

T.C.
YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**GENELLEŞTİRİLMİŞ MODEL YARDIMIYLA ÇİFT – ÇİFT
ÇEKİRDEKLERİN UYARILMIŞ DURUMLARININ İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HAZIRLAYAN: Reşat SÖNMEZ

DANIŞMAN: Yrd. Doç. Dr. Rafet YILMAZ

VAN – 2010

T.C.
YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**GENELLEŞTİRİLMİŞ MODEL YARDIMIYLA ÇİFT – ÇİFT
ÇEKİRDEKLERİN UYARILMIŞ DURUMLARININ İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HAZIRLAYAN: Reşat SÖNMEZ

VAN – 2010

KABUL ve ONAY SAYFASI

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜ'NE

Yrd. Doç. Dr. Rafet YILMAZ danışmanlığında, Reşat SÖNMEZ tarafından hazırlanan “Genelleştirilmiş Model Yardımıyla Çift – Çift Çekirdeklerin Uyarılmış Durumların İncelenmesi” isimli bu çalışma 21.03/2010 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı’nda Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan

: Doç. Dr. Aycan Güler

İmza:



Üye

: Yrd. Doç. Dr. Ali AKASOĞLU

İmza:



Üye

: Yrd. Doç. Dr. Rafet YILMAZ

İmza:



Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu’nun/...../20.... Gün ve/..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

Enstitü Müdürü

ÖZET

GENELLEŞTİRİLMİŞ MODEL YARDIMIYLA ÇİFT-ÇİFT ÇEKİRDEKLERİN UYARILMIŞ DURUMLARININ İNCELENMESİ

SÖNMEZ, Reşat
Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı
Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Rafet YILMAZ
Mayıs 2010, 49 Sayfa

Günümüzde çekirdeğin yapısını, deforme olmasını ve eylemsizlik momentini belirleyen parametrelerin sayısal olarak hesaplanmasına olanak sağlayan çekirdeğin mikroskobik teorisi pek gelişmemiştir. Çekirdeklerin çeşitli özelliklerini ortaya çıkaran herhangi bir modelin kullanılmasına duyulan en önemli gereksinim, bu model içerisinde çok sayıda deneysel sonucun değerlendirilmesidir. Bu sebeple, model secimi deneysel verilerin miktarına bağlı olduğundan, çekirdek teorisinin fenomenolojik özellik taşıdığını söyleyebiliriz. Fenomenolojik teoriler bazı özelliklerini açıklamada sınırlı olmasına rağmen, gerçek çekirdek teorisinin oluşmasında önemli yeri olup, çekirdeklerin çeşitli özellikleri arasında bağlantı kurmaya ve onları izah etmeye yardımcı olurlar. Bunun sonucu olarak fenomenolojik teorilerin ilk deneysel araştırmalar için yararlı olduğu söylenebilir.

Bu çalışmada çift-çift çekirdeklerin kolektif durumlarının hesaplanmasına imkan veren bir model geliştirilmiştir. Bu modelde elde edilen formüller, aynı zamanda uyarılmış durumlarının kuant karakteristiklerini ve bu durumlar arasındaki geçiş ihtimalliklerini ifade ettiği görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Çift-çift çekirdek, Deforme çekirdek, İhtimallik.

ABSTRACT

THE INVESTIGATION OF THE EXCITED STATES OF EVEN-EVEN NUCLEI WITH THE HELP OF GENERALIZED MODEL

SÖNMEZ, Reşat

Msc, Physics

Supervisor: Asist. Prof. Dr. Rafet YILMAZ

May 2010, 49 Pages

Microscopic theory of the nuclei, which enables numerical calculation of the parameters, defining the structure of nucleon, deformed state of nucleon and inertia of nuclei, has not been improved yet so far. The most important model's necessity exploring various properties of nuclei is that it contains many experimental data. Owing to the choice of the model is dependent on quantity of experimental data, it can be said that the theory of nuclei has phenomenological properties. Although phenomenological theories are very restrict to explain some nuclei properties they which have important play in constriction of nuclei theory and help to relate between various properties of nuclei. Consequently can be said that phenomenological theories are useful for explanations of the first experimental investigations.

In this study a model providing possibility for calculation of even – even nuclei collective state has been developed. Obtained formulac in this model explain quant characterises of excited states and transition possibilities between them.

Key Words: Even – even nuclei, Deformed nuclei, Possibility.

ÖNSÖZ

Çekirdek kuvvetleri belirsizliklerini koruduklarından bilim insanları deney sonuçlarını açıklayabilmek için süre gelen zamanda çeşitli çekirdek modelleri ileri sürülmüşlerdir. Çekirdeklere ait çeşitli özelliklerin ve deney sonuçlarının tümünü açıklayabilmek üzere birbirinden farklı birçok modele başvurulmaktadır. En çok kullanılan modeller Bohr tarafından ileri sürülen sıvı damlası modeli ile Mayer-Jensen tarafından geliştirilen tabakalı çekirdek modelidir. Biz bu çalışmada, sıvı damlası modeli ve tabakalı çekirdek modelin bir birleşimi olan Genelleştirilmiş Modeli kullanacağız.

Genelleştirilmiş Model 1950’li yıllarda Aage Bohr ve Ben Mettelson tarafından geliştirilmiştir. Bu modele göre çift-çift çekirdeklerin uyarılma durumları ve spektrumları, dönme-titreşim durumları gibi özelliklerinin nasıl değiştiği incelendi.

Bu çalışmanın, bundan sonra yapılacak bu tür çalışmalara katkı sunacağını umuyorum. Bu çalışmayı bana öneren değerli hocam Sayın Prof. Dr. Ramiz RASİMGİL’e, danışmanım Yrd. Doç. Dr. Rafet YILMAZ’a ve değerli Fen Bilimleri Enstitüsü personeline teşekkür ederim.

