

T.C.
KIRIKKALE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

BAZI Gd İZOTOPLARININ GEÇİŞLERİNİN ELEKTROMANYETİK
KARIŞIMLARININ İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ
Tez No : FİZ.YL.003

Tezi Hazırlayan:
ŞERAFETTİN ATALAY

Tez Yöneticisi:
PROF.DR.İHSAN ULUER

KIRIKALE 2000

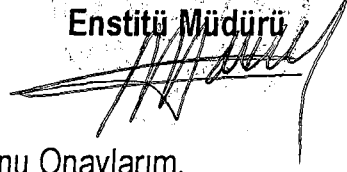
98238
T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

Fen Bilimleri Enstitüsünce Yüksek Lisans Tezi Olarak Uygun Bulunmuştur.

14.12.2000

Doç. Dr. M. Yakup ARICA

Enstitü Müdürü



Yüksek Lisans Derecesini Tamamlamak İçin Tezin Yeterli Olduğunu Onaylarım.

Prof. Dr. İhsan ULUER

Anabilim Dalı Başkanı

Bu Tezi Okuduk. Bizim Açımızdan Tezin Kapsamı ve Kalitesi Yüksek Lisans Derecesini Tamamlamak İçin Yeterli ve Uygundur.

Prof. Dr. İhsan ULUER

Danışman

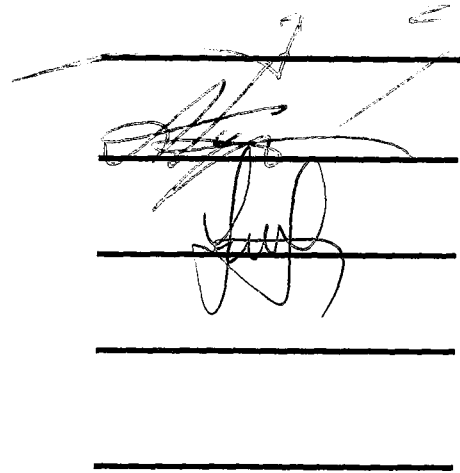
Yardımcı Danışman

Tez Jürisi Üyeleri

Prof. Dr. İhsan ULUER

Prof. Dr. ALİ E. KULİEV

Doç. Dr. Recep AKKAYA



İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR	I
ÖZET	II
ABSTRACT.....	III
1. BÖLÜM.....	1
GİRİŞ.....	1
2. BÖLÜM.....	3
TEORİK BİLGİLER	3
2. 1. Giriş	3
2. 2. Deforme Çekirdeklerin Dönme Hareketi	6
2. 3. Deforme Çekirdeklerin Titreşim Hareketi	9
2. 4. Elektro Manyetik Geçişler ve Çok Kutuplu Karışım Oranları.....	12
2. 5. Deformasyonun Kaynağı	13
2. 6. g_R Faktörü.....	16
2. 7. Kolektif Durumların Nükleer Momenti	16
2. 8. Etkileşen Bozon Modeli	17
2. 8. 1. Elektromanyetik Geçiş operatörleri	19
2. 8. 2. Modelin Grup Yapısı	21
2. 8. 3. Durumların Sınıflandırılması	24
2. 8. 4. Dinamik Simetriler.....	28
2. 8. 4. 1. Vibrasyonel Limit	30
2. 8. 4. 2. Rotasyonel Limit	31
2. 8. 4. 3. γ -Kararsız Limit	32
3. BÖLÜM.....	34
BAZI ÇİFT-ÇİFT Gd İZOTOPLARININ İNCELENMESİ	34
3. 1. Giriş	34
3. 2. ^{150}Gd İzotopu	34

3. 2. 1. ^{150}Gd izotopunun Enerji Düzeyleri ve Geçişlerinin Kutupsallığı	37
3. 2. 2. ^{150}Gd İzotopunun Çokkutuplu Karışım Oranları	39
3. 3. ^{152}Gd İzotopu	40
3. 3. 1 ^{152}Gd Çekirdeğinin Enerji Düzeyleri ve Geçişlerin Kutupsallığı	44
3. 3. 2. ^{152}Gd İzotopunun Çokkutuplu Karışım Oranları	46
3. 4. ^{154}Gd İzotopu	47
3. 4. 1. ^{154}Gd Çekirdeğinin Enerji Düzeyleri ve Geçişlerin Kutupsallığı	48
3. 4. 2. ^{154}Gd İzotopunun Çokkutuplu Karışım Oranları	53
3. 5. ^{156}Gd İzotopu	54
3. 5. 1. ^{156}Gd Çekirdeğinin Enerji Düzeyleri ve Geçişlerin Kutupsallığı	56
3. 5. 2. ^{156}Gd İzotopunun Çokkutuplu Karışım Oranları	60
BÖLÜM 4.....	61
TARTIŞMA VE SONUÇLAR.....	61
4. 1. Giriş	61
4. 2. Gd İzotoplarına Ait Çokkutuplu Karışım Oranları	61
4, 3, Bazı Gd Çekirdeklerinde Uyarma Enerjileri.....	65
KAYNAKLAR	67

TEŞEKKÜR

Tüm Yüksek Lisans eğitimim esnasında bana destek ve yardımcı olan, özellikle tezin hazırlanması ve yazımı esnasında kıymetli fikirlerini ve zamanlarını bana ayıran tez danışmanım Sayın Prof. Dr. İhsan ULUER hocama teşekkür ediyorum.

Çalışmamın yazımı esnasında katkıda bulunan Derya ÇAĐLAR'a ve fikir ve manevi destekleriyle katkıda bulunan tüm dostlara teşekkür ediyorum.

Şerafettin ATALAY

20/01/2000

ÖZET

Deforme bölgede bulunan Gadolinyum izotopları bölgenin pek çok özelliklerini taşımakta ve araştırmalar için önemli bir kaynak oluşturmaktadır. Bu çalışmada, öncelikle çekirdek deformasyonunun ölçüsü olan faktörler ve parametreler incelendi. Çift-çift bazı Gadolinyum izotoplarının enerji düzeyleri, bu düzeyleri birleştiren elektromanyetik geçişlerin kutupsal karışım oranları tablo edildi ve bunlardan yararlanarak indirgenmiş karışım oranları hesaplandı. Bundan önceki çalışmaların sonuçları ile karşılaştırıldı. Sonuçların iyi bir uyum içinde oldukları, aynı pariteli seviyeleri birleştiren geçişlerin genelde E2 ve aksi pariteleri birleştiren geçişlerin genelde E1 karakterinde oldukları belirlendi.

SUMMARY

The gadolinium isotopes are at the onset of the deformed region; have many properties of this region and provide an important source for the research work. In this work, the factors and the parameters indicating the nuclear deformation are taken into account at first. The energy levels the mixing ratios of transitions between these levels are tabulated and the reduced mixing ratios are calculated from these values. It is shown that the results are in good agreement with the previous values and the transitions between levels of same parity are mostly E2 and the transitions between levels of opposite parity are mostly E1.

1. BÖLÜM

GİRİŞ

Son yıllarda, çekirdek yapısı üzerinde geliştirilen modeller, onun çeşitli deneysel durumlarda gözlenen hallerini açıklamakta büyük ilerlemeler kaydedilmesini sağlamıştır. Ancak $150 \leq A \leq 190$ deforme bölgesi ve bu bölge girişinde yer alan elementlerin çekirdekleri üzerinde yapılan incelemeler, hala çok ilginç durumlar arz etmektedir. Bu bölgedeki $N=88-90$ nötrona sahip çekirdeklerin, nükleer yapısının anlaşılması, enerji spektrumundaki geçişlerin kutupsallıkları ve onların karışım oranları ile ilgili birçok soru hala cevaplanamamıştır. Bu sorunlar, Arima ve Iachello tarafından geliştirilen ve açısal momentumun 0 veya 2 olması durumuna göre s ve d ismini alan bozonlar topluluğuna dayanan modeliyle oldukça başarılı bir şekilde açıklanmıştır. Bu modelde bozonlar, elementer parçacıklar olarak düşünülen, nükleon (proton ve nötron) çiftleri olarak ele alınmıştır.

Çekirdekte, iki nükleon arasında doğan ve kısa menzilli olan eşleşme kuvveti ve kuadropol yük dağılımları sonucu ortaya çıkan kuadropol kuvvetleri, çekirdeğin şekli üzerinde önemli bir rol oynar. Nükleon-nükleon etkileşimi detaylı olarak bilinmediği için, çekirdeklerin enerji seviyeleri ve değişik nükleer özellikleri tam olarak hesaplanamamıştır. Nükleonların karmaşık kuark yapısı nedeniyle, nükleon-nükleon etkileşimi iki elektron arasındaki etkileşimden ziyade iki molekül arasındaki etkileşime benzemektedir. Etkileşimin karmaşıklığına ve çok sayıdaki serbestlik derecesine sahip olmasına rağmen yıllar süren deneyler ile nükleer yapının birçok değişik özelliği belirlenebilmiştir.

Ortaya atılan birçok model, bu modellerin uygulaması ve sadeleştirilmesiyle bir model ve diğeri arasındaki benzerlik ve ilişkinin kurulmasıyla bu modeller arasında bir temel oluşturulmaya çalışılmıştır. Bazı çekirdekler için başarılı olan bir model bazı çekirdekler için başarısız kalabiliyor hatta belli bir çekirdekte farklı durumların değişik modellerle basitçe tanımlanabildiği kabul edilmektedir. Bütün bu durumlar göz önüne alındığında, modellerin birleştirilmesi önemli bir amaç olarak ortaya çıkar. Her model, çekirdeklerin özelliklerini ve özellikle o çekirdeğin karakteristiği olan gözlenebilir farklı büyüklükler arasındaki ilişkinin anlaşılmasına yardımcı olur.

Etkileşen Bozon Modeli, bahsedilen olumsuzlukları büyük ölçüde gidermiştir. Ayrıca çekirdeklerin kolektif durumlarının tanımlanmasında oldukça başarılı olmuştur.

Bu çalışmanın amacı: Etkileşen Bozon Modeli kullanılarak, deforme bölge girişinde bulunan bazı çift-çift Gadolinyum izotoplarının enerji seviyeleri arasındaki elektromanyetik geçişlere ait $\delta(E2/M1)$ ve $\delta(M2/E1)$ karışım oranlarının hesaplanması ve geçişlerin incelenmesidir.

2. BÖLÜM

TEORİK BİLGİLER

2. 1. Giriş

Çekirdek içindeki kuvvetler tam olarak bilinmediğinden dolayı çekirdekle ilgili genel bir teori tam olarak oluşturulmamıştır. Değişik metotlarla yapılan deneyler sonucunda ortaya çıkan sonuçları yorumlayabilmek için değişik modeller sunulmuştur. Bunlardan ilki 1930 yılında Bohr tarafından ortaya atılan sıvı damlası modelidir [EISENBERG, GRAINER 1970]. Bu modelde çekirdeğin iç yapısına bakılmaksızın çekirdeğin kütleleri ve kararlılığı incelenmiştir. Bu model çekirdek bölünmeleri başarılı bir şekilde açıklanmıştır fakat sihirli çekirdeklerin komşu çekirdeklere göre gösterdikleri daha kararlı durumları açıklayamadığı için fazla uzun ömürlü olamamıştır.

Bu yapıyı açıklayabilmek için 1934'te Elsass ve Guggenheimer kabuk modelini geliştirmişlerdir [ARYA 1970]. Çünkü sihirli sayılı çekirdeklerdeki kararlılık ve bazı diğer özellikler incelendiğinde bu çekirdeklerin asal elementlere benzediği, dolayısıyla da atomlar gibi kabuk yapısında olabileceği düşünülmüştür. Bu modelde proton ve nötronlar ayrı kabuklarda bulunurlar. Nükleonlar, sihirli sayı değerlerini aldıklarında, çekirdeklerde ki proton ve nötron kabukları dolar ve böylece diğer çekirdeklere göre daha kararlı bir durum arz eder. Ayrıca bu çekirdeklerin kuadropol momentlerinin sıfıra çok yakın olması da bu çekirdeklerde küresel simetriye yakın kapalı kabukların varlığını desteklemektedir. Yine bu çekirdeklerin ilk uyarılma enerjileri ve son nükleonunun bağlanma enerjisi komşu çekirdeklerinkine nazaran büyük, kararlı izotop ve izoton sayılarının komşu çekirdeklere göre fazla olması kabuk yapısını akla getirir.

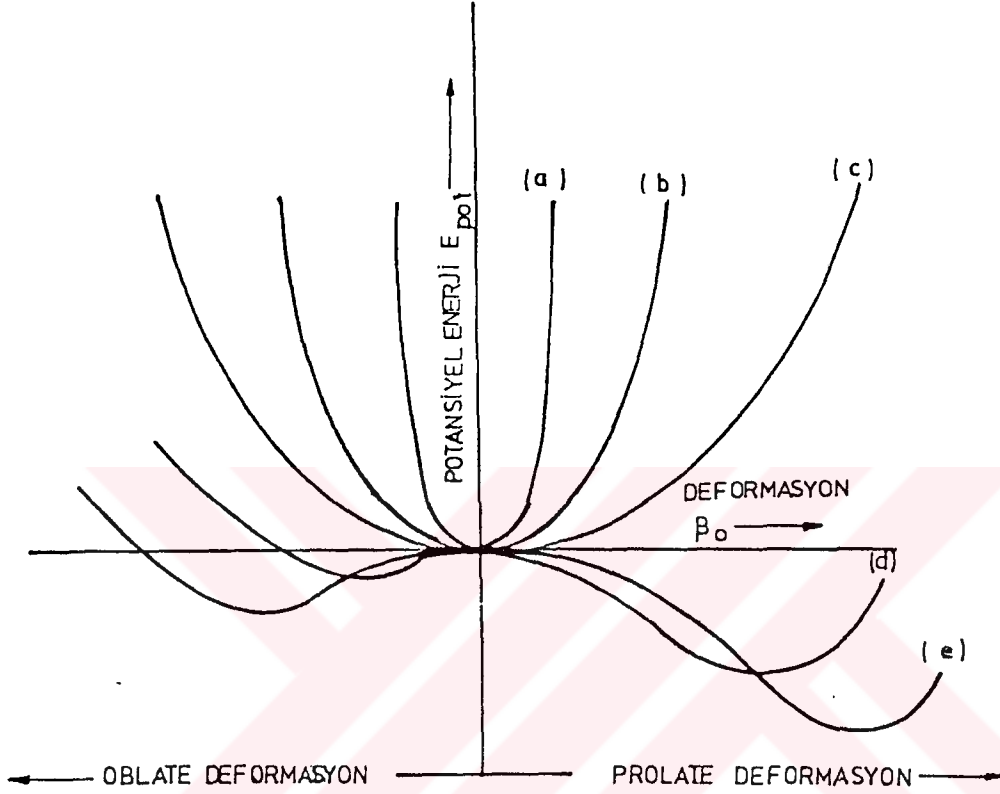
Kabuk modeli, küresel simetrik bir potansiyelde, belirli kabuklarda hareket ettiğini kabul ettiği tek parçacıkların yapısını anlamada oldukça başarılı olmuştur. Fakat deforme olmuş bölgedeki çok büyük kuadropol momentlerini açıklama yetersiz kalmıştır. Büyük B(E2) değerleri de büyük kuadropol etkileri gösterir. Gözlenen büyük momentleri açıklamak için kapalı kabuk dışında çok sayıda nükleonun kolektif hareketi dikkate alınması gerektiği meydana çıkmış oldu. Düşük enerjili uyarma spektrumları ve elektromagnetik geçiş ihtimalleri de kabuk modeliyle açıklanamaz.

Kabuk modelinin açıklayamadığı bu durumları açıklayabilen model ilk olarak 1950 de Rainwater [RAINWATER 1950] tarafından ileri sürüldü. Daha sonra tek parçacık ve kolektif olayların birleştirildiği bir model de 1951 de Bohr ve Mottelson [BOHR MOTTELSON 1969] tarafından geliştirildi. Bu modelde çekirdek içindeki bütün parçacıkların kolektif hareketi dikkate alınarak, bu hareket sonucunda oluşan deformasyon ve sonuçları izlenir. Deformasyonun oluşumunda, kapalı kabuklar dışındaki nükleonların hareketiyle ortaya çıkan kutuplanmanın yanı sıra, kapalı kabuk içindeki özün biçimi ve açısal momentumu da dikkate alınır[MALMIER SHÉLTON 1970].

Çekirdekteki nükleonlar, kolektif modelde, kabuk modelinde olduğu gibi bir $V(r)$ potansiyelinden bağımsız olarak hareket ederler. Yalnız bu potansiyel etrafındaki nükleon hareketleri nedeniyle deforme olabilir. Bu da özün küresel simetrisinin kaybolmasına ve yörünge nükleonları yönünde uzamasına neden olur. Bağımsız parçacıkların içinde hareket ettikleri bu küresel olmayan deformasyona sahip potansiyel kuyusu ve kolektif hareketlerin bir arada düşünülmesi gerekir. Eksensel simetri deforme olan bu potansiyele, spin yörünge teriminin ilavesiyle şöyle verilebilir[DUDEX 1975].

$$V_i = \frac{M}{2} [w_{xy}^2 (x^2 + y^2) + w_x^2 z^2] + C(\vec{I} \cdot \vec{S}) + D(\vec{I}^2) \quad 1$$

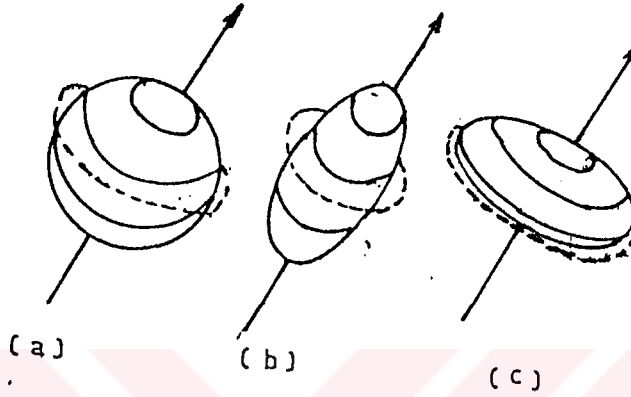
Bu potansiyel enerjinin, deformasyonunun fonksiyonu olarak, kapalı kabuk dışında değişik sayıda parçacık için grafiği çizilirse Şekil 2.1 deki gibi bir eğriler serisi elde edilir [PAUL 1969].



Şekil 2.1. Potansiyel Enerjin (E_p), Deformasyon Parametresine (β_0) bağlı değişimi. (a) Kapalı kabuk çekirdeklerini, (b) ve (c) kapalı kabuklardan uzaklaşan çekirdekleri, (d) ve (e) Kapalı kabuklardan çok uzaklaşmış çekirdekleri temsil eder.

Bu grafikte a eğrisi kapalı kabuk yakınında çiftlenim 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 çiftlenme kuvvetiyle kıyaslanır hale gelir. Çekirdek daha gevşek bir hal almıştır ve uyarma enerjileri azalmaya başlamıştır. Sonunda uzun menzilli kuvvetler baskın hale gelince, küresel şekil kararsız hale gelir

ve çekirdekdeki kalıcı deformasyon meydana gelir. Ayrıca Şekil 2.1 den de açıkça görüldüğü gibi, eksensel simetride, β_0 deformasyon parametresinin fonksiyonu olarak enerjinin iki esas minimumu vardır. Birincisi; prolate şekli ifade eder. Bu durumda $\beta^+ > 0$ dir. İkincisi; negatif deformasyona karşılık gelir ve çekirdeğin oblate şeklini ifade eder, $\beta^- < 0$ dir (Şekil 2.2)



Şekil 2. 2. Çekirdeğin (a) Küresel (b) Prolate (c) Oblate Şekilleri.

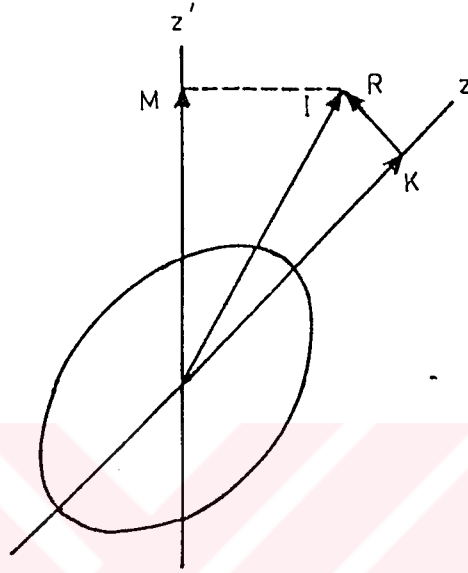
2. 2. Deforme Çekirdeklerin Dönme Hareketi

Çift-çift çekirdekler kapalı kabuklarının dışında, çok sayıda nükleon bulundurlar. Bu çekirdekler için basit bir simetrik dönücü spektrumu ele alındığında, deformasyon miktarını değiştirmeksizin veya şeklini değiştirmeksizin çekirdeğin serbest dönmesini tanımlar. Bu ise bir serbest dönücünün Hamiltoniyeninin vereceği şu sonuca özdeştir:

$$T_{\text{rot}} = \frac{1}{2} J_k W_k^2 \quad 2$$

Burada W_k , k. asal eksen tarafından açısal hız ve J_k ise buna karşılık gelen eylemsizlik momentidir. Bir elipsoit için iki J_k eşit ve simetri eksenine göre eylemsizlik momentleri $J_k = 0$ dir. Bundan dolayı J değeri bir simetrik dönücünün hareketini tanımlamada yeterlidir. Şimdi eksensel simetrik bir

deforme çekirdeğin açısal momentumu ele alınmış olsun. Gevşek bağlı olan kapalı kabuk dışındaki nükleonların hareketi önemli oluyor. Çekirdeğin toplam açısal momentumu $I(= \hbar [I(I+1)]^{1/2})$ dir. I 'nin uzay eksenini yönündeki bileşeni $M\hbar$ ve simetri eksenini yönündeki bileşeni ise $K\hbar$ dir. Bu durum Şekil 2. 3.'de gösterilmiştir.



Şekil 2. 3. Deforme Çekirdeklere Kuplaj Şeması

Her bir bağımsız parçacığın \vec{I} açısal momentumunun simetri eksenini üzerindeki izdüşümü $\bar{\Omega}$ dir ve $\sum \Omega = K$ olur. Kolektif hareketlerin açısal momentumu \vec{R} dir. Dönme simetri eksenine diktir. Dolayısıyla

$$|\vec{R}|^2 = [I(I+1) - K^2] \hbar^2 \quad 3$$

elde edilir. Şimdi artık dönme enerjisi

$$E_{\text{rot}} = \frac{1}{2} J \omega^2 \quad 4$$

yazılabilir.

Çekirdek bir katı cisim gibi davranıyorsa eylemsizlik momenti basitçe

$$J_{\text{rig}} = \frac{2}{5} M_A R_o^2 \quad 5$$

yazılabılırdı. Burada M_A dönen kütle miktarıdır. Nükleer dönme aynı zamanda, nükleer yüzeyde bir dalga olarak alınabilir. Parçacıkların bu dalga hareketi, gevşek nükleonların irrotasyonal akışına sebep olur. Yani osilasyonlar şeklin dönmesine sebep olur fakat parçacıklar dönmez. Bu durumda eylemsizlik momenti

$$J_{\text{irrot}} = \frac{2}{5} M_A (\Delta R)^2 \quad 6$$

şeklinde verilir. Eylemsizlik momenti açıkça deformasyona bağlıdır.

$$J_{\text{irrot}} = J_{\text{rig}} (\Delta R/R_0)^2 \quad 7$$

β parametresi açıkça

$$\beta = \frac{3}{4} \left(\frac{1}{5}\pi\right)^{1/2} \frac{\Delta R}{R_0} = 1.055 \frac{\Delta R}{R_0} \quad 8$$

irrotasyonal J değeri ve $|\vec{R}|$ rotasyonal açısal momentum değeri JW olduğundan

$$|\vec{R}|^2 = J^2 W^2$$

$$[I(I+1) - K^2] \hbar = 2 J E_{\text{rot}} \quad 9$$

Buradan E_{rot} çekilirse

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) - K^2] \quad 10$$

şekline gelir, bu bir simetrik katı dönücünün enerjisidir.

