

T.C.  
CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

AŞIRI DEFORME BÖLGEDE BULUNAN BAZI  
ÇİFT ÇİFT ÇEKİRDEKLERİN E2/M1 KARIŞIM  
ORANLARININ İNCELENMESİ

HAZIRLAYAN  
H. HÜSEYİN KART

DANIŞMAN  
DOÇ. DR. ATALAY KÜÇÜKBURSA

50437

MANİSA  
1996

CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANABİLİM DALI

AŞIRI DEFORME BÖLGEDE BULUNAN BAZI  
ÇİFT ÇİFT ÇEKİRDEKLERİN E2/M1 KARIŞIM  
ORANLARININ İNCELENMESİ

H. Hüseyin KART

Celal Bayar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde  
“Yüksek Lisans (Fizik)”  
Ünvanının Verilmesi için Kabul Edilen Tezdir

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 07.02.1996  
Tezin Sözlü Savunma Tarihi : 26.02.1996

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Atalay KÜÇÜKBURSA

Jüri Üyesi : Prof. Dr. İhsan ULUER

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Saim SELVİ

Enstitü Müdürü : Doç. Dr. Yunus ERDOĞAN

ŞUBAT - 1996

MANİSA

TEŞEKKÜR.....	I
ÖZ.....	II
ABSTRACT.....	III
GİRİŞ.....	1
MATERYAL VE METOT.....	5
1.1 Giriş.....	5
2.1 Beta, Gama ve Oktupol Titreşimler.....	8
2.2 Eşleşme Kuvveti, Kuadrupol Kuvveti ve Çekirdek Deformasyonu.....	10
2.3 Çokkutuplu Karışım Oranları.....	13
3.ETKİLEŞEN BOZON MODELİ.....	14
3.1 Dalga Fonksiyonlarının Sınıflandırılması.....	19
3.2 Dinamik Simetritler.....	21
3.3 Rotasyonel Limit.....	24
3.4 Elektromanyetik Geçişler.....	26
3.5 Elektromanyetik Geçiş Özellikleri.....	28
3.6 SU(3) Bölgeleri.....	32
4.ETKİLEŞEN BOZON MODELİNİN ÇEKİRDEKLERE UYGULANMASI.....	35
4.1 <sup>156</sup> Gd ÇEKİRDEĞİ.....	35
4.1.2 <sup>156</sup> Gd Çekirdeğinin Enerji Seviyeleri ve Geçişlerin Çokkutuplulukları.....	38
4.1.3 <sup>156</sup> Gd Çekirdeğinin İndirgenmiş Karışım Oranları.....	42
4.1.4 <sup>156</sup> Gd Çekirdeğine Ait B(E2) Geçiş Olasılıkları.....	44
4.2 <sup>154</sup> Sm ÇEKİRDEĞİ.....	49
4.2.1 <sup>154</sup> Sm Çekirdeğinin Enerji Seviyeleri ve Çokkutuplu Karışım Oranları.....	49
4.2.2 <sup>154</sup> Sm Çekirdeğinin İndirgenmiş Çokkutuplu Karışım Oranları.....	51
4.2.3 <sup>154</sup> Sm Çekirdeği için B(E2) Elektromanyetik Geçiş Olasılıkları.....	52
4.3 <sup>162</sup> Dy ÇEKİRDEĞİ.....	54
4.3.1 <sup>162</sup> Dy Çekirdeğinin Enerji Seviyeleri.....	55
4.3.2 <sup>162</sup> Dy Çekirdeğinin İndirgenmiş Karışım Oranları.....	60
4.3.3 <sup>162</sup> Dy Çekirdeği için B(E2) Elektromanyetik Geçiş Olasılıkları.....	61
4.4 <sup>162</sup> Er ÇEKİRDEĞİ.....	62
4.4.1 <sup>162</sup> Er Çekirdeğinin Enerji Seviyeleri.....	65
4.4.2 <sup>162</sup> Er Çekirdeğinin İndirgenmiş Karışım Oranları.....	67

4.4.3 $^{162}\text{Er}$ Çekirdeğinin B(E2) Elektromanyetik Geçiş Olasılıkları.....	68
5. SONUÇLAR .....	69
ÖZET.....	70
KAYNAKLAR.....	71
ÖZGEÇMİŞ.....	77



## TEŞEKKÜR

Çalıőmalarım süresince, bana fikir ve düşünceleriyle destek olan değerli Hocam Doç. Dr. Atalay Küçükburda'ya teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Yayımlarından istifade ettiğim Prof. Dr. İhsan Uluer'e, Yrd. Doç. Dr. İsmail Maraő'a, yayımların toplanmasında bana yardımcı olan değerli araştırma görevlisi arkadaşlarıma ve ayrıca tezimdeki şekillerin çizilmesinde büyük emeği geçen İnőaat. Yük. Müh. Erhan Yazar'a teşekkür ederim.

## Öz

Deforme bölgede bulunan çift-çift  $^{154}\text{Sm}$ ,  $^{156}\text{Gd}$ ,  $^{162}\text{Dy}$ ,  $^{162}\text{Er}$  çekirdekleri Etkileşen Bozon Modeli-1 kullanarak bazı nükleer özellikleri incelendi. Bu incelemede çekirdeklerin düşük enerjili uyarılmış durumlarının rotasyonel limit  $\text{SU}(6) \supset \text{SU}(3) \supset \text{O}(3) \supset \text{O}(2)$  grup zinciri uygunluğunda çalışma yapıldı.

Etkileşen Bozon Modeli kullanarak çekirdeklerin enerji seviyeleri,  $\Delta(E2/M1)$  indirgenmiş karışım oranları,  $B(E2)$  geçiş olasılıkları hesaplandı. Hesaplanan bu değerlerin deneysel verilerle uygunluk içinde olduğu görüldü. Başka araştırmacılar tarafından yapılan teorik değerlere nazaran deneysel verilere daha yakın sonuçlar çıktığı görüldü.

## Abstract

Even-even nuclei in the deformed region, such as  $^{154}\text{Sm}$ ,  $^{156}\text{Gd}$ ,  $^{162}\text{Dy}$ ,  $^{162}\text{Er}$ , were studied by using IBA-1 model. In this study, the low-lying energy states of the nuclei that correspond to the rotational limit,  $\text{SU}(6) \supset \text{SU}(3) \supset \text{O}(3) \supset \text{O}(2)$  group chain, were investigated.

For these nuclei, the energy levels, the reduced mixing ratios and  $B(E2)$  transition probabilities were calculated by using the IBA-1 model. It was seen that these calculated values were in agreement with the experimental data. It brought about the result that our values were in better agreement with the experimental data than the other theoretical ones.

## GİRİŞ:

Çekirdekler proton ve nötronlardan meydana gelmiş karmaşık sistemlerdir. Nükleonlar (protonlar ve nötronlar) arasında kuvvetli etkileşimler söz konusudur. Diğer serbestlik dereceleri gözönüne alınmasa bile sistemin özdeğerlerini ve öz durumlarını tam olarak belirlemek mümkün değildir. İlk zorluk serbest nükleonlar arasındaki etkileşimin yeteri kadar bilinmemesidir. Örneğin üçlü-etkileşim kuvvetlerinin önemli bir katkısı olup olmadığı henüz açıklığa kavuşmuş değildir. Fakat bilinen ikili- etkileşim kuvvetleri uygulansa bile çok cisim problemi tam olarak çözülemez.

Bu problemi çözmek için tek yolu Hamiltoniyenin büyük ölçüde basitleştirildiği yaklaşımların kullanılmasıdır. Model adı verilen bu yaklaşımlarla çok büyük Hamiltonyen matrisini daha küçük bir altmatrise indirgenebilir. Bu altmatris, modelin öngördüğü durumlarla tanımlanmış olup diğer durumların etkileri pertürbasyon olarak değerlendirilir.

Çekirdeklerin basit ve düzenli özellikler göstermesi, basit modeller kullanılarak bazı özelliklerinin açıklanabileceğini ortaya koyar. Bu özelliklerin en önemlisi kabukların kapanışını gösteren proton ve nötronların sihirli sayılarıdır. Bu özellik kabuk modelinin doğmasına neden olmuştur. Bu model birçok nükleer özelliğin açıklanmasına yardımcı olmuştur. Sihirli sayıda proton ve nötrona sahip çekirdeklerin özellikleri bu model ile gayet iyi açıklanmıştır.

Kapalı kabuk dışındaki nükleon sayısı arttıkça eşleşme kuvveti küresel simetriği korumaya çalışır, ancak çok miktarda nötron ilavesi küresel simetriği bozar ve deformasyon oluşmaya başlar. Bu deforme bölgede diğer bazı düzenli özellikler belirgin hale gelir. Bu bölgede kolektif model birçok özellikleri açıklamada oldukça başarılıdır. Bu modelde durumlar sınırlı sayıda kolektif koordinatlarla tanımlanır. En başarılı sonuçlar çekirdeklerin dönme spektrumlarının açıklanmasında elde edilmiştir.



Bu spektrumlarda, düşük enerjili seviyeler bütün nükleonların kolektif hareketi sonucu ortaya çıkan dönme bandını oluştururlar.

Kollektif model birçok çekirdeğin tanımlanmasında yararlı olmuştur. Kollektif durumlarla çalışmak hesaplamalarda basitlik sağladığından dolayı bu durumların mikroskobik yapısını bilmek, çekirdek dinamiğinin ve nükleer yapının daha iyi anlaşılmasına yardımcı olur. Çekirdek dinamiğinin ayrıntılı olarak bilinmesi, bir kolektif hareket ile diğeri arasındaki geçiş bölgesinde (örneğin titreşimden dönmeye geçiş) olduğu gibi tek-parçacık ile kolektif spektrumlar arasındaki geçiş bölgesinde spektrumların hesaplanmasında önemlidir. Arima ve Iachello tarafından ortaya atılan 'Etkileşen Bozon Modeli' de (Interacting Boson Model-IBM) sözkonusu problem çözülmüş ve bütün kolektif spektrumların birleştirilmiş tanımı verilmiştir. Bu model çift-çift çekirdeklerin düşük enerjili seviyelerinin, artık nükleonlarının uyarılması sonucu oluştuğunu kabul eder ve çekirdeğin bu kolektif durumlarını  $N$  bozondan oluşmuş bir sistemin durumları olarak inceler. Böylece sistemi temsil eden Hamiltonyen sadece tek-bozon ve bozon-bozon etkileşmelerini içermektedir. Artık çok büyük sayıdaki tek parçacık durumları yerine az sayıdaki bozon durumlarının dikkate alınması yeterlidir. Enerji spektrumlarından başka, geçiş olasılıkları da bozon Hamiltonyenin köşegenleştirilmesiyle elde edilen dalga fonksiyonları yardımıyla hesaplanır. Aynı dalga fonksiyonları kutupsal momentlerin hesaplanmasında da kullanılır.

Etkileşen Bozon Modeli, son yıllarda çeşitli versiyonlarıyla orta ve ağır çekirdeklerin kolektif alt seviyelerine yaygın olarak uygulanmıştır. Bu modeller özel simetri limitlerinde bulunan, çekirdeklerin karakteristiklerini ortaya koymada da başarılıdır. Simetri limitlerinden uzaklaşan çekirdekler için, etkileşim parametreleri için en uygun değeri bulmak zor bir yöntemdir. Parametrelerin artmasıyla bu zorlama daha da artmaktadır. Bilindiği gibi belli bir simetriyi temsil eden çekirdeğin incelenmesinde, kütle numarasına bağlı olmayan etkileşim parametreleri aranır. Bu, bir çekirdeğe uygulanabilen en iyi şekilde ayarlanmış parametrelerin ortalama setinin bulunmasına

yardım eder. Bununla beraber iki veya üç simetri limitini kapsayan bir çekirdek seti düşünülecek olursa, önemli bir problem ortaya çıkar.

Nükleon-nükleon etkileşimi etraflıca bilinseydi, Schrödinger denkleminin sayısal çözümüyle çekirdeklerin enerjileri ve diğer istenilen özellikler hesaplanabilirdi. Pratikte bu yaklaşımın mümkün olmadığı, birçok serbeslik derecesinin olduğu, bu durum ancak en gerçek sistemlerde görülür.  $A'$  nın çok küçük olduğu çekirdekler için kesin çözüm yapılabilir. Bundan başka, bir diğer güçlük ise nükleon-nükleon etkileşiminin detaylarının bilinmemesidir. Etkileşim basit bir şekilde olmadığı gibi, yalnızca nükleon-nükleon saçılma deneylerinin sayısal analizlerinden bilinmektedir. Böyle bir analiz, etkileşim hakkında yalnızca kısmi bilgiler verir.

Nükleonların karmaşık kuark yapısı nedeniyle nükleon-nükleon etkileşimi iki elektron arasındaki etkileşimden ziyade, iki molekül arasındaki etkileşime benzemektedir. Etkileşimin karmaşıklığına ve çok sayıdaki serbeslik derecesine rağmen, yıllar süren deneyler ile nükleer yapının birçok değişik özelliği belirlenebilmiştir. Buna rağmen üç parçacık kuvvetlerinin önemli bir rol oynayıp oynamadığı, hala açık değildir. Bu problemi çözmeyen tek yolu, hamiltoniyenin büyük ölçüde basitleştirildiği yaklaşımların kullanılmasıdır.

Nükleer yapı fiziği, ortaya atılan teorik modeller bu modellerin uygulanması ve sadeleştirilmesiyle, bir model ve diğerleri arasındaki benzerlik ve birliğin kurulmasıyla ve çok cisim probleminden başlayarak modeller için yaklaşık bir temel kurma girişimleriyle ilgilenir. Bazı çekirdekler için başarılı olan bir modelin bazı çekirdekler için başarısız kaldığı, hatta belli bir çekirdekte farklı durumların değişik modellerde basitçe tanımlanabildiği uzun süreden beri bilinmektedir. Bütün bunlar göz önüne alınca, modellerin birleştirilmesi önemli bir amaç olarak ortaya çıkar. Her model çekirdeklerin özelliklerini ve özellikle bir çekirdeğin ayırt edici özelliği olan gözlenebilir farklı büyüklükler arasındaki ilişkileri anlamamıza yardımcı olur.

Kütle numarası  $150 \leq A \leq 190$  arasında bulunan deforme çekirdeklerin büyük bir çoğunluğu deneysel ve teorik olarak geçmiş yıllarda çalışılmıştır. Fakat deneysel verilerle teorik veriler arasında ve hatta deneysel veriler arasında bile farklılıklar vardır.

Bu çalışmada Etkileşen Bozon Modeli teknikleri kullanılarak, deforme bölgede bulunan çift-çift  $^{154}\text{Sm}$ ,  $^{156}\text{Gd}$ ,  $^{162}\text{Dy}$  ve  $^{162}\text{Er}$  çekirdeklerinin enerji seviyeleri, seviyeler arası geçişlere ait  $\Delta(E2/M1)$  indirgenmiş karışım oranları ve  $B(E2)$  geçiş olasılıkları hesaplandı.



## MATERYAL VE METOT

### 1.1.Giriş:

Çekirdeklerin yapısını ve değişik özelliklerini açıklayan, çekirdeğe ait kuvvetlerden yararlanarak henüz genel bir teori kurulamamıştır. Farklı metotlarla yapılan deneylerin sonuçlarını açıklayabilmek için çeşitli çekirdek modelleri geliştirilmiştir.

İlk çekirdek modelini 1930'da Bohr ileri sürmüştür <sup>1)</sup>. Bohr tarafından ortaya atılan sıvı damlası modelinde çekirdeğin iç yapısına, kütesine ve kararlılığına bakılarak incelenmiştir. Çekirdek bölünmelerini açıklamada başarılı olan sıvı damlası modeli, sihirli çekirdeklerin komşu çekirdeklere göre gösterdikleri daha kararlı durumları açıklayamadığı için ömrü az olmuştur. Çekirdek birbiriyle etkileşen nükleonlardan oluşur. Bir çekirdeğin düşük enerji spektrumu basit bir yapı göstermektedir. Nükleer enerji seviyelerinin özellikleri, küresel potansiyel kuyusunda birbirinden bağımsız hareket eden nükleonların dalga fonksiyonları cinsinden Tabaka Modeli' yle tanımlanmıştır. Bu modelde çekirdek pauli prensibiyle belirlenen sayıda nükleon içeren dolu proton ve nötron kabuklarıyla, bunlardan arta kalan aktif nükleonlar olarak adlandırılan artık proton ve nötronlardan oluşmaktadır. Ayrıca Tabaka Modeli çerçevesinde, proton ve nötron sayıları sihirli sayılara eşit olan çekirdeklere, çekirdeklerin kuadrupol momentlerinin sıfıra çok yakın olmasından dolayı küresel simetriye yakın kapalı kabukların varlığı anlaşılmıştır. Bu yaklaşımda herbir parçacık durumu  $|J M \rangle$  ile gösterilir. Çeşitli çekirdeklerin gösterdikleri kuadrupol momentinin büyüklüğü, deforme bölgedeki çekirdeklerin büyük kuadrupol momentlerinin nedeni Tabaka Modeli' yle açıklanamamıştır. Ayrıca elektromanyetik geçiş olasılıkları ve düşük enerji uyarma spektrumları Tabaka Modeli' yle açıklanamaz <sup>2)</sup>.

Bunun için 1950'de Rainter, 1951' de Bohr ve Mottelson Kollektif Model' i ileri sürdüler <sup>1)</sup>. Bu modelde çekirdek içindeki bütün nükleonların kollektif hareketi

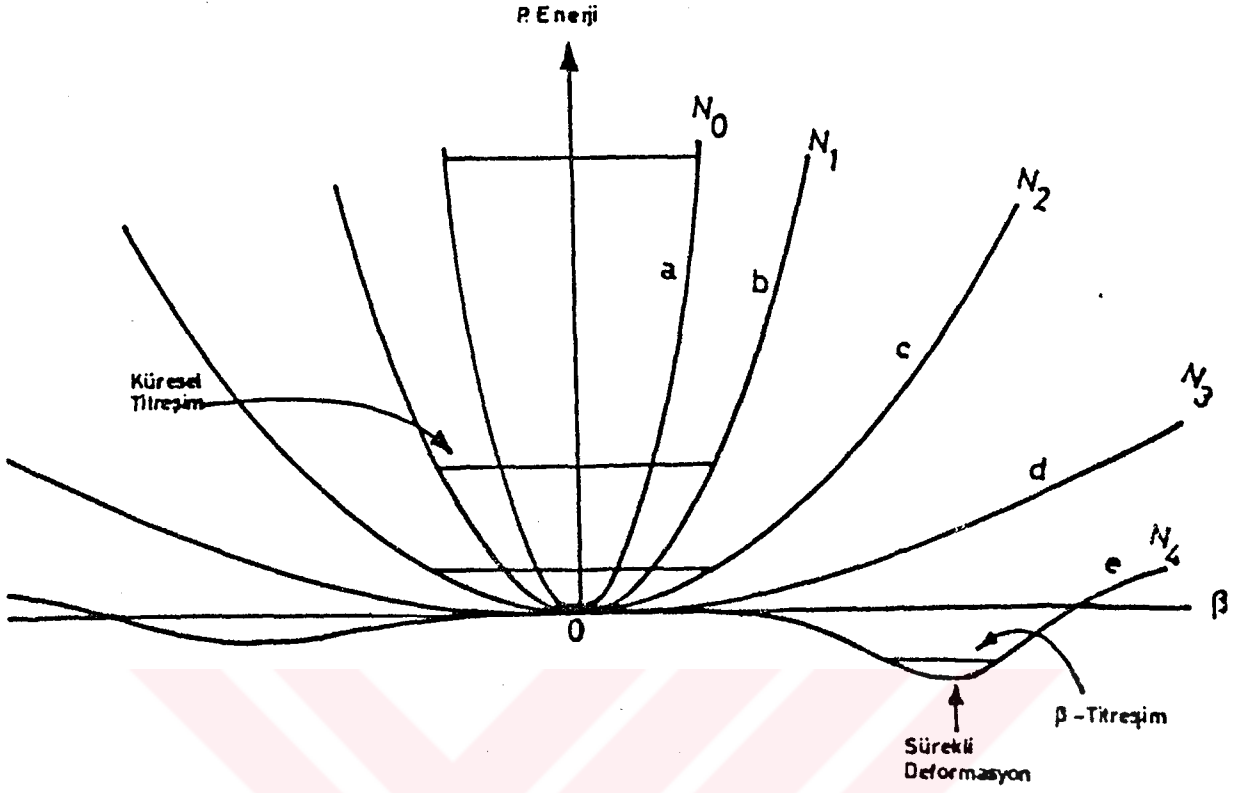
dikkate alınarak, bu hareket sonucu oluşan çekirdek deformasyonları incelenir. Deformasyon oluşumunda kapalı kabuklar dışındaki nükleonların hareketiyle ortaya çıkan kutuplanmanın yanısıra kapalı kabuk içindeki özün biçimi ve açısal momentumu da dikkate alınır<sup>3)</sup>.

Kollektif modelde de, Tabaka modelinde olduğu gibi çekirdekteki nükleonlar bir  $V(r)$  potansiyelinden bağımsız olarak hareket ederler. Küresel simetrik  $V(r)$  potansiyeli, çekirdek içerisindeki nükleonların hareketi sonucu deforme olabilir. Bu da özün küresel simetrisine kaybetmesine neden olur. Ayrıca bu modelde, potansiyel enerji deformasyona bağlı olarak değişir. Çeşitli deformasyon modellerinde küresel simetrik olmayan deforme yapıya geçiş şekil 1.1' de verilmiştir<sup>4,5)</sup>. Bu şekilde (a eğrisi) kapalı kabuk yakınındaki çiftleşme kuvveti nükleonları bir küresel denge şekli alacak tarzda bir araya getirmeye çalışır. Biraz daha parçacık ilave edildiğinde (b eğrisi) çekirdeği deforme etmeye çalışan uzun menzilli kuvvetler çiftleşme kuvvetiyle kıyaslanabilir hale gelir. Çekirdek daha gevşek bir hal almıştır. Uyarma enerjileri azalmaya başlamıştır. Sonunda uzun menzilli kuvvetler baskın hale gelince küresel şekil kararsız hale gelir ve çekirdekteki kalıcı deformasyon oluşur. Ayrıca şekil 1.1' den görüleceği gibi, eksenel simetride  $\beta_0$  deformasyon parametresinin fonksiyonu olarak enerjinin iki esas minimumu vardır. Birincisi prolate şekli ifade eder. Bu hale  $\beta^+ > 0$  dir. İkincisi negatif deformasyona karşılık gelir. Bu da çekirdeğin oblate şekline karşılık gelir ve  $\beta^- < 0$  dir.