Reşat SÖNMEZ

Mayıs 2010 Van.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	i
ABSTRACT	iii
ÖNSÖZ	v
İÇİNDEKİLER	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
SİMGELER DİZİNİ	xiii
1. GİRİŞ	1
2. LİTERATÜR BİLDİRİŞLERİ	2
3. MATERYAL VE YÖNTEM	4
3.1. Çift-çift Çekirdekler ve Genelleştirilmiş Model	4
3.2. Genelleştirilmiş Modelde Uyarılma Durumları	10
4. BULGULAR	19
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	46
KAYNAKLAR	47
ÖZGEÇMİŞ	49

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 3.1.1. Birinci Uyarılmış Enerji Seviyeleri	5
Şekil 3.1.2. Tabaka Modeline Göre Nükleon Enerji Düzeylerinin Sıralanışı	7
Şekil 3.1.3.a. Küresel Simetriden Ayrılıp Elipsoit Biçimini Almış Çekirdeğin Potansiyel Enerjileri	9
Şekil 3.1.3.b. Küresel Simetriden Ayrılıp Elipsoit Biçimini Almış Çekirdeğin Potansiyel Enerjileri	9
Şekil 3.1.4. Tek Bir Parçacık İçin Enerji Seviyeleri	10
Şekil 3.2.1. $A \approx 150-190$ ve $A > 220$ Aralığındaki Çekirdekleri Deforme Olması	11
Şekil 3.2.2. $^{180}_{72}\text{Hf}$ Çekirdeğin Dönme Spektrumu	13
Şekil 3.2.3. ^{177}Hf Çekirdeğinin Enerji Düzeyleri	14

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 4.1. $^{152}_{62}\text{Sm}_{90}$ 'nın deneysel enerji düzeyleri.	28
Çizelge 4.2. $^{152}_{62}\text{Sm}_{90}$ 'nın çeşitli bandlar arasındaki geçişlerin deneysel hesaplamaları.	29
Çizelge 4.3. $^{152}_{62}\text{Sm}_{90}$ 'nın çeşitli bandlar arasındaki geçişlerin teorik hesaplamaları.	30
Çizelge 4.4. $^{154}_{64}\text{Gd}_{90}$ 'nın deneysel enerji düzeyleri	31
Çizelge 4.5. $^{154}_{64}\text{Gd}_{90}$ 'nın çeşitli bandlar arasındaki geçişlerinin deneysel hesaplamaları.	32
Çizelge 4.6. $^{154}_{64}\text{Gd}_{90}$ 'nın çeşitli bandlar arasındaki geçişlerinin teorik hesaplamaları.	33
Çizelge 4.7. $^{156}_{66}\text{Dy}_{90}$ 'nın deneysel enerji düzeyleri	34
Çizelge 4.8. $^{156}_{66}\text{Dy}_{90}$ 'nın çeşitli bandlar arasındaki geçişlerinin deneysel hesaplamaları.	35
Çizelge 4.9. $^{156}_{66}\text{Dy}_{90}$ 'nın çeşitli bandlar arasındaki geçişlerinin teorik hesaplamaları.	36
Çizelge 4.10. $^{158}_{66}\text{Dy}_{92}$ 'nın deneysel enerji düzeyleri.	37
Çizelge 4.11. $^{158}_{66}\text{Dy}_{92}$ 'nın çeşitli bandlar arasındaki geçişlerinin deneysel hesaplamaları.	38
Çizelge 4.12. $^{158}_{66}\text{Dy}_{92}$ 'nın çeşitli bandlar arasındaki geçişlerinin teorik hesaplamaları.	39
Çizelge 4.13. $^{160}_{68}\text{Er}_{92}$ 'nın deneysel enerji düzeyleri.	40
Çizelge 4.14. $^{160}_{68}\text{Er}_{92}$ 'nın çeşitli bandlar arasındaki geçişlerinin deneysel hesaplamaları.	41
Çizelge 4.15. $^{160}_{68}\text{Er}_{92}$ 'nın çeşitli bandlar arasındaki geçişlerinin teorik hesaplamaları.	42
Çizelge 4.16. $^{162}_{66}\text{Dy}_{96}$ 'nın deneysel enerji düzeyleri.	43
Çizelge 4.17. $^{162}_{66}\text{Dy}_{96}$ 'nın çeşitli bandlar arasındaki geçişlerinin deneysel hesaplamaları.	44
Çizelge 4.18. $^{162}_{66}\text{Dy}_{96}$ 'nın çeşitli bandlar arasındaki geçişlerinin teorik hesaplamaları.	45

SİMGELER DİZİNİ

- γ Çekirdeğin enine titreşimlerini karakterize eden parametre.
- γ_0 Çekirdeğin temel durumdaki enine titreşimlerini karakterize eden parametre.
- γ_1 Çekirdeğin uyarılmış durumdaki enine titreşimlerini karakterize eden parametre.
- γ_{eff} Çekirdeğin enine titreşimlerinin etkinliğini karakterize eden parametre.
- β Çekirdeğin boyuna titreşimlerini karakterize eden parametre.
- β_0 Çekirdeğin temel durumdaki boyuna titreşimlerini karakterize eden parametre.
- β_1 Çekirdeğin uyarılmış durumdaki boyuna titreşimlerini karakterize eden parametre.
- ν β titreşimlerin kuant sayısı.
- ν_0 Temel durumdaki β titreşimlerin kuant sayısı.
- μ Deformasyon parametresi.
- μ_1 Çekirdeğin genel deformasyon parametresi.
- Q_0 Çekirdeğin temel durumdaki dahili kuadropol momenti.
- q_{2m} Çekirdeğin kuadropol momentinin genel operatörü.
- Λ Çekirdeğin enerjisini I ve τ kuant sayıları ile karakterize eden denklemleri ayırma sabiti.
- Γ Boyuna titreşim boyuna parametresi.
- L Dış titreşimlerin enerjisini belirleyen kuant sayısı.
- P_λ Legendre polinomu.
- I Çekirdeğin toplam açısal momentumu.
- λ γ titreşimin kuant sayısı.
- J Çekirdeğin dahili hareketinin toplam açısal momentumu.
- H Hamilton fonksiyonu.
- Ω J 'nin simetri eksenine üzerindeki iz düşümü.
- π Seviyenin paritesi.
- η, ξ, ζ Çekirdeğin dahili koordinat sistemini karakterize eden değişkenler.
- $D_{m,k}(\theta_i)$ Wigner fonksiyonu.
- $\Gamma(\nu)$ Gamma fonksiyonu.
- $B(E2)$ $E2$ geçiş ihtimali
- $R_{\nu_n\lambda}(I\tau)$ Üst enerji seviyelerinin 1. uyarılmış seviyeye oranı.
- ε Elipsoit biçimini almış çekirdeklerin şekil değiştirme parametresi

1. GİRİŞ

Çekirdeğin sıvı damlası ve tabaka modelleri birbirinden çok farklı yollarla, bilinen çekirdek davranışlarını açıklayabilmektedir. Aage Bohr (Niels Bohr'un oğlu) ve Ben Mottelson'un Genelleştirilmiş Modeli, her iki modelin öğelerini, sonuçlarını başarılı çıkan uyumlu bir biçimde birleştirmektedir. Genelleştirilmiş Model, çift-çift olmayan bütün çekirdeklerin küresel olamayan şekilleri ve dönen bir çekirdeğin merkezkaç kuvveten doğan şekil bozukluğu gibi unsurları hesaba katar. Ayrıntılı kuram, çekirdeklerin gama ışını tayfları ve diğer yöntemlerle bulunan uyarılmış enerji düzeyleri ve aralarındaki uzaklıkları açıklayabilmektedir (Arya, 1999).