Çift-çift çekirdekler için, özdeş parçacıklar söz konusu olduğundan ve ardışık olarak Ω ve $-\Omega$ ilave edildiğinden $K=0$ 'dır. Yani tüm çift-çift çekirdeklerin taban durum spini $I=0$ olarak gözlendiğinden taban durum dönme bandı için $K=0$ 'dır. Ayrıca simetri eksenine dik düzleme göre simetri vardır ve dalga fonksiyonu 180° yansımada inveryant kalmalıdır. Bu durumda bandın ardışık seviyeleri arasında $\Delta I=2$ dir ve açısal momentum değerleri

$I = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$, vs. şeklinde sınırlandırılmıştır. Bu $A=150-190$ bölgesindeki çift-çift çekirdeklerde en düşük seviyeler serisi olarak gözlenmiştir.

Eğer z uzay eksenini boyunca eylemsizlik momenti sıfırdan farklıysa enerjiye ($\hbar^2 K^2/2J$) terimi de ilave edilmelidir. $K \neq 0$ iken I ,

$$I=K, K+1, K+2, K+3, \dots$$

şeklinde K 'ya bağlıdır. Enerji formülü kullanılarak enerji seviyeleri arasındaki fark

$$E_{4^+}/E_{2^+} = 20/6, E_{6^+}/E_{2^+} = 42/6, E_{8^+}/E_{2^+} = 72/6 \quad \text{vs.}$$

olarak bulunur.

2. 3. Deforme Çekirdeklerin Titreşim Hareketi

Sihirli sayıda nötron yada proton sayısına sahip olan çekirdekler küreseldir. Sihirli çekirdeklere komşu çekirdeklerde de eşleşme etkisiyle küresel öz bozulmaz ve nükleonların $L=0$ açısal momentumuna sahip çiftler oluşturdukları görülür. Çekirdeğin küresel denge biçimi etrafındaki kolektif hareketi bir titreşim hareketidir. Kapalı kabuk dışına ilave olan valans nükleonların sayısı arttıkça, uzun menzilli kuadropol kuvvetleri, küresel yapının bozulmasına neden olur. Bu bozulma küresel özde de kendini göstererek çekirdek elipsoidal bir şekil kazanır. Bu durumdaki kolektif hareket, denge biçimi etrafındaki titreşim hareketiyle birlikte, deforme olmuş çekirdeğin yönelme doğrultusunun dönmesinden meydana gelir. En basit titreşimler kuadropol titreşimleridir. Titreşim seviyelerinin uyarma enerjileri eşit aralıktır. Bu fononların bir tamsayı kadarının uyarılmasından beklenen enerji spektrumudur. Her bir fonon 2^+ açısal momentum taşır ve bir bozon olarak göz önüne alınabilir.

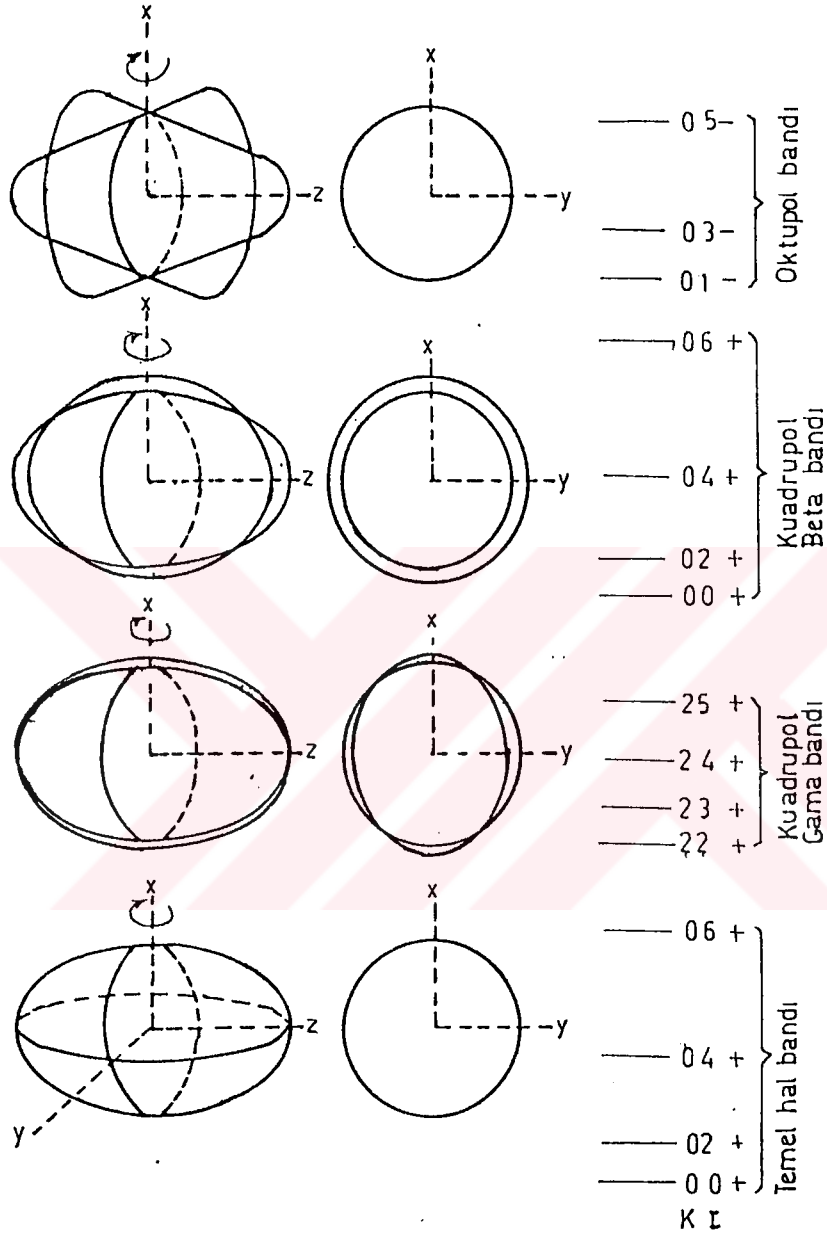
Deforme çift-çift çekirdeklerdeki taban durum dönme bandının yanısıra gözlenen diğer dönme bandları, nükleer dönmelerin titreşim osilasyonlarından birine kuplajından meydana gelmiştir. Bu titreşimlerin en basiti çekirdeğin küresel dengeden uzaklaştırır. Bu tip titreşimler γ -parametresinin büyüklüğündeki geçici bir değişim ile tanımlanabildiğinden

dolayı γ -titreşimleri denir. Bu titreşimler esnasında z eksenine göre olan simetrisi korunmaz. Kuadropol titreşimler 2^+ durumlarından meydana geldiğinden dolayı bu titreşim için $K=2$ 'dir. Sonrada dönme durumları $I = K, K+1, K+2$ gibi bir set oluşturacak şekilde bu seviyenin üstüne biner. Bu tanıma göre banddaki her seviye özdeş titreşim karakteristiğine sahiptir. Her biri çekirdeğin ekvator düzleminde bir kuadropol şekil gibi titreşirler.

Banddaki tüm enerji durumları bir γ -titreşimi gösterdiklerinden dolayı bu banda genellikle γ -titreşim bandı denir. Bu band aslında, bir tek γ -titreşim durumu üzerine binmiş dönme bandıdır ve genellikle çok deforme olmuş çekirdeklerde görülür.

Deforme çekirdeklerdeki kuadropol titreşim hareketi z eksenine paralel bir düzlemde de meydana gelebilir. Böyle bir hareket β -parametresinde bir değişim meydana getirir ve buna β -titreşim durumu denir. Bu titreşimi yapan çekirdeğin ekvatorial kesit düzleminde bir şekil değişimi yoktur sadece dairesel şekilli nükleer yüzeyde bir büzülme ve genişleme hareketi vardır. Bundan dolayı bu dönme seti için $K=0$ dir ve çekirdek her zaman taban durumdaki şekle sahiptir fakat sadece deformasyon parametresinin büyüklüğünde zamana bağlı bir değişim vardır. Bu banda genel olarak daha az rastlanmıştır.

Belli sayıda deforme çekirdeklerin uyarma bandları arasında negatif pariteli seviyeler bandına rastlanmıştır. Bu seviyeler, kuadropol deformasyondan daha yüksek mertebeli deformasyon olan oktopol deformasyonlara atfedilir. Bu durumda nükleer şekil elipsoidden ziyade bir armut şekline benzer. Oktupol titreşim durumunda z ekseni civarındaki simetri korunur ve enerjisi diğer titreşim bandlarına göre daha yüksektir. Simetriden dolayı $K=0$ dir., fakat yansıma simetrisi negatif pariteli durumları tercih eder ve çift I değerlerini yasaklar. Bu banda genellikle oktopol titreşim bandı denir çünkü band bir oktopol titreşimin bir dönme seviyeleri serisine kuplajından meydana gelmiştir. Bu modların şematik gösterimi Şekil 2. 4'te verilmiştir.



Şekil 2. 4. Deforme çift –çift çekirdeklerin kolektif hareketleri titreşim şekillerinin şematik olarak gösterilmesi [COOK 1972]

2. 4. Elektro Manyetik Geçişler ve Çok Kutuplu Karışım Oranları

Çekirdekten yayınlanan γ -ışınları bir elektriksel veya manyetik (veya her ikisinin toplamı şeklinde) çokkutupluluk gösterirler. Maxwell dalga denklemlerinin düzenlenmesiyle elde edilen, düzlemsel ve küresel dalga çözümlerinin sonucu aldığı elektromanyetik alan vektörü, $A(\pi L)$ γ -radyasyonu ile temsil edilirler. Buradaki π sırasıyla E(elektrik) ve M(manyetik) değerlerine karşılık gelir ve L ise çokkutupluluğun cinsini göstermektedirler. Radyasyonun çok kutupluluğu 2^L dir. $A(\pi L)$ alan vektörünün kutup cinsi seçim kurallarıyla tayin edilir. Çokkutuplu geçişlerin şiddetleri, enerjileri ve cinsleri çekirdeğin şekli, hacmi, yoğunluğu ile ilgili bilgiler taşır. Çokkutuplu radyasyon saf elektrik ve saf manyetik veya her ikisinin karışımı olabilir. Spin ve parite seçim kuralları elektromanyetik geçişlerin çokkutuplu geçiş karakterini önceden belirler ve bu kurallar çokkutup karışımlarına genellikle izin verirler. Açısal momentum kuantum sayıları, üç boyutlu uzayın izotop dönme ve yansıması altında sistemin değişmesine bağlıdır. Bu sebepten dolayı l ve m açısal momentum sayıları tam sayılardır [MALMIER-SHELTON 1970].

Toplam açısal momentum seçim kuralı

$$|l_i - l_s| \leq L_\gamma \leq l_i + l_s \quad 11$$

şeklindedir. İlk ve son paritelerle çokkutuplunun paritesi arasında

$$P_i = P_s \cdot P_\gamma$$

İlişkisi vardır. Elektriksel çokkutuplu fononlar için $P_\gamma = (-1)^{L_\gamma}$, manyetik çokkutuplu fotonlar için $P_\gamma = -(-1)^{L_\gamma}$ ilişkileri vardır. L mertebeli çokkutubun izafi ömründeki farklar E veya M karakterini tayin ederler. Bunlar genelde en çok iki bileşenli karışım oranlarına indirgenir, yani $ML+E(L+1)$ şeklindedir.

Vibrasyonel bantlardaki rotasyonel seviyeleri temel seviyeye birleştiren geçişlerin çokkutupluluklarında M1 karakterine rastlanmaz. Bu tip geçişler E2 karakterindedir. Fakat genelde deforme çift-çift çekirdekler bölgesinde M1 şiddeti toplam şiddetin %0,5-2'sini temsil eder [KRANE 1973].

$E(L+1)/ML$ çokkutup karışım oranının karesi $I(L+1)/I(L)$ şiddet oranına eşittir. $E2/M1$ karışım oranı saniyedeki $E2$ geçişlerinin sayısı $T(E2; I_i \rightarrow I_s)$ ve $M1$ geçişlerinin sayısı $T(M1; I_i \rightarrow I_s)$ olmak üzere

$$\delta(E2/M1; I_i \rightarrow I_s) = \sqrt{T(E2; I_i \rightarrow I_s) / T(M1; I_i \rightarrow I_s)} \quad 12$$

şeklinde tanımlanır [LANGE-KUMAR-HAMILTON 1982]. Benzer şekilde $M2/E1$ karışım oranı için

$$\delta(M2/E1; I_i \rightarrow I_s) = \sqrt{T(M2; I_i \rightarrow I_s) / T(E1; I_i \rightarrow I_s)} \quad 13$$

ifadesi yazılır. Krane tarafından $\delta(E2/M1)$ karışım oranı

$$\delta(E2/M1) = 0.835 E_\gamma (\text{MeV}) \frac{\langle I_s \| M(E2) \| I_i \rangle}{\langle I_s \| M(M1) \| I_i \rangle} \quad 14$$

şeklinde matris elemanları cinsinden tanımlanmıştır [KRANE 1975].

Açısal korelasyon ve dağılım verilerini açıklamak amacıyla δ karışım oranı için Biendenharn-Rose (1953), Rose-Brink (1967), Ferguson (1965) Krane ve Steffen (1970) tarafından farklı kabuller kullanılmasına rağmen bunlar arasında

$$\begin{aligned} \delta_{KS} &= -\delta_{RB} \\ \delta_{KS} &= -\delta_F \\ \delta_{1KS} &= -\delta_{1RB} \\ \delta_{2KS} &= -\delta_{2RB} \end{aligned} \quad 15$$

bağlantıları vardır [KRANE-STEFFEN 1973].

2. 5. Deformasyonun Kaynağı

Çekirdekte nükleonları bir arada tutan kuvvetin tabiatı henüz tam olarak bilinmemektedir. Çekirdeklerin özelliklerinin incelenmesinden elde edilen sonuçlara göre çekirdek kuvvetleri doyum karakteri gösteren kısa menzilli, çok şiddetli ve çekici özellikte kuvvetlerdir. Bu kuvvetler aynı

zamanda nükleonların yüklerine bağlı değildir, yüklerinin ve spinlerinin doğrultularının değiş tokuşu sonucu değiş-tokuş kuvveti olarak meydana çıkabilirler. Bu özellikleri gösteren tek tip bir kısa menzilli kuvvet yoktur. Kuadropol kuvveti ve eşleşme kuvveti çekirdek kuvvetlerinin bu özelliklerinde etkin olan iki kuvvettir [BARANGER KUMAR 1968].

Aynı enerji seviyesinde bulunan aynı cins iki nükleon arasında karşılıklı spin değiş tokuşuyla ortaya çıkan kısa menzilli kuvvete eşleşme kuvveti denir. Bu kuvvet kor dışında dolmamış kabuklarındaki nükleonları etkiler ve nükleonları bir arada tutarak küresel simetriyi korumaya çalışır. Kuadropol yük dağılımı sonucu ortaya çıkan kuvvete ise kuadropol kuvveti denir. Bu kuvvet çekirdeği deforme etmeye çalışır. Kapalı kabuk dışındaki valans nükleonların sayısı arttıkça eşleşme kuvveti etkisi azalır, dolayısıyla kuadropol kuvvetler baskın hale gelince deforme çekirdek yapısı oluşur. Dudex ve ark. [DUDEX 1975] eşleşme kuvveti için

$$G = \{G_0 + G_1(N - Z)\} / A \quad 16$$

İfadesini vermişlerdir. G_0 ve G_1 parametrelerinin proton ve nötron için değerleri yerlerine konularak nadir toprak elementlerinin G_p proton ve G_n nötron eşleşme kuvvetleri

$$G_p = \{17.90 + 0.176 (N - Z)\} / A \quad 17$$

$$G_n = \{18.95 + 0.078 (N - Z)\} / A$$

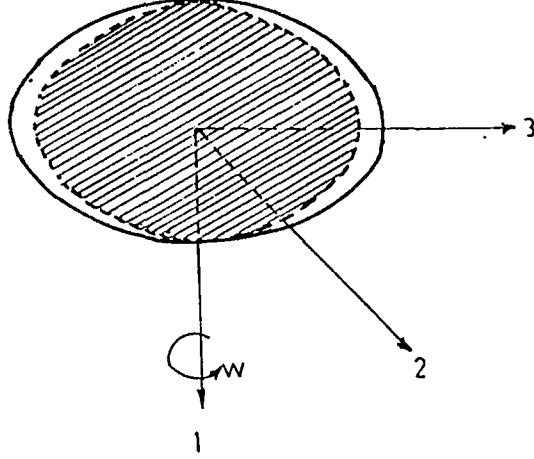
bağıntılarıyla bulunur.

Protonların eşleşme kuvveti G_p ve nötronların eşleşme kuvveti G_n , görüldüğü gibi farklı değerlere sahiptir ve $G_p > G_n$ 'dir. Protonların ve nötronların eşleşme kuvvetlerindeki fark protonlarla nötronların farklı deformasyona sahip olması gerektiği fikrinin doğmasına sebep olmuştur [EL-DIN MARUHN GRAINER 1986]. $G_p > G_n$ olması $\beta_0(p) < \beta_0(n)$ olmasını gerektirir. Burada $\beta_0(p)$ proton deformasyon parametresi ve $\beta_0(n)$ de nötron deformasyon parametresidir. Kütle dağılımının ortalama deformasyonu M.S.M. Nour El-din ve arkadaşları tarafından

$$\beta_0 = \{N\beta_0(p) + Z\beta_0(n)\} / A$$

18

olarak tanımlanmıştır [EL-DIN, MARUHN ve GRAINER 1986]. Çekirdeğin kütle deformasyonu Şekil 2.5'de gösterildiği gibidir.



Şekil 2. 5. Kütle (proton+nötron) elipsoidi [GRAINER 1966]

Şekilde, içteki taralı kısım kütle, dışındaki ise proton elipsoididir. Proton ve kütle elipsoidleri kuvvetle çiftleştikleri ve bu yüzden aynı w açısal hızıyla döndükleri kabul edilmiştir [GRAINER 1966].

Grainer, β_0 deformasyon parametresini $\delta(E2/M1)$ karışım oranına bağlı olarak

$$\beta_0 = 10^3 (\delta/E_\gamma)_{2^1 \rightarrow 2} \{f(1-2f)/0.862A^{5/3}\} \quad 19$$

şeklinde verilmiştir [GRAINER 1966]. Burada f parametresi;

$$f = \frac{N}{A} \left\{ \frac{\beta_0(n)}{\beta_0(p)} - 1 \right\} = \frac{N}{A} \left\{ \sqrt{\frac{G_p}{G_n}} - 1 \right\} \quad 20$$

dir. Ayrıca kuadropol deformasyon parametresi olan β_2 için

$$\beta_2 = \frac{4\pi}{3ZR_0^2} \sqrt{B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) / e^2} \quad 21$$

ifadesi verilmiştir. Burada $R_0 = 1.2A^{1/3}$ fm alınmıştır. $B(E2)$ ise e^2b^2 birimindedir [RAMAN-RESTOR-BHATT 1983].

2. 6. g_R Faktörü

Grainer, deforme çift-çift çekirdeklerin (g_R) faktörü için $|IK_{n_2n_0}\rangle$ bazını temel alarak

$$(g_R)_{|IK_{n_2n_0}\rangle} = \frac{\{ \langle IK_{n_2n_0} | \mu_0 | IK_{n_2n_0} \rangle_{M=1} \}}{I} \quad 22$$

ifadesini vermiştir [GRAINER 1966]. Burada

$$n_0, n_2 = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$$K = 0 \text{ için } I = 0, 2, 4$$

$$K = 2, 4, 6 \text{ için } I = K, K+1, K+2 \dots$$

Şeklindedir. Deforme rotor çekirdekler için taban durumuna ait g_R faktörü

$$(g_R)_{|I000\rangle} = (I1|I0I) \sqrt{2} (I1|I10) \sqrt{I(I+1)} \frac{Z}{A} (1-2f) \quad 23$$

şeklinde verilir. Nötron deformasyonu proton deformasyonuna eşit kabul edilirse g_R faktörü aslında Z/A oranından daima daha küçüktür.

2. 7. Kolektif Durumların Nükleer Momenti

β_0 deformasyon parametresiyle ilgili olan elektrik kuadropol momentler, deforme çekirdeklerin yük dağılımının göstergesidir. Bu sebeple deforme çekirdeklerin incelenmesinde önemlidir. Eğer $Q > 0$ ise şekil prolate, $Q < 0$ ise nükleer şekil oblate, $Q = 0$ ise şekil küreseldir. Kuadropol moment β_0 çekirdek deformasyonu ile doğrudan ilişkilidir. Çekirdeğe ait spektroskopik moment

$$q(I) = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} q_0 \quad 24$$

burada q_0 özkuadropol momenttir ve

$$q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR^2 \beta_0(1+0.30)\beta_0$$

25

ile verilir.

Kuadropol momentler deneysel olarak Coulomb uyarılması ve ince yapı ölçümleriyle deneysel olarak belirlenebilir.

2. 8. Etkileşen Bozon Modeli

Son yıllarda ortaya atılan "Etkileşen Bozon Modeli (IBM)" orta ve ağır çekirdeklerin bir çok kolektif özelliklerini açıklaya bilmektedir [ARIMA-IACHELLO 1975]. Bu modelde çekirdeklerin düşük enerjili seviyelerinin yapısını belirleyen valans parçacıklarıdır (bunlar 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 daki kapalı kabukların dışında kalan proton ve nötronlardır). Ayrıca çift-çift çekirdeklerin düşük enerji seviyelerindeki özdeş parçacıklarının, toplam açısal momentumlarının $L=0$ ve $L=2$ olan durumlarda çiftlendiğini ve bu çiftlerin birer bozon olduğunu kabul etmiştir.

Açısal momentumu $L=0$ olan bozonlar s , açısal momentumu $L=2$ olan bozonlar ise d bozonu olarak tanımlanırlar [IACHELLO-TALMI 1987]. Parçacık uzayında parçacık-hole konjugasyonunu göz önüne almak için proton bozonu sayısı N_π ve nötron bozonu sayısı N_ν en yakın kapalı kabuktan itibaren sayılmıştır. Bazen hol durumunu göstermek için, bozonların ayırt edilemediği durumda bozon sayısı $N = N_\pi + N_\nu$ olarak gösterilir.

Çekirdek özelliklerini incelemek için gerekli olan en önemli bilgi çekirdeklere ait tek bozon enerjileri ve bozon bozon etkileşmelerini içeren uygun bir Hamiltoniyenin yazılmasıdır. Hamiltoniyeni yazmak için ikinci kuantize formu kullanmak uygundur. Böylece $L_z = \mu$ için $d_{\mu+}$ ve s^+ sırasıyla bir tek d bozonu ve s bozonu yaratma operatörleri olmak üzere, d_μ ve s yoketme operatörleri ile aşağıdaki komütasyon bağıntılarını sağlarlar [IACHELLO 1979].

$$\begin{array}{lll} [s, s^+] = 1 & [s, s] = 0 & [s, s^+] = 0 \\ [d_\mu, d_\mu^+] = 1 & [d_\mu, d_\mu] = 0 & [d_\mu^+, d_\mu^+] = 0 \end{array} \quad 26$$

$$\begin{aligned}
[s, d_{\mu}^{\dagger}] &= 0 & [s^{\dagger}, d_{\mu}^{\dagger}] &= 0 \\
[s, d_{\mu}] &= 0 & [s^{\dagger}, d_{\mu}] &= 0 & \mu = 0, \pm 1, \pm 2
\end{aligned}$$

toplam bozon sayısının korunduğu bir sistem için en genel Hamiltoniyen;

$$\begin{aligned}
H &= \varepsilon_s(s^{\dagger}.s) + \varepsilon_d(d^{\dagger}.\tilde{d}) + \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} (2L+1)^{1/2} c_L [(d^{\dagger} \times d^{\dagger})^{(L)} \times (\tilde{d} \times \tilde{d})^{(L)}]^{(0)} \\
&+ \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{V}_2 [(d^{\dagger} \times d^{\dagger})^{(2)} \times (\tilde{d} \times s)^{(2)} + (d^{\dagger} \times s^{\dagger})^{(2)} \times (\tilde{d} \times \tilde{d})^{(2)}]^{(0)} \quad 27 \\
&+ \frac{1}{2} \tilde{V}_0 [(d^{\dagger} \times d^{\dagger})^{(0)} \times (s \times s)^{(0)} + (s^{\dagger} \times s^{\dagger})^{(0)} \times (\tilde{d} \times \tilde{d})^{(0)}]^{(0)} \\
&+ u_2 [(d^{\dagger} \times s^{\dagger})^{(2)} \times (\tilde{d} \times s)^{(2)}]^{(0)} + \frac{1}{2} u_0 [(s^{\dagger} \times s^{\dagger})^{(0)} \times (\tilde{s} \times \tilde{s})^{(0)}]^{(0)}
\end{aligned}$$

şeklinde ifade edilir. Burada ε_s ve ε_d , s ve d bozonlarının bağlanma enerjileri, $(s^{\dagger}.s)$ ve $(d^{\dagger}.\tilde{d})$ ise s ve d bozonları için sayı operatörleri ve $\tilde{d}_{\mu} = (-1)^{\mu} d_{-\mu}$ dir. c_0 , c_2 ve c_4 katsayıları d bozonları, u_0 katsayısı da s bozonları arasındaki, v_0 , v_2 ve u_2 katsayılarıyla da s bozonlarıyla d bozonları arasındaki etkileşmelerin şiddeti belirtilir [ARIMA-IACHELLO 1976].

