve Warner<sup>(11)</sup> in teorik olarak elde ettiği 16.39 değeri ile uygunluk içindedir. 0.6317 MeV geçişi için hesapladığımız 3.50 değeri ; Lande ve ark.<sup>(14)</sup> nın 9.3 deneysel değeri ile iyi uyuşmadığı gözlemdi.

**Çizelge 4.4**  $^{168}\text{Er}$  için Teorik ve Deneysel  $\delta(E2/M1)$  Karışım Oranları

$I_i^\pi(\text{Geçiş En.})I_s^\pi$	$\delta(E2/M1)$		
	Bu Çalışma	Deney	Diğer Çalışmalar
$2^+[0.7413]2^+$	16.14	$16^{(70)}$	$16.39^{(11)}$
$3^+[0.0747]2^+$	1.21	$1.42^{(71)}$	$1.76^{(71)}$
$3^+[0.6317]4^+$	3.50	$9.3^{(14)}$	$6.6^{(18)}$
$4^+[0.7306]4^+$	11.94	$5.7^{(70)}$	$8.42^{(11)}$
$5^+[0.8535]4^+$	2.43	$3.64^{(71)}$	$10.13^{(11)}$
$5^+[0.5695]6^+$	4.95	$25^{(97)}$	$5.66^{(11)}$
$6^+[0.7150]6^+$	5.25	$2.99^{(99)}$	$4.06^{(99)}$
$3^+[0.8159]2^+$	13.26	$17.4^{(14)}$	$17.03^{(11)}$
$2^+[1.1090]2^+$	26.06	-	-
$4^+[0.1730]4^+$	2.842	-	-

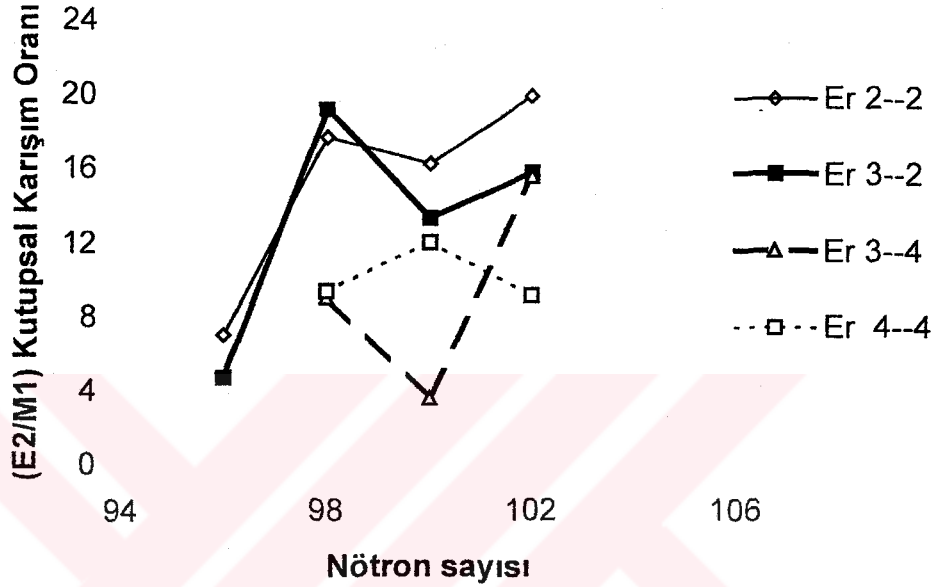
0.8159 MeV geçişine ait karışım oranı değerini 13.26 olarak belirledik. Lange ve ark. <sup>(14)</sup> nın 17.4 deneysel değeri ve Warner ve ark. <sup>(11)</sup> nın teorik 17.03 değerlerine yakın sonuç verdiği gözlenmiştir. Bu çekirdeğin bazı geçişleri için deneysel ve teorik çalışma yapılmamıştır. Bu düzeylerden geçişler için hesapladığımız değerlerin ileride yapılabilecek olan deneysel ve teorik çalışmalara ışık tutacağına inanıyoruz.

**Çizelge 4.5** <sup>170</sup>Er için Teorik ve Deneysel  $\delta(E2 / M1)$  Karışım Oranları

$I_i^\pi(\text{Geçiş En.})I_s^\pi$	$\delta(E2 / M1)$		
	Bu Çalışma	Deney	Diğer Çalışmalar
$2^+[0.8812]2^+$	19.79	$2.2 < \delta < 4^{(95)}$	-
$3^+[0.9312]2^+$	15.69	$10 < \delta < 20^{(95)}$	-
$3^+[0.9570]4^+$	15.51	-	-
$4^+[0.8432]4^+$	9.10	$\delta \geq 8^{(96)}$	-
$3^+[1.1385]2^+$	19.19	$\delta \geq 3^{(96)}$	-
$4^+[0.4960]3^+$	8.03	-	-
$5^+[0.8547]4^+$	12.34	$3 < \delta < 10^{(95)}$	-
$2^+[1.3374]2^+$	30.4	-	-
$4^+[1.3925]4^+$	11.24	-	-

Çizelge 4.5 'den görüleceği gibi <sup>170</sup>Er çekirdeğinde 0.9312 MeV geçişi için elde ettiğimiz 19.79 değeri , Grigorev ve ark. <sup>(95)</sup> nın  $10 < \delta < 20$  deneysel değeri ile uygunluk içindedir. 0.8432 MeV geçişi için hesapladığımız 9.10 değeri, Domingos ve ark. <sup>(96)</sup> nın  $\delta \geq 8$  deneysel değerinin tanımladığı bölge içerisindedir. Yine bu çekirdekte 0.8547 MeV geçişi için teorik metotla

elde ettiğimiz 12.34 değeri, Grigorev ve ark. <sup>(95)</sup> nın deneysel tanım aralığının dışında sonuç vermiştir. <sup>170</sup>Er çekirdeğinde bazı düzeylerin kutupsal karışım oranları ile ilgili deneysel ve teorik çalışmalara rastlanamamıştır.



**Şekil 4.1** Çift-çift erbiyum izotopları için elde edilen Kutupsal Karışım Oranı değerinin Nötron sayısına bağlı olarak değişimi

#### 4.2 Erbiyum izotoplarına ait B(E2;L→L+2) geçiş olasılıkları

Temel hal bandının üyeleri arasındaki B(E2) geçiş olasılıkları için hesaplanan değerler, deneysel veriler ve teorik sonuçlarla karşılaştırmak amacıyla Çizelge 4.6 'da verildi.

**Çizelge 4.6** <sup>162</sup>Er izotopuna ait B(E2) geçiş olasılıkları

Spin Parite		B(E2) (e <sup>2</sup> b <sup>2</sup> )		
I <sub>i</sub> <sup>π</sup>	I <sub>s</sub> <sup>π</sup>	Bu Çalışma	Deney	Diğer Çalış.
2 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>	1.13	1.16 <sup>(63)</sup>	5.060 <sup>(55)</sup>
4 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	1.62	-	-
6 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	1.79	-	-
8 <sup>+</sup>	6 <sup>+</sup>	1.86	-	-
10 <sup>+</sup>	8 <sup>+</sup>	1.81	-	-

Çizelge-4.6'dan görüleceği gibi B(E2;2<sup>+</sup>→0<sup>+</sup>) için elde ettiğimiz 1.13 e<sup>2</sup>b<sup>2</sup> değeri , Roningen ve ark. <sup>(55)</sup> nın teorik olarak elde ettikleri 5.060 e<sup>2</sup>b<sup>2</sup> değerine karşılık, deneysel olarak elde edilen 1.16 e<sup>2</sup>b<sup>2</sup> değerine daha yakın sonuç vermiştir.

**Çizelge 4.7** <sup>164</sup>Er izotopuna ait B(E2) geçiş olasılıkları

Spin Parite		B(E2) (e <sup>2</sup> b <sup>2</sup> )		
I <sub>i</sub> <sup>π</sup>	I <sub>s</sub> <sup>π</sup>	Bu Çalışma	Deney	Diğer Çalış.
2 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>	1.109	1.12 <sup>(92)</sup> 1.66 <sup>(10)</sup>	1.38 <sup>(10)</sup> 1.52 <sup>(63)</sup>
4 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	1.589	1.40 <sup>(62)</sup> 1.39 <sup>(92)</sup>	1.53 <sup>(62)</sup> 1.63 <sup>(63)</sup>
6 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	1.767	-	1.61 <sup>(92)</sup>
8 <sup>+</sup>	6 <sup>+</sup>	1.842	1.57 <sup>(62)</sup> 1.86 <sup>(92)</sup>	1.82 <sup>(63)</sup> 1.68 <sup>(92)</sup>
10 <sup>+</sup>	8 <sup>+</sup>	1.802	1.91 <sup>(92)</sup> 1.94 <sup>(62)</sup>	1.82 <sup>(63)</sup>

Çizelge 4.7'den görüleceği gibi  $B(E2;2^+ \rightarrow 0^+)$  için elde ettiğimiz  $1.109 e^2b^2$  değeri , De Voight ve ark. <sup>(92)</sup> nın deneysel ve Chuu ve Hsieh <sup>(63)</sup> in teorik olarak elde ettikleri  $1.12 e^2b^2$  ve  $1.52 e^2b^2$  değerleri ile uygunluk içindedir. Yine bu çekirdek için elde edilen  $B(E2;10^+ \rightarrow 8^+)= 1.802 e^2b^2$  değeri , De Voight ve ark.'ın deneysel  $1.86 e^2b^2$  ve  $1.91 e^2b^2$  ile Chuu ve Hsieh 'ın teorik  $1.829 e^2b^2$  ve  $1.82 e^2b^2$  değerleriyle uyum sağlamaktadır.

<sup>166</sup>Er izotopuna ait  $B(E2)$  geçiş olasılığını incelediğimizde Çizelge-4.8 'den görüleceği gibi  $B(E2;2^+ \rightarrow 0^+)$  için elde ettiğimiz  $1.12 e^2b^2$  değerini, Hamilton ve ark. <sup>(76)</sup> nın deneysel  $1.16 e^2b^2$  ve Kumar ve Gunye<sup>(59)</sup> nin teorik  $1.10 e^2b^2$  olarak elde etmişlerdir. Rakamlardan açık olarak görüldüğü gibi elde ettiğimiz değer, deneysel ve teorik çalışmalarla uyumludur.  $B(E2;4^+ \rightarrow 2^+)$  geçiş olasılığı için elde ettiğimiz  $1.62 e^2b^2$  değeri, deneysel yöntemlerle elde edilen De Voight ve ark. <sup>(92)</sup> nın  $1.63 e^2b^2$  ve Varshney ve ark. (1988)'nin  $1.69 e^2b^2$  değerleriyle benzerlik göstermektedir.

**Çizelge 4.8** <sup>166</sup>Er izotopuna ait  $B(E2)$  geçiş olasılıkları

Spin Parite		$B(E2) (e^2b^2)$		
$I_i^\pi$	$I_s^\pi$	Bu Çalışma	Deney	Diğer Çalış.
$2^+$	$0^+$	1.129	$1.16^{(76)}$ $1.01^{(92)}$	$1.10^{(59)}$ $1.08^{(76)}$
$4^+$	$2^+$	1.622	$1.63^{(92)}$ $1.69^{(62)}$	$1.68^{(62)}$ $1.56^{(59)}$
$6^+$	$4^+$	1.809	$2.01^{(23)}$ $1.57^{(76)}$	$1.92^{(62)}$
$8^+$	$6^+$	1.897	$1.97^{(92)}$ $1.85^{(62)}$	$2.05^{(106)}$ $1.72^{(10)}$

Çizelge-4.9'dan görüldüğü gibi  $^{168}\text{Er}$ 'un geçiş olasılığını incelediğimizde  $B(E2;2^+ \rightarrow 0^+)$  için hesapladığımız  $1.15 e^2b^2$  değerini, De Voight ve ark. <sup>(92)</sup> deneysel  $1.18 e^2b^2$  olarak elde etmiştir. Yine bu çekirdek için elde edilen  $B(E2;4^+ \rightarrow 2^+)= 1.718 e^2b^2$  değeri, Varshney ve ark. <sup>(62)</sup> nın  $1.66 e^2b^2$  deneysel değeri ile  $1.69 e^2b^2$  teorik değeri, De Voight ve ark.,  $1.71 e^2b^2$  deneysel ve  $1.71 e^2b^2$  teorik değeriyle uygunluk içinde olduğu görülür. Aynı şekilde  $B(E2;8^+ \rightarrow 6^+)= 2.27 e^2b^2$  değeri, De Voight ve ark. <sup>(92)</sup> nın  $2.0 e^2b^2$  deneysel değeri ile  $1.95 e^2b^2$  teorik değerlerine yaklaşık sonuç verdiği görülmüştür.

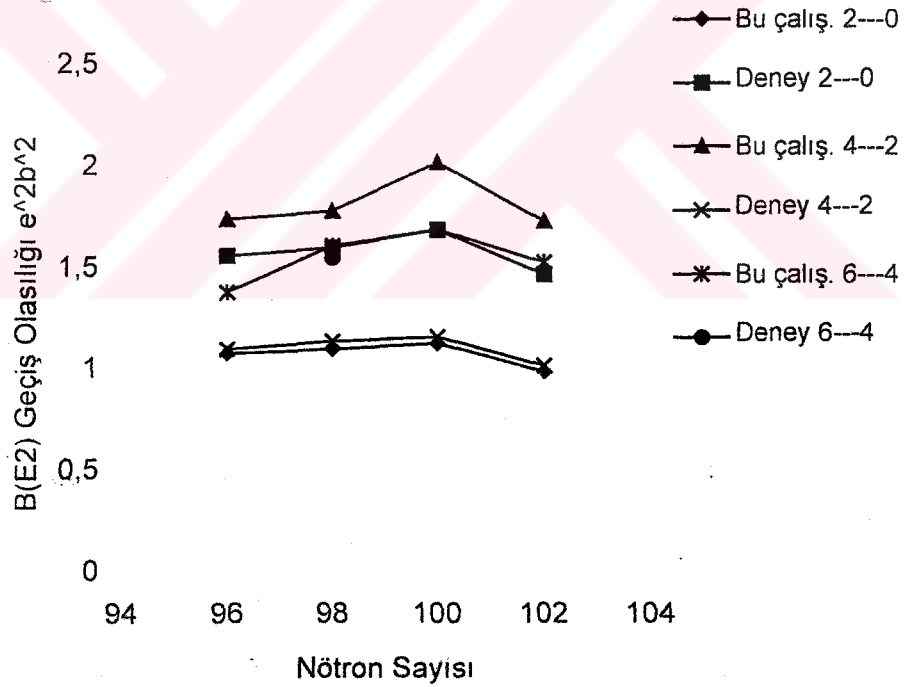
**Çizelge 4.9**  $^{168}\text{Er}$  izotopuna ait  $B(E2)$  geçiş olasılıkları

Spin Parite		$B(E2) (e^2b^2)$		
$I_i^\pi$	$I_s^\pi$	Bu Çalışma	Deney	Diğer Çalış.
$2^+$	$0^+$	1.15	$1.18^{(92)}$ $1.69^{(11)}$	$1.44^{(10)}$
$4^+$	$2^+$	1.718	$1.66^{(62)}$ $1.71^{(92)}$	$1.69^{(62)}$ $1.71^{(92)}$
$6^+$	$4^+$	2.042	-	-
$8^+$	$6^+$	2.272	$2.00^{(92)}$ $2.04^{(62)}$	$1.95^{(92)}$ $2.16^{(62)}$

Çizelge-4.10 'u incelediğimizde hesapladığımız  $B(E2;2^+ \rightarrow 0^+)=1.01 e^2b^2$  değeri, De Voight ve ark. <sup>(92)</sup> nın deneysel  $1.04 e^2b^2$  değerine oldukça yakın sonuç verdi.  $B(E2;4^+ \rightarrow 2^+)$  için elde edilen  $1.49 e^2b^2$  değeri, Varshney ve ark. <sup>(42)</sup> nın  $1.55 e^2b^2$  değeri ile  $B(E2;4^+ \rightarrow 2^+)=2.04 e^2b^2$  değerimiz yine Varshney ve ark. <sup>(42)</sup> nın  $2.36 e^2b^2$  değeri ile uyum içerisindedir.

**Çizelge 4.10**  $^{170}\text{Er}$  izotopuna ait B(E2) geçiş olasılıkları

Spin Parite		B(E2) ( $e^2b^2$ )		
$I_i^\pi$	$I_s^\pi$	Bu Çalışma	Deney	Diğer Çalış.
$2^+$	$0^+$	1.01	$1.04^{(92)}$ $1.71^{(10)}$	$1.34^{(10)}$
$4^+$	$2^+$	1.49	$1.55^{(62)}$	$1.37^{(62)}$
$6^+$	$4^+$	1.75	-	-
$8^+$	$6^+$	1.94	$2.1^{(10)}$	$2.17^{(62)}$ $2.28^{(10)}$
$10^+$	$8^+$	2.04	$1.83^{(92)}$ $1.80^{(62)}$	$1.75^{(92)}$ $2.36^{(62)}$



**Şekil- 4.2** Çift-çift Er Çekirdekleri İçin Elde Ettiğimiz Geçiş Olasılığı Değerlerinin Nötron Sayısına Bağlı Değişimi

### 4.3 <sup>162-170</sup>Er Çekirdeğine ait B(E2)↑ indirgenmiş geçiş olasılıkları $\beta_0$ ve $\beta_2$ Deformasyon Parametreleri, $Q_0$ ve $Q_{2+}$ Kuadropol Momentleri

Erbiyum çekirdekleri için teorik metotla hesapladığımız bazı parametreler, deneysel yöntemle ve diğer teorik çalışmalarla oranlamak amacıyla toplu olarak Çizelge- 4.11-13 'de verildi.

**Çizelge 4.11** <sup>162</sup>Er izotopu için hesaplanan Bazı parametreler

Parametreler	Bu çalışma	Deney	Diğer Çalışma
B(E2)↑ ( e <sup>2</sup> b <sup>2</sup> )	5.65	5.80 <sup>(63)</sup>	4.82 <sup>(58)</sup>
Q <sub>0</sub> (eb)	7.53	-	7.17 <sup>(58)</sup>
Q <sub>2+</sub> (eb)	2.11	-	-
$\beta_0$	0.228	-	-
$\beta_2$	0.307	0.265 <sup>(20)</sup>	0.258 <sup>(20)</sup>

<sup>164</sup>Er izotopu için Çizelge- 4.12'da hesapladığımız B(E2)↑ indirgenmiş geçiş olasılığının 5.50 e<sup>2</sup>b<sup>2</sup> değeri, Raman ve ark. <sup>(74)</sup> nın deneysel metotla elde ettikleri 5.45 e<sup>2</sup>b<sup>2</sup> değeri ve Roningen ve ark., <sup>(55)</sup> nın 5.48 e<sup>2</sup>b<sup>2</sup> değeri ile uygunluk içinde olduğu görülür. Özkvadropol momenti için teorik yöntemle hesapladığımız Q<sub>0</sub>=7.43 eb değeri, Raman ve ark. <sup>(61)</sup> nın 7.402 eb deneysel değeri ve Kumar ve Baranger <sup>(74)</sup> in 7.457 eb ile Kumar ve Gunye <sup>(59)</sup> nin hesapladığı 7.53 eb teorik değeri ile uygunluk içinde olduğu görülür.



**Çizelge 4.12**  $^{164}\text{Er}$  izotopu için hesaplanan Bazı parametreler

Parametreler	Bu çalışma	Deney	Diğer Çalışma
$B(E2) \uparrow (e^2b^2)$	5.50	5.34 <sup>(58)</sup> 5.45 <sup>(74)</sup>	5.48 <sup>(55)</sup>
$Q_0 (eb)$	7.43	7.402 <sup>(74)</sup>	7.45 <sup>(100)</sup> 7.53 <sup>(59)</sup>
$Q_{2+} (eb)$	2.14	2.39 <sup>(21)</sup>	2.12 <sup>(98)</sup>
$\beta_0$	0.237	0.306 <sup>(3)</sup>	0.340 <sup>(59)</sup> 0.314 <sup>(100)</sup>
$\beta_2$	0.301	0.333 <sup>(74)</sup> 0.335 <sup>(55)</sup>	0.270 <sup>(20)</sup> 0.275 <sup>(2)</sup>

Çizelge-4.13 'dan görüleceği gibi  $^{166}\text{Er}$  izotopu için indirgenmiş geçiş olasılığı  $B(E2) \uparrow$   $5.60 e^2b^2$  değeri, deneysel yöntemle West ve ark. <sup>(58)</sup> nın  $5.80 e^2b^2$  değeri, Raman ve ark. <sup>(61)</sup> nın  $5.83 e^2b^2$  değeri ve Baker ve ark. <sup>(97)</sup> nın  $5.78 e^2b^2$  değerleri ile iyi uyduğu görülmektedir.

$Q_{2+}$  kuadropol momenti için hesapladığımız  $2.13 eb$  değerini, jarrio ve ark. <sup>(21)</sup> nın deneysel yöntemle elde edilen  $2.18 eb$  değeri ile ve Humanic ve ark. <sup>(98)</sup> nın teorik  $2.18$  değeri ile uygunluk içinde olduğu görülmektedir. Diğer parametrelerde de hesapladığımız değerlerin deneysel ve teorik sonuçlarına uygunluk içinde oldukları görülmektedir.

**Çizelge 4.13**  $^{166}\text{Er}$  izotopu için hesaplanan Bazı parametreler

Parametreler	Bu çalışma	Deney	Diğer Çalışma
$B(E2) \uparrow (e^2b^2)$	5.60	5.80 <sup>(58)</sup> 5.78 <sup>(97)</sup> 5.83 <sup>(74)</sup>	5.86 <sup>(20)</sup>
$Q_0 (eb)$	7.503	7.62 <sup>(96)</sup> 7.20 <sup>(23)</sup> 7.65 <sup>(74)</sup>	7.55 <sup>(73)</sup> 7.65 <sup>(2)</sup> 7.64 <sup>(58)</sup>
$Q_{2+} (eb)$	2.13	2.18 <sup>(21)</sup> 2.00 <sup>(65)</sup> 2.51 <sup>(101)</sup>	2.18 <sup>(98)</sup> 2.12 <sup>(59)</sup>
$\beta_0$	0.295	0.37 <sup>(97)</sup> 0.34 <sup>(3)</sup>	0.319 <sup>(2)</sup>
$\beta_2$	0.301	0.301 <sup>(102)</sup> 0.327 <sup>(103)</sup> 0.280 <sup>(20)</sup>	0.290 <sup>(3)</sup> 0.278 <sup>(20)</sup>

$^{168}\text{Er}$  izotopu için hesaplanan bazı parametreleri gösteren Çizelge-4.14 incelendiğinde indirgenmiş geçişken olasılığı  $B(E2) \uparrow$  için hesapladığımız 5.75  $e^2b^2$  değeri, Tjφm ve Elbek <sup>(56)</sup>'in deneysel 5.80  $e^2b^2$  değeri, Raman ve ark. <sup>(61)</sup> nın teorik 5.72  $e^2b^2$  değeri ile iyi uyumlu olduğu görülmektedir.  $Q_{2+}$  kuadropol momenti için hesapladığımız 2.21 eb değeri , Jorrio ve ark. <sup>(21)</sup> nın deneysel olarak elde ettiği 2.25 eb değeri ve Humanic ve ark. <sup>(98)</sup> nın 2.20 eb değerleri ile ne kadar uyduğu görülmektedir. Diğer bazı nicelikler için bu çalışmada elde edilen değerler, diğer teorik ve deneysel değerlerle uygunluk içinde olduğu görülmektedir.

**Çizelge 4.14**  $^{168}\text{Er}$  izotopu için hesaplanan Bazı parametreler

Parametreler	Bu çalışma	Deney	Diğer Çalışma
$B(E2) \uparrow (e^2b^2)$	5.75	5.80 5.57 <sup>(74)</sup>	5.72 <sup>(93)</sup>
$Q_0$ (eb)	7.605	7.64 <sup>(74)</sup> 7.63 <sup>(96)</sup>	7.82 <sup>(2)</sup> 7.50 <sup>(69)</sup> 7.10 <sup>(59)</sup>
$Q_{2+}$ (eb)	2.21	2.25 <sup>(21)</sup> 2.56 <sup>(101)</sup>	2.20 <sup>(98)</sup> 2.41 <sup>(101)</sup>
$\beta_0$	0.327	0.339 <sup>(3)</sup>	0.337 <sup>(104)</sup> 0.310 <sup>(59)</sup>
$\beta_2$	0.308	0.330 <sup>(81)</sup> 0.333 <sup>(103)</sup> 0.338 <sup>(74)</sup>	0.300 <sup>(3)</sup> 0.284 <sup>(20)</sup>

$^{170}\text{Er}$  çekirdeği ile ilgili Çizelge-4.15'de hesaplanan indirgenmiş geçiş olasılığı  $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = 5.75 e^2b^2$  değeri, Tjφm ve Elbek <sup>(56)</sup> in deneysel yöntemle elde ettikleri  $5.53 e^2b^2$  değeri ile çok iyi uyduğu halde, Raman ve ark. <sup>(61)</sup> nın teorik  $5.82 e^2b^2$  değeri ile uygunluk içinde değildir. Deformasyon parametresi için hesaplanan  $\beta_0 = 0.327$  değeri Götz ve ark. <sup>(3)</sup> nın deneysel  $0.339$  değeriyle ve Kumar ve Baranger <sup>(59)</sup> 'in  $0.331$  değeri ile uygunluk içindedir. Bu çekirdek için hesaplanan diğer parametreler, deneysel ve teorik çalışmalarla uygunluk içinde oldukları görülür.

**Çizelge 4.15**  $^{170}\text{Er}$  izotopu için hesaplanan Bazı parametreler

Parametreler	Bu çalışma	Deney	Diğer Çalışma
$B(E2) \uparrow (e^2b^2)$	5.05	5.53 <sup>(56)</sup> 5.60 <sup>(74)</sup>	5.82 <sup>(93)</sup>
$Q_0$ (eb)	7.12	7.40 <sup>(105)</sup> 7.46 <sup>(96)</sup> 7.65 <sup>(74)</sup>	7.93 <sup>(2)</sup>
$Q_{2^+}$ (eb)	2.18	1.95 <sup>(21)</sup>	2.12 <sup>(76)</sup>
$\beta_0$	0.414	0.339 <sup>(3)</sup>	0.331 <sup>(2)</sup>
$\beta_2$	0.284	0.275 <sup>(20)</sup> 0.336 <sup>(74)</sup>	0.300 <sup>(3)</sup> 0.285 <sup>(20)</sup>

#### 4.4 Çift-Tek Erbiyum izotoplarına ait Enerji düzeyleri ve $B(E2;L \rightarrow L+2)$ geçiş olasılıkları

Çizelge 4.16,4.18,4.20 ve Çizelge 4.22 'den görüleceği üzere hesaplanan enerji seviyeleri deney ve diğer çalışma ile oldukça uyum içerisindedir.

**Çizelge 4.16**  $^{159}\text{Er}$  izotopunun pozitif pariteli yüksek-spin enerji düzeyleri

Spin Parite $J^\pi$	Hesaplanan Enerji düzeyi (MeV)	Deneysel Enerji düzeyi <sup>(117)</sup> (MeV)	Diğer çalışma Enerji düzeyi <sup>(119)</sup> (MeV)
$33/2^+$	2.415	2.433	2.407
$29/2^+$	1.798	1.807	1.810
$25/2^+$	1.247	1.250	1.264
$21/2^+$	0.765	0.785	0.785
$17/2^+$	0.432	0.435	0.435
$13/2^+$	0.218	0.226	0.226

Çizelge-4.16'de görüldüğü gibi  $^{159}\text{Er}$  çekirdeğinde hesaplanan enerji düzeyleri deneysel verilerle uyum içerisindedir.  $13/2^+$  -  $25/2^+$  spin paritesinde hesaplanan değerler diğer çalışmalarla birlikte oldukça uyumludur. Bu durum  $B(E2)$  değerlerindeki uyumdan da görülmektedir. Modelin dalga fonksiyonunun geçerliliğini test etmek için en iyi metot  $B(E2)$  değerlerini incelemektir.  $^{159}\text{Er}$  izotopu için Çizelge 4.17'de hesapladığımız  $B(E2)$  geçiş olasılığının 194 ve 226  $e^2b^2$  değeri, V.K.B. Kota ve U.Datta'nın <sup>(108)</sup> teorik olarak elde ettikleri 186 ve 201  $e^2b^2$  değerlerinden deneysel verilere daha yakın sonuçlar vermiştir. Diğer geçişler için hesaplanan değerler birbiri ile oldukça uyumludur.