Tabaka Modelinin $N=126$ nın bir nötron sihirli sayısı olduğu yolundaki öngörünün deneyle uyum içinde olduğunu biliyoruz. Fakat $Z > 109$ olan çekirdekler bilinmediğinden $Z = 126$ nın bir proton sihirli sayısı olup olmadığını bilmiyoruz ya da bu doğrulanmamaktadır. Hatta $Z = 82$ den sonraki proton sihirli sayısının, çekirdekteki protonların Coulomb potansiyel enerjilerinden dolayı, $Z = 126$ dan küçük olması olasılığı vardır. Büyük Z için bu enerji, çekirdek potansiyel enerjisine göre önem taşır. Acaba bu potansiyel değişimi sihirli sayıları ya da proton ve nötron sayılarını nasıl etkilemektedir?

Genelleştirilmiş Model bu sonucu biraz daha değiştirerek $Z = 110$ un $Z = 82$ den sonraki proton sihirli sayısı için daha iyi bir örnek olduğunu ileri sürer. Dolayısıyla $Z = 110$ ve $N = 184$ olan bir çift-çift nüklit diğer ağır nüklitlerden daha kararlı olmalıdır. Böyle nüklit ya da nüklitler doğada veya laboratuarda henüz bulunmamıştır. Fakat kütle numarası $A = 294$ civarında bir kararlılık adasının varlığı için öne sürülen düşünce o kadar dikkat çekicidir ki, bu konuda arama sürmektedir. Genelleştirilmiş modelin Schrödinger denkleminin çözümünün (Kumar ve Borranger, 1967) bazı varsayımlarından faydalanılarak çift-çift çekirdeklerin uyarılmış durumdaki enerji düzeyleri ve bu enerji düzeyleri arasındaki geçiş ihtimallikleri hesaplanması ve deneysel verilerle karşılaştırılması üzerinde durduk bu çalışmamızda.

2. LİTERATÜR BİLDİRİŞLERİ

Çekirdekleri oluşturan parçacıkların arasındaki etkileşme kuvvetleri belirsizliğini koruduğundan, bilim insanları süregelen zamanda çeşitli yaklaşım modelleri önermişlerdir.

Kolektif model temel alınarak, güçlü etkileşimde bulunan partiküllerin toplamı olarak bağımsız partiküller modeli, yani; çekirdeğin ortalama alanında nükleonların serbest dolaştığı ileri sürüldü (Bohr, 1952).

Yapılan çalışmada çekirdeğin uyarılmış durumlarının tek partiküllü ve kolektif durumlarından oluştukları izah edilmiştir (Bohr ve Mottelson, 1953).

Önerilmiş olan kabuk (shell) modelinde kabuklar giderek artan enerjili nükleonlarla Paulli Dışarlama ilkesine uyacak şekilde doldurulurlar (Mayer ve Jensen, 1955).

Kolektif modeldeki potansiyel fonksiyonunu küremsi bir kuyu potansiyeli şeklinde tanımlayıp bir tek tanecik için seviyelerin enerjisini şekil değiştirmenin fonksiyonu olarak incelemiştir (Nilsson, 1955).

Uyarılmış durumlar, $\gamma \rightarrow \gamma_{\text{eff}}$ ve $\beta \rightarrow \beta_{\text{eff}}$ değişimleri yapılarak dönel operatör yardımıyla karakterize edilirler (Davidov ve Filippov, 1958).

Çift-çift çekirdeklerin dönel ve titreşim durumları arasındaki ilişki pertürbasyon yöntemi ele alınarak incelenmiş ve bu çekirdeklerin uyarılmış durumdaki karakteristikleri hesaplanmıştır (Faesler ve Ark. 1964).

Genelleştirilmiş modelin tüm çözümleri yapılarak çekirdeklerin uyarılma durum enerji seviyeleri formüle edilmiştir (Davidov, 1967).

Genelleştirilmiş modeldeki schrödinger denkleminin sayısal çözümünü yaparak farklı spinlere göre çözümler elde edilmiştir (Kumar ve Borranger, 1967).

Genelleştirilmiş modelin genel denkleminin çözümü, çift-çift çekirdeklerin titreşimleri küçük varsayılarak çözülmüştür (Robotnov ve Seregein, 1969).

Genelleştirilmiş modelin schrödinger denklemindeki eylemsizlik momentine ait kısmın değeri ortalama değerle değiştirilerek küçük titreşimleri için iyi bir uyum sağlanmıştır (Suares ve Ark., 1969).

Davidov'un dönel elipsoit çekirdekler için geliřtirdiđim metodu $\gamma_{eff} \neq 0$ hali için kuadropol momentinin hesaplama yöntemini teklif etmişlerdir (Karayev ve şaripov, 1972).

Bütün çekirdeklerin özetini tek ciltlik bir kitap halinde yayınlanmıştır (Lederer ve Shirley, 1972).

Çift-çift çekirdeklerin kolektif yapıları, deformasyonu, dönel ve titreşim durumları arasındaki geçişler incelenmiştir (Kenneth, 1987).

Çift-çift çekirdeklerin enerji düzeyleri ve bu enerji düzeyleri arasındaki geçiş ihtimalleri deneysel sonuçlarını bir araya getirilip kitap halinde yayınlanmıştır (Begcanov ve Ark., 1989).

Uranyum ötesi bazı komşu çift-çift çekirdeklerin dönme spektrumları analizi yapılmıştır (Rasimgil ve Ark.,2006).