Denklem 27 de ifade edilen Hamiltoniyen, iki tane tek bozon enerjilerini ve yedi bozon-bozon etkileşmelerini belirten toplam dokuz parametreye sahiptir. Burada bozonların sayı operatörü $N = n_s + n_d$ ile Hamiltoniyenin komütatif olduğu göz önünde bulundurulursa denklem 27'yi sadeleştirmek mümkün olur. Böylece,

$$\begin{aligned}
H &= \varepsilon_s N + \frac{1}{2} u_0 N(N-1) + \varepsilon' (d^{\dagger}.\tilde{d}) \\
&+ \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} (2L+1)^{1/2} c'_L [(d^{\dagger} \times d^{\dagger})^{(L)} \times (\tilde{d} \times \tilde{d})^{(L)}]^{(0)} \quad 28 \\
&+ \frac{1}{\sqrt{2}} v_2 [(d^{\dagger} \times d^{\dagger})^{(2)} \times (\tilde{d} \times \tilde{s})^{(2)} + (d^{\dagger} \times s^{\dagger})^{(2)} \times (\tilde{d} \times \tilde{d})^{(2)}]^{(0)}
\end{aligned}$$

şeklini alır. Burada ε' tek d-bozon enerjisi ve $c'_L (L=0,2,4)$ katsayıları da Denk. 27 deki katsayıların uygun lineer kombinasyonlarıdır. İlk iki terim bütün durumlara katkı yapacağından Denk. 28 deki Hamiltoniyen de geriye kalan

parametreler öz durumlar ile enerji seviyelerinin analizlerinde kullanılır [IACHELLO TALMI 1987]. Bu Hamiltoniyeni değişik biçimlerde yazmak mümkündür.

$$H'' = \varepsilon'' n_d + a_0 (P^+ \cdot P) + a_1 (L \cdot L) + a_2 (Q \cdot Q) + a_3 (T_3 \cdot T_3) + a_4 (T_4 \cdot T_4) \quad 29$$

Bu denklemdaki operatörlerin açık şekli aşağıdaki gibidir,

$$\begin{aligned} n_d &= (d^+ \cdot \tilde{d}) \\ P &= \frac{1}{2} [(\tilde{d}x\tilde{d}) - (\tilde{s}x\tilde{s})] \\ L &= \sqrt{10} (d^+ \times \tilde{d})^{(1)} \\ Q &= [(d^+ \times \tilde{s}) + (s^+ \times \tilde{d})]^{(2)} - \frac{1}{2} \sqrt{7} (d^+ \times \tilde{d})^{(2)} \\ T_3 &= (d^+ \times \tilde{d})^{(3)} \\ T_4 &= (d^+ \times \tilde{d})^{(4)} \end{aligned} \quad 30$$

Denklemdaki ε'' ve a_i ($i=0,1,2,3,4$) parametreleri Denk. 27'deki parametrelerin lineer kombinasyonudurlar. Spektrum Hamiltoniyen H'' 'nin $B: s^+ n_s d^+ n_d |0\rangle$ bozon bazında köşegenleştirilmesiyle elde edilir.

2. 8. 1. Elektromanyetik Geçiş operatörleri

Etkileşen Bozon Modeliyle, uygun operatörler kullanılarak, uyarma enerjilerinden başka, elektromanyetik geçiş ve statik momentler gibi değişik hesaplamalar yapılabilir. Bunun için söz konusu operatörler bozon serbestlik derecesi cinsinden yazılmalıdır. Bir ilk yaklaşıklık olarak bunların tek cisim bozon operatörleri olduğu varsayılır. Bu amaçla yazılan ilk kuantize form aşağıdaki gibidir.

$$T^{(l)} = \sum_{i=1}^N t_i^{(l)} \quad 31$$

Bu operatörün bozon operatörleri cinsinden ikinci kuantize formu

$$T_m^{(l)} = \alpha_2 \delta_{12} (d^+ \times \tilde{s} + s^+ \times \tilde{d})_m^{(2)} + \beta_1 (d^+ \times \tilde{d})_m^{(1)} + \gamma_0 \delta_{m0} \delta_{l0} (s^+ \times \tilde{s})_0^{(0)} \quad 32$$

şeklindedir. Bu ifade açılırsa aşağıdaki elektromanyetik geçiş operatörleri elde edilir [ELLIOT 1985].

$$\begin{aligned}
T_0^{(E0)} &= \beta_0(d^+ \times \tilde{d})_0^{(0)} + \gamma_0(s^+ \times \tilde{s})_0^{(0)} \\
T_m^{(M1)} &= \beta_1(d^+ \times \tilde{d})_m^{(1)} \\
T_m^{(E2)} &= \alpha_2(d^+ \times \tilde{s} + s^+ \times \tilde{d})_m^{(2)} + \beta_2(d^+ \times \tilde{d})_m^{(2)} \\
T_m^{(M3)} &= \beta_3(d^+ \times \tilde{d})_m^{(3)} \\
T_m^{(E4)} &= \beta_4(d^+ \times \tilde{d})_m^{(4)}
\end{aligned} \tag{33}$$

Sadece s ve d bozonu dikkate alındığından çokkutupluluğun dörtten daha büyük geçişi yoktur. E0 geçiş operatöründe $N = n_s + n_d$ tanımı kullanılırsa

$$\begin{aligned}
T_0^{(E0)} &= \gamma_0 N + \beta_0 n_d \\
\beta_0 &= \beta_0 / \sqrt{5} - \gamma_0
\end{aligned} \tag{34}$$

ifadesi elde edilir. Denk. 34'deki $\gamma_0 N$ terimi sadece köşegen matris elemanlarına sahiptir. Bundan dolayı E_0 geçişlerine katkıda bulunmaz [ARIMA-IACHELLO 1976]. Ayrıca M1 geçiş operatörü şu şekilde yazılabilir.

$$T_m^{(M1)} = (10)^{-1/2} \beta_0 L_m \tag{35}$$

Burada L_m açısal momentum operatörüdür. Bu ifade sadece manyetik momentlere katkıda bulunur. Bunun için IBM yaklaşımında yalnız M1 geçişlerine müsaade edilmektedir [ELLIOT 1985]. Denk. 33 deki E2 geçiş operatörü ise rankı 2 olan hermityen bir tensördür ve bu ifadedeki α_2 katsayısı etkin bozon yükü olarak adlandırılır.

IBM kullanılarak hesaplanan diğer nükleer özellikler: izomer ve izotop değişimleri, iki nükleon ayrılma enerjileri ve iki nükleon transfer reaksiyonlarının şiddetleridir. Bütün bu özellikler nötron ve proton serbestlik derecelerine açıkça bağlı olmasından dolayı IBM yaklaşımı kullanılarak oldukça iyi hesaplamalar yapılabilir [ARIMA-IACHELLO 1975,1977].

2. 8. 2. Modelin Grup Yapısı

Modelin grup yapısını oluşturmak için, 6 bozon operatörünü ele alalım ve bunları b_i^+ ile gösterelim. Bu operatörlerin 36 ikili lineer çarpımı (yani $b_i^+ b_j = G_{ij}$) $U(6)$ grubunun lie cebirini oluşturur ve

$$G_\gamma^{(k)}(l, l') = [b_l^+ b_{l'}]_\gamma^{(k)}$$

$$= \sum_{\mu_1 \mu_2} \langle l \mu_1 \cdot l' \mu_2^+ | k \gamma \rangle b_{1 \mu_1}^+ (-1)^{\mu_2} b_{1 \mu_2}$$

$$l, l' = 0, 2 = s, d$$

şeklinde verilir. Burada

$$[b_l \alpha, b_{l'} \alpha'^+] = \delta_{ll'} \cdot \delta_{\alpha\alpha'}$$

dır. Böylece 36 jeneratör aşağıdaki gibi yazılabilir [IACHELLO 1979].

$G_0^{(0)}(s, s) = (s^+ \cdot s)_0^{(0)}$	1	
$G_0^{(0)}(d, d) = (d^+ \cdot \tilde{d})_0^{(0)}$	1	
$G_\gamma^{(1)}(d, d) = (d^+ \cdot \tilde{d})_\gamma^{(1)}$	3	38
$G_\gamma^{(2)}(d, d) = (d^+ \cdot \tilde{d})_\gamma^{(2)}$	5	
$G_\gamma^{(3)}(d, d) = (d^+ \cdot \tilde{d})_\gamma^{(3)}$	7	
$G_\gamma^{(4)}(d, d) = (d^+ \cdot \tilde{d})_\gamma^{(4)}$	9	
$G_\gamma^{(2)}(d, s) = (d^+ \cdot s)_\gamma^{(2)}$	5	
$G_\gamma^{(2)}(s, d) = (s^+ \cdot \tilde{d})_\gamma^{(2)}$	5	

$$36 = 6^2$$

Bundan sonraki adım bütün G cebirlerinin mümkün alt gruplarının belirlenmesidir. Bir alt cebir komutasyon bağıntıları altında kapalı olan jeneratörlerin alt setidir. Üç tane olası alt cebir vardır.

Bunların birincisi: 36 operatörden $G_0^{(0)}(s, s)$, $G_\gamma^{(2)}(d, s)$ ve $G_\gamma^{(2)}(s, d)$ operatörleri çıkartılırsa geriye kalan 25 operatör $U(5)$ cebri altında kapalıdır. Böylece $U(5)$ operatörleri:

$$\begin{aligned}
G_0^{(0)}(d.d) &= (d^+ \cdot \tilde{d})_0^{(0)} & 1 \\
G_\gamma^{(1)}(d.d) &= (d^+ \cdot \tilde{d})_\gamma^{(1)} & 3 \\
G_\gamma^{(2)}(d.d) &= (d^+ \cdot \tilde{d})_\gamma^{(2)} & 5 & 39 \\
G_\gamma^{(3)}(d.d) &= (d^+ \cdot \tilde{d})_\gamma^{(3)} & 7 \\
G_\gamma^{(4)}(d.d) &= (d^+ \cdot \tilde{d})_\gamma^{(4)} & 9
\end{aligned}$$

$$25 = 5^2$$

şeklinde yazılabilir. Bu 25 operatörden $G_0^{(0)}(d.d)$, $G_\gamma^{(2)}(d.d)$ ve $G_\gamma^{(4)}(d.d)$ operatörleri çıkarılırsa geriye kalan $O(5)$ operatörleri,

$$\begin{aligned}
G_\gamma^{(1)}(d.d) &= (d^+ \cdot \tilde{d})_\gamma^{(1)} & 3 \\
G_\gamma^{(3)}(d.d) &= (d^+ \cdot \tilde{d})_\gamma^{(3)} & 7 & 40
\end{aligned}$$

$$10 = 5(5-1)/2$$

şeklinde yazılabilir. Bu operatörlerden de $G_\gamma^{(3)}(d.d)$ operatörleri çıkartılırsa diğer üç operatörün oluşturduğu $O(3)$ cebiri elde edilmiş olur. Yani $O(3)$ operatörleri,

$$G_\gamma^{(1)}(d.d) = (d^+ \cdot \tilde{d})_\gamma^{(1)} \quad 3 \quad 41$$

$$3 = 3(3-1)/2$$

şeklinde yazılabilir. Son olarak bu üç operatörden de $G_{+1}^{(1)}(d.d)$ ve $G_{-1}^{(1)}(d.d)$ operatörleri çıkartıldığında geriye kalan jeneratör $O(2)$ nin jeneratörüdür.

$$G_0^{(1)}(d.d) = (d^+ \cdot \tilde{d})_0^{(1)} \quad 1 \quad 42$$

Böylece ilk olası altcebir zinciri

$$U(6) \supset U(5) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2) \quad 43$$

oluşturulmuş olur.

İkinci altcebir setini oluşturmak için aşağıdaki operatörleri ele alalım.

$$G_0^{(2)}(s.s) + \sqrt{5} G_0^{(0)}(d.d) = (s^+ \cdot s)_0^{(0)} + \sqrt{5} (d^+ \cdot \tilde{d})_0^{(0)} \quad 1$$

$$G_\gamma^{(1)}(d.d) = (d^+ \cdot \tilde{d})_\gamma^{(1)} \quad 3$$

$$G_{\gamma}^{(2)}(d.s) + G_{\gamma}^{(2)}(s.d) - \frac{1}{2}\sqrt{7} G_{\gamma}^{(2)}(d.d) \quad 44$$

$$= (d^+.s + s^+.\tilde{d})_{\gamma}^{(2)} - \frac{1}{2}\sqrt{7} (d^+.\tilde{d})_{\gamma}^{(2)} \quad 5$$

$$9 = 3^2$$

Bu operatörler komutasyon bağıntıları altında kapalıdır ve U(3)'ün cebirini oluştururlar. Bu grubun alt grupları şu şekilde oluşur sıralanır.

O(3) cebiri:

$$G_{\gamma}^{(1)}(d.d) = (d^+.\tilde{d})_{\gamma}^{(1)} \quad 3 \quad 45$$

ve

O(2) cebiri:

$$G_0^{(1)}(d.d) = (d^+.\tilde{d})_0^{(1)} \quad 1 \quad 46$$

ve böylece ikinci olası alt cebir

$$U(6) \supset U(3) \supset O(3) \supset O(2) \quad 47$$

şeklinde oluşturulmuş olur.

Üçüncü olası alt cebiri oluşturmak amacıyla şu operatörleri gözönüne alalım.

$$G_{\gamma}^{(1)}(d.d) = (d^+.\tilde{d})_{\gamma}^{(1)} \quad 3$$

$$G_{\gamma}^{(3)}(d.d) = (d^+.\tilde{d})_{\gamma}^{(3)} \quad 5 \quad 48$$

$$G_{\gamma}^{(2)}(d.s) + G_{\gamma}^{(2)}(s.d) = (d^+.s + s^+.\tilde{d})_{\gamma}^{(2)} \quad 7$$

$$15 = 6(6-1)/2$$

Bu jeneratörler komutasyon bağıntıları altında kapalıdır ve O(6) cebirini oluştururlar. Bu grubun alt gruplarını ise şu şekilde oluşturabiliriz.

O(5) cebiri:

$$G_{\gamma}^{(1)}(d.d) = (d^+.\tilde{d})_{\gamma}^{(1)} \quad 3$$

$$G_{\gamma}^{(3)}(d.d) = (d^+ \cdot \tilde{d})_{\gamma}^{(3)} \quad 7 \quad 49$$

$$10 = 5(5-1)/2$$

O(3) cebiri:

$$G_{\gamma}^{(1)}(d.d) = (d^+ \cdot \tilde{d})_{\gamma}^{(1)} \quad 3 \quad 50$$

O(2) cebiri:

$$G_0^{(1)}(d.d) = (d^+ \cdot \tilde{d})_0^{(1)} \quad 1 \quad 51$$

Böylece üçüncü olası alt grup zinciri

$$U(6) \supset U(6) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2) \quad 52$$

Biçiminde oluşturulmuş olur ve bu üç alt grup zincirlerinden başka alt grup zincirleri yoktur [IACHELLO 1979].

$$\begin{array}{l}
 \nearrow U(5) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2) \quad \text{I} \\
 \rightarrow U(3) \supset O(3) \supset O(2) \quad \text{II} \\
 \searrow U(6) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2) \quad \text{III}
 \end{array} \quad 53$$

2. 8. 3. Durumların Sınıflandırılması

Grup zincirlerini yukarıdaki gibi elde ettikten sonra şimdide bu grup zincirleri içerisindeki durumları sınıflandırmak için kullanacağımız kuantum sayılarının neler olduğuna bakalım.

I. Grup zinciri,

U(6)	[N]	Toplam Bozon Sayısı
U(5)	n_d	d bozonlarının sayısı
O(5)	v	seniority
O(3)	L	Açısal Momentum
O(2)	M	Manyetik Kuantum Sayısı

Buradaki U(6), U(5), ve O(5) gösterimleri sadece birer sayıdır. Çünkü bu grupların temsilleri tamamen simetriklerdir. N ve n_d kuantum sayıları SU(6) ve SU(5) in temsillerini gösterir. Bundan dolayı bu grup zincirine SU(5) zinciri adı verilir [IACHELLO 1979]. Her bir [N]'deki n_d değerleri,

$$N_d = 0, 1, 2, \dots, N \quad 54$$

ve her bir n_d 'deki v değeri ise

$$v = n_d, n_d-2, \dots, 1 \text{ veya } 0: (n_d \text{ tek veya çift}) \quad 55$$

şeklindedir. O(5)'ten O(3)'e giderken, O(5)'in bir (v) temsilinden L'ye sahip birden fazla durum vardır. Bu durumlar için ilave bir kuantum sayısı gerekir. Buda n_s veya n_Δ ile gösterilen, sıfır açısız momentuma sahip bozon triplerinin sayısını gösteren kuantum sayılarıdır. Her bir n_d değerinde bulunan L değerleri:

$$\begin{aligned} n_d &= 2n_\beta + 3n_\delta + \lambda \\ n_\beta &= (n_d - v)/2 \\ n_\beta &= 0, 1, 2, \dots, n_d/2 \text{ veya } n_d - 1/2 \end{aligned} \quad 56$$

olduğundan

$$L = \lambda, \lambda+1, \lambda+2, \dots, 2\lambda-2, 2\lambda \quad 57$$

şeklinde verilir. Bu söylediklerimizi toplu bir şekilde Tablo 2. 1.'de aşağıdaki gibi yazabiliriz.

Tablo 2. 1. I. Grup Zinciri İçin Kuantum Sayıları

SU(5)	O(5)		O(3)
n_d	v	n_δ	L
0	0	0	0
1	1	0	2
2	2	0	4, 2
	0	0	0
3	3	0	6, 4, 3
		1	0
	1	0	2

Tablo 2. 1.'in devamı.

SU(5)	O(5)		O(3)
n_d	v	n_δ	L
4	4	0	8, 6, 5, 4
		1	2
	2	0	4, 2
	0	0	0

Buna göre I. Grup zinciri için elde edilen sınıflandırma

$$| [N], n_d, v, n_\delta, L, M \rangle \quad 58$$

şeklinde oluşur [IACHELLO 1979].

II. Grup Zinciri,

$$\begin{array}{ll} U(6) & [N] \\ SU(3) & (\lambda, \mu) \\ O(3) & L \\ O(2) & M \end{array} \quad 59$$

Burada SU(3)'ten O(3) e geçiş adımı gerçekleştirilirken durumların iyi bir şekilde tanımlanması için ilave bir kuantum sayısı X dir [ELLIOT J.P., 1983]. L ile X kuantum sayıları arasında

$$L = X(X+1).(X+2). \dots \dots \dots [X+\max(\lambda, \mu)]$$

$$X : \text{tamsayı} = \min(\lambda, \mu), \min(\lambda, \mu) - 2, \dots, 1 \text{ veya } 0 \quad 60$$

$$L = \max(\lambda, \mu), \max(\lambda, \mu) - 2, \dots, 1 \text{ veya } 0 \quad 61$$

Bağıntısı mevcuttur. Bu ifadeleri kısaca Tablo 2. 2. de olduğu gibi yazabiliriz.

Tablo 2. 2. II. Grup Zinciri İçin Kuantum Sayıları

SU(6)	SU(3)	O(3)	
N	(λ, μ)	X	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	1	4, 2, 0
		0	3, 2
	0, 0	0	0

Böylece II. Grup zinciri içinde

$$|[N], (\lambda, \mu), X, L, M\rangle$$

sınıflandırması elde edilmiş olur [IACHELLO 1979].

III. Grup zinciri,

O(6)	[N]	
O(6)	σ	
O(5)	τ	62
O(3)	L	
O(2)	M	

Her bir [N] deki σ değeri;

$$\sigma = N, N-2, \dots, 0 \text{ veya } 1 \text{ (N çift veya tek)} \quad 63$$

Her bir σ 'daki τ değerleri;

$$\tau = \sigma, \sigma - 1, \dots, 0$$

şeklinde verilir. Sıfır açısız momentuma sahip d-bozon tripletlerinin sayısını veren kuantum sayısı v_8 olmak üzere her τ için L nin alabileceği değerleri şu şekilde verebiliriz;

$$\tau = 3v_\delta + \lambda, v_\delta = 0, 1 \dots \quad 64$$

olmak üzere

$$L = 2\lambda, 2\lambda-2, \dots, \lambda+1 \quad 65$$

dir. Böylece III. Grup zinciri için

$$|[N], \sigma, \tau, v_\delta, L, M \rangle$$

sınıflandırması elde edilir [IACHELLO 1979]. Şimdi de kuantum sayılarının alabileceği değerleri Tablo 2. 3. te özetleyebiliriz.

Tablo 2. 3. III. Grup Zinciri İçin Kuantum Sayıları

SU(6)	O(6)	O(5)		O(3)
N	σ	τ	v_δ	L
0	0	0	0	0
1	1	1	0	2
2	2	0	0	0
3	0	2	0	4, 2
		3	1	2
3	3	0	0	0
		3	1	6, 4, 3
		0	0	0
		2	0	4, 2
		1	0	2
		0	0	0
3	3	1	0	2
		0	0	0

2. 8. 4. Dinamik Simetriler

Teorik grup yöntemleri kullanılarak parametrelerin tamamını belirlemek amacıyla Hamiltoniyenin çözümünü yapmak mümkündür. Bu çözümler üç ayrı simetri kullanılarak tartışılacaktır. Bu simetriler Arima ve Iachello (1976, 1978, 1979) ve Scholten, Iachello ve Arima (1978) tarafından daha geniş olarak araştırılmıştır.

Dinamik simetriler içerisinde öz durumların sınıflandırılması grup indirilmesine göre yapılmaktadır. Öz değerlerin analitik çözümlerini bulmak için grup jeneratörleri ile o grubun Casimir operatörleri arasındaki ilişkiye bakılır. Bunlar arasında,

$$[C, G_\tau^{(k)}] = 0 \quad k, \tau \quad \text{rasgele} \quad 66$$

bağıntısı vardır. Bu ifadede görüldüğü gibi C Casimir operatörleri, kullanılan cebirin tüm $G_\tau^{(k)}$ jeneratörleri ile sıra değiştirebilirler yani komütatiftirler. Bu da $N = n_s + n_d$ toplam parçacık sayısının H Hamiltoniyeni tarafından korunduğu anlamına gelir [IACHELLO 1979].