**Çizelge 4.17** <sup>159</sup>Er izotopuna ait B(E2) geçiş olasılıkları

Spin Parite		B(E2) (e <sup>2</sup> b <sup>2</sup> )		
I <sub>i</sub> <sup>π</sup>	I <sub>s</sub> <sup>π</sup>	Bu Çalışma	Deney <sup>(118)</sup>	Diğer Çalış <sup>(119)</sup>
17/2 <sup>+</sup>	13/2 <sup>+</sup>	194	228 ± 7	186
21/2 <sup>+</sup>	17/2 <sup>+</sup>	210	224 ± 20	240
25/2 <sup>+</sup>	21/2 <sup>+</sup>	226	240 ± 6	201
29/2 <sup>+</sup>	25/2 <sup>+</sup>	95	140 ± 3	53

Çizelge-4.18'de ilgili spin paritere ait hesaplanan enerji düzeyleri deneysel ve teorik çalışma ile birlikte verilmiştir. Kapalı kabuğun en yakın pozitif pariteli uygun durum yalnızca 13/2 nötron yörüngesidir. Bu yüzden enerji spektrum hesabında bu değer hesaplamalara katılmıştır. Çizelge-4.18 'den de görüleceği gibi hesaplanan enerji düzeyleri deneysel ve teorik veriler ile oldukça uyum içerisindedir. Hesaplamalarda yalnızca pozitif yüksek spin pariteler ele alınmış olup dalga fonksiyonunun geçerliliği negatif pariteli geçişler için B(E2) değeri ile test edilmiştir.

**Çizelge 4.18**  $^{161}\text{Er}$  izotopunun pozitif pariteli yüksek-spin enerji düzeyleri

Spin Parite $J^\pi$	Hesaplanan Enerji düzeyi (MeV)	Deneysel Enerji düzeyi <sup>(116)</sup> (MeV)	Diğer çalışma Enerji düzeyi <sup>(119)</sup> (MeV)
$33/2^+$	2.3311	2.3260	2.3152
$29/2^+$	1.7341	1.7273	1.7210
$25/2^+$	1.2185	1.2084	1.2104
$21/2^+$	0.7885	0.7838	0.7796
$17/2^+$	0.4714	0.4663	0.4698
$13/2^+$	0.2643	0.2674	0.2637

Tek Erbiyum çekirdekleri için gözlemlenen  $B(E2)$  değerleri oldukça kısıtlıdır. Gerek deneysel verilerin azlığı ve gerekse teorik çalışma kısıtlılığı Tek-çift çekirdekler üzerine yapılan çalışmalara araştırmacıların ilgisini artırmıştır.

**Çizelge 4.19**  $^{161}\text{Er}$  izotopuna ait negatif pariteli  $B(E2)$  geçiş olasılıkları

Spin Parite		$B(E2)$ ( $e^2b^2$ )		
$I_i^\pi$	$I_s^\pi$	Bu Çalışma	Deney <sup>(118)</sup>	Diğer Çalış. <sup>(119)</sup>
$7/2^-$	$3/2^-$	0.73	< 0.87	0.56
$11/2^-$	$9/2^-$	0.00048	0.00026	0.00035

<sup>161</sup>Er izotopu için Çizelge 4.19'da hesapladığımız  $B(E2) \uparrow$  indirgenmiş geçiş olasılıkları  $7/2^- \rightarrow 3/2^-$  geçişi için  $0.73 e^2b^2$  değeri,  $0.87 e^2b^2$  deneysel değeri ve  $0.56 e^2b^2$  teorik değeri uyum içerisindedir.  $11/2^- \rightarrow 9/2^-$  geçişi için hesap edilen  $0.00048 e^2b^2$  değeri, teorik ve deneyle elde edilen değerlerden biraz büyük olduğu görülmektedir.

**Çizelge 4.20** <sup>163</sup>Er izotopunun pozitif pariteli yüksek-spin enerji düzeyleri

Spin Parite $J^\pi$	Hesaplanan Enerji düzeyi (MeV)	Deneysel Enerji düzeyi <sup>(117)</sup> (MeV)	Diğer çalışma Enerji düzeyi <sup>(119)</sup> (MeV)
$29/2^+$	1.6712	1.6830	1.6741
$25/2^+$	1.1801	1.1870	1.1798
$21/2^+$	0.7751	0.7788	0.7703
$17/2^+$	0.4630	0.4651	0.4645
$13/2^+$	0.2465	0.2473	0.2384
$5/2^+$	0.0670	0.0692	0.0685

<sup>163</sup>Er izotopu için Çizelge 4.21'da hesapladığımız  $B(E2)$  indirgenmiş geçiş olasılıkları  $15/2^+ \rightarrow 13/2^+$  geçişi için  $1.27 e^2b^2$  değeri,  $1.2 e^2b^2$  deneysel değeri ve  $1.22 e^2b^2$  teorik değeri oldukça uyum içerisindedir. Diğer geçişler için hesap edilen teorik ve deneysel değerlerin bu çalışma ile uyum içerisinde olduğu çizelge 4.21'de açıkça görülmektedir.



**Çizelge 4.21**  $^{163}\text{Er}$  izotopuna ait B(E2) geçiş olasılıkları

Spin Parite		B(E2) ( $e^2b^2$ )		
$I_i^\pi$	$I_s^\pi$	Bu Çalışma	Deney <sup>(118)</sup>	Diğer Çalış. <sup>(119)</sup>
15/2 <sup>+</sup>	13/2 <sup>+</sup>	1.27	> 1.2	1.22
17/2 <sup>+</sup>	15/2 <sup>+</sup>	2.84	> 1.8	2.93
19/2 <sup>+</sup>	17/2 <sup>+</sup>	3.04	> 0.22	3.82
21/2 <sup>+</sup>	19/2 <sup>+</sup>	2.86	> 0.33	2.96
23/2 <sup>+</sup>	21/2 <sup>+</sup>	2.57	> 0.047	2.60
25/2 <sup>+</sup>	23/2 <sup>+</sup>	1.38	> 0.0091	1.53

Çizelge-4.22 'den de görüleceği gibi hesaplanan enerji düzeyleri deneysel ve teorik veriler ile oldukça uyum içerisindedir.

**Çizelge 4.22**  $^{165}\text{Er}$  izotopunun pozitif pariteli yüksek-spin enerji düzeyleri

Spin Parite $J^\pi$	Hesaplanan Enerji düzeyi (MeV)	Deneysel Enerji düzeyi <sup>(116)</sup> (MeV)	Diğer çalışma Enerji düzeyi <sup>(119)</sup> (MeV)
29/2 <sup>+</sup>	1.6543	1.6220	1.6341
25/2 <sup>+</sup>	1.1621	1.1533	1.1458
23/2 <sup>+</sup>	1.0014	1.0832	1.0795
21/2 <sup>+</sup>	0.7662	0.7698	0.7674
19/2 <sup>+</sup>	0.6542	0.6783	0.6714
17/2 <sup>+</sup>	0.4623	0.4638	0.4651
15/2 <sup>+</sup>	0.3681	0.3727	0.3699
13/2 <sup>+</sup>	0.2415	0.2386	0.2301
5/2 <sup>+</sup>	0.04910	0.04715	0.04705

Çizelge-4.23 'de görüldüğü gibi  $^{165}\text{Er}$  hesap edilen  $B(E2)$  değerleri önceki deney ve teorik değerlerle uyum içerisindedir.

**Çizelge 4.23**  $^{165}\text{Er}$  izotopuna ait  $B(E2)$  geçiş olasılıkları

Spin Parite		$B(E2)$ ( $e^2b^2$ )		
$I_i^\pi$	$I_s^\pi$	Bu Çalışma	Deney	Diğer Çalışma
$13/2^+$	$11/2^+$	0.078	-	-
$15/2^+$	$13/2^+$	0.041	-	-
$19/2^+$	$17/2^+$	0.004	-	-

$^{159-161-163-165}\text{Er}$  izotoplarının pozitif pariteli yüksek spin enerji düzeyleri Etkileşen Bozon Fermiyon yaklaşımı (IBFA) ile incelenmiş olup enerji düzeyleri ve  $B(E2)$  geçiş olasılıkları hesaplanmıştır. Hesaplamalarda yer alan bozon-bozon etkileşim parametreleri, kor çekirdeklerden ( $^{162-166}\text{Er}$ ) Etkileşen Bozon Modeli (IBM-2) ile belirlenerek, Tek-çift çekirdekler için uygun parametrik değerler elde edilmiştir. Tek-çift çekirdeklerin bu parametrik hesabında , fermiyon katkısı yalnızca  $13/2$  yörüngesi dikkate alınarak yapılmıştır. Bunun nedeni  $^{159-165}\text{Er}$  çekirdeklerinin tüm yüksek spin enerji düzeylerinde serbest kalan tek parçacık yörüngesinin  $13/2$ 'den başlamasıdır.

Bu çalışmada görüldüğü gibi ilk olarak IBM Etkileşen Bozon Modelinden yararlanarak geliştirilen bir metot uygulanmıştır. Çeşitli zorluklara rağmen genel olarak tatminkar sonuçlar elde edilmiştir.

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

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

## KAYNAKLAR

1. A.Arima and F. Iachello, Phys.Rev.Lett., **35**.16,1069(1975)
2. W.Greiner, Nucl.Phys. **80**.417 (1966)
3. U.Götz, H.C. Pauli,K.Alder and K.Junker, Nucl.Phys.**A192**.1,(1972)
4. K.S.Krane, At Data Nucl.Data Tables, **16**,383(1975)
5. T.Kishimoto and T.Tamura, Nucl.Phys.**A270**,317,(1976)
6. A.Arima and F.Iachello, Ann. Phys.,**111**,201(1978)
7. A.Arima and F.Iachello, Ann.Phys., **99**,253(1976)
8. O.Scholten,F.Iachello and A.Arima,Ann.Phys.**115**,325(1978)
9. A.Arima and F.Iachello, Ann.Phys.,**123**,468(1979)
10. K.K.Gupta, S.K. Bhordway and D.K.Gupta, Il Nuovo cimento.**58B** ,  
101, (1980)
11. D.D.Warner,R.F.Casten,W.F.Davidson,Phys.Rev.Lett.**47**,1819(1981)
12. R. Bijker and A.E.L. Dieperink, Phys.Rev.**C26**,2688. (1982)
13. O.Castanos,P .Federman, A.Frankand S.Pittel, Nucl. Phys. **A379**. 61,  
(1982)
14. J.Lange, K.Kumar, J. H. Hamilton, Rev.Mod.Phys. **54**:119 (1982)
15. D.D.Warner,R.F.Casten, Phys.Rev.**C25**, 2019, (1982)
16. J.P.Elliot , Rep.Prog.Phys. **48**, 171, (1985)
17. R.F.Casten, A.Wolf, Phys.Rev., **C35**, 1156, (1987)
18. P.O.Lipas, P.Toivonen and E.Hammeren, Nucl.Phys. **A469**,348(1987)
19. O.Engel,U.hortmonn, Nucl.Phys. **A515**, 31, (1990)
20. W.Nazarewicz, M.A.Riley,J.D.Garrett, Nucl.Phys. **A512**.61 (1990)
21. M.Jarrio,J.L.Wood,D.J.Rowe, Nucl.Phys. **A528**,409 (1991)
22. N.Yoshinaga, Y.Akiyoma and A.Arima, Phys. Rev. **C38**.419, (1992)

23. I.Thourslund,C.Fahlender, A.B.Backling,D.Cline,A.T.Renolds,  
E.G.vogt, Z.phys. **A342**,35,(1992)
24. A.Chakrabarti, B.Sethi,S.K.saha, S.K.Basu, R.K.Bhowmik, Phys.Rev.  
**C45**, 1026,(1992)
25. D.S.Mosbah and W.D. Hamilton , J.Phys. G. Nucl.Part. Phys. **20**,787,  
(1994)
26. R.F. Casten, and D.D.Warner, phys. Rev. C. Vol. **54**. N5, (1996)
27. A.Arima, K. Sugawara, Nucl.Phys. **A619**,88, (1977)
28. I.Alter and E.Bodenstedt, Nucl.Phys.**A635**, 273, (1998)
29. J.P.Elliot, J.A. Evans and P. Halse, J.Phys. G.Nucl.Part. Phys.**25**,667,  
(1999)
30. B.R. Barrett, and S.Kuyucak, Phys.rev.C. Vol.**60**,037302, (1999)
31. I.Sinai and L.Amiran, J.Phys. G. Nucl.Part. Phys., **25**, 791, (1999)
32. A.Arima, J.Phys. G. Nucl.Part. Phys.**25**, 581, (1999)
33. J.Jolie and H.G. Berner, Phys.Rev. C. Vol., **62**.034313, (2000)
34. J.B. Gupta and J.H. Hamilton, Phys.Rev. C. Vol. **63**.044308, (2001)
35. E. Melby, A.Schiller, Phys. Rev. C. **63**, 044309, (2001)
36. J.M. Eisenberg and W. Grainer, Nuclear Theory V. 1, North-Holland,  
Amsterdam (1970)
37. P.A. Atam, Fundamental of Nuclear Physics , 1-470, 1966
38. P.Malmier and E. Shelton, Physics of Nuclei and Particles, academic  
press Inc. Newyork, 1-207, (1980)
39. P.Ring, P.Schuck, The Nuclear many-body problem. spinger-verlag  
NewYork, A.B.D, (1980)
40. J.P.Elliot , The Nuclear Shell Model and its relation with order Models.  
Editor: janouch, F., Selected Topics in Nuclear Theory, International  
Atomic Enerhy Agency, Vienna (1983)
41. A.Arima and F.lachello. Ann.Phys. **99**, 253, (1976)

42. F. Iachello, I. Talmi, Shell model foundations of the interacting boson model, Rev. Mod. Phys. **59**, 339, (1987)
43. A. Arima, T. Ohtsuka, F. Iachello and I. Talmi, Phys. Lett. **66B**, 205, (1977)
44. J. Lange, K. Kumar, J. H. Hamilton, Rev. Modern Phys. **54**, 1, 119, (1982)
45. M. Dudev and K. Kumar, Nucl. Phys. **A122**, 241, (1968)
46. M. S. N. El-din, J. A. Maruhn and W. Z. Grainer, Phys. A. **325**, 415, (1986)
47. W. Greiner, Nucl. Phys. **80**, 417, (1966)
48. J. P. Elliot, Rep. Prog. Phys. **48**, 171, (1985)
49. J. Feshbach and F. Iachello, Ann. Phys. **84**, 211, (1974)
50. J. M. Eisenberg and W. Grainer, Nuclear Theory Vol. 1, North-Holland, Amsterdam (1977)
51. M. Sambataro and A. E. L. Dieperink, Phys. Lett., **107B**, 4, 249, (1981)
52. F. Iachello., Group Theory and Nuclear Spectroscopy lecture notes in Physics, Nuclear Spectroscopy, Michigan, Chapter 5, 140-179, (1979)
53. A. Arima and F. Iachello, "Interacting boson model", Advances in Nuclear Physics, Plenum Press, Vol. 13, Chapter 2, 139-200, (1977)
54. R. F. Casten, "A simple perspective on the IBA" comments Nucl. Part. Phys. **12**, 3, 119-131, (1984)
55. R. M. Ronningen, Phys. Rev. C **16**, 2218, (1977)
56. B. Elbek, P. O. Tjom, Nucl. Phys. **A107**, 385, (1968)
57. J. H. Jett, Lind and D. A., Nucl. Phys. **A155**, 182, (1970)
58. R. L. West, E. G. Funk, Nucl. Phys. **A270**, 300, (1976)
59. Kumar and M. R. Gunye, J. Phys. G: Nucl. Phys., **8**, 975, (1982)
60. C. A. Fields, K. H. Hicks, Nucl. Phys. **A422**, 215, (1984)
61. S. Raman, C. W. Nestor, Phys. Rev. C **37**, 805, (1988)
62. A. K. Varsney, R. K. Tyagi, Il Nuovo cimento **99A**, 1, (1988)
63. D. S. Chuu and S. T. Hsiegh, J. Phys. G: Nucl. Phys. **16**, 583, (1990)

64. C.M.Lederer and V.S. Shirley, Table of Isotopes, Willey Press, New 1978)
65. F.K. McGowan, W.T. Milner , Nucl. Phys. **A297**:51, (1978)
66. M. Sakai, Nucl. Data Tables, **10**,511, (1972)
67. A. Chakrabarti, B.Sethi, Phys.Rev. **C45**, 1026, (1992)
68. A. Charvet, R. Chery, Nucl.Phys. **A213**,117, (1973)
69. C.W. Reich , Nucl.Phys. **A159**,181, (1970)
70. J.M.Domingos, G.D.Symons, Nucl.Phys. **A180**, 600, (1972)
71. K. Schreckenbach and W. Gellety, Phys. Lett. **B94**, 298, (1980)
72. F.K. McGowan, Phys. Rev. **C24**,1803, (1981)
73. A. Alzner, E.Bodenstedt, Z.Phys. **A322**, 467, (1985)
74. S. Raman,C.H. Malarkey, Data Nucl.Tables 36, 1, (1987)
75. H.S. Binarh, S.S.Ghumman, J.Phys.Soc. Jpn, **59**, 2359, (1990)
76. W.D. Hamilton , J.Phys. G:Nucl.Part. Phys. **16**, 745, (1990)
77. I. Thorslund and C. Fahlender, Z.Phys. **A342**,35, (1992)
78. K.S.Krane and J.D.Moses, Phys. Rev. **C24**,654, (1981)
79. F.R.Metzger and V.K. Rasmussen, Phys. Rev. **C8**, 1099, (1971)
80. W.Michaelis; H.Ottmar and F.Weller, Nucl.Phys. **A150**, 161, (1970)
81. K.A.Erb, J.E. Holden, Phys. Rev. Lett. **29**, 1010, (1972)
82. T.S. Dumitrescu and I. Hamamo, Nucl.Phys. **A383**, 205, (1982)
83. D. Bohle, G. Kuchler, Phys. Lett. **B148**, 260, (1984)
84. B.Kotlinski, D.Cline , Nucl.Phys. **A517**, 365, (1990)
85. K.G.Tirsell, L.G. Multhauf, Phys. Rev. **C7**,21, 2108, (1973)
86. W.F. Davidson , D.D. Warner, J.Phys. G: Nucl.Phys. **7**, 455; (1981)
87. A.Furasawa and M. Kanazawa, Phys. Rev. **C 21**, 2575, (1980)

88. M. Behar, L.M. Quinones, Z. Physik **A274**, 359, (1975)
89. V.A. Bondarenko, E.P. Grigorev . Akad. Nauk. SSSr, Ser. Fiz. 46, 2080, (1982)
90. I. Ben-Zvi and P. Gilad, Nucl. Phys. **A151**,401, (1970)
91. K. Kawade and A. Hiei, J.Phys. soc. Jpn. **36**, 1221, (1974)
92. De Voight and M.J.A. Dudek, Rev. Mod. Phys., **55**, 949, (1983)
93. S.Raman and C.W. Nestor , Data Nucl.Data Tables, 42,1, (1989)
94. R. Katajanheimo and T. Tuurnala , Z. Phys. **A268**, 57, (1978)
95. E.P. Grigorev and V.A. Bonderanko, Izv. Alad. Ser. Fiz., **47**, 2261, (1983)
96. J.M. Domingos and G.D. Symons, Nucl.Phys. **A180**, 600, (1972)
97. K.R. Baker, J.H. Hamilton, J.Lange and A.V. Ramayya, Phys. Lett. **B57**, 441, (1975)
98. T.J. Humanic and J.X, Saladin, Phys. Rev. **C27**, 550, (1983)
99. W. Gellety, P.Van Isacker and D.D. Warner, Phys. Lett. **B191**, 240, (1987)
100. A.Kumara and M. Barenger, Nucl. Phys. **A110**, 529, (1968)
101. T. Ichihara and H. Sakaguchi, Phys. Rev. **C29**, 1228, (1984)
102. C.E. Bernis, P.H , Stelson,. F.K. McGowan, Phys. Rev. **C8**, 1934, (1973)
103. H. S.Alan , Phys. Rev. **C10**, 263, (1974)
104. M. Seiwert and J.A. Maruhn, Phys. Rev. **C30**, 1779, (1984)
105. P.M. Walker, J.L.S and Carvalho and F.M, Bernthal , Phys. Lett. **116B**, 393, (1982)
106. Kota, V.K.B, Phys. Rev. **C19** : 521(1979)
- 107 L.M.Chen,Chinese Journal Of Phy. **V36**. N.1 FEB. (1998)
108. V.K.B. Kota ve U.Datta , Eur. Phys. J. **A3**, 243-253 (1998)



109. R.S.Gou ve L.M.Chen, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 26 (2000) 1775–1786
110. O.Scholten, The Interacting Boson Approximation Model and Applications. Proefschrift, Rijksuniversiteit, Groningen.(1984)
111. A.Arima and F. Iachello, “Interacting boson model” Cambridge University Press, Cambridge, (1987)
112. İ.Uluer, Erc.Üniv.Fen Bil.Derg. 3.1 (1987)
113. K.V.Gromov., Dzhelepov,V.Zval’ski, İ.Zolotavin,A.Pelekis,L.L.,and Pelekis, Bull.Acd.Sci. USSR,Phys.Ser. 27, 205 (1964)
114. W.Kurceviz, Z.Moroz,Z.Prcibis and B.Nielson, Nucl.Phys. A108 , 434, (1968)
115. R.B. Firestone ,Table of Isotopes , Version 1.0 , March, 1996
116. A.W, Reich, Nucl. Data Sheets 71, 709, 1994
117. L. K. Peker, Nucl. Data Sheets, 65, 439, 1992
118. M.A. Cunningham, Nucl. Phys. A 385 221 1985
119. R S Guo and L M Chen,J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 26 (2000) 1775–1786.
120. Australian National University Prof.Dr. Serdar Kuyucak, özel iletişim.
121. Kernfysisch Versneller Instituut, Prof. Olaf Scholten,özel iletişim.
122. İ.Uluer, Il Nuovo Cimento, Vol. 100 A, N. 4, 1988

## ÖZGEÇMİŞ

1969 yılında Kırıkkale' de doğdu. İlk ve orta öğrenimini Kırıkkale'de , lise öğrenimini Ankara'da tamamladı. 1993 yılında Orta Doğu Teknik Üniversitesi, Fizik Mühendisliği bölümünden mezun oldu. 1997 yılında Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans programını tamamladı. 1998 yılında Kırıkkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Doktora programına başladı. Evli ve bir çocuk babası olup halen Kırıkkale Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümünde çalışmaktadır.

## EK 1. PROGRAM KODLARININ TANITIMI

### Kod PHINT

Kod PHINT nükleer düzeylerin enerjilerini ve elektromanyetik radyasyonun indirgenmiş geçiş olasılıklarını Etkileşen Bozon Modeli (IBM) yaklaşımına göre hesaplamaktadır. Program O. Scholten tarafından Fortran dilinde yazılmış olup ilk kez Computational Nuclear Physics 1 (O. Scholten, 1991, p.88) olarak yayınlanmıştır.

IBM hesaplamaları Hamiltonyenin en yalın formu olarak seçilen ilgili dinamik simetrilerine göre yapılmaktadır. IBM-I ve IBM-II için çokkutuplu projeksiyon yapabilme olanağı ile birlikte giriş parametreleri ,

$e_s$	0 ( sıfıra eşitlenir.)
$e_d - e_s$	H BAR
$c_0, c_2, c_4$	(C(1), C(2), C(3))
$v_2/2$	F (A7.1)
$v_0/2$	G
$u_2/5$	CH2
$u_0$	CH1.

şeklindedir.

Ayrıca indirgenmiş giriş formu da olanaklıdır. Bu durumda ilgili parametrik set girişi ,

$e$	HBAR
$c_0, c_2, c_4$	C(1), C(2), C(3)
$v_2/2$	F (A7.2)
$v_0/2$	G
CH2 = CH1 = 0.	

ile belirlenir.

Hesaplamalar Hamiltonyenin çokkutuplu formu ile de IBM-II projeksiyonuna olanak sağlar biçimde verilebilir. Bu durumda parametrik set ,

$e$	ED
$\kappa$	RKAP
$\chi_v$	CHN
$\chi_\pi$	CHP
$\xi_{1,2}$	CLN
$\xi_3$	CLP

şeklindedir.

Teknik bilgiler;

- Enerjiler MeV olarak verilmelidir.

- Kaynak derlenirken derleyicilerde debug opsiyonu serbest bırakılmalıdır.

( for example for the FORTRAN compiler of Microsoft only the command fl and not fl/4Yb must be given ).

- Bozon sayısında artış programın ilgili bölümlerinden COMMON(READMAT) ve DATA ayarlanmalıdır.

#### Kod ODDA

O.Scholten tarafından yazılan ODDA kodu için gerekli parametrik set şu şekildedir;

$A_0$	ADO
$\Gamma$	GAA
$\Lambda$	DLT

Kod ODDA, Tekli çekirdekler için nükleer düzeylerin enerjilerini ve elektromanyetik radyasyonun indirgenmiş geçiş olasılıklarını Etkileşen Bozon Fermiyon Modeli (IBFM) yaklaşımına göre hesaplamaktadır. Program O. Scholten tarafından Fortran dilinde yazılmıştır.

PHINT ve ODDA Kodlarını göndererek programların derlenmesi ve çalıştırılması sırasında yardımlarını esirgemeyen Prof. Dr. Olaf Scholten ' e teşekkür ederim.

Dear Harun,

In the following e-mail I will send you the PHINT main program.

Please let me know if you also need the library and cfp program or any of the others.

Sincerely, Olaf Scholten

03/12/1999

Olaf Scholten Tel: 31-50-3633600 (Institute)

Kernfysisch Versneller Instituut 31-50-3633552 (Office)

Zernikelaan 25 FAX: 31-50-3634003

NL-9747 AA Groningen E-mail: SCHOLTEN@KVI.NL

The Netherlands

Dear Harun,

I have just e-mailed you the ODDA program. Please let me know if you succeed to compile and run it.

Regards, Olaf Scholten

Olaf Scholten Tel: 31-50-3633600 (Institute)

Kernfysisch Versneller Instituut 31-50-3633552 (Office)

Zernikelaan 25 FAX: 31-50-3634003

NL-9747 AA Groningen E-mail: SCHOLTEN@KVI.NL

The Netherlands

29/09/2002

Dear Harun,

I am glad you came this far. The remaining problems are now relatively easily solvable. You need to tell the compiler that it needs to search also user libraries for the missing routines. The other possibility is to include them explicitly when you compile odda.

I think that you have the necessary library routines already. They are in the files

ANGALG.FOR and DLIB.FOR

Please let me know if you are missing these files, if so I will send them to you.

The remainder of this week I will be away from my desk, so it might be that you receive a response only by monday.

Regards, Olaf

23/10/2002

Merhaba Harun,

IBM-2 parametreleri  $1/N$  expansion tekniği kullanılarak çözümlenmesi olanaklıdır. En geniş uygulaması Őu makalede,  
"Description of deformed nuclei in the sdg Boson Model,  
S.C. Li and S. Kuyucak, Nucl. Phys. A 604 (1996) 305-340"

Eğer ulaşmakta zorluk çekersen, sana pdf kopyasını gönderebilirim.

Selamlar, Serdar Kuyucak

12/11/2000

Dear Harun,

Your interpretation of the identity of these files is indeed correct. I send them in a hurry, that is why I had not included any further explanation.

Regards, Olaf

28/10/2002

Dear Harun,

In the file DLIB.for you will find the following line:

\*DECK FTC

```
SUBROUTINE FTC(ENERGY, IDIECST, COEF, IAI, IAM, *, *)
```

A little later there are the lines

```
C  
C=====
```

C

```
    ENTRY FITSU  
    EDM=0  
    FDTL=9999
```

this is probably not recognized by the compiler.

it might be that if you change this to

```
C  
C=====
```

C

```
    ENTRY FITSU(ENERGY, IDIECST, COEF, IAI, IAM, *, *)  
    EDM=0  
    FDTL=9999
```

it will work.

If this is not successful, simply comment all lines where FITSU is being called.