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Çift-çift Çekirdekler ve Genelleştirilmiş Model

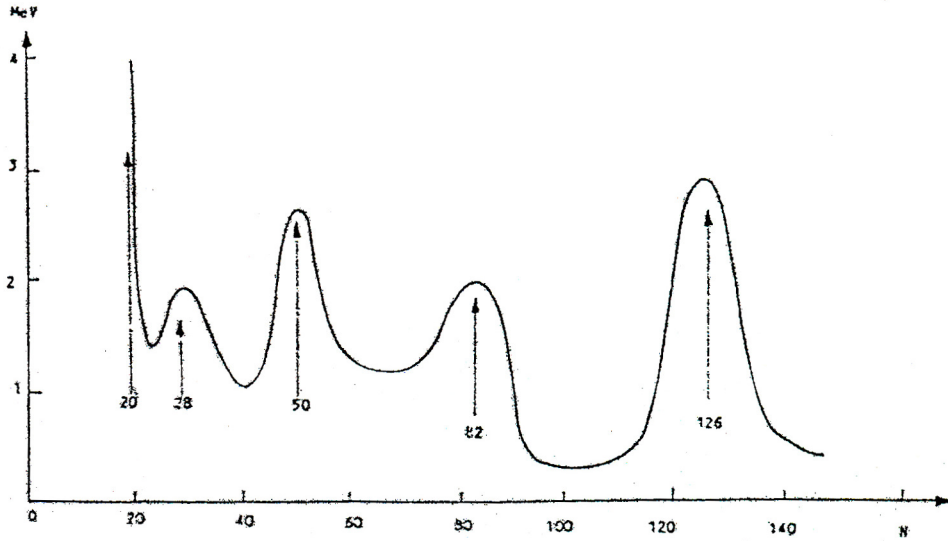
Çekirdeksel kuvvetler belirsizliğini koruduğunda, çekirdeklerin yapısı hakkında geliştirilen modeller genellikle fenomenolojiktir yani yarı deneyseldir. En çok kullanılan modeller Bohr tarafından ileri sürülen sıvı damlası modeli ve Mayer–Jensen tarafından geliştirilen tabakalı çekirdek modelidir. Sıvı damlası modelinin temel kabulü, bir çekirdekteki her nükleonun, bir sıvının molekülleri gibi, sadece en yakın komşularıyla etkileşmeleridir. Bununla beraber her nükleonun, tüm diğer nükleonlar tarafından oluşturulan bir ortalama kuvvet alanıyla etkileştiği hipotezi de kuvvetle desteklenmektedir. Aynı zamanda bu model, çekirdeklerin kararlılığı ve fisyon olayının mekanizması gibi konuları da açıklamıştır. Bu model yardımı ile çekirdeklerin kütlelerini iyi veren $M = f(Z, A)$ yarı ampirik kütle formülünü elde etmek mümkündür(Weizoecker, 1939). Fakat, Z proton sayısı veya N nötron sayısı, sihirli sayılar adı verilen 2; 8; 20; 28; 50; 82; 126 ve 184 gibi değerlere eşit olan bazı çekirdeklerin komşu çekirdeklere kıyasla gösterdikleri çok daha kararlı durumları sıvı damlası modeli ile açıklamak mümkün değildir. Bu eksikliği gidermek için tabakalı çekirdek modeli 1948’de Mayer ile Jensen tarafından geliştirildi. Bu modelin geliştirilmesi çalışmaları halen de devam etmektedir. Ancak, Z veya N değerleri sihirli sayılar arasında bulunan bazı çekirdeklerin kuadropol momentlerinin yüksek değerler göstermesi tabakalı çekirdek modeli ile açıklanamamış ve 1953’de A. Bohr ve Mottelson tarafından Genelleştirilmiş Model geliştirilmiştir. Genelleştirilmiş Modele göre, tabakalı modelin kapalı tabakaları üstünde bulunan nükleonların daha çok yüzeyde kalan kolektif hareketleri çekirdekte küresel simetriden ayrılan şekil değişikliklerine ve dolayısı ile elektriksel kuadropol momentlerinin yükselmesine sebep olmaktadır. Günümüzde de bu modelin geliştirilmesi üzerine çalışmalar devam etmektedir.

Çekirdeklerin çeşitli özelliklerine ait deney sonuçları Z proton sayısının veya N nötron sayısının fonksiyonu olarak gösterildiğinde, Z ve N ’nin belirli değerler için, özelliklerde (atomlar için Mendelief cetvelinde olduğu gibi) periyodik bir değişim ortaya çıkıyor. Z ve N ’nin bu

2; 8; 20; 28; 50; 82; 126 ve 184

değerlerine sihirli sayılar adı verilir. Bugün, bu değerlere eşit sayıda nükleonlarla, çekirdeklerdeki proton ve nötron tabakalarının dolduğu ve kararlı yapılar meydana geldiği kesinlikle bilinmektedir.

Proton ve nötron sayıları sihirli sayılara eşit olan çekirdeklerde elektriksel kuadropol momentinin çok küçük değerler aldığını ve bu sonucun sihirli ya da çift-çift çekirdeklerde küresel simetriye yakın kapalı tabakaların olduğunun bir işaretidir. Sihirli sayılara sahip çift-çift çekirdeklerin birinci uyarılmış durumları komşu çekirdeklere kıyasla anormal şekilde büyüktür. Kütle numarası 140 ile 190 arasında bulunan çekirdeklerin birinci uyarılma enerji değerleri genellikle 0,1 MeV olduğu halde, iki defa sihirli olan ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ ($N=208-82=126$) çekirdeği için bu değer 2,5 MeV tur. Çift-çift çekirdeklerde, N nötron sayısının fonksiyonu olarak birinci uyarılmış durum enerji seviyelerinin nasıl değiştiği aşağıdaki şekilde gösterilmiştir.



Şekil 3.1.1. Birinci uyarılmış enerji seviyeleri (Tanyel, 1994)

Uyarılma enerjileri, uyarılan çekirdeğin tekrar taban durumuna düşmesi sırasında yayımlanan γ -ların enerjisidir. Çift-çift çekirdeklerde uyarılma enerjilerinin büyük oluşu, bu çekirdeklerde bir nükleonun kapalı bir tabakadan öteki bir tabakaya geçişi ile açıklanabilir. Halbuki, komşu çekirdekler için gözlenen değerler, bir nükleonun, bir alt seviyeden başka bir alt seviyeye geçmesinden ileri gelir.

Tabakalı çekirdek modelinin temelinde, her bir nükleonun öteki nükleonlardan bağımsız olduğu ve bütün öteki nükleonların meydana getirdiği ortalama bir potansiyel içerisinde hareket ettiği kabul edilir. Problem, önce uygun bir potansiyel fonksiyonun bulunmasıdır. Sonra, bir tek nükleonun bu potansiyel içindeki hareketi incelenir, enerji öz değerleri araştırılarak tabakalardan her birinin bağlanma enerjisi bulunur ve Paulli Dışarlama ilkesine göre bu tabakaların alabileceği nükleon sayıları hesaplanır. Eğer seçilen potansiyel yeter derecede bir yaklaşık sağlıyorsa deneyin gösterdiği sihirli sayıların elde edilmesi gerekiyor. Ama tabakalı çekirdek modeli ile ancak ilk üç sihirli sayıyı (2, 8, 20) elde edebiliriz.