$U(n)$ grubunun bir lineer Casimir operatörünü $C_{1U(n)}$ ile gösterelim. Benzer şekilde kuadratik Casimir operatörleri de mevcut olabilir. Örneğin $O(3)$ grubu bir kuadratik Casimir operatörüne sahiptir. Bu operatör $\tilde{G}_\tau^{(1)}(dd) = \tilde{G}_\tau^{(1)}$ operatörleri ile elde edilir. Yani

$$C = \tilde{G}_\tau^{(1)}. \tilde{G}_\tau^{(1)} \quad 67$$

dir. $\tilde{G}_\tau^{(1)}$ operatörü \hat{L} açısal momentumuyla orantılı olduğundan C Casimir operatörü $\hat{L}.\hat{L}$ ile orantılıdır. Bu operatör çok iyi bilindiği gibi tüm açısal momentum bileşenleriyle komütatiftir. $U(n)$ grubunun bir kuadratik casimir operatörü 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 operatörleri cinsinden aşağıdaki gibi yazılabilir [IACHELLO 1979].

$$H = \varepsilon C_{1U(5)} + k_1 C_{2U(5)} + k_2 C_{2O(5)} + k_3 C_{2O(3)} + k_4 C_{2SU(3)} + k_5 C_{2O(6)} \quad 68$$

Bu ifadedeki Casimir operatörlerinin s ve d bozon operatörleri cinsinden yazılımları ise,

$$\begin{aligned} C_{1U(5)} &= (d^+ \tilde{d})_\tau^{(1)} \\ C_{2U(5)} &= (d^+ \tilde{d})_\tau^{(1)} [(d^+ \tilde{d})_\tau^{(1)} - 1] \\ C_{2O(5)} &= 1/3 (d^+ \tilde{d})_\tau^{(1)}. (d^+ \tilde{d})_\tau^{(1)} + 1/3 (d^+ \tilde{d})_\tau^{(3)}. (d^+ \tilde{d})_\tau^{(3)} \\ C_{2O(3)} &= 10 (d^+ \tilde{d})_\tau^{(1)}. (d^+ \tilde{d})_\tau^{(1)} \\ C_{2SU(3)} &= (d^+ s + s^+ \tilde{d})_\tau^{(2)} - \frac{1}{2} \sqrt{7} (d^+ \tilde{d})_\tau^{(2)} \\ C_{2O(6)} &= 2N(N+4) - 8\{5/4 [(d^+ \tilde{d})^{(0)} (\tilde{d} \tilde{d})^{(0)}]^{(0)}\} \\ &\quad - \sqrt{5}/4 \{(d^+ d^+)^{(0)} (ss)^{(0)} + 1/4 [(s^+ s^+)^{(0)} (ss)^{(0)}]^{(0)}\} \end{aligned} \quad 69$$

şeklindedir. Casimir operatörlerinin kendi grup temsillerinde köşegen olma özellikleri yardımıyla özdeğer probleminin analitik çözümünün olduğu tüm olası özel durumlar bulunabilir. $U(6)$ grubunun oluşturduğu alt grup zincirlerinin sahip olduğu Casimir operatörleri ile oluşturulan Hamiltoniyen köşegen olduğu için dinamik simetriye sahiptir denir. Böylece üç ayrı grup zincirine karşılık üç ayrı dinamik simetri durumu ortaya çıkar. Bunlar vibrasyonel limit, rotasyonel limit ve γ -kararsız limit olarak isimlendirilmiştir [EJIRI-VOIGT 1989]. Bu durumlar aşağıda ayrı ayrı incelenmiştir.

2. 8. 4. 1. Vibrasyonel Limit

Bu limit durumu, 53. ifadesinde verilen 1. grup zincirine karşılık gelir ve sadece d bozonu mevcuttur [ELLIOT 1985]. Bundan dolayı sadece n_d d -bozonlarının sayısı ile temsil edilir [ARIMA-IACHELLO 1976]. Bu limitte en genel Hamiltoniyen,

$$H = \epsilon n_d + \tau_1 n_d (n_d - 1) + \tau_2 C_5 + \tau_3 L_2$$

şeklinde öz vektörler ise

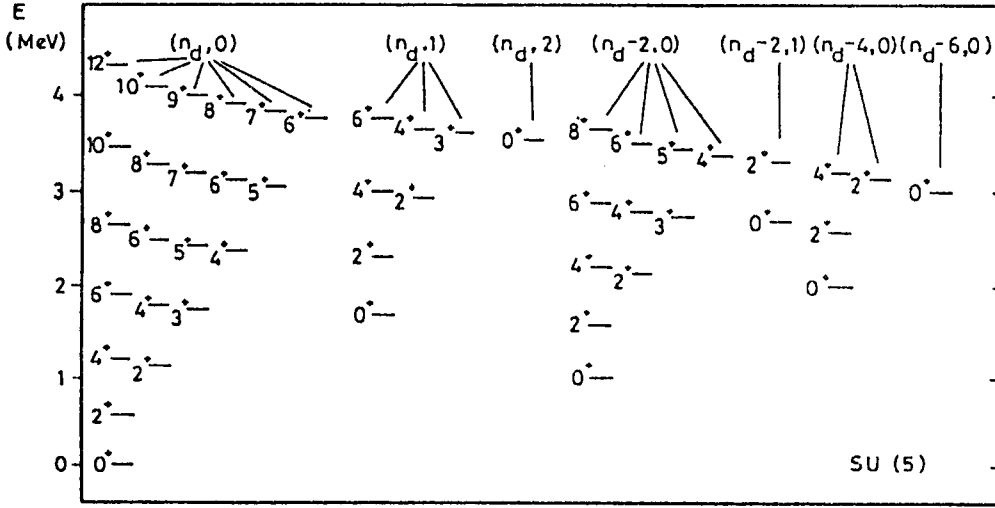
$$|\Psi\rangle = |[N], n_d, v, n_\delta, L, M\rangle \quad 70$$

ifadesiyle verilir [ARIMA-IACHELLO 1976]. Burada $[N]$, $U(6)$ 'nın temsillerini ve n_δ kuantum sayısı ise $L=0$ açısai momentumuna sahip d -bozon tripletlerinin sayısını belirtir ve hiçbir grupta ilişkili değildir.

Vibrasyonel limit durumunda bahsedilen kuantum sayıları aşağıdaki değerleri alabilirler

$$\begin{aligned} N &\geq n_d \geq v \\ \lambda &= (v - 3n_\delta) \geq 0 \\ 2 &\geq L \geq \lambda \end{aligned} \quad 71$$

şeklinde ifade edilir. Bu limitte elde edilen tipik bir enerji spektrumu Şekil 2. 6. da gösterilmiştir.



Şekil 2. 6. Vibrasyonel limit için tipik bir enerji spektrumu (ν, n_δ)

2. 8. 4. 2. Rotasyonel Limit

Bu limit durumu, 53. ifadesinde verilen 2. grup zincirine karşılık gelir.

Bu limitte en genel Hamiltoniyen

$$H = -\tau \hat{Q} \cdot \hat{Q} - \tau' \hat{L} \cdot \hat{L}$$

72

şeklinde ve öz vektörler ise

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

73

ile verilir [ARIMA-IACHELLO 1978]. Burada (λ, μ) , SU(3) grubunun temsillerini belirtir. K kuantum sayısı ise bir SU(3) temsilinde bulunan aynı spine sahip farklı durumları ayırt etmek amacıyla kullanılır ve simetri eksenini boyunca L'nin yöneliminin bir ölçüsüdür. (λ, μ) 'nün alabileceği değerler:

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

$$M \geq 0 \quad \text{tam sayı}$$

74

$$\mu \geq 0 \quad \text{çift sayı}$$

şeklindedir.. Bir SU(3) temsili için de K ve L için

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

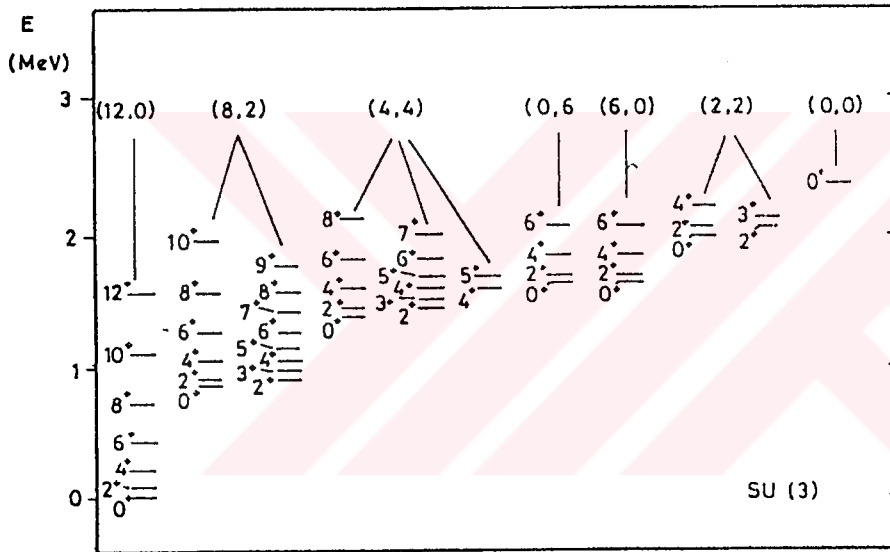
75

ve

$$K \leq L \leq K + \max.(\lambda, \mu)$$

76

sınırlamaları mevcuttur. Eğer $K = 0$ değerini alırsa L'nin sadece çift değerler almasına izin verilir. Tipik bir SU(3) enerji spektrumu da Şekil 2. 7. de görüldüğü gibidir.



Şekil 2. 7. Rotsyonel limit için tipik bir enerji spektrumu (λ, μ)

2. 8. 4. 3. γ -Kararsız Limit

Bu limit durumu, 53. ifadesinde verilen 3. grup zincirine karşılık gelir.

Bu limitte en genel Hamiltoniyen

$$\begin{aligned}
 H = & A[5/4[(d^+d^+).(\tilde{d} \tilde{d})^{(0)}]^{(0)} - \sqrt{5}/4 [(d^+d^+)^{(0)}.(ss)^{(0)}] + \\
 & 1/4[(s^+s^+)^{(0)}.(ss)^{(0)}]^{(0)}] \\
 & + B[1/3(d^+ \tilde{d})^{(1)}. (d^+ \tilde{d})^{(1)} + 1/3 (d^+ \tilde{d})^{(3)}. (d^+ \tilde{d})^{(3)}] \\
 & + C[10 (d^+ \tilde{d})^{(1)}. (d^+ \tilde{d})^{(1)}]
 \end{aligned}$$

77

ve öz vektörlerimizde

$$|\Psi\rangle = |[N], \sigma, v, n_\delta, L, M\rangle$$

78

ile verilirler [ARIMA-IACHELLO 1979]. yukarıda ifade edilen kuantum sayılarının alabileceği değerler

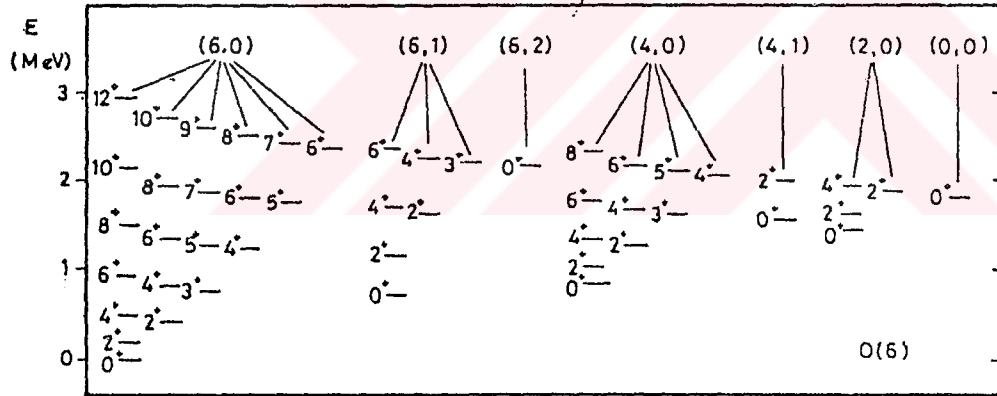
$$\sigma = N, N-2, N-4, \dots, 0 \text{ veya } 1$$

$$0 \leq v \leq \sigma$$

79

$$\lambda = v - 3n_\delta \geq 0, \quad 2\lambda \geq L \geq (L \neq 2\lambda - 1)$$

şeklindedir [ARIMA-IACHELLO 1979]. Bu limit için tipik bir enerji spektrumu da Şekil 2. 8. de verilmiştir.



Şekil 2. 8. γ -Kararsız limit için tipik bir enerji spektrumu (σ, n_σ)

3. BÖLÜM

BAZI ÇİFT-ÇİFT Gd İZOTOPLARININ İNCELENMESİ

3. 1. Giriş

Tezin bu bölümünde çift-çift Gadolinyum izotoplarından ^{150}Gd , ^{152}Gd , ^{154}Gd ve ^{156}Gd ayrı ayrı incelenecektir. İncelemeler esnasında bu izotoplara ait bozunum şemaları verilerek enerji düzeyleri tek tek ele alınacaktır.

Gadolinyum izotopları üzerinde son yıllarda yapılan araştırma ve incelemeler şu şekilde özetlenebilir. Rzaca-Urban ve ark. (1994), ^{144}Gd 'e ait süper deforme olmuş yüksek spin durumlarını incelemişler ve buna ait geçiş şemasını vererek düzeyler arasındaki geçiş olasılıklarını ve karışım oranlarını hesaplamışlardır. Weil ve ark. (1994) ise ^{146}Gd izotopunun yüksek spin durumlarına ait yeni enerji düzeylerini ve bunların spin ve paritelerini bulmuşlardır. Bu çalışmaları esnasında γ -lineer polarizasyonu ile γ - γ çakışma durumları OSIRIS cube kullanılarak yapılmıştır. Soloviev ve ark (1994) da ^{158}Gd 'a ait 2.3 MeV civarında rotasyonel olmayan düzeydeki enerjilerini ve dalga fonksiyonlarını incelemişlerdir. Bu incelemeleri sırasında quasiparticle-phonon nuclear model (QPNM) kullanılmıştır. Friedrichs ve ark. (1994) ise ^{160}Gd 'un saçılmış fotonlarının polarizasyonunu, nükleer rezonans flüoresansı deneyini kullanarak bulmuşlardır.

3. 2. ^{150}Gd İzotopu

^{150}Gd izotopu, deforme bölge girişinde olup küresel simetrik yapıya sahip bir izotopdur. Bu izotopu, Sakai(1967), Kewley ve ark. (1971), Haenni ve Sugihara (1977), Hamilton ve ark. (1978), Hamilton ve Kumar (1979), Sunyar (1981), değişik metodlar kullanarak incelemişler ve birçok veri elde etmişlerdir.

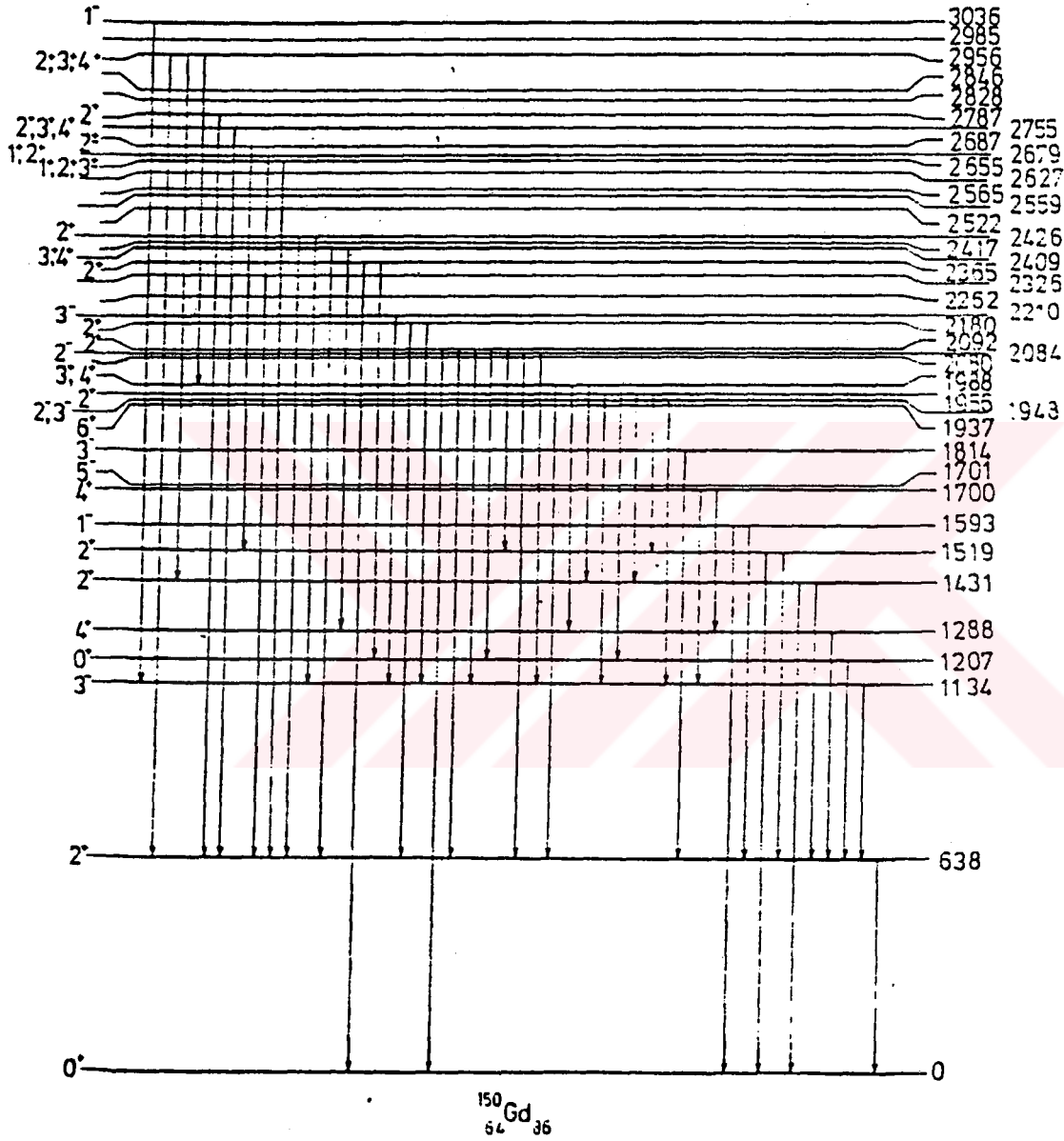
Lipas ve ark. (1983), ^{150}Gd izotopuna ait $\delta(E2/M1)$ ve $\delta(M2/E1)$ karışım oranlarını deneysel olarak elde etmişler ve deneysel $B(E2)$ geçiş

olasılıkları ile teorik değerleri karşılaştırmışlardır. Mateosian (1986) bu izotopun enerji düzeylerini inceleyerek bozunum şemasını vermiştir. Nazarewicz ve ark. (1990) bu izotopuna ait β_0 ve β_2 deformasyon parametrelerini teorik olarak hesaplamıştır. Wolf ve ark. (1991) ise ^{150}Gd izotopunun da aralarında bulunduğu bazı çekirdeklerin temel hal bandına ait $B(E2:2^+ \rightarrow 0^+)$ geçiş olasılıklarını veren ampirik bir ifade elde ettiler.

Bu çekirdeğe ait uyarılmış düzeylerin basitleştirilmiş bozunum şeması Şekil 3. 1. de verildi. Bozunum şemasından da görülebileceği gibi ^{150}Gd 'da temel hal bandının üyeleri 0^+ (0 keV), 2^+ (638.0 keV), 4^+ (1288.4 keV), 6^+ (1936.8 keV) ve 8^+ (2767.0 keV) düzeyleridir. Beta bandının üyeleri ise 0^+ (1207.2 keV), 2^+ (1518.5 keV), 4^+ (1700.1 keV) düzeyleridir. Gama bandının üyeleri de 2^+ (1430.5 keV), 3^+ (1988.3 keV) ve 4^+ (2080.0 keV) düzeyleridir. Oktupol bandının üyeleri ise 1^- (1592.7 keV), 3^- (1134.4 keV), 5^- (1701.0 keV) ve 7^- (2211.0 keV) düzeyleridir [MATEOSIAN 1986]. Bu bilgiler toplu bir şekilde Tablo 3. 1. de verilmiştir.

Tablo 3. 1. ^{160}Gd izotopunun Enerji Düzeyleri

Band Yapısı K^π	Spin Parite I^π	Deneysel Enerji Düzeyleri (keV)
Temel	0^+	0.0
Durum	2^+	638.0
Bandı	4^+	1288.5
$K^\pi = 0^+$	6^+	1936.8
Beta	0^+	1207.2
Bandı	2^+	1518.2
$K^\pi = 0^+$	4^+	1700.1
Gama	2^+	1430.2
Bandı	3^+	1989.7
$K^\pi = 2^+$	4^+	2083.7
Oktupol	1^-	1592.7
Bandı	3^-	1134.3
$K^\pi = 1^-$	5^-	1700.8
	7^-	2211.4



Şekil 3. 1. ^{150}Gd İzotopunun Uyarılmış Seviyelerinin Basitleştirilmiş Bozunum Şeması

3. 2. 1. ¹⁶⁰Gd izotopunun Enerji Düzeyleri ve Geçişlerinin Kutupsallığı

638 keV düzeyi: Spin-Parite değeri 2^+ olan bu düzeyden 0^+ (0 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 2^+ (638,0 keV) 0^+ geçişi vardır.

1134.3 keV düzeyi: Oktupol bandının bir üyesi olup Spin-Paritesi 3^- dir. Bu düzeyden 2^+ (638.0 keV) düzeyine 496 keV' luk ışın geçiş yapar ve kutupsallığı E1 dir.

1288.5 keV düzeyi: Bu düzeyin Spin-Parite değeri 3^+ ve/veya 4^+ olarak tayin edilmişse de sadece 4^+ değerinin uygunluğu benimsenmiştir [HAENNI ve SUGIHARA]. Bu düzeyden 2^+ (638.0 keV) ve 3^- (1134.3 keV) düzeylerine geçiş mümkündür. Ancak 2^+ (650.4 keV) 2^+ geçişi daha baskındır ve kutupsallığı E2 olarak belirtilmiştir [LEDERER ve SHIRLEY 1978].

1430.2 keV düzeyi: $K^\pi = 2^+$ gama bandının bandbaşıdır. Spin-Parite değeri 2^+ olarak elde edilmiştir [HAENNI ve SUGIHARA]. Bu düzeyden 0^+ (0 keV) ve 2^+ (638.0 keV) düzeylerine sırasıyla 2^+ (1430.2 keV) 0^+ ve 2^+ (792.5 keV) 2^+ ışınları geçiş yaparlar ve her iki geçişin kutupsallığı E2 olarak tayin edilmiştir [MATEOSIAN 1986].

1518.2 keV düzeyi: $K^\pi = 0^+$ beta bandının bir üyesi olup Spin-Paritesi 2^+ olarak tayin edilmiştir [HAMILTON ve ark. 1978]. Bu düzeyden 0^+ (0 keV) düzeyine 2^+ (1518.2 keV) 0^+ geçişi vardır ve kutupsallığı E2 dir. 2^+ (638.0 keV) düzeyine ise kutupsallığı $M1+(E2+E0)$ olan 2^+ (880.5 keV) 2^+ ışını geçiş yapar [HAENNI ve SUGIHARA].

1592.7 keV düzeyi: Bu düzeyin Spin-Parite değeri 1^- olarak tayin edilmiştir [HAMILTON ve ark. 1978]. 1592.7 keV düzeyinden 0^+ temel hal düzeyine 1^- (1592.7 keV) 0^+ geçişi mevcuttur ve kutupsallığı M1 olarak tespit edilmiştir [MATEOSIAN 1986]. Ayrıca 2^+ (638.0 keV) düzeyine ise kutupsallığı E1 olan 1^- (954.7 keV) 2^+ geçişi vardır [LEDERER ve SHIRLEY 1978].

1700.8 keV düzeyi: $K^\pi=0^+$ beta bandının bir üyesidir. Haenni ve Sugihara (1977) ile Mateosian (1986) bu düzeyin Spin-Parite değerini 3^+

ve/veya 4^+ olarak tayin ettiler. Fakat Hamilton ve ark. (1978) Spin-Paritenin 4^+ olması gerektiğini göstermiştir. Bu düzeyden 3^- (1134.3 keV) düzeyine kutupsallığı E1 olan 4^+ (565.7 keV) 3^- ışını geçiş yapar. 4^+ (1288.4 keV) düzeyine ise kutupsallığı M1 olan 4^+ (411.7 keV) 4^+ ışını geçiş yapar [HAMILTON ve ark. 1978].

1814.3 keV düzeyi: Haenni ve Sugihara (1977) bu düzeyin spin-parite değerini 3^- olarak tayin ettiler. Bu düzeyden 2^+ (638.0 keV) düzeyine 1176.0 keV'lik gama ışını geçiş yapar ve kutupsallığı E1 dir.

1947.5 keV düzeyi: Bu düzeyin Spin-Parite değeri 2^- yada 3^- olarak tayin edilmiştir. 1947.5 keV düzeyinden 3^- (1134.3 keV) düzeyine 2^- , 3^- (813.1 keV) 3^- geçişi mevcuttur ve bu geçişin kutupsallığı M1+E2 olarak verilir [HAMILTON ve ark. 1978][LEDERER ve ark. 1978].