This routine is almost never called and is not essential for the usual way of running ODDA

Regards, Olaf

05/11/2002

Dear Harun,

I have just e-mailed you the Subroutine DLIB.FOR and ANGALG.FOR programs

Regards, Olaf

23/10/2002

```
PRINT
WRITTEN BY : OLAF SCHOLEN
ADDRESS :  KERNFYSISCH VERSNELLEN INSTITUUT
          UNIVERSITEITS COMPLEX PADDEBOEL
          GROENINGE
          NEDERLAND

JANUARY 1982  CQ INCLUDED AND FITROUTINE CHANGED
CFF'S ARE READ IN FROM 'TAPE3'
ONE 3- PHENON
FIT TO ENERGIES
PLOT OF ENERGIES

INTEGER EDM, EVOD, P, PLOT, COMMENT
LOGICAL PRINT, FIT, PRINTV, MULT, WRITE, SDEQSF, PRINTP
&
DIMENSION CLN(3), CLP(3), CONP(6), COEF(6), COEL(8), COMUL(6), FT(6)
&
DIMENSION IZ(134567)
MINIMUM DIMENSION = 2000
COMMON / REDMAT / REDGS(375,5), REIFAC(56,2), IBDL(2,5)
COMMON / NAMD / NBN(15, 8), GAM
COMMON / NCSBK / IECSBK(50, 2, 2)
COMMON / TEXT / PRINT, PRINTV, P, COMMENT, PRINTP, IVD
COMMON / CONTR / NPHSU, NPHMX, NEIG, IAI, IAM, IPFI, IPFM, EVOD
COMMON / FPAR / EBAR3, EP(5), EPE, EPSP, D(5), F3, FELL, FQO, FEK,
&
COMMON / R / EBAR, C(3), F, G, CH1, CH2
COMMON / MUL / EPS, FAIR, ELL, QO, OCT, HEX, MULT, CQ
COMMON / NP / ED, REAP, CHN, CLN, CLP, CLS, NN, NP, NPLOG
COMMON / FITCR / P, F, EDM, FAKD, CEMAX, FT, FIT
EQUIVALENCE (ENERGY, IZ(1)), (IREAD(1), IZ(1))
EQUIVALENCE (EBAR, COEL(1)), (EPS, COMUL(1))
EQUIVALENCE (ED, CONP(1)), (EBAR3, FPARM(1))
DATA IREAD/48HIN, 48E, 8*4E
&
DATA EVOD, NPHMX, NPHSU, IVD, IAI, IAM, IPFI, IPFM, NEIG, PRINT, PRINTV,
&
PRINTP, MULT, NPLOG, SDEQSF, WRITE/2, 2.99, 0, 0, -1, 1, 1, 4,
&
5, .FALSE., 2, .TRUE.
&
DATA FIT, FPAR, CEMAX, ED, FAKD, .FALSE., .01, 3, 2, .1/
DATA CEM, CLP, NBAR, CHN, CHP, ED, NN, NE/10, 7, 0/
DATA FELL, FQO, FEK, FAIR, ELL, QO, OCT, HEX, CQ, CH1, CH2, EPS, F, G, EBAR, C,
&
EPSP, FT, EBAR3, D, E3, FPAR3, CQ, CHON, CROF/8, 0, -2, 9980399, 27, 0/
&
DATA NDM, IDB, IDB, IDGS/14, 5, 56, 375/

DIMENSIONS FOR ARRAYS IN COMMON REDMAT
USED FOR THE COMPUTATION OF REDUCED MAT. ELEMENTS
OF D-
NDM-MAX NUMBER OF PHENONS USED IN THE PROGRAM
IDB=(K+1)*(NDM-K) / K=(NDM+1)/2
IDGS=(K+1)*(NDM+2-NDM+1+3)*K*(1-NDM+K) / K=NDM/3
THESE DIMENSIONS MUST BE EXACTLY EQUAL TO THOSE IN
COMMON/REDMAT USED IN MAIN PROG AND SUBROUTINE RED
DIMENSION OF PHEM = (NDM+1, NDM/2+1)
PHEM IS PLACED IN COMMON/NAMD/ USED IN MAIN YPOG AND SUBR YRAM21
NO TEST IS MADE ON THE DIMENSION OF PHEM

DATA LENMIN, LENMAX/1, 34567/

NAMELIST/INPT, EBAR3, C, D, F, G, IAI, IAM
&
, IPFI, IPFM, PRINT, FIT, FT, FDM, CH1, CH2, NPHMX, NPHSU, F3, PRINTP
&
, SDEQSF, FELL, FQO
&
, NEIG, EPSP, PRINTV
&
, MULT, EPS, FAIR, ELL, QO, OCT, HEX, CQ, CEMAX, FPD, FAKD, WRITE
&
, REAP, CHN, CHP, ED, CLN, CLP, NN, NP
&
, IVD, FEK, REAP3, CQ, CHON, CROF

NPHMX : PLACE OF CUT OF
NPHSU : NUMBER OF PH. INCLUDED IN THE CALC.
SDEQSF : -.X.: TAKE S PHENON FOR D EQUAL TO S PHENON FOR F BE
IAI : INITIAL I VALUE TO BE COMP.
IAM : FINAL I VALUE TO BE COMP.
IPFI : -1 : COMP. POS. PAR. / -2 : NO POS. PAR.
IPFM : -1 : NO NEG. PAR. / -2 : COMP. NEG. PAR.
PRINT : -.X.: PRINT ALSO INITIAL MATRIX AND EIG. VECTORS
PRINTV : -.X.: DO NOT PRINT INITIAL MATRIX
WRITE : -.X.: WRITE EIGENVECTORS TO TAPE 10
NEIG : MAX NUMBER OF EIGENVECTORS TO BE COMPUTED
C (3) : <(DD)I(I)I(DD)I>
D (5) : <(D)I(I)I(D)I>
P : <(SD)2I(I)I(DD)2>*SQRT(5/2)
S : <(SS)0I(I)I(DD)I>/2
CH1 : <(SS)0I(I)I(SD)I>
CH2 : <(SD)2I(I)I(SD)I>
F3 : <(SF)3I(I)I(DF)3>*-SQRT(7)
EPSP : <(DF)ND*NP/DP>
MULT : -.X.: IS THE MULTIPOLE EXPANSION FOR THE D-D BOSON INTER.
IS USED AND IS SPECIFIED WITH THE FOLLOWING SIX
CONSTANTS
EPS : PHENON ENERGY, ADS TO THE EFFECT OF THE MULTIPOLES
ON EBAR
FAIR : PAIRING FORCE WITH STRENGTH PROP. TO FAIR'
ELL : L.L. FORCE WITH STRENGTH PROP. TO 'ELL'
QO : O.O. FORCE WITH STRENGTH PROP. TO 'QO'
OCT : OCTUPOLE PART
HEX : HEXADESUPOLE PART
FIT : -.X.: TRY TO MAKE A FIT OF POS PAR STRAITS
FT (6) : SPECIFIES STEP SIZE IN (EBAR, C, P, G) IN CALC. OF THE
DERIVATIVES IN FIT PROCEDURE, IF AN ELEMENT = 0,
THE CORRESPONDING VAR. IS KEPT CONSTANT
IF MULT EQUAL .X. FT(1)->EPS, FT(2)->PAIR
FDM : IF CHANGE IN ALL OF THE PAR. DURING THE FIT IS LESS THAN
FDM THE FIT IS STOPPED
FPD : MAX. ALLOWED CHANGE (FACTOR) IN CHISQ DURING CALC OF DER
FPD MUST BE GREATER THAN, AND NOT EQUAL TO 1.
CEMAX : MAX ALLOWED CHANGE (FACTOR) IN PARAMETERS PER ITERATION
STEP, COMP. TO THOSE USED FOR COMPUTING THE DERIVATIVES
FAKD : DETERMINES INDEPENDENCE OF THE FIT PARAMETERS.

---- READ IN INPUT DATA
OPEN(UNIT=1, STATUS='SCRATCH')
OPEN(UNIT=2, STATUS='NEW', NAME='OUTPUT')
OPEN(UNIT=3, STATUS='OLD', NAME='TAPE3', READONLY, FORM='UNFORMATTED')
OPEN(UNIT=4, STATUS='OLD', NAME='INPT', READONLY)
OPEN(UNIT=10, STATUS='NEW', NAME='PWAVE', FORM='UNFORMATTED')
CALL RCARD(COMMENT, IREAD)
READ(1, INPT)

FIND MAXIMAL AND MINIMAL ALLOWED FIELD LENGTH
CALL XRFK(LENMAX, 1)
LEN=LENMAX-LENMIN
IEDMA=SQRT(81.+LEN)-9

NPLOG=NP.GT.0 .AND. NN.GT.0
IF(NPLOG) NPHMX=NN.NP
K=IEDMA/2
IF(NEIG.GT.K) NEIG=K
IF(NPHMX.LE.0) NPHMX=NDM
IF(NPHSU.LE.0.OR.NPHSU.GT.NPHMX) NPHSU=NPHMX
IF(NPHSU.GT.NDM) NPHSU=NDM
EDM=2*NPHSU+(IPFM-1)*3
IF(IAM.LE.0) IAM=EDM
IAI=IAI+1
IAM=IAM+1
NPHSU=NPHSU+1
NPHMX=NPHMX+1
SQR=SQRT(6./35.)
CROT=(CHN-CHOP)/2 + CRO
```

```
EBAR3= EBAR3 - 2*REAP3*(NPHMX-1)
F3=F3 + 2*SQRT(35.)*FQO + 2*REAP3*CROT
EPSP= EPSP + 2*REAP3
FEK = FEK - REAP3*(CHN+CROF + CRO*2)*2/35.
DP(1)=D(1) - FQO*CRO*SQR*4 - FELL*8 + FEK*2
DP(2)=D(2) - FQO*CRO*SQR - FELL*6 - FEK*7/2.
DP(3)=D(3) + FQO*CRO*SQR*11./6. - FELL*3 + FEK*19/12.
DP(4)=D(4) + FQO*CRO*SQR*5/2. + FELL + FEK*35/12.
DP(5)=D(5) - FQO*CRO*SQR*5/3. + FELL*6 + FEK*5/6.

PRODUCE STATES AND CFF'S
CFF'S ARE READ IN FROM 'TAPE3'
CALL READRD(NDM, IDGS, IDB, IDL, IDL, REDGS, REIFAC, IBDL)

IF(.NOT.FIT) GOTO 103
---- READ IN ENERGIES IN CASE OF FIT-.X.
CALL FITSU(ENERGY, I, COEF, IAI, IAM, 671, 657)

IF(MULT) CALL MOVLEV(COEL, COEL, 6)
IF(NPLOG) CALL MOVLEV(COEF, COEL, 6)
J=0
DO 49 I=1,6
IF(FT(I).EQ.0.0) GOTO 49
J=J+1
COEF(J)=COEL(I)
49 CONTINUE
71 J=0
REWIND(10)
DO 58 I=1,6
IF(FT(I).EQ.0.0) GOTO 58
J=J+1
IF(NPLOG) GOTO 55
IF(MULT) GOTO 56
COEF(I)=COEF(J)
GOTO 58
55 COEF(I)=COEF(J)
GOTO 58
56 COMUL(I)=COEF(J)
58 CONTINUE

START REAL COMPUTATION OF ENERGIES
103 CONTINUE

CONVERT INTO PARAMETERS OF COMMON /R/
IF(NPLOG) CALL FROJ
IF(MULT) CALL MIF
IF(PRINT) GOTO 106

OUTPUT , SMALL PRINT OUT
CALL PRIFEDR(NPHMX, NPHMX, COMMENT)

106 ZEREN=0.
ALPHA=(3*(3)+4*(2))/7
GAM=(C(3)-C(2))/14
THETA=(C(1)-ALPHA+12*GAM)/5
DO 150 N=1, NPHMSUP
ROTE = N=NO OF PHENONS+1
NPHM=(N+1)/2
PHEM(N,1)=(EBAR-6*GAM+ALPHA*(N-2)/2)*(N-1)
DO 150 NBF=1, NPHM
NBN=NBF-1
PHEM(N, NBF)=PHEM(N,1)+THETA*NBF*(2*N-2*NBF+1)
150 CONTINUE

BEGIN VAN ANGULAR MOMENTUM LOOP
BEGIN VAN PARITY LOOP
NSTTOT=1
DO 121 IPP=IPFI, IPFM
P=1E+
IF(IPP.EQ.2) P=1E-
DO 1000 IAI=IAI, IAM
IANG=I-1
80 K=NSTTOT+4*IEDMA+1
IF(IEDMA.LE.0) GOTO 127
LEN=LENMIN+1850+K
IF(LEN.LE.LENMAX) GOTO 81
IEDMA=(LENMAX-LENMIN-NSTTOT-1850)/4-1
GOTO 80
81 CALL XRFK(LEN, IVD)
CALL GENST(NPHSU, IEDMA, IAI, IPP, XYZ(K), XYZ(K+50), XYZ(NSTTOT), IED)
IF(IED.LE.0) GOTO 127
IED=IED+1
MV=MING(IED, NEIG-1)
IBSR=NSTTOT+4*IED
IBSV=IBSR+IED
IBSI=IBSR+IED*IED
IBSI=IBSV*(MV)*IED+1 ! 19 MAY 1989 modified for new EIGSIM
IBSF=IBSI+IED
IDBLE=2
SET TO USE DOUBLE PRECISION IN EIGSIM
IBSR2=IBSR+IED*IDBLE
IBSR3=IBSR2+IED*IDBLE
IBSR4=IBSR3+IED*IDBLE
IBSR5=IBSR4+IED*IDBLE
IBSF6=IBSF5+IED*IDBLE
WRITE(10) IAI, IPP, IED-1, MV-1
7813 FORMAT(1X, 5I5)
WRITE(2, 7813) IAI, IPP, IED-1, MV-1
K=NSTTOT+4*IED-4
WRITE(10) (XYZ(I), I=NSTTOT, K)
LEN=IBSR+IED*IDBLE+LENMIN
IF(LEN.GT.LENMAX) GOTO 83
CALL XRFK(LEN, IVD)
TOTAL NEEDED LENGTH = LENMIN+IBSR4+IED
CALL B A M I L T (IAI, IPP, IED-1, MV, NSTTOT, ZEREN
&
, XYZ(1), XYZ(NSTTOT), XYZ(IBSR1), XYZ(IBSV), XYZ(IBSFV)
&
, XYZ(IBSI1), XYZ(IBSM), XYZ(IBSR2), XYZ(IBSR3), XYZ(IBSR4),
&
, XYZ(IBSR5), XYZ(IBSR6))
K=IBSR+IED-2
WRITE(10) (XYZ(I), I=IBSR, K)
J=IBSV
K=IBSFV
DO 130 I=1, MV
CALL MOVLEV(XYZ(K), XYZ(J), IED)
K=K+IED
J=J+IED-1
130 CONTINUE
J=IBSV+MV*(IED-1)-1
WRITE(10) (XYZ(I), I=IBSV, J)
NSTTOT=NSTTOT+IED-1
GOTO 1000
283 FORMAT(1X, 'REQUIRED LENGTH OF IIG FOR THIS PROBLEM IS TOO MUCH')
83 WRITE(2, 283) LEN
NO ALLOWED STATES
127 WRITE(2, 127) LANG, P
129 FORMAT(//, 2X, 'NO STATE WITH L=', IZ, ' AND PARITY ', AI)
IF(IAI.GT.1) GOTO 1
IF(IPP.EQ.2) GOTO 1
IECSBK(2, 1, 1)=1
IECSBK(2, 1, 1)=1
GOTO 1000
1 IECSBK(IA+1, 1, IPP)=IECSBK(IA, 1, IPP)
IECSBK(IA+1, 2, IPP)=IECSBK(IA, 2, IPP)
NEF=IECSBK(IA+1, 1, IPP)
N29Q=IECSBK(IA+1, 2, IPP)
IF(IPP.EQ.2) GOTO 1000
```



```
DO 2 I=1,IAI
  ECSEK(I,1,2)=NZP
  ECSEK(I,2,2)=NZSQ
CONTINUE
CONTINUE
CONTINUE
WRITE(2,203) ZERGEN,ENRPA*(NPMXK-1)*(CE2-CHI)
FCPMAT(' BINDING-ENERGY = 'P8.4', RPS-RPT = 'P8.4')
IF(.NOT.FIT) GOTO 57
**FIT *** FIT *** FIT *** FIT *** FIT *** FIT *** FIT**
II=IAI/2+1
IM=MINO(IAM,21)
CALL FIC(ENERGY,NSTTOT,CONF,II,IM,471,457)
CONTINUE
----- WRITEFRONTAPE ----- WRITEFRONTAPE -----
IA=-1
WRITE(10) IA,IPP,IED,MV
WRITE(2,7813) IA,IPP,IED-1,MV-1
WRITE(10) ECSEK
WRITE(10) NPMXSU,NPMXAK,NRIS,IAI,IAM,IPPI,IPPM,IEOM
WRITE(10) ZERGEN,COMMENT
WRITE(10) COEL,COMUL,MULT,CEQ,CONF,NM,NP,PFARM,SDEQSF
PLOT*****PLOT*****PLOT*****PLOT*****PLOT*****PLOT
READ(1,440) PLOT,LEWV,IMAX
FORMAT(1X,A4,1X,I2,1X,I2)
IF(PLOT.NE.REFLOT) GOTO 441
WRITE(2,452)
2 FORMAT(1H1)
IPM=2*(IAM+4)
IBSW=NSTTOT+9*IPM
IBSQ=IBSW*IPM
IBSIG=IBSQ*IPM
IBSLIG=IBSIG*IPM
IBSB=IBSLIG+30
IBSP=IBSB+40
IBSPM=IBSP+18
IBSPW=IBSP+36
IBSWW=IBSPW+10
IBN=LEMIN+IBSWW+10
IF(LENGT.LENMAX) GOTO 86
CALL KPMK(LEN,IND)
CALL FICR(ENERGY,ENRPA,IPM,KIT(1),KIT(NSTTOT),KIT(IBSW),KIT(IBSQ)
4 ,KIT(IBSIG),KIT(IBSLIG),KIT(IBSB),KIT(IBSP),KIT(IBSPM)
4 ,KIT(IBSPW),KIT(IBSWW),KIT(ITOT))
11 CONTINUE
STOP ' normal termination of PRINT'
16 WRITE(2,286) LEN
16 FORMAT(' REQUIRED LENGTH FOR PLOT OF 'I10' IS TOO MUCH FOR THIS'
4 ' MACHINE')
STOP ' PLOT PROBLEMS , PRINT'
END
1X GENST
SUBROUTINE GENST(NDM,IEDMAX,IA,IPP,IBK,ISTP,IST,NI)
INPUT :
NDM=MAX. NO. OF REGIONS
IAI,IAM =INITIAL PINN L , ONLY USED FOR NEG. PAR.
IPM=1 D ONLY POS PAR. *7 ALSO NEG. PAR.
IEDMAX=DIMENSION OF V AND EIGV IN MAIN PROG. , A CHECK IS
DONE ON THIS
OUTPUT :
IST(1,K)=ND
IST(2,K)=NB
IST(3,K)=NC
IST(4,K)=LD
NB IS SET TO 0 IF DIMENSION OF EIG IS NOT LARGE ENOUGH
(TESTED WITH IDEIG)
ECSEK(L+1,1,1)=FIRST POSITION IN LAST WTR L AND POS. PAR.
ECSEK(L+1,1,2)= SAME FOR NEG. PAR.
ECSEK(L+1,2,1)= SAME BUT IN EIG WITH POS. PAR.
ECSEK(L+1,2,2)= SAME FOR NEG. PAR.
LOGICAL SDEQSF
DIMENSION IEN(50),ICON(7,2),ISTP(3,600),IST(4,IEDMAX)
COMMON/CONF/NPMXSU,NPMXAK,NRIS,IAI,IAM,IPPI,IPPM,IEVOD
COMMON / PEAR / SKP(23),SDEQSF
COMMON/ECSEK/ECSEK(50,2,2)
DATA ECSEK/100*1/
NZ=1
*USED ONLY FOR PRINT OUT OF BASIS STATES STATISTICS :
NDM=NDN
NDPM=NDM+1
LPM=2*NDM+1
LP=IAI-3
IF(LP.LT.1) LP=1
IBK(ISTP)=1
LP=IAM+3
IF(LP.LT.LPM) LPM=LP
DO 1 LP=LPI,LPM
L=LP-1
FIND ALLOWED STATES BEL. TO THIS L
NDPI=L/2+1
DO 3 NDP=NDPI,NDPM
ND=NDP-1
NBP=N-NDP-NDPI/2+1
DO 3 NBP=1,NBPM
NB=NBP-1
NCI=(NDP-NDPI-2*NB)/3
NCII=(ND-2*NB-L+2)/3
IF(NCI.LT.0) NCII=0
IF(NCII.LT.NCII) GOTO 3
NCPI=NCII+1
NCPI=NCII+1
DO 4 NCP=NCPI,NCPP
NC=NCP-1
LAMB=ND-2*NB-3*NC
IF(L.EQ.(2*LAMB-1)) GOTO 4
ISTP(1,NZ)=ND
ISTP(2,NZ)=NB
ISTP(3,NZ)=NC
NZ=NC+1
4 CONTINUE
3 CONTINUE
2 CONTINUE
IBK(LP+1)=NZ
1 CONTINUE
LPM=LPM+1
DO 6 I=LPM,50
6 IBK(I)=NZ
IF(IPP.NE.1) GOTO 199
NZL=IBK(IA)-1
NZ=IBK(IA+1)-NZL-1
LD=IA-1
IF(LENGT.LENMAX OR. NZ.LE.0) GOTO 99
DO 10 I=1,NZ
K=I+NZL
IST(1,I)=ISTP(1,K)
IST(2,I)=ISTP(2,K)
IST(3,I)=ISTP(3,K)
IST(4,I)=LD
10 CONTINUE
```

```
GOTO 98
C
C NEGATIVE PARITY
C
199 NZP=0
IF(SDEQSF) NDM=NDN-1
NDPM=NDM+1
LIP=IA
LI=IA-1
C
C SELECT ALLOWED STATES BELONGING TO THIS LI
C
LDPI=LIP-3
LOPF=LIP+3
IF(LDPI.LI.1) LDPI=1
IF(LDPI.LI.(4-LI)) LDPI=4-LI
IF(LDPI.GT.(2*NDM+1)) LDPI=2*NDM+1
DO 102 LDP=LDPI,LOPF
LDLZ=LIP-LDP+4
ICON(LDEL,1)=IBK(LDPI)
ICON(LDEL,2)=IBK(LDP+1)
ICON(LDEL,2)=ICON(LDEL,2)-1
102 CONTINUE
DO 103 NP=1,NDPM
N=NP-1
DO 104 LDP=LDPI,LOPF
LD=LD-1
LDLZ=LIP-LDP+4
NZ=ICON(LDEL,1)
NR=ICON(LDEL,2)
IF(NR=0) 104,105,105
DO 106 I=NZ,NR
ND=ISTP(1,I)
105 IF(ND=N) 106,107,108
107 CONTINUE
NZP=NZP+1
IF(NZP.GT.IEDMAX) GOTO 106
IST(1,NZP)=NB
IST(2,NZP)=ISTP(2,I)
IST(3,NZP)=ISTP(3,I)
IST(4,NZP)=LD
106 CONTINUE
108 ICON(LDEL,1)=I
104 CONTINUE
103 CONTINUE
NZ=NZP
99 IF(NZ.LT.IEDMAX) GOTO 98
WRITE(2,201) NZ,IEDMAX,IA-1
201 FORMAT(10X,'/// WARNING FROM GENST /// ',I6,
4 ' EXCEEDS MAXIMAL DIMENSION OF H = ',I6, ' AT L= ',I3)
NZ=0
98 NZ=ECSEK(IA,1,IPP)+NZ
WRITE(2,210) ((IST(I,K),I=1,4),K=1,NZ)
210 FORMAT(1X,5(1X,4I5))
NZSQ=MINO(NZ,NRIS)*NZ+ECSEK(IA+1,1,IPP)
ECSEK(IA+1,1,IPP)=NZSQ
IF(IPP.EQ.2) RETURN
IA=IA-1
DO 97 I=1,IAI
ECSEK(I,1,2)=NZP
97 ECSEK(I,2,2)=NZSQ
RETURN
END
*DECK HAMILT
SUBROUTINE HAMILT (IA,IPP,IED,MV,NSTTOT
4 ,ENRGEN
4 ,ENERGY,STATE,ROOT,V,EIGV
4 ,LIG,W,Q,RM,RI
4 ,AE,SE)
LOGICAL PRINT,PRINTV,PRINTP
INTEGER ED,STATE,P,COMMENT
DIMENSION ENERGY(NSTTOT),STATE(4,IED),ROOT(IED),V(IED,IED),
4 EIGV(IED,MV),LIG(IED),W(IED),Q(IED),R(IED),RM(IED)
4 ,AE(IED),SE(IED)
COMMON / CONF / NPMXSU,NPMXAK
COMMON/ECSEK/ECSEK(50,2,2)
COMMON/TEXT/PRINT,PRINTV,P,COMMENT(10),PRINTP
WRITE(2,210) ECSEK
210 FORMAT(1X,25I5)
WRITE(2,211) STATE
211 FORMAT(1X,5(1X,4I5))
MV=MV-1
ED=IED-1
IANG=IA-1
DO 125 I=1,IED
DO 125 J=1,IED
125 V(I,J)=0
C
C ---- FILL IN FIRST HALF OF MATRIX 'V'
C
CALL FVULVE(IANG,IPP,IED,V,LIG,STATE)
C
C OUTPUT , LARGE PRINT OUT
C
IF(.NOT.PRINT) GOTO 12
IF(IA.NE.1) WRITE(2,200)
200 FORMAT(1H1)
CALL PREFIXOR(NPMXSU,NPMXAK,COMMENT)
WRITE(2,26)
26 FORMAT(5(26X,NL=(ND,NB,NC,LD,NP,LP) ))
NP=LPM-1
WRITE(2,201) ((I,(STATE(J,I),J=1,4),NF,IANG,PI,I=1,ED)
C 201 FORMAT(5(1X,I2,' = ',4(I2,' ',I2,' ',I2,AL') '))
IF(.NOT.PRINTV) GOTO 12
WRITE(2,330)
330 FORMAT(//,15H INITIAL MATRIX,/)
DO 91 I=1, ED
WRITE(2,94) I,(V(I,J),J=1,I)
91 CONTINUE
12 CONTINUE
C
C INVULLEN VAN ANDREZ HELPT VAN V
C
DO 2 I=1,ED
DO 1 J=1,ED
1 V(I,J)=V(I,J)
C
C TO GET ENERGIES IN INCREASING ORDER
C
2 V(I,I)=V(I,I)+99.
C
C ---- SUBROUTINE FROM 'MATHFN' LIBRARY ----
SUBROUTINE 'EIGSYM' DIAGONALIZES MATRIX 'V(ED,ED)' AND
STORES 'MV' EIGENVECTORS IN 'EIGV(ED,MV)'. ALL THE
EIGENVALUES ARE STORED IN 'ROOT(ED)', ORDERED IN INCREASING
ABSOLUTE MAGNITUDE WHEN 'MV' IS NEGATIVE .
'EIGMAX' IS THE DIMENSION OF 'V' AND 'EIGV' AS DECLARED IN
THE DIMENSION STATEMENT
ARRAY'S 'AE' FILL 'LIG' ARE WORK SPACE
LAST INDEX IN EIGV ENUMERATES THE EIGENVECTORS
NITER=0
CALL EIGSYM(ED,IED,-MV,V,ROOT,EIGV,AE,SE,W,Q,RM,LIG,NITER)
DO 3 I=1,ED
3 ROOT(I)-ROOT(I)-99.
C
C IF((IA+1)PP.EQ.2) ZERGEN=ROOT(1)
C
NK=ECSEK(IA,1,IPP)
```

```

NFI-NH
DO 193 J=1,ED
LIG(J)=STATE(I,J)
*STATE WILL BE OVERRITTEN HERE, BUT NO NECESSARY FOR PROB.
ENERGY(NF)=ROOT(J)-ZEROFN
NF=NF+1
93 CONTINUE
NCF=NCF+1

LAST INDEX IN EIGV ENUMERATES THE EIGENVECTORS

OUTPUT
IF(PRINT) GOTO 11
SMALL PRINT OUT
WRITE(2,97) LANG,P,(ENERGY(I),I=1,NCF)
GOTO 126
LARGE PRINT OUT
11 WRITE(2,92) LANG,P,(ROOT(I),I=1,ED)
92 FORMAT(//, 'EIGENVALUES', L='12,A1/8(2X,16F8.4//)
WRITE(2,97) LANG,P,(ENERGY(I),I=1,NCF)
97 FORMAT(//, 'ENERGIES', L='12,A1/8(2X,16F8.4//)
WRITE(2,93)
93 FORMAT(//, 'THE EIGENVECTORS, //)
DO 95 I=1,ED
WRITE(2,94)I,(EIGV(I,J),J=1,NV)
94 FORMAT(' <12> '17F7.3,4(1/5X,17F7.3))
95 CONTINUE
126 CONTINUE
IF(.NOT. PRINT) RETURN
NPEMUP=LIG(ED)+1
DO 32 M=1,NV
DO 33 I=1,NPEMUP
33 AE(I)=0.
DO 31 I=1,ED
NF=LIG(I)+1
E=EIGV(I,M)
31 AE(NF)=AE(NF)+E**2
WRITE(2,230) M,(AE(I),I=1,NPEMUP)
230 FORMAT(1X,I3,18F7.4)
32 CONTINUE
RETURN
END
SUBROUTINE FVOLVE(LBNS,IRP,IEDPI,V,ISTBK,STATE)
NPEMUP HAS HERE THE MEANING OF NPEMUP
AND DETERMINES THE MAX. NO. OF PHOTONS TO BE INCLUDED
IRP=2*I+1 IF WITH : IIP=1 -> POS. PARITY
IIP=2 -> NEG. PARITY
OUTPUT :
ED = USED DIMENSION IN 'V'
V(IN COMMON /E1/) = MAX. EL OF HAMILTONIAN, WILL
BE FILLED HALF
LOGICAL DIAG,SDECSF
INTEGER ED,STATE
DIMENSION STATE(4,IEDPI),ISTBK(IEDPI),V(IEDPI,IEDPI)
COMMON/PPAR/ EBARI,D(5),F3,EPSD(16),SDECSF
COMMON/STAR/N,NBA,NCA,LDI,LP,NR,NBS,NCS,LDB,NF,ODDSP,LANG
COMMON/CONTR/NPEMSU,NPEMUP
CHANGE NPEMUP ONLY FOR NEGATIVE PARITY STATES
NFR=NPEMUP
IF(SDECSF .AND. (IRP.EQ.2)) NPEMUP=NPEMUP-1
NPEMUP=NPEMUP+1
LANG=LANG
ED=IEDPI-1
SET UP ARRAY 'ISTBK' WHICH KEEPS TRACK OF THE PLACES IN
'STATE' WHERE NO CHANGES
ISTBK(NPEMUP+2)=0
ISTBK(NPEMUP+3)=0
II=1
ISTBK(1)=1
DO 10 NR=1,NPEMUP
NR=NR+1
IF(ED-II) 14,12,12
12 DO II I=II,ED
ND=STATE(I,II)
IF(ND-N) 14,11,14
11 CONTINUE
I=I+1
14 ISTBK(NP+1)=I
II=I
10 CONTINUE
NRA=0
NF=IRP-1
FIRST SET UP FOR MAIN LOOP
IL=ISTBK(1)
I2=ISTBK(2)-1
I3=ISTBK(3)-1
I4=ISTBK(4)-1
MAIN LOOP
DO 100 NP=1,NPEMUP
NP=NP+1
IF(I2-II) 99,101,101
101 I2=I2+1
I3=I3+1
I4=I4+1
DO 102 IA=IL,I2
NRA=NRA+1
NRB=NRA
NRC=STATE(2,IA)
NCA=STATE(3,IA)
IDA=STATE(4,IA)
DIAG=.TRUE.
DO 110 IB=IA,I2
NRB=STATE(2,IB)
NCB=STATE(3,IB)
LDB=STATE(4,IB)
V(NRA,NRB)=HAM023(DIAG)
DIAG=.FALSE.
110 NRB=NRB+1
IF(IB1) 103,104,104
DO 120 IB=I2P,I3
NRB=STATE(2,IB)
NCB=STATE(3,IB)
LDB=STATE(4,IB)
E=0.
IF(LDA.EQ.LDB) CALL HAM0(8)
IF(NF) 122,122,121
F3=C/S+D**F**F/ >
121 LD=LDA-LDB+3
IF(LD.LT.1.OR.LD.GT.5) GOTO 122
E=E-F3*RED(N,NBA,NCA,LDI,LD,NRB-NRA,NCB-NCA)*
* RACAH(LANG,3,LDI,2,LDB,3)*SQRT(FLOAT(NPEMUP-N))
122 V(NRA,NRB)=E
120 NRB=NRB+1
103 IF(I2) 102,106,106
106 DO 130 IB=I3P,I4
LDB=STATE(4,IB)
IF(LDA.NE.LDB) GOTO 130
NRB=STATE(2,IB)
NCB=STATE(3,IB)
CALL HAM2(V(NRA,NRB))
130 NRB=NRB+1