Öteki sihirli sayıları elde etmek için de 1949'da Maria Mayer ve Jensen, spin-yörünge çiftlenmesinden ileri gelen bir potansiyel fonksiyonu önerdiler. İleri sürülen bu modele göre, nükleonun yörüngesel açısal momentumu ile spini arasındaki çiftlenmeden, büyüklüğü $\vec{L}$ ve $\vec{S}$ vektörlerinin birbirine yönelmesine bağlı bulunan ve merkezi olmayan bir kuvvet meydana gelmektedir. Bu kuvvet L 'si aynı olan durumlardaki bozulmayı ortadan kaldırmakta ve seviyeleri toplam açısal momentumu

$$\vec{J} = |\vec{L} + \vec{S}| = \ell \mp 1/2$$

olan seviyeleri ayırmaktadır. ℓ ne kadar büyükse aradaki fark yani aralık da o kadar büyük dolayısıyla enerjideki fark da aynı oranda büyük olur. Daha sonra $\vec{S}$ ve $\vec{L}$, birbiriyle bağlaşılarak, büyüklüğü

$$\sqrt{J(J+1)} \hbar$$

olan bir $\vec{J}$ toplam açısal momentumu oluştururlar. Bir ara bağlaşım biçiminin geçerli olduğu bir geçiş bölgesinden sonra, daha ağır çekirdekler $\vec{J}.\vec{J}$ bağlaşımı gösterirler. Bu durumdan önce her parçacığın $\vec{S}_i$ ve $\vec{L}_i$ 'si bağlaşılarak o parçacık için büyüklüğü

$$\sqrt{J(J+1)} \hbar \text{ olan } \vec{J}_i \text{ oluştururlar, sonra değişik } \vec{J}_i \text{'ler birbiriyle bağlaşılarak } \vec{J}$$

toplam açısal momentumunu oluştururlar. $\vec{J}.\vec{J}$ bağlaşımı çekirdeklerin hepsi için olmasa da çoğu için geçerlidir.

Spin – yörünge etkileşimi için uygun bir yeğinlik kabul edildiğinde her iki sınıf nükleonun da enerji düzeyleri Şekil 3.1.2. de gösterildiği gibi dizilir.

Nükleonların ortalama bir potansiyel içinde hareket etmelerine dayanan tabakalı çekirdek modeli, sihirli sayıları dolmuş tabakalı çekirdeklere ait deney sonuçlarını

açıklıyor, fakat dolmamış bir tabakadan birden fazla nükleon bulunduğunda, kapalı tabakalar dışında bulunan nükleonlar arasındaki çiftlenmelerinde hesaba katılması gerekir. Buna göre, çekirdek içindeki bütün taneciklerin birlikte (kolektif) hareketlerini göz önüne almak ve bu hareketler sonucu çekirdeğin şeklinin nasıl değiştiği incelemek gerekir. Bu şekil değiştirmeye kapalı tabakalar dışındaki nükleonların hareketinden ileri gelen kutuplanmanın sebep olduğu kabul edilmektedir. Bu modelde, çekirdeğin özünü meydana getiren kapalı tabakaların biçimi ve açısal momentumu önemli rol oynamaktadır. Dolu çekirdek tabakasının dönme ve titreşim enerjisinin hesaba katılması gerekir. Bu iki tip hareket arasında bir çeşit etkileşmenin göz önüne alınması ile hem tabakalı modelin hem kolektif modelin özelliklerini taşıyan genelleştirilmiş model ortaya çıkmaktadır. Genelleştirilmiş modelde ortalama potansiyel küresel simetriden ayrılır ve zamanla değişir. Bu potansiyel, ilk bir yaklaşıklıkla aşağıdaki gibidir.

$$V = V_o(r) + V_2(r)Y_2^o(\theta) \quad (3.1.1)$$

Burada $V_o(r)$, merkezi potansiyeldir. $V_2(r)$, küresel simetriden ayrılmadan ileri gelen kuadropol etkidir. $Y_2^o(\theta)$ ise II. basamaktan ileri gelen küresel harmonik fonksiyondur.

$V_2(r)$ nin ε şekil değiştirme parametresi ile orantılı olduğu kabul edilir ve ε aşağıdaki bağıntı ile tanımlanır.

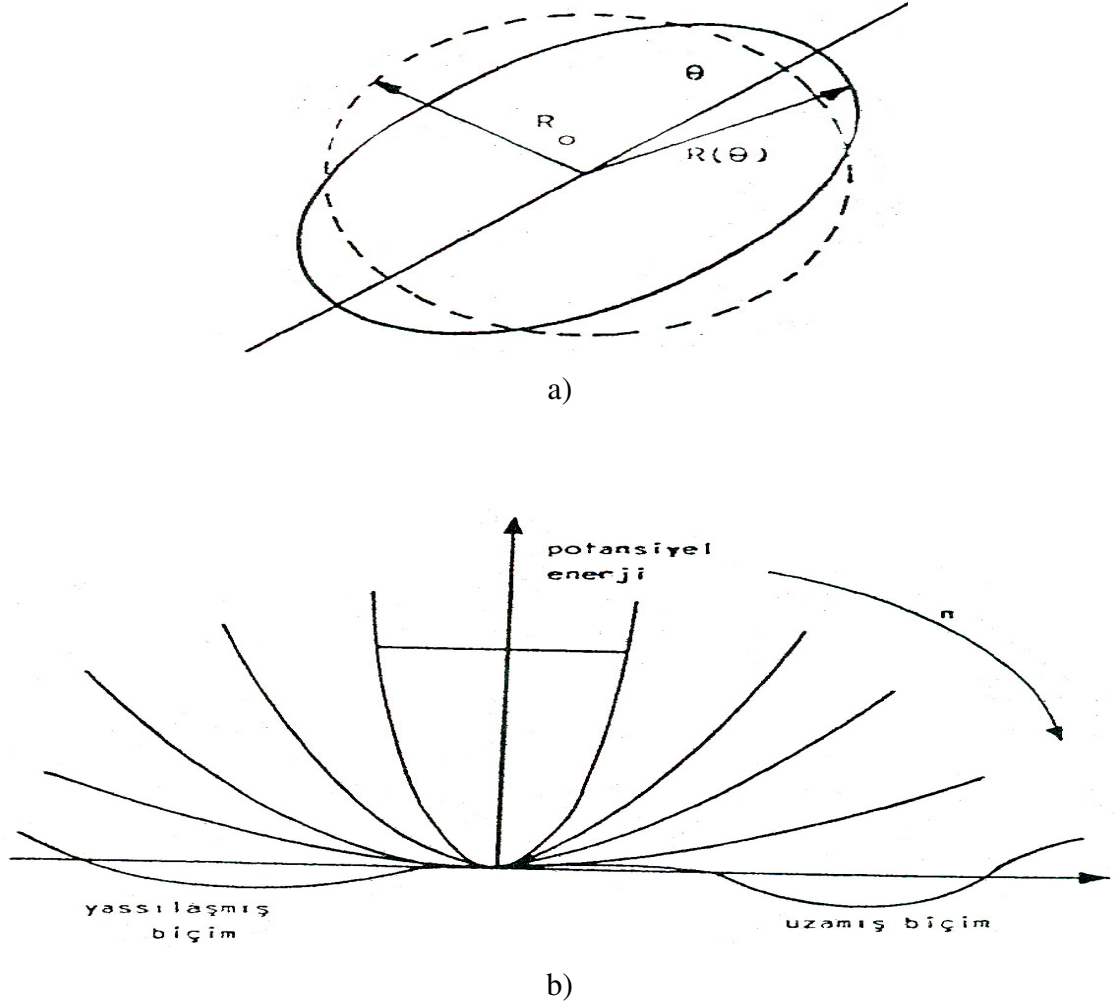
$$R(\theta) = R_0 [1 + \varepsilon Y_2^o(\theta)] \quad (3.1.2)$$