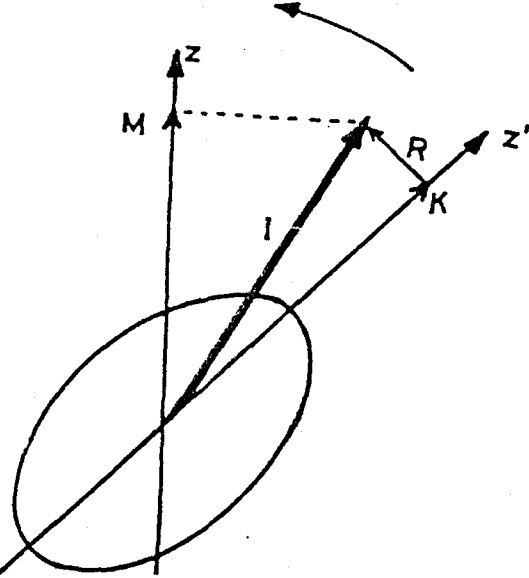
Bir çekirdek simetri eksenini  $z$  ile birlikte dönen bir elipsoidal olarak düşünülürse rotasyonel enerji seviyelerini açıklayabilmek için üç hareket sabitine ihtiyaç var. Bunlar;  $I$ ; sistemin toplam açısal momentumu,  $M$ ;  $I$  toplam açısal momentumun  $z$  eksenini üzerindeki izdüşümü ve simetri eksenini üzerinde  $I'$  nin izdüşümü  $K'$  dir. Rotasyonel hareketin en basit modunda  $I$ ,  $z$  eksenini doğrultusundadır. Şekil 1.2 burada  $R$  kollektif rotasyonel açısal momentum vektörü olup aralarında;

$$\vec{I} = \vec{K} + \vec{L} \quad (1.1)$$

bağıntısı mevcuttur.



Şekil 1.1 Kapalı kabuğa (a eğrisi) nükleonlar ilave edilirken küresel çekirdeklerin potansiyel enerjisinin, yüzey deformasyon parametresinin fonksiyonu olarak değişimi. Düşük titreşim düzeyleri b, c eğrilerindeki gibi görünür. Sonuçta (e) eğrisindeki gibi bir deformasyon görülür<sup>4,6</sup>.



Şekil 1.2 Deforme çekirdeğin kuantum sayıları

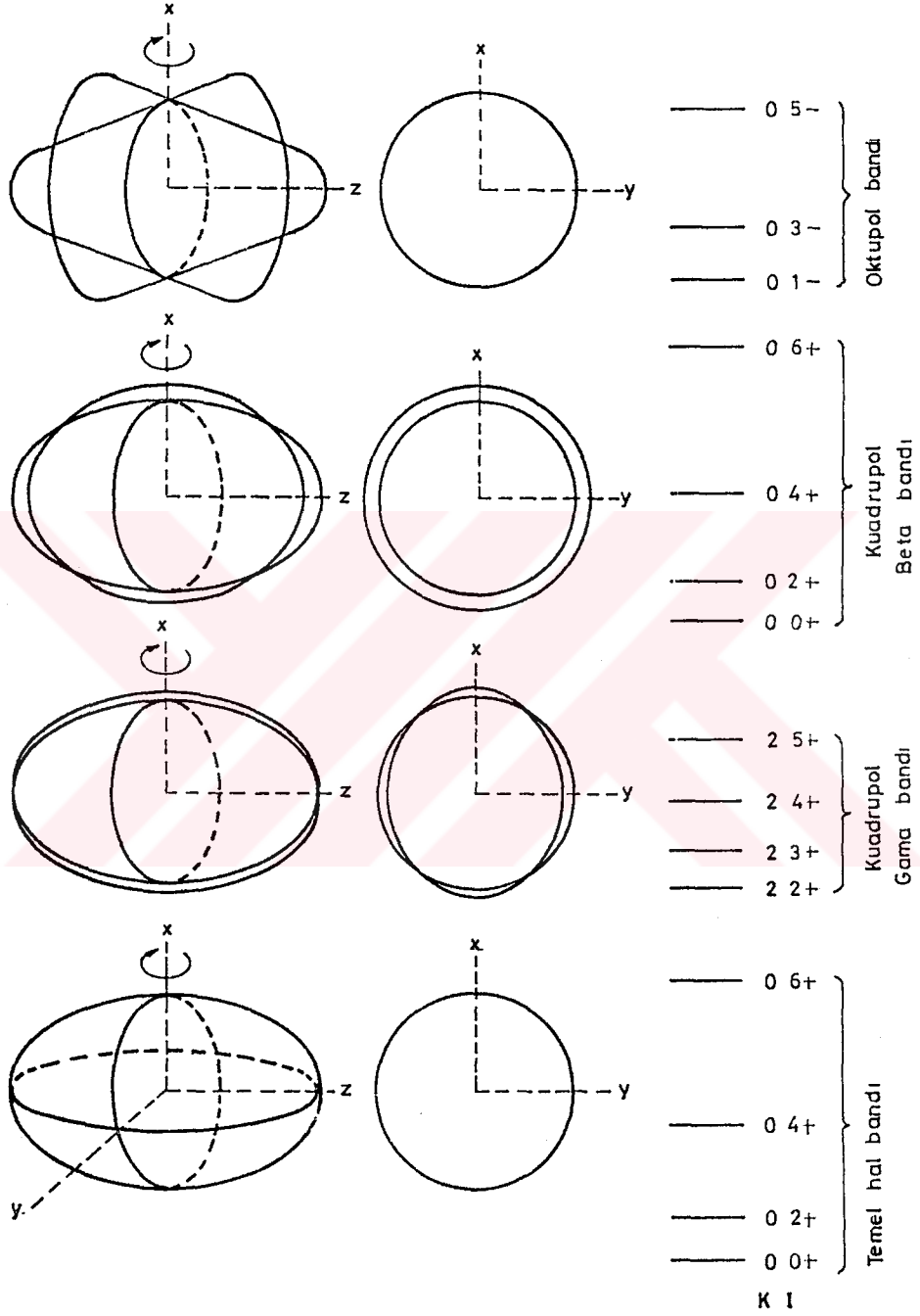
## 2.1 Beta, Gama, Oktupol titreşimler:

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

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[ 1 + \sum_{\mu} a_{\mu} \cdot Y_{2\mu}(\theta, \phi) \right] \quad (2.1)$$

ile verilmiştir. Burada  $R_0$  küresel denge durumunun yarıçapıdır <sup>7)</sup>.

Sihirli sayıda nötron ya da proton sayısına sahip olan çekirdekler küreseldir. Sihirli çekirdeklere komşu çekirdeklere de eşleşme etkisiyle küresel öz bozulmaz ve nükleonların  $L=0$  açılal momentumuna sahip çiftler oluşturdukları görülür. Çekirdeğin küresel denge biçimi etrafındaki kollektif hareketi bir titreşim hareketidir. Kapalı kabuk dışına ilave olan artık nükleonların sayısı arttıkça, uzun menzilli kuadrupol kuvvetleri küresel yapının bozulmasına neden olur. Bu bozulma küresel özde de kendini göstererek çekirdek elipsoidal bir şekil alır. Bu durumdaki kollektif hareket denge biçimi etrafında titreşim hareketiyle birlikte deforme olmuş çekirdeğin yönelme doğrultusunun dönmesinden meydana gelir. En basit titreşim  $\beta$  titreşimdir. Bu titreşim halinde aksenal simetri korunur ve bunun sonucu olarak  $K=0$  ve spin paritesi  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ ... olan durumlar meydana gelir. 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  $2^+$ ,  $3^+$ ,  $4^+$ ,  $5^+$ ,  $6^+$ ... dır. Negatif pariteli rotasyonel bantın seviyesi  $1^-$  dir. Bu bant oktopol titreşimlerinden oluşmuştur. Bu titreşimler üçüncü eksene paralel açılal momentumun, sıfırdan üçe kadar olan değerlere sahiptir. (Şekil 2.1)



Şekil 2.1 Deforme çift-çift çekirdeklerin kollektif hareketlerin titreşim şekillerinin şematik olarak gösterilmesi <sup>8)</sup>.



Kollektif hareketin, rotasyonla birlikte olan başlıca üç tip spektruma karşılık geldiği deneylerden anlaşılmıştır. Bunlar temel hal bandı, kuadrupol gama bandı ve kuadrupol beta bandıdır. Burada dikkate alınan, çift-çift çekirdek nükleer yüzeyin kuadrupol bozulmasıyla tanımlanır. Böyle bir şekil bozulması beş  $\alpha_\mu$  değişkeniyle ifade edilir. Bu parametreler  $\alpha_\mu (\mu=0, \pm 1, \pm 2)$  bir kuadrupol tensörün bileşenleridir. Eşdeğer bir tanımlama parçacık-sabit sisteminde, kuadrupol bozulmayı tanımlayan  $\beta$  ve  $\gamma$  değişkenleriyle verilebilir. Parçacık sabit sisteminin uzaydaki yönelimi Euler açılarıyla tanımlanır. Böylece bu değişkenler cinsinden Bohr Hamiltoniyeni yazılabilir ve Hamiltoniyenin özfonksiyonları kollektif durumların iyi bir tanımlamasını verir. Bohr hamiltoniyenindeki  $V(\beta, \gamma)$  potansiyel enerji  $\beta$  ve  $\gamma$  'nın fonksiyonudur.

## 2.2 Eşleşme Kuvveti, Kuadrupol Kuvveti ve Çekirdek Deformasyonu:

Nükleer fiziğin en önemli problemlerinden biri, çekirdekleri birarada tutan nükleonlar arası çekirdeksel kuvvetlerin karakteridir. Bu kuvvetlerin tabiatı bugün hala tam olarak bilinmemektedir. Ancak çekirdeklerin bazı özelliklerin incelenmesinden bu kuvvetlerin doyum karakteri gösteren kısa menzilli çok şiddetli çekici özelliğe sahip oldukları, nükleonların yüklerine bağımlı olmadıkları, nükleonların yüklerinin ve spin doğrultularının değiş-tokuşu sonucu, değiş-tokuş kuvveti olarak ortaya çıkabildikleri görülmektedir. Bu sayılan kuvvetlerin tek cins kuvvet tipiyle açıklanması mümkün olmamıştır. Çekirdek davranışlarında etkin olan kuvvetler arasında eşleşme ve kuadrupol kuvvetlerin önemli bir yeri vardır<sup>9)</sup>.

Çekirdekte aynı enerji seviyesinde iki nükleon arasında karşılıklı spin değiş-tokuşuyla ortaya çıkan, kısa menzilli kuvvete eşleşme kuvveti denir. Bu kuvvet özellikle çekirdeklerin dolmamış kabuklarındaki parçacıkları etkiler. Eşleşme kuvveti çekirdekte küresel simetriyi korumaya çalışır. Çekirdekte kuadrupol yük dağılımı sonucu ortaya çıkan kuvvete ise, kuadrupol kuvvet denir. Bu kuvvette, çekirdeği deforme şekle götürmeye meyillidir. Çekirdeği deformasyona karşı koruyan eşleşme kuvvetinin etkisi çekirdeğe valans nükleonlar ilave edildikçe şekil 1.1' e benzer olara

azalır ve çekirdeği dönme spektrumuna götüren kuvvetler hakim duruma geçerek deforme çekirdek yapısı oluşur <sup>10</sup>).

Dudex ve arkadaşları <sup>11</sup>) çekirdekdeki eşleşme gücü için şu ifadeyi bulmuşlardır.

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

$G_0$  ve  $G_1$  parametrelerinin proton ve nötron değerleri yerlerine konarak, nadir toprak çekirdekleri için sırasıyla proton ve nötronlara ait eşleşme kuvveti için  $G_p$  ve  $G_n$ ;

$$G_p = \frac{[17,90 + 0,176(N - Z)]}{A} \quad (2.3)$$

$$G_n = \frac{[18,95 - 0,078(N - Z)]}{A} \quad (2.4)$$

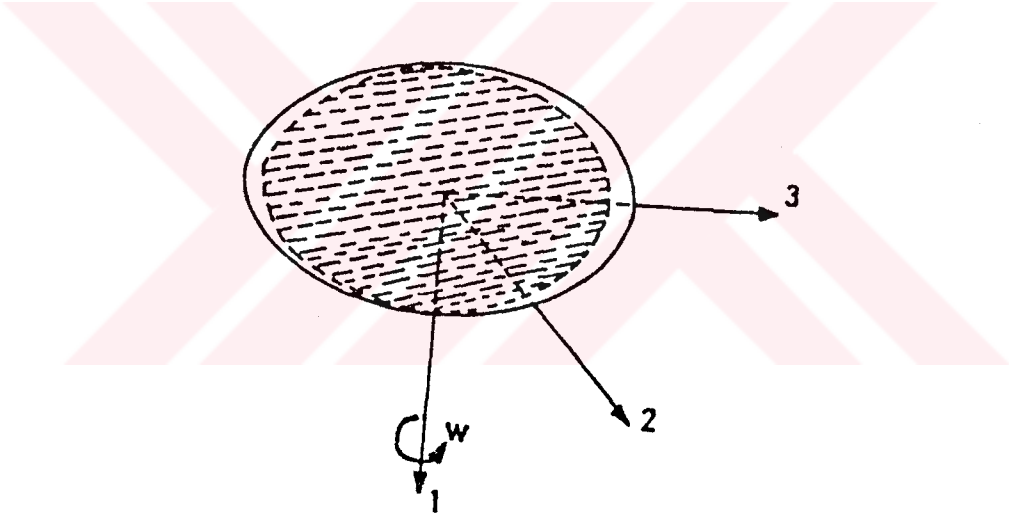
bağıntılarıyla bulunur. Marshalek ve Rasmussen <sup>12</sup>) bu değerleri  $G_p=30/A$ ,  $G_n=20/A$  olarak bulmuşlardır. O. Prior ve arkadaşları ise  $G_p=23.5/A$  ve  $G_n=18/A$  olarak vermişlerdir.

Protonların eşleşme gücü  $G_p$  ve nötronların eşleşme gücü  $G_n$  farklı değerlere sahiptir. Denklem (2.3) ve (2.4)' den görüleceği gibi  $G_p > G_n$  dir. Çekirdek için proton ve nötronların farklı bozulmalara sahip olmaları gerektiği düşüncesinin doğmasına sebep olmuştur.

$G_p > G_n$  olması çekirdekdeki proton deformasyonunun nötron deformasyonundan daha küçük olmasını gerektirir. Bunun sonucu olarak proton deformasyon parametresi  $\beta_0(p)$  ve nötron deformasyon parametresi  $\beta_0(n)$  arasındaki kıyas  $\beta_0(p) < \beta_0(n)$  olmasını gerektirir. Kütle dağılımının ortalama deformasyonu El-Din ve arkadaşları tarafından aşağıdaki gibi tanımlanmıştır <sup>13</sup>).

$$\beta_0 = \frac{N \cdot \beta_0(n) + Z \cdot \beta_0(p)}{A} \quad (2.5)$$

Şekil 2.2 çekirdeğin kütle elipsoidi ve proton elipsoidini göstermektedir. Şekilde de gösterildiği gibi proton ve nötronlar için farklı eşleşme gücü çekirdekte farklı deformasyonları gösterir. Burada proton ve kütle elipsoidlerinin kuvvetle çiftleştiği ve bu yüzden aynı  $w$  açısal hızıyla döndükleri kabul edilmiştir.



Şekil 2.2 Kütlenin (proton-proton) ve proton elipsoidinin şematik gösterilimi. Sürekli eğri deforme nükleonların kütle dağılımının şeklini, kesikli eğri deforme nükleonların proton dağılımının şeklini verir. Her iki elipsoidte kuvvetli bir şekilde kupaşlıdır ve aynı  $w$  açısal hızıyla dönerler. Proton ve nötronların deformasyon farkı onların farklı, çiftlenme kuvvetleriyle ilgilidir. Temel eksenler 1.2.3 ile gösterilmiştir<sup>14)</sup>.

### 2.3 Çok Kutuplu Karışım Oranları:

Çekirdekte gözlenen geçişler elektiriksel, manyetik veya her ikisinin toplamı şeklinde kutupsallık gösterirler. Maxwell dalga denkleminin düzenlenmesiyle elde edilen düzlem ve küresel dalga çözümlerinin sonucu olan elektromanyetik alan vektörü  $A(\pi L)$  ile gösterilir. Burada  $\pi$  sırasıyla E (elektrik) ve M (manyetik) niceliklerine karşılık gelmektedir. Buradaki L de çok kutupluluğun cinsini göstermektedir. Buna göre;  $A(EL)$  elektrik çokkutuplu alan vektörünü ve  $A(ML)$  ise manyetik çokkutuplu alan vektörünü gösterir.  $A(\pi L)$  alan vektörünün kutup cinsi seçim kurallarıyla belirlenir. Açısal momentum kuantum sayıları üç boyutlu uzayın eş yönlü dönme ve yansıması altında fiziksel sistemin değişmesine bağlıdır. Bu yüzden I ve M açısal momentum kuantum sayıları tam sayılardır<sup>3)</sup>. Toplam açısal momentum seçim kuralı aşağıdaki şekildedir.

$$|I_i - I_f| \leq L_\gamma \leq I_i + I_f \quad (2.6)$$

İlk ve son paritelerle çokkutupluluğun paritesi arasında;

$$P_i = P_s \cdot P_\gamma \quad (2.7)$$

ilişkisi vardır.

Elektrik fotonlar için  $P_\gamma = (-1)^{L_\gamma}$  ve Manyetik kutupsal fotonlar için  $P_\gamma = -(-1)^{L_\gamma}$  ilişkileri vardır. L mertebeli kutupsal izafi ömründeki farklar E ve M karakterini tayin ederler. Bunlar en çok iki bileşenli karışım oranlarına indirgenirler. Yani  $M^2 + E(L+1)$  veya  $E(L+1)/ML$  şeklindedir.

(2.6) ve (2.7) seçim kuralları gözönünde bulundurularak herhangi bir geçişin çokkutupluluğu belirlenir. İki seviye arasındaki geçişlerde farklı tipte ışıklardan meydana gelmiş bir karışım yayımlaması mümkündür.

Vibrasyonel bandlardaki rotasyonel seviyeleri temel seviyeye birleştiren gama ışınlarının çokkutupluluklarında M1 manyetik dipol karakterine raslanmaz. Bu tip geçişler E2 elektrik kuadrupol karakterindedir. Fakat  $150 \leq A \leq 190$  deforme çift-çift çekirdekler bölgesinde M1 şiddeti genellikle toplam geçiş şiddetinin % 0,5-2' sini teşkil eder. <sup>15)</sup> Çekirdekte bir  $I_i$  spin seviyesini  $I_f$  spin seviyesine bağlayan gama ışını (2.7)' de 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 sayısı  $T(E2; I_i \rightarrow I_f)$  ve M1 geçişlerin sayısı,  $T(M1; I_i \rightarrow I_f)$  olmak üzere;

$$\delta(E2 / M1; I_i \rightarrow I_f) = \left[ T(E2; I_i \rightarrow I_f) / T(M1; I_i \rightarrow I_f) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

şeklinde tanımlanır <sup>16)</sup>.

### 3. Etkileşen Bozon Modeli

Orta ve ağır kütleli çekirdeklerin bir çok nükleer özelliklerini açıklayabilen bir model ileri sürüldü. Bu model 'Etkileşen Bozon Modeli' olarak adlandırıldı <sup>61)</sup>. Çift-çift çekirdek N tane bozondan meydana geldiği ve bunların birinin nötron bozonu diğerinin proton bozonu olduğu kabul edildi.

Bozonlar iki durumda bulunurlar. Bu iki durum,  $J=0$  ve  $J=2$  açısal momentum durumlarıdır.  $J=0$  açısal momentum durumunda olanı s bozonu,  $J=2$  açısal momentum durumunda olanı ise d bozonu olarak adlandırılır <sup>17)</sup>.

Bozonların öz durumlarını bulmak için sadece tek bozon enerjilerini ve bozon-bozon etkileşmelerini içeren uygun bir hamiltoniyen oluşturularak köşegenleştirilir. Hamiltoniyeni kurmak için ikinci kuantize formu kullanmak uygun olur. Böylece  $J_z = \mu$  için  $d_\mu^+$  ve  $s^+$  sırasıyla bir tek d-bozonu ve s-bozonu yaratma operatörleri olmak üzere  $d_\mu$  ve s yoketme operatörleriyle yazılabilir.

Bu modelin yapı taşları şunlardır.

$$\begin{aligned} s^+, d_\mu^+ \quad (\mu=0\pm 1\pm 2) \\ s, d_\mu \quad (0\pm 1\pm 2) \end{aligned} \quad (3.1)$$

(3.1)' deki operatörler aşağıdaki komutasyon ilişkilerini sağlar;

$$\begin{aligned} [s, s^+] &= 1; \quad [s, s] = [s^+, s^+] = 0, \\ [d_\mu, d_\mu^+] &= \delta_{\mu\mu}; \quad [d_\mu, d_\mu] = [d_\mu^+, d_\mu^+] = 0 \\ [s, d_\mu^+] &= [s, d_\mu] = [s^+, d_\mu^+] = [s^+, d_\mu] = 0 \end{aligned} \quad (3.2)$$

Aynı zamanda (3.1)' deki bozon operatörleri için daha kısa bir notasyon kullanırız yani;

$$b_{l,m}^+, b_{l,m}^-; (L=0,2, -L \leq m \leq L) \quad (3.3)$$

veya

$$b_\alpha^+, b_\alpha; \quad (\alpha=1\dots 6) \quad (3.4)$$

$$b_1=s, \quad b_2=d_{+2}, \quad b_3=d_{+1}, \quad b_4=d_0, \quad b_5=d_{-1}, \quad b_6=d_{-2} \quad (3.5)$$

(3.2)' deki komutasyon bağıntıları aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\begin{aligned} [b_{l,m}, b_{l',m'}] &= \delta_{l,l'} \delta_{m,m'}; \\ [b_{l,m}, b_{l',m'}^+] &= [b_{l,m}^+, b_{l',m'}] = 0 \end{aligned} \quad (3.6)$$

olarak yazılır.

Fiziksel sistemin özelliklerini tanımlamak için, bozon operatörleriyle bir işlemci tanımlanır. Eğer toplam bozon sayısı  $N'$  nin korunumlu olduğu kabul edilirse hamiltoniyen işlemcisi bozon işlemcileri cinsinden

$$H = E_0 + \sum_{\alpha\beta} \varepsilon_{\alpha\beta} b_{\alpha}^{\dagger} b_{\beta} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \frac{1}{2} U_{\alpha\beta\gamma\delta} b_{\alpha}^{\dagger} b_{\beta}^{\dagger} b_{\gamma} b_{\delta} + \dots \quad (3.7)$$

olarak yazılır. Burada  $E_0$  sabit bir sayıdır,  $b^{\dagger}b$  terimi tek-parçacık katkılarını ve ondan sonraki terim de iki cisim katkılarını temsil eder. Etkileşme teriminin varlığı, modelin bu tipine 'Etkileşen Bozon Modeli' adının verilmesine neden olmuştur. Etkileşen Bozon Modelinin temel kabulü (3.7) eşitliğindeki etkileşmelerde bozon sayısının korunumlu olmasıdır. IBM-1 hamiltoniyeni bozon işlemcileri cinsinden yazmak istediğimiz takdirde ikinci kuantize formu kullanmak daha uygun olur.