```

```

102 CONTINUE
C
C KEEP TRACK OF BOOKKEEPING
C
99 I1=I2+1
I2=I3
I3=I4
I4=ISTBK(NP+1)-1
100 CONTINUE
NPEMUP=NPEMUP
RETURN
END
*DECK HAM023
FUNCTION HAM023(DIAG)
C
C COMPUTES MATRIX ELEMENTS BETWEEN STATES WITH THE
C SAME PHOTON NUMBERS
C MATRIX ELEMENTS NEED NOT TO BE DIAGONAL
EPSD=C/(N-S+5)*F**F/ >
C
LOGICAL DIAG
COMMON/HAM0/EBARI(15,8),GMW
COMMON/STAR/N,NBA,NCA,LDI,LP,NR,NBS,NCS,LDB,NF,ODDSP,LANG
COMMON/PPAR/ EBARI,D(5),F3,EPSD
COMMON/STAR/ EBARI,D(5),F3,EPSD
COMMON/STAR/ C(3),F,G,CBL,CB2
COMMON/CONTR/NPEMSU,NPEMUP
C
HAM023=0.
NS=N-1
C
C N3M = NO OF 3-PHOTONS ( 0 OR 1 )
C
C IF(N3M) 9,5,6
C
C ONE THREE MINUS PHOTON
C
6 IF(.NOT.DIAG) GOTO 62
C
C DIAGONAL MATRIX ELEMENT
LL=LR
NBL=NBR
NCL=NCR
C
61 HAM023=EBARI*EPSD**N
DO 611 LSL=L,LS
LS=LL+LSL-3
E=0.
RD=0.
DO 614 R=1,5
R=RACAH(LS,2,LANG,3,LL,K)
614 E=E+(2**R+1)*R(K)*R**R
DO 613 NBLSP=1,2
NBS=NBLSP-1
NBS=NBL-NBS
DO 613 NCBSP=1,2
NCS=NCS-NCBSP
NCS=NCL-NCS
R=RED(NS,NBS,NCS,LS,LSL,NBL,NCL)
613 RD=RD+R**R
611 HAM023=HAM023+RD
GOTO 61
C
62 CONTINUE
NOW DIAGONAL PART
C
DO 621 LSL=L,5
LS=LL+LSL-3
LSR=LS-LR+3
IF(LSR.LT.1) GOTO 621
IF(LSR.GT.5) GOTO 9
E=0.
RD=0.
DO 624 K=1,5
624 E=E+(2**K+1)*RACAH(LS,2,LANG,3,LL,K)*RACAH(LS,2,LANG,3,LR,K)*E(K)
DO 623 NBLSP=1,2
NBS=NBL-NBS
NBS=NBR-NBS
DO 623 NCBSP=1,2
NCS=NCS-NCBSP
NCS=NCL-NCS
623 RD=RD+RED(NS,NBS,NCS,LS,LSL,NBS,NCS)*
* RED(NS,NBS,NCS,LS,LSL,NBL,NCL)
HAM023=HAM023+RD
621 CONTINUE
GOTO 9
5 CONTINUE
C
C NO THREE MINUS PHOTON
C
IF(.NOT.DIAG) RETURN
51 HAM023=II*(II+1)*GMW+EBEN(N+1,NBL+1)+HAM023
* 4*CE2*(NPEMUP-N)*N*CHI*(NPEMUP-N)*(NPEMUP-N-1)/2.
9 RETURN
END

```

G. J. Scholten  
Christiaan Vansteeller Instituut  
c/o Academician 25  
cNU-9747 AA Groningen  
cThe Netherlands  
Tel: 31-50-3633600 (Institute)  
31-50-3633552 (Office)  
FAX: 31-50-3634003  
E-mail: SCHOLTEN@NVI.NL

LIBRARY DIRECTORY  
REVISED 20 JANUARY 1982 : PFC AND CFF INCLUDED  
COLUMN 4 : 1 = NOT CALLED FROM LIBRARY ROUTINE

```
LIBRARY DIRECTORY  
REVISED 20 JANUARY 1982 : PFC AND CFF INCLUDED  
COLUMN 4 : 1 = NOT CALLED FROM LIBRARY ROUTINE
```

SUBROUTINE	CALLS TO	COMMON BLOCKS
COMINI		SPSICM,CFFICM,CFF2CM
COMOUT		SPSICM,CFFICM,CFF2CM
DDAGD	RACARI	SPSICM,CFFICM,CFF2CM
DIAFIT	EIGSYM, SYMCP	SPSICM,CFFICM,CFF2CM
DPD	RACARI, RED	SPSICM,CFFICM,CFF2CM
EIGSYM	TRIDI, SPMGR, VECTOR	SPSICM,CFFICM,CFF2CM
FTICM		
FIC/PIISU	FMVK, MOVLEV	FICMTR,RCSEK
FMVK	VIPD	
FMVK	VIPD	
FMVK	VIPD	
HAM1	RACARI, RED	STAB ,R ,CONTR
HAM2		STAB ,R ,CONTR
INV	DECOM, INVERS, MOVLEV	TROEPL,RI
INVERS	DECOM, FBSUBM	
DECOM		
FBSUBM		
MOVLEV		
FLUTE		RCSEK,CONTR
PROJ	MULT	NR ,MUL ,E
MULT		MUL ,R
MULTPG		
MULTPG		
PRTFEDR		FEAR ,MUL ,E
PRTFEDR		FEAR ,MUL ,E ,NR
RDCRD		FECSBK,FEAR ,E ,MUL ,NR ,FCONTR,CMT
RDCRD		FECSBK,FEAR ,FCONT ,E ,NR ,MUL ,FCMT
RED		REDMAT
RED		FR ,SQRT
SETUP		
SIMGR		
SRDI	(VIP)	
VECTOR	(VIP)	
VIPD/VIPDA		
XRPX		

```
1X COMINI  
SUBROUTINE COMINI (NSI)  
COMMON/SPSICM/ISTBS(150),NBD(150),LD(150),NSEN(150),NDL(150)  
COMMON/SPSICM/ISTBS2(150)  
COMMON / CFFICM / IDAU(1000),LI(1000),CFFI(1000)  
COMMON / CFF2CM / IDAU2(1500),L2(1500),CFF2(1500),LIM(1500)  
1 BOSCH VERSION :  
COMMON/SPSICM/ISTBS(280),NBD(280),LD(280),NSEN(280),NDL(280)  
COMMON / CFFICM / IDAU(2910),LI(2910),CFFI(2910)  
COMMON / CFF2CM / IDAU2(6380),L2(6380),CFF2(6380),LIM(6380)  
REWIND 11
```

```
READ(11) NBS, (NBSAS(J), J = 1, NBS)  
IR = NBSAS( NBS )  
READ(11) ( NBD (J), J = 1, IR )  
READ(11) ( LD (J), J = 1, IR )  
READ(11) ( NSEN (J), J = 1, IR )  
READ(11) ( NDL (J), J = 1, IR )  
DO 201 J = 1, IR  
J1 LD(J) = IABS( LD(J) )  
IR1 = IR + 1  
READ(11) ( ISTBS(J), J = 1, IR1 )  
READ(11) ( ISTBS2(J), J = 1, IR1 )  
IL = ISTBS( IR + 1 )  
READ(11) ( IDAU (J), J = 1, IL )  
READ(11) ( LI (J), J = 1, IL )  
READ(11) ( CFFI (J), J = 1, IL )  
DO 202 J = 1, IL  
J2 L1(J) = IABS( LI(J) )  
IL = ISTBS2( IR + 1 )  
READ(11) ( IDAU2(J), J = 1, IL )  
READ(11) ( L2 (J), J = 1, IL )  
READ(11) ( CFF2 (J), J = 1, IL )  
DO 203 J = 1, IL  
J3 LIM(J) = IABS( LIM(J) )  
DO 204 J = 1, IL  
J4 L2(J) = IABS( L2(J) )  
NBS = NBS - 1  
RETURN  
END
```

```
1X COMOUT  
SUBROUTINE COMOUT (NBD, NCL, NCR)  
COMMON/SPSICM/ISTBS(150),NBD(150),LD(150),NSEN(150),NDL(150)  
COMMON/SPSICM/ISTBS2(150)  
COMMON / CFFICM / IDAU(1000),LI(1000),CFFI(1000)  
COMMON / CFF2CM / IDAU2(1500),L2(1500),CFF2(1500),LIM(1500)  
NBDY1 = NBDY + 1  
WRITE(6,601) NBDY, ( NBSAS(J), J = 1, NBDY1 )  
I = NBSAS( NBDY + 1 )  
WRITE(6,602)  
DO 220 J = 1, I  
20 WRITE(6,603) NBD(J), LD(J), NSEN(J), NDL(J), ISTBS(J), ISTBS2(J)  
...  
IF( ICMW .LE. 1 ) RETURN  
DO 230 J = 1, NBDY  
WRITE(6,604)  
JL = NBSAS( J ) + 1  
JR = NBSAS( J + 1 )  
DO 240 JJ = JL, JR  
KL = ISTBS( JJ ) + 1  
KR = ISTBS2( JJ + 1 )  
WRITE(6,605) JJ, LD(JJ), NSEN(JJ), NDL(JJ)  
DO 240 KK = KL, KR  
WRITE(6,606) IDAU(KK), LI(KK), CFFI(KK)  
40 CONTINUE  
30 CONTINUE  
...  
DO 250 J = 2, NBDY  
WRITE(6,607) J  
JL = NBSAS( J ) + 1  
JR = NBSAS( J + 1 )  
DO 260 JJ = JL, JR  
KL = ISTBS2( JJ ) + 1  
KR = ISTBS2( JJ + 1 )  
WRITE(6,608) JJ, LD(JJ), NSEN(JJ), NDL(JJ)  
DO 260 KK = KL, KR  
WRITE(6,609) IDAU2(KK), L2(KK), CFF2(KK), KK  
60 CONTINUE  
50 CONTINUE  
...  
101 FORMAT( '1' // ' ***** C.F.F. OF 2-BODY....., IL, '-BODY'  
1 STATES ***** // LKX, '***' BASE ADDRESS OF EACH STATE ' /  
2 15X, 101' // )
```

```
602 FORMAT(11X, 'NBDY', L, 'V NCL CFF BASE' /  
1 ' (1) (2)' // )  
603 FORMAT(11X, 'SK, 715 )  
604 FORMAT('1' // ' ***** 1-BODY C.F.P. FOR ', IL, '-BODY ST  
LAZE' // )  
605 FORMAT(// ' ++ STATE = ', I3, ' L = ', I2,  
1 ' V = ', I2, ' NDL = ', I2 / )  
606 FORMAT('1' // ' ***** 2-BODY C.F.P. FOR ', IL, '-BODY ST  
LAZE' // )  
607 FORMAT(// ' STATE = ', I3, ' L(2-BODY) = ', I3,  
1 ' LZ = ', I3, ' CFF2 = ', I3, ' F9.6,  
2 ' MCFP = ', I4 )  
RETURN  
END
```

```
*DECK DDAGD  
FUNCTION DDAGD(J,I,K)  
COMMON/SPSICM/ISTBS(150),NBD(150),LD(150),NSEN(150),NDL(150)  
COMMON/SPSICM/ISTBS2(150)  
COMMON / CFFICM / IDAU(1000),LI(1000),CFFI(1000)  
COMMON/SQRT/SR,SR2(20),SRJK,SRJK(50)  
C CALCULATES <[[D+*]]K/I>  
KIL = ISTBS(J)+1  
KJR = ISTBS(J+1)  
KIL = ISTBS(I)+1  
KIR = ISTBS(I+1)  
LJ=LD(J)  
LI=LD(I)  
X=0  
DO 1 KJ=KIL,KJR  
KJK = KJ  
IF( IDAU(KJK) .LI. IDAU(KIL) ) GOTO 1  
DO 2 KI=KIL,KIR  
C TRY TO FIND RIGHT COMBINATION OF KJ AND KI  
KIK = KI  
IF( IDAU(KIK) .EQ. IDAU(KJK) ) GOTO 3  
2 CONTINUE  
C NOT POSSIBLE TO CONNECT STATES <J/ AND/I> VIA /END<IM/  
GOTO 1  
C COMBINATION OF KJ AND KI FOUND  
3 DO 4 KIM = KIL, KIR  
IF( KJK .GT. KIR ) GOTO 5  
LIM = LI( KJK )  
X = X + RACARI(2,K,LIM,L2,L2) * CFFI(KJK) * CFFI(KIM)  
4 KJK = KJK + 1  
GOTO 5  
5 CONTINUE  
C THE ALL POSSIBLE INTERMEDIATE STATES  
DDAGD=X*NBD(I)*SRJK(K)*SRJK(LI)*SRJK(LI)  
RETURN  
END
```

```
SUBROUTINE DIAFIT(A, X, B, ST, DD, IDM, M, SM, C, D, E, F, G, H, LI)  
ROUTINE TO PERFORM A CHI-SQUARE FIT, USING A METHOD IN WHICH  
THE ERROR MATRIX IS DIAGONALIZED. EIGENVECTORS CORRESPONDING  
TO SMALL RELATIVE EIGENVALUES (GIVEN BY 'SM') ARE NEGLECTED  
IN THE PROCESS  
INPUT : MATRIX A(IDM, IDM)  
VECTOR B(IDM)  
IDM DEFINING DEFINITION  
M NUMBER OF PARAMETERS  
SM SMALLNESS PARAMETER  
OUTPUT: VECTOR X(M) CALCULATED CHANGES  
SCRATCH: ST(IDM, IDM), DD(IDM), C,...,H(IDM), LI(IDM)  
C...H DOUBLE PRECISION  
OLAF SCHOELTEN, W.S.C.L., NOVEMBER 1981  
DIMENSION ST(IDM, IDM)  
DIMENSION A(IDM, IDM), X(IDM), B(IDM), DD(IDM), C(IDM), D(IDM),  
E(IDM), F(IDM), G(IDM), H(IDM), F(IDM), G(IDM), H(IDM), LI(IDM)  
DIMENSION E(IDM), F(IDM), F(IDM), G(IDM), H(IDM), LI(IDM)  
EXTERNAL SINGR
```

```
C AX=B  
C D*S*X=S*B  
C X=ST*(S*B/D)  
WRITE(2,201)  
201 FORMAT(' ERROR MATRIX ')  
DO 5 I=1,M  
WRITE(2,200) I, (A(I,J), J=1, I)  
6 CONTINUE  
ITER=2  
CALL EIGSYM(M, IDM, -M, A, DD, ST, C, D, E, F, G, H, LI, ITER)  
SMALL=0.  
DO 5 I=1,M  
SMALL=SMALL+DD(I)**2  
5 CONTINUE  
SMALL=ABS(SM)*SQRT(SMALL/M)  
WRITE(2,202) SMALL, (DD(I), I=1,M)  
202 FORMAT(' SMALLNESS CRITERION: ', F10.4, /  
4 ' EIGENVALUES: ', /, 6(11X, 12F10.5) / )  
200 FORMAT(5X, 12, 4X, 12F10.5, 5(11X, 12F10.5) / )  
203 FORMAT(' EIGENVECTORS : '  
C Invert the eigenvalue in order to construct (A^-1)  
DO 2 J=1,M  
WRITE(2,200) I, (ST(J,I), I=1,M)  
Y=0.  
IF(ABS(DD(J)) .GT. SMALL) Y=1./DD(J)  
DD(J)=Y  
2 CONTINUE  
IF(SM .LT. 0.) RETURN  
ENTRY DIAFIT2(A, X, B, ST, DD, IDM, M, SM, C, D, E, F, G, H, LI)  
C Solve X=(A^-1) * B  
C (A^-1) is calculated as ST * DD * (ST^-1)  
C where ST are the eigenvectors of A, and DD^-1 the eigenvalues.  
C A = (ST^-1) * (DD^-1) * ST  
DO 7 J=1,M  
Y=0.  
DO 1 I=1,M  
1 Y=Y+ST(I,J)*B(I)  
C(J)=Y*DD(J)  
7 CONTINUE  
DO 4 I=1,M  
Y=0.  
DO 3 J=1,M  
3 Y=Y+ST(I,J)*C(J)  
4 X(I)=Y  
204 FORMAT(' PROPOSED CHANGES : '/11X, 12F10.5)  
RETURN  
END
```

```
*DECK DPD  
FUNCTION DPD(N, NBL, NCL, IL, NBR, NCR, LR, LC)  
C  
C DPD=<N,NBL,NCL,LL/[(D+*D)]LC/N,NBR,NCR,LR>  
C /SQRT(2*LC+1)  
C  
C  
C  
DPD=0.  
NS=N-1  
DO 1 LSR=1,5  
LS=LR+LSR-3  
LSE=LS-LL+3  
IF(LSE.LT.1) GOTO 1  
IF(LSE.GT.5) GOTO 2  
RD=0.  
DO 3 NBRSP=1,2  
NBR=NBR-1  
NBS=NBR-NBR  
NBL=NBL-NBS  
DO 3 NCRSP=1,2  
NCR=NCR-NCRSP  
NCS=NCR-NCRS  
NCL=NCL-NCS  
RD=RD+RED(NCS, NBS, NCS, LS, LSR, NBR, NCRS) *
```

```

*      FED (NS, NBS, MCS, LS, LSL, NELS, NELS)
3 CONTINUE
DPO=DDO+DDO*FACARI(LL,LC,LS,2,ER,2)
1 CONTINUE
2 CONTINUE
RETURN
END
SUBROUTINE EIGSYM(NM,LP,MV,R,ROOT,EIGV,A,S,W,Q,WF,WM,LIG,NIER)
D.S. AUGUST 1988 : precision improved
Note : in eigv space should be reserved upto EIGV(LP+1,NEIG+1)
with NEIG=ABS(MV)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION R(LP,2), EIGV(LP,1), ROOT(1), A(2), B(2), W(1), Q(1)
DIMENSION WF(1), WM(1), LIG(1)
REAL*4 R, ROOT, EIGV
IF(NM-2) L1, L2, L1
1 CALL EIGDI(LP,WM,R,A,B,W,Q,Q)
2 B(1)=0.
NEIG=ABS(MV)
CALL SYMTR(A,B,WM,EIGV(1,NEIG),W,MV,ROOT)
98t eigvectors
IF(NEIG.EQ.0) GOTO 14
ITER=1
IF((NIER.GE.0) .AND. (NIER.LE.3)) ITER=NIER
DO 11 I=1,NEIG
NUMBER=NM-NEIG+I+1
CALL VECTOR(A,B,WM,LP,R,EIGV(1,I),Q,W,WM,LIG,
+ NUMBER,EIGV(1,I),EIGV(1,NEIG),ITER)
11 CONTINUE
GO TO 14
special treatment for 2x2 matrix
12 A(1)=R(1,1)
A(2)=R(2,2)
B(2)=R(1,2)
GO TO 2
special treatment for 1x1 matrix
13 A(1)=R(1,1)
B(1)=0.
ROOT(1)=A(1)
EIGV(1,1)=1.
14 RETURN
END
SUBROUTINE FITMR(AL,FC,S,MFIT,COEF,BEST,BEN,WEIGHT,
+ Q,FV,FW,W,Q,AE,PASTCH,TEK,FLAG1,FLAG2,FD,FDL,MFIT)
LOGICAL LOG1,FLAG1,FLAG2,GET
REAL*8 DE,DE
INTEGER AL,FB
DIMENSION R(30),FC(30),BEN(30),FV(6,30),AE(30)
+ ,TEK(6),COEF(6),BEST(6),Q(6,6)
+ ,Q(6),W(6),PASTCH(6),ST(6,6),DD(6),DG(6),DE(6)
+ ,FE(30)
+ ,WEIGHT(30)
COMMON / FCNTR / FDF,FDL,FMD,CFM,CFM,PT(6)
DATA FDF/899./
FLAG1=.FALSE.
FLAG2=.FALSE.
FD=FD/AL
FDT=SQRT(FD/AL)
WRITE(2,50) FD,FDT
50 FORMAT(//,' DEVIATION =',F8.4,' CHI =',F8.4)
WRITE(*,*) FDT
NFIT < 0 : ITERATION IS STARTED
NFIT = 0 : FIRST RUN FOR CALC. OF DERIVATIVES
NFIT > 0 : CALC. DERIVATIVE IN THIS DIRECTION
R CONTAINS COMPUTED ENERGIES
IF(NFIT) 68,53,52
CHECK ON IMPROVEMENT
68 IF(FDT.GT.FDL) GOTO 75
CALL MOVLEV(F,FC,AL)
CHECK ON REAL IMPROVEMENT
IF((FDT-FDL).LT.FDM*FDT) GOTO 77
FDT=FDL
GOTO 400
53 FDL=FDT
CALL MOVLEV(F,FC,AL)
500 WRITE(2,459) (TEK(I),I=1,6), (COEF(I),I=1,6)
459 FORMAT(//,' START COMPUTATION OF DERIVATIVES' /
+ ' SK' CHANGES OF '6(SX,FB.5)/10X' IN '3K.6(SX,FB.5)')
NFIT=0
GOTO 51
52 IF(FDT.GE.FDL) GOTO 59
KEEP BEST VALUE
FDTB=FDT
CALL MOVLEV(COEF,BEST,MFIT)
CALL MOVLEV(F,BEN,AL)
59 CONTINUE
CHANGE PARAMETER BACK
COEF(NFIT)=COEF(NFIT)-TEK(NFIT)
CHECK FOR NOT TOO BIG CHANGES
FD=FDT/(FDTB-FDT)
IF(FD.GE.1.1) GOTO 87
CHANGE IN PARAMETER CHANGED CHISQ TOO DRASTIC
DO 54 I=1,AL
54 FV(NFIT,I)=R(I)-FC(I)
IF(NFIT.EQ.NFIT) GOTO 60
51 NFIT=NFIT+1
COEF(NFIT)=COEF(NFIT)+TEK(NFIT)
GOTO 71
87 TEK(NFIT)=TEK(NFIT)/(FD*.2)
COEF(NFIT)=COEF(NFIT)+TEK(NFIT)
GOTO 71
INVULLEN VAN MATRIX O VOOR FIT
60 DO 62 I=1,MFIT
DO 62 J=1,MFIT
Q(I,J)=0.
DO 62 K=1,AL
62 Q(I,J)=Q(I,J)+FV(I,K)*FV(J,K)*WEIGHT(K)
DO 55 I=1,MFIT
DO 55 J=1,MFIT
55 Q(I,I)=Q(I,I)+1.
WRITE(2,460)
460 FORMAT(//,' CHANGE OF ENERGIES BY CHANGING PARAMETERS BY FT ')
DO 65 J=1,MFIT
66 WRITE(2,65) (FV(J,I),I=1,AL)
CALL DIAPIT(O,Q,W,ST,DD,6,MFIT,FMD,R,E(15),AE,AE(15),DG,DE,QQ)
OUTPUT
400 WRITE(2,461)
461 FORMAT(//,' NORMALISED WEIGHT FACTORS ')
WRITE(2,65) (WEIGHT(I),I=1,AL)
468 FORMAT(2(2X,16IS,/) /)
WRITE(2,462)
462 FORMAT(' ENERGIES TO BE COMPUTED')
WRITE(2,463)
463 FORMAT(//,' LAST COMPUTED FIT TO THESE ENERGIES ')
WRITE(2,65) (FC(I),I=1,AL)
65 FORMAT(//,'2(5X,16F8.4,/) /)
INVULLEN VAN W . CHANGE Q : O*Q=W
DO 67 K=1,AL
67 W(K)=0.
DO 63 I=1,AL