Yarı eksenleri a ve b olan bir elipsiot için ε değeri şöyledir:

$$\varepsilon = \frac{a-b}{\frac{a+b}{2}} \rightarrow \frac{\Delta R}{R_0} \dots\dots (\Delta r = a-b) \quad (3.1.3)$$

Toplam nükleon sayısı A ve kapalı tabakalar dışında kalan nükleonların sayısı n olan bir çekirdek için $\varepsilon \sim \frac{n}{A}$ dır. Bu sebeple, hafif çekirdeklerde şekil değiştirme parametresi büyük değerler alır. Küresel simetriden ayrılıp elipsoit biçimini almış çekirdeklerin potansiyel enerjileri, ε şekil değiştirme parametresinin fonksiyonu olarak Şekil 3.1.3.a ve 3.1.3.b deki eğrilerle gösterilebilir. Şeklin ortasındaki eğri, küresel simetri gösteren dolu tabakalı bir çekirdeğin potansiyel enerjisidir. Öteki eğriler, kapalı

tabaka dışındaki nükleon sayıları git gide artan çekirdeklerin potansiyel enerjilerini göstermektedir.



Şekil 3.1.3. a-b. Küresel simetriden ayrılp elipoit biçimini almış çekirdeğin potansiyel enerjileri(Adler ve Ark., 1956)

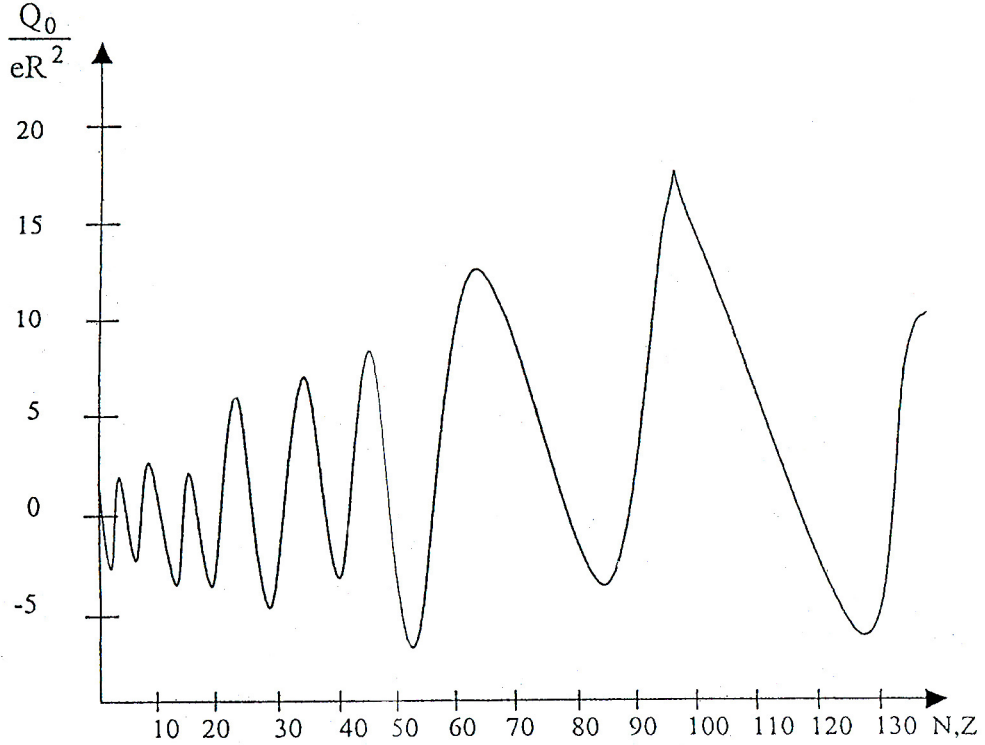
$\varepsilon \cong \frac{\Delta R}{R_0}$ şekil değiştirme parametresi ile belirlenen küresmi bir kuyu şeklinde bir

tek tanecik için seviyelerin enerjisinin şekil değiştirmenin fonksiyonu olarak aşağıdaki gibi bir potansiyel fonksiyonu geliştirildi (Nilsson, 1955).

$$V = \frac{1}{2}k_1(x^2 + y^2) + \frac{1}{2}kx^2 \quad (3.1.4)$$

Genelleştirilmiş modelde öz uyarılma durumları çift-çift çekirdekler için tabakalı modelinin aynısıdır; kapalı tabakalar dışındaki nükleonların sayısı artıkça potansiyelin biçiminden ötürü, durumlar tabakalı modeldeki değerlerden ayrılır. Şimdi, şekil değiştirmiş çekirdeğin kolektif hareketlerini ele alarak, dönme ve titreşim durumlarına bağlı olarak uyarılma durumlarına bakalım.

1950’li yıllarda uyarılmış çekirdek durumlarının şekli hakkında A. Bohr ve B. Mottelson, çekirdeklerin küresel olmadığını ima ediyorlardı. Genelde, temel durumda olan çekirdekler küresel, asimetrik olan çekirdekler ise z-ekseni boyunca uzanmış veya eğilmiş elipsoit şeklinde olurlar. Nükleer dönme hareketi sadece denge şekli küresel olmayan çekirdeklerde gözlenebilir. Bu çekirdekler, küresel şekilden önemli ölçüde sapmalara sahip olabilirler ve deforme olurlar.