1955.6 keV düzeyi: Spin-Parite 2^+ dir. Bu düzeyden 2^+ (1518.5 keV) düzeyine kutupsallığı M1+E2 olan 2^+ (437.1 keV) 2^+ geçişi, 2^+ (1430.5 keV) düzeyine kutupsallığı yine M1+E2 olan 2^+ (525.0 keV) 2^+ geçişi, 0^+ (1207.2 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 2^+ (748.3 keV) 0^+ geçişi ve 3^- (1134.3 keV) düzeyine kutupsallığı E1+M2 olan 2^+ (821.1 keV) 3^- geçişi olur [LEDERER-SHIRLEY 1978]

1989.7 keV düzeyi: $K^\pi = 2^+$ gama bandının üyesidir. Hamilton ve ark. (1978) bu düzeyin Spin-Parite değerini 3^+ ve/veya 4^+ , Lipas ve ark. (1983) 3^+ , Mateosian (1986) ise 4^+ olarak vermişlerdir. Bu düzeyden 2^+ (638.0 keV), 4^+ (1288.4 keV) ve 2^+ (1430.5 keV) düzeylerine sırasıyla 1350.1 keV, 699.4 keV, 557.5 keV'lik gama ışınları geçiş yapar, bu geçişlerin kutupsallığı sadece E2 olarak tayin edilmiştir [SAKAI 1984].

2084.4 keV düzeyi: Spin-Paritesi 2^- olan bu düzeyden 3^- (1134.4 keV) düzeyine kutupsallığı M1+E2 olan 2^- (950.0 keV) 3^- geçişi, 2^+ (638.0 keV) düzeyine kutupsallığı sadece E1 olan 2^- (1446.4 keV) 2^+ geçişi gözlenmiştir [LEDERER-SHIRLEY 1978].

2091.7 keV düzeyi: Spin-Paritesi 2^+ olan bu düzeyden 2^+ olan bu düzeyden 2^+ (1518.5 keV), 0^+ (1207.2 keV), 3^- (1134.3 keV), 2^+ (638.0 keV) ve 0^+ temel düzeyine kutupsallığı sırasıyla M1+E2, E2, E1, M1+E2 ve E2

olan 2^+ (573.4 keV) 2^+ , 2^+ (884.6 keV) 0^+ , 2^+ (957.4 keV) 3^- , 2^+ (1453.6 keV) 2^+ ve 2^+ (2091.7 keV) 0^+ geçişlerinin olduğu gözlenmiştir [LEDERER-SHIRLEY 1978].

2180.1 keV düzeyi: Spin-Parite değeri 2^+ dir. Bu düzeyden 3^- (1134.3 keV) düzeyine kutupsallığı E1+M2 olan 2^+ (1045.7 keV) 3^- ve 2^+ (638.0 keV) düzeyine kutupsallığı M1+E2 olan 2^+ (1542.1 keV) 2^+ geçişi olur.

2209.5 keV düzeyi: Haenni ve Sugihara (1977) tarafından Spin-Parite değeri 3^- olarak tayin edilmiştir. Bu düzeyden 3^- (1134.3 keV) düzeyine 3^- (1075.3 keV) 3^- gözlenmiştir ve kutupsallığı M1+E2 şeklindedir.

2365.1 keV düzeyi: Spin-Parite değeri 2^+ dir. Bu düzeyden 0^+ (1207.2 keV) düzeyine ve 2^+ (638.0 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 2^+ (1157.9 keV) 2^+ ve kutupsallığı E2+M1 olan 2^+ (1727.1 keV) 2^+ geçişleri mevcuttur.

2408.8 keV düzeyi: Spin-Paritesi Haenni ve Sugihara (1977)' ya göre 3^+ ve/veya 4^+ , Hamilton ve ark. (1978)'na göre 2^+ olan bu düzeyden 4^+ (1288.4 keV) ve 2^+ (638.0 keV) düzeylerine kutupsallığı sırasıyla M1+ E2 ve E2 olan 1120.1 keV ve 1170.8 keV' lik gama geçişleri olur [HAMILTON ve ark. 1978].

2426.1 keV düzeyi: Spin-Paritesi Haenni ve Sugihara' ya göre 2^+ , Hamilton ve ark.'na göre ise 1^+ ve/veya 2^+ olan bu düzeyden 3^- (1134.3 keV) ve 2^+ (638.0 keV) düzeylerine kutupsallığı sırasıyla E1+ M2 (M2 çok küçük) ve M1+ E2 olan 2^+ (1291.7 keV) 3^- ve 2^+ (1788.1 keV) 2^+ geçişleri olur.

2687.2 keV düzeyi: Spin-Paritesi 2^+ dir. Bu düzeyden 2^+ (1518.7 keV) düzeyine 2^+ (1168.7 keV) 2^+ ışını geçiş yapar ve kutupsallığı E2+M1 olarak tespit edilmiştir [HAMILTON ve ark. 1978].

2786.9 keV düzeyi: Spin-Paritesi 2^+ dir. Bu düzeyden 2^+ (638.0 keV) düzeyine 2^+ (2148.7 keV) 2^+ ışını geçiş yapar ve kutupsallığı E2+M1 olarak tespit edilmiştir [HAMILTON ve ark. 1978].

3. 2. 2. ^{160}Gd İzotopunun Çokkutuplu Karışım Oranları

Bu verilen enerji düzeyleri arasındaki elektromanyetik geçişlere ait $\delta(E2/M1)$ ve $\delta(M2/E1)$ karışım oranları Tablo 3. 2. ve Tablo 3. 3. deki gibidir.

Tablo 3. 2. ¹⁶⁰Gd İzotopunun $\delta(E2/M1)$ Karışım Oranları

Enerji Düzeyi(keV)	Geçiş Enerjisi	Başlangıç Spini	Bitiş Spini	Karışım Oranı $\delta(E2/M1)^{(a)}$
1430.5	792.5	2 ⁺	2 ⁺	2.0 ± 0.7
1518.5	880.3	2 ⁺	2 ⁺	7 ₋₁ ⁺³
1700.1	411.7	4 ⁺	4 ⁺	-0.20±0.13
1955.6	525.0	2 ⁺	2 ⁺	0.19 ^{+0.26} _{-0.15}
	437.1	2 ⁺	2 ⁺	-0.33≤ δ ≤∞
2084.4	950.0	2 ⁻	3 ⁻	0.4 ^{+0.2} _{-0.1}
2091.7	573.4	2 ⁺	2 ⁺	0.33≤ δ ≤1.1
	1453.6	2 ⁺	2 ⁺	-0.24±0.05
2180.1	1542.0	2 ⁺	2 ⁺	-0.5≤ δ ≤-11
2209.5	1075.3	3 ⁻	3 ⁻	δ ≤0.25
2426.1	1788.1	2 ⁺	2 ⁺	0.04≤ δ ≤1.0
2687.2	1168.7	2 ⁺	2 ⁺	δ ≤1.9
2786.9	2148.7	2 ⁺	2 ⁺	2.1±0.4

(a) [HAMILTON ve ark. 1978]

Tablo 3. 3. ¹⁶⁰Gd İzotopunun $\delta(M2/E1)$ Karışım Oranları

Enerji Düzeyi(keV)	Geçiş Enerjisi	Başlangıç Spini	Bitiş Spini	Karışım Oranı $\delta(M2/E1)^{(a)}$
1134.3	496.3	3 ⁻	2 ⁺	0.05 ± 0.02
1700.1	565.7	4 ⁺	3 ⁻	0.12±0.05
1955.6	821.1	2 ⁺	3 ⁻	δ ≤0.07
2091.7	957.4	2 ⁺	3 ⁻	δ ≤0.03
2180.1	1045.7	2 ⁺	3 ⁻	δ ≤0.1
2426.1	1291.7	2 ⁺	3 ⁻	0.10±0.06
2687.2	1168.7	2 ⁻	2 ⁺	δ ≤0.1

(a) [HAMILTON ve ark. 1978]

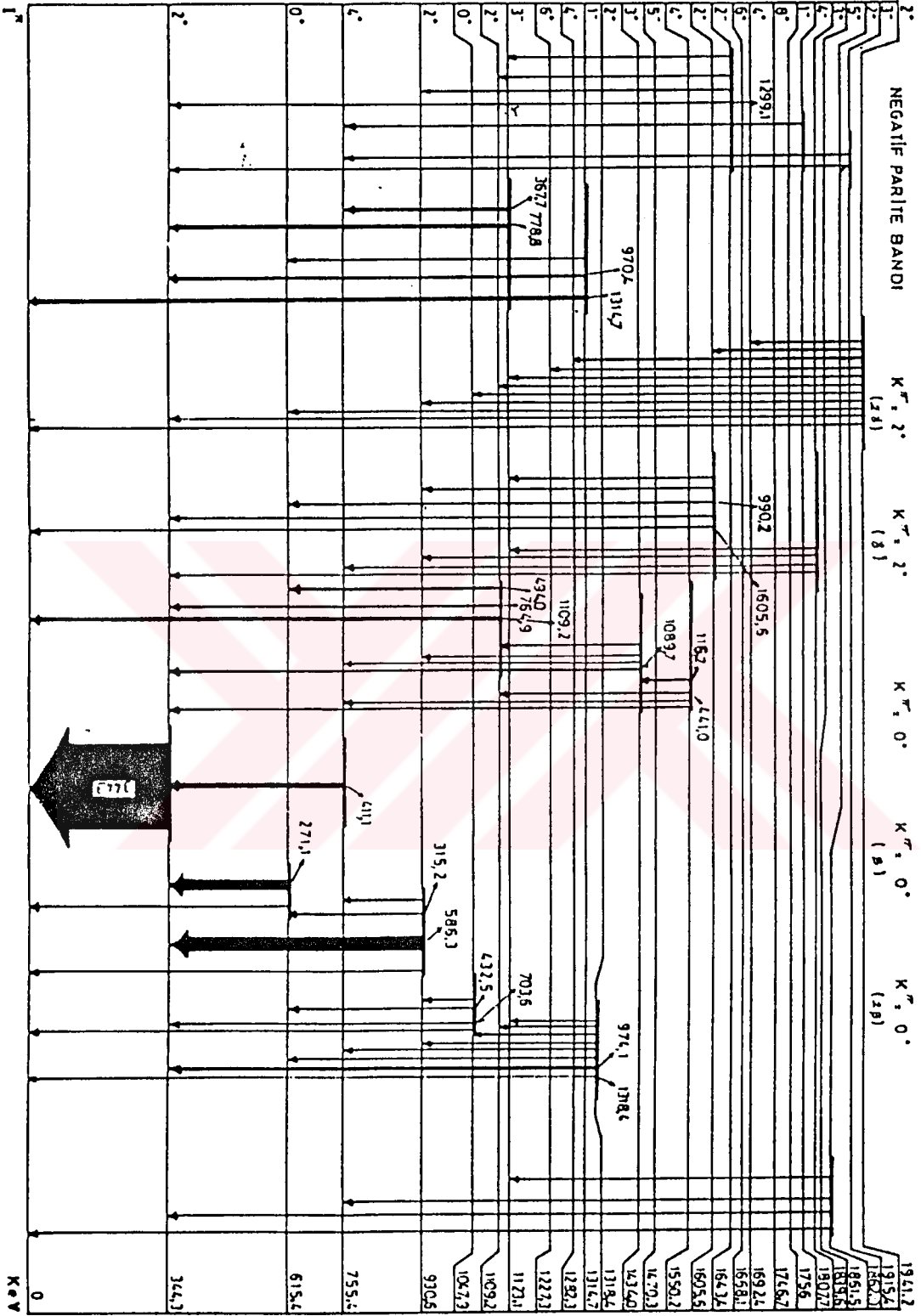
3. 3. ¹⁵²Gd İzotopu

N=88 nötron sayısına sahip bu izotop deforme bölge girişindedir [YAMADA, SELVI, IIMURA 1985]. Yani küresel simetrik (vibrasyonel) yapıdaki çekirdeklerin bulunduğu bölge ile deforme (rotasyonel) yapıdaki çekirdeklerin

bulunduğu bölge arasında yer alır ve geçiş izotopu olarak adlandırılır. Bu çekirdekler yardımıyla, geçiş bölgesinin yapısı hakkında önemli bilgiler elde edilebilmiştir. Bundan dolayı birçok bilim adamı tarafından bu izotop deneysel ve teorik olarak incelenmiştir.

^{152}Gd izotopuna ait enerji düzeyleri, ^{152}Tb nin bozunumunda faydalanarak Zolnowski ve ark. (1971) tarafından ölçülebilmştir. Götz ve ark. (1972) ile Ragnarsson ve ark. (1974) bu bölge çekirdekleri için mikroskobik modeller öne sürmüşler fakat, bu modeller, bu tip geçiş çekirdeklerinin karmaşık yapılı spektrumlarını açıklamakta yetersiz kalmıştır. Daha sonraki yıllarda ^{152}Gd nin düzeyleri arasındaki elektromanyetik geçişlere ait özellikler karışım oranları ve kuadropol biçim karakteristikleri Krane (1975), Kumar ve Gupta (1978) tarafından incelendi. İzotopun düzey yapısı hakkındaki bilgileri ise Castanos ve ark. (1982) ile Chuu ve ark. (1984) tarafından verilmiştir. Kumar ve Gupta (1984) Pairing+Quadropol Model (PQM) yardımı ile Yamada ve ark. (1985), ^{152}Eu 'nun bozunumunu kullanarak ve El-Din ve ark. (1986) da Genişletilmiş Rotasyonel-Vibrasyonel Model (RVM) çerçevesi içinde ^{152}Gd 'yi incelediler. Lipas ve ark. (1987) Casten ve Wolf (1987), Raman ve ark. (1987, 1988), Stewart ve ark. (1990), Tagziria ve ark. (1990), Nazarawich ve ark. (1990), Wolf ve ark. (1991), Heyde ve Coster (1991), ^{152}Gd 'ye ait çeşitli nükleer özellikleri deneysel ve teorik olarak inceleyerek önemli bilgiler elde etmişlerdir.

Bu izotopa ait uyarılmış düzeylerin basitleştirilmiş bozunum şeması Şekil 3. 2. verilmiştir. Bozunum şemasından da görüleceği üzere; ^{152}Gd 'da temel hal bandının üyeleri $0^+(0 \text{ keV})$, $2^+(344.3 \text{ keV})$, $4^+(755.4 \text{ keV})$, $6^+(1227.3 \text{ keV})$, $8^+(1746.7 \text{ keV})$ ve $10^+(2300.4 \text{ keV})$ düzeyleridir. Beta bandının üyeleri ise $0^+(615.4 \text{ keV})$, $2^+(930.6 \text{ keV})$, $4^+(1282.3 \text{ keV})$, $6^+(1668.1 \text{ keV})$, $8^+(2138.7 \text{ keV})$ ve $10^+(2691.1 \text{ keV})$ düzeyleridir. Gama bandı ise $2^+(1109.2 \text{ keV})$, $3^+(1434.0 \text{ keV})$, $4^+(1550.2 \text{ keV})$, $5^+(1861.5 \text{ keV})$, $6^+(1997.8 \text{ keV})$ ve $7^+(2394.1 \text{ keV})$ düzeylerinden oluşmuştur. Oktupol bandı üyeleri de $1^-(1314.7 \text{ keV})$, $2^-(1643.6 \text{ keV})$, $3^-(1123.1 \text{ keV})$, $5^-(1470.5 \text{ keV})$ vs. şeklindedir [LIPAS ve ark. 1983]. Bu değerler tablo olarak Tablo 3. 4. de verilmiştir.



Şekil 3. 2. ^{152}Gd İzotopunun Uyarılmış Seviyelerinin Basitleştirilmiş Bozunum Şeması

Tablo 3. 4. ¹⁶²Gd izotopunun Enerji Düzeyleri

Band Yapısı	Spin Parite	Deneysel Enerji
K^π	I^π	Düzeyleri (keV)
Temel	0^+	0.0
Durum	2^+	343.3
Bandı	4^+	755.4
$K^\pi = 0^+$	6^+	1227.3
	8^+	1746.7
	10^+	2300.4
Beta	0^+	615.4
Bandı	2^+	930.6
$K^\pi = 0^+$	4^+	1282.3
	6^+	1668.1
	8^+	2138.7
Gama	2^+	1109.2
Bandı	3^+	1434.0
$K^\pi = 2^+$	4^+	1550.2
	5^+	1861.5
	6^+	1997.8
	7^+	2394.1
2β	0^+	1047.9
Bandı	2^+	1318.4
$K^\pi = 2^+$	4^+	1692.4
2τ Bandı	2^+	1605.6
$K^\pi = 2^+$	3^+	1839.6
Oktupol	3^-	1123.1
Bandı	1^-	1314.7
$K^\pi = 1^-$	5^-	1470.3
	2^-	1643.4
	1^-	1756.0
	4^-	1807.7
	3^-	1915.4

3. 3. 1 ¹⁵²Gd Çekirdeğinin Enerji Düzeyleri ve Geçişlerin Kutupsallığı

344.3 keV düzeyi: ¹⁵²Gd' de çok önceden beri iyi bilinen düzeylerden birisidir. Spin-Paritesi 2⁺ olup bu düzeyden 0⁺ temel hal düzeyine kutupsallığı E2 olan 2⁺ (344.4 keV) 0⁺ geçişi olur ve bu geçiş çok şiddetlidir [TAGZIRIA ve ark. 1990][ZOLNOWSKI ve ark. 1980].

615.4 keV düzeyi: K^π = 0⁺ beta bandının bandbaşıdır. Zolnowski ve ark. (1971) ile Kalfas ve ark. (1972) tarafından tespit edilmiştir. Bu düzeyden 2⁺ (344.3 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 0⁺ (271.1 keV) 2⁺ ışını ve 0⁺ temel düzeyine 0⁺ (615.4 keV) 0⁺ ışını geçiş yapar.

755.4 keV düzeyi: Temel hal bandının iyi bilinen bir üyesi olup Spin-Paritesi 4⁺ olarak tespit edilmiştir [SAKAI 1984]. Bu düzeyden 2⁺ (344.3 keV) düzeyine geçiş gözlenmiştir. 411 keV'lik enerjiye sahip bu geçişin kutupsallığı E2 dir [TAGZIRIA ve ark. 1990].

930.6 keV düzeyi: K^π = 0⁺ beta bandının bir üyesi olup Spin-Paritesi 2⁺ olarak tayin edilmiştir [SAKAI 1984]. Bu düzeyden 0⁺ taban düzeyine kutupsallığı E2 olan 2⁺ (930.6 keV) 0⁺, 2⁺ (344.3 keV) düzeyine kutupsallığı E0+E2+M1 olan 2⁺ (586.3 keV) 2⁺ ışını geçiş yapar. Bu geçişlerin şiddetlerinin yüksek olduğu da gözlenmiştir [TAGZIRIA ve ark. 1990]. Ayrıca yine bu düzeyden 0⁺ (615.4 keV) ve 4⁺ (755.4 keV) düzeylerine kutupsallığı E2 olan sırasıyla 315.2 keV ve 175.0 keV' lik geçişler gözlenir.

1047.9 keV düzeyi: K^π = 0⁺ 2 β bandının bandbaşı olarak tayin edilmiştir [SAKAI 1984]. Bu düzeyden 0⁺ (615.4 keV) düzeyine kutupsallığı E0 olan 0⁺ (432.5 keV) 0⁺ ışını, 0⁺ (0 keV) düzeyine kutupsallığı E0 olan 0⁺ (1047.9 keV) 0⁺ ışını, 2⁺ (344.3 keV) düzeyine ve 2⁺ (930.6 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 0⁺ (703.6 keV) 2⁺ ve 0⁺ (117.3 keV) 2⁺ ışınları geçiş yapar.

1109.2 keV düzeyi: K^π = 2⁺ gama bandının bandbaşı olan bu düzeyden 0⁺ (0 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 2⁺ (1109.2 keV) 0⁺ ışını ve 2⁺ (344.3 keV) düzeyine ise kutupsallığı E2+M1 olan 2⁺ (764.9 keV) 2⁺ ışını geçiş yapar.

1123.1 keV düzeyi: Spin-Parite değeri 3^- olan bu düzey oktipol bandının bir üyesidir. Bu düzeyden 2^+ (344.3 keV) düzeyine kutupsallığı E1 olan 3^- (778.9 keV) 2^+ geçişi, 4^+ (755.4 keV) düzeyine kutupsallığı E1 olan 3^- (367.8 keV) 4^+ ışını geçiş yapar. Ayrıca 0^+ (0 keV) düzeyine kutupsallığı E3 olan 3^- (1123.1 keV) 0^+ ışını geçiş yapar [ZOLNOWSKI ve ark. 1980].

1314.7 keV düzeyi: Oktipol bandının bir üyesi ve Bloch ve ark. (1967) tarafından gözlenen bu düzeyin Spin-Parite değeri 1^- olarak saptanmıştır. Bu düzeyden 0^+ (0 keV) taban düzeyine kutupsallığı E1 olan 1^- (1314.6 keV) 0^+ ışını, 2^+ (344.3 keV) ve 0^+ (615.4 keV) düzeylerine sırasıyla 1^- (970.3 keV) 2^+ ve 1^- (699.2 keV) 0^+ ışınları geçiş yaparlar.

1318.4 keV düzeyi: Bu düzeyi Bloch ve ark. Tespit etmişler, Kalfas ve ark.da Spin-Paritesini 2^+ olarak belirlemişlerdir. Bu düzeyden 0^+ (0 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 2^+ (1318.2 keV) 0^+ ışını, 2^+ (344.3 keV) düzeyine kutupsallığı E0+M1+E2 olan 2^+ (974.1 keV) 2^+ ışın, 0^+ (615.4 keV) düzeyine 2^+ (703.0 keV) 0^+ ışını, 4^+ (755.4 keV) düzeyine 2^+ (563.3 keV) 4^+ ışını ve 3^- (1123.2 keV) düzeyine 2^+ (195.2 keV) 3^- ışını geçiş yapar.

1434.0 keV düzeyi: $K^\pi = 2^+$ gama bandının bir üyesidir. Spin-Parite değeri 3^+ olarak tayin edilmiştir [SAKAI 1984]. Bu düzeyden 2^+ (344.3 keV) düzeyine ve 4^+ (755.4 keV) düzeyine kutupsallığı M1+E2 olan 1089.9 ve 678.6 keV' lik gama geçişi olur.

1550.2 keV düzeyi: Bloch ve ark. (1967) tarafından tespit edilen bu düzeyin Spin-Paritesi 3^+ ve/veya 4^+ olarak gözlenmiştir. Ancak daha sonraki yıllarda yapılan çalışmalarda Spin-Parite değeri, Kalfas ve ark. (1972), Kumar ve Gupta (1984) tarafından 4^+ olarak tespit edilmiştir. $K^\pi = 2^+$ gama bandının bir üyesi olan bu düzeyden 2^+ (344.3 keV) düzeyine 4^+ (1205.9 keV) 2^+ ışını, 4^+ (755.4 keV) düzeyine 4^+ (794.8 keV) 4^+ ve 2^+ (1109.2 keV) düzeyine 4^+ (441.0 keV) 2^+ ışınları geçiş yapar. Bu geçişlerin kutupsallığı sırasıyla E2, E2+M1 ve E2 şeklindedir.

1605.6 keV düzeyi: $K^\pi = 2^+$ 2γ bandının bir üyesi ve Spin-Paritesi 2^+ olarak tayin edilmiştir [TAGZIRIA ve ark. 1990]. Bu düzeyden 0^+ (0 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 2^+ (1605.4 keV) 0^+ ışını, 2^+ (344.3 keV)

düzeyine kutupsallığı E2+M1 olan 2^+ (1261.3 keV) 2^+ ışını ve 0^+ (615.4 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 2^+ (990.2 keV) 0^+ ışını geçiş yaparlar.

1643.4 keV düzeyi: $K^\pi = 1^-$ oktipol bandının bir üyesi olup Spin-Paritesi 2^- dir [ZOLNOWSKI ve ark. 1971]. Bu düzeyden 2^+ (344.3 keV), 2^+ (930.6 keV) ve 2^+ (1109.2 keV) düzeylerine kutupsallığı E1+M2 olan 2^- (1299.1 keV) 2^+ , 2^- (712.8 keV) 2^+ ve 2^- (534.2 keV) 2^+ ışınları geçiş yapar.

1692.4 keV düzeyi: Spin-Parite değeri 3^+ olan bu düzey Tagziria ve ark.(1979) tarafından ^{152}Tb ' nin β^- bozunumu spektrumu yardımıyla tespit edilmiştir. Bu düzeyden 2^+ (344.3 keV) düzeyine 1348.1 keV' lik gama ışını geçiş yapar ve bu geçişin kutupsallığı E2+M1 şeklindedir.

1807.7 keV düzeyi: $K^\pi = 1^-$ oktipol bandının bir üyesi olup Spin-Paritesi 4^- dir [ZOLNOWSKI ve ark. 1971]. Bu düzeyden 4^+ (755.4 keV) düzeyine kutupsallığı E1+M2 olan 4^- (1052.3 keV) 4^+ ışını geçiş yapar.