En genel hamiltoniyen tek-cisim terimleri ve bozon-bozon etkileşme terimlerini içerir. Böylece hamiltoniyen rankı sıfırdan farklı indirgenemez tensörlerin bütün mümkün skaler çarpımların çizgisel karışımları olur. Elde edilen hamiltoniyen aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$H = \varepsilon_s (s^{\dagger} s) + \varepsilon_d (d^{\dagger} d) + \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} (2L+1)^{\frac{1}{2}} c_L [(d^{\dagger} \times d^{\dagger})^{(L)} (d \times d)^{(L)}]^{(0)} \\ + \frac{1}{\sqrt{2}} v_2 [(d^{\dagger} \times d^{\dagger})^{(2)} \times (d \times s) + (d^{\dagger} \times s^{\dagger})^{(2)} \times (d \times d)^{(2)}]^{(0)} \quad (3.8) \\ + \frac{1}{2} v_0 [(d^{\dagger} \times d^{\dagger})^{(0)} \times (s \times s)^{(0)} + (s^{\dagger} \times s^{\dagger}) \times (d \times d)^{(0)}]^{(0)} \\ + u_2 [(d^{\dagger} \times s^{\dagger}) \times (d \times s)^{(2)}]^{(0)} + \frac{1}{2} u_0 [(s^{\dagger} \times s^{\dagger}) \times (s \times s)]^{(0)}$$

Burada  $\varepsilon_s$  ve  $\varepsilon_d$  sırasıyla s ve d bozonların bağlama enerjilerini,  $(s^+s)$  ve  $(d^+d)$  ise sırasıyla s ve d bozonları için sayı işlemcilerini ve  $d_\mu = (-1)^\mu d_{-\mu}$  küresel tensörü tanımlar.  $c_0, c_2, c_4$  katsayıları d bozonlarını,  $u_0$  katsayısı da s bozonları arasındaki ilişkiyi gösterir.  $v_2, v_0, u_2$  katsayıları da s bozonlarıyla d bozonları arasındaki etkileşim şiddetini belirtir<sup>18</sup>). (3.8) denkleminde ifade edilen hamiltoniyen iki tane tek bozon enerjisini ve yedi bozon-bozon etkileşmesini belirten dokuz parametreye sahiptir. Burada bozonların sayısı  $N = n_s + n_d$  ile Hamiltoniyenin komütatif olduğu gözönüne alınarak (3.8) ifadesi sadeleştirilebilir. Böylece Hamiltoniyen ifadesi (3.9)' deki gibi yazılır<sup>18</sup>).

$$\begin{aligned}
H = & \varepsilon_s N + \frac{1}{2} u_0 N(N-1) + \varepsilon' (d^+d) \\
& + \frac{1}{2} \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} (2L+1)^{\frac{1}{2}} c_L [(d^+ \times d^+)^{(L)} (d \times d)^{(L)}]^{(0)} \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} v_2 [(d^+ \times d^+)^{(2)} (d \times s)^{(2)} + (d^+ \times s^+)^{(2)} (d \times d)^{(2)}]^{(0)} \\
& + \frac{1}{2} v_0 [(d^+ \times d^+)^{(0)} (s \times s)^{(0)} + (s^+ \times s^+)^{(0)} (d \times d)^{(0)}]^{(0)}
\end{aligned} \tag{3.9}$$

Burada  $\varepsilon'$  tek d bozon enerjisi, ve  $c_L$  katsayıları da (3.8) daki parametrelerin lineer kombinasyonları olarak algılanabilir. İlk iki terim bütün durumlara katkı yapacağı için 3.9 ifadesinde verilen hamiltoniyende geriye kalan altı parametre öz durumlar ile enerji seviyelerinin analizlerinde kullanılır<sup>17</sup>).

Burada  $\varepsilon_s, \varepsilon_d$  parametrelili terimler tek cisim terimleri,  $c_L (L=0, 2, 4), v_L (L=0, 2)$  terimleri ise iki cisim etkileşim terimleridir.  $N = n_s + n_d$  sabit bozon için tek cisim terimlerinden yalnız bir-iki cisim terimlerinden de beşi bağımsız terimdir.  $(-)^{\mu} d_{\mu}$  ( $\mu=2 \dots -2$ )' nin  $O(3)$  göre küresel bir tensör olmaması nedeniyle bunun yerine  $d_{\mu}$  kullanılmıştır.



Hamiltoniyenin özdeğerlerini bulmak için hamiltoniyenin köşegen olduğu bir bazın kullanılması gerekir. Bu problem Hamiltoniyenin grup yapısının çalışılmasıyla kolaylaşır.  $U(6)$ 'nın alt grup zincirlerinin Casimir operatörleri cinsinden denklem 3.9'un daha kullanışlı bir yazımı 3.10' deki gibi verilmiştir <sup>19)</sup>.

$$H = \varepsilon C_{1U5} + \alpha C_{2SU5} + \beta C_{2O5} + \gamma C_{2O3} + \delta C_{2SU3} + \eta C_{2O6} \quad (3.10)$$

$SU(6)$ 'nın bu genel hamiltoniyenin grup yapısının çalışılması iyi tanımlı kuantum sayısına, üç boyutlu ortogonal dönme grubunu herbir alt zincirin içermesi halinde bir baz kurulmasının mümkün üç yolu olduğunu göstermiştir. Bu alt grup zincirleri denklem 3.11' de verilmiştir.

$$\begin{array}{l} \text{---} SU(5) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2) \quad (3.11a) \\ U(6) \text{---} SU(3) \supset O(3) \supset O(2) \quad (3.11b) \\ \text{---} O(6) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2) \quad (3.11c) \end{array}$$

Denklem 3.10'daki hamiltoniyenin bu grup zinciriyle ilişkisi şöyledir;

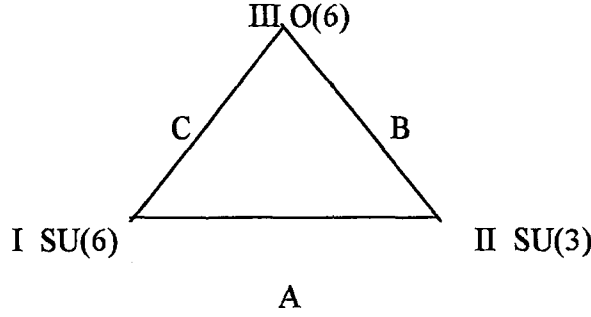
i) Zayıf etkileşim için  $SU(5)$  titreşim limitine sahip olunması,  $\delta$  ve  $\eta$  nın sıfır olması hali <sup>18)</sup>

ii)  $\varepsilon$   $\alpha$   $\beta$   $\eta$  nın sıfır olması halinde dönme limiti  $SU(3)$ 'e dönüşür <sup>20)</sup>.

iii)  $\varepsilon$   $\alpha$   $\gamma$  nın sıfır olması halinde tamamen bozulmuş bir  $\gamma$ -soft titreşicinin temsili olan  $O(6)$  ya dönüşmesidir <sup>21)</sup>.

$SU(3)$ 'ün bu şekilde ayrılmış olması, araştırmada parametre sayısını düşüreceğinden çok kullanışlıdır. Fakat çoğu çekirdekler bu simetri arasındaki ara

durumlara uyan spektrumlar gösterirler. Bu yüzden geçiş çekirdeklerinin bu türden bir simetri sınıflamasını gösteren IBM şeması şekil 3.1 de gösterilmektedir.



Şekil 3.1 IBM çekirdek sınıflama şeması

Ara durumlar için bu şekilde yaklaşım yapılarak 3.11 deki limitlerden birine geçilebilirse bu taktirde, o limit için olan Hamiltoniyen yazılarak, köşegenleştirilip spektrum elde edilir.

### 3.1 Dalga Fonksiyonların Sınıflandırılması;

$U(6)$  için hamiltoniyenin köşegen olduğu üç bazdan birini yani;  $U(6)$  nın tüm alt grup zincirleri anlatma yerine yalnız konumuzla alakalı  $SU(6) \supset SU(3) \supset O(3) \supset O(2)$  grup zincirinin baz vektörü;  $[N], (\lambda\mu), \chi, L, M >$  nin neler olabileceğini verirsek aşağıdaki ifade elde edilir.

Bu grup zincirinde herbir gruba karşılık gelen kuantum sayıları  $[N], (\lambda\mu), L, M$  dir. Burada  $SU(3)$ ' den  $O(3)$ ' e geçerken tam parçalanamama nedeniyle ilave bir kuantum sayısı seçimi gerekir. Bu problem Elliot bazına geçilerek çözülür ve buna karşılık gelen kuantum sayısı  $K'$  dir<sup>22</sup>). Elliot bazının orthogonal olmaması nedeniyle Vergados bazına geçilir ki bu bazda  $\chi$ , Elliot bazındaki  $K'$  nin karşılığıdır.

[N] nin ihtiva ettiği  $(\lambda, \mu)$  ve  $(\lambda, \mu)$  nün ihtiva ettiği L' nin Elliot bazında bulunması şöyledir.

$$\begin{aligned}
 [N] = & (2N, 0) \oplus (2N-4, 2) \oplus (2N-8, 4) \oplus \dots \oplus \begin{bmatrix} (0, N) \\ (2, N-1) \end{bmatrix} \oplus \begin{bmatrix} N = \text{Çft} \\ N = \text{Tek} \end{bmatrix} \\
 & \oplus (2N-6, 0) \oplus (2N-10, 2) \oplus \dots \oplus \begin{bmatrix} (0, N-6) \\ (2, N-4) \end{bmatrix} \oplus \begin{bmatrix} N-3 = \text{Çft} \\ N-3 = \text{Tek} \end{bmatrix} \quad (3.1.1) \\
 & \oplus (2N-12, 0) \oplus (2N-16, 2) \oplus \dots \oplus \begin{bmatrix} (0, N-6) \\ (2, N-7) \end{bmatrix} \oplus \begin{bmatrix} N-6 = \text{Çft} \\ N-6 = \text{Tek} \end{bmatrix}
 \end{aligned}$$

$(\lambda, \mu)$ ' deki L değerleri

K=0 hariç K=Tamsayı=Min( $\lambda, \mu$ ), min( $\lambda, \mu$ )-2....1 veya 0 için

$$L = k, k+1, K+2, \dots, K + \text{Max}(\lambda, \mu) \quad (3.1.2)$$

K=0 için

$$L = \text{Max}(\lambda, \mu), \text{max}(\lambda, \mu) - 2, \dots, 1 \text{ veya } 0 \quad (3.1.3)$$

$K_1 < K_2 < K_3 \dots < K_n$  olmak üzere  $(\lambda, \mu)$  temsili için Elliot kuantum sayıları  $K_1, K_2, K_3 \dots K_n$  için aynı şekilde Vergados bazında  $\chi_1 < \chi_2 < \chi_3 \dots < \chi_n$  dir.  $\chi_i$  ve  $K_i$  aynıdır ve bunlara karşılık gelen L değerleri farklıdır.

Sonuç olarak  $U(6) \supset SU(3) \supset O(3) \supset O(2)$  nin dalga fonksiyonları  $[[N], (\lambda, \mu), \chi, L, M]$  kuantum sayıları  $N, \lambda, \mu, \chi, M$  ile özelleşir. İlk birkaç N değeri için seviyelerin özelleştirilmesi Tablo 3.1.1' de gösterilmiştir<sup>19)</sup>.

Bu alt grup zincirinin dinamik simetri hamiltoniyenin  $H^{\text{II}}$  ' nin grubun ikinci dereceden casimir operatörleri cinsinden yazılımı;

$$H^{\text{II}} = \delta C_{2SU(3)} + \gamma C_{2O3} \quad (3.1.4)$$

dür.  $H^{\text{II}}$  ye karşılık gelen spektrumun tipi şekil 3.1.1' de gösterildiği gibidir.

### 3.2 Dinamik Simetriler:

Teorik grup yöntemleri kullanarak parametrelerin tamamını belirlemek amacıyla hamiltoniyenin çözümünü yapmak mümkündür. Bu konuyla ilgili analitik çözümler üç ayrı simetri kullanarak tartışılır. Bu simetrilerle ilgili birçok araştırmacı tarafından inceleme yapılmıştır <sup>18,20,23,21</sup>). Biz burada yalnız rotasyonel limitle ilgili bilgi vereceğiz.

3.9 ifadesiyle verilen hamiltoniyene 6 boyutlu uzayda bir genel dönme işlemcisi olarak bakılabilir. 6 boyut, s-bozonu ve d-bozonunun beş bileşeniyle oluşturulur. Dönmeler altında vektörlerin büyüklüğü değişmediğinden işlemci üniterdir. Bu ise en genel  $H$ , hamiltoniyenin altı boyutta bütün üniter dönüşümlerinin grubunu oluşturan  $O(6)$  grubunun içerisinde tartışılacağı anlamına gelir.  $O(6)$  grubunun 36 işlemcisi şunlardır.

$$G_{U(6)} = \left[ \begin{array}{l} (s^+ \times s)_0^{(0)}, (d^+ \times s)_\tau^{(2)}, (s^+ \times d)_\tau^{(2)}, (d^+ \times d)_0^{(0)}, (d^+ \times d)_\tau^{(1)} \\ (d^+ \times d)_\tau^{(2)}, (d^+ \times d)_\tau^{(2)}, (d^+ \times d)_\tau^{(3)}, (d^+ \times d)_\tau^{(4)} \end{array} \right] \quad (3.2.1)$$

Özel hallerde hamiltoniyeni  $U(6)$  ' nın bir alt grubunun işlemcileri cinsinden yazmak mümkündür <sup>23</sup>).  $U(6)$  grubunun bir alt grubunu oluşturan işlemciler 36 adet işlemcinin bir altseti olarak ifade edilir, ve komütasyon bağıntıları altında kapalıdır.

TABLO 3.1.1

$U(6)$ ' nin II' ci alt grup zincirinde durumların  $[N]$ ,  $(\lambda, \mu)$ ,  $\chi$ ,  $L, M$  bazında tam özelleştirilmiş hali:

SU(6)	SU(3)		O(3)
$[N]$	$(\lambda, \mu)$	$\chi$	L
0	(0,0)	(0)	0
1	(2,0)	(0)	2,0
2	(4,0)	(0)	4,2,0
	(0,2)	(0)	2,0
3	(6,0)	(0)	6,4,2,0
	(2,2)	(0)	4,2,0
		(2)	3,2
	(0,0)	(0)	0
4	(8,0)	(0)	8,6,4,2,0
	(4,2)	(0)	6,4,2,0
		(2)	5,4,3,2
	(0,4)	(0)	4,2,0
	(2,0)	(0)	2,0
.	.	.	.
.	.	.	.
.	.	.	.

Eğer hamiltoniyen 3.11 ifadesinde verilen grup zincirlerinden birinin casimir operatörlerin toplamı olarak yazılabilirse bunun bir dinamik simetri ifade ettiği söylenebilir. Dinamik simetrier içerisinde öz durumların sınıflaması ise grup

indirgenmesine göre yapılır. Özdeğerlerin analitik çözümlerini bulmak için grup işlemcileriyle grubun casimir işlemcileri arasındaki ilişkiye bakalım. Bunlar arasında;

$$[C G_T^{(k)}]=0 \quad (3.2.2)$$

bağıntısı vardır. 3.2.2 ifadesinde görüldüğü gibi casimir işlemcileri kullanılan cebirin tüm  $G_T^{(k)}$  işlemcileriyle sıra değiştirilebilir, yani komütatiftir. Tüm  $G_T^{(k)}$  işlemcilerinin C casimir işlemcisi ile sıra değişmesi  $N=n_s+n_d$  toplam parçacık sayısının H hamiltoniyeni tarafından korunduğu anlamına gelir <sup>24</sup>).  $U(n)$  grubunun bir liner casimir işlemcisini  $C_{1U(n)}$  ile gösterelim. Benzer şekilde kuadratik casimir işlemcileri de mevcut olabilir. Örneğin  $O(3)$  grubu bir kuadratik işlemcisine sahiptir. Bu işlemci  $G_T^{(1)}(dd)=G^{(1)}$  işlemcileriyle elde edilir. Yani;

$$C=G^{(1)}G^{(1)} \quad (3.2.3)$$

dür.  $G^{(1)}$  işlemcisi L açısal momentumuyla orantılı olduğundan casimir işlemcisi L.L ile oratılıdır. Bu işlemci çok iyi bilindiği gibi tüm açısal momentum bileşenleriyle komütatiftir.  $U(n)$  grubunun bir kuadratik casimir işlemcisi de  $C_{2U(n)}$  ile gösterilirse ve bağlanma enerjilerine katkıda bulunan terimler hariç tutulursa en genel hamiltoniyen  $U(5)$ ,  $O(5)$ ,  $O(3)$ ,  $SU(3)$  ve  $O(6)$  gruplarının casimir işlemcileri cinsinden aşağıdaki gibi yazılır <sup>24</sup>).

$$H = \varepsilon C_{1U(5)} + k_1 C_{2U(5)} + k_2 C_{2O(5)} + k_3 C_{2O(3)} + k_4 C_{2SU(3)} + k_5 C_{2O(6)} \quad (3.2.4)$$

Bu ifadedeki casimir işlemcileri s ve d bozon işlemcileri cinsinden yazılımlarıysa;

$$C_{1U(5)} = (d^+ \times d)_\tau^{(1)}$$

$$C_{2U(5)} = (d^+ \times d)_\tau^{(1)} [(d^+ \times d)_\tau^{(1)} - 1]$$

$$C_{20(3)} = \frac{1}{3}(d^+ \times d)_\tau^{(1)}(d^+ \times d)_\tau^{(1)} + \frac{1}{3}(d^+ \times d)_\tau^{(3)}(d^+ \times d)_\tau^{(3)} \quad (3.2.5)$$

$$C_{20(3)} = 10(d^+ \times d)_\tau^{(1)}(d^+ \times d)_\tau^{(1)}$$

$$C_{2SU(3)} = (d^+ \times s + s^+ \times d)_\tau^{(2)} - \frac{1}{2}\sqrt{7}(d^+ \times d)_\tau^{(2)}$$

$$G_{20(6)} = 2N(N+4)$$

$$-8 \left[ \frac{5}{4} [(d^+ \times d)^{(0)}(d \times d)^{(0)}]^{(0)} - \frac{\sqrt{5}}{4} [(d^+ \times d^+)^{(0)}(s \times s)^{(0)} + \frac{1}{4} [(s^+ \times s^+)^{(0)}(s \times s)^{(0)}]^{(0)} \right]$$

şeklinindedir. Casimir işlemcilerinin kendi grup temsillerinde köşegen olma gibi çok önemli özellikleri vardır. Bu özellikler kullanılarak özdeğer probleminin analitik olarak çözülebildiği tüm mümkün özel durumlar bulunabilir. U(6) grubunun oluşturduğu alt grup zincirlerinin sahip olduğu casimir işlemcileriyle oluşturulan Hamiltoniyen köşegen olduğu için, Hamiltoniyen dinamik simetriye sahiptir. Böylece üç ayrı grup zincirine karşılık üç ayrı dinamik simetri durumu ortaya çıkar. Uygulamada ise bu dinamik simetriler sırasıyla; Vibrasyonel Limit, Rotasyonel Limit ve  $\gamma$  kararsız limit olarak adlandırılır<sup>25</sup>). Biz burada tez konumuzla alakalı yalnız rotasyonel limitle ilgileneceğiz.

### 3.3 Rotasyonel Limit:

Rotasyonel Limit 3.11 ifadesinde verilen II grup zincirine tekabül eder. Bu limitte Hamiltoniyen (Arima ve Iachello 1978)' de şu formda vermişlerdir.

$$H = E_0 - K'.L.L - K.2.\tilde{Q}.\tilde{Q} \quad (3.3.1)$$

Bu Hamiltoniyenin özvektörleri ise ;

$$|\Psi\rangle = |[N], (\lambda, \mu), K, L, M\rangle \quad (3.3.2)$$

ile verilir. Burada  $(\lambda, \mu)$  indirgenemez temsilleri belirtir.  $K$  kuantum sayısı ise  $SU(3)$  temsiliinde bulunan aynı spine sahip ve farklı spine sahip farklı durumları ayırt etmek için kullanılır ve simetri eksenini boyunca  $L$ 'nin yöneliminin bir ölçüsüdür <sup>26</sup>.  $(\lambda, \mu)$ 'nin alabileceği değerler;

$$0 \leq \lambda = 2N - 2\mu - 6M$$

$$M \geq 0 \text{ tamsayı} \quad (3.3.3)$$

$$\mu \geq 0 \text{ çiftsayı}$$

şeklinde. Bir  $SU(3)$  temsili için  $K$  ve  $L$  için

$$0 \leq K \leq \min(\lambda, \mu) \text{ çift} \quad (3.3.4)$$

$$K \leq L \leq \max(\lambda, \mu) \quad (3.3.5)$$

sınırlamaları mevcuttur. Ayrıca eğer  $K=0$  değerini alırsa,  $L$ 'nin sadece çift değerler almasına izin verilir. Bu limitte 2.5 hamiltoniyenin özdeğerleri ise;

$$E([N], (\lambda, \mu), K, L, M) = E_0 + \left(\frac{3}{4}K - K\right)L(L+1) - K(\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3\lambda + 3\mu) \quad (3.3.6)$$

Enerji özdeğeri bu şekilde verilir.



$K, \delta, K', \gamma$  aralarında aşağıdaki ilişkiler vardır.

$$K = -2/3 \delta$$

$$K' = -1/2\delta - 2\gamma \quad (3.3.7)$$

Buradaki  $E_0$  değeriye;

$$E_0 = e_0 + e_1 N + e_2 N(N+5) \quad (3.3.8)$$

şeklinde verilir. Bu  $E_0$  değeri yalnız bağlama enerjilerine katkıda bulunur, uyarılma enerjilerine katkıda bulunmaz<sup>24</sup>).