Şekil 3.2.1. $A \simeq 150-190$ ve $A > 220$ aralığındaki çekirdeklerin deforme olması (Kenneth, 1987)

Deforme çekirdeklerde tek parçacık durumlar için

$$\Psi_{J,M,\alpha}(r_1, r_2, \dots, r_n) = \sum_k \varphi_{M,K,\alpha}(\dots q_i \dots) D^J_{M,K}(\theta_i) \quad (3.2.1)$$

Wigner tarafından Euler açılarına bağlı bir fonksiyon geliştirilmiştir. $\varphi_{M,K,\alpha}(\dots q_i \dots)$ sistemin radyal fonksiyonu, K kuant sayısı baş açısal momentumunun z-ekseni üzerine iz düşümüdür. Eğer sistemin ekstenel simetriye sahip olmayan bir koordinat sistemi merkezi varsa ξ, η, ζ koordinatları kullanılır ve

$$\varphi, \theta, \psi \rightarrow \varphi + \pi, \pi - \theta, \pi - \psi \text{ olur.}$$

Bu durumda Wigner fonksiyonu aşağıdaki gibi oluşur.

$$D_{M,K}^J \rightarrow (-1)^J D_{M,-K}^J \quad (3.2.2)$$

Fiziksel sonuçlar ekstenel yönünü seçmeye bağlı olmadığından (3.2.1) fonksiyonu aşağıdaki gibi olur.

$$\psi_{J,M,\alpha}(\dots r_i \dots) = \varphi_{M,K,\alpha}(\dots q_i \dots) \{D_{M,K}^J(\theta_i) + (-1)^{J+K} \Delta_{M,K}^J(\theta_i)\} \quad (3.2.3)$$

Bu fonksiyon, radyal fonksiyonun paritesine (teklik – çiftlik) bağlı olur. Çift-çift çekirdeklerde, yani, $K=0$ olduğunda j , yalnızca 0,2,4,6.... değerinde olabilir. Buna göre çekirdeğin dönme enerjisi kuantum mekaniksel olarak aşağıdaki gibi olur.

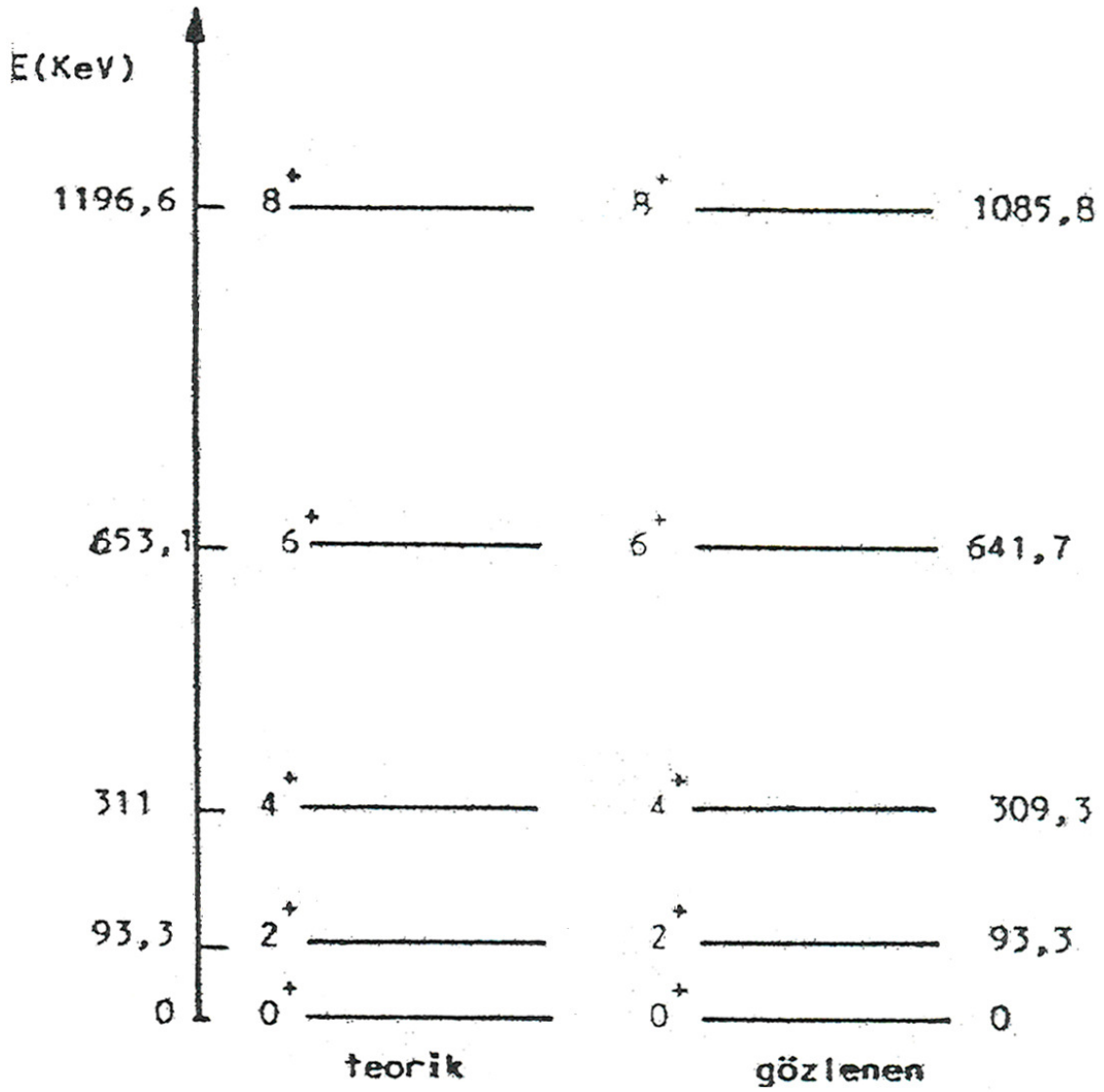
$$E_d = \frac{\hbar^2}{2I} (J(J+1) - K(K+1)) \quad (3.2.4)$$

Burada I, eylemsizlik momentidir. Biz çift-çift çekirdeklerle ilgilendiğimizden bu ifade ($K=0$)

$$E_d = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1) \quad (3.2.5)$$

şeklinde olur. Görüldüğü gibi bu terim, iki atomlu bir molekülün dönme enerjisine benzemektedir. Burada $K = 0$ 'ın sebebi, çift-çift çekirdeklerin, zıt açısal momentumlu nükleonların ikişer ikişer çiftlenmesinden kaynaklanmaktadır.