1862.0 keV düzeyi: Bu düzey için Zolnowski ve ark. (1971) ile Kalfas ve ark. (1973) tarafından Spin-Parite değeri 2^+ olarak tayin edilmiştir. Ayrıca bu sonuç Kumar ve Gupta (1984) tarafından doğrulanmıştır. Bu düzeyden 0^+ (0 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 2^+ (1862.0 keV) 0^+ ışını, 2^+ (344.3 keV) düzeyine kutupsallığı E2+M1 olan 2^+ (1517.8 keV) 2^+ ışını geçiş yapar.

1941.2 keV düzeyi: Spin-Parite değeri 2^+ olarak elde edilmiştir [ZOLNOWSKI ve ark. 1971]. Bu düzeyden 2^+ (344.3 keV), 0^+ (615.4 keV), 2^+ (930.6 keV), 0^+ (1047.9 keV) ve 2^+ (1318.4 keV) düzeylerine kutupsallığı sırasıyla E2+M1, E2, M1 (veya E2+M1), E2 ve E2+M1 olan 1596.3 keV, 1325.8 keV, 1010.7 keV, 893.3 keV ve 622.8 keV enerjili geçişler mevcuttur.

2246.7 keV düzeyi: Spin-Parite değeri 3^+ olarak tayin edilmiştir. Bu düzeyden 2^+ (1318.4 keV), 2^+ (344.3 keV) düzeylerine kutupsallığı M1 olan 3^+ (928.7 keV) 2^+ ve 3^+ (1902.4 keV) 2^+ geçişleri olur [TAGZIRIA ve ark. 1990].

3. 3. 2. ^{152}Gd İzotopunun Çokkutuplu Karışım Oranları

Bu verilen enerji düzeyleri arasındaki elektromanyetik geçişlere ait $\delta(E2/M1)$ ve $\delta(M2/E1)$ karışım oranları Tablo 3. 5. ve Tablo 3. 6. deki gibidir.

Tablo 3. 5. ¹⁶²Gd İzotopunun $\delta(E2/M1)$ Karışım Oranları

Enerji Düzeyi(keV)	Geçiş Enerjisi	Başlangıç Spini	Bitiş Spini	Karışım Oranı $\delta(E2/M1)^{(a)}$
930.6	586.3	2 ⁺	2 ⁺	-4.6 ^{+1.2} _{-2.5}
1434.2	678.6	3 ⁺	4 ⁺	-22.6 ^{+9.1} _{-42.2}
	1089.9	3 ⁺	2 ⁺	18.3 ^{+10.7} _{-5.0}

(a) [YAMADA ve ark. 1985]

Tablo 3. 6. ¹⁶²Gd İzotopunun $\delta(M2/E1)$ Karışım Oranları

Enerji Düzeyi(keV)	Geçiş Enerjisi	Başlangıç Spini	Bitiş Spini	Karışım Oranı $\delta(M2/E1)^{(a)}$
1123.2	367.8	3 ⁻	4 ⁺	-0.005 ± 0.041
	778.9	3 ⁻	2 ⁺	0.001±0.054

(a) [YAMADA ve ark. 1985]

3. 4. ¹⁵⁴Gd İzotopu

¹⁵⁴Gd izotopu deforme bölge girişinde ve N=90 nötron sayısına sahiptir. Bu izotopu ilginç kılan en önemli özelliği ise rotor karakteristiği gösteren deforme olmuş ilk Gadolinyum izotopu olmasıdır. Bu izotop üzerinde, teorik ve deneysel olarak çekirdeğin düzey yapısı, düzeyler arası elektromanyetik geçişlerin çokkutuplu karışım oranları, B(E2) geçiş olasılıkları ve diğer nükleer yapı özellikleri ile ilgili birçok araştırma yapılmıştır.

Bu çalışmalar özetle şöyledir. Meyer (1968), Riedinger ve ark. (1969), Varnell ve ark. (1969), Whitlock ve ark. (1971), Rud ve ark. (1971), Blanchard ve Zganjar (1972), Ober ve ark. (1973), Uluer (1975), Girit ve ark. (1983), Akkaya ve ark. (1992) tarafından ¹⁵⁴Eu'nun bozunumu kullanılarak, West ve ark. (1978), Lipas ve ark. (1983) tarafından ise ¹⁵⁴Tb'nin bozunumu kullanılarak ¹⁵⁴Gd'daki düzeyler ve düzeylere ait elektromanyetik geçişler incelenmiştir.

Diğer yandan teorik olarak yapılan araştırmalarda Pairing-Plus-Kuadrupol Modelini kullanarak Gupta ve ark. (1977) ile Kumar ve Gupta (1978) Dinamik Deformasyon Teorisini kullanarak, Gupta ve ark.

(1980) Simetrik Olmayan Rotor Modelini ve Etkileşen Bozon Yaklaşımını kullanarak, Castanos ve ark. (1982), Chuu ve ark. (1984), Lipas ve ark. (1984, 1987), Van Isacker ve ark. (1988) Rotasyonel-Vibrasyonel Modeli kullanarak, Bhardwaj ve ark. (1983), El-Din ve ark. (1986) bu çekirdeğe ait düzeyler arası elektromanyetik geçişlere ait karışım oranlarını, B(E2) değerlerini hesapladılar. Ayrıca Raman ve ark. (1987) ^{154}Gd 'nin indirgenmiş geçiş olasılığını, β_2 deformasyon parametresi ile Q_0 kuadropol momentini hesaplamışlardır. Varshney ve ark. (1988) ise bu çekirdeğin yüksek enerjili düzeylerinden geçişleri incelemiş ve Nazarewicz ve ark. (1990)'da β_2 deformasyon parametrelerini hesaplamışlardır.

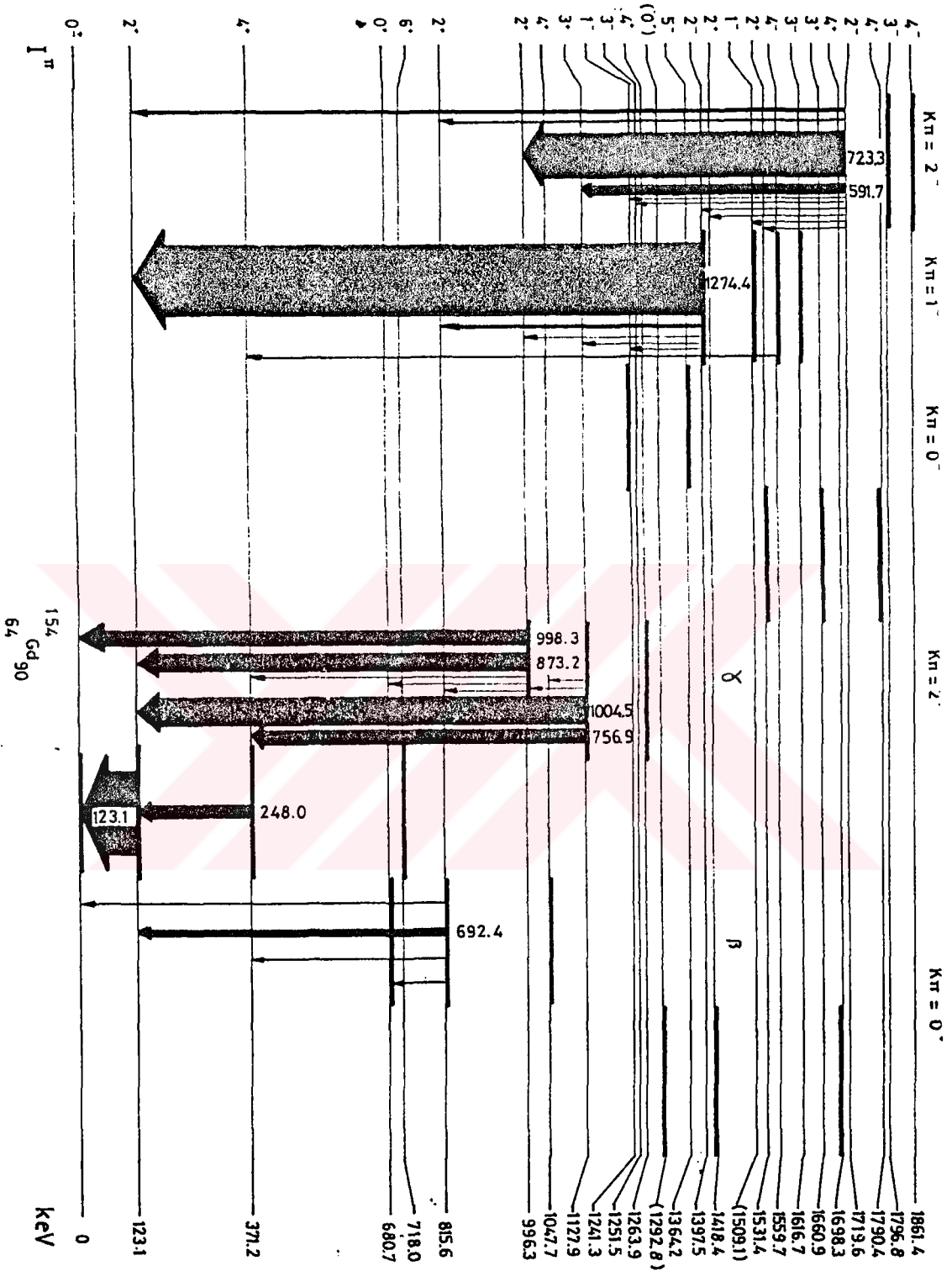
İzotopumuzun uyarılmış düzeylerinin basitleştirilmiş bozunum şeması Şekil 3. 3'de verildi. Bozunum şeması incelendiğinde; ^{154}Gd 'da temel hal bandının üyeleri $0^+(0 \text{ keV})$, $2^+(123.1 \text{ keV})$, $4^+(371.1 \text{ keV})$, $6^+(717.8 \text{ keV})$, $8^+(1114.5 \text{ keV})$ ve $10^+(1637.2 \text{ keV})$ düzeyleridir. Beta bandının üyeleri ise $0^+(680.7 \text{ keV})$, $2^+(815.6 \text{ keV})$, $4^+(1047.7 \text{ keV})$, $6^+(1365.9 \text{ keV})$, $8^+(1756.7 \text{ keV})$ ve $10^+(2194.5 \text{ keV})$ düzeyleridir. Gama bandı ise $2^+(996.3 \text{ keV})$, $3^+(1127.9 \text{ keV})$, $4^+(1263.9 \text{ keV})$, $5^+(1432.3 \text{ keV})$, $6^+(1606.6 \text{ keV})$ ve $7^+(1810.3 \text{ keV})$ düzeylerinden oluşmuştur [SAKAI 1984].

^{152}Gd 'da gözlenen 2β ve 2γ bantları ^{154}Gd izotopunda da gözlenmiştir. 2β bandının üyeleri; $0^+(1295.2 \text{ keV})$, $2^+(1418.4 \text{ keV})$, $4^+(1698.3 \text{ keV})$ düzeyleridir. 2γ bandının üyeleri ise; $2^+(1531.3 \text{ keV})$, $3^+(1660.9 \text{ keV})$ ve $4^+(1790.2 \text{ keV})$ düzeyleridir [HARMHATZ 1979].

Oktupol bandı üyeleri ise $1^-(1241.3 \text{ keV})$, $3^-(1251.6 \text{ keV})$, $2^-(1397.5 \text{ keV})$, $4^-(1559.7 \text{ keV})$, $2^-(1719.65 \text{ keV})$, $3^-(1796.8 \text{ keV})$ ve $4^-(1861.4 \text{ keV})$ şeklindedir [HARMHATZ 1979],[LANGE 1971]. Bu değerler toplu olarak Tablo 3. 7. de verilmiştir.

3. 4. 1. ^{164}Gd Çekirdeğinin Enerji Düzeyleri ve Geçişlerin Kutupsallığı

123.0 keV düzeyi: Temel düzey bandının ilk uyarılmış düzeyidir ve Spin-Paritesi 2^+ olarak tayin edilmiştir [MEYER 1968]. Bu enerji düzeyinden 0^+ (0 keV) taban düzeyine 2^+ (123.0 keV) 0^+ ışını geçiş yapar ve kutupsallığı E2' dir.



Şekil 3. 3. ^{154}Gd İzotopunun Uyarılmış Seviyelerinin Basitleştirilmiş Bozunum Şeması

Tablo 3. 7. ¹⁵⁴Gd'nin Enerji Düzeyleri

Band Yapısı K ^π	Spin Parite I ^π	Deneysel Enerji Düzeyleri (keV)
Temel	0 ⁺	0.0
Durum	2 ⁺	123.0
Bandı	4 ⁺	371.1
K ^π = 0 ⁺	6 ⁺	717.8
	8 ⁺	1144.5
	10 ⁺	1637.2
Beta	0 ⁺	680.7
Bandı	2 ⁺	815.6
K ^π = 0 ⁺	4 ⁺	1047.7
	6 ⁺	1365.9
	8 ⁺	1756.7
	10 ⁺	2194.5
Gama	2 ⁺	996.3
Bandı	3 ⁺	1127.9
K ^π = 2 ⁺	4 ⁺	1263.9
	5 ⁺	1432.3
	6 ⁺	1606.6
	7 ⁺	1810.3
	2β	0 ⁺
Bandı	2 ⁺	1418.4
K ^π = 0 ⁺	4 ⁺	1698.3
2γ	2 ⁺	1531.3
Bandı	3 ⁺	1660.9
K ^π = 2 ⁺	4 ⁺	1790.2
Oktupol	1 ⁻	1241.3
Bandı	3 ⁻	1251.6
K ^π = 0 ⁻		
Oktupol	2 ⁻	1397.5
Bandı	4 ⁻	1559.7
K ^π = 1 ⁻	3 ⁻	1616.7
Oktupol	2 ⁻	1719.6
Bandı	3 ⁻	1796.8
K ^π = 2 ⁻	4 ⁻	1861.4

371.1 keV düzeyi: Temel hal bandının üyesidir ve Spin-Parite değeri 4^+ olarak tayin edilmiştir [HARMHATZ 1979]. Bu enerji düzeyinden 2^+ (123.1 keV) düzeyine 4^+ (248.0 keV) 2^+ ışını geçiş yapar ve kutupsallığı E2' dir.

680.7 keV düzeyi: $K^\pi = 0^+$ beta bandının bant başı olup Spin-Paritesi 0^+ dir. Bu düzeyden, 0^+ (0 keV) temel düzeyine kutupsallığı E0 olan 0^+ (680.7 keV) 0^+ ve 2^+ (123.1 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 0^+ (557.6 keV) 2^+ ışını geçiş yapar.

717.8 keV düzeyi: Temel hal bandının üyesidir ve Spin-Parite değeri 6^+ olarak tayin edilmiştir [HARMHATZ 1979]. Bu enerji düzeyinden 4^+ (371.1 keV) düzeyine 6^+ (346.7 keV) 4^+ ışını geçiş yapar ve kutupsallığı E2' dir.

815.6 keV düzeyi: $K^\pi = 0^+$ beta bandının bir üyesi olup Spin-Paritesi 2^+ dir. Bu düzeyden, 0^+ (0 keV) temel düzeyine kutupsallığı E2 olan 2^+ (815.6 keV) 0^+ , 2^+ (123.1 keV) düzeyine kutupsallığı E2+M1 (+E0) olan 2^+ (692.5 keV) 2^+ ve 4^+ (371.1 keV) düzeyine ise kutupsallığı E2 olan 2^+ (444.5 keV) 4^+ ışınları geçiş yapar [WHITLOCK ve ark. 1971].

996.3 keV düzeyi: $K^\pi = 2^+$ gama bandının bandbaşı olup Spin-Paritesi 2^+ olarak tayin edilmiştir [MEYER 1968]. Bu düzeyden, 0^+ (0 keV) temel düzeyine kutupsallığı E2 olan 2^+ (996.3 keV) 0^+ , 2^+ (123.1 keV) düzeyine kutupsallığı E2+M1 (+E0) olan 2^+ (873.2 keV) 2^+ ve 4^+ (371.1 keV) düzeyine de kutupsallığı E2 olan 2^+ (625.2 keV) 4^+ ışınları geçiş yapar [LEDERER ve ark. 1978][ULUER 1975].

1047.7 keV düzeyi: $K^\pi = 0^+$ beta bandının bir üyesi olup Spin-Paritesi 4^+ dir. Bu düzeyden, 2^+ (123.1 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 4^+ (924.6 keV) 2^+ ve 4^+ (371.1 keV) düzeyine ise kutupsallığı E2+M1 olan 4^+ (444.5 keV) 4^+ ışınları geçiş yapar [ULUER 1975].

1127.9 keV düzeyi: $K^\pi = 2^+$ gama bandının bir üyesi olup Spin-Paritesi 3^+ olarak tayin edilmiştir [MEYER 1968]. Bu düzeyden, çok kuvvetli olarak, 2^+ (123.1 keV) düzeyine kutupsallığı E2+M1 olan 3^+ (1004.8 keV) 2^+ , 4^+ (371.1 keV) düzeyine kutupsallığı E2+M1 olan 3^+ (756.8 keV) 4^+ ışınları geçiş yaparlar. Bunlara göre daha zayıf şiddette; 2^+ (996.3 keV) düzeyine 3^+ (80.2 keV) 4^+ ışınları geçiş yapar [ULUER 1975].

1144.5 keV düzeyi: $K^\pi = 0^+$ beta bandının bir üyesi olup Spin-Paritesi 8^+ dir. Bu düzeyden, 6^+ (717.8 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 8^+ (426.7 keV) 6^+ ışını geçiş yapar [LIPAS ve ark. 1983].

1241.3 keV düzeyi: Bu düzey $K^\pi = 0^-$ oktupol bandının bandbaşı ve Spin-Paritesi 1^- dir. Bu düzeyden, 0^+ (0 keV) taban düzeyine, 1^- (1241.3 keV) 0^+ ve 2^+ (123.1 keV) düzeyine 1^- (1118.2 keV) 2^+ ışınları geçiş yaparlar ve kutupsallığı E1' dir [HARMHATZ 1979].

1263.9 keV düzeyi: Gama bandının bir üyesi ve Spin-Paritesi 4^+ dir. Bu düzeyden 2^+ (123.1 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 4^+ (1140.8 keV) 2^+ ışını ve 4^+ (371.1 keV) düzeyine kutupsallığı E2+M1 (+E0) olan 4^+ (892.8 keV) 4^+ ışınları geçiş yaparlar [MEYER 1968].

1365.9 keV düzeyi: $K^\pi = 0^+$ beta bandının bir üyesi olup Spin-Paritesi 6^+ dir. Bu düzeyden, 4^+ (371.1 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 6^+ (994.8 keV) 4^+ ışını, 6^+ (717.8 keV) düzeyine kutupsallığı E2+M1+E0 olan 6^+ (648.1 keV) 6^+ ve 4^+ (1047.7 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 6^+ (318.2 keV) 4^+ ışını geçiş yapar [HARMHATZ 1979].

1418.4 keV düzeyi: $K^\pi = 0^+$ 2 β bandının üyesidir ve Spin-Paritesi 2^+ dir [MEYER 1968]. Bu düzeyden, 2^+ (123.1 keV) düzeyine kutupsallığı E2+M1 olan 2^+ (1295.3 keV) 2^+ ışını geçiş yapar.

1432.3 keV düzeyi: $K^\pi = 2^+$ beta bandının bir üyesi olup Spin-Paritesi 5^+ olarak tayin edilmiştir. Bu düzeyden, 4^+ (371.1 keV) düzeyine 5^+ (1061.2 keV) 4^+ ve 6^+ (717.8 keV) düzeyine 5^+ (714.5 keV) 6^+ ışınları geçiş yapar ve kutupsallığı E2+M1 şeklindedir [LIPAS ve ark. 1983].

1397.5 keV, 1559.7 keV ve 1616.7 keV düzeyleri: Bu düzeyler $K^\pi = 1^-$ oktupol bandının üyeleridir. Bu düzeylerin Spin-Pariteleri sırasıyla 2^- , 4^- ve 3^- olarak tesbit edilmiştir. 2^- (1397.5 keV) düzeyinden 2^+ (123.1 keV) düzeyine kutupsallığı E1 olan 2^- (1274.4 keV) 2^+ ışını geçiş yapar [ULUER 1975].

1606.6 keV düzeyi: $K^\pi = 2^+$ gama bandının bir üyesi ve Spin-Paritesi 6^+ dir. Bu düzeyden 4^+ (371.1 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 6^+ (1235.5

keV) 4^+ ve 6^+ (717.8 keV) düzeyine de kutupsallığı E2+M1 olan 6^+ (887.8 keV) 6^+ ışınları geçiş yapar [HARMHATZ 1979].

1660.9 keV düzeyi: 2y bandının bir üyesidir ve Spin-Paritesi 3^+ olarak verilmiştir [SAKAI 1984]. Bu düzeyden 2^+ (815.6 keV) düzeyine 3^+ (845.3 keV) 2^+ ışını geçiş yapar.

1756.7 keV düzeyi: Beta bandının bir üyesi ve Spin-Paritesi 8^+ dır. Bu düzeyden 6^+ (717.8 keV) düzeyine 8^+ (1038.9 keV) 2^+ ışını, 8^+ (1144.5 keV) düzeyine 8^+ (612.2 keV) 8^+ ışını ve 6^+ (1365.9 keV) düzeyine de 8^+ (390.8 keV) 6^+ ışını geçiş yapar.

1810.3 keV düzeyi: $K^\pi = 2^+$ gama bandının bir üyesi ve Spin-Paritesi 7^+ olarak tayin edilmiştir. Bu düzeyden 6^+ (717.8 keV) düzeyine 7^+ (1092.5 keV) 6^+ ışını, 8^+ (1144.5 keV) düzeyine 7^+ (665.8 keV) 8^+ ışını ve 5^+ (1432.3 keV) düzeyine de 7^+ (378.0 keV) 5^+ ışını geçiş yapar [LIPAS ve ark. 1983].

1894.7 keV düzeyi: Spin-Parite değeri 2^+ dır. Bu enerji düzeyinden 2^+ (996.3 keV) düzeyine 2^+ (898.4 keV) 2^+ ışını, 4^+ (371.1 keV) düzeyine 2^+ (1522.0 keV) 4^+ ışını, 2^+ (123.1 keV) düzeyine 2^+ (1771.6 keV) 2^+ ışını ve 0^+ taban düzeyine de 2^+ (1894.7 keV) 0^+ ışını geçiş yapar [MEYER 1968].

3. 4. 2. ^{164}Gd İzotopunun Çokkutuplu Karışım Oranları

Bu verilen enerji düzeyleri arasındaki elektromanyetik geçişlere ait $\delta(E2/M1)$ ve $\delta(M2/E1)$ karışım oranları Tablo 3. 8. ve Tablo 3. 9. deki gibidir.

Tablo 3. 8. ^{164}Gd İzotopunun $\delta(E2/M1)$ Karışım Oranları

Enerji Düzeyi(keV)	Geçiş Enerjisi	Başlangıç Spini	Bitiş Spini	Karışım Oranı $\delta(E2/M1)^{(a)}$
1127.9	1004.8	3^+	2^+	$-7.1^{+2.6}_{-3.0}$
	756.9	3^+	4^+	$-5.8^{+1.3}_{-1.8}$
996.3	873.2	2^+	2^+	$-10.1^{+0.9}_{-1.2}$
815.6	629.4	2^+	2^+	$-3.1^{+7.5}_{-1.8}$

(a) [AKKAYA ve ark. 1992]

Tablo 3. 9. ¹⁵⁴Gd İzotopunun $\delta(M2/E1)$ Karışım Oranları

Enerji Düzeyi(keV)	Geçiş Enerjisi	Başlangıç Spini	Bitiş Spini	Karışım Oranı $\delta(M2/E1)^{(a)}$
1719.6	1596.5	2 ⁻	2 ⁺	0.20 ± 0.07
	904.0	2 ⁻	2 ⁺	0.18±0.15
	591.7	2 ⁻	3 ⁺	0.01±0.07
1559.7	1128.5	4 ⁻	4 ⁺	0.20±0.20
1397.5	1274.4	2 ⁻	2 ⁺	0.01±0.01

(a) [AKKAYA ve ark. 1992]

3. 5. ¹⁵⁶Gd İzotopu

Bu izotop, deforme bölge içerisinde yer alan rotor bir izotoptur. Bu izotopun yapısı bir çok araştırmacı tarafından incelenmiştir.