```

```

AE(I)=FE(I)-FC(I)
DO 63 J=1,MFIT
63 W(J)=W(J)+AE(I)*FV(J,I)*WEIGHT(I)
WRITE(2,464)
464 FORMAT(//,' DIFFERENCE OF THESE VALUES ')
WRITE(2,65) (AE(I),I=1,AL)
CALL DIAPIT(O,Q,W,ST,DD,6,MFIT,FMD,R,E(15),AE,AE(15),DG,DE,QQ)
TEST FOR NOT TOO LARGE COMPUTED CHANGES
RCM=CFM*CFM
DO 85 I=1,MFIT
RQ=ABS(Q(I))
IF(RQ.GT.RCM) RCM=RQ
85 CONTINUE
FC=CFM/RCM
SCALE DOWN
DO 86 I=1,MFIT
86 Q(I)=RQ*Q(I)
OUTPUT
WRITE(2,480) RQ
480 FORMAT(10X,' FACTOR =',F8.5)
WRITE(2,465)
465 FORMAT(//,' CHANGE IN THE PARAMETERS TO BE MULTIPLIED BY FT ')
WRITE(2,65) (Q(I),I=1,MFIT)
WRITE(2,466)
466 FORMAT(//,' ARRAY FT ')
WRITE(2,65) (TEK(I),I=1,MFIT)
BEREKENEN VAN DE NIEUWE COEFF
DO 64 I=1,MFIT
PASTCH(I)=Q(I)*TEK(I)
64 COEF(I)=COEF(I)-Q(I)*TEK(I)
PASTCH ARE LAST CHANGES MADE IN THE VARIABLES
NFIT=99
GOTO 71
CHECK WHETHER THERE SHOULD BE STOPPED
CHISQ HAS NOT REALLY IMPROVED
THIS TIME IS WORSE
CHANGE PARAMETERS BACK TO OLD VALUE
75 DO 78 J=1,MFIT
78 COEF(J)=COEF(J)-PASTCH(J)
FDT=FDL
GOTO 76
THIS FDT IS BETTER THEN THE ONE BEFORE
77 FDT=FDT
76 CALL MOVLEV(PASTCH,TEK,MFIT)
LOG1=.TRUE.
CHECK WHETHER THERE SHOULD BE STOPPED
DO 79 J=1,MFIT
IF(ABS(PASTCH(J)).LE.ABS(FDM*COEF(J))) GOTO 84
83 LOG1=.FALSE.
GOTO 82
84 TEK(J)=FDM*COEF(J)
82 IF(ABS(TEK(J)).LE.0.001) TEK(J)=.001
79 CONTINUE
IF(LOG1) GOTO 57
IF(FDTB.GE.FDT) GOTO 500
TAKE BEST
510 FDT=FDTB
FDL=FDTB
CALL MOVLEV(BEST,COEF,MFIT)
CALL MOVLEV(BEN,FC,AL)
GOTO 500
71 FLAG1=.TRUE.
57 FLAG2=.TRUE.
RETURN
END
SUBROUTINE FIC(ENERGY,INDICST,COEF,IAI,IAM,*,*)
LOGICAL LOG1
REAL*8 DG,DE
INTEGER AL,EDM,FB,ED,FB00
DIMENSION ENERGY(INDICST)
+ ,R(30),FC(30),BEN(30),FV(6,30),WEIGHT(30),FE(30),AE(30),FB(21,2)
+ ,TEK(6),COEF(6),BEST(6),Q(6,6),Q(6),W(6),PASTCH(6)
+ ,IAE(30),ST(6,6),DD(6),DG(6),DE(6)
COMMON / FCNTR / FDF,FDL,FMD,CFM,CFM,PT(6)
COMMON / FCNTR / FDF,FDL,FMD,CFM,CFM,PT(6)
COMMON / FCNTR / FDF,FDL,FMD,CFM,CFM,PT(6)
FDT=0.0
FDT=0.0
DO 44 I=IAI,IAM
IM=FB(IA,I)
IF(IM.LE.1) GOTO 44
FB00=FBEN(IA,1,1)-1
DO 45 I=1,IM
L=FB(IA,2)+I
DEL=FE(L)-ENERGY(FB00+I)
R(L)=ENERGY(FB00+I)
IAE(L)=IA-1
FD=FD+DEL
FDT=FDT+DEL**2*WEIGHT(L)
45 CONTINUE
44 CONTINUE
**FIT *** FIT *** FIT *** FIT *** FIT *** FIT *** FIT ***
FD=FD/AL
FDT=SQRT(FD/AL)
WRITE(2,50) FD,FDT
50 FORMAT(//,' DEVIATION =',F8.4,' CHI =',F8.4)
NFIT < 0 : ITERATION IS STARTED
NFIT = 0 : FIRST RUN FOR CALC. OF DERIVATIVES
NFIT > 0 : CALC. DERIVATIVE IN THIS DIRECTION
R CONTAINS COMPUTED ENERGIES
IF(NFIT) 68,53,52
CHECK ON IMPROVEMENT
68 IF(FDT.GT.FDL) GOTO 75
CALL MOVLEV(F,FC,AL)
CHECK ON REAL IMPROVEMENT
IF((FDT-FDL).LT.FDM*FDT) GOTO 77
FDT=FDL
GOTO 400
53 FDL=FDT
CALL MOVLEV(F,FC,AL)
500 WRITE(2,459) (TEK(I),I=1,6), (COEF(I),I=1,6)
459 FORMAT(//,' START COMPUTATION OF DERIVATIVES' /
+ ' SK' CHANGES OF '6(SX,FB.5)/10X' IN '3K.6(SX,FB.5)')
NFIT=0
GOTO 51
52 IF(FDT.GE.FDL) GOTO 59
KEEP BEST VALUE
FDTB=FDT
CALL MOVLEV(COEF,BEST,MFIT)
CALL MOVLEV(F,BEN,AL)
59 CONTINUE
CHANGE PARAMETER BACK
COEF(NFIT)=COEF(NFIT)-TEK(NFIT)
CHECK FOR NOT TOO BIG CHANGES
FD=FDT/(FDTB-FDT)
IF(FD.GE.1.1) GOTO 87
CHANGE IN PARAMETER CHANGED CHISQ TOO DRASTIC
DO 54 I=1,AL
54 FV(NFIT,I)=R(I)-FC(I)
IF(NFIT.EQ.NFIT) GOTO 60
51 NFIT=NFIT+1
COEF(NFIT)=COEF(NFIT)+TEK(NFIT)
GOTO 71
87 TEK(NFIT)=TEK(NFIT)/(FD*.2)
COEF(NFIT)=COEF(NFIT)+TEK(NFIT)
GOTO 71
INVULLEN VAN MATRIX O VOOR FIT
60 DO 62 I=1,MFIT
DO 62 J=1,MFIT
Q(I,J)=0.
DO 62 K=1,AL
62 Q(I,J)=Q(I,J)+FV(I,K)*FV(J,K)*WEIGHT(K)
DO 55 I=1,MFIT
DO 55 J=1,MFIT
55 Q(I,I)=Q(I,I)+1.
WRITE(2,460)
460 FORMAT(//,' CHANGE OF ENERGIES BY CHANGING PARAMETERS BY FT ')
DO 65 J=1,MFIT
66 WRITE(2,65) (FV(J,I),I=1,AL)
CALL DIAPIT(O,Q,W,ST,DD,6,MFIT,FMD,R,E(15),AE,AE(15),DG,DE,QQ)
OUTPUT
400 WRITE(2,461)
461 FORMAT(//,' NORMALISED WEIGHT FACTORS ')
WRITE(2,65) (WEIGHT(I),I=1,AL)
468 FORMAT(2(2X,16IS,/) /)
WRITE(2,462)
462 FORMAT(' ENERGIES TO BE COMPUTED')
WRITE(2,463)
463 FORMAT(//,' LAST COMPUTED FIT TO THESE ENERGIES ')
WRITE(2,65) (FC(I),I=1,AL)
65 FORMAT(//,'2(5X,16F8.4,/) /)
INVULLEN VAN W . CHANGE Q : O*Q=W
DO 67 K=1,AL
67 W(K)=0.
DO 63 I=1,AL

```

```

FD=FDZ/(FDXL*FDF)
IF(FD.GT.1.) GOTO 87
CHANGE IN PARAMETER CHANGED CHISQ TOO DRASTIC
DO 54 I=1,AL
FV(MFIT,I)=H(I)-FC(I)
IF(MFIT.EQ.MFIT) GOTO 60
NFIT=NFIT+1
COEF(NFIT)=COEF(NFIT)+TEK(NFIT)
GOTO 71

TEK(NFIT)=TEK(NFIT)/(FD*2.)
COEF(NFIT)=COEF(NFIT)+TEK(NFIT)
GOTO 71

INVULLEN VAN MATRIX O VOOR FIT
DO 62 I=1,MFIT
DO 62 J=1,MFIT
O(I,J)=0.
DO 62 K=1,AL
O(I,J)=O(I,J)+FV(I,K)*FV(J,K)*WEIGHT(K)
DO 55 I=1,MFIT
DO 55 J=1,MFIT
O(J,I)=O(I,J)
WRITE(2,460)
FORMAT(/,1X,' CHANGE OF ENERGIES BY CHANGING PARAMETERS BY FT ')
DO 66 J=1,MFIT
WRITE(2,65) (FV(J,I),I=1,AL)
CALL DIAPIT(O,Q,W,ST,DD,6,MFIT,FKND,H,H(15),AE,AE(15),DG,DR,Q)
OUTPUT

WRITE(2,461)
FORMAT(/,1X,' NORMALISED WEIGHT FACTORS ')
WRITE(2,65) (WEIGHT(I),I=1,AL)
WRITE(2,468) (AE(I),I=1,AL)
FORMAT(2(2X,1618,/)
WRITE(2,462)
FORMAT(' ENERGIES TO BE COMPUTED')
WRITE(2,65) (FE(I),I=1,AL)
WRITE(2,463)
FORMAT(/,1X,' LAST COMPUTED FIT TO THESE ENERGIES ')
WRITE(2,65) (FC(I),I=1,AL)
FORMAT(/,2(5X,1618,/)
INVULLEN VAN W , CHANGE Q TO Q*W
DO 67 K=1,AL
W(K)=0.
DO 63 I=1,AL
AE(I)=FE(I)-FC(I)
DO 63 J=1,MFIT
W(J)=W(J)+AE(I)*FV(J,I)*WEIGHT(I)
WRITE(2,464)
FORMAT(/,1X,' DIFFERENCE OF THESE VALUES ')
WRITE(2,65) (AE(I),I=1,AL)
CALL DIAPIT(O,Q,W,ST,DD,6,MFIT,FKND,H,H(15),AE,AE(15),DG,DR,Q)
TEST FOR NOT TOO LARGE COMPUTED CHANGES
RCM=CEMAX
DO 85 I=1,MFIT
RQ=ABS(Q(I))
IF(RQ.GT.RCM) RCM=RQ
5 CONTINUE
RQ=CEMAX/RCM
SCALE DOWN
DO 86 I=1,MFIT
Q(I)=RQ*Q(I)
OUTPUT
WRITE(2,460) RQ
FORMAT(10X,'FACTOR='F8.5)
WRITE(2,465)
FORMAT(/,1X,' CHANGE IN THE PARAMETERS TO BE MULTIPLIED BY FT ')
WRITE(2,65) (Q(I),I=1,MFIT)
WRITE(2,466)
FORMAT(/,1X,' ARRAY FT ')
WRITE(2,65) (TEK(I),I=1,MFIT)
BEREKENEN VAN DE NIEUWE COEFF
DO 64 I=1,MFIT
FASTCH(I)=Q(I)*TEK(I)
4 COEF(I)=COEF(I)+Q(I)*TEK(I)
FASTCH ARE LAST CHANGES MADE IN THE VARIABLES
NFIT=99
GOTO 71
CHECK WHETHER THERE SHOULD BE STOPPED
CHISQ HAS NOT REALLY IMPROVED
THIS TIME IS WORSE
CHANGE PARAMETERS BACK TO OLD VALUE
15 DO 78 J=1,MFIT
COEF(J)=COEF(J)-FASTCH(J)
FDZ=FDZ
GOTO 76
THIS FDF IS BETTER THEN THE ONE BEFORE
FDFL=FDT
16 CALL MOVLEV(FASTCH,TEK,MFIT)
LOG1=.TRUE.
CHECK WHETHER THERE SHOULD BE STOPPED
DO 79 J=1,MFIT
IF(ABS(FASTCH(J)).LE.ABS(FDM*COEF(J))) GOTO 84
LOG1=.FALSE.
GOTO 82
14 TEK(J)=FDM*COEF(J)
12 IF(ABS(TEK(J)).LT.0.001) TEK(J)=.001
19 CONTINUE
IF(LOG1) GOTO 57
IF(FDZ.GE.FDT) GOTO 500
TAKE REST
10 FDI=FDZB
FDTL=FDZB
CALL MOVLEV(REST,COEF,MFIT)
CALL MOVLEV(BEV,FC,AL)
GOTO 500

```

```

41 FORCAT(10F8.5)
GOTO 43
42 AL=EDM
DO 49 I=1,6
IF(FE(I).EQ.0) GOTO 49
NFIT=NFIT+1
TEK(NFIT)=FE(I)
49 CONTINUE
NFIT=0
FD=0.
DO 47 K=1,AL
IF(WEIGHT(K).LE.0.) WEIGHT(K)=1./(TE(K)+0.1)
IF(TE(K).EQ.0.) WEIGHT(K)=0.
47 FD=FD+WEIGHT(K)
FD=FD/AL
DO 48 K=1,AL
48 WEIGHT(K)=WEIGHT(K)/FD
RETURN
57 RETURN 2
71 RETURN 1
END
*DECK FPMX
SUBROUTINE FPMX(A,B,C,M,N,MA,MB,MC,K)
DIMENSION A(MA,1),B(MB,1),C(MC,1)
DO 1 I=1,M
DO 1 J=1,K
1 CALL VIFD(A(I,1),MA,B(1,J),L,N,C(I,J))
RETURN
END
*DECK FPMYK
SUBROUTINE FPMYK(A,B,C,M,N,MA,MB,MC,K)
DIMENSION A(MA,1),B(MB,1),C(MC,1)
DO 1 I=1,M
DO 1 J=1,K
1 CALL VIFD(A(I,1),L,B(1,J),L,M,C(I,J))
RETURN
END
*DECK FPMXK
SUBROUTINE FPMXK(A,X,Y,M,N,MA)
DIMENSION A(1),X(1),Y(1)
DO 1 I=1,M
CALL VIFD(A(I),MA,X,1,N,D)
1 Y(I)=0
RETURN
END
*DECK HAMI
SUBROUTINE HAMI(H)
C
C RIGHT SIDE HAS (N+1) PHONONS
C R=GH/S+*S*(D*D)/2/ >
C
C H1=SQRT(0.4)
C
COMMON/STAB/N,NBL,NCL,LL,NFL,NR,NBR,NCR,LR,NPR
COMMON/H/EBAR,C(3),F,G
COMMON/CONTR/NPEMSU,NPEMAX,NBIG(6)
DATA H1/0.63245532/
H=0.
IF(N.GE.2) GOTO 1
H=F*H1*SQRT(FLOAT(NPEMAX-N))
RETURN
1 CONTINUE
L2 HAS N PHONONS
L2FI=LR-1
IF(L2FI.LE.1) L2FI=1
L2FP=LR+3
C
C L1 HAS (N-1) PHONONS
C
L1FI=LL-1
IF(L1FI.LE.1) L1FI=1
L1FP=LL+3
DO 21 L2P=L2FI,L2FP
L2=L2P-1
L2R=L2-L2P+3
DO 22 NBD2P=1,2
NBD2=NBR-NBD2P
DO 22 NBD1=1,2
NCD2=NBC2-NBD2P
NCD2=NCR-NCD2
HNM=0
DO 11 L1P=L1FI,L1FP
L1=L1P-1
L12=L1-L2+3
IF(L12.LE.0) GOTO 11
IF(L12.GT.5) GOTO 22
L1L=L1-L2+3
C=0.
DO 12 NBD1P=1,2
NBD1=NBD1P-1
NBD1=NBL-NBD1
NBD2=NBD2-NBD1
DO 12 NCD1=1,2
NCD1=NBC1-NBD1P
NCD1=NCR-NCD1
NCL1=NCL-NCD1
C=C+RED(N-1,NBL,NCL,LL,LLL,NBD1,NCD1)*RED(N-1,NBL,NCL,LL,L12,NBD1,
4 NCD1)
12 CONTINUE
HAM=HAM+C*HACAM(LL,2,L1,2,L2,2)
11 CONTINUE
22 H=H +HAM*RED(N,NBL,NCL,LL,L2R,NBD2,NCD2)
21 CONTINUE
H=H*SQRT(FLOAT(NPEMAX-N))/(2*LL+1)
RETURN
END
*DECK HAMI
SUBROUTINE HAMI(H)
C
C B=GH/S+*S*(D*D)/2/ >
C STRENGTH IS DETERMINED BY B
C
COMMON/STAB/N,NBL,NCL,LL,NFL,NR,NBR,NCR,LR,NPR
COMMON/CONTR/NPEMSU,NPEMAX,NBIG(6)
COMMON/H/EBAR,C(3),F,G
H=0.
IF(NBL-NBR+1) 24.1,24
1 IF(NCL-NCR) 24.2,24
2 IF(LL-LR) 24.3,24
3 H=2*NBL
H=G*SQRT(0.2*(X+2)*(2*N-X+5)*(NPEMAX-N)*(NPEMAX-1-N))
24 RETURN
END
*DECK INV
SUBROUTINE INV(O,MFIT,FAMD,SPPR)
COMMON/TROEPI/DLK(6),IFR(6),LIG(56)
COMMON/EI/A(6,6),W(6,6),B(6,6)
DIMENSION O(6,6)
EXTERNAL VIFDA
NB=0
H=0
H=MFIT
CALL MOVLEV(O,A,36)
CALL MOVLEV(O,B,36)
21 CALL DECOM(A,6,K,DLK,IFR,DI,VIFDA)
DBT=D1
DO 1 I=1,K
1 DBT=DBT*A(I,I)
SPPR=1
DO 2 I=1,K