3.3.6 Denkleminde göre durumların spektrumu şekil 3.3.1' de görülmektedir<sup>24</sup>).

### 3.4 Elektromanyetik geçişler:

Etkileşen bozon modelinde uygunoperatörler kullanılarak bazı gözlenebilir nicelikler hesaplanabilir. Elektromanyetik geçiş olasılıkları için bozon selbeslik derecesi cinsinde ifade edilen tek-bozon işlemcilerinin ilk kuantizasyonu;

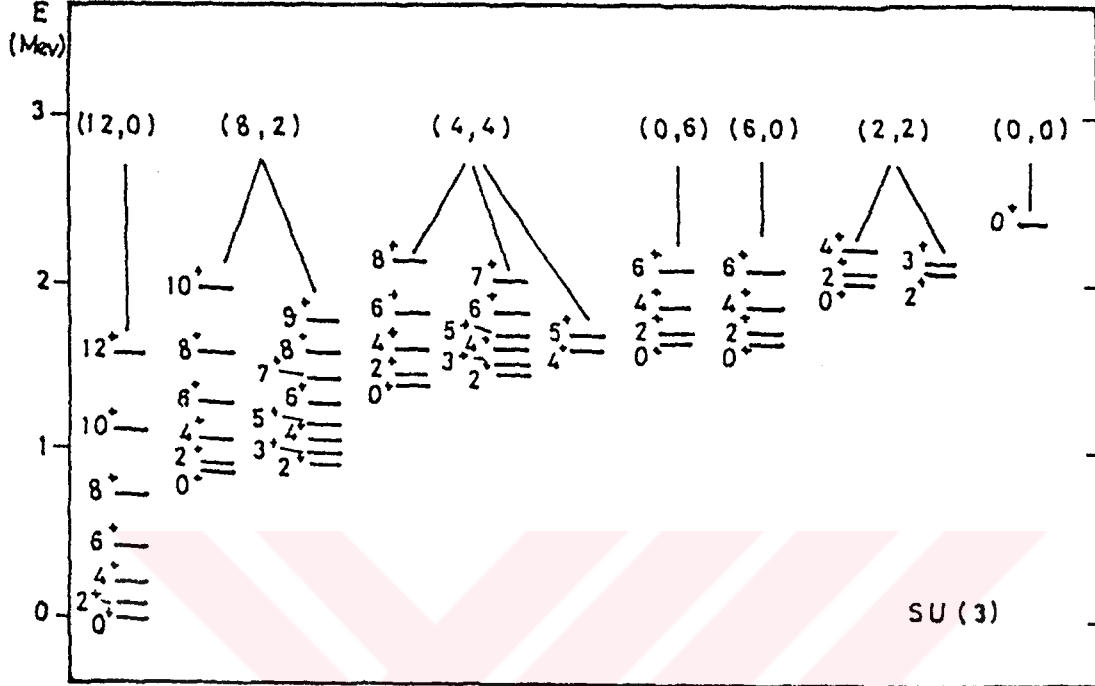
$$T_m^{(1)} = \sum_{i=1}^N t_i^{(1)} \quad (3.4.1)$$

ifadesi ile verilir. Bu ifadeye gerekirse iki-cisim işlemci terimleri eklenebilir. (3.4.1) denkleminin ikinci kuantize formu;

$$T_m^{(L)} = \alpha_2 \delta_{1,2} (d^+ s + s^+ d)_m^2 + \beta_1 (d^+ d)_m^{(1)} + \gamma_0 \delta_{m,0} (s^+ s)_0^{(0)} \quad (3.4.2)$$

şeklinde dir. Burada  $L$  operatörün multipolaritesini göstermektedir.  $\alpha_2, \beta_1$  ( $L=0, 1, 2, 3, 4$ ) ve  $\gamma_0$  herbir kabuğun karakteristik parametresidir. Bu operatörlerin yapısı sınırlı

durumlar için ve elektromanyetik geçişler için ilişkiler tayin edilir (O. Scholten ve Iachello 1978) 3.4.2 ifadesi açılırsa aşağıdaki elektromanyetik geçiş işlemcileri elde edilir<sup>18)</sup>.



Şekil 3.3.1:  $H^{II}$  'nin bazı  $||[N](\lambda, \mu), K, L, M\rangle$ ,  $N=6$  için enerji seviyeleri. Parametrelerdeki değerler  $\lambda$  ve  $\mu$  'dür. Herbir durumun açısıl momentumu  $L$  görülmektedir.

$$\hat{T}_0(E_0) = \gamma_0 + \beta_0 (d^+ \times d)_0^{(0)} + \alpha_0 (s^+ \times s)_0^{(0)}$$

$$T_m(M1) = \beta_1 (d^+ \times d)_m^{(1)}$$

$$T_m(E2) = \alpha_2 (d^+ \times d)_m^{(2)} \quad (3.4.3)$$

$$T_m(E3) = \alpha_3 (d^+ \times d)_m^{(3)}$$

$$T_m(E4) = \beta_4 (d^+ \times d)_m^{(4)}$$

### 3.5 Elektromanyetik Geçiş Özellikleri:

Elektromanyetik geçiş operatörleri 3.4' cü kısımda verildi. Bunlardan hareketle elektromanyetik geçiş olasılıklarını ilgili konumuz olan (3.11.b) zinciri için bulmaya çalışalım. Geçiş operatörleri verildikten sonra elektromanyetik geçiş olasılıkları  $\hat{T}^{(1)}$  elektromanyetik geçiş operatörünün, ilk ve son durumlar arasında indirgenmiş matris elemanının bulunmasıyla hesaplanır. E2 geçişleri için bu olasılıklar ;

$$B(E2; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{(2I_i + 1)} \left| \langle I_f \left\| \hat{T}_m^{(E2)} \right\| I_i \right|^2 \quad (3.5.1)$$

şeklinde tanımlanır<sup>18</sup>). Şimdi (3.11.b) zincirinde oluşan limit için elektromanyetik geçiş olasılıklarını ve  $\Delta(E2/M1)$  indirgenmiş karışım oranları için yapılan analitik çözümleri bakalım.

Bozon uzayında geçiş operatörünün kapsamını E2 operatörünün daha genel formda (6.3' deki gibi) yazabiliyorduk.

$$T_m(E2) = \alpha_2 (d^+ s + s^+ d)_m^{(2)} + \beta_2 (d^+ d)_m^{(2)} \quad (3.5.2)$$

Elektromanyetik geçiş operatörünün ;

$$|[N] (\lambda, \mu), K, L, M \rangle \quad (3.5.3)$$

özvektörleri arasında

$$\Delta\lambda=0, \Delta\mu=0 \quad (3.5.4)$$

seçim kuralı vardır.

$\lambda=2N$ ,  $\mu=0$ ,  $L'=L+2 \rightarrow L$  ile tanımlanan temel seviye arasındaki  $B(E2)$  elektromanyetik geçiş değerleri 3.5.5 denkleminle verilir.

$$B(E2;gL+2 \rightarrow gL) = \alpha_2^2 \frac{3(L+2)(L+1)(2N-2)(2N+L+3)}{4(2L+3)(2L+5)} \quad (3.5.5)$$

$(\lambda=2N, \mu=0)$  ve  $(\lambda=2N-4, 2)$   $SU(3)$  temsiline ait durumlar için işlemcilerin matris elemanları değerlendirilir. İlk bahsedilen genellikle  $K=0$  ile gösterilen (G.S.B) temel düzey bandıdır.  $K=0$  veya  $K=2$  değerlerine sahipse bu durumda  $K=0$  genellikle  $\beta$  bandı tarafından gösterilir.  $K=2$  iken  $\gamma$ -bandı olarak adlandırılır. <sup>24)</sup>  $\beta$ ,  $\gamma$  ve taban seviye arasındaki ;

$$T_m(E2) = \alpha_2 \phi_\mu^{(2)} + \phi [d^+ \times \tilde{s} + s^+ \times \tilde{d}]_m^{(2)} \quad (3.5.6)$$

operatörünün matris elemanları değerlendirilir.  $SU(3)$ 'ün bir işlemcisi olduğundan ilk terim bu geçişlere katkıda bulunmaz. İkinci terimin katkısı aşağıdaki  $B(E2)$  elektromanyetik geçiş değerlerine neden olur <sup>24)</sup>.

$$B(E2; \gamma L \rightarrow gL-2) = \theta^2 \frac{N}{9} \frac{3(L-1)L}{2(2L-1)(2L+1)} \left[ \frac{4(N-1)^2 + 2}{2N-1} \right]^2 \times \frac{(2N-L)(2N-L+2)}{N(2N-3)[8(N-1)-L(L+1)]} \quad (3.5.7)$$

$$B(E2; \gamma L \rightarrow gL-2) = \theta^2 \frac{2}{3} N \frac{(L+1)(L+2)}{4(2L-1)(2L+1)} \times \frac{2(N-1)(2N-L-2)(2N-L)(2N-L+2)(2N+L-1)}{N(2N-3)(2N-1)(2N-1)[8(N-1)^2 - L(L+1)]} \quad (3.5.8)$$

$\beta \rightarrow g$  ve  $\gamma \rightarrow g$  geçişler için indirgenmiş karışım oranların  $\Delta(E2/M1)$  ifadeleri S. Kuyucak ve arkadaşları tarafından (1987)' de s.d.g bozon modeli kullanarak gerekli ifadeleri vermişlerdir <sup>27)</sup>.

$\beta \rightarrow g$  M1 geçişleri için gerekli ifade 3.5.9' daki gibidir.

$$\langle \phi_{\beta L} || T(M1) || \phi_{g L} \rangle = \frac{\tilde{L}\sqrt{\tilde{L}}}{2y\sqrt{N}} \sum_L \frac{g_L}{\tilde{L}\sqrt{\tilde{L}/L}} \quad (3.5.9)$$

$$\times [\tilde{L}X_L \cdot X'_L - (b/b_1)\sqrt{\tilde{L}X_L X_{L1}}]$$

Burada  $\tilde{L} = L(L+1)$  ve  $y, b$  aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$y = \frac{1}{2} \sum_L \tilde{L}X_L^2 \quad b = \sum_L \tilde{L}X_L X'_L$$

$$b_1 = \sum_L \sqrt{\tilde{L}X_L X_{L1}} \quad b_2 = \sum_L \sqrt{\tilde{L}(\tilde{L}-2)X_L X_{L2}} \quad (3.5.10)$$

$g_L = \tilde{L}\sqrt{\tilde{L}X_L X_{L1}}$  seçilerek  $T(M1)$  açılal momentum operatörü olur ve denklem 3.5.9' daki matris elamanı kaybolur.

s.d.g.bozon modelinde M1 operatörü 3.5.11' deki gibi verilir.

$$T(M1) = gL + g'[g'g]^{(1)} \quad (3.5.11)$$

Burada ;

$$g = g_2 / \sqrt{10} \quad \text{ve} \quad g' = -\sqrt{6g_2} + g_4 \quad \text{dür.}$$

Denklemler 3.5.9'dan 3.5.12 denklemini  $\beta \rightarrow g$  M1 geçişlerini elde ederiz.

$$\langle \phi_{\beta} L || T(M1) || \phi_g L \rangle = g' \frac{\hat{L} \sqrt{\hat{L} X_4}}{\sqrt{3N} 2y} \left[ \sqrt{20} X_{2_1} - (b/b_1) X_{4_1} \right] \quad (3.5.12)$$

M1 verileri E2/M1 karışım oranları formunda olduğundan indirgenmiş karışım oranını 3.5.13' deki gibi veririz.

$$\Delta(E2 / M1) = C_{\beta} N \left( \frac{1}{(2L-1)(2L+3)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.5.13)$$

Buradaki  $C_{\beta}$  bir parametredir.

$\gamma \rightarrow g$  M1 geçişleri için benzer bir hesaplama şöyle veririz.

$$\langle \phi_{\beta} L' || T(M1) || \phi_g L \rangle = \frac{\tilde{L} \sqrt{\tilde{L}' - 2}}{2y \sqrt{N}} \langle L01 || L'1 \rangle \quad (3.5.14)$$

$$\sum_L \frac{g_L}{\tilde{L} \sqrt{\tilde{L}' / 3}} \times \left[ \sqrt{\tilde{L}(\tilde{L}' - 2)} x_{L_2} x_{L_1} - (b_2 / b_1) \sqrt{\tilde{L}} x_{L_2} x_{L_1} \right]$$

s.d.g bozon modelinde 3.5.14 ifadesi şu hale gelir.

$$\langle \phi_{\gamma} L' || T(M1) || \phi_g L \rangle = -g' \frac{\tilde{L} \sqrt{\tilde{L}' - 2}}{\sqrt{3N}} \langle L01 || L'1 \rangle \frac{x_4}{2y} \times \left[ \sqrt{18} x_{4_2} \gamma - (b_2 / b_1) x_{4_1} \right] \quad (3.5.15)$$

Buradan  $\Delta(E2/M1)$  indirgenmiş karışım oranı şöyledir;

$$\Delta(E2 / M1; L \rightarrow L) = C_{\gamma} N \left[ \frac{3}{(2L-1)(2L+3)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.5.16)$$

$$\Delta(E2 / M1; L+1 \rightarrow L) = C_\gamma N \left[ \frac{1}{L(L+2)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.5.17)$$

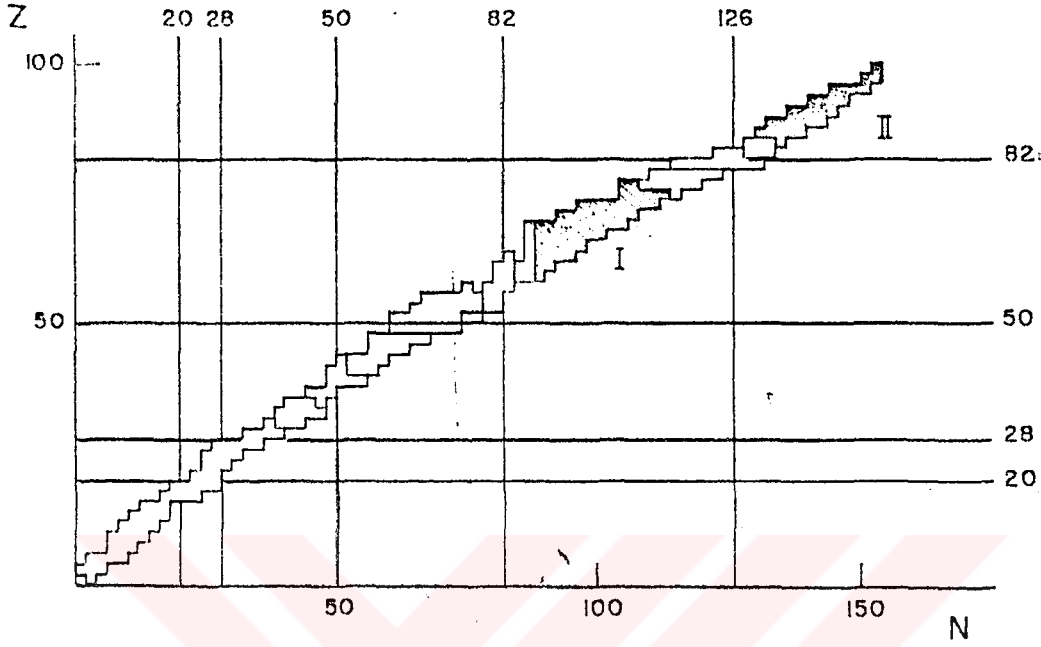
Burada  $C_\gamma$  yine bir parametredir. <sup>27)</sup>

Karışım oranı  $\delta(E2/M1)$  ifadesiyle indirgenmiş karışım oranı  $\Delta(E2/M1)$  arasında şöyle bir ifade vardır. <sup>28)</sup>

$$\delta(E2 / M1) = 0,835 [E_\gamma (\text{Mev})] \Delta(E2 / M1) \quad (3.5.18)$$

### 3.6 SU(3) Bölgeleri:

SU(3) simetrisine göre yapılan bir tanımın uygun olabildiği bölgeleri göz önüne alalım. Gerekli koşul temel hal bandı enerjilerinin  $L(L+1)$  gibi davranmasıdır. Bu davranış  $E_4^+/E_2^+=10/3$  oranını ifade eder. Şekil 3.6' de bu durumun meydana geldiği iki ana bölge ( $A \geq 80$ ) gösterilmektedir. II bölgesi  $N=126, Z=82$ ' nin üzerindeki kabuklarda bulunan çekirdekleri kapsarken, I bölgesi  $N=82-126, Z=50-82$  kabuklarının ortasındaki çekirdekleri kapsar.  $E_4^+/E_2^+$  oranı bir çekirdeğin bu sınıfa ait olup olmadığını karar vermekte tek kriterse, I ve II bölgeleri dahil edilmelidir. Bununla birlikte, uygun bir sıfırcı-mertebe tanımı olan SU(3) simetrisi için ' $\beta$ ' ve ' $\gamma$ ' bandları dejenere olmalıdır. Bu koşulun sağlanıp sağlanmadığı kontrol etmek çok zordur. Aslında ' $\beta$ ' ve ' $\gamma$ ' bandları çoğu kez aynı kuantum sayılarına sahip olan iki kuasi parçacık hallerinin bulunduğu bir bölgede yer aldığından, ilk uyarılmış  $K=0^+$  ve  $K=2^+$  banlarının gerçekten kolektif hareketin halleri olup olmadığı hiç açık değildir. Böylece ' $\beta$ ' ve ' $\gamma$ ' banlarının dejenerelik kriteri direk olarak, SU(3) simetrisinin tartışılan bu çekirdeklere uygun olup olmadığına karar vermek için uygulanmaz. Uyarılmış  $K=0^+$  ve  $K=2^+$  bandları özellikleriyle ilgili dikkatli bir araştırma, hehangibir kesin ifade yapılmadan önce ortaya konulabilmelidir.



Şekil 3.6  $SU(3)$  Bölgeleri

Dejenerelik kriteri gözlenen uyarılmış banlara uygulanırsa sadece I ve II bölgedeki birkaç çekirdek  $SU(3)$  simetrisi için adaylığa hak kazanırlar. Bunlar; II. bölgedeki aktinitler ve nadir çekirdeklerden  $Sm$ ,  $Gd$ ,  $Dy$  ve  $Er$  çekirdeklerinden bazılarıdır.

$SU(3)$  simetrisi için diğer bir test  $B(E2)$  değerleriyle yapılan bir karşılaştırmadır. Aslında  $SU(3)$  simetrisinde  $B(E2; L+2 \rightarrow L)$ ' nin ifadesi eşik çarpanından dolayı birinci mertebe  $B_{MB}$  geometrik ifadesinden farklıdır. Böylece  $L$  değeri için  $B(E2)$  enerjilerinin doğru bir ölçümü,  $SU(3)$  simetrisinin bu çekirdekler için uygun bir tanım olup olmadığı gösterilir.  $B(E2)$  değerlerinin birçok ölçümü mevcuttur, fakat ne yazık ki  $SU(3)$  şemasıyla test edilebilmesi için yeteri kadar doğruluk yoktur.



SU(3) simetrisinin diğeri bir mümkün olan testi,  $B(E2; 2_\gamma \rightarrow 0_\beta)/B(E2; 2_\gamma \rightarrow 0_g)$  oranının büyüklüğüdür. SU(3)'n sadece biraz bozulduğu limite bu oran büyük olarak beklenir.

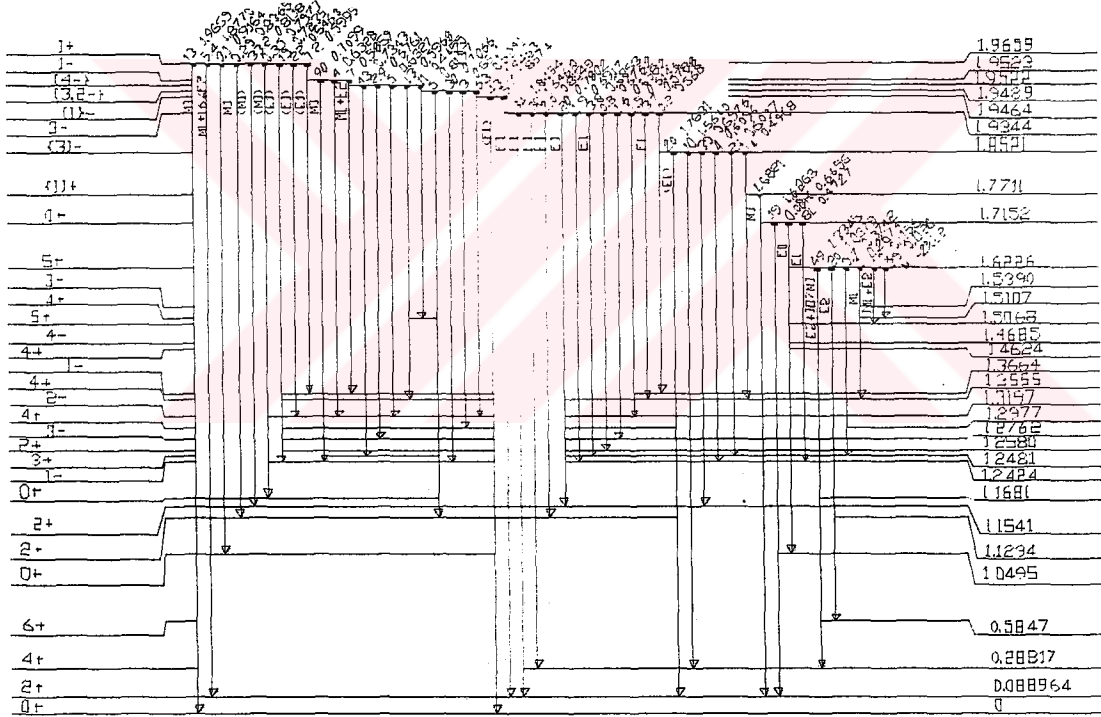
Buraya kadar etkileşen bozon modeli çerçevesinde (I.B.M) Rotasyonel limit için gerekli bilgiler verildi. Bundan sonra I.B.M çerçevesinde Gd, Sm, Er, Dy çekirdeklerin enerji seviyelerini, indirgenmiş karışım oranlarını ve B(E2) elektromanyetik geçiş olasılıklarını hesaplayıp deneysel verilerle ve diğeri yapılmış olan teorik çalışmalarla karşılaştıracakız.



#### 4. Etkileşen Bozon Modelin Bazı Çift-Çift Çekirdeklere Uygulanması:

##### 4.1 $^{156}\text{Gd}$ Çekirdeği:

$^{156}\text{Gd}$  Çekirdeği deforme bölge içerisinde yer aldığından dolayı rotor karaktere sahip bir çekirdektir. Bu çekirdeğin yapısı ve nükleer özellikleriyle alakalı, araştırma birçok araştırmacı tarafından yapılmıştır.  $^{156}\text{Gd}$  Çekirdeği için bozunum şeması şekil 4.1.1' de verilmiştir.  $^{156}\text{Gd}$  Çekirdeği için indirgenemez temsilleri tablo 4.1.1' de verildi.



Şekil 4.1.1  $^{156}\text{Gd}$  Çekirdeğinin Basitleştirilmiş Bozunum Şeması

Fujika (1970), Rud ve arkadaşları (1971), Uluer ve arkadaşları (1975), Krane (1975), Collins ve arkadaşları(2977)  $^{156}\text{Eu}$  ve  $^{156}\text{Tb}$ 'nin bozunumunu kullanarak  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinin enerji seviyelerini ve yapısını, seviyeler arası geçişlere ait B(E2) geçiş olasılıklarını ve çokkutuplu karışım oranlarını ölçtüler. Gupta ve arkadaşları (1977) ile Kumar ve Gupta (1978) tarafından yukarıda sözü edilen özelliklerden bazıları Çiftlenim Kuadropol Model ve Dinamik Deformasyon Teorisini kullanıp teorik olarak araştırdı. P.Van İsacker ve arkadaşları (1981) bozon modelinin genişletmesini çift-çift Gd izotoplarına uygulayarak B(E2) geçişlerine ait değerleri teorik olarak hesap etti. Konijin ve arkadaşları (1981) ile Backlin ve arkadaşları (1982) ( $\alpha$ ,  $2n\gamma$ ) ve ( $n$ ,  $\gamma$ ) etkileşimlerini kullanarak  $^{156}\text{Gd}$ 'daki seviyelerin yapısını deneysel olarak incelediler.

Lipas ve arkadaşları (1983) Bozon Modelini, El-Din ve arkadaşları (1986) genişletilmiş Rotasyonel-Vibrasyonel Modeli kullanıp enerji seviyelerini ve bazı elektromanyetik özellikleri incelediler. Raman ve arkadaşları (1987) temel hal seviyesinden ilk uyarılmış  $2^+$  seviyesine geçişlerin olasılıklarını araştırarak bu izotopa ait  $\beta_2$  ve  $Q_0$  değerlerini elde ettiler. Lipas ve arkadaşları (1987) bu çekirdeğe ait E2/M1 karışım oranlarını, Wolf ve arkadaşları (1991) ise B(E2) değerlerini incelediler.