Fujioka (1970), Rud ve ark. (1971), Uluer ve ark. (1975), Krane (1975), Collins ve ark. (1977) ¹⁵⁶Eu ve ¹⁵⁶Tb'un bozunumunu kullanarak ¹⁵⁶Gd'un enerji seviyelerini ve yapısını, seviyeler arası geçişlere ait B(E2) geçiş olasılıklarını ve çokkutuplu karışım oranlarını ölçmüşlerdir. Gupta ve ark. (1977) ile Kumar ve Gupta (1978) tarafından yukarıda sözü edilen özelliklerden bazıları Çiftlenim Kuodropol Model ve Dinamik Deformasyon Teorisi kullanılarak teorik olarak araştırılmıştır. Konijn ve ark. (1981) ile Backlin ve ark. (1982), (α , 2n γ) ve (n, γ) etkileşimlerini kullanarak ¹⁵⁶Gd'daki seviyelerin yapısını deneysel olarak incelemişlerdir. Lipas ve ark. (1983) Bozon Modelini, El-Din ve ark. (1986) Genişletilmiş Rotasyonel-Vibrasyonel Modelini kullanıp enerji seviyelerini ve bazı elektromanyetik özellikleri incelemişler. Raman ve ark. (1987) temel durum seviyesinden ilk uyarılmış 2⁺seviyesine geçişlerin olasılıklarını araştırarak bu izotopa ait β_2 ve Q_0 değerlerini bulmuşlar. Yine Lipas ve ark. (1987), bu çekirdeğe ait E2/M1 karışım oranlarını, Wolf ve ark. (1991) ise B(E2) değerlerini incelemiştir.

Bu çekirdeğe ait basitleştirilmiş bozunum şeması Şekil 3. 3'te verilmiştir. Bozunum şemasında da görüleceği gibi ilk uyarılmış 2⁺ durumunun enerjisi çok düşük olduğu için ¹⁵⁶Gd deforme bölgede yer alır.

^{156}Gd çekirdeğindeki 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 $10^+(1416.0 \text{ keV})$ düzeyleridir. 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 $10^+(2219.2 \text{ keV})$ düzeyleridir. Gama bandı ise $2^+(1154.2 \text{ keV})$, $3^+(1248.1 \text{ keV})$, $4^+(1355.5 \text{ keV})$, $5^+(1507.0 \text{ keV})$ düzeyleridir. Daha sonra $6^+(1643.8 \text{ keV})$ ve $7^+(1849.6 \text{ keV})$ ve $8^+(2010.8 \text{ keV})$ düzeylerinin varlığı ileri sürülmüştür [KONIJN ve ark. 1981]. 2β bandının üyeleri; $0^+(1295.2 \text{ keV})$, $2^+(1418.4 \text{ keV})$, $4^+(1698.3 \text{ keV})$ düzeyleridir. 2γ bandının üyeleri ise; $0^+(1168.1 \text{ keV})$, $2^+(1258.0 \text{ keV})$, $4^+(1698.3 \text{ keV})$, $6^+(1765.9 \text{ keV})$ ve $8^+(2134.1 \text{ keV})$ düzeyleridir [KONIJN ve ark. 1981]. Oktupol bandı 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 [COLLINS ve ark. 1977]. Yine 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. Bu seviyeler toplu olarak Tablo 3. 7. de verilmiştir.

Tablo 3. 7. ^{156}Gd 'nin Enerji Düzeyleri

Band Yapısı K^π	Spin Parite I^π	Deneysel Enerji Düzeyleri (keV)
Temel	0^+	0.0
Durum	2^+	89.0
Bandı	4^+	288.2
$K^\pi = 0^+$	6^+	584.7
	8^+	965.1
	10^+	1416.0
Beta Bandı	0^+	1049.6
	2^+	1129.5
	4^+	1297.7
	6^+	1540.3
	8^+	1848.0
$K^\pi = 0^+$	10^+	2219.2
Gama Bandı	2^+	1154.2
	3^+	1248.1
	4^+	1355.5
	5^+	1507.0
	$K^\pi = 2^+$	

Tablo 3. 7.'nin devamı.

Band Yapısı K^π	Spin Parite I^π	Deneysel Enerji Düzeyleri (keV)
	6^+	1643.8
	7^+	1849.6
	8^+	2010.2
2 β Bandı $K^\pi = 0^+$	0^+	1168.1
	2^+	1258.0
	4^+	1462.3
	6^+	1765.9
	8^+	2134.1
Oktupol Bandı $K^\pi = 1^-$	1^-	1242.5
	3^-	1276.2
	1^-	1366.6
	2^-	1319.7
	4^-	1468.5
	3^-	1934.0
	4^-	2045.0
Rotasyonel Bandı $K^\pi = 4^+$	4^+	1510.7
	5^+	1622.8
	6^+	1753.8
	7^+	1909.3
	8^+	2079.3

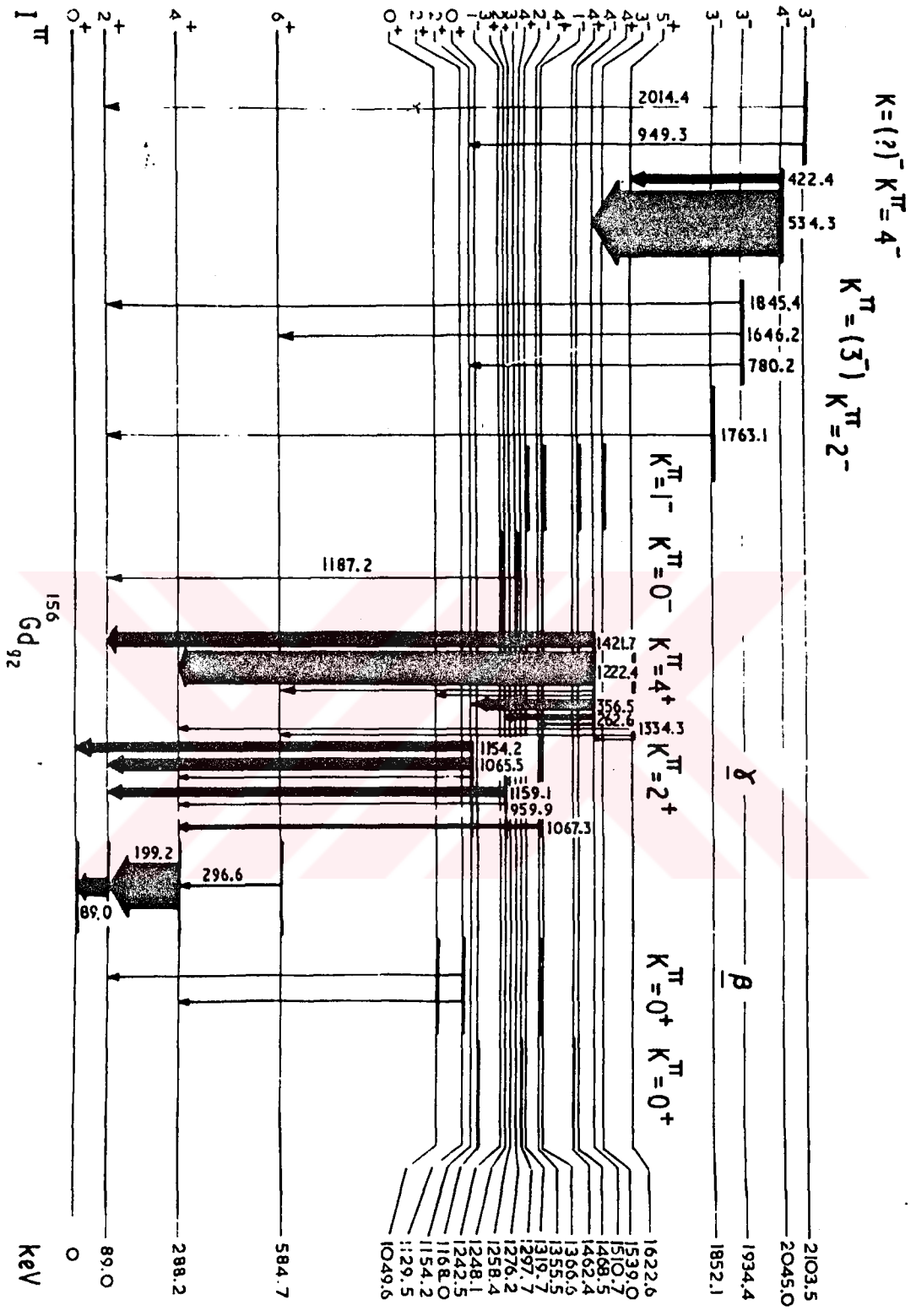
3. 5. 1. ^{166}Gd Çekirdeğinin Enerji Düzeyleri ve Geçişlerin Kutupsallığı

89.0 keV düzeyi: $K^\pi = 0^+$ temel hal bandının bir üyesidir ve Spin-Paritesi 2^+ dir. Bu düzeyden 0^+ (0 keV) düzeyine kutupsallığı E2 olan 2^+ (89.0 keV) 0^+ ışını geçiş yapar [GUPTA ve ark. 1977].

288.2 keV düzeyi: Temel düzey bandının üyesidir. Spin-Paritesi 4^+ olup bu düzeyden 2^+ (89.0 keV) düzeyine 4^+ (199.2 keV) 2^+ ışını geçiş yapar ve kutupsallığı E2 dir [ULUER ve ark. 1975].

584.7 keV düzeyi: Spin-Paritesi 6^+ olarak tesbit edilmiştir. Bu düzeyden 4^+ (288.2 keV) düzeyine 6^+ (296.6 keV) 4^+ geçişi vardır ve kutupsallığı E2 dir [ULUER ve ark. 1975].

965.1 keV düzeyi: Temel düzey bandının üyesidir. Spin-Parite değeri 8^+ olup bu düzeyden 6^+ (584.7 keV) düzeyine 8^+ (380.4 keV) 6^+ ışını geçiş



Şekil 3. 4. ^{156}Gd İzotopunun Uyarılmış Seviyelerinin Basitleştirilmiş Bozunum Şeması

yapar ve bunun kutupsallığı E2 dir [KONIJN ve ark. 1981][LEDERER-SHIRLEY 1978].

1049.6 keV düzeyi: Beta bandının ilk üyesidir, Spin-Paritesi 0^+ olarak tayin edilmiştir. 0^+ (0 keV) taban düzeyine kutupsallığı E0 olan 0^+ (1049.6 keV) 0^+ ışını geçer [LEDERER-SHIRLEY 1978].

1129.5 keV düzeyi: $K^\pi = 0^+$ beta bandının bir üyesidir. Uluer ve ark. (1975) düzeyin Spin-Paritesini 2^+ olarak tayin etmişlerdir. Bu enerji düzeyinden 2^+ (89.0 keV) düzeyine kutupsallığı E2+M1 olan 2^+ (1040.6 keV) 2^+ ışını ve 4^+ (288.2 keV) düzeyine de kutupsallığı E2 olan 2^+ (841.2 keV) 4^+ ışını geçiş yapar.

1154.2 keV düzeyi: $K^\pi = 2^+$ gama bandının ilk üyesidir, Uluer ve ark. tarafından Spin-Parite değeri 2^+ olarak tesbit edilmiştir. Bu düzeyden 0^+ (0 keV) temel hal düzeyine kutupsallığı E2 olan 2^+ (1154.2 keV) 0^+ ışını ve 2^+ (89.0 keV) düzeyine de kutupsallığı E2+M1 olan 2^+ (1065.3 keV) 2^+ ışını geçiş yapar.

1242.5 keV düzeyi: Oktupol bandının bir üyesidir ve Spin-Paritesi 1^- olarak tayin edilmiştir [ULUER ve ark. 1975]. Bu enerji düzeyinden 0^+ (0 keV) taban düzeyine 1^- (1242.5 keV) 0^+ ışını ve 2^+ (89.0 keV) enerji düzeyine de 1^- (1153.5 keV) 2^+ ışını geçiş yapar.

1248.1 keV düzeyi: $K^\pi = 2^+$ gama bandının bir üyesidir, Uluer ve ark. tarafından Spin-Parite değeri 3^+ olarak tesbit edilmiştir. Bu düzeyden 2^+ (89.0 keV) I düzeyine kutupsallığı E2+M1 olan şiddetli bir 3^+ (1159.1 keV) 2^+ ışını ve 4^+ (288.2 keV) düzeyine de daha az şiddetle 3^+ (959.9 keV) 4^+ ışını geçiş yapar

1258.0 keV düzeyi: $K^\pi = 0^+$ 2γ bandının bir üyesidir, Spin-Parite değeri 2^+ olarak tesbit edilmiştir. Bu düzeyden 0^+ (0 keV) temel hal düzeyine kutupsallığı E2 olan 2^+ (1258.0 keV) 0^+ ışını ve 2^+ (89.0 keV) düzeyine de kutupsallığı E2+M1 olan 2^+ (1169.5 keV) 2^+ ışını geçiş yapar. Ayrıca 4^+ (288.2 keV) düzeyine de 2^+ (969.9 keV) 4^+ geçişi vardır.

1276.2 keV düzeyi: Oktupol bandının üyesidir, Spin-Paritesi 3^- dir. Bu düzeyden 2^+ (89.0 keV) düzeyine ve 4^+ (288.5 keV) 0^+ ışını ve 2^+ (89.0 keV) enerji düzeyine ve 4^+ (288.2 keV) düzeyine kutupsallıkları E1 olan 3^- (1187.2 keV) 2^+ ışını ve 3^- (988.1 keV) 4^+ ışını geçiş yapar.

1297.7 keV düzeyi: $K^\pi = 0^+$ beta bandının bir üyesidir, Uluer ve ark. tarafından Spin-Parite değeri 4^+ olarak tesbit edilmiştir. Bu düzeyden 2^+ (89.0 keV) düzeyine 4^+ (1208.7 keV) 2^+ ve 4^+ (288.2 keV) düzeyine kutupsallığı E2+M1 olan 4^+ (1009.6 keV) 4^+ ışını geçiş yapar.

1319.7 keV düzeyi: Spin paritesi 2^- olan bu düzey bir Oktupol bandı üyesidir. Bu düzeyden 2^+ (89.0 keV) düzeyine kutupsallığı E1 olan tek bir 2^- (1230.7 keV) 2^+ geçişi vardır [KONIJN ve ark. 1981].

1355.5 keV düzeyi: $K^\pi = 2^+$ gama bandının üyesidir. Spin parite değeri Uluer ve ark. tarafından 4^+ olarak bulunmuştur. Bu düzeyden 2^+ (89.0 keV) düzeyine 4^+ (288.2 keV) düzeyine sırasıyla 4^+ (1266.6 keV) 2^+ ve 4^+ (1067.3 keV) 2^+ ışınları geçiş yaparlar. Son geçişte kutupsallık E2+M1 şeklindedir.

1366.6 keV düzeyi: 1^- spin parite değerli ve oktupol bandı üyesi olan bu düzeyden sadece 0^+ (0 keV) düzeyine kutupsallığı E1 olan 1^- (1366.6 keV) 0^+ geçişi ve 2^+ (89.0 keV) düzeyine de kutupsallığı E1 olan 1^- (1277 keV) 2^+ geçişleri vardır [KONIJN ve ark. 1981].

1462.3 keV düzeyi: $K^\pi = 0^+$ 2γ bandının bir üyesidir. Konijn ve ark. tarafından spin parite değerini 4^+ olarak tespit edilmiştir. Bu seviyeden E2+M1+E0 kutupsallıklı 4^+ (288.2 keV) seviyesine, 4^+ (1174.2 keV) 4^+ ışını ve 2^+ (89.0 keV) seviyesine de kutupsallığı E2 olan 4^+ (1374.0 keV) 2^+ ışını geçiş yapmaktadır.

1468.5 keV düzeyi: Oktupol bandının üyesi ve 4^- spin parite değerlidir. Bu düzeyden yalnızca 4^+ (299.2 keV) düzeyine kutupsallığı E1 olan 4^- (1180.3 keV) 4^+ geçişi olur.

1510.7 keV düzeyi: $K^\pi = 4^+$ rotasyonel bandının ilk üyesidir. Uluer ve ark. (1975) ve Konijn ve ark. (1981) tarafından spin parite değeri 4^+ olarak tespit edilmiştir. Bu enerji düzeyinden 2^+ (89.0 keV), 6^+ (584.7 keV), 2^+ (1129.5 keV), 2^+ (1154.2 keV) düzeylerine kutupsallıkları E2 olan enerjileri sırasıyla 1421.7 keV, 926.0 keV, 381.1 keV ve 356.5 keV olan geçişler olur. Ayrıca 4^+ (288.2 keV) düzeyine kutupsallığı E2+M1 olan 4^+ (1222.4 keV) 4^+ ışını geçiş yapar.

1540.3 keV düzeyi: Beta bandının üyesi ve spin parite değeri 3^- dir. Bu düzeyden 2^+ (89.0 keV) düzeyine 3^- (1450.7 keV) 2^+ geçişi olur [KONIJN ve ark. 1981].

3. 5. 2. ¹⁶⁶Gd İzotopunun Çokkutuplu Karışım Oranları

Bu verilen enerji düzeyleri arasındaki elektromanyetik geçişlere ait $\delta(E2/M1)$ ve $\delta(M2/E1)$ karışım oranları Tablo 3. 10. ve Tablo 3. 11. deki gibidir.

Tablo 3. 8. ¹⁶⁶Gd İzotopunun $\delta(E2/M1)$ Karışım Oranları

Enerji Düzeyi(keV)	Geçiş Enerjisi	Başlangıç Spini	Bitiş Spini	Karışım Oranı $\delta(E2/M1)^{(a)}$
1154.2	1065.5	2 ⁺	2 ⁺	-6.5 ^{+2.6} _{-7.9}
1248.4	959.9	3 ⁺	4 ⁺	-11.7 ^{+2.7} _{-5.3}
	1159.1	3 ⁺	2 ⁺	-11.8 ^{+0.6} _{-0.7}
1355.5	1067.3	4 ⁺	4 ⁺	-4.0 ^{+0.9} _{-1.6}
1510.7	262.6	4 ⁺	3 ⁺	9.2 ^{+0.7} _{-0.6}
	1222.4	4 ⁺	4 ⁺	-2.07 ^{+0.13} _{-0.14}
1622.6	111.9	5 ⁺	4 ⁺	0.15 ^{+0.10} _{-0.09}
	1037.9	5 ⁺	6 ⁺	-6.7 ⁺³ ₋₂₁
	1334.5	5 ⁺	4 ⁺	-3.8(2)

(a) [ULUER ve ark. 1975]

Tablo 3. 9. ¹⁶⁶Gd İzotopunun $\delta(M2/E1)$ Karışım Oranları

Enerji Düzeyi(keV)	Geçiş Enerjisi	Başlangıç Spini	Bitiş Spini	Karışım Oranı $\delta(M2/E1)^{(a)}$
1276.2	1187.2	3 ⁻	2 ⁺	-0.08 (3)
1852.1	1763.1	3 ⁻	2 ⁺	0.16 ^{+0.33} _{-0.22}
1934.4	780.2	3 ⁻	2 ⁺	-0.024(8)
	1646.2	3 ⁻	4 ⁺	0.012(4)
	1845.4	3 ⁻	2 ⁺	-0.030(5)
2045.0	422.4	4 ⁻	5 ⁺	-0.009(4)
	534.3	4 ⁻	4 ⁻	0.06(2)
2103.5	949.3	3 ⁻	2 ⁺	-0.025(12)
	2014.4	3 ⁻	2 ⁺	-0.013(7)

(a) [ULUER ve ark. 1975]

BÖLÜM 4

TARTIŞMA VE SONUÇLAR

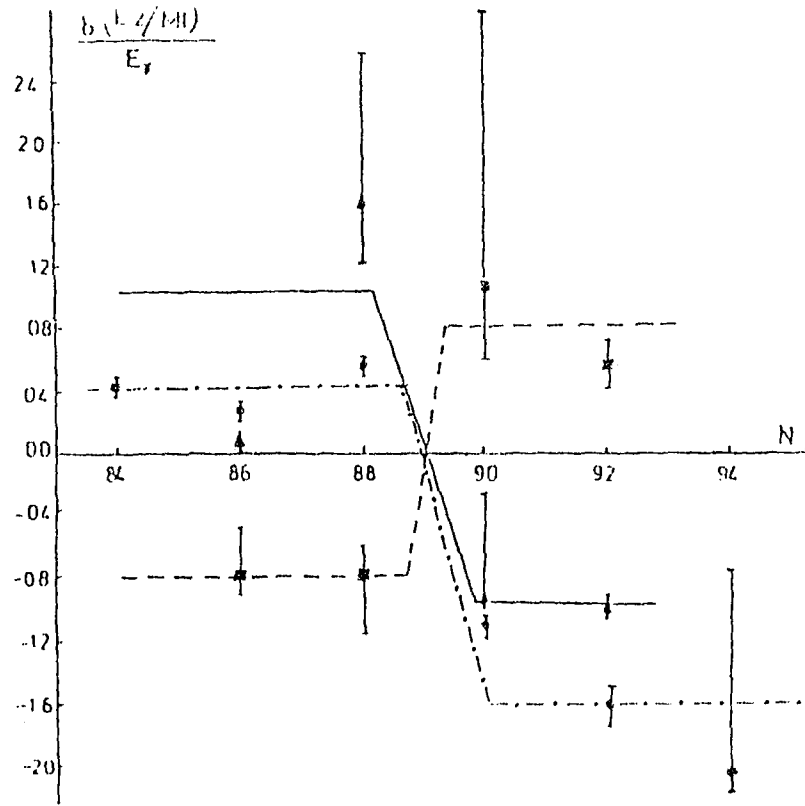
4. 1. Giriş

Deforme bölge girişindeki Gadolinyum izotoplarına ait bazı özelliklerde gözlenebilir bazı değişimler meydana gelir. Geçiş bölgesindeki bu izotoplarda, deformasyonun çokkutuplu karışım oranı üzerinde etkili olduğu görülmüştür. Bu bölümde Gd izotoplarının çokkutuplu karışım oranlarından yararlanılarak indirgenmiş karışım oranları hesaplandı. Hesaplanan bu değerler ve teorik hesaplamalar bir tabloda verilip uyumlulukları incelenmiştir.

Her bir geçiş için, nötron sayısına bağlı olarak indirgenmiş geçiş olasılıklarının (δ/E_γ) değerlerinin değişimi, işaretide dikkate alınarak Şekil 4. 1. de verilmiştir. Şekilden görüleceği gibi, her bir durum için $N = 88-90$ sınırında çokkutuplu karışım oranları işaret değiştirir. ($2_\gamma^+ \rightarrow 2_{gr}^+$) ve ($3_\gamma^+ \rightarrow 2_{gr}^+$) geçişlerinde pozitiften negatife ve ($2_\beta^+ \rightarrow 2_{gr}^+$) geçişinde ise negatiften pozitifte değişir. ($2_\beta^+ \rightarrow 2_{gr}^+$) geçişinin işareti diğer geçişlerin sistematiği ile farklılık göstermektedir.

4. 2. Bazı Gd İzotoplarına Ait Çokkutuplu Karışım Oranları

Tablo 4. 1. de görüldüğü gibi 880.3 keV için yapılan hesaplamada oldukça başarılı bir sonuç elde edilmiştir. Bunun yanı sıra 525 keV geçişi, 437.1 keV geçişi, 573.4 keV geçişleri için elde edilen sonuçlar hata sınırları içerisinde deneysel sonuçlarla uyum sağlamaktadır. 950 keV ve 1075.3 keV geçişleri için ise teorik hesaplama yapılmamıştır.



Şekil 4. 1. Deforme Bölge Girişinde Gd İzotoplarının, Farklı Geçiş Tipleri İçin İndirgenmiş Karışım Oranlarının (N) Nötron Sayısına Bağlı İşaret Değişimi. (—●—) $2^+_{\gamma} \rightarrow 2^+_{gr}$, (—■—) $2^+_{\beta} \rightarrow 2^+_{gr}$, (—◆—) $3^+_{\gamma} \rightarrow 2^+_{gr}$ Durumunu Gösterir.