```



```
2 SPFR=SPFR*(I,I)
   SPFR=FAKD*SPFR
   WRITE(2,11) N,DET,SPFR
11 FORMAT(/,1X,' N='12,'
   IF(SPF.R.EQ.0.) GOTO 27
   VERR=DET*SPFR
   WRITE(2,200) VERR
200 FORMAT(2S,55X,'VERR =',E12.5)
   IF(N.EQ.0) VERR=VERR
   IF(DET.GE.SPFR.AND.N.EQ.0) GOTO 25
   IF(VERR.LE.VERR) GOTO 45
   VERR=VERR
   ND=N
45 K=MPIT-1
   N=N+1
   IF(N.GT.MPIT) N=NB
   IF(N.EQ.0) GOTO 42
   N=N-1
   IF(N.EQ.0) GOTO 22
   DO 5 I=1,MFIT
   DO 6 J=1,M
   B(I,I)=O(I,I)
   DO 15 J=N,K
   B(I,J)=O(I,J+1)
5 CONTINUE
   DO 7 I=1,K
   DO 7 J=N,K
   B(I,I)=B(J+1,I)
   IF(N.EQ.NB) GOTO 25
   GOTO 23
22 DO 4 I=1,K
   DO 4 J=1,K
   B(I,J)=O(I+1,J+1)
   IF(N.EQ.NB) GOTO 25
23 CALL MOVLEV(B,A,36)
   GOTO 21
42 CALL MOVLEV(O,B,36)
   K=MPIT
25 CALL INVERS(B,6,K,LIG,W,DEL)
   DO 35 I=1,MPIT
   DO 35 J=1,MPIT
35 A(I,J)=0.
   IF(N=1) 26,31,33
31 DO 12 I=2,MPIT
   DO 12 J=2,MPIT
12 A(I,J)=A(I-1,J-1)
   GOTO 33
33 DO 13 I=1,K
   DO 14 J=1,M
   A(I,J)=W(I,I)
   DO 16 J=N,K
   A(I,J+1)=W(I,J)
13 CONTINUE
   NS=MPIT-N
   DO 17 I=1,MPIT
   DO 17 J=1,NS
   JJ=MPIT+1-J
   A(JJ,I)=A(JJ-1,I)
   DO 36 J=1,MPIT
36 A(N,J)=0.
37 CALL MOVLEV(A,O,36)
   GOTO 27
26 CALL MOVLEV(W,O,36)
27 RETURN
   END
DECK INVERS
   SUBROUTINE INVERS(A,NR,N,IFR,B,DI)
   TO FIND THE INVERSE OF A SQUARE MATRIX USING DECOM AND FBSUBM
   DIMENSION A(NR,1),IFR(1),B(NR,1)
   EXTERNAL VIPDA
      THE DECOMPOSITION A=LU
      CALL DECOM(A,NR,N,IFR,DI,VIPDA)
      TEST IF A APPEARS SINGULAR
      IF(DI.EQ.0.) GO TO 20
      SET UP THE IDENTITY MATRIX FOR THE RIGHT
      HAND SIDE
      DO 10 I=1,N
      DO 5 J=1,N
      B(I,J)=0.
      B(I,I)=1.
      FIND THE INVERSE BY FORWARD AND BACKWARD
      SUBSTITUTION
      CALL FBSUBM(A,NR,N,IFR,B,M,VIPDA)
20 RETURN
   END
DECK DECOM
   SUBROUTINE DECOM(A,NR,N,V,IFR,DI,VIPDA)
   TO DECOMPOSE A SQUARE MATRIX INTO LOWER TRIANGULAR AND UPPER
   TRIANGULAR MATRICES
   DIMENSION A(NR,1),V(1),IFR(1)
   XC DATA EPS/16407777777777777777777777777777/
   ZC FOR CDC , DELETE NEXT CARD
   DATA EPS /0.5684E-13/
   ES=8.*EPS
      CALCULATES THE EUCLIDEAN NORM
      DO 5 I=1,N
      Z=0
      CALL VIPDA(A(I,1),NR,A(I,1),NR,N,I)
      IF(Z) 40,40,5
      V(I)=1./SQRT(Z)
      DI=1.
      DO 50 K=1,N
      Z=0.
      KI=K-1
      COMPUTES ELEMENTS OF LOWER TRIANGULAR MATRIX
      DO 25 I=K,M
      Z=A(I,K)
      Y=A(I,KI)
      IF(KI) 22,22,21
      IF(Y) 40,40,5
      CALL VIPDA(A(I,1),NR,A(I,K),I,KI,I)
      Z=A(I,K)-Y
      Y=ABS(Y)
      IF(Y.LE.X) GO TO 25
      X=Y
      Y=1.
25 CONTINUE
   IF(L.EQ.K) GO TO 35
   DI=-DI
      INTERCHANGES THE ROWS
      DO 30 J=1,N
      T=A(I,J)
      A(I,J)=A(L,J)
      A(L,J)=T
30 A(L,J)=Y
   V(L)=V(K)
35 IFR(K)=L
      TESTS IF A APPEARS SINGULAR
      IF(X=0) 40,45,45
      COMPUTES ELEMENTS OF UPPER TRIANGULAR MATRIX
      WITH DIAGONAL ELEMENTS EXCLUDED
      DO 45 I=1,N
      J=K+1
45 IF(J=N) 47,47,50
47 T=A(I,K,J)
      IF(KI) 49,49,48
48 CALL VIPDA(A(K,1),NR,A(I,J),I,KI,I)
49 A(I,J)=T+Y
```

```

      J=J+1
      GO TO 46
50 CONTINUE
      GO TO 55
40 DI=0.
55 RETURN
   END
*DECK FBSUBM
   SUBROUTINE FBSUBM(A,NR,N,IFR,B,M,VIPDA)
   TO SOLVE AX=B HAVING M RIGHT-HAND SIDES USING THE RESULTS FROM
   DECOM BY FORWARD AND BACKWARD SUBSTITUTIONS
   DIMENSION A(NR,1),IFR(1),B(NR,1)
      INTERCHANGES ELEMENTS OF B
      DO 10 I=1,N
      IF(IFR(I)-I) 5,10,5
      DO 9 K=1,M
      B=0(I,K)
      J=IFR(I)
      B(I,K)=B(J,K)
      B(J,K)=0
10 CONTINUE
      SOLVES LX=B BY FORWARD SUBSTITUTION
      DO 25 K=1,M
      B(L,K)=B(L,K)/A(L,1)
      IF(N.EQ.1) GO TO 17
      DO 15 I=2,N
      X=B(I,K)
      CALL VIPDA(A(I,1),NR,B(I,K),I,I-1,X)
      B(I,K)=X/A(I,I)
15 B(I,K)=X/A(I,I)
      SOLVES UX=Y BY BACKWARD SUBSTITUTION
17 I=N
20 K=B(I,K)
   NI=N-I
   IF(NI) 22,22,21
21 II=I-1
   CALL VIPDA(A(I,II),NR,B(I,K),I,NI,K)
22 B(I,K)=K-X
      I=I-1
   IF(I) 25,25,20
25 CONTINUE
   RETURN
   END
*DECK MOVLEV
   SUBROUTINE MOVLEV(A,B,N)
   CDC REPLACES STANDARD CDC ROUTINE
   DIMENSION A(1),B(1)
   DO 1 I=1,N
   B(I)=A(I)
1 CONTINUE
   RETURN
   END
*DECK FLOTE
   SUBROUTINE FLOTE(LPNEV,LMAX,IPM,ENERGY,V,W,Q,IG,LIG,B,FNQ,FMT,RS)
   & ,RW,NBTOT)
   C DIM(IG)=DIM(Q)=2*IAF
   C DIM(W)=2*IAF+6
   INTRINSIC BV,OD,B(5,8),FMQ(19),FMT(36),AL,DO,W(10)
   DIMENSION ENRGY(NBTOT),V(8),IEM,W(IPM),Q(IPM),IG(IPM),LIG(30)
   & ,RM(10)
   COMMON/ECSEB/IECSEB(50,2,2)
   COMMON/CWTR/NPRNSU,NPRMAX,NREIG,LAL,IAF,IPI,IPF,EV
   DATA IBLK/48 /
   C BV=1 IF CALLED FROM ODDPART FROG
   C BV=2 FOR PRINT.
   WRITE(2,200)
200 FORMAT(2I)
   OD=3-EV
   SCALE=1./LPNEV*1.
   N=EV*(IAF-1)+IPF
   M=N+6
   DO 420 IP=1,M
420 W(IP)=99.
      X=EMAX*SCALE
      DO 449 ID=IAL,IAF,OD
      DO 449 IFF=IPI,IPF
      IA=ID/OD+OD-1
      IP=IPF+EV*(ID-1)
      IG(IP)=BASELN. IN ENRGY
      M=IECSEB(IA,1,IPF)
      IG(IP)=M
      Q(IP)=M
      C Q(IP)=M FINAL PLACE IN ENRGY HAVING SAME IP=2*I+1+IPF
      X=IECSEB(IA+1,1,IPF)
      Q(IP)=X
      C FILL IN W(IP) FOR THE FIRST TIME
      IF(K.GT.M) W(IP)=ENERGY(M)
449 CONTINUE
      C INCREMENT IN I=M/2
      M=1
      DO 444 J=1,8
      K=1
      DO 445 IA=IAL,IAF,OD
      DO 445 IFF=IPI,IPF
      IP=EV*(IA-1)+IPF
      SEARCH MINIMAL ENRGY
      IF(W(IP).LE.W(K)) K=IP
444 CONTINUE
      LIG(J)=K
      BO=0
      DO 446 IP=K,N,M
      C FIND BAND BASED UPON ENRGY JUST FOUND
      IF(W(IP).GT.X) GOTO 447
      BO=BO+1
      IG(IP)=IG(IP)+1
      V(J,BO)=W(IP)
      IF(IG(IP).GE.Q(IP)) GOTO 448
      W(IP)=ENERGY(IG(IP))
      GOTO 446
448 W(IP)=99.
446 CONTINUE
      C COUNT NO. OF LEVELS TO BE PLOTTED ABOVE EACH OTHER
447 LIG(20+J)=BO
444 CONTINUE
      FMQ(1)=4B(9X)
      FMQ(13)=4B(1)
      FMQ(36)=4B(1)
      FMT(1)=4B(1X)
      M=N/8V
      DO 430 J=1,8
      IG(J)=LIG(20+J)
      W(J)=V(J,IG(J))
430 CONTINUE
      B=LMAX/LPNEV
      DO 435 K=1,LMAX
      X=X-SCALE
      IF((X-0.000001).GE.N) GOTO 437
436 N=N-1
      FMT(2)=4B2K'M
      FMT(3)=4B2V'
      GOTO 438
437 FMT(2)=4B5K'I
      FMT(3)=4B'I
438 BO=0
      NR=0
      DO 431 J=1,8
      L=0
      FMQ(2*J)=4B14X
      FMQ(2*J+1)=IBLK
      IF(W(J).GE.X) GOTO 433
432 FMT(2)=4B7X'
      FMT(3)=IBLK
      FMT(4)=4B7X'
      FMT(5)=IBLK
      GOTO 431
433 BO=BO+1
```

```
PMI(L)=4RFS.4
PMI(L+1)=4R ('
PMI(L+2)=4R2,2A
PMI(L+3)=4R1,1
AL=(LIG(J)+1)/2*OD-1
IFP=LIG(J)-AL*FV-1+OD
B(1,BO)=AL+IG(J)*M-M
Q(BO)=W(J)
W(BO)=1R+
IF(1R, EQ, 2) W(BO)=1R-
IG(J)=IG(J)-1
IF(IG(J).LE.0) GOTO 439
THIS WAS NOT THE LOWEST MEMBER OF THE BAND
W(J)=V(J,IG(J))
CHECK WHETHER DIFFERENCE (-RM(J)) WOULD BE PRINTED OVER
THE NEXT LOWER LEVEL (=W(J))
IF(W(J).GE.(X-SCALE)) GOTO 431
NR=NR+1
FMQ(2*J)=4RFS.4
FMQ(2*J+1)=4R,6X,
FM(NR)=Q(BO)-W(J)
GOTO 431
39 W(J)=-99.
31 CONTINUE
IF(BO.EQ.0) GOTO 434
WRITE(2,PMI((Q(I),B(1,I),W(I)),I=1,BO)
PMT(1)=4R(1X,
IF(NR.EQ.0) GOTO 435
WRITE(2,FMQ:(RM(I),I=1,NR)
PMT(1)=4R(1X+
GOTO 435
34 WRITE(2,PMT:
PMT(1)=4R(1X,
35 CONTINUE
WRITE(2,442)
42 FORMAT(8+6X,8('I',13('_'))
WRITE(2,299)
99 FORMAT(8S)
RETURN
END
CK PROJ
SUBROUTINE PROJ
COMMON/MP/ED,FRAP,CHN,CLN(3),CRP,CLP(3),NN,NP
COMMON/MUL/EPS,PAIR,ELL,QQ,OC,HEX,MULT,CRQ
COMMON/H/EBAR,C(3),F,G,CHI,CR2
M=(NR*NP)*(NR*NP-1)
QQ=2.*FRAP*NP*FRAP
CRQ=(CHN*CRP)*SQRT(5.)/2.
PAIR=0.
CRS=CRQ*CRQ/5.
CH=CRS-CHN*CRP
C(1)=NR*(NR-1)*CLN(1)/M*NP*(NR-1)*CLP(1)/M- CRQ*Q
C(2)=NR*(NR-1)*CLN(2)/M*NP*(NR-1)*CLP(2)/M+3*CRQ*Q/14.
C(3)=NR*(NR-1)*CLN(3)/M*NP*(NR-1)*CLP(3)/M-2*CRQ*Q/7.
ELL=(C(1)-5*C(2)+84*C(3))/225.
OC=(7*C(2)-2*C(1)+9*ELL)/84.
HEX=7*(C(3)-4*ELL-OC)
EPS=ED*(2-CRS/2.)*QQ-3*ELL-7*OC-9*HEX
CALL MLTP
RETURN
END
SUBROUTINE MLTP
COMMON/H/EBAR,C(3),F,G,CHI,CR2
COMMON/LEBAR/SEDF(30),GBOS(20),CLAM
COMMON/CONTR/M
COMMON/MUL/EPS,PAIR,ELL,QQ,OC,HEX,MULT,CRQ
COMMON/MULS/Q2Q2,Q2SD,Q2DD,Q2DG,Q2GG,
1 Q4Q4,Q4GG,Q4DD,Q4DG,Q4GG,MULTS,EPSS
PAIR=0
QQ=2*Q2Q2*Q2SD**2
CRQ=SQRT(5.)*Q2DD*Q2SD
HEX=0.2*Q4Q4*Q4DD*Q4DD
CALL MLTP
EBAR=EBAR+Q2Q2*(Q2DG**2)
1 +Q4Q4*(-9.*Q4GG**2+1.8*Q4DG**2)
GBOS(1)=EBAR*Q2Q2*-1.5.*Q2SD**2+0.5555556*(Q2DG**2+Q2GG**2)
1 +Q4Q4*(17*F-10.)*Q4GG**2+Q4GG**2+Q4GG**2)
GBOS(2)=Q2Q2*1.49072*Q2DG**2
1 +Q4Q4*(2.683282*Q4DG**2-13.41641*Q4GG**2)
GBOS(3)=-Q2Q2*2.387023*Q2DG**2
1 -Q4Q4*1.272798*Q4DG**2
GBOS(4)=-Q2Q2*4.472136*Q2SD*Q2DG+2.497174*Q2DG**2)
1 -Q4Q4*1.656067*Q4GG**2
GBOS(5)=-Q2Q2*2.08927*Q2DG**2
1 +Q4Q4*2.461565*Q4DG**2
GBOS(6)=-Q2Q2*1.273320*Q2DG**2
1 +Q4Q4*(6.*Q4DD*Q4GG+3.760462*Q4DG**2)
GBOS(7)=-Q2Q2*4.472136*Q2SD*Q2DG+Q4Q4*6.*Q4GG*Q4DG
GBOS(8)=-Q2Q2*4.472136*Q2SD*Q2DG
GBOS(9)=-Q2Q2*4.472136*Q2SD*Q2DG+Q4Q4*6.*Q4GG*Q4DD
GBOS(10)=-Q2Q2*1.277763*Q2SD*Q2DG+Q4Q4*4.494895*Q4DD*Q4DG
GBOS(11)=-Q2Q2*3.380297*Q2DD*Q2DG+Q4Q4*1.285714*Q4DD*Q4DG
RETURN
END
CK MLTP
SUBROUTINE MLTP
COMMON/H/EBAR,C(3),F,G,CHI,CR2
COMMON/MUL/EPS,PAIR,ELL,QQ,OC,HEX,MULT,CRQ
CRS=CRQ*CRQ/5
EBAR=EPS+(CRS/2.-2)*QQ+3*ELL+7*OC+9*HEX
CHI=PAIR
CB2=QQ
C(1)=CRS*QQ+5*PAIR-6*ELL-14*OC+18*HEX
C(2)=8*OC-3*CRS*QQ/14.-3*ELL+36*HEX/7
C(3)=OC+2*CRS*QQ/7.+4*ELL+HEX/7
F=CRQ*Q
G=SQRT(1.25)*QQ-PAIR
RETURN
END
CK MLTPT
SUBROUTINE MLTPT(NAME,IUNIT,NVAR,NPAR,NLP,NLVN,NLBS,NLD2,NLIR)
SUBROUTINE TO INPUT DATA IN NAME LIST FORMAT
ARGUMENTS:
NAME - GROUP NAME IN CHARACTER FORMAT. THERE MUST EXIST
COMMON BLOCK BY THIS NAME INTO WHICH THE DATA IS TO BE PUT.
UNIT - UNIT NUMBER FROM WHICH INPUT DATA IS TO READ.
NVAR - NUMBER OF VARIABLE NAMES IN NAMELIST
NPAR - NUMBER OF PARAMETERS IN NAMELIST
NLP(NPAR) - PARAMETER ARRAY
NLVN(NVAR) - CONTAINS VARIABLE NAMES
NLBS(NVAR) - CONTAINS BASE ADDRESS OF VARIABLES IN NLP
NLD2(NVAR) - SECOND DIMENSION IN ARRAY SPEC IF APPLICABLE
NLIR(NVAR) - NEG: LOGICAL, ZERO: INTEGER, POS: REAL
CHARACTER*6 NLVN(NVAR)
DIMENSION NLP(NPAR),NLBS(NVAR),NLD2(NVAR),NLIR(NVAR)
CHARACTER*6 NAME
CHARACTER*80 LINE
BYTE VDATA(6),CHR
DIMENSION ID(4),IPL(2),IFR(2),IC(3)
LOGICAL*4 I4
INTEGER*4 I4
```

```
REAL*4 R4
EQUIVALENCE(L4,I4,R4)
C
C--INITIALIZE FOR INPUT
IEND=1 !IF WE A TERMINATING $ HAS BEEN DETECTED
C--READ IN A NEW LINE
10 CONTINUE
READ(IUNIT,800,ERR=905,END=910) NC,LINE
FORMAT(Q,A80)
IN=1 !LOCATION OF BEGINNING OF VARIABLE NAME
NI=0 !RESET BEGINNING OF DATA LIST
IF(IEND.EQ.0) GO TO 20
C--CHECK FOR A LEADING $
IF(LINE(2:2).NE.'$') GO TO 10
C--LOCATE GROUP NAME DELIMITER (SPACE)
NI=INDEX(LINE(2:8),' ')
IF(NI.EQ.0) GO TO 920
C--CHECK IF CORRECT GROUP NAME
IF(LINE(3:NI).NE.NAME) GO TO 10
NI=NI+1
IF(NI.EQ.NC-1 .AND. LINE(NC:NC).EQ.'$') GO TO 2000
C--INITIALIZE FOR SCAN OF DATA ITEMS
IEND=0
IN2=0 !LOCATION OF END OF VARIABLE NAME
NR=0 !CURRENT OFFSET IN COMMON BLOCK
ND=0 !NUMBER OF DIMENSIONS OF INPUT ARRAY
C--DEBLANK DATA ITEMS
20 CONTINUE
NI=0
DO 25 I=NI+1,NC
IF(LINE(I:I).EQ.' ') GO TO 25
NI=NI+1
LINE(N2:N2)=LINE(I:I)
25 CONTINUE
C--SET UP TO SCAN LINE FOR NEXT DATA ITEM
NC=N2 !LOCATION OF END OF LINE
30 CONTINUE
IF(IEND.NE.0) GO TO 2000
IF(IN1.GT.NC) GO TO 10
IF(I1)=0 !LOCATION OF LEFT PARENTHESIS OF ARRAY INDICES
IF(L2)=0 !LOCATION OF LEFT PARENTHESIS OF COMPLEX VALUE
IF(R1)=0 !LOCATION OF RIGHT PARENTHESIS OF ARRAY INDICES
IF(R2)=0 !LOCATION OF RIGHT PARENTHESIS OF COMPLEX VALUE
IE=0 !LOCATION OF EQUAL SIGN
IF=0 !NUMBER OF PAIRS OF PARENTHESIS
IPC=0 !IF WE INSIDE OF PARENTHESIS
IC=0 !LOCATION OF COMMA IN COMPLEX VALUE
II=0 !LOCATION OF INPUT VALUE TERMINATOR
I1V=0 !LOCATION OF BEGINNING OF DATA VALUE
I1V2=0 !LOCATION OF END OF DATA VALUE
IA=0 !LOCATION OF ASTERISK IN REPEATED VALUE
IR=0 !NUMBER OF TIMES TO REPEAT REPEATED VALUE
40 CONTINUE
C--CHECK FOR "*" ("," AND "-" ,"", "6" OUTSIDE OF PARENTHESIS
DO 80 I=INI,NC
CHR=ICHR(LINE(I:I))
C--RIGHT PARENTHESIS
IF(CHR.NE.I) GO TO 50
IPC=IPC-1
IF(IPC.NE.0) GO TO 970
IFR(IFR)=I
GO TO 80
C--SKIP IF INSIDE PARENTHESIS
50 CONTINUE
IF(IPC.NE.0) GO TO 80
C--LEFT PARENTHESIS
IF(CHR.NE.I) GO TO 60
IPC=IPC+1
IF(IP.EQ.IE+1) GO TO 970
IF=IF+1
IFL(IF)=I
GO TO 80
C--CHECK FOR EQUAL SIGN
60 CONTINUE
IF(CHR.NE.I) GO TO 70
IF(IE.NE.0) GO TO 975
IE=I
NI=0
NR=0
GO TO 80
C--CHECK FOR COMMA
70 CONTINUE
IF(CHR.EQ.I) GO TO 95
C--CHECK FOR DOLLAR SIGN
IF(CHR.EQ.$) GO TO 90
80 CONTINUE
WRITE(2,866)
866 FORMAT(' NO LINE TERMINATOR , KOMMA ASSIGNED')
GO TO 95
90 CONTINUE
IF(IN1.EQ.NC) GO TO 2000
IEND=IEND-1
95 CONTINUE
IL=I
C--CHECK FOR EQUAL SIGN
IF(IE.NE.0) GO TO 110
C--NO EQUAL SIGN SO MUST BE REPEATED ARRAY VALUE
IF(IFR.EQ.2) GO TO 970
NR=NR+1
IFL(2)=IFL(1)
IFR(2)=IFR(1)
IFL(1)=0
IFR(1)=0
GO TO 150
C--EQUAL SIGN PRESENT, SO NEW SPECIFICATION
110 CONTINUE
IF(LINE(1:IE).EQ.0) GO TO 125
C--ARRAY INDICES PRESENT, SO LOOK FOR COMMAS
IC1=IFL(1)+1
115 CONTINUE
IC2=INDEX(LINE(IC1:IFR(1))',')
ND=ND+1
IF(IC2.EQ.0) GO TO 120
C--DECODE SIZE OF NEXT DIMENSION
M=IC2-1
IC2=IC2+IC1-1
DECODE(N,801,LINE(IC1:IC2-1),ERR=935) ID(ND)
801 FORMAT(I10)
IC1=IC2+1
GO TO 115
C--DECODE SIZE OF LAST DIMENSION
120 CONTINUE
N=IFR(1)-IC1
DECODE(N,801,LINE(IC1:IFR(1)-1),ERR=935) ID(ND)
IN2=IFL(1)-1
GO TO 130
C--NO ARRAY INDICES PRESENT, SO SET END OF NAME POINTER
125 CONTINUE
IN2=IE-1
C--CHECK VARIABLE NAME AND GET VARIABLE SPECS
130 CONTINUE
DO 131 NVAR=1,NVAR
IF(LINE(IN1:IN2).EQ.NLVN(NVAR)) GOTO 132
131 CONTINUE
GOTO 940 !VARIABLE NOT FOUND
132 CONTINUE
IBAS=NLBS(NVAR)
IF(ND.EQ.0) GO TO 150
C--CALCULATE ARRAY SIZE AND OFFSET INTO ARRAY
NA=ID(1)-1
IF(ND.EQ.1) GOTO 150
NA=NA+NLD2(NVAR)*ID(2)-1
GO TO 150
C--NO INPUT ARRAY INDICES SPECIFIED
```

```

50 CONTINUE
   IV1=I-1
   IF (I.EQ.0) IV1=I-1
   IV2=I-1
   SCAN VALUE FOR AN ASTERISK
   IA=INDEX(LINE(IV1:IV2),'*')
   IF (IA.EQ.0) GO TO 200
   ASTERISK PRESENT, SO FIND REPEAT COUNT
   N=IA-1
   IA=IV1+N
   DECODE(M,813,LINE(IV1:IA-1),ERR=950) IR
   IV1=IR+1
   GO TO 200
DECODE INPUT VALUE
00 CONTINUE
   N=IV2-IV1+1
   IF (N.LT.1) 300,320,330
LOGICAL LONGWORD
08 CONTINUE
   DECODE(M,811,LINE(IV1:IV2),ERR=950) I4
11 FORMAT(I4)
   GO TO 400
DECIMAL LONGWORD
20 CONTINUE
   DECODE(M,813,LINE(IV1:IV2),ERR=950) I4
13 FORMAT(I10)
   GO TO 400
FLOATING LONGWORD
30 CONTINUE
   DECODE(M,816,LINE(IV1:IV2),ERR=950) R4
16 FORMAT(F10.0)
   GO TO 400
STORE THE DATA
09 CONTINUE
   IF (I.EQ.0) GO TO 420
REPEATED VALUE DECODED, SO STORE
   DO 410 I=NA,NA+I-1
   NLP(I,AS+I)=I4
10 CONTINUE
   GO TO 430
20 CONTINUE
   NLP(I,AS+NA)=I4
30 CONTINUE
   INL=IL+1
   GO TO 30

ERROR RETURNS

ERROR READING INPUT FILE
05 CONTINUE
   WRITE(2,851)
51 FORMAT(' ERROR READING NAME LIST INPUT RECORD')
   GO TO 1000
END OF FILE READ READING INPUT FILE
10 CONTINUE
   WRITE(2,852)
52 FORMAT(' NAMELIST NOT FOUND OR NO TERMINATING $ SIGN')
   GO TO 1000
GROUP NAME MUST BE LESS THAN 7 CHARACTERS
20 CONTINUE
   WRITE(2,854)
54 FORMAT(' NAME LIST GROUP NAME TOO LONG')
   GO TO 1000
NO EQUAL SIGN IN INPUT DATA ITEM
30 CONTINUE
   WRITE(2,856)
56 FORMAT(' NO EQUAL SIGN IN NAME LIST INPUT DATA ITEM')
   GO TO 1000
ERROR DECODING ARRAY INDEX
35 CONTINUE
   WRITE(2,857)
57 FORMAT(' ERROR DECODING NAME LIST ARRAY INDEX')

   GO TO 1000
VARIABLE NAME NOT FOUND IN NAME LIST
40 CONTINUE
   WRITE(2,858)
58 FORMAT(' NAME LIST VARIABLE NAME NOT FOUND')
   GO TO 1000
ERROR DECODING DATA VALUE
50 CONTINUE
   WRITE(2,860)
60 FORMAT(' ERROR DECODING NAME LIST DATA VALUE')
   GO TO 1000
PARENTHESIS ERROR ON INPUT DATA
70 CONTINUE
   WRITE(2,864)
64 FORMAT(' NAME LIST INPUT DATA PARENTHESIS ERROR')
   GO TO 1000
TOO MANY EQUAL SIGNS IN INPUT DATA
75 CONTINUE
   WRITE(2,865)
65 FORMAT(' TOO MANY EQUAL SIGNS IN NAME LIST INPUT DATA')
   GO TO 1000
COMMON RETURN
100 CONTINUE
   WRITE(2,870) NAME// ' //LINE(1,NC)
70 FORMAT(1X,A)
RETURN
CONTINUE
RETURN
END

```

```

END
*DECK FRTPHDR
SUBROUTINE FRTPHDR(IPR,NPMSU,NPMAK,COMMENT)
LOGICAL MULT,NPLOG,PRINT,PRDNTV
INTEGER COMMENT(10),P
COMMON/PEAR/ MPART,IPPAR(5,3),ILEV,
& BFG,CHI,BVE,BFM,BFT,VSQ(5),BPM(5),PEN(5),
C----- POSITION 1,2,3,4,5,6-10,11-15,16-20,
& BFM(15),BETA(15),PSS(5),PDD(5),PDI(15),PDS(15),
C----- POSITION 21-35,36-50,51-55,56-60,61-75,76-90,
& PDD(4,15),BETAD(15),BPMJ(5),BFG,BPE1,BPE2
C----- POSITION 91-150,151-165
COMMON/REBAR,C(3),P,G,CHI,CHI2
COMMON/NP/ED,RKAP,CEN,CLM(3),CRP,CLP(3),NN,NP,NPLOG
COMMON/MUL/EPS,FAIR,ELL,QQ,OCT,REX,MULT,CHQ
IPAGE=1
IF (IPR.LT.0) IPAGE=0
WRITE(2,200) IPAGE, (COMMENT(I),I=1,10)
200 FORMAT(1X,10X,10A4)
WRITE(2,201)
201 FORMAT(/7X,'----- ODD PARTICLE(S) -----'//
& 10X,'K 2J PEN VSQ')
DO 1 I=1,MPART
IP=4
IF (IPAR(I,2).EQ.2) IP=8
WRITE(2,202) I,IPAR(I,1),IP,PEN(I),VSQ(I)
202 FORMAT(10X,I1,I4,A1,2X,F7.3,3X,F6.4)
1 CONTINUE
C
WRITE(2,240) ILEV
240 FORMAT(/7X,'== BOSON - FERMION COUPLING =='//
& 10X,'YOUR CHOICE : ILEV = 'I2)
IF (ILEV.EQ.0) GOTO 30
WRITE(2,203) BFG,CHI,BPE,BFT,BVE1,BPE2,BFM
203 FORMAT(/10X,'BFG='F8.4,' CHI='F7.3//
& 10X,'BPE='F8.4,' BVE1='F7.4,' BPE2='F8.4,
& 10X,'BFT='F7.4)
IF (ILEV.LX.4) GOTO 10
IF (IPR.LE.0) GOTO 40
IP=MOD(IPR,10)
IF (IP.EQ.0) GOTO 40
WRITE(2,204)
204 FORMAT(/10X,'---- DERIVED VALUES ----')
GOTO 20
C
10 CONTINUE
   K=MPART*(MPART+1)/2
   WRITE(2,206) (BETA(I),I=1,K)
206 FORMAT(/5X,'BETA='15(F7.4,E,1)
   WRITE(2,306) (BETAD(I),I=1,K)
306 FORMAT(/5X,'BETAD='15(F7.4,1X)
   WRITE(2,207) (BPM(I),I=1,K)
207 FORMAT(/5X,'BPM='15(F7.4,E,1)
   WRITE(2,208) (BPMJ(I),I=1,MPART)
208 FORMAT(/5X,'BPMJ='5(F7.4,E,1)
   IF (IPR.LE.1) GOTO 40
C
30 CONTINUE
   WRITE(2,209) (PSS(I),I=1,MPART)
209 FORMAT(/5X,13(2X-1)/,10X,'PSS =',5(F8.4,E,1)
   WRITE(2,299) (PDD(I),I=1,MPART)
299 FORMAT(/5X,'PDD='5(F8.4,E,1)
C-----
211 FORMAT(/22X,6F9.4)
1 CONTINUE
   N=MPART*(MPART+1)/2
   WRITE(2,310) (PDI(I),I=1,N)
310 FORMAT(/5X,'PDI='15(F8.4,1)
   WRITE(2,311) (PDS(I),I=1,N)
311 FORMAT(3X,'PDS='15(F8.4,1)
   IF (MPART.EQ.5) GO TO 300
WRITE(2,212) (I,I=1,N)
212 FORMAT(/15X,'N',3X,'=',3X,10(12,6X),1)
WRITE(2,213) (((I,[J]),J=1,I),I=1,MPART)
213 FORMAT(23X,10(11,' ',11,5X),1)
DO 2 I=1,4
   WRITE(2,214) L,(PDD(L,I),I=1,N)
214 FORMAT(10X,'PDD('I',N)='10(F8.4,1)
2 CONTINUE
   GO TO 40
300 CONTINUE
   WRITE(2,232) (I,I=1,15)
232 FORMAT(/5X,'N',3X,'=',3X,15(12,6X),1)
WRITE(2,233) (((I,[J]),J=1,I),I=1,5)
233 FORMAT(13X,15(11,' ',11,5X),1)
DO 5 I=1,4
   WRITE(2,234) L,(PDD(L,I),I=1,N)
234 FORMAT(' PDD('I',N)='15(F8.4,1)
5 CONTINUE
C
40 CONTINUE
   WRITE(2,220)
220 FORMAT(/7X,'----- CORE PARAMETERS -----')
   WRITE(2,221) NPMAK,NPMSU
221 FORMAT(/10X,'TOTAL NUMBER OF BOSONS =',I2
& /10X,'TRUNCATION AT ND =',I2)
C
IF (.NOT.NPLOG) GOTO 50
WRITE(2,222) NP,CEN,(CLM(I),I=1,3),NP,CRP,(CLP(I),I=1,3),ED,RKAP
222 FORMAT(/10X,'PROJECTION FROM :'/
& 12X,'NN='I2', CHN='F5.2', CLM='3(F5.2,E,1)
& 12X,'NP='I2', CRP='F5.2', CLP='3(F5.2,E,1)
& /15X,'ED='F5.3', RKAP='F7.4)
GOTO 70
50 IF (.NOT.MUL) GOTO 50
WRITE(2,223) EPS,FAIR,ELL,QQ,OCT,REX,CHQ
223 FORMAT(/10X,'MULTIPLE EXPANSION :'/
& 12X,'EPS='F7.4', FAIR='F7.4', ELL='F7.4/
& 12X,'QQ='F7.4', OCT='F7.4', REX='F7.4/
& 12X,'CHQ='F7.4)
GOTO 70
60 WRITE(2,224) REBAR,P,G,(C(I),I=1,3),CHI,CHI2
224 FORMAT(/10X,'REBAR='F7.4', P='F7.4', G='F7.4/
& 10X,'C =',3(F7.4,' ')/
& 10X,'CHI =',F7.4', CHI2 =',F7.4)
70 CONTINUE
   WRITE(2,231) IPAGE
231 FORMAT(2X,40(8=)/I1)
RETURN
END
*DECK RDCRD
SUBROUTINE RDCRD(ICHT,IRD)
DIMENSION ICHNT(10),IRD(10)
DATA ICHNT/
WRITE(2,200) IRD
200 FORMAT(1X,9X,'PROGRAM ',10A4,
& 10X,'VERSION ',10A4,
& 10X,5(4E****),' INPUT CARD IMAGES ',10(4E****))
READ(5,100,END=3) IRD
DO 1 I=1,10
1 ICHNT(I)=IRD(I)
2 WRITE(1,100) IRD
WRITE(2,201) IRD
READ(5,100,END=3) IRD
CDC
   IF (EOP(5)) 3,2
GOTO 2
3 REWIND 1

```



```

WRITE(2,202)
00 FORMAT(20A4)
01 FORMAT(10X,20A4)
02 FORMAT(1,10X,20(4X****))
IRD(3)=N2M
IRD(12)=N2M
CALL DATE(IRD)
CALL TIME(IRD(10))
WRITE(2,203) (IRD(I),I=1,3), (IRD(I),I=10,11)
03 FORMAT(10X,'RUN ON -'2A4,A1', STARTED AT -'2A4)
RETURN
END
CK RDPT
SUBROUTINE RDPT(IG,IA,IFP,LED,MV,IER,MVR,STATE,ENERG,EIG)
LOGICAL SDEQSF,MULT,SDEQ
INTEGER STATE(4,IED),SCR,COMNT
DIMENSION ENERGS(IED),EIG(IED,MV)
COMMON/ ICSBK / ICSBK(50,2,2)
COMMON/ FPAR / FPAR(21),SDEQ
COMMON/ R / COEL(8)
COMMON/ MUL / COMUL(6),MULT,CHQ
COMMON/ NP / CONP(6),NN,NP
COMMON/ FCONTR / IAI,IAM,IFPI,IPFM,SDEQSF,NPRMSU,
& NPMAX,NEIG
COMMON/ CMT / ZERGEN,COMNT(10)
REWIND(IG)
IER=0
IF(IA.LE.0) GOTO 100
1 READ(IG) IAR,IFPR,IEDR,MVR
IF(IAR.LE.0) GOTO 30
IF(IAR.NE.IA) GOTO 10
IF(IFPR.NE.IFP) GOTO 10
IF(IEDR.NE.IED) GOTO 20
MVR=MIND(MV,MVR)
READ(IG) ((STATE(I,J),I=1,4),J=1,IED)
READ(IG) (ENERG(J),J=1,IED)
READ(IG) ((EIG(J,I),J=1,IED),I=1,MVR)
RETURN
10 READ(IG) SCR
READ(IG) SCR
READ(IG) SCR
GOTO 1
20 IER=1
RETURN
30 IER=2
RETURN
100 READ(IG) IAR
IF(IAR.LE.0) GOTO 110
READ(IG) SCR
READ(IG) SCR
READ(IG) SCR
GOTO 100
110 READ(IG) ICSBK
READ(IG) NPRMSU,NPMAX,NEIG,IAI,IAM,IFPI,IPFM,IEDR
READ(IG) ZERGEN,COMNT
READ(IG) COEL,COMUL,MULT,CHQ,CONP,NN,NP,FPARM,SDEQSF
SDEQ=SDEQSF
RETURN
END
ECK RDIN
SUBROUTINE RDIN(IG,LIN,IQBS,ISTN,ISTP,VECI,
& NDUPT,NDUPN,NDUPR,ENERG,IEK,NH2,NH3,ICOMNT)
REAL*8 VECI
DIMENSION ENERGS(30,9),ICOMNT(25),IEK(30,6),NDUPT(30),NDUPN(30)
DIMENSION IQBS(20),ISTN(1500),ISTP(1500),VECI(1500,9),NDUPR(30)
IEK(LP,1)=NST
IEK(LP,2)=NKC
IEK(LP,3)=N2M
IEK(LP,4)=SUM(NST)
IEK(LP,5)=SUM(NST*NEIG)
IEK(LP,6)=SUM(NKC)
DATA IMAX/26/
REWIND IG
INITIALISATION
LI=1
NKC=1
NST=1
N2M=1
FIRST RECORD
4 READ(IG,END=99) I,J,K,L,M,N
IF(LI.NE.-1) GOTO 1
NH2=M
NH3=N
CHECK FOR STOP
1 CONTINUE
1 IF(EOF(IG)) 99,123
123 CONTINUE
IF(I.LT.G.OR.L.LT.II.OR.L.GE.LMAX) GOTO 99
LI=LI+1
CHECK WHETHER RIGHT L-VALUE IS FOUND
IF(L.NE.LIN) GOTO 999
NDUPT(L)=I
NDUPN(L)=J
NDUPR(L)=N
SECOND RECORD
READ(IG) ICOMNT
THIRD RECORD
READ(IG) NKC,(IQBS(I),I=1,NKC)
FOURTH RECORD
READ(IG) NST,(ISTN(I),I=1,NST),(ISTP(I),I=1,NST)
SKIP FIFTH TILL EIGHTH RECORD
READ(IG) I
READ(IG) J
READ(IG) M
READ(IG) N
NINTH RECORD
NEIG=0
2 READ(IG) K,E
IF(K.LE.0) GOTO 3
TENTH RECORD
NEIG=NEIG+1
IF(NEIG.GT.9) GOTO 5
READ(IG) (VECI(I,NEIG),I=1,NST)
ENERG(L,NEIG)=E
GOTO 2
5 READ(IG) E
GOTO 2
3 RETURN
----- INITIALISATION RUN
999 READ(IG) ICOMNT
READ(IG) NKC
READ(IG) NST
READ(IG) I
READ(IG) J
READ(IG) M
READ(IG) N
NEIG=0
992 READ(IG) K
IF(K.LE.0) GOTO 993
READ(IG) E
NEIG=NEIG+1
GOTO 992
993 IF(LIN.GT.0) GOTO 4
IF(NEIG.GT.9) NEIG=9
IEK(L,1)=NST
IEK(L,2)=NKC
IEK(L,3)=NEIG
IEK(L,4)=NST
IEK(L,5)=N2M
IEK(L,6)=NKC