$^{156}\text{Gd}$  Çekirdeğinin temel hal bandının üyeleri;  $0^+[0 \text{ Kev}]$ ,  $2^+[89.0 \text{ Kev}]$ ,  $4^+[282.2 \text{ Kev}]$ ,  $6^+[584.7 \text{ Kev}]$ ,  $8^+[965.1 \text{ Kev}]$  ve  $10^+[1416.0 \text{ Kev}]$  seviyeleridir.  $K^\pi=0^+$  beta bandının üyeleri ise  $0^+[1049.6 \text{ Kev}]$ ,  $2^+[1129.5 \text{ Kev}]$ ,  $4^+[1297.7 \text{ Kev}]$ ,  $6^+[1540.3 \text{ Kev}]$ ,  $8^+[1848.2 \text{ Kev}]$  ve  $10^+[2219.2 \text{ Kev}]$  seviyeleri mevcuttur.  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinin  $K^\pi=2^+$  gama bandının üyeleri ise  $2^+[1154.2 \text{ Kev}]$ ,  $3^+[1248.1 \text{ Kev}]$ ,  $4^+[1355.5 \text{ Kev}]$ ,  $5^+[1507.0 \text{ Kev}]$  dir. Daha sonra  $6^+[1643.1 \text{ Kev}]$ ,  $7^+[1849.6 \text{ Kev}]$  ve  $8^+[2010.8 \text{ Kev}]$  seviyelerin varlığı ileri sürülmüştür <sup>29)</sup>.  $K^\pi=0^+$   $2\beta'$  nm üyeleri ise  $0^+[1168.1 \text{ Kev}]$ ,  $2^+[1258.0 \text{ Kev}]$ ,  $4^+[1698.3 \text{ Kev}]$ ,  $6^+[1765.9 \text{ Kev}]$  ve  $8^+[2134.1 \text{ Kev}]$  seviyeleridir. <sup>29)</sup> Oktupol bandının üyeleri ise  $1^+[1366.6 \text{ Kev}]$ ,  $2^+[1319.7 \text{ Kev}]$ ,  $4^+[1468.5 \text{ Kev}]$ ,  $3^+[1934.0 \text{ Kev}]$  ve  $4^+[2045.0 \text{ Kev}]$  dir.<sup>30)</sup> Bu izotop için  $K^\pi=4^+$  rotasyonel bandının üyeleri;  $4^+[510.7 \text{ Kev}]$ ,  $5^+[1622.8 \text{ Kev}]$ ,  $6^+[1753.8 \text{ Kev}]$ ,  $7^+[1909.3 \text{ Kev}]$  ve  $8^+[2079.3 \text{ Kev}]$  seviyeleri olarak verilmiştir.

TABLO 4.1.1

<sup>156</sup>Gd çekirdeği için Dönmeyle ilgili Limitinin İndirgenemez Temsilleri.

U(6)	SU(3)	O(3)
[N]	(λ,μ) χ	L
	(24,0) (0)	24 <sup>+</sup> ,22 <sup>+</sup> ,20 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(20,2) (0)	22 <sup>+</sup> ,20 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(2)	21 <sup>+</sup> ,20 <sup>+</sup> ,19 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,17 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,15 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> , 7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,1 <sup>+</sup>
	(16,4) (0)	20 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(2)	19 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,17 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,15 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> , 5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup>
	(4)	17 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,15 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup>
	(12,6) (0)	18 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(2)	17 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,15 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup>
	(4)	15 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup>
	(6)	13 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup>
	(8,8) (0)	16 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(2)	15 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup>
	(4)	13 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup>
	(6)	11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup>
12	(8)	9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup>
	(4,10) (0)	14 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(2)	13 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup>
	(4)	11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup>
	(0,12) (0)	12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(18,0) (0)	18 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(14,2) (0)	16 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(2)	15 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup>
	(10,4) (0)	14 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>

Tablo 4.1.1' in devamı

	(2)	$13^+, 12^+, 11^+, 10^+, 9^+, 8^+, 7^+, 6^+, 5^+, 4^+, 3^+, 2^+$
	(4)	$11^+, 10^+, 9^+, 8^+, 7^+, 6^+, 5^+, 4^+$
(6,6)	(0)	$12^+, 10^+, 8^+, 6^+, 4^+, 2^+, 0^+$
	(2)	$11^+, 10^+, 9^+, 8^+, 7^+, 6^+, 5^+, 4^+, 3^+, 2^+$
	(4)	$9^+, 8^+, 7^+, 6^+, 5^+, 4^+$
	(6)	$7^+, 6^+$
(2,8)	(0)	$10^+, 8^+, 6^+, 4^+, 2^+, 0^+$
	(2)	$9^+, 8^+, 7^+, 6^+, 5^+, 4^+, 3^+, 2^+$
(12,0)	(0)	$12^+, 10^+, 8^+, 6^+, 4^+, 2^+, 0^+$
(8,2)	(0)	$10^+, 8^+, 6^+, 4^+, 2^+, 0^+$
	(2)	$9^+, 8^+, 7^+, 6^+, 5^+, 4^+, 3^+, 2^+$
12	(4,4)	$8^+, 6^+, 4^+, 2^+, 0^+$
	(2)	$7^+, 6^+, 5^+, 4^+, 3^+, 2^+$
	(4)	$5^+, 4^+$
	(0,6)	$6^+, 4^+, 2^+, 0^+$

#### 4.1.2 $^{156}\text{Gd}$ Çekirdeğinin Enerji Seviyeleri ve Geçişlerin Çokkutuplulukları:

Etkileşen Bozon Modeli yardımıyla hesapladığımız enerji değerleriyle deneysel enerji değerleri birbiriyle uyum içindedir. Biz bu çekirdek için temel seviye bandı, beta bandı, gama bandı ve iki beta bandı için hesapladığımız değerler aşağıdaki tablo 4.1.2.1' de görülmektedir.

89.0 Kev seviyesi:  $K^+=0^+$  temel hal bandının bir üyesidir ve spin paritesi  $2^+$  dir. Bu seviyeden  $0^+[0 \text{ Kev}]$  seviyesine çokkutupluluğu E2 olan  $2^+[89.0 \text{ Kev}]0^+$  ışını geçiş yapar<sup>31)</sup>.

288.2 Kev seviyesi: Temel hal bandının bir üyesi olup spin paritesi  $4^+$  dir. Bu seviyeden  $2^+[89.0 \text{ Kev}]$  seviyesine  $4^+[199.2 \text{ Kev}]2^+$  ışını geçiş yapar ve çokkutupluluğu E2 dir <sup>32)</sup>.

584.7 seviyesi: Spin paritesi  $6^+$  olarak tespit edilmiştir. Bu seviyeden  $4^+[288.2 \text{ Kev}]$  seviyesine  $6^+[296.6 \text{ Kev}]4^+$  geçişi vardır ve çokkutupluluğu E2 dir <sup>32)</sup>.

965.1 Kev seviyesi: Temel seviye bandının bir üyesidir. Spin paritesi  $8^+$  dir. Bu seviyeden  $6^+[584.7 \text{ Kev}]$  seviyesine  $8^+[380.4 \text{ Kev}]6^+$  ışını geçiş yapar ve bunun çokkutupluluğu E2 dir <sup>29)</sup>.

1049.6 Kev seviyesi; Beta bandının ilk üyesi olup spin paritesi  $0^+$  dir. Bu seviyeden  $0^+[0 \text{ Kev}]$  seviyesine  $0^+[1049.6 \text{ Kev}]0^+$  geçişi vardır <sup>33)</sup>.

1129.5 Kev seviyesi:  $K^+=0^+$  beta bandının bir üyesidir. Spin paritesi  $2^+$  olarak tayin edilmiştir. Bu enerji seviyesinden  $2^+[89.0 \text{ Kev}]$  seviyesine çokkutupluluğu E2+M1 olan  $2^+[1040.6 \text{ Kev}]2^+$  ışını ve  $4^+[288.2 \text{ Kev}]$  seviyesine de E2 olan  $2^+[841.2 \text{ Kev}]4^+$  ışını geçiş yapar.

1154.2 Kev seviyesi:  $K^+=2^+$  gama bandının ilk üyesi olup spin paritesi  $2^+$  olarak tayin edilmiştir. <sup>32)</sup> Bu seviyeden  $0^+[0 \text{ Kev}]$  temel hal seviyesine çokkutupluluğu E2 olan  $2^+[1154.2 \text{ Kev}]0^+$  ışını ve  $2^+[89.0 \text{ Kev}]$  seviyesine de çokkutupluluğu E2+M1 olan  $2^+[1065.3 \text{ Kev}]2^+$  ışını geçiş yapar.

1242.5 Kev seviyesi: Oktupol bandının bir üyesi olup spin paritesi  $1^-$  olarak tespit edilmiştir <sup>32)</sup> Bu enerji seviyesinden  $0^+[0 \text{ Kev}]$  taban seviyesine  $1^-[1242.5 \text{ Kev}]0^+$  ışını ve  $2^+[89.0 \text{ Kev}]$  enerji seviyesine de  $1^-[1153.5 \text{ Kev}]2^+$  ışını geçiş yapar.

1248.1 Kev seviyesi:  $K^+=2^+$  gama bandının bir üyesi olup spin parite değeri  $3^+$  olarak tespit edilmiştir. Bu enerji seviyesinden  $0^+[89.0 \text{ Kev}]$  seviyesine çokkutupluluğu

E2+M1 olan şiddetli bir  $3^+[1159.1 \text{ Kev}] 2^+$  ışını ve  $4^+[288.2 \text{ Kev}]$  seviyesine de daha az şiddetli  $3^+[959.9 \text{ Kev}]4^+$  ışını geçiş yapar.

1258.0 Kev seviyesi:  $K^\pi=0^+$   $2\gamma$  bandının bir üyesi olup spin parite değeri  $2^+$  olarak tespit edilmiştir. Bu seviyeden  $0^+[0 \text{ Kev}]$  seviyesine çokkutupluluğu E2 olan  $2^+[1258.0 \text{ Kev}]0^+$  ışını ve  $2^+[89.0 \text{ Kev}]$  seviyesine çokkutupluluğu E2+M1 olan  $2^+[1169.5 \text{ Kev}] 2^+$  ışını geçiş yapar. Ayrıca  $4^+[288.2 \text{ Kev}]$  seviyesine de  $2^+[969.9 \text{ Kev}]4^+$  geçişi olur.

1276.2 Kev seviyesi: Oktupol bandının bir üyesidir. Spin paritesi  $3^-$  dir. Bu seviyeden  $2^+[89.0 \text{ Kev}]$  seviyesine ve  $4^+[288.2]$  seviyesine çokkutupluluğu E1 olan  $3^- [1187.2 \text{ Kev}]2^+$  ışını ve  $3^- [988.1 \text{ Kev}]4^+$  ışını geçiş yapar.

1297.7 Kev seviyesi:  $K^\pi=0^+$  beta bandının bir üyesidir. Spin paritesi  $4^+$  olarak tespit edilmiştir. Bu seviyeden  $2^+[89.0 \text{ Kev}]$  seviyesine  $4^+[1208.7 \text{ Kev}]2^+$  ve  $4^+[288.2 \text{ Kev}]$  seviyesine de çokkutupluluğu E2+M1 olan  $4^+[1009.6 \text{ Kev}]4^+$  ışını geçiş yapar.

1319.7 Kev seviyesi: Oktupol bandının bir üyesidir. Spin paritesi  $2^-$  dir. Bu spin seviyesinden sadece  $2^+[89.0 \text{ Kev}]$  seviyesine çokkutupluluğu E1 olan  $2^- [1230.7 \text{ Kev}]2^+$  geçişi olur <sup>29)</sup>).

1355.5 Kev seviyesi:  $K^\pi=2^+$  Gama bandının bir üyesidir. Spin parite değeri  $4^+$  olarak tespit edilmiştir. <sup>32)</sup> Bu seviyeden  $2^+[89.0 \text{ Kev}]$  seviyesine ve  $4^+[288.2 \text{ Kev}]$  seviyesine, sırasıyla  $4^+[1266.6 \text{ Kev}]2^+$  ışını ve  $4^+[1067.3 \text{ Kev}]4^+$  ışını geçiş yapar. Son geçişliliğin çokkutupluluğu E2+M1 dir.

1366.6 Kev seviyesi: Oktupol bandının bir üyesi olup spin parite değeri  $1^-$  dir. Bu spin seviyesinden sadece  $0^+[0 \text{ Kev}]$  seviyesine çokkutupluluğu E1 olan  $1^- [1366.6$

TABLO 4.1.2

<sup>156</sup>Gd Çekirdeğinin Enerji Seviyeleri:

Band Yapısı	Spin Paritesi	Enerji Değerleri		
		Deneysel (Kev) <sup>a)</sup>	Teorik (Kev) <sup>b)</sup>	
Temel	0	0.00	0 <sup>b)</sup>	
Hal	2	89.00	85.2	
Bandı	4	288.2	284.0	
	6	584.7	596.4	
	8	965.1	1022.4	
	10	1416.0	1562.0	
Beta	0	1049.6	1049.6 <sup>b)</sup>	
Bandı	2	1129.5	1134.8	
	4	1297.7	1313.6	
	6	1540.3	1646.0	
	8	1848.2	2071.8	
	10	2219.2	2611.6	
	Gama	2	1154.2	1154.2 <sup>b)</sup>
Bandı	3	1248.1	1239.4	
	4	1355.5	1353.0	
	5	1507.0	1495.0	
	6	1643.8	1665.4	
	7	1849.6	1864.2	
	8	2010.2	2091.4	
	İki	0	1168.1	1168.1 <sup>b)</sup>
	Beta	2	1258.0	1255.0
Bandı	4	1462.3	1453.9	
	6	1765.9	1766.1	
	8	2134.1	2191.3	

<sup>a)</sup>Kay. 34, <sup>b)</sup> Uyuşma değerleri



Kev] $0^+$  geçişi ve  $2^+[89.0 \text{ Kev}]$  seviyesine de çokkutupluluğu E1 olan  $1^+[1366.6 \text{ Kev}] 2^+$  ışını geçiş yapar <sup>34</sup>).

1462.3 Kev seviyesi:  $K^\pi=0^+$   $2\gamma$  bandının bir üyesi olup spin paritesi Konijn ve arkadaşları tarafından (1981)  $4^+$  olarak tespit edilmiştir. Bu seviyeden  $4^+[288.2 \text{ Kev}]$  seviyesine çokkutupluluğu E2+M1+E0 olan  $4^+[1174.2 \text{ Kev}]4^+$  ışını ve  $2^+[89.0 \text{ Kev}]$  seviyesine de çokkutupluluğu E2 olan  $4^+[89.0 \text{ Kev}]2^+$  ışını geçiş yapar.

1468.5 Kev seviyesi: Oktupol bandının bir üyesi olup spin paritesi  $4^-$  olarak tespit edilmiştir. Bu spin seviyesinden sadece  $4^+[299.2 \text{ Kev}]$  seviyesine çokkutupluluğu E1 olan  $4^+[1180.3 \text{ Kev}]4^+$  geçişi olur.

1510.7 Kev seviyesi:  $K^\pi=4^+$  rotasyonel bandının ilk üyesi olup spin parite değeri  $4^+$  olarak tespit edilmiştir <sup>32</sup>). Bu enerji seviyesinden  $2^+[89.0 \text{ Kev}]$ ,  $2^+[584.7]$ ,  $2^+[1129.5 \text{ Kev}]$ ,  $2^+[1154.2 \text{ Kev}]$  seviyelerine çokkutuplulukları E2 olan enerjileri sırasıyla 1421.7 Kev, 926.0 Kev, 381.1 Kev ve 356.5 Kev geçişleri olur. Ayrıca  $4^+[288.2 \text{ Kev}]$  seviyesine  $4^+[1222.4 \text{ Kev}]4^+$  ışını geçiş yapar ve çokkutupluluğu E2+M1 dir.

1540.3 Kev seviyesi: Beta bandının ilk üyesi olup spin parite değeri  $3^-$  dür. Bu seviyeden  $2^+[89.0 \text{ Kev}]$  seviyesine  $3^+[1450.7 \text{ Kev}]2^+$  geçişi olur <sup>29</sup>).

#### 4.1.3 <sup>156</sup>Gd Çekirdeğinin İndirgenmiş Karışım oranları:

Enerji seviyeleri arasındaki geçişlere ait indirgenmiş çokkutuplu karışım oranlarına ait  $\Delta(E2/M1)$  değerleri için hesaplanmış olduğumuz değerler tablo 4.1.3.1' de görülmektedir.

İndirgenmiş karışım oranları için  $\Delta(E2/M1; \gamma L \rightarrow g L)$ ,  $\Delta(E2/M1; \gamma L+1 \rightarrow g L)$ ,  $\Delta(E2/M1; \beta L \rightarrow g L)$  değerlerini hesaplayıp gerekli değerleri yukarıdaki tabloda verdik.

Literatürde yeterince deneysel verilerin olmaması işlemlerimizi biraz güçleştirmektedir. Yaptığımız hesaplamaları karşılaştıma imkanından yoksunuz.

TABLO 4.1.3.1

<sup>156</sup>Gd Çekirdeği İçin İndirgenmiş Çokkutuplu Karışım Oranları:

Geçiş	$\Delta(E2/M1)$ (eb/ $\mu_N$ )		
	Deneysel <sup>a)</sup>	Bu Çalışma	Diğer Çalışmalar
$2_\gamma \rightarrow 2_g$	-19.7	-19.7 <sup>b)</sup>	-20.5 <sup>c)</sup>
$4_\gamma \rightarrow 4_g$	-4.5	-17.81	-6.5 <sup>d)</sup>
$6_\gamma \rightarrow 6_g$		-12.17	
$8_\gamma \rightarrow 8_g$		-9.26	
$3_\gamma \rightarrow 2_g$	-8.9	-8.9 <sup>b)</sup>	-8.2 <sup>d)</sup>
$5_\gamma \rightarrow 4_g$		-5.13	
$7_\gamma \rightarrow 6_g$		-3.632	
$9_\gamma \rightarrow 8_g$		-2.813	
$2_\beta \rightarrow 2_g$	-16	-16 <sup>b)</sup>	-24.2 <sup>d)</sup>
$4_\beta \rightarrow 4_g$		-8.35	-10.4 <sup>d)</sup>
$6_\beta \rightarrow 6_g$		-5.70	
$8_\beta \rightarrow 8_g$		-4.34	

<sup>a)</sup> Kayn. 35, <sup>b)</sup> Uyuşma Değerleri, <sup>c)</sup> Kayn. 36, <sup>d)</sup> Kayn. 37

$\Delta(E2/M1; \gamma L \rightarrow g L)$  karışım oranı gama bandından temel seviyeye geçişler için hesapladığımız ilk karışım oranı -19.7'dir. Bu hesaplanan değer deneysel veriyle ve kayn. 36' da hesaplanan değerle çok az bir hata ile uyum içindedir.  $4_\gamma \rightarrow 4_g$  geçiş için hesaplanan indirgenmiş karışım oranı için bulduğumuz değer -17.81'dir. Bu bulunan değer kayn. 37' de verilen değerle uyuşmamaktadır. Gama bandından beta bandına geçişler için bulunan indirgenmiş karışım oranı değerlerini elimizde verilerin olmaması

sebebiyle karşılaştırma imkanından yoksunuz. Verdiğimiz çalışmaların gelecek çalışmalara ışık tutacağını inanıyoruz.

$\Delta(E2/M1; \gamma L+1 \rightarrow g L)$  geçişleri için  $3_7 \rightarrow 2_g$  geçişi için bulunan değer -8.9' dur. Deneysel değerlerle ve kayn. 37 verilen çalışmayla yaklaşık olarak uyum içindedir. Diğer karışım oranları için literatürde deneysel ve teorik verilerin olmayışı bu geçişler için karşılaştırma imkanını zorlaştırmaktadır.

#### 4.1.4 $^{156}\text{Gd}$ Çekirdeğine Ait B(E2) Geçiş Olasılıkları:

$^{156}\text{Gd}$  Çekirdeği için B(E2) değerleri;  $B(E2; \beta L \rightarrow g L-2)$ ,  $B(E2; \gamma L \rightarrow g L-2)$  ve  $B(E2; g L \rightarrow g L-2)$  değerleri teorik olarak hesaplandı. Hesapladığımız değerleri tablo halinde tablo 4.1.4.1 verildi.

$B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$  geçiş olasılığı için bulunan değer  $1.38 e^2 b^2$  olarak elde edilmiştir. Bu değer deneysel verilerden biraz farklı olmasına rağmen Konijn ve arkadaşları (1981)<sup>29</sup>) ve Van İsacker ve arkadaşları (1982) tarafından teorik olarak elde edilen değerlerle uyum içindedir. Fakat Chuu (1990)<sup>39</sup>)' nin hesapladığı teorik değerlerden farklıdır.

$B(E2; 8^+ \rightarrow 6^+)$  geçiş olasılığı  $1.39 e^2 b^2$  olarak bulunmuştur. Bu bulunan değer deneysel değerlerden farklı çıkmaktadır. Fakat Konijn ve arkadaşlarının (1981) ve Van İsacker ve arkadaşlarının (1982) tarafından verilen teorik değerlerle uyum göstermektedir. Ayrıca  $B(E2; 10^+ \rightarrow 8^+)$  ve  $B(E2; 12^+ \rightarrow 10^+)$  geçiş olasılıkları da verildi. Bu hesaplanan değerlerle deneysel değerler tabloda kıyaslanması için verildi.

$^{156}\text{Gd}$  Çekirdeğine ait temel hal bandının üyeleri arasındaki, beta bandıyla temel hal bandı arasındaki ve gama bandıyla temel hal bandı arasındaki elektromanyetik geçiş olasılıkları B(E2) değerleri, teorik ve deneysel değerlerle birlikte tablo 4.1.4.1 verildi.