Tablo 4. 1. ^{150}Gd İçin Elde Edilen Teorik Ve Deneysel $\Delta(E2/M1)$ İndirgenmiş Karışım Oranları

$I^{\pi}(\text{Geç.En.}) I^{\pi}$	$\Delta(E2/M1)$	
	Deneysel	Teorik
$2^+ (792.5) 2^+$	3.42 ± 1.19	9.47 ± 0.8
$2^+ (880.3) 2^+$	$12.72^{+5.45}_{-1.81}$	11.16 ± 2.96
$4^+ (411.7) 4^+$	-0.40 ± 0.26	3.05 ± 0.81
$2^+ (525) 2^+$	$0.44^{+0.6}_{-0.35}$	1.19 ± 0.23
$2^+ (437.1) 2^+$	$-0.77 \leq \Delta \leq \infty$	1 ± 0.18
$2^- (950) 3^-$	$0.99^{+0.49}_{-0.24}$	-
$2^+ (573.4) 2^+$	$0.82 \leq \Delta \leq 2.75$	1.4 ± 0.27
$2^+ (1453.6) 2^+$	-0.60 ± 0.12	0.35 ± 0.07
$2^+ (1542) 2^+$	$-1.3 \leq \Delta \leq 28.7$	3.94 ± 0.73
$3^- (1075.3) 3^-$	$\Delta \leq 0.66$	-
$2^+ (1788.1) 2^+$	$0.11 \leq \Delta \leq 2.90$	5.08 ± 0.95
$2^+ (1168.7) 2^+$	$\Delta \leq 6.11$	3.66 ± 0.7
$2^+ (2148.7) 2^+$	7 ± 1.33	7 ± 1.33

^{152}Gd içinde inceleme yapıldığında teorik ve deneysel sonuçların hata sınırları içerisinde birbirini tuttuğu gözlenmiştir. Bu izotop içinde 678.6 keV geçişi için teorik hesaplamaların yapılmadığı gözlenmiştir.

Tablo 4. 2. ^{152}Gd İçin Elde Edilen Teorik Ve Deneysel $\Delta(E2/M1)$ İndirgenmiş Karışım Oranları

$I^\pi(\text{Geç.En.}) I^\pi'$	$\Delta(E2/M1)$	
	Deneysel	Teorik
2 (586.3) 2^+	$5.12^{+2.34}_{-2.78}$	6.01 ± 2.34
3 (678.6) 4^+	$-38.81^{+15.6}_{-72.4}$	-
3 (1089.9) 2^+	$31.43^{+18.3}_{-8.5}$	16.12 ± 6.04

^{154}Gd izotopunun indirgenmiş karışım oranlarının da yine hata sınırları içerisinde gayet uyumlu sonuçlar verdiği Tablo 4. 1. de görülmektedir.

Tablo 4. 3. ^{154}Gd İçin Elde Edilen Teorik Ve Deneysel $\Delta(E2/M1)$ İndirgenmiş Karışım Oranları

$I^\pi(\text{Geç.En.}) I^\pi'$	$\Delta(E2/M1)$	
	Deneysel	Teorik
3^+ (1004.8) 2^+	$9.59^{+3.51}_{-4.05}$	14.25 ± 3.68
3^+ (756.9) 4^+	$7.83^{+1.75}_{-2.43}$	7.83 ± 2.02
2^+ (873.2) 2^+	$12.0^{+0.1}_{-1.43}$	11.69 ± 2.68
2^+ (629.4) 2^+	$3.02^{+7.32}_{-1.75}$	6.61 ± 1.7

^{156}Gd izotopunun indirgenmiş geçiş olasılıkları Tablo 4. 4. de verilmiştir. Bu tabloyu da incelediğimizde sonuçların verilen hata sınırları içerisinde uyumlu oldukları görülmektedir.

Tablo 4. 4. ^{156}Gd İçin Elde Edilen Teorik Ve Deneysel $\Delta(E2/M1)$ İndirgenmiş Karışım Oranları

$I^\pi(\text{Geç.En.})I^\pi'$	$\Delta(E2/M1)$	
	Deneysel	Teorik
0 2^+ (1065.5) 2^+	$8.98^{+3.59}_{-10.92}$	16.02 ± 0.81
2^+ (959.9) 2^+	$17.49^{+4.03}_{-7.92}$	10.67 ± 0.55
4^+ (1159.1) 4^+	$17.6^{+0.89}_{-1.04}$	17.64 ± 0.89
2^+ (1067.3) 2^+	$6.49^{+1.46}_{-2.59}$	9.85 ± 0.5
2^+ (262.6) 2^+	$16.64^{+1.26}_{-1.08}$	-
2^- (1222.4) 3^-	$3.74^{+0.23}_{-0.25}$	12.57 ± 0.65
2^+ (111.9) 2^+	$0.29^{+0.19}_{-0.17}$	-
2^+ (1037.9) 2^+	$13.02^{+83}_{-40.81}$	9.81 ± 0.48
2^+ (1334.5) 2^+	7.38 ± 3.88	15.23 ± 0.77

Lipas ve ark. (1983) $^{152-154-156}\text{Gd}$ izotopları için indirgenmiş $\Delta(E2/M1)$ karışım oranlarını hesaplamışlardır. Bu çalışmada verilen teorik değerler ve deneysel veriler Lipas'ın değerleri ile oldukça iyi bir uyum sağlamaktadır. Aynı pariteli seviyeleri birleştiren geçişlerin genelde E2 ve aksi pariteleri birleştiren geçişlerin genelde E1 karakterinde olduğu bu tablolarda rahatlıkla görülmektedir. Bu beta ve gama bandlarını birleştiren geçişleri de kapsar ve böylece beta ve gama bandlarının perturbe temel seviyenin kuadropol uyarılmaları oldukları şeklindeki fikri destekler. Ancak %10 veya biraz daha fazla oranda M1 varlığı, beta ve gama bandlarının temel durum bandının saf kuadropol uyarılmalarından ibaret olmayacağına işaret eder.

Deneysel sonuçların pek çoğu yüksek ayırım gücüne sahip katıhal dedektörleri veya konvansiyonel spektrometrelerle yapılmıştır. Bütün bu imkanlara rağmen mevcut belirsizlik daha güçlü deneysel sistemlerin aranmasını gerektirir. Bunların yanı sıra önemli diğer bir konuda bazı çekirdeklerin beta ve gama bandlarının bozunma yarı ömürlerinin çok kısa oluşudur. Bazen, bunların yarı ömürlerinin birkaç dakika oluşu özel veri toplama ve deneysel standın kurulmasını gerektirir. Ek durumlar Coulomb

uyarımlarını takip eden açısal dağılımlar veya bazı nükleer reaksiyonlarla nötron yakalanmasının ardından gama ışınlarının açısal korelasyonlarının takip edilmesi ile bulunabilir. Bu sırada yapılabilecek en önemli bir düzeltme bozunumun incelenmesi esnasında geçen zaman üzerinde hesaplamalarda integral metodu ile yapılabilecek bir düzeltme olmalıdır. Bazı deneyçiler bunu yapmamakta ve hatanın artışına sebebiyet vermektedirler. Elektronik sistemin ayarı ile buna benzer bir düzeltme yapılabilir.

4. 3. Bazı Gd Çekirdeklerinde Uyarma Enerjileri

Deformasyonun, çekirdeklerin uyarılma enerjileri üzerindeki etkisi büyüktür. Deforme çekirdekler bölgesine girildiğinde, E_2^+ enerjisi hızla azalarak küçük değerlere iner. Eğer E_2^+ enerjisi, $E_{2\gamma}^+$ ve $E_{0\beta}^+$ değerlerinden çok aşağıda ise bu çekirdekler iyi bir rotor olabilir. Deforme çekirdeğe giderken $E_{2\gamma}^+ / E_2^+$ ve $E_{0\beta}^+ / E_2^+$ oranları, bazı yerlerde çok hızlı artar ve aynı noktalarda E_2^+ kararlı olmaya başlar, yada daha yavaş azalır. Bu nokta genellikle, deforme bölgeye giriş sınırı olarak kabul edilir. Burada iyi bir rotor için E_4^+ / E_2^+ oranı 3 civarındadır.

1. Sihirli sayıda nötrona sahip ^{146}Gd çekirdeği, çok yüksek bir E_2^+ ve E_4^+ değerlerine sahiptir. Deforme bölgeye doğru bu değerler hızla azalarak $N=88-90$ sınırında en düşük değere varmakta, bundan sonraki küçük azalmalar dikkate alınmadığı takdirde, kararlı kalmaktadır.

2. Küresel simetrik değerlere sahip $E_{2\gamma}^+$ gama ve $E_{0\beta}^+$ beta band başı enerjileri ve $E_{2\beta}^+$ enerjileri, $N=88-90$ sınırında hızla düşerek en küçük değerlerini almakta ve giriş bölgesinde bir miktar yükselmektedir.

3. E_4^+ / E_2^+ değeri, sihirli ^{146}Gd çekirdeği ve komşu çekirdekler için küçük değerlere sahipken, geçiş sınırları da hızla artarak 3 civarında bir değere ulaşmaktadır.

Deforme giriş bölgesindeki Gadolinyum çekirdekleri için bu değer 3.33 değerine ulaşmaktadır ki, bu değer ideal rotor değeri olarak kabul edilir.

Küresel yapıdan deforme yapıya geçerken $E_{2\gamma}^+ / E_2^+$ ve $E_{0\beta}^+ / E_2^+$ değerleri de, N=88-90 sınırında hızla artmakta ve N=94 çekirdeği için en büyük değerini alırken, aynı noktalarda E_2^+ kararlı olmaya başlamakta ve bu noktadan sonra daha yavaş azalmaktadır. Bu nokta genellikle deforme geçiş bölgesi sınırı olarak kabul edilir. Gadolinyum izotopları için bu sınır N=88-90 arasındadır. Bu sınır altında yer alan Gadolinyum izotopları için E_4^+ / E_2^+ değeri daima 3 ten küçüktür. Bu nedenle çift-çift Gadolinyum izotopları için N=88-90 sınırının altında rotor görülmez. Bunun neticesi olarak bu çekirdekler gama kararsızlığına yakındırlar. İdeal bir gama kararsızlığı için $E_4^+ / E_2^+ = 2.5$ civarında kabul edilir.

Geçiş bölgesinde, deformasyon enerjisi ve Prolate-Oblate enerji farkı değerleri de N=86 çekirdeği için küçük bir değere sahipken, deforme bölgede hızla artar ve ^{160}Gd çekirdeği için en yüksek değerine ulaşır.

KAYNAKLAR

AKKAYA, R. , ÇİFTÇİ , M. , ULUER, İ. , KÜÇÜKBURSA, A. , MARAŞ , İ. And ORAK , S. , (1992), " Multipole Admixtures of Electromagnetic Transitions in the Decay of ^{154}Eu " , I 1 Nuovo Cimento, 105 A, 3, 435 – 437.

ARIMA , A. , and IACHELLO, F. , (1975) , " Collective Nuclear States as Representations of a SU (6) Group" , Phys. Rev. Lett. 35 , 16 , 1069 – 1072.

ARIMA , A. , and IACHELLO, F. , (1976) , " Interacting Boson Model of Collective States (The Vibrational Limit)" , Ann. Phys. 99 , 253 – 317.

ARIMA , A. , and IACHELLO, F. , (1977) , " Interacting Boson Model " , Advances in Nuclear Physics, Edited by NEGELE , J. W. , VOGT , E. , Plenum Press, Vol. 13, Chapter 2 , 139 – 200.

ARIMA , A. , and IACHELLO, F. , (1978) , "Interacting Boson Model of Collective Nuclear States (The Rotational Limit)" , Ann. Phys. 111 , 201 – 238.

ARIMA , A. , and IACHELLO, F. , (1979) , "Interacting Boson Model of Collective Nuclear States (The 0 (6) Limit)" , Ann. Phys. 123 , 468 – 492.

ATAM , P. A. , (1970) , Fundamentals of Nuclear Physics , C , Copyright 1966 by Allyn an Bacon Inc. 470, Atlantic Avençe Boston , 1 – 470 .

BACKLIN , A. , HEDIN , G. , FOGELBERG , B. , SARACENO , M. , GREENWOOD, R. C. , REICH, C. W. KOCH, H. R. , BAADER, H. A. , BREITIG, H. D. , SCHULT, O. W. B. , SCHRECKENBACH, K. , VON, EGIDY, T. , MAMPE, W. , (1982), "Levels in ^{156}Gd Studied in the (n,o)reaction", Nucl. Phys. A380, 189-260.

BLANCHARD, W. J. And ZGANJAR , E.F. , (1972) , " The 123 keV K, L and M Shell Particle Parameters in ^{154}Gd " , Nucl. Phys. A185 , 196 – 208.

CASTANOS , O. , FEDERMAN , P. , FRANK , A. And PITTEL. S. , (1982), " Study of the Effective Hamiltonian Interacting Boson Approximation", Nucl. Phys. A379, 61 – 76.

CHUU , D.S. , HAN , C.S. , HSIEH, S.T. , KING YEN , M.M. , (1984), " Structures of N=88 and N=90 Isotones in the Interacting Boson Approximation" , Phys. Rev. C30, 4, 1300 – 1309.

COLLINS, W.E., HAMILTON, J.H., LANGE, J., PINAJIAN, J.J. , (1977), "Properties of the Second $K^\pi = 0^+$ Band in ^{156}Gd ", Phys. Rev. C16, 5, 2019 – 2026.

COOK, C.S. , Structure of Atomic Nuclei, D. Van Nostrand Company, INC. , Princeton, 94 – 137.

EJIRI, H. And DE VOIGT, M.J.A. , (1989), Gamma – Ray and Electron Spectroscopy in Nuclear Physics , Clarendon Press, Oxford, 1 – 112.

EL – DIN, M.S.M., MARUHN, J.A. and GRAINER , W., (1986), "The Energy Levels and Electromagnetic Properties of some Gd – Isotopes in an Extended Rotation – Vibration Model" , Z. Phys. A325 , 415 – 420.

ELLIOT, J.P., (1985), "The Interacting Boson Model of Nuclear Structure", Rep. Prog. Phys. 48, 171 – 221.

FUJIOKA, M., (1970) , " Excited States of ^{156}Gd Studied by the Conversion Electron Spectra of $5.4\text{ d }^{156}\text{Tb}$ ", Nucl. Phys. A153 , 337 – 382.

FRIEDRICH, H., HAGER, D., Von BRENTANO, P., HEIL, R. D., HERZBERG, R. D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., MÜLLER, G., PITZ, H. H., SCHLITT, B., SCHUMACHER, M., WESSELBORG, C., ZILGES, A., (1994), "Low-Lying E1 and M1 Strengths in the Deformed Nucleus ^{160}Gd ."

GIRI, C., HAMILTON, W. D., and KALFAS, C. A., (1983), Multipole Mixing Ratios of Transitions in ^{154}Gd ", J. Phys. G: Nucl. Phys. 9, 797-821.

GÖTZ, U., PAULI, H. C., ALDER, K. and JUNKER, K., (1972), "Ground States Deformation in the Rare-Earth Nuclei", Nucl Phys. A192, 1-38.

GRAINER, W., (1966), "Magnetic Properties of Even Nuclei", Nucl. Phys. 80, 417-433.

GUPTA, K. K., BHARDWAJ, S. K., and GUPTA, G. K., (1980), "B(E2) Values of Gamma- Ray Cascades and Empirical Relation", J. Phys. Soc. Japan, 49, 1, 4-7.

GUPTA, J. B., KUMAR, K., HAMILTON, J. H., (1977), "Pairing-Plus-Quadropol Model Calculations for $^{154,156}\text{Gd}$ ", Phys. Rev. C16, 1, 427-437.

Ya GRAMOV, K., USMANOV, P. N., KHOLMATOV, A., BUTABAEV, S., NIYAZOV, R. A., (1993), "Nonadiabaticities of Monopole and Quadrupole Transitions in ^{156}Gd ", American Institute of Physics, 56, 1635-1641.

HAENNI, D. R., and SUGIHARA, T. T., (1977), "Vibrational Levels in the 86 Neutron Nucleus ^{150}Gd ", Phys. Rev. C16, 1129-1145.

HAMILTON, W. D., FOX, R. A., WARNER D. D., FINGER, M., KRACIKOVA, T. I., PAVLOV, V. N., and SCHUS, A. F., (1978), "Nuclear Orientations Studies of the N=86 Nucleus ^{150}Gd ", J. Phys. G: Nucl. Phys. 4, 12, 1871-1885.

HARMHATZ, B., (1979), Nuclear Data Sheets 26, 281-384.

IACHELLO, F., (1979), Group Theory and Nuclear Spectroscopy, Lecture Notes in Physics, Nuclear Spectroscopy, Michigan, Chapter 5, 140-179.

IACHELLO, F., TALMI, I., (1987), "Shell Model Foundations of the Interacting Boson Model", Rev. of Modern Phys. 59, 2, 339-361.

KONIJN, J., DE BOER, F. W. N., VAN POELGFEST, L. A., HESSELINK, W. H. A., DE VOIGT, M. J. A., and VERHEUL, H., (1981), "The Levels Structure of ^{156}Gd Studied by Means of the $(\alpha, 2n\gamma)$ Reactions", Nucl. Phys. A352, 191-220.

KRANE, K. S., (1975), "E2, M1 Multipole Mixing Ratios in Even-Even Nuclei", Atomic Data and Nucl. Data Tables 16, 383-408.

KUMAR, K. and GUPTA, J. B., (1978), "Dynamic Deformations Theory of the B(E2) Values and the Quadrupole Shape Characteristics of Even Gadolinium Nuclei", Nucl. Phys. A304, 295-306.

KUMAR, K. and GUPTA, J. B., (1984), "Nuclear Structure of the N=88 Transitional Nucleus in the Pairing-Plus-Quadrupole Model", J. Phys. G:Nucl. Phys. 10, 525-537.

LANGE, J., (1971), "in Proceedings of the International Conference on Angular Correlations in Nuclear Disintegration", Ed. by Van KRUGTEN, H. And Van HOOIJEN, B., Rotterdam Univ. Press, Groningen, 242-245.

LEDERER, C. M., and SHIRLEY V. S., (1978), Table of Isotopes, Wiley Press, New York, 828-975.

LIPAS, P. O., KUMPULAINEN, J., HAMMAREN, E., HONKORANTA, T., FINGER, M., KRACIKOVA, T. I., PROCHAZKA, I., and FERENCZI, J., (1983), "Study of Even Gd Nuclei by Decay of Oriented Tb, With Analysis by Simple Boson Model", Physica Scripta 27, 8-22.

LIPAS, P. O., HAMMAREN, E., and TOIVONEN, P., (1984) "IBA-I Calculations of E2/M1 Mixing Ratios in ^{154}Gd ", Phys. Lett. 139B, 1, 2, 10-14.

LIPAS, P. O., TOIVONEN, P. and HAMMAREN, E., (1987), "IBA-I Calculations of E2/M1 Mixing Ratios", Nucl. Phys. A469, 348-368.

MATEOISAN, E. D., (1986), Nuclear Data Sheets, 48, 345-464

MEYER, R. A., (1968), "Transitional Nuclei I. Decay of ^{154}Eu to Levels of ^{154}Sm and ^{154}Gd ", Phys. Rev. 170, 4, 1089-1107.

OBER, D. R., WEEBER, W., and PLACE, R. L., (1973), "Multipole Mixing Ratios for Selected Transitions in ^{154}Gd ", Phys. Rev. C7, 2, 738-741.

PAUL, E. B., (1969), Nuclear and Particle Physics, Nort-Holland Publishing Company, Amsterdam, 289-313.

RAGNARSSON, I., SOBICZEWSKI, A. SHELINE, R. K., LARSSON, S. E., NERLO-POMORSKA, B., (1974), "Comparison of Potential Energy Surfaces and Moments of Inertia with Experimental Spectroscopic Trends for Non-Spherical $Z=50-82$ Nuclei", Nucl. Phys. A233, 329-356.

RAMAN, S., MALARKEY, C. H., MILNER, W. T., NESTOR, C. W., and STELSON, P. H., (1987), "Transition Probability, $B(E2)$, from the Ground to the First-Excited 2^+ State of Even-Even Nuclides", Atomic Data and Nuclear Data Tables, 36, 1-96.

RIEDINGER, L. L., JOHNSON, N. R., and HAMILTON, J. H., (1969), " β^- and γ -Vibrational Bands of ^{152}Sm and ^{154}Gd ", Phys. Rev., 179, 4, 1214, 1229.

RUD, N., NIELSEN, H. L., WILSKY, K., (1971), "Experimental Investigation of the Perturbed β^- Vibrational Bands in ^{152}Sm , ^{154}Gd and ^{156}Gd ", Nucl. Phys. A167, 401-420.

RZACA-URBAN, T., UTZELMANN, S., STRAHLE, K., LIEDER, R. M., GAST, W., GEORGIEV, A., KUTCHIN, D., MARTI, G., SPOHR, K., Von BRENTANO, P., EBERTH, J., DEWALD, A., THEUERKAUF, J., WIEDENHOFER, I., ZELL, K. O., MAIER, K. H., GRAWE, H., HEESE, J., KLUGE, H., URBAN, W., WYSS, R., (1994), "Study of the High Spin Structure of ^{144}Gd ", Nucl. Phys. A579, 319-331.

SAKAI, M., (1984), Atomic Data and Nuclear Data Tables 31, 399-432.

SCHOLTEN, O., IACHELLO, F., and ARIMA, A., (1978), "Interacting Boson Model of Collective Nuclear States (The Transition from $SU(5)$ to $SU(3)$)", Ann. Phys. 115, 325-360.

SOLOVIEV, V. G., SUSHKOV, A. V., Yu SHIRIKOVA, N., (1994), "Descriptions of Low-Lying Vibrational States and Gamma-Ray Transitions Between Excited States in ^{156}Gd and ^{158}Gd ", Nucl Phys. A568, 244-264.

TAGZIRIA, H., ELAHRASH, M., HAMILTON, W. D., FINGER, M., JOHN, J., MALINSKY, P., and PAVLOV, V. N., (1990), "The Role of the C_L Parameters in IBM-2 as Exemplified by the Nuclear Structure of ^{152}Gd ", J. Phys. G: Nucl. Part. 16, 1323-1338.

ULUER, I., (1975), "Multipole Mixing Ratios of Transitions in ^{154}Gd ", Turkish Atomic Energy Commission, Technical Journal 2, 3, 105-118.

ULUER, I., KALFAS, C. A., HAMILTON, W. D., FOX, R. A., WARNER, D. D., FINGER, M., and CHUNG, D. K., (1975), "Multipole Mixing Ratios of Transitions in ^{156}Gd ", J. Phys., G: Nucl. Phys. 1, 4, 476-486.

WEIL, D., WIROWSKI, R., OTT, E., DEWALD, A., Von BRENTANO, P., WOLTERS, H., LIEDER, R. M., (1994), "Spins and Parities of High-Spin States in ^{146}Gd and new $\gamma\gamma$ -Coincidence Technique for γ -Linear-Polarization Measurements", Nucl. Phys. A567, 431-444.

VAN ISACKER, P., LIPAS, P. O., HELIMAKI, K., KOIVISTOINEN, I., and WARNER, D. D., (1988), "IBM-2 Description of M1 Properties in Deformed Nuclei", Nucl. Phys. A480, 301-315.

VARNELL, L., BOWMAN, J. D., and TRISCHUK, J., (1969), "Beta and Gamma Vibrational Bands in ^{152}Sm and ^{154}Gd ", Nucl. Phys. A127, 270-288.

VARSHNEY, A. K., TYAGI, R. K., PRASAD, R., and GUPTA, D. K., (1988), B(E2) Values for Transitions from High-Spin States in Deformed Even-Even Nuclei", Il Nuovo Cimento, 99 A, 1, 1-8.

WEST, R. L., FUNK, E. G., and MIHELISH, J. W., (1978), "Levels in Populated by the $(\alpha, 2n\gamma)$ Reaction and the Decay of the Isomers of ^{154}Tb ", Phys. Rev. C18, 2, 679-692.

WHITLOCK, L. C., HAMILTON, J. H., and RAMAYYA, A. V., (1971), "Multipole Admixtures of Transitions from Beta, Gamma, and Octupole Vibrational States in ^{154}Gd ", Phys. Rev. C3, 1, 313-325.

YAMADA, S., SELVI, S. and IIMURA, H., (1985), "Multipole Mixing Ratios of Transitions in ^{152}Sm and ^{152}Gd Following the ^{152}Eu Decay", Annu. Rep. Res. Reactor Inst. Kyoto Univ. 18, 149-153.

ZOLNOWSKI, D. R., FUNK, E. G., and MIHELICH, J. W., (1971), "Levels Structure in ^{152}Gd Studied in the Decay of ^{152}Tb ", Nucl. Phys. A177, 513-558.

ZOLNOWSKI, D. R., HUGHES, M. B., HUNT, J., and SUGIHARA, T. T., (1980), "Systematics of Quasi-Rotational States in N=88 Nuclei", Phys. Rev. C26, 6, 2556-2574.