```

```

NKC=NKC+NKC
NST=NST+NST
N2M=N2M+N2M
GOTO 4
C NEGATIVE NUMBER IN FIRST RECORD
99 CONTINUE
RETURN
END
*DECK RDPT
SUBROUTINE RDPT(IG,IA,IED,MV,IER,STATE,ROOT,EIG)
INTEGER STATE,COMNT,SCR
LOGICAL NZAG,MULT
DIMENSION STATE(5,IED),ROOT(IED),EIGV(IED,MV)
COMMON/ ICSBK / ICSBK(50,2,2)
COMMON/ FPAR / FPAR(MPART,IPPAR(5,3),ILEV,ALLPAR(17))
COMMON/ PCOMT / ICNT(7)
COMMON/ R / AM(9)
COMMON/ NP / ANP(10),NN,NP,NVLOG
COMMON/ MUL / AMUL(6),MULT,CHQ
COMMON/ PCMT / ZERGEN,COMNT(10)
C IER=2 1 PROPER J VALUE NOT FOUND
C LTD=2*J*IFF
C IFF=1 POS PARITY , IFF=2 NEG PARITY
C R E W I N D I O
C IER=0
IF(LTD.LE.0) GOTO 100
1 READ(IG) LTD
IF(LTD.LE.0) GOTO 30
IF(IEDR.NE.IED) GOTO 10
IF(IFPR.NE.IFP) GOTO 10
IF(IEDR.NE.IED) GOTO 20
MVR=MIND(MV,MVR)
READ(IG) ((STATE(I,J),I=1,5),J=1,IED)
READ(IG) (ROOT(J),J=1,IED)
READ(IG) (EIGV(J,I),J=1,IED),I=1,MV)
RETURN
10 READ(IG) SCR
READ(IG) SCR
READ(IG) SCR
GOTO 1
20 IER=1
RETURN
30 IER=2
RETURN
C SET UP PHASE
100 READ(IG) ICSBK
IF(LTD.LE.0) GOTO 110
READ(IG) SCR
READ(IG) SCR
READ(IG) SCR
GOTO 100
110 READ(IG) ICSBK
READ(IG) ICNT,MPART,IPPAR
READ(IG) ZERGEN,ILEV,ALLPAR,COMNT
READ(IG) AM,AMUL,MULT,CHQ,ANP,NN,NP,NVLOG
RETURN
END
*DECK READRED
SUBROUTINE READRED(NM,IDGS,IDB,IDIB,REDGS,BETFAC,IBDEL)
C READ CFP FROM TAPES
C THESE SHOULD BE WRITTEN WITH PROGRAM 'CPGEN'
C DIMENSION REDGS(IDGS,5),BETFAC(IDB,2),IBDEL(2,IDB)
C DATA AND,AIDGS,AIDB,AIDIB/4END ,4RIDGS,4RIDB ,4RIDIB/
R E W I N D 3
READ(3) NM,ICDGS,ICDB,ICDIB
IF(NM.EQ.NMC) GOTO 1
WRITE(2,8) AND
GOTO 9
1 IF(IDGS.EQ.IDGSC) GOTO 2
WRITE(2,8) AIDGS
GOTO 9
2 IF(IDB.EQ.IDBC) GOTO 3
WRITE(2,8) AIDB
GOTO 9
3 IF(IDIB.EQ.IDIBC) GOTO 4
WRITE(2,8) AIDIB
GOTO 9
4 READ(3) REDGS,BETFAC,IBDEL
READ(3) G
RETURN
9 CONTINUE
8 FORMAT(10X'/// ERROR /// CFP=3 READ IN WITH DIFFERENT 'A4)
WRITE(2,10) NM,ICDGS,ICDIB,ICDIB,NM,IDGS,IDB,IDIB
10 FORMAT(10X'ON TAPES=FILE ; NM='12' IDGS='14' IDB='13' IDIB='11, /
& 10X'IN PROGRAM ;'416)
STOP
END
*DECK RED
FUNCTION RED(NM,NB,NC,L,LD,NBD,NCD)
C RED=CNB+1,NB+NBD,NC+NCD,LPR/D+/ND,NB,NC,LD ; LD=L-LPR+3
C LD NEED TO LIE BETWEEN 1 AND 5 NO CHECK IS MADE ON THIS
C VALUE RETURNED ONLY NON ZERO IF :
C NBD=0 OR 1 AND NBD+NCD=0 OR 1
C AND K,NP<=L,LP<=2*K,2*NP ; K=ND-2*NB-3*NC
C COMMON/REDMAT/REDGS(378,5),BETFAC(56,2),IBDEL(2,5)
C16 BOSCHS
C COMMON/REDMAT/REDGS(546,5),BETFAC(72,2),IBDEL(2,6)
C COMMON / SAND / PHEN(17,9)
RED=0
LPR=L+3-LD
IF(ND.LT.0) GOTO 999
IF(NB.LT.0) GOTO 999
IF(NBD) 999,100,101
101 IF(NBD-1) 999,200,999
100 CONTINUE
C DIFFERENCE IN NBETA=(ND-SENICRITY)/2 EQUAL TO 0
C IF(NC.LT.0) GOTO 999
IF(NCD) 999,110,111
111 IF(NCD-1) 999,120,999
110 CONTINUE
CND=0
C ND3=ND-2*NB-3*NC
IF(ND3) 999,112,112
112 IF(L.LT.ND3) GOTO 999
IF(L.GT.2*ND3) GOTO 999
K=ND/2
RED=BETFAC(NB+1+(K+1)*(ND-K),L)
K=ND3*(ND3-1)/2+1+L+IBDEL(1,NC+1)
RED=RED*REDGS(K,LD)
RETURN
120 CONTINUE
CND=1
NC = N2M
C ND3=ND-2*NB-3*NC-2
IF(ND3) 999,122,122
122 IF(IFPR.LT.ND3) GOTO 999
IF(IFPR.GT.2*ND3) GOTO 999

```

```

K=ND/2
RED=RETFAC(NB+1+(K+1)*(ND-K),1)
NCP=NC+1
K=ND/2*(ND-1)/2+1+LPR+INDEL(2,NCP)
RED=RED+REDGS(K,LD)
RETURN

10 CONTINUE
NBO=1

IF(NCD) 211,210,999
11 IF(NCD+1) 999,220,999

10 CONTINUE
NCD=0

IF(NC.LT.0) GOTO 999
ND3=ND-2*NB-3*NC-1
IF(ND3) 999,212,212
12 IF(LPR.LI.ND3) GOTO 999
IF(LPR.GT.2*ND3) GOTO 999
K=ND/2
RED=RETFAC(NB+1+(K+1)*(ND-K),2)*(-1)**(L+LPR)
K=ND/2*(ND-1)/2+1+LPR+INDEL(2,NC+1)
RED=RED+REDGS(K,6-LD)
RETURN

20 CONTINUE
CND=-1
NC=MAX

IF(NC.LT.1) GOTO 999
ND3=ND-2*NB-3*NC
IF(ND3) 999,221,222
22 IF(LI.ND3) GOTO 999
IF(LI.GT.2*ND3) GOTO 999
NCM=NC-1
IF(NCM) 999,221,221

21 CONTINUE
K=ND/2
RED=RETFAC(NB+1+(K+1)*(ND-K),2)*(-1)**(L+LPR)
K=ND/2*(ND-1)/2+1+L+INDEL(2,NC)
RED=RED+REDGS(K,6-LD)
RETURN

99 RED=0.
RETURN
END

CK SETUP
SUBROUTINE SETUP
COMMON/PH/PHASE0,PHASE(1)
COMMON/SQRT/SR0,SR(20),SRJ0,SRJ(50)
PHASE0=1.
PHASE(1)=1.
SR0=0.
SRJ0=1.
DO 1 I=1,20
1 SR(I)=SQRT(FLOAT(I))
DO 2 I=1,50
2 SRJ(I)=SQRT(FLOAT(2*I+1))
RETURN
END

CK SIMQR
SUBROUTINE SIMQR(A,B,N,W,E,MV,ROOT)
!S. AUGUST 1988 : precision improved
! contains on return the ordered eigenvalues in double precision
! ROOT contains on return the ordered eigenval. in single precision
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION A(1),B(1),W(1),E(1),ROOT(1)
REAL*4 ROOT
ILIN = 1000
PREC3=1.D-15

ONE=1.000
BASE=2.00
SOV=BASE**50
SQRT2=SQRT(2.00)
N1=N-1

*****
GET EIGENVALUES OF TRIDIAGONAL FORM BY KAHN-VARAR Q-R METHOD
*****

TOL = PREC3/(10.*FLOAT(N))
EMAX = 0.
TMAX = 0.
W(N+1) = 0.
DO 300 I = 1,N
E(I)=A(I)
EMAX = MAX(EMAX,ABS(B(I)))
100 TMAX = MAX(EMAX,ABS(A(I))),TMAX)
SCALE = ONE
IF (EMAX.EQ.0.) GO TO 460
DO 310 I = 1,ILIN
IF (SCALE*EMAX.GT.SOV) GO TO 320
310 SCALE = SCALE*BASE
320 DO 330 I = 1,N
E(I) = A(I)*SCALE
W(I) = (B(I)*SCALE)**2
330 CONTINUE
DELTA = TMAX*SCALE*TOL
EPS = DELTA**2
K = N
Start iteration
350 I = K
IF (L.LE.0) GO TO 460
LI = L - 1
DO 360 I = 1,LI
KI = K
K = K - 1
IF (W(KL).LT.EPS) GO TO 380
360 CONTINUE
380 IF (HL.NE.L) GO TO 400
W(L) = 0.
GO TO 350
400 I = E(L) - E(LI)
X = W(L)
S = SQRT(X)
F = 0.500*F
IF (ABS(F).GT.DELTA) S = (X/F)/(ONE+SQRT(ONE+X/F**2))
E1 = E(L) + S
E2 = E(LI) - S
IF (KL.NE.LI) GO TO 430
E(L) = E1
E(LI) = E2
W(LI) = 0.
GO TO 350
430 RANBDA = E1
IF (ABS(F).LT.DELTA.AND.ABS(E2).LT.ABS(E1)) RANBDA = E2
S = 0.
C = ONE
GG = E(KI)-RANBDA
GO TO 450
440 C = F/T
S = X/T
X = GG
GG = C*(E(KI)-RANBDA) - S*X
E(K) = (X-GG) + E(KI)
450 IF (ABS(GG).LT.DELTA) GG = GG + SIGN(C*DELTA,GG)
F = GG**2/C
K = KI
KI = K + 1
X = W(KI)
T = X + F
W(K) = S*T

```

```

IF (K.LI.L) GO TO 440
E(K) = GG + RANBDA
GO TO 350
C rescale energies
460 DO 470 I = 1,N
470 E(I) = E(I)/SCALE
C order eigenvalues, array E
DO 510 I=2,N
N1=I-1
DO 502 K=L,N1
IF(E(I)-E(K))/502,502,504
502 CONTINUE
GO TO 510
504 K=E(I)
M4=K-N1
DO 506 J=K,N1
M4=M4-J
506 E(M4+1)=E(M4)
E(K)=K
510 CONTINUE
N4=N
J=N4
K=1
DO 5 I=1,N4
IF(ABS(E(K))-ABS(E(J)))3,3,4
3 W(I)=E(J)
J=J-1
GO TO 5
4 W(I)=E(K)
K=K+1
5 CONTINUE
C reverse order eigenvalues if mv<0
IF (ISIGN(1,MV))6,9,9
6 DO 7 I=1,N4
7 E(I)=W(I)
DO 8 I=1,N4
8 W(I)=E(N4-I+1)
9 CONTINUE
DO 90 I=1,N4
ROOT(I)=W(I)
90 CONTINUE
C Shift energies to end of space for eigenvectors, remember
C then on call W=SIGW(L,NEIG) !!!
NEIG=ABS(MV)
DO 91 I=NEIG,1,-1
W(N4-NEIG+I+1)=W(I)
91 CONTINUE
RETURN
END

*DECK TRIDI
SUBROUTINE TRIDI(LP,NM,R,A,B,W,Q(1),P(1))
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION R(LP,1),A(1),B(1),W(1),Q(1),P(1)
REAL*4 R
ONE=1.000
W(NM+1)=0.
Q(NM+1)=0.
NM=NM-2
DO 1 I=1,NM
1 A(I)=R(I,1)
DO 16 IR=1,NM
W(IR)=0.
S=0.
IRR=IR+1
DO 3 I=IRR,NM
3 S=S+R(I,IR)*R(I,IR)
S=SQRT(S)
W(IR+1)=R(IR+1,IR)+S*SIGN(1.,R(IR+1,IR))
IRR=IR+2
DO 4 I=IRR,NM
4 W(I)=R(I,IR)
ZOKR=S**5*ABS(R(IR+1,IR))

IF(ZOKR)5,14,5
5 DO 10 I=IR,NM
*****
D=0.
DO 7 J=IR,I
7 D=D+R(I,J)*W(J)
*****
IF(I-NM)8,10,10
8 JK=I+1
*****
DO 9 J=IR,NM
9 D=D+R(J,I)*W(J)
*****
10 P(I)=D/ZOKR
FAK=0.
DO 11 I=IR,NM
11 FAK=FAK+W(I)*P(I)
FAK=FAK**50/ZOKR
DO 12 I=IR,NM
12 Q(I)=P(I)-FAK*W(I)
IRR=IR+1
DO 13 J=I,NM
DO 13 J=I,NM
13 R(J,I)=R(J,I)-W(I)*Q(J)-W(J)*Q(I)
GO TO 15
14 B(IR+1)=0.
15 X=A(IR)
A(IR)=R(IR,IR)
R(IR,IR)=X
B(IR+1)=-S*SIGN(1.,R(IR+1,IR))
16 R(IR+1,IR)=W(IR+1)
X=A(NM-1)
A(NM-1)=R(NM-1,NM-1)
R(NM-1,NM-1)=X
X=A(NM)
A(NM)=R(NM,NM)
R(NM,NM)=X
B(NM)=R(NM,NM-1)
RETURN
END

*DECK VECTOR
SUBROUTINE VECTOR(A,B,NM,LP,R,VEC,U,V,W,RM,LIG)
C O.S. AUGUST 1988 : precision improved
C NUMBER, VCC, ENERGIES, ITER
C NOTE: in the next-1 and next call the array ENERGIES will
C be overwritten.
C solves: Q=B(I)*VCC(I-1)+A(I)-E)*VCC(I)+B(I+1)*VCC(I+1)
C with B=ENERGIES(NUMBER)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION R(LP,1),A(1),B(2),U(1),V(1),VEC(1),W(1),RM(1),LIG(1)
REAL*4 R,VEC
DATA SCALE /1.0D-15/
E=ENERGIES(NUMBER)
NM=NM-1
P=A(1)-E
Q=B(2)
B(NM+1)=0.
B(NM)=1.
DO 1 LIS(I)=1
DO 6 I=1,NM
IF(ABS(B(I+1))-ABS(P))2,3,5
2 U(I)=P
V(I)=0
W(I)=0.
RM(I+1)=B(I+1)/P
P=A(I+1)-E-RM(I+1)*Q
Q=B(I+2)
GO TO 6
3 IF(ABS(P)-SCALE)4,5,5
4 P=SCALE
5
C REVISED(T09826) TO PROVIDE THE RIGHT BRANCH

```

```

GO TO 2
5 U(I)=B(I+1)
  V(I)=A(I+1)-E
  W(I)=B(I+2)
  RM(I+1)=R/U(I)
  P=Q-RM(I+1)*V(I)
  Q=-RM(I+1)*W(I)
  LIG(I)=-1
6 IF(ABS(P).LT.SMALL) P=SMALL

  W(NM+1)=0.
  W(NM)=0.
  V(NM)=0.
  U(NM)=P
  IF(ABS(U(NM))-SMALL)7,8,8
7 U(NM)=SMALL
8 NM=NM-1
  VCC(NM)=1.00/U(NM)
  VCC(NM+1)=0.
  VCC(NM+2)=0.
  X=VCC(NM)*VCC(NM)
  DO 9 J=2,NM
    I=NM-J+1
    VCC(I)=(1.00-VCC(I+1)*V(I)-VCC(I+2)*W(I))/U(I)
  9 X=VCC(I)*VCC(I)*X
renormalize
  X=1.00/SQRT(X)
  DO 10 I=1,NM
10 VCC(I)=VCC(I)*X
  NJ=-ITEP
  nj<0 to obtain better precision
  the number of iteration steps is 1-nj with nj<=0
11 NJ=NJ+1
  DO 12 I=2,NM
    IF(LIG(I-1))12,12,13
12 VE=VCC(I-1)
    VCC(I-1)=VCC(I)
    VCC(I)=VE
13 VCC(I)=VCC(I)-PM(I)*VCC(I-1)
reiterate eigenvalues for improved precision
  VCC(NM)=VCC(NM)/U(NM)
  X=VCC(NM)*VCC(NM)
  DO 14 J=2,NM
    I=NM-J+1
    VCC(I)=(VCC(I)-VCC(I+1)*V(I)-VCC(I+2)*W(I))/U(I)
14 X=VCC(I)*VCC(I)*X
renormalize
  X=1.00/SQRT(X)
  DO 15 I=1,NM
15 VCC(I)=VCC(I)*X
  IF(NJ-1)11,16,16

16 NM=NM-2
When two eigenvalues are degenerate VCC(I0) and VCC(I0+1) are
equal to zero and there is an arbitrary sign for VCC(I) , I>I0
ISR I=0
ISR DO I=2,NM
ISR X=B(I)*VCC(I-1)+(A(I)-E)*VCC(I)
ISR U(I)=X
ISR X=ABS(X)/I+1)*VCC(I+1)
ISR IF(X.GT.I) I=X
ISR ENDDO
ISR WRITE(2,*) 'X', (U(I), I=2,NM)
ISR WRITE(2,*) 'I', I
DO 20 IS=1,NM
  I=NM-IS
  NT=I-1
  FAK=0.
  *****
DO 17 J=NT,NM
17 FAK=FAK-VCC(J)*R(J,I)
  *****
  Z=B(NT)*R(NT,I)
  IF(Z)18,20,18
18 FAK=FAK/Z
DO 19 J=NT,NM
19 VCC(J)=VCC(J)-FAK*R(J,I)
20 CONTINUE
  X=0.
renormalize
DO 21 I=1,NM
21 X=X+VCC(I)*VCC(I)
  X=SQRT(X)
DO 22 I=1,NM
22 VCC(I)=VCC(I)/X
RETURN
END
*CK VIF
SUBROUTINE VIFD(A, INCA, B, INCB, N, C)
  DIMENSION A(INCA,1), B(INCB,1)
  C=0.0
  ENIRE VIFD(A, INCA, B, INCB, N, C)
DO 1 I=1, N
  C=C+A(1,I)*B(1,I)
RETURN
END
*CK XPLX
SUBROUTINE XPLX(LEN, IWD)
  THIS FORTRAN ROUTINE REPLACES THE FOLLOWING
  COMMENTED COMPASS DECK , WHICH REQUESTS
  DYNAMICAL ALLOCATABLE CM-MEMORY ON
  C.D.C. COMPUTERS
  IF(IWD.EQ.0) RETURN
  WRITE(2,200) LEN
  *00 FORMAT(11X, 'ARRAY SPACE IN USE =', I6)
RETURN
END

```

```

*DECK QDDA
LOGICAL FIT,MULT,NPLOG,IDA
INTEGER FITWIE,EVOD,P,FLQT,COMMENT
DIMENSION U(5),V(5),RIT(15),ANP(10),AMUL(6),AH(8),IREAD(20)
DIMENSION COEF(6),ALLPAR(173),ENERGY(1)
DIMENSION XYZ(60000)
COMMON/TEXT/PRINT,PRINTV,P,COMMENT(10),IPR,IND
COMMON/DISTR/SP(5),DEL,FEFR,FERN,OMEGA
COMMON/ECSBK/TECSBK(50,2,2)
COMMON/HAMO/HEM(15,8),GAM
COMMON/EPAR/ MPART,IPPAR(5,3),ILEV,
      BFO,CHI,BFE,BFM,BFT,VSQ(5),BPMJ(5),PEN(5),
C----- POSITION 1,2,3,4,5,6-10,11-15,16-20,
      BFOJ(15),BETA(15),ESS(5),FDD(5),FSD(15),FDS(15),
C----- POSITION 21-35,36-50,51-55,56-60,61-75,76-90,
      FDD(4,15),BETAD(15),BFOJ(5),BFOJ(5),BFE1,BFE2,
C----- POSITION 91-150,151-165
COMMON/CONTR/NPMSU,NPBMX,NEIG,IAL,IAM,IPPI,IPFM,EVOD
COMMON/R/EBAR,C(3),F,G,CHI,CE2
COMMON / NP / ED,EPAP,CHN,CLN(3),CEP,CLP(3),NN,NP,NPLOG
COMMON / MUL / EPS,PAIR,ELL,QQ,OCT,HEX,MULT,CEQ
COMMON/REMAX/REDS(375,5),BETAF(56,2),IDBE(2,5)
COMMON/TCNTR/FDM,PFM,FKD,CBMAX,PT(6),FIT,FITWIE(6)
EQUIVALENCE (BFO,ALLPAR(1)),(AH,EBAR),(AMUL,EPS),(ANP,ED)
EQUIVALENCE (ENERGY,XYZ),(IREAD(1),XYZ(1))
DATA FITWIE/1,2,3,4,6,7/
DATA IREAD/4RDDB,5*4E
      4RDDB,4RMBR,4R,85,7*4E /
DATA IEDM,ED/0,0/
DATA NDM,IDIB,IDB,IDGS/14,5,56,375/
DATA LENMIN,LENMAX/1,600000/
FIT=SQRT(5/4PI)
DATA FIT,EVOD,NEIG/.63078313,1,3/
DATA IAL,IAM,IPPI,IPFM,PRINT,PRINTV,IPR/1,0,1,1,2*.FALSE./0/
DATA COMMENT/10*4E
DATA SPE,DEL,FEFR1,BFE2,FEFR/5*0.,1.,0.,2.,1./
DATA VSQ,BETA,BETAD,BFOJ,BFMJ,BFO,CHI,BFE,BFE1,BFE2,BFM,BFT/62*0./
DATA FIT,FKD,FDM,CBMAX,FDM,PT,COEF*.FALSE..1.,0.1,3.,2.,12*0./
DATA ILEV,IPCUT/4,-1/
DATA FT,COEF/12*0./
DATA EBAR,C,F,G,CHI,CE2/8*0./
DATA EPS,PAIR,ELL,QQ,OCT,HEX,MULT,CEQ/6*0.,.FALSE.,-2.9580339/
DATA CLN,CLP,EPAP,CHN,CEP,ED,NN,NP,NPLOG/10*0.,2*0.,.FALSE./
DATA IPAR,EDM,FDS,FSD,PEM,FEM/5*0,5*1,5*0,105*0./
DATA BFO,BFOJ/6*0./
DATA TDA,OMEGA/.FALSE.,1.00/
DATA U,V/10*0./

DIMENSIONS FOR ARRAYS IN COMMON REDMAY
USED FOR THE COMPUTATION OF REDUCED MAT. ELEMENTS
OF D+
NDM=MAX NUMBER OF PHONONS USED IN THE PROGRAM
IDB=NDM/3+1
IDB=(K+1)*(NDM-K) ; K=NDM/3
IDGS=(K+1)*(NDM*2-NDM+1+3*K*(1-NDM-K)) ; K=NDM/3
THESE DIMENSIONS MUST BE EXACTLY EQUAL TO THOSE IN
COMMON/REDMAY, USED IN MAIN PROG AND SUBROUTINE RED

NAMLIST/INPT/EBAR,C,F,G,IAL,IAM,IPPI,IPFM,IPR
      ,IPPAR,MUL,CHI,CE2,NPBMX,NPMSU,IPCUT
      ,NEIG,IND,ESS,PSD,PS,FDDO,FDD,FEN
      ,EPS,PAIR,ELL,QQ,OCT,HEX,CEQ
      ,ED,EPAP,CHN,CLN,CEP,CLP,NN,NP
      ,ILEV,BFO,CHI,BFE,VSQ,BETA,BETAD,BFOJ,BFMJ,BFM
      ,SPE,DEL,FEFR,BFT,TDA,OMEGA,BFOJ,BFO,BFE1,BFE2

OPEN(UNIT=1,STATUS='SCRATCH')

OPEN(UNIT=2,STATUS='NEW',NAME='OUTPUT')
OPEN(UNIT=3,STATUS='OLD',NAME='TAB3',READONLY,FORM='UNFORMATTED')
OPEN(UNIT=5,STATUS='OLD',NAME='INPUT',READONLY)
OPEN(UNIT=11,STATUS='NEW',NAME='PWA3',FORM='UNFORMATTED')
NPMSU=NDM
NPBMX=NDM
CHI=SQRT(1.75)

READ INPUT

CALL RCRD(COMMENT,IREAD)
READ(1,INPT)

FIND MAXIMAL AND MINIMAL ALLOWED FIELD LENGTH

CALL XREFLX(LENMAX,1)
LEN=LENMAX-LENMIN
IDBMAX=SQRT(81.+LEN)-9

FIT=.FALSE.

NPLOG=NP.GT.0 .AND. NN.GT.0
IF(NPLOG) NPBMX=NN+NP
IF(NPLOG) CALL FROJ
IF(MULT) CALL MULP
IF(ILEV.EQ.-9) ILEV=-9
J=0
DO 101 I=1,5
K=IPPAR(I,1)
IF(K.LE.0) GOTO 102
IF(K.LE.J) GOTO 101
J=K
101 CONTINUE
I=6
102 MPART=I-1
IF(NPBMX.LE.0) NPBMX=NDM
IF(NPMSU.LE.0.OR.NPMSU.GT.NPBMX) NPMSU=NPBMX
IF(NPMSU.GT.NDM) NPMSU=NDM
K=4*NPMSU+1
IF(IAM.EQ.0) IAM=K
IAM=(IAM/2)*2+1
NPBMX=NPBMX+1
CONTINUE

PRODUCE STATES AND CPT'S

CALL READRD(NDM,IDGS,IDB,IDB,REDS,BETAF,ISDEL)

INVULLEN VAN PREEN, USED FOR DIAGONAL MAT. ELEMENTS

ALPHA=(3*(3)+4*(2))/7
GAM=(C(3)-C(2))/14
TBETA=(C(1)-ALPHA-12*GAM)/5
DO 150 N=1,NPBMX
NOTE : N= NO OF PHONONS+1
NBPM=(N+1)/2
PREN(N,1)=(EBAR-6*GAM+ALPHA*(N-2)/2)*(N-1)
PREN(N,1)=PREN(N,1)+CE2*(NPBMX-N)*(N-1)+CHI*(NPBMX-N)*(NPBMX-N)/2.
DO 150 MBP=1,NBPM
PREN(N,MBP)=PREN(N,1)+TBETA*NB*(2*N-2*MBP+1)
150 CONTINUE

IF(.NOT.FIT) GOTO 103

INVEVAL VAN FIT : INLEZEN VAN ENERGIEN

II=IAL/2+1
IN=MINO(IAM/2+1,21)
CALL FITSU(ENERGY,1,COEF,II,IN,471,457)