TABLO 4.1.4.1

<sup>156</sup>Gd Çekirdeği için B(E2) değerleri (e<sup>2</sup>b<sup>2</sup> birimi cinsinden)

Geçiş	B(E2; L+2→L)			
	Geçiş Enerjisi(KeV)	Deneysel	Bu Çalışma	Diğer Çalışmalar
g→g				
2 <sup>+</sup> →0 <sup>+</sup>	89	0.92 <sup>a)</sup>	0.92 <sup>b)</sup>	0.92 <sup>a)</sup>
4 <sup>+</sup> →2 <sup>+</sup>	199	1.29 <sup>a)</sup>	1.29	1.29 <sup>a)</sup>
6 <sup>+</sup> →4 <sup>+</sup>	297	1.47 <sup>a)</sup>	1.38	1.39 <sup>a)</sup>
8 <sup>+</sup> →6 <sup>+</sup>	380	1.57 <sup>a)</sup>	1.39	1.39 <sup>a)</sup>
10 <sup>+</sup> →8 <sup>+</sup>	451	1.48 <sup>c)</sup>	---	1.34 <sup>c)</sup>
12 <sup>+</sup> →10 <sup>+</sup>	508	1.45 <sup>c)</sup>	---	1.26 <sup>c)</sup>
β→g				
2 <sup>+</sup> →0 <sup>+</sup>	1129.41	0.316 <sup>d)</sup>	0.316 <sup>b)</sup>	0.95 <sup>d)</sup>
4 <sup>+</sup> →2 <sup>+</sup>	1208.9	0.61 <sup>d)</sup>	0.430	0.22 <sup>d)</sup>
6 <sup>+</sup> →4 <sup>+</sup>	955.6	---	0.433	---
8 <sup>+</sup> →6 <sup>+</sup>	883	---	0.424	---
γ→g				
2 <sup>+</sup> →0 <sup>+</sup>	1154.19	2.22 <sup>d)</sup>	2.22 <sup>b)</sup>	1.86 <sup>d)</sup>
4 <sup>+</sup> →2 <sup>+</sup>	1266.38	0.78 <sup>d)</sup>	1.086	0.87 <sup>d)</sup>
6 <sup>+</sup> →4 <sup>+</sup>	1355.6	---	0.714	---
8 <sup>+</sup> →6 <sup>+</sup>	1425.5	---	0.497	---

a) Kay. 29 b), Uyuşma değeri, c) Kayn. 37, d) Kay. 38

Tablo 4.1.4.1 görüldüğü gibi B(E2;2<sup>+</sup>→0<sup>+</sup>) için hesapladığımız 0.92 e<sup>2</sup>b<sup>2</sup> değeri Konijn ve arkadaşları tarafından elde edilen teorik değerle ve deneysel değerle tam olarak uyum içindedir. B(E2;4<sup>+</sup>→2<sup>+</sup>) için hesaplanan değer ise 1.29 e<sup>2</sup>b<sup>2</sup> olarak bulunan değer Konijn ve arkadaşları tarafından yapılan teorik değerle deneysel veriler arasında tam bir uyum vardır.

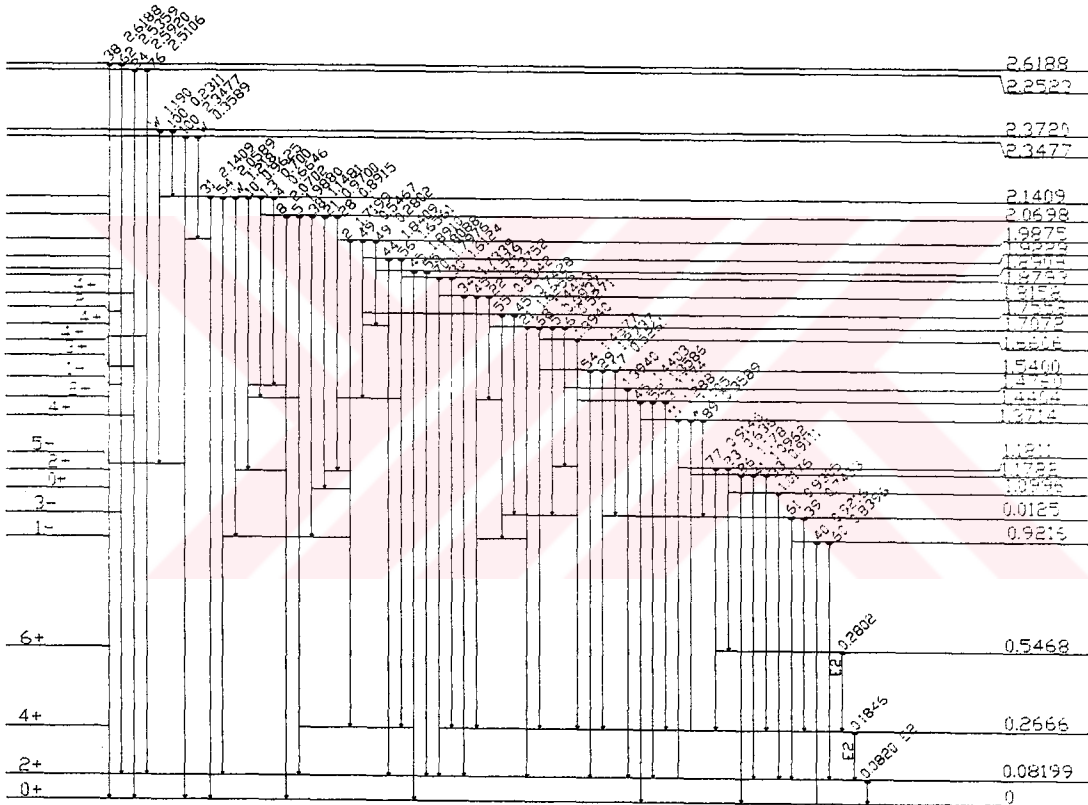
Beta bandından taban duruma geçiş  $B(E2;L \gamma \rightarrow L-2 g)$  geçişleri için hesaplanan  $B(E2;2 \rightarrow 0)=0.316 e^2b^2$  değeri deneysel değerle tam olarak uyuşmaktadır. Kayn.38' de verilen teorik çalışmadan biraz farklıdır.  $B(E2;4 \rightarrow 2)=0.430 e^2b^2$  değeri deneysel değerden biraz farklıdır, fakat kayn. 38' de verilen teorik değerlerle tam uyum göstermektedir. Ayrıca beta'dan temel seviyeye geçişler için hesaplanan  $B(E2;6 \rightarrow 4)=0.443 e^2b^2$  ve  $B(E2;8 \rightarrow 6)=0.424 e^2b^2$  değerlerini deneysel ve teorik olarak karşılaştırma imkanına sahip değiliz. Çünkü bu geçişler için literatürde deneysel ve teorik bir çalışmaya raslanılmadı.

$^{156}\text{Gd}$  Çekirdeği için gamadan temel seviyeye geçişler hesaplandı.  $B(E2;2 \rightarrow 0)=2.22 e^2b^2$  değeri deneysel değerle tam bir uyum içindedir. Kayn. 38' de hesaplanan teorik değerle az bir farkla uyum içindedir.  $B(E2;4 \rightarrow 2)=1.08 e^2b^2$  hesaplanan değer deneysel olarak verilen değerden farklıdır. Kayn. 38' de verilen teorik çalışmayla az bir farklılıkla uygunluk sağlanmaktadır.  $B(E2;6 \rightarrow 4)$  ve  $B(E2;8 \rightarrow 6)$  geçiş olasılıkları teorik olarak verildi. Bu geçişlerle ilgili deneysel ve teorik değerlere raslanılmadığından karşılaştırma yapamadık.

#### 4.2 $^{154}\text{Sm}$ Çekirdeği:

Çift-çift  $^{154}\text{Sm}$  çekirdeği iyi deforme olmuş rotasyonel karektere sahip bir çekirdek olarak ele alınır <sup>40</sup>). Bu çekirdeğin bozunum şeması şekil 4.2.1' de görülmektedir. Bu izotopun nükleer yapısıyla ilgili birçok araştırmacı değişik metotları kullanarak (RMV, PPQM, DR) çeşitli özellikler kayıt edilmiştir. Tamura ve arkadaşları (1979) bu izotopla ilgili  $g \rightarrow g$ ,  $\beta \rightarrow g$ ,  $\gamma \rightarrow g$ ,  $\beta \rightarrow \beta$  ve  $\gamma \rightarrow \gamma'$  ya band geçişleri için  $B(E2)$  değerlerini ve dallanma oranlarını teorik olarak hesapladılar. Jonson ve arkadaşları (1980)  $^{154}\text{Sm}$  daki rotasyonel seviyelerin yarı ömürlerini Doppler-Shift metodu yardımıyla ölçmüş ve ayrıca deneysel olarak sadece temel hal bandındaki geçişler için  $B(E2)$  değerlerini elde etmişlerdir. Bhardwaj ve arkadaşları (1983) ise Rotasyonel-Vibrasyonel Model çerçevesinde  $^{154}\text{Sm}$ ' un enerji seviyelerini teorik olarak hesaplayıp bazı geçişler için  $B(E2)$  değerleri ile dallanma oranlarını elde ettiler. Gupta (1983)' de

Dinamik Çiftlenim+Kuadrupol Modelini kullanarak  $^{154}\text{Sm}$  izotopunu teorik olarak incelediler. Varshney ve arkadaşları (1988) yüksek seviyeli spinlerden geçişler için B(E2) değerlerini vermişlerdir.  $^{154}\text{Sm}$  çekirdeği için etkileşen bozon modelinin öngördüğü dönmeyle ilgili limite indirgenemez temsilleri tablo 4.2.1' de verildi.



Şekil 4.2.1  $^{154}\text{Sm}$  Çekirdeğini Basitleştirilmiş bozunum Şeması

TABLO 4.2.1

<sup>154</sup>Sm Çekirdeği için dönmeyle ilgili limitte indirgenemez temsilleri

U(6)	SU(3)	O(3)
[N]	( $\lambda, \mu$ )	L
	(22,0) (0)	22 <sup>+</sup> ,20 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(18,2) (0)	20 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(2)	19 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,17 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,15 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> , 13 <sup>+</sup> 12 <sup>+</sup> 11 <sup>+</sup> 10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> 3 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup>
	(14,4) (0)	18 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(2)	17 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,15 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup>
	(4)	15 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup>
	(10,6) (0)	16,14,12,12,10,8,6,4,0
	(2)	15 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> 10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,
	(4)	11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup>
	(6)	11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup>
	(6,8) (0)	14 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(2)	13 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(4)	13 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup>
	(6)	9,8,7,6
	(2,10) (0)	12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(2)	11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup>
11	(16,0) (0)	16 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(12,2) (0)	14 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(2)	13 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup>
	(8,4) (0)	12 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(2)	11 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup>
	(4)	9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup>
	(4,6) (0)	10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(2)	9 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,
	(4)	7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,

(0,8)	(0)	8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
(10,0)	(0)	10 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
(6,2)	(0)	8 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(2)	7 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup>
(2,4)	(0)	6 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,0 <sup>+</sup>
	(2)	5 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup>

Tablo 4.2.1' in devamı

#### 4.2.1 <sup>154</sup>Sm Çekirdeğinin Enerji Seviyeleri ve Geçişlerin Çokkutuplulukları:

<sup>154</sup>Sm'un basitleştirilmiş bozunum şemasını şekil 4.2.1' de verdik.

<sup>154</sup>Sm çekirdeğinin üyeleri arasında 0<sup>+</sup>[0 Kev] , 2<sup>+</sup>[81.9 Kev], 4<sup>+</sup>[266.6 Kev], 6<sup>+</sup>[546.8], 8<sup>+</sup>[903.0 Kev] değerleri mevcuttur. Bu üyeler temel hal bandının üyeleri arasındadır. Bu temel hal bandının üyeleri arasında 4<sup>+</sup>[266.6 Kev] seviyesinden 2<sup>+</sup>[81.9 Kev] seviyesine ve 6<sup>+</sup>[546.8 Kev] seviyesinden 4<sup>+</sup>[266.6 Kev] enerji seviyesine çokkutuplulukları E2 olan 4<sup>+</sup>[184.6 Kev]2<sup>+</sup> ve 6<sup>+</sup>[280.2 Kev]4<sup>+</sup> geçişleri gözlenir <sup>33</sup>).

K<sup>π</sup>= 0<sup>+</sup> β vibrasyonel Bandı; K<sup>π</sup>= 0<sup>+</sup> vibrasyonel bandında 0<sup>+</sup>[1099.6 Kev], 2<sup>+</sup>[1178.2 Kev]ve 4<sup>+</sup>[1371.4 Kev] seviyeleri bulunur. Bu vibrasyonel bandda 2<sup>+</sup>[1178.2 Kev] seviyesinden 2<sup>+</sup>[81.9 Kev] seviyesine 2<sup>+</sup>[1096.2 Kev]2<sup>+</sup> geçişi ve 4<sup>+</sup>[1471.4 Kev] seviyesinden 4<sup>+</sup>[266.6 Kev] seviyesine de 4<sup>+</sup>[1104.8 Kev]4<sup>+</sup> geçişleri gözlenir <sup>33</sup>). Bu geçişler arasındaki geçişlerin çokkutuplulukları E2+M1 olması gerekir.

K<sup>π</sup>=2<sup>+</sup> gama Bandı; Bu bandın üyeleri arasında 2<sup>+</sup>[1140.4 Kev], 3<sup>+</sup>[1540.0 Kev] ve 4<sup>+</sup>[1660.6 Kev] enerji seviyeleri mevcuttur <sup>42,43</sup>). 2<sup>+</sup>[1140.0 Kev] seviyesinden 2<sup>+</sup>[1178.2 Kev] ve 2<sup>+</sup>[81.9 Kev] seviyelerine sırasıyla; 2<sup>+</sup>[262.2 Kev]2<sup>+</sup> ve 2<sup>+</sup>[1358.5 Kev]2<sup>+</sup> geçişleri, 3<sup>+</sup>[1540.0 Kev] seviyesinden yine aynı seviyelere 3<sup>+</sup>[361.8 Kev]2<sup>+</sup> ve 3<sup>+</sup>[1458.1 Kev]2<sup>+</sup> ışınları ile 4<sup>+</sup>[1371.4 Kev] ve 4<sup>+</sup>[266.6 Kev] seviyelerine 3<sup>+</sup>[268.6 Kev]4<sup>+</sup> ve 3<sup>+</sup>[1273.4 Kev]4<sup>+</sup> ve 3<sup>+</sup>[1273.4 Kev]4<sup>+</sup> geçişleri mevcuttur. Ayrıca



TABLO:4.2.1.1

: <sup>154</sup>Sm Çekirdeğinin Enerji Seviyeleri:

Band Yapısı	Spin Paritesi I <sup>π</sup>	Enerji Değerleri	
		Deneysel <sup>a)</sup> (KeV)	Bu Çalışma (KeV)
Temel	0	0	0 <sup>b)</sup>
Hal	2	81.9	81.9
Bandı	4	266.6	273
K <sup>π</sup> =0 <sup>+</sup>	6	546.8	573
	8	903	982.8
Beta	0	1099.6	1099.6 <sup>c)</sup>
Bandı	2	1178.2	1158.7
K <sup>π</sup> =2 <sup>+</sup>	4	1371.4	1372.6
	2	1440.4	1440.4 <sup>d)</sup>
	3	1540.0	1604.2
	4	1660.6	1713,4

<sup>a)</sup> Ref. 58, <sup>b)</sup>, <sup>c)</sup>, <sup>d)</sup> Uyuşma değerleri 4<sup>+</sup>[1660.6 KeV] seviyesinden 4<sup>+</sup>[1371.4 KeV] ve 4<sup>+</sup>[266.6 KeV] seviyelerine de 4<sup>+</sup>[289.2 KeV]4<sup>+</sup> ve 4<sup>+</sup>[1394.0 KeV]4<sup>+</sup> geçişleri olur <sup>33)</sup>.

K<sup>π</sup>=0<sup>-</sup> Oktupol Bandı; Bu bandın üyeleri ise 1<sup>-</sup>[921.6 KeV], 3<sup>-</sup>[1012.5 KeV] ve 5<sup>-</sup>[1181.1 KeV] olarak verilmiştir. 1<sup>-</sup>[921.6 KeV] seviyesinden 2<sup>+</sup>[81.9 KeV] seviyesine 1<sup>-</sup>[839.7 KeV]2<sup>+</sup> ışını geçiş yapar. 3<sup>-</sup>[1012.5 KeV]seviyesinden 4<sup>+</sup>[266.6 KeV] ve 2<sup>+</sup>[81.9 KeV] seviyelerine sırasıyla 3<sup>-</sup>[745.3 KeV]4<sup>+</sup> ve 3<sup>-</sup>[930.5 KeV]2<sup>+</sup> ışınları geçiş yapar. 5<sup>-</sup>[1181.5 KeV] seviyesinden ise 4<sup>+</sup>[266.6] ve 6<sup>+</sup>[546.8 KeV] seviyelerine 914.5 KeV ve 636.0 KeV ışınları geçiş yapar <sup>41)</sup>.

<sup>154</sup>Sm Çekirdeğinin I B M modeline göre hesapladığımız enerji seviyeleri tablo 4.2.2.1' de görülmektedir. Bu enerji seviyeleri (3.3.6) denklemine 1.1 L(L+1) N/2 terimi ilave edilerek ve γ=3.8 KeV , δ=-20.1 KeV alınarak temel hal bandı, beta ve gama bandı için hesaplanmıştır.

<sup>154</sup>Sm Çekirdeğinin hesaplanan enerji değerlerine bakıldığında hesaplanan değerlerin deneysel veriler, birkaç enerji seviyesi hariç oldukça uyumlu olduğu görülmektedir. Formülasyonlar kullanılarak yüksek spin seviyeli değerler için enerji seviyeleri bulunabilir.

#### 4.2.2 <sup>154</sup>Sm Çekirdeğinin İndirgenmiş Çokkutuplu Karışım Oranları:

<sup>154</sup>Sm Çekirdeği için  $\Delta(E2/M1)$  indirgenmiş karışım oranları için deneysel veri olmadığından dolayı karışım oranlarını geniş boyutta incelemekten yoksunuz. Daha önce yapılmış olan teorik çalışmalardan birkaç veri alınarak  $\beta \rightarrow g$ ,  $\gamma \rightarrow g$  için karışım oranları hesaplandı. Hesaplamalar 3.5.16, 3.5.17 ve 3.5.18 denklemleri kullanarak yapıldı. Hesapladığımız değerleri tablo 4.2.2.1' de verdik.

İndirgenmiş karışım oranları için hesapladığımız  $\Delta(E2/M1; \beta L \rightarrow g L)$ ,  $\Delta(E2/M1; \gamma L \rightarrow \gamma L)$  ve  $\Delta(E2/M1; \gamma L+1 \rightarrow \gamma L)$  için hesapladığımız değerler tablo 4.2.2.1' de görülmektedir. Hesplanan değerler daha önce yapılmış olan çalışmalarla az bir farklılıkla uyum içindedir. Bu çekirdek için herbir geçiş zinciri için mümkün olan  $\Delta(E2/M1)$  indirgenmiş karışım oranlarını değerlerini hesapladık.

TABLO 4.2.2.1

<sup>154</sup>Sm Çekirdeğinin  $\Delta(E2/M1)$  İndirgenmiş Karışım Oranları:

Geçiş	Geçiş Enerjisi	$\Delta(E2/M1)$ (e.b/ $\mu_N$ )	
		Deneysel <sup>a)</sup>	Bu Çalışma
$\beta \rightarrow g$			
$2_\beta \rightarrow 2_g$	1.0963	14.109	14.109 <sup>b)</sup>
$4_\beta \rightarrow 4_g$	1.1048	7.376	7.358
$6_\beta \rightarrow 6_g$	---	---	5.026
$8_\beta \rightarrow 8_g$	---	---	3.824
$\gamma \rightarrow g$			
$2_\gamma \rightarrow 2_g$	1.3585	14.102	14.102 <sup>b)</sup>
$4_\gamma \rightarrow 4_g$	1.394	7.37	7.364
$6_\gamma \rightarrow 6_g$	---	---	5.030
$8_\gamma \rightarrow 8_g$	---	---	3.827
$3_\gamma \rightarrow 2_g$	1.4581	13.205	13.205 <sup>b)</sup>
$5_\gamma \rightarrow 4_g$	---	---	6.895
$7_\gamma \rightarrow 6_g$	---	---	4.7107
$9_\gamma \rightarrow 8_g$	---	---	3.202

<sup>a)</sup> Kayn. 43, <sup>b)</sup> Uyuşma Değerleri

#### 4.2.3i <sup>154</sup>Sm Çekirdeği için B(E2;L+2→L) Elektromanyetik Geçiş olasılıkları:

<sup>154</sup>Sm Çekirdeği için B(E2;L+2→L) elektromanyetik geçişleri temel seviyeden temel seviyeye, beta bandından temel seviyeye ve gama bandından temel seviyeye geçişler I.B.M modeline göre hesaplandı. Hesaplamalarımızı 3.5.5, 3.5.7 ve 3.5.8 denklemlerine göre yaptık. Yapılan hesaplamalar tablo 4.2.3.1' de verilmiştir.

TABLO 4.2.3.1

<sup>154</sup>Sm Çekirdeği İçin B(E2;L+2→L) Geçiş olasılıkları:

Geçiş	B(E2;L+2→L) (e <sup>2</sup> b <sup>2</sup> )		
	Deneysel	Bu Çalışma	Diğer Çalışmalar
g→g			
2→0	0.843 <sup>a)</sup>	0.843 <sup>b)</sup>	0.881 <sup>c)</sup>
4→2	1.186 <sup>a)</sup>	1.182	1.242 <sup>d)</sup>
6→4	1.374 <sup>a)</sup>	1.761	1.437 <sup>d)</sup>
8→6	1.49 <sup>a)</sup>	1.251	1.38 <sup>c)</sup>
10→8	---	1.463	---
β→g			
2→0	0.006 <sup>e)</sup>	0.006 <sup>b)</sup>	0.001 <sup>e)</sup>
4→2	---	0.054	---
6→4	---	0.00748	---
8→6	---	0.007066	---
γ→g			
2→0	0.013 <sup>e)</sup>	0.013 <sup>b)</sup>	0.021 <sup>e)</sup>
4→2	---	0.00498	---
6→4	---	0.003186	---
8→6	---	0.944	---

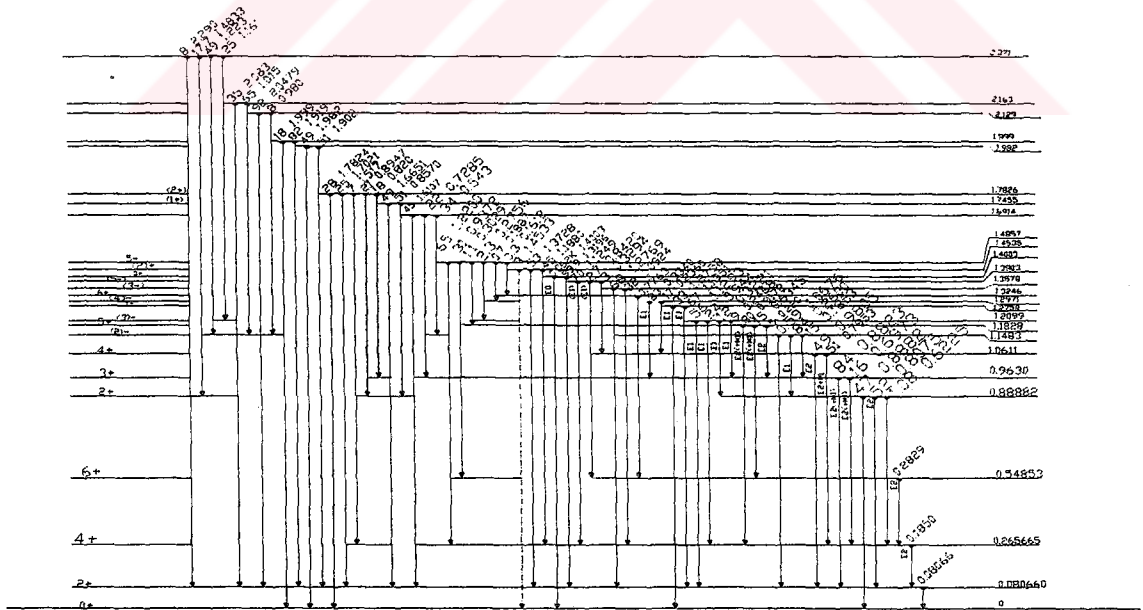
<sup>a)</sup> Kayn.44, <sup>b)</sup> Uyuşma Değerleri, <sup>c)</sup> Kayn. 40, <sup>d)</sup> Kayn. 46, <sup>e)</sup> Kayn. 45

<sup>154</sup>Sm Çekirdeği için hesapladığımız temel hal bandının üyeleri arasındaki B(E2) elektromanyetik geçiş değerleriyle deneysel veriler yukarıdaki tablo 4.2.3.1' de verdik. B(E2; g 2→g 0) geçiş olasılığı için bulduğumuz 0.843 e<sup>2</sup>b<sup>2</sup> değeri deneysel verilerle ve yapılan diğer çalışmalarla az bir farklılıkla uyum içindedir. B(E2;g 4→g 2) için bulunan değer 1.182 e<sup>2</sup>b<sup>2</sup> değeri deneysel verilerle çok az bir farklılıkla uyum içindedir. B(E2;g 6→g 4) için bulduğumuz değer 1.761 e<sup>2</sup>b<sup>2</sup> değeri deneysel verilerle farklılık göstermektedir. Kayn. 46 verilen teorik çalışmayla da farklılık göstermektedir. B(E2; g

8→g 6) için bulduğumuz değer  $1.251 e^2 b^2$  değeri kayn. 40' da verilen  $1.38 e^2 b^2$  değeriyle az bir farklılıkla uyumaktadır. Deneysel olarak verilen değerle farklılık göstermektedir. B(E2;g 10→g 8) geçişi için bulduğumuz değeri karşılaştırma imkanından yoksunuz. Bu çekirdek için  $\beta \rightarrow g$ ,  $\gamma \rightarrow g$  geçişler ayrı ayrı hesaplanıp tablo halinde yukarıda verildi. Literatürde fazla verilerin olmaması karşılaştırmayı bu çekirdek için zorlaştırmaktadır.

### 4.3 $^{162}\text{Dy}$ Çekirdeği;

$^{162}\text{Dy}$  Çekirdeğin yapısı ile ilgili hakkında araştırma yapılmıştır.  $^{162}\text{Dy}$  çekirdeği deforme bölgede bulunan bir çekirdektir. Bu çekirdekle ilgili Hungerford ve arkadaşları <sup>47)</sup>, Mishra ve arkadaşları <sup>48)</sup>, Krene <sup>49)</sup>, Buyrn <sup>50)</sup>, Field ve arkadaşları <sup>51)</sup>, Hooper ve arkadaşları <sup>52)</sup>, Lange ve arkadaşları <sup>53)</sup>, Skai <sup>54)</sup>, Enles ve arkadaşları <sup>55)</sup>, Dominges ve arkadaşları <sup>56)</sup> tarafından araştırılarak yapısı hakkında birçok bilgi literatüre girmiştir.



Şekil 4.3.1  $^{162}\text{Dy}$  Çekirdeğinin Basitleştirilmiş Bozunum Şeması

$^{162}\text{Dy}$  Çekirdeğindeki Temel Hal bandındaki üyeler  $0^+[0 \text{ Kev}]$ ,  $2^+[80.6 \text{ Kev}]$ ,  $4^+[265.6 \text{ Kev}]$ ,  $6^+[548.5 \text{ Kev}]$ ,  $8^+[920.9 \text{ Kev}]$ ,  $10^+[1375.1 \text{ Kev}]$ ,  $12^+[1901 \text{ Kev}]$  şeklindedir. Gama bandının üyeleri ise  $2^+[888.2 \text{ Kev}]$ ,  $3^+[963 \text{ Kev}]$ ,  $4^+[1061 \text{ Kev}]$ ,  $5^+[1182.8 \text{ Kev}]$ ,  $6^+[1324.6 \text{ Kev}]$ ,  $7^+[1488.7 \text{ Kev}]$  dir. Oktupol bandının üyeleri ise  $2^- [1148.3 \text{ Kev}]$ ,  $3^- [1210.2 \text{ Kev}]$ ,  $4^- [1297.1 \text{ Kev}]$ ,  $5^- [1389.3 \text{ Kev}]$ ,  $6^- [1546.3 \text{ Kev}]$  olarak tanımlanmıştır. İkinci Beta Bandının üyeleri ise  $4^+[1535.9 \text{ Kev}]$ ,  $5^+[1634.6 \text{ Kev}]$ ,  $6^+[1752.1 \text{ Kev}]$  ve  $7^+[1887.8 \text{ Kev}]$  olarak bulunmuştur.

$^{162}\text{Dy}$  Çekirdeğine ait uyarılmış seviyelerin basitleştirilmiş bozunum şeması şekil 4.3.1'de verildi. Bozunum şemasından da görüleceği gibi  $^{162}\text{Dy}$  çekirdeğinin  $2^+$  seviyesinin enerjisi çok küçük olduğundan bu çekirdek deforme bölgede yer alır.  $^{162}\text{Dy}$  çekirdeğinin dönmeyle ilgili indirgenemez temsilleri tablo 4.3.1' de verildi.

#### 4.3.1 $^{162}\text{Dy}$ Çekirdeğin Enerji Seviyeleri

$^{162}\text{Dy}$  Çekirdeğinin enerji seviyeleri teorik olarak Etkileşen Bozon Modeli' ne göre temel hal bandı, gama bandı ve iki beta bandı için hesaplamalar yapıldı. Hesaplamalarımızı 3.3.6 deklemine  $1.1L(L+1)N/2$  terimi ilave edilerek ve enerji denklemindeki sabitler  $\gamma=2.62 \text{ Kev}$  ve  $\delta=-20.1 \text{ Kev}$  alınarak hesaplandı. Yapılan hesaplamalar tablo 4.3.1.2' de verildi.

Yapmış olduğumuz hesaplamalara bakınca gerçekten bazı enerji seviyeleri ile deneysel enerji seviyeleri mükemmel bir şekilde uygunluk göstermektedir. Buradaki enerji değerleri KeV cinsinden verilmiştir. Diğer enerji seviyeleri az bir enerji farkı değeriyle uygunluk göstermektedir.

Tablo 4.3.1.1

<sup>162</sup>Dy Çekirdeğini Enerji Seviyeleri

Bant Yapısı	Spin Paritesi	Enerji Değerleri (Kev)		
		Deneysel <sup>a)</sup>	Bu Çalışma	
	$K^\pi$	I		
Temel		0 <sup>+</sup>	0	0 <sup>b)</sup>
Hal		2 <sup>+</sup>	80.6	80.6
Bandı		4 <sup>+</sup>	265.6	269.8
$K^\pi=0^+$		6 <sup>+</sup>	548.5	566
		8 <sup>+</sup>	920.9	971.28
		10 <sup>+</sup>	1371.1	1483.9
Gama		2 <sup>+</sup>	888.2	888.2 <sup>b)</sup>
Bandı		3 <sup>+</sup>	963	968
$K^\pi=2^+$		4 <sup>+</sup>	1061	1076
		5 <sup>+</sup>	1182.8	1211.7
		6 <sup>+</sup>	1324.6	1373.6
2.		4 <sup>+</sup>	1535.9	1535.9 <sup>b)</sup>
Beta		5 <sup>+</sup>	1634.6	1592.2
Bandı		6 <sup>+</sup>	1752.1	1832

<sup>a)</sup> Kayn. 58, <sup>b)</sup> Uyuşma değerleri

TABLO 4.3.1

<sup>162</sup>Dy Çekirdeğinin Dönmeyle ilgili indirgenemez Temsilleri

U(6)	SU(3)	O(6)
N	(λ,μ)	L
	(30,0)	[0] 0 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,20 <sup>+</sup> ,22 <sup>+</sup> ,24 <sup>+</sup> , 26 <sup>+</sup> ,28 <sup>+</sup> ,30 <sup>+</sup>
	(26,2)	[0] 0 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,20 <sup>+</sup> ,22 <sup>+</sup> ,24 <sup>+</sup> , 26 <sup>+</sup> ,28 <sup>+</sup>
		[2] 2 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,15 <sup>+</sup> , 16 <sup>+</sup> ,17 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,19 <sup>+</sup> ,20 <sup>+</sup> ,21 <sup>+</sup> ,22 <sup>+</sup> ,23 <sup>+</sup> ,24 <sup>+</sup> ,25 <sup>+</sup> ,26 <sup>+</sup> ,27 <sup>+</sup>
	(22,4)	[0] 0 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,20 <sup>+</sup> ,22 <sup>+</sup> ,24 <sup>+</sup> ,26 <sup>+</sup>
		[2] 2 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,15 <sup>+</sup> , 16 <sup>+</sup> ,17 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,19 <sup>+</sup> ,20 <sup>+</sup> ,21 <sup>+</sup> ,22 <sup>+</sup> ,23 <sup>+</sup> ,24 <sup>+</sup> ,25 <sup>+</sup>
		[4] 4 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,15 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,17 <sup>+</sup> , 18 <sup>+</sup> ,19 <sup>+</sup> ,20 <sup>+</sup> ,21 <sup>+</sup> ,22 <sup>+</sup> ,23 <sup>+</sup>
	(18,6)	[0] 0 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,20 <sup>+</sup> ,22 <sup>+</sup> ,24 <sup>+</sup>
		[2] 2 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,15 <sup>+</sup> , 16 <sup>+</sup> ,17 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,19 <sup>+</sup> ,20 <sup>+</sup> ,21 <sup>+</sup> ,22 <sup>+</sup> ,23 <sup>+</sup>
		[4] 4 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,15 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,17 <sup>+</sup> , 18 <sup>+</sup> ,19 <sup>+</sup> ,20 <sup>+</sup> ,21 <sup>+</sup>
		[6] 6 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,15 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,17 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> , 19 <sup>+</sup>
	(14,8)	[0] 0 <sup>+</sup> ,2 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,20 <sup>+</sup>
		[2] 2 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,15 <sup>+</sup> , 16 <sup>+</sup> ,17 <sup>+</sup> ,18 <sup>+</sup> ,19 <sup>+</sup> ,20 <sup>+</sup> ,21 <sup>+</sup>
		[4] 4 <sup>+</sup> ,5 <sup>+</sup> ,6 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,15 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,17 <sup>+</sup> , 18 <sup>+</sup> ,19 <sup>+</sup>
		[6] 6 <sup>+</sup> ,7 <sup>+</sup> ,8 <sup>+</sup> ,9 <sup>+</sup> ,10 <sup>+</sup> ,11 <sup>+</sup> ,12 <sup>+</sup> ,13 <sup>+</sup> ,14 <sup>+</sup> ,15 <sup>+</sup> ,16 <sup>+</sup> ,17 <sup>+</sup>



	[8]	$8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+$
(10,10)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+, 18^+, 20^+$
	[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+, 16^+, 17^+, 18^+, 19^+$
	[4]	$4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+, 16^+, 17^+$
	[6]	$6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+$
	[8]	$8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+$
	[10]	$10^+, 11^+$
(6,12)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+, 18^+$
	[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+, 16^+, 17^+$
	[4]	$4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+$
	[6]	$6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+$
(2,14)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+$
	[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+$
(24,0)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+, 18^+, 20^+, 22^+, 24^+$
(20,2)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+, 18^+, 20^+, 22^+, 24^+$
	[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+, 16^+, 17^+, 18^+, 19^+, 20^+, 21^+$
(16,4)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+, 18^+, 20^+$
	[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+, 16^+, 17^+, 18^+, 19^+$
	[4]	$4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+, 16^+, 17^+$
(12,6)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+, 18^+$
	[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+, 16^+, 17^+$
	[4]	$4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+$

	[6]	$6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+$
(8,8)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+$
	[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+$
	[4]	$4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+$
	[6]	$6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+$
	[8]	$8^+, 9^+$
(4,10)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+$
	[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+$
	[4]	$4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+$
(0,12)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+$
(18,0)	[0]	$0^+, 2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+, 18^+$
(14,2)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+$
	[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+$
(10,4)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+$
	[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+$
	[4]	$4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+$
(6,6)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+$
	[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+$
	[4]	$4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+$
	[6]	$6^+, 7^+$
(2,8)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+$
	[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+$

*Tablo 4.3.1'in devamı*

### 4.3.2 <sup>162</sup>Dy Çekirdeğinin İndirgenmiş Karışım Oranları:

<sup>162</sup>Dy Çekirdeğinin indirgenmiş karışım oranları  $\gamma \rightarrow g$ ,  $\gamma \rightarrow \gamma$  geçişlerin deneysel değerleri <sup>35)</sup> de verilmiştir. Bu çekirdekle ilgili indirgenmiş karışım oranları ile ilgili çalışma P.O Lipas ve arkadaşları (1987) ve K.S.Krene (1973) <sup>57)</sup> tarafından yapılmıştır. İndirgenmiş karışım oranları 3.5.16, 3.5.17 ve 3.5.18 denklemleri kullanarak hesaplanıp tablo 4.3.2.1' de verildi.

TABLO 4.3.2.1

<sup>162</sup>Dy Çekirdeğinin İndirgenmiş  $\Delta(E2/M1)$  Karışım Oranları

Geçiş	$\Delta(E2/M1)$ (e.b/ $\mu_N$ )		
	Deneysel <sup>a)</sup>	Bu Çalışma	Diğer Çalışmalar
$2_\gamma \rightarrow 2_g$	$\geq 30$	30 <sup>b)</sup>	-25 <sup>c)</sup>
	$\leq -30$		
$4_\gamma \rightarrow 4_g$	$\geq -2.0 \leq 13$	15.666	-17.0 <sup>c)</sup>
$6_\gamma \rightarrow 6_g$	---	10.70	---
$8_\gamma \rightarrow 8_g$	---	8.14	---
$3_\gamma \rightarrow 2_g$	-26	-26 <sup>b)</sup>	-13.5 <sup>c)</sup>
$5_\gamma \rightarrow 4_g$	-9	-15.003	-6.0 <sup>c)</sup>
$7_\gamma \rightarrow 5_g$	---	-10.6	---
$9_\gamma \rightarrow 7_g$	---	-8.21	---
$2_\beta \rightarrow 2_g$	--	---	0.23 <sup>c)</sup>
$4_\beta \rightarrow 4_g$	---	---	0.07 <sup>c)</sup>

<sup>a)</sup> Kayn.35, <sup>b)</sup> Uyuşma Değerleri, <sup>c)</sup> Kayn. 35

Bu çekirdekle ilgili deneysel verilerin sınırlı olmasından dolayı beta bandından temel seviyeye geçişler için hesaplamalarımızı yapamadık. Hesaplamış olduğumuz indirgenmiş karışım oranları yanında daha önce hesaplanmış olan birkaç teorik değeri

tablomuzda verdik. Yapmış olduğumuz hesaplamalara bakınca daha önce yapılan çalışmalarla arasında çok büyük farkların olduğunu gördük Aynı zamanda daha önce yapılmış olan çalışmalar deneysel verilerden de oldukça farklıdır.

#### 4.3.3 $^{162}\text{Dy}$ Çekirdeği İçin $B(E2;L+2\rightarrow L)$ Elektromanyetik Geçiş olasılıkları

$^{162}\text{Dy}$  Çekirdeği için  $B(E2;L+2\rightarrow L)$  elektromanyetik geçiş olasılıkları yalnız taban seviyeden taban seviyeye geçişler için incelendi. Bu taban seviyeler arası geçişler tablo 4.3.3.1 verildi. Hesaplamalarımızı 3.5.5 denkleminimize göre yaptık.

TABLO 4.3.3.1

$^{162}\text{Dy}$  Çekirdeğinin  $B(E2;L+2\rightarrow L)$  Geçiş Olasılıkları

Geçiş	$B(E2;L+2\rightarrow L)$ ( $e^2b^2$ )		
	Deneysel <sup>a)</sup>	Bu Çalışma	Diğer Çalışmalar
$2_g \rightarrow 0_g$	1.0438	1.044 <sup>b)</sup>	1.1140 <sup>c)</sup>
$4_g \rightarrow 2_g$	1.5108	1.476	1.5961 <sup>c)</sup>
$6_g \rightarrow 4_g$	1.5737	1.595	1.8221 <sup>c)</sup>
$8_g \rightarrow 6_g$	1.8255	1.625	1.8221 <sup>c)</sup>
$10_g \rightarrow 8_g$	1.8360	1.608	1.8360 <sup>c)</sup>
$12_g \rightarrow 10_g$	1.7101	1.560	1.8112 <sup>c)</sup>

<sup>a)</sup> Kayn. 62, <sup>b)</sup> Uyuşma Değerleri, <sup>c)</sup> Kayn. 39

Tablo 4.3.3.1' e bakıldığında  $2_g \rightarrow 0_g$  geçişi için bulduğumuz 1.0438  $e^2b^2$  değeri deneysel veriyle uygun düşmekte fakat kayn. 58' de yapılan çalışmayla aralarında az bir farklılık vardır.  $4_g \rightarrow 2_g$  geçişi için bulunan 1.4756  $e^2b^2$  değeri deneysel veriyle ve kayn.58' deki teorik çalışmayla az bir farklılıkla uyum içindedir.  $6_g \rightarrow 4_g$  geçişi için bulunan değer ise 1.5953  $e^2b^2$  değeri deneysel ve yapılan teorik çalışmayla çok az bir farklılıkla uygunluk göstermektedir.  $8_g \rightarrow 6_g$  geçişi için bulduğumuz 1.62489  $e^2b^2$  değeri deneysel olarak verilen değerle ve teorik olarak verilen değerler arasında farklılık

vardır.  $10_g \rightarrow 8_g$   $e^2b^2$  için bulduğumuz değer 1.60834  $e^2b^2$  değeri deneysel değerle uygunluk göstermemekte, aynı zamanda teorik olarak verilen değerle aralarında farklılık göstermektedir.  $12_g \rightarrow 10_g$  elektromanyetik geçişi için bulunan 1.560  $e^2b^2$  değeri, hem deneysel değerle hem de teorik olarak verilen değerle uygunluk göstermemektedir.

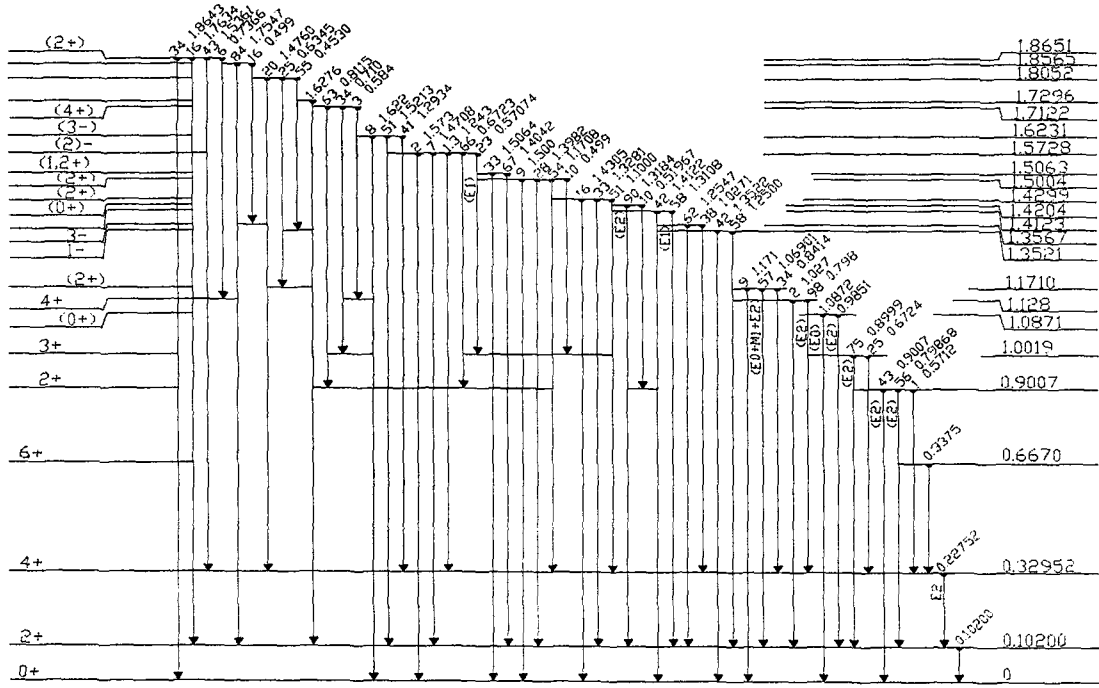
#### 4.4 $^{162}\text{Er}$ Çekirdeği

$^{162}\text{Er}$  Çekirdeği deforme bölgede yer alan bir çekirdektir. Bu çekirdekle ilgili birçok araştırmacı çalışma yapmıştır. Boer ve arkadaşları (1971) (1974), Tjom ve arkadaşları (1968), West ve arkadaşları (1976), Ronningen ve arkadaşları (1977), T. J Humanie ve arkadaşları (1982) gibi birçok araştırmacı tarafından deneysel ve teorik olarak incelenmiş ve literatüre geçmiştir. Deneysel olarak ve teorik olarak enerji seviyeleri, B(E2) elektromanyetik geçişleri ve indirgenmiş karışım oranları hesaplandı ve yapısı hakkında birçok bilgi literatüre geçmiştir.

$^{162}\text{Er}$  Çekirdeğinin dönmeyle ilgili indirgenemez temsilleri tablo 4.4.1' de verildi.  $^{162}\text{Er}$  çekirdeği için bozunum şeması Şekil 4.4.1' de verilmiştir.

$^{162}\text{Er}$  Çekirdeğinin Temel Hal bandı üyeleri arasında spin pariteleri sırasıyla  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ ,  $8^+$ ,  $10^+$ 'dür. Bilinen bu spin paritelerin sırasıyla enerji seviyeleri 0, 102, 329.2, 666.5, 1097.5, 1604.1 Kev olarak tespit edilmiştir.

$^{162}\text{Er}$  Çekirdeğinin gama bandının spin pariteleri sırasıyla;  $2^+$ ,  $3^+$ ,  $4^+$ ,  $5^+$ ,  $6^+$ ,  $7^+$ ,  $8^+$  olarak tespit edilmiştir. Bu spin seviyelerin enerji seviyeleri sırasıyla 1001.7, 1129.4, 1286.4, 1460.0, 1670.0, 1883.7 Kev olarak tespit edilmiştir<sup>59</sup>).