```

```

C
J=0
DO 49 I=1,6
IF(FIT(1).EQ.0.0) GOTO 49
K=FITWIE(I)
J=J+1
COEF(J)=ALLPAR(K)
49 CONTINUE
71 REWIND 11
J=0
DO 58 I=1,6
IF(FIT(1).EQ.0.0) GOTO 58
K=FITWIE(I)
J=J+1
ALLPAR(K)=COEF(J)
58 CONTINUE
C
103 CONTINUE
C
CHECK THAT VSQ IS BETWEEN BOUNDARIES 0 AND 1
DO 306 K=1,MPART
IF(VSQ(K).LT.0.) VSQ(K)=0.
IF(VSQ(K).GT.1.) VSQ(K)=1.
FK=IPPAR(K,1)/2.
DO 306 I=1,MPART
RI=IPPAR(I,1)/2.
KIK=I*(I-1)/2+K
C----- RIT(KIK)=CK/Y(2)//I in [s,l] coupling
RIT(KIK)=RIT*SQRT(2*FK+1.)+CLEBR(FK,-.5,2.,0.,RI,-.5)
IF(IPPAR(1,2).NE.IPPAR(K,2)) RIT(KIK)=0.0
306 CONTINUE
C
HANDLE INPUT OPTIONS
LEV=MOD(ILEV,10)
LEVI=MOD(ILEV/10,10)
IF(LEVI.GT.0) GOTO 500
385 DO 460 I=1,MPART
V(I)=SQRT(VSQ(I))
460 U(I)=SQRT(1.-VSQ(I))
IF(LEV=5) 383,395,395
383 IF(LEV=3) 381,383,394
381 IF(LEV=1) 300,381,392
C----- LEVI=1
CALCULATE OCCUPATION PROBABILITIES FROM PAIRING
IN : SPE(5),DEL,FEFR,IPPAR
OUT : PEN(5),VSQ(5),EFR
500 CONTINUE
R1=PART(EFR1)-FERN
R2=PART(EFR2)-FERN
502 EFR=(R2*EFR1-R1*EFR2)/(R2-R1)
P=PART(EFR)-FERN
IF(ABS(R1).LT.0.01) GOTO 503
IF(ABS(R1).LT.ABS(R2)) GOTO 501
EFR1=EFR
R1=R
GOTO 502
501 EFR2=EFR
R2=R
GOTO 502
503 CONTINUE
GOTO 385
C----- LEV=5
BFT=BFE/4
USED PARAMETERS : BFE
395 CONTINUE
BFT=BFE/4.
C----- LEV=4
BFM=BFM
USED PARAMETERS : BFM
394 CONTINUE
DO 340 K=1,MPART
BPMJ(K)=BFM
340 CONTINUE
C----- LEV=3
BETA=(UK*VI-VK*UI)*CK/Y(2)//I
NO NORMALISATION
USED PARAMETERS : VSQ
393 CONTINUE
DO 330 K=1,MPART
DO 330 I=K,MPART
KIK=I*(I-1)/2+K
BETA(KIK)=(U(I)*V(K)+U(K)*V(I))* RIT(KIK)
IF(.NOT.TDA) GOTO 330
DENO=(VFN(K)+PEN(I)-OMEGA)
IF(DENO.LT. 0.1) WRITE(2,200) DENO,K,I
200 FORMAT('X*****',DENOMINATOR='FS.4' IN TDA FOR BETA('212,
      ' ) TOO SMALL !')
BETAD(KIK)=BETA(KIK)/DENO
330 CONTINUE
C----- LEV=2
BFOJ=BFQ*(UK*UI-VK*VI)*CK/Y(2)//I
BFJ=BFQ*SQRT(J*(J+1)*(2*J+1)*10/3)
USED PARAMETERS : BFO,VSQ,BFJ
392 CONTINUE
DO 320 K=1,MPART
K=IPPAR(K,1)
BFJ(K)=BFQ*SQRT(K*(K+1)*(K+2)*5./6.)
DO 320 I=K,MPART
KIK=I*(I-1)/2+K
BFQ(KIK)=BFQ*(U(I)*U(K)-V(I)*V(K))*RIT(KIK)
320 CONTINUE
C----- LEV=1
DEFINE QUADRUPOLE AND PAULI FORCE AND CORIOLIS FORCE
USED PARAMETERS : BFE,BFE1,BFE2,CHI,BFMJ,BETA,BFOJ
391 CONTINUE
DO 311 I=1,15
DO 311 L=1,4
DO 312 I=1,MPART
LI2=IPPAR(I,1)
FDDO(I)=BFMJ(I)*SQRT(LI2+1.)
KIK=I*(I+1)/2
FSD(L,KIK)=3*BFJ(I)
312 PSS(I)=0.
DO 301 I=1,MPART
LI2=IPPAR(L,1)
RI=LI2/2.
DO 301 K=1,MPART
LK2=IPPAR(K,1)
RK=LK2/2.
DO 302 J=1,MPART
RJ=IPPAR(J,1)/2.
L=MINO(L,I)
M=MAXO(L,I)
KJ=M*(M-1)/2+L
L=MINO(K,J)
M=MAXO(K,J)
KJ=M*(M-1)/2+L
BSQE=SQRT(5.)*BFE*(BETAD(KIJ)*BETA(KKJ)+
      BETAD(KJK)*BETA(KIJ))
II=0
IF(J.LE.I) II=II+RJ*RI+1
IF(J.LE.K) II=II+RJ*RK
BSQE=BSQE*(-1)**II
BSQT=0.
KIR=K*(K-1)/2+I

```

```
IF(K,NE,I) GOTO 303
IF(ABS(RJ-RK).GT.2.) GOTO 303
BSQT = SQRT(5.) * BFT * (BETAD(KIJ) + BETA(KGJ) +
        BETAD(KJG) + BETA(KLJ))
PDDO(K) = PDDO(K) + (BSQB+BSQT) * 2/SQRT(2*K+1)
303 DO 304 I=1,4
    RL=FLOAT(I)
    RDD(L,KIK) = (BSQB*(-1)**L+BSQT)*(2*RL+1) * RACABR(2.,RL,RJ,RI,2.,RK)
        + FDD(L,KIK)
304 CONTINUE
PDD(2,KIK) = PDD(2,KIK) - 5*CHI*BFQJ(KIK)
PDD(KIK) = SQRT(5.) * BFQJ(KIK)
        - SQRT(5.) * RIT(KIK) * (BF21*U(K)*V(I) + BF22*V(K)*U(I))
PDS(KIK) = SQRT(5.) * BFQJ(KIK)
        - SQRT(5.) * RIT(KIK) * (BF21*U(I)*V(K) + BF22*V(I)*U(K))
301 CONTINUE
300 CONTINUE
C C C
TRUNCATE PARTICLE BASIS
C C
IF(IPCUT.GT.MPART) IPCUT=MPART
IF(IPCUT.GT.0) MPART=IPCUT
C C C
START SERIOUS BUSINESS
C C C
ZEROEN=9999.
NSTIOT=1
IEDM=0
IEDMA=IEDMAX
C C C
OUTPUT , SMALL PRINT OUT
CALL PRTZERR(IPR,NPENSU,NPBMX,COMMENT)
C C C C C
BEGIN ANGULAR MOMENTUM AND PARITY LOOPS
DO 1000 IFF=IPFI,IPFM
P=IS
IF(IPF.EQ.2) P=LE-
DO 1000 LID=LAI,LAM,2
IL=LID/2.
LIP=IPX(IL+0.6)
C C C
80 K=NSTIOT+5*IEDMA+1
LEN=LEMMIN+1850+K
IF(LEN.LE.LENMAX) GOTO 81
IEDMA=(LENMAX-LEMMIN-NSTIOT-1850)/5-1
GOTO 80
81 CALL KRPLX(LEN,IBD)
CALL GENST(NPENSU,IEDMA,LID,LEP,
        KXZ(K),KXZ(K+50),KXZ(NSTIOT),IED)
IF(IED.LE.0) GOTO 127
MV=MING(IED,NBIG)+1
C C C
IED=IED+1
IEDM=MRK0(IED,IEDM)
IBSR=NSTIOT+5*IED
IBSV=IBSR+IED
IBSEV=IBSV+IED*IEC
IBSI=IBSEV+MV*IED
IBSR=IBSI+IED
IDBLE=2
IBSR2=IBSR-IED*IDBLE
IBSR3=IBSR2+IED*IDBLE
IBSR4=IBSR3+IED*IDBLE
IBSR5=IBSR4+IED*IDBLE
IBSR6=IBSR5+IED*IDBLE
LEN=IBSR6+IED*IDBLE+LEMMIN
IF(LEN.GT.LENMAX) GOTO 83
WRITE(11) LID,IPP,IED-1,MV-1,LID,IPP,IED-1,MV
K=NSTIOT+5*IED-5
WRITE(11) (KXZ(I),I=NSTIOT,K)
CALL KRPLX(LEN,IBD)
C C C
TOTAL NEEDED LENGTH = LEEMIN+IBSR4+IED
MV IS DECREASED BY ONE IN CALL
CALL B A M I L T (LID,IED,MV,NSTIOT,ZEROEN
        ,KXZ(1),KXZ(NSTIOT),KXZ(IBSR),KXZ(IBSV),KXZ(IBSEV)
        ,KXZ(IBSI),KXZ(IBSR),KXZ(IBSR2),KXZ(IBSR3),KXZ(IBSR4),
        ,KXZ(IBSR5),KXZ(IBSR6))
C C C
K=IBSR+IED-2
WRITE(11) (KXZ(I),I=IBSR,K)
J=IBSV
K=IBSEV
MV=MV
DO LID I=1,MV
CALL MVLW(KXZ(K),KXZ(J),IED)
K=K+IED
J=J+IED-1
130 CONTINUE
J=IBSV+MV*(IED-1)-1
WRITE(11) (KXZ(I),I=IBSV,J)
C C
CALL MVLW(KXZ(IBSR),ENERGY(NSTIOT),IED)
J=NSTIOT+IED
NSTIOT=NSTIOT+IED-1
GOTO 121
283 FORMAT(' REQUIRED LENGTH OF ILO FOR THIS PROBLEM IS TOO MUCH')
83 WRITE(2,283) LEN
NO ALLOWED STATES
127 WRITE(2,129) LID,P
129 FORMAT(' 2K, NO STATE WITH L=I2/2 AND PARITY ,A,1)
END PARITY LOOP
I=LID/2+1
IF(I.GT.1) GOTO 1
IF(IPF.EQ.2) GOTO 1
IECSBK(2,1,1)=1
IECSBK(2,2,1)=1
GOTO 121
1 IECSBK(I+1,1,1)=IECSBK(1,1,1)
IECSBK(I+1,2,1)=IECSBK(1,2,1)
NZF=IECSBK(I+1,1,1)
NZS=IECSBK(I+1,2,1)
IF(IPF.EQ.2) GOTO 121
LIP=LAI/2+1
DO 2 I=1,LIP
IECSBK(I,1,2)=NZF
IECSBK(I,2,2)=NZS
2 CONTINUE
121 CONTINUE
END ANG. MOM. LOOP
1000 CONTINUE
C C C
WRITE(2,193) ZEROEN
193 FORMAT(' , BINDING ENERGY -',FR.4)
DO 62 I=1,NSTIOT
ENERGY(I)-ENERGY(I)-ZEROEN
DO 61 IFF=IPFI,IPFM
P=IS+
IF(IPF.NE.1) P=LE-
DO 61 LA=LAI,LAM,2
LIP=(LA+1)/2
NA=IECSBK(LIP,1,1)
IED=IECSBK(LIP+1,1,1)-NA
IED=MING(15,IED)
IF(IED.LE.0) GOTO 61
NB=NA+IED-1
WRITE(2,97) IA , P, (ENERGY(I),I=NA,NB)
97 FORMAT(' , ENERGIES , L=I2/2 ,A,1/8(2X,16F9.4/1)
61 CONTINUE
IF(.NOT.FIT) GOTO 57
```

```
II=LAI/2+1
IM=MING(IAM/2+1,21)
CALL PTC(ENERGY,1,COEF,II,IM,671,657)
57 CONTINUE
C C C
LID=LID-1
WRITE(11) LID,IPP,IED,MV
WRITE(11) IECSBK
WRITE(11) NPENSU,NPBMX,NBIG,LAI,IAM,IPFI,IPFM,
        MPART,IPFAR,IEDM
WRITE(11) ZEROEN,ILEV,ALLPAR,COMMENT
WRITE(11) AB,AMUL,MULL,CRQ,AMP,NV,WP,NYLOG
C C C
PLOT*****PLOT*****PLOT*****PLOT*****PLOT*****PLOT
C C C
READ(1,440) PLOT,LINEX,LMAX
440 FORMAT(LX,A4,1X,12,1X,12)
IF(PLOT.NE.4) PLOT=441
WRITE(2,452)
452 FORMAT(1B11)
IPM=IAM+7
IBSW=NSTIOT+8*IPM
IBSQ=IBSW+IPM
IBSIG=IBSQ+IPM
IBSLIG=IBSIG+IPM
IBSB=IBST+30
IBSFQ=IBSB+40
IBSFT=IBSFQ+18
IBSRW=IBSFT+36
IBSRW=IBSRW+10
LEN=LEMMIN+IBSRW+10
IF(LEN.GT.LENMAX) GOTO 86
CALL KRPLX(LEN,IBD)
CALL PLOT(LEMMIN,LMAX,IPM,KXZ(1),KXZ(NSTIOT),KXZ(IBSW),KXZ(IBSQ)
        ,KXZ(IBSIG),KXZ(IBSLIG),KXZ(IBSB),KXZ(IBSFQ),KXZ(IBSFT)
        ,KXZ(IBSRW),KXZ(IBSRW),NSTIOT)
441 CONTINUE
STOP 'NORMAL TERMINATION OF ODPA'
86 WRITE(2,286) LEN
286 FORMAT(' REQUIRED LENGTH FOR PLOT OF ILO IS TOO MUCH FOR THIS'
        , MACHINE)
STOP 'FIELD LENGTH PROBLEM'
END
*DECK PART
FUNCTION PART(EFER)
COMMON/PPAR/ MPART,IPFAR(5,3),ILEV,
        BFO,CHI,BF2,BFM,BFT,VSQ(5),BPMJ(5),PEN(5),
        BFQJ(15),BETA(15),PSS(5),PDDO(5),PDS(15),
        PDS(15),
        FDD(4,15),BETAD(15),BRUJ(5),BVF
        POSITION 91-150 ,151-165
COMMON/DISTR/SPE(5),DEL
IPAR=0.
DO L I=1,MPART
FER(I)=SQRT((SPE(I)-EFER)**2+DEL**2)
VSQ(I)=(1-(SPE(I)-EFER)/FER(I))/2.
1 PART=PART+VSQ(I)*(IPFAR(I,1)+1.)
RETURN
END
*DECK GENST
SUBROUTINE GENST(NDM,IEDMA,LID,IPP,IBK,ISTP,IST,NZ)
C C C
INPUT :
NDM=MAX. NO. OF PHORONS
IED = 2*M
IPFI= POS PAR. , =2 NEG. PAR.
LEMMIN=DIMENSION OF V AND EIGV IN MAIN PROG. . A CHECK IS
        DONE ON THIS
OUTPUT :
IST(1,K)=ND
IST(2,K)=NB
C C C
IST(3,K)=NC
IST(4,K)=LD
IST(5,K)=PART
IECSBK(I+1,1,1)=FIRST POSITION IN IECS WITH 1 AND POS. PAR.
IECSBK(I+1,1,2)= SAME FOR NEG. PAR.
IECSBK(I+1,2,1)= SAME BUT IN EIG WITH POS PAR.
IECSBK(I+1,2,2)= SAME FOR NEG. PAR.
C C C
DIMENSION IBK(50),ISTP(3,600),IST(5,IEDMA)
MAX 588 CORE STATES POSSIBLE WITH ONLY 14 PHORONS
COMMON/PPAR/ MPART,IPFAR(5,3),ILEV,
        BFO,CHI,BF2,BFM,BFT,VSQ(5),BPMJ(5),PEN(5),
        BFQJ(15),BETA(15),PSS(5),PDDO(5),PDS(15),
        PDS(15),
        FDD(4,15),BETAD(15),BRUJ(5),BVF
        POSITION 91-150 ,151-165
COMMON/CORR/NPENSU,NPBMX,NBIG,LAI,IAM,IPFI,IPFM
COMMON/IECSBK/IECSBK(50,2,2)
DATA IECSBK/200*/
C C C
CONSTRUCT CORE STATES
NZ=1
NZL=1
IBK(1)=1
NDM=NDM+1
LPM=2*NDM+1
DO 1 LP=1,LPM
L=LP-1
C C C
FIND ALLOWED STATES REL. TO THIS L
NDPI=LE/2+1
DO 2 NDP=NDPI,NDPM
ND=NDP-1
NBPM=(NDP-NDPI)/2+1
DO 3 NBP=1,NBPM
NB=NBP-1
NC3P=(NDP-NDPI-2*NB)/3
NC3I=(ND-2*NB-2)/3
IF(NC3I.LT.0) NC3I=0
IF(NC3I.LT.NC3P) GOTO 3
NCPI=NC3I+1
NCPP=NC3P+1
DO 4 NCB=NCPI,NCPP
NC=NCB-1
LAMBD=ND-2*NB-3*NC
IF(L.EQ.(2*LAMBDA-1)) GOTO 4
ISTP(1,NZ)=ND
ISTP(2,NZ)=NB
ISTP(3,NZ)=NC
NZ=NZ+1
4 CONTINUE
3 CONTINUE
2 CONTINUE
NZL=NZ
IBK(LP+1)=NZ
1 CONTINUE
C C C
NFP=NZ
LPM=LPM+1
DO 20 I=LPM,50
20 IBK(I)=NFP
C C C
NZ=0
TOTL=LID/2.
LIP=IPX(TOTL+1)
DO 203 MPART=1,MPART
IF(IPF.NE.IPFAR(MPART,2)) GOTO 203
J=IPFAR(MPART,1)/2
```



```

C----- J=JPART-.5
LPI=IABS(LTP-J-1)+1
LFP=LTP+J+1
DO 104 LEP=LPI,LFP
LPR=LPR+1
C LOOP OVER POSSIBLE PHONON L VALUES
N1=IK(LPEP)
N2=IK(LPEP+1)-1
LID=N2-N1+1
LPI(LID,LEP) GOTO 204
LPI(LID,LEP+1) GOTO 225
DO 205 N=1,N2
N2=N2+1
IST(1,N)=LPEP(1,N)
IST(2,N)=LPEP(2,N)
IST(3,N)=LPEP(3,N)
IST(4,N)=LPEP(4,N)
IST(5,N)=LPEP(5,N)
205 CONTINUE
204 CONTINUE
203 CONTINUE
NEV=MINO(NZ,NEIG)
GOTO 206
C
C ERROR MESSAGES
C
C DIM. OF =(IECMAX,IEDMAX) IS EXCEEDED
225 CONTINUE
WRITE(2,901) IECMAX,IEDMAX,LEP
901 FORMAT('10X',I10,' ERROR IN GENST /// MAXIMAL DIMENSION OF H, 'I6
, ' EXCEEDED 'I16' FOR 2X-'I3')
N2=0
206 CONTINUE
NEP=IECSBK(LPI,1,IFP)+N2
NEZQ=IECSBK(LFP,2,IFP)+NEV*NZ
IECSBK(LPI+1,1,IFP)=NEP
IECSBK(LFP+1,2,IFP)=NEZQ
LPI=LPI/2+1
LFP=LFP/2+1
DO 301 I=1,LFP
IECSBK(I,1,2)=NEP
IECSBK(I,2,2)=NEZQ
301 CONTINUE
RETURN
END
*DECK FVOLVE
SUBROUTINE FVOLVE(LTD,IEDP1,V,ICON,IST)
DIMENSION IST(5,IEDP1),ICON(IEDP1),V(IEDP1,IEDP1)
DIMENSION ISTA(5),ISTB(5)
COMMON/STAB/NDA,NBA,NCA,IDA,NEA,NDB,NEB,NCB,LDB,NPB,RJ,K
EQUIVALENCE (NDA,ISTA(1)),(NDB,ISTB(1))
RJ=LTD/2.
IED=IEDP1-1
DO 9 NA=1,IED
LD=IST(4,NA)
NF=IST(5,NA)
9 ICON(NA)=10*LD+NF
DO 1 NB=1,IED
DO 3 I=1,5
5 ISTB(I)=IST(I,NB)
ICB=ICON(NB)
NB=NEB*(NB-1)/2
DO 1 NA=1,NB
DO 6 I=1,5
6 ISTA(I)=IST(I,NA)
N=0
K=N*NDA
NDB=NDB-NDA
C INTERESTING VALUES ARE -1,0,+1,+2
IF(NDB+1) 1,90,3
3 IF(NDB) 90,100,4
4 IF(NDB-2) 110,120,1
C
C H=H+PHAM9
90 CALL PHAM9(H)
GOTO 2
C
C HAM02P ALWAYS CALLED WITH NEB .GE. NPA -> NO PHASE
LIKE (-1)**(JB-JA)
100 V(NB,NB)=HAM02P(NA,EQ,NB)
GOTO 1
C
C H=HAMI
110 IF(ICB.EQ.ICON(NA)) CALL HAMI(H)
C
C H=H+PHAMI
CALL PHAMI(H)
GOTO 2
C
120 IF(ICB.EQ.ICON(NA)) CALL HAM2(V(NB,NB))
GOTO 1
C
C H=HAMZ
IN SIMPL STORAGE MCHN
H(I,J)=V(I*(I-1)/2+J) , J.LE.3
2 V(NB,NB)=H
1 CONTINUE
RETURN
END
*DECK PHAMI
SUBROUTINE PHAMI(H)
NDB,GT,NDA BY ONE UNIT
COMMON/STAB/NDA,NBA,NCA,IDA,NDB,NEB,NCB,LDB,NPB,RJ,K
COMMON/CONTR/NPNSV,NPNSV,NPNSV,NPNSV
COMMON/SPAR/ NPAR,IPAR(5,3),ILEV,
4 BFO,CHI,BFB,BFN,BFT,VSQ(5),BPMJ(5),PEN(5),
C POSITION 1 2 3 4 5 ,6-10 ,11-15 ,16-20 ,
4 BFOJ(15),BETA(15),PSS(5),PDDO(5),PSD(15),
C POSITION 21-35 ,36-50 ,51-55 ,56-60 ,61-75 ,76-90 ,
4 PDD(4,15),BETAD(15),BFOJ(5),BFO
C POSITION 91-150 ,151-165
LEDA=LDA-LDB+3
IF(LEDA.GT.5.OR.LEDA.LT.1) GOTO 9
RFA=IPAR(NBA,1)/2.
RFB=IPAR(NPB,1)/2.
IF(IABS(IFIX(RFA-RFB)).GT.2) GOTO 9
NBD=NBA-NBA
NCD=NCA-NCA
NDA=LDA
RDB=LDB
C----- PSD * < A / [(S*D)(A+B)] / B >
C
C H= H + PSD(K) * RACABR(RFA,RJ,2.,RDB,RDA,RFB) *
4 RED(NBA,NBA,NCA,LDA,LDAB,NDB,NCD) *
4 SQR(FLOAT(NPNSV-NDA)) *
6 (-1)**(LDA-LDB)
RETURN
C----- ENRY PHAM9(H)
C
C NDB .LT. NDA , DIFFERENCE = 1
LEDA=LDB-LDA+3
IF(LEDA.GT.5.OR.LEDA.LT.1) GOTO 9
RFA=IPAR(NBA,1)/2.
RFB=IPAR(NPB,1)/2.
IF(IABS(IFIX(RFA-RFB)).GT.2) GOTO 9
NBD=NBA-NBA
NCD=NCA-NCA
NDA=LDA
RDB=LDB
C----- PSD * < A / [(D+S)(A+B)] / B >
C
C H= H + PSD(K) * RACABR(RFA,RJ,2.,RDB,RDA,RFB) *
4 RED(NDB,NDB,NCB,LDB,LDAB,NBD,NCD) *
4 SQR(FLOAT(NPNSV-NDB))

```

```

9 RETURN
END
*DECK HAM02P
FUNCTION HAM02P(DIAG)
LOGICAL DIAG
COMMON/STAB/NDA,NBA,NCA,IDA,NDB,NEB,NCB,LDB,NPB,RJ,K
COMMON/CONTR/NPNSV,NPNSV,NPNSV,NPNSV
COMMON/SPAR/ NPAR,IPAR(5,3),ILEV,
4 BFO,CHI,BFB,BFN,BFT,VSQ(5),BPMJ(5),PEN(5),
C POSITION 1 2 3 4 5 ,6-10 ,11-15 ,16-20 ,
4 BFOJ(15),BETA(15),PSS(5),PDDO(5),PSD(15),
C POSITION 21-35 ,36-50 ,51-55 ,56-60 ,61-75 ,76-90 ,
4 PDD(4,15),BETAD(15),BFOJ(5),BFO
C POSITION 91-150 ,151-165
HAM02P=0.
RFA=IPAR(NBA,1)/2.
RFB=IPAR(NPB,1)/2.
RDA=LDA
RDB=LDB
LCT=MAX(IABS(IFIX(RFA-RFB)),1,IABS(LDA-LDB))
LCF=MINO(IABS(RFA-RFB),4,(LDA+LDB))
IF(LCT.GT.LCF) GOTO 8
DO 1 LC=LCT,LCF
RAC=LC
HAM02P=HAM02P+PDD(LC, K ) *RACBR(RFA,RJ,RAC,RDB,RDA,RFB) *
4 PDD(NBA,NBA,NCA,LDA,NDB,NCB,LDB,LZ)
1 CONTINUE
2 CONTINUE
IF(.NOT.DIAG) GOTO 9
HAM02P=HAM02P+LDA*(LDA+1)*GAM*PEN(NBA+1,NBA+1)+PEN(NPA)+
4 ((NPEMAX-NDA)*PSS(NPA)+NDA*PDDO(NPA))/SQRT(FLOAT(LPFAR(NPA,1)+1))
9 RETURN
END
*DECK EIGVAL
SUBROUTINE EIGVAL(LTD,IED,MV,NSTTOT,ZERGEN)
4 ,ENERGY,STATE,ROOT,V,EIGV
4 ,LIG,W,Q,FW,FM
6 ,AE,RE
INTEGER ED,STATE,COMMENT,P
LOGICAL PRINTV
DIMENSION PROB(5)
DIMENSION ENERGY(NSTTOT),STATE(5,IED),ROOT(IED),V(IED,IED),
4 EIGV(IED,MV),LIG(IED),W(IED),Q(IED),FW(IED),FM(IED)
6 ,AE(IED),RE(IED)
COMMON/IECSBK/IECSBK(50,2,2)
COMMON/TEXT/PRINT,PRINTV,P,COMMENT(10),IPR
COMMON/SPAR/NPAR
C
C MV=MV-1
ED=IED-1
DO 125 I=1,IED
DO 125 J=1,IED
125 V(I,J)=0.
C
C CALL FVOLVE(LTD,IED,V,LIG,STATE)
C
C OUTPUT , LARGE PRINT OUT
C
C N=MOD(IFR,10000)
N=N/100
IF(N.LE.0) GOTO 12
WRITE(2,26)
26 FORMAT(4(27H NR =,ND,NB,NC,LD,NP,LE) : )
WRITE(2,201)((I,(STATE(J,I),J=1,5),LID,2),I=1,ED)
201 FORMAT(4(1X,I2,' =',4(I2','),I1,',',I2,A1'> : ))
N=N/1000
IF(N.LE.0) GOTO 12
WRITE (2, 330)
330 FORMAT(//,15X 'INITIAL MATRIX,/')
C
C DO 91 I=1, ED
WRITE(2,94) I,(V(I,I),J=1,I)
91 CONTINUE
12 CONTINUE
C
C DO 2 I=1,ED
DO 1 2=1,ED
1 V(I,I)=V(I,I)+99.
C
C NITER=1 ! for improved precision for later DODO run
CALL EIGSYM(ED,IED,-MV,V,ROOT,EIGV,AE,RE,W,Q,FW,FM,LIG,NITER)
C
C DO 3 I=1,ED
3 ROOT(I)=ROOT(I)-99.
C
C MV DETERMINES THE NUMBER OF EIGV. TO BE COMPUTED
LAST INDEX IN EIGV ENUMERATES THE EIGENVECTORS
C
C IF(ROOT(1).LT.ZERGEN) ZERGEN=ROOT(1)
C
C OUTPUT
C
C WRITE(2,92) LTD ,P,(ROOT(I),I=1,ED)
92 FORMAT(/, ' EIGENVALUES , L='I2'/2',AL,8(2X,16F9.4)/)
C
C N=MOD(IFR,100)
N=N/10
IF(N.LE.0) GO TO 133
DO 130 N=1,MV
DO 131 I=1,NPAR
131 PROB(I)=0.
DO 132 J=1,ED
N=STATE(5,J)
132 PROB(I)=PROB(I)+EIGV(N,N)*EIGV(J,N)*100.
WRITE(2,202)N,(PROB(I),I=1,NPAR)
202 FORMAT(' PROB.DISTR.OF VECTOR 'I2' = '5F9.4)
130 CONTINUE
C
133 CONTINUE
N=MOD(IFR,1000)
N=N/100
IF(N.LE.0) GOTO 126
WRITE(2,93)
93 FORMAT(/,13X 'EIGENVECTORS,/')
DO 95 I=1,ED
DO 95 J=1,ED
WRITE(2,94)I,(EIGV(I,J),J=1,MV)
94 FORMAT(' < I2'> ,16F7.4,5(/,5X,16F7.4))
95 CONTINUE
126 CONTINUE
RETURN
END

```