Şekil 4.4.1  $^{162}\text{Er}$  Çekirdeğinin Basitleştirilmiş Bozunum Şeması

TABLO 4.4.1

$^{162}\text{Er}$  Çekirdeğinin Dönmeyle ilgili İndirgenemez Temsilleri

U(6)	SU(3)	O(3)
[N]	$(\lambda, \mu)$ $\chi$	L
	(26,0) [0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+, 18^+, 20^+, 22^+, 24^+, 26^+$
	(22,2) [0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+, 18^+, 20^+, 22^+, 24^+$
	[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+, 16^+, 17^+, 18^+, 19^+, 20^+, 21^+, 22^+, 23^+,$
	(18,4) [0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 18^+, 20^+, 22^+$
	[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+, 16^+, 17^+, 18^+, 19^+, 20^+, 21^+$
	[4]	$4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+, 16^+, 17^+, 18^+, 19^+$

	(14,6)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+, 18^+, 20^+$
		[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+, 16^+, 17^+, 18^+, 19^+$
		[4]	$4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+, 16^+, 17^+$
		[6]	$6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+$
13	(10,8)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+, 18^+$
		[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+, 16^+, 17^+$
		[4]	$4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+$
		[6]	$6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+$
		[8]	$8^+, 9^+, 10^+, 11^+$
	(6,10)	[0]	$2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+$
		[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+$
		[4]	$4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+$
		[6]	$6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+$
	(2,12)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+$
		[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+$
	(20,0)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+, 18^+, 20^+$
	(16,2)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+, 18^+$
		[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+, 16^+, 17^+$
13	(12,4)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+, 16^+$
		[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+, 14^+, 15^+$
		[4]	$4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+$
	(8,6)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+$
		[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+, 12^+, 13^+$
		[4]	$4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+$
		[6]	$6^+, 7^+, 8^+, 9^+$
	(4,8)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+$
		[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+$
		[4]	$4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+$

13	(0,10)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+$
	(14,0)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, 14^+$
	(10,2)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+$
		[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+, 10^+, 11^+$
	(6,4)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+$
		[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+, 9^+$
		[4]	$4^+, 5^+, 6^+, 7^+$
	(2,6)	[0]	$0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$
		[2]	$2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+$

Tablo 4.4.1 'in devamı

#### 4.4.1 <sup>162</sup>Er Çekirdeğinin Enerji Seviyeleri

<sup>162</sup>Er Çekirdeğinin enerji seviyelerini I B M modeline göre temel hal bandı, beta bandı ve gama bandı için hesaplandı. Hesaplamalarımızı 3.3.6 denkleminde 1.1 L(L+1) N /2 terimi ilave edilerek hesaplandı. 3.3.6 denklemindeki katsayıları  $\gamma=4.7$  Kev ve  $\delta=-20.1$  Kev aldık. Yapmış olduğumuz hesaplamalar tablo 4.4.1.1' de verilmiştir.

Temel hal bandı için hesapladığımız enerji değerleri, spin paritesi  $10^+$  'un dışındakilerle çok az bir farklılıkla uyumaktadır.  $10^+$  için bulduğumuz değer 1820.5 Kev deneysel değer ise 1604.1 Kev ' dir.

Gama bandı için enerji seviyelerin spin pariteleri  $2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 6^+, 7^+, 8^+$  olan durumlar için hesaplandı. Hesaplanan enerji değerleri ile deneysel veriler az bir farklılıkla tablo 4.4.1.1' de görüldüğü gibi uygunluk göstermektedir.



TABLO 4.4.1.1

<sup>162</sup>Er Çekirdeğinin Enerji Seviyeleri

Band Yapısı	Spin Paritesi	Enerji Değerleri (Kev)		
		Deneysel <sup>a)</sup>	Bu Çalışma	
K <sup>π</sup>	I			
Temel	0	0	0 <sup>b)</sup>	
Hal	2	102	99.3	
Bandı	4	329.2	321	
	6	666.5	695.1	
	8	1097.7	1191.6	
	10	1604.1	1820.5	
	2	901.2	901.2 <sup>b)</sup>	
	3	1001.7	1086.3	
	4	1129.4	1161.5	
Gama	5	1286.4	1298.4	
	6	1460.0	1497	
	Bandı	7	1670.0	1728.7
		8	1883.7	1993
	0	1087.1	1087.1 <sup>b)</sup>	
Beta	2	1171	1186.4	
Bandı	4	---	1418.1	
	6	---	1782.2	

<sup>a)</sup> Kayn.59, <sup>b)</sup> Uyuşma değerleri

Beta bandı için enerji seviyelerini spin pariteleri 0<sup>+</sup>, 2<sup>+</sup>, 3<sup>+</sup>, 4<sup>+</sup>, 6<sup>+</sup> olan durumlar için bulduk. Literatürde yalnız 0<sup>+</sup>, 2<sup>+</sup> seviyeleri için deneysel veriler var, diğer seviyeler için ise yok. Bundan dolayı hesapladığımız enerji değerlerini karşılaştırma imkanından yoksunuz.

#### 4.4.2 <sup>162</sup>Er Çekirdeğinin İndirgenmiş Karışım Oranları

<sup>162</sup>Er Çekirdeğinin indirgenmiş çokkutuplu karışım oranları P.O Lipas ve arkadaşları (1987) tarafından  $\gamma \rightarrow g$  geçişler için  $\Delta(E2/M1)$  karışım oranlarını teorik olarak hesaplamıştır. Bizde hesaplamalarımızı  $\gamma \rightarrow g$  geçişler için teorik olarak hesapladık. Teorik olarak hesapladığımız değerleri değerler tablo 4.4.2.1' de verildi. Literatürde  $\beta \rightarrow g$  geçişler için deneysel veri bulunamadığından hesaplanamadı. Karşılaştırma imkanı olsun diye Lipas ve arkadaşlarının (1987) yapmış olduğu teorik çalışmayı verdik. Hesaplamalarımızı 3.5.16, 3.5.17 ve 3.5.18 verilen denklemlerle yaptık.

TABLO 4.4.2.1

<sup>162</sup>Er Çekirdeği için  $\Delta(E2/M1)$  İndirgenmiş Karışım Oranları

Geçiş	$\Delta(E2/M1)$ (e.b/ $\mu_N$ )		
	Deneysel <sup>a)</sup>	Bu Çalışma	Diğer Çalışmalar <sup>c)</sup>
$2_\gamma \rightarrow 2_g$	---	-14.85	-16.3
$4_\gamma \rightarrow 4_g$	---	-7.75	---
$6_\gamma \rightarrow 6_g$	5.3	-5.29 <sup>b)</sup>	---
$8_\gamma \rightarrow 8_g$	---	-4.032	---
$10_\gamma \rightarrow 10_g$	---	-3.256	---
$3_\gamma \rightarrow 2_g$	-11.7	-11.7 <sup>b)</sup>	-9.7
$5_\gamma \rightarrow 4_\gamma$	-9.9	-6.109	-4.9
$7_\gamma \rightarrow 6_g$	-9.4	-4.17	-3.0
$9_\gamma \rightarrow 8_g$	---	-3.17	---

<sup>a)</sup> Kayn. 35, <sup>b)</sup> Uyuşma Değerleri, <sup>c)</sup> Kayn. 35

Hasapladığımız değerler deneysel verilerle farklılık göstermektedir, fakat kayn. 35' da verilen teorik çalışmalarla çok az bir farklılıkla birbirine yakın değerler bulundu.

#### 4.4.3 <sup>162</sup>Er Çekirdeğinin B(E2) Elektromanyetik Geçişleri

D. S. Chuu ve arkadaşları (1990)<sup>39)</sup> tarafından B(E2) elektromanyetik geçişleri incelenmiştir. Bu çekirdek için elektromanyetik geçiş olasılıkları yalnızca taban seviyeden taban seviyeye geçişleri için hesaplandı. Bu hesaplamayı da kayn. 58' de verilen deneysel veri yardımıyla  $2_g \rightarrow 0_g$ ,  $4_g \rightarrow 2_g$ ,  $6_g \rightarrow 4_g$ ,  $8_g \rightarrow 6_g$ ,  $10_g \rightarrow 8_g$  için elektromanyetik geçişlerini hesapladık. Hesaplamış olduğumuz bu değerleri tablo halinde tablo 4.4.3.1' de verdik

TABLO 4.4.3.1

<sup>162</sup>Er Çekirdeği İçin Elektromanyetik geçiş Olasılıkları

Geçiş	B(E2) ( $e^2b^2$ )		
	Deneysel <sup>a)</sup>	Bu Çalışma	Diğer Çalışmalar <sup>c)</sup>
$2_g \rightarrow 0_g$	1.1646	1.1646 <sup>b)</sup>	5.060
$4_g \rightarrow 2_g$	---	1.6416	---
$6_g \rightarrow 4_g$	---	1.76436	---
$8_g \rightarrow 6_g$	---	1.7807	---
$10_g \rightarrow 8_g$	---	1.74024	---

<sup>a)</sup> Kayn. 39, <sup>b)</sup> Uyuşma Değerleri, <sup>c)</sup> Kayn. 60

Ayrıca bu tabloda Ronningen ve arkadaşlarının kayn. 60' da yaptığı teorik çalışma verildi. Kaynak 60' da  $2_g \rightarrow 0_g$  geçişi için bulunan değer  $5.060 e^2b^2$  ' dir. Bizim bu geçiş için bulduğumuz değer ise  $1.1646 e^2b^2$  ' dir. Bizim değerimiz deneysel değere daha yakın olduğu görüldü.

## 5.Sonuçlar

Bu çalışmamızda  $^{156}\text{Gd}$ ,  $^{154}\text{Sm}$ ,  $^{162}\text{Er}$  ve  $^{162}\text{Dy}$  çekirdeklerin nükleer özellikleri Etkileşen Bozon Modeli yardımıyla teorik olarak hesaplandı. Çekirdeklerin enerji seviyelerini, elektromanyetik geçiş olasılıklarını ve indirgenmiş karışım oranlarını hesapladık. Hesapladığımız teorik değerleri deneysel veriler ve diğer çalışmalarla birlikte çekirdekleri incelemiş olduğumuz bölümlerde verdik. Hesaplamış olduğumuz enerji değerlerin deneysel verilerle oldukça iyi uygunluk gösterdiği görüldü. İndirgenmiş karışım oranlarını ve elektromanyetik geçiş olasılıklarını ayrı ayrı hesaplayıp deneysel verilerle karşılaştırdık Hesaplanan değerlerin deneysel değerlere yakın çıkması bozon modelinin geçerliliğini artırmaktadır.  $^{162}\text{Er}$  ve  $^{162}\text{Dy}$  için yeterince deneysel verilerin literatürde olmayışı bu çekirdeklerin incelenmesini zorlaştırmaktadır. Fakat eldeki verilerle oldukça iyi sonuç alındığı tablolardan görülmektedir.

## Özet

$^{156}\text{Gd}$ ,  $^{154}\text{Sm}$ ,  $^{162}\text{Er}$  ve  $^{162}\text{Dy}$  çekirdekleri  $150 \leq A \leq 190$  deforme bölgesinde bulunmaktadır. Bundan dolayı deneysel ve teorik çalışmalara iyi bir örnek teşkil etmektedirler. Bu çekirdeklerin nükleer özellikleri Etkileşen Bozon Modeli yardımıyla incelendi.

Birinci bölümde Etkileşen Bozon Model'inin tarihi gelişimi açıklandı. İkinci bölümde geçişlerin çokkutuplu karışım oranları, eşleşme ve kuadrupol kuvvetler, nükleer deformasyon ve kolektif durumların nükleer momentleri açıklanarak bunlarla ilgili gerekli formülasyonlar verildi. Üçüncü bölümde Etkileşen Bozon model'inin hamiltoniyeni tanımlanarak, modelin grup yapısı, durumların sınıflaması ve tez konumuzla ilgili simetri limiti incelendi.  $\Delta(E2/M1)$  indirgenmiş karışım oranıyla ilgili,  $B(E2)$  geçiş olasılıklarına ve enerji özdeğerlerine ait gerekli formülasyonlar verildi.

Dördüncü bölümde  $^{156}\text{Gd}$ ,  $^{154}\text{Sm}$ ,  $^{162}\text{Er}$  ve  $^{162}\text{Dy}$  çekirdeklerin uyarılmış bozunum şemaları ve geçişlerin çokkutuplu karışım oranları detaylı olarak araştırıldı. Birinci, ikinci ve üçüncü bölümlerde verilen formülasyonlar kullanılarak farklı seviyeleri birleştiren geçişlere ait  $\Delta(E2/M1)$  indirgenmiş karışım oranları hesaplandı. Buna ek olarak  $B(E2)$  geçiş olasılıkları ve enerji seviyeleri hesaplandı. Hesaplanan değerler, daha önce yapılmış olan teorik ve deneysel verilerle karşılaştırıldı. Hesaplanan değerler başka araştırmacıların yaptığı teorik ve deneysel çalışmalarla birlikte tablolar halinde verildi. Etkileşen Bozon Modelin öngörmüş olduğu değerler, deneysel verilere uygun olduğu görüldü.

## KAYNAKLAR

- 1) Eisenberg, J. M. and Grainer W., Nuclear Theory Vol.1, North-Holland., Amsterdam
- 2) Preston M.A. Physics of Nucleus, Wesley Publishing Amsterdam ,(1971), Hollanda
- 3) Malmier, P. and Shelton, E. Physics of Nuclei and Particles, (1970) ,Academic Press Inc. New York ,1-207
- 4) Paul E. B. Nuclear and Particle Physics, Nort-Holland. Publishing Company Amsterdam (1969)
- 5) Arima A. and Iachello F. 'Interactin Boson Model Collective Nuclear States' (The Rotational Limit) Ann.Phys. 111, 201-238 (1978)
- 6) Laubacher, D. B. Tanoka, Y. Stffen, R. Shera E. B. and Hoehn, M: V. (1983) 'Muonic X-Ray Measurements of the Monopole and Quadrupole Charge Parameters of  $^{154-160}\text{Gd}$ ' Phys. Rev. C 1772-1789
- 7) Ring P., Schuck P. 'The Nuclear Many-Body Problem' Springer-Verlag New York A.B.D.(1980)
- 8) Cook, G. S. 'Structure of Atomic Nuclei' D. Van Nosrant Company Inc Princeton 94-137
- 9) Judah M., Eisenberg and W. Greiner Nuclear Theory V.1 Nort-Holland Pub. Com. (1970)

- 10) Kumar K., M.Baranger 'Nuclear Deformations in the Pairing-Puls-Quadrupole Model (V) Energy Levels and Electromagnetic Moments of the W. Os and Pt Nuclei' Nucl.Phys. A 122, 273 (1968)
- 11) Dudev J., Majhofer A., J. Skalski 'Adjustment of the Pairing Force Strength to the Experimental Data and the optimised Woods Saxon Potential Spectrum Comparison With the Nilsson Model' J. Phys. G. 6 (1980) 447
- 12) Marshalek E. R and J. O. Rasmussen 'Collective Vibrations of Spheroidal Even Nuclei' Nucl. Phys. 43 (1963) 438
- 13) El-Din M. S. M., Maruhn S. A and Grainer W. 'The Energy Level and Electromagnetic Properties of some Gd isotopes in an Extended Rotational Vibration Model' Z.Phys. A.325 (1986) 415
- 14) Greiner W., 'Magnetic Properties of Even Nuclei' Nucl. Phys. 80 (1966) 417
- 15) Krane, K. S. (1973) 'E2/M1 Multipole Mixing Ratios of  $\gamma$  Transitions in Even-Even Nuclei' Phys. C. 8,4 1494-1499
- 16) Lange J., Kumar K. 'Admixtures of Transitions in Even-Even Nuclei' Rev. Modern Phys. 54, 1 119-194
- 17) Iachello F.,Talmi I Shell-Model Foundation of the Interacting Boson Model Rev.Mod.Phys.59 (1987).339
- 18) Arima A. And Iachello F. 'Interacting Boson Model of Collective States' (The Vibrasyonel Limit) Ann. Phys. 99 (1976) 253

- 19) Iachello F. Lecture Notes in Physics 119 Nuclear Spectroscopy 140 Springer-Verlog (1980)
- 20) Arima A., and F. Iachello 'Interacting Boson Model of Collective Nuclear States II.'(The Rotational Limit) Ann. Phys. 111(1978) 201
- 21) Arima A. and F. Iachello 'Interacting Boson Model of Collective Nuclear States IV The O(6) Limit Ann. Phys. 123 (1979) 468
- 22) Elliot J. P. 'Collective Motion in the Nuclear Shell Model I Classification Schemes For Sstates of Mixed Configurations ' Prc Roy Oc. Ser. A 245 (1958) 128
- 23) Scholten o., Iachello F. and Arima A. 'Interacting Boson Model of Collective Nuclear States (The Transition from SU(5) to SU(3) )Ann. Phys. 115 (1978) 325
- 24) Iachello F. and Arima A. 'The Interactin Boson Model ' Cambridge Universty Press ,Cambridge ,Ingiltere (1987)
- 25) Ejiri H. and De Voigt M. J. A 'Gamma-Ray and Electron Spectroscopy in Nuclear Physic' Clarrendon Press, Oxfort (1989)
- 26) Arima A. and Iachello F. 'Interacting Boson Model Advances in Nuclear Physics Edit by Negele, J. W. Vogt E. Plenum Press New York (1977)
- 27) S. Kuyucak 'M1 Transition in the (sdg) Boson Model' Phys. Lett. B 202 (1988) 169-173
- 28) D. D. Warner 'Description of M1 Transitions in Deformed Even-even Nuclei With the Interacting Boson Model' Phys. Rev. Lett. Vol. 47 Number 25 (1981) 1819-1822



- 29) Konijn J. De Boer P. W. N. Van Poelgfest L. A Hesselink W.H.A. De Voigt M J A and Verhaul H. (1981) 'The Level Structure of  $^{156}\text{Gd}$  Studied By Means of the  $(\alpha,2n\gamma)$  Reaction' Nucl. Phys. A 352 191-220
- 30) Collins W. E. Hamilton J. H. Lange J. P. Pinajian J. j. (1977) 'Properties of the Second  $K^\pi=0^+$  Band In  $^{156}\text{Gd}$ ' Phys. Rev. C 16,5 2019-2026
- 31) Gupta J. B Kumar K. Hamilton J H. (1977) 'Pairing-Plus-Quadrupol Model Calculations for  $^{154,156}\text{Gd}$ ' Phys. Rev. C16,1 427-437
- 32) Uluer İ. Kalfas C. A. Hamilton W. D. Fax R. A. Warner D. D. Finger M. and Chung D. K (1975) 'Multipole Mixin Ration of Trastition in  $^{156}\text{Gd}$ '
- 33) Ferhbach J. and Iachello F. (1974) 'The Interacting Boson Model' Ann. Phys.84 211-216
- 34) P. O. Lipas and al. 'Study of Gd Nuclei by Decay of Ariented Tb With Analysis by Simple Boson Model' Physica Scripta 27 (1982) 8-22
- 35) P.O.Lipas and al. Nuclear Phys. A 469 (1987) 348-368
- 36) P. O. Lipas and al. Phys. Lett. 165 B (1985) 7
- 37) F. Kearns, G. Vorley and al. Nuc. Phys. A 278 (1977) 109
- 38) A. Barclin and al. Nucl.Phys. A 380 (1982) 189-261
- 39) Chuu D. S. and Hsieh, S. T (1990) 'IBM-1 Studies of Stronly Deformed Nuclei Near A=150 ' J. Phys. G: Nucl Part Phys 16 583-592

- 40) Tamura T. Week K. Kishimoto T. (1979) 'Six-order Boson Expansion Calculation Applied to Samarium İsootopes' Phys. Rev. C 1 307-324
- 41) Damuria J. M. Ostrom D. and Gujrathı S C (1971) 'İsomerism in the decay of  $^{154}\text{Sm}$ ' Nucl. Phys. A 178 172-192
- 42) Diamond R. M. Symons, G. D. Quebert, J. L Maier K. H, Geigh J. R. and stephens F. S. (1972) 'Life Times of Ground Band States in  $^{154}\text{Sm}$ ' Nucl. Phys. A. 84 481-496
- 43) Küçükburşa A. '150≤A≤190 Deforme Bölgesindeki Bazı Çift-çift Çekirdeklerin Elektromanyetik Geçişlerin Çokkutuplu Karışım Oranlarının İncelenmesi' Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Ana Bilim Dalı, Adana, 1992, (Doktora tezi)
- 44) R.M Diamond and al. Nuclear phys. A 184 481-496
- 45) S. K Bhardwaj and al. Phys. Rev. C 27 (1982) 872-881
- 46) Varshney A. K Tyagi R. K. Prasad R. and Gupta D. K. (1988) 'B(E2) Values for Transitions from Hight Spin States in Deformed Even-Even Nuclei' II Nuovo Cimento 99 A1, 1-8
- 47) Hungerford, P. Hamilton W. D. and Scott S.M et al. 'Gama-gama Directional Correlation Measurement in  $^{162,164}\text{Dy}$  Folloving Thermal Neutron Capture' Nucl. Phys G. 6 (1980) 741
- 48) Mishra A. and Montri A. N 'Variable Moment of İnertia in the İnteracting Boson Model' Phys. Rev. C 38 (1988) 1921
- 49) Krene K. S. 'E2-M1 Multipole Mixing Ratios in Odd-Mass Nuclei A>150' Nuc. Data Tables V. 18 No: 2 (1976) 137
- 50) Buyrn A. J 'Even-even Deformed Nuclei' Nuclear Data 11 (1984) 327

- 51) Field E. A., Hicks K. H. and Ristinen R. A., et al. 'A Study of the Rotational Side-bands in  $^{162}\text{Dy}$ ' Nucl. Phys. A 389 (1982) 218
- 52) Hoopes H. R. Davidson J. M. and Green P. W. et al. 'Gamma-ray Angular Distribution Measurements From the  $^{162,164}\text{Dy}$  ( $n,n\ \gamma$ ) Reactions' Phys. Rev. C 15 (1977) 1665
- 53) Lange, J. Kumar and Hamilton J. H. E0-E2-M1 Multipole Admixtures of Transition, in even-even Nuclei' Rev. Mod. Phys. 54 (1982) 119
- 54) Sakai M. Quasi- bands in even-even Nuclei' Atomic Data and Nuclear Data Tables 31 (1984) 399
- 55) Engles G. Lane S. A 'Coulomb excitation of  $^{162,164}\text{Dy}$ ' Bull. Am. Phys. Soc. 15 (1970) 100
- 56) Domingos J. M., Symons D. G. and Douglas A. C. 'Multipole Coulomb excitations of  $\gamma$ -Vibrational bands in  $^{162}\text{Dy}$ ,  $^{166}\text{Er}$ ,  $^{168}\text{Er}$  and  $^{170}\text{Er}$ '
- 57) K. S. 'E2/M1 multipole Mixing Ratios of  $\gamma$  Transitions in even-even Deformed Nuclei' Phys. Rev. C 8 (1973) 1494-1499
- 58) C. Michael Lederer, Virginia S. Shirley 'Table of Isotopes' John Wiley and Sons. Inc, (1978), New York
- 59) R. L. West E. G. Fund A. Vivanathan and al. ' $(\alpha,2n\gamma)$  Studies of  $\gamma$ -Vibrational and other Side-Bands in  $^{162,164,166}\text{Er}$ ' Nucl. Phys. A. 270 (1976) 300-316
- 60) Ronningen and al. Phys. Rev. C 16 (1977) 2218
- 61) Arima A. and Iachello F. 'Collective Nuclear States as Representations of a SU(6) Group' Phys. Rev. Lett. 35, 16, (1975) 1069-1072

## Özgeçmiş

1972' de Akhisar' da doğdu. İlk ve ortaokulları Akhisar' da , liseyi İzmir' de okudu. Liseden 1989 yılında mezun olup aynı yıl Dokuz Eylül Üniversitesi Buca Eğitim Fakültesine girdi. 1993 ' de Dokuz Eylül Üniversitesi'nden mezun olup aynı yıl Celal Bayar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim dalında yüksek lisans başlandı.