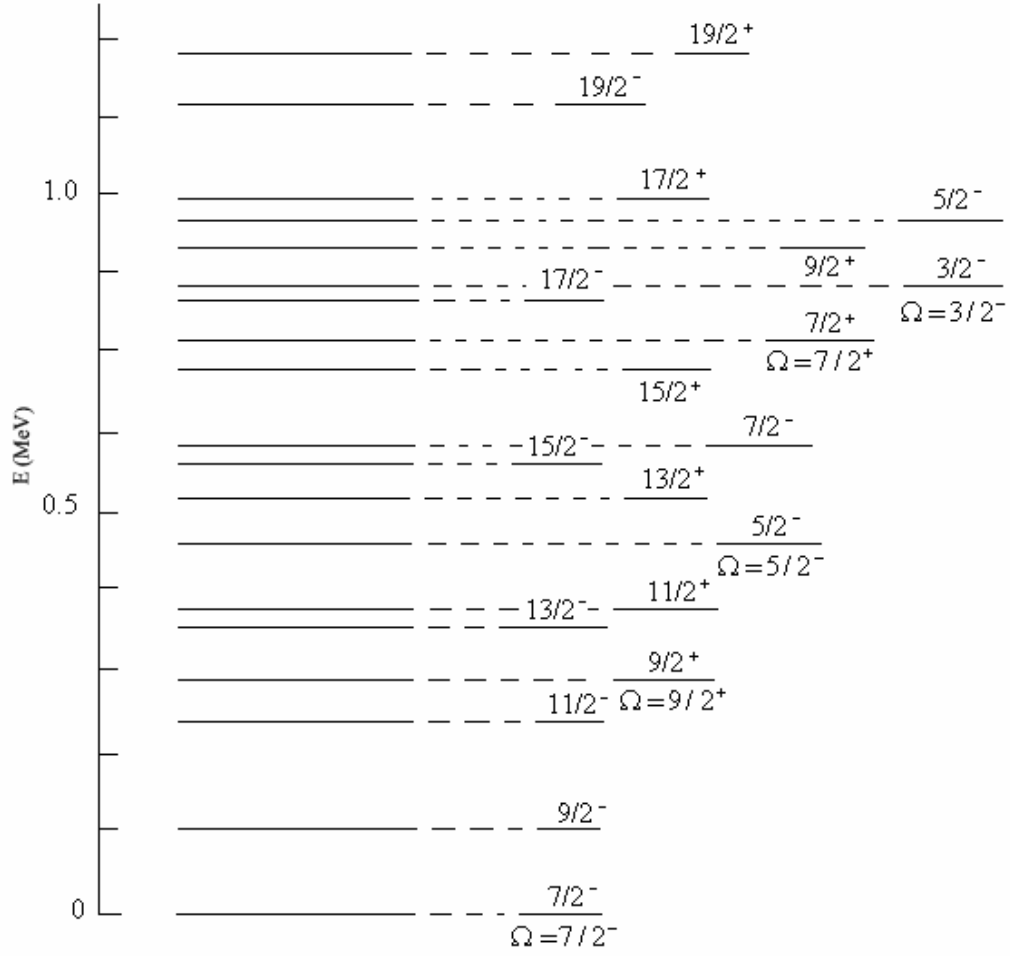
Bu dönme enerji değeri için $^{180}_{72}\text{Hf}$ çekirdeğinin dönme spektumu aşağıdaki gibi olur.



Şekil 3.2.2. $^{180}_{72}\text{Hf}$ çekirdeğinin dönme spektrumu (Tanyel, 1994)

Deforme çekirdekler için verilen bu dalga fonksiyonları, çekirdeklerin dönme hareketi yapmasına müsaade eder ve her parçacık durumu üzerine $I(I+1)$ enerji aralığını takip eder.

Dönme enerji düzeylerinin iyi örneklerinden biri olan ^{177}Hf çekirdeğinin enerji düzeyleri aşağıdaki şekildeki gibi olur.



Şekil 3.2.3. ^{177}Hf 'nin enerji düzeyleri (Kenneth, 1987)

Kabuk modeline göre enerji seviyeleri N, l, J kuant sayıları ile belirlenirdi, N baş kuant sayısı olup enerjiyi sembolize eder, l , çekirdeğin yörünge açısal momentumu, J ise toplam açısal momentumu karakterize eder. Eğer deforme potansiyel küresel potansiyel ile aynı davranışı gösterse idi toplam açısal momentum korunmaz yalnız iz düşümleri korunurdu. Bu da gösteriyor ki çekirdeğin enerji seviyeleri açısal momentumun z ve z' eksenlerinin iz düşümü ile belirlenir. Potansiyelin dejenere olmasından dolayı N, l, J kuant sayıları yerine $K^\pi [N n_z \Lambda]$ kuant sayıları gelir. Toplam açısal momentum $\vec{I} = \vec{R} + \vec{J}$ dir. R , çekirdeğin toplam dönel momenti; J , çekirdeğin dahili hareketinden kaynaklanan toplam açısal momentumudur. Deformasyon parametresi μ - olarak alınırsa $\mu > 0$ olduğunda N tane kabukta $K = 1/2$ durumunda $n_z = N$ olur. Üs olarak ifade edilen π , seviye paritesidir. Burada μ aşağıdaki gibidir:

$$\mu = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{\Delta R}{R_{ort}} \quad R_{ort} = R_0 A^{1/3}$$

ΔR küresel simetriden ayrılan yani deforme olan çekirdeğin elipsoit şeklinin büyük yarı eksenyle küçük yarı eksen arasındaki farktır.

Çekirdeğin az bir deformasyona sahip olduğunu göz önüne alınarak çekirdek enerji seviyelerinin m - kuant sayısına bağlı olarak $2J+1$ dereceden dejenereliğe sahiptir. Bu durumun hamiltonieni,

$$H_{av} = H_0^{av} + C_N I_s + D_N I^2 \text{ şeklinde seçilip ve}$$

$$H_0^{av} = \frac{1}{2m} \Delta^2 + \frac{m}{2} (w_{x'}^2 x'^2 + w_{y'}^2 y'^2 + w_{z'}^2 z'^2) \text{ olarak alınırsa;}$$

$$w_{x'}^2 = w_{y'}^2 = w_0^2 (\delta) (1 + \frac{2}{3} \delta)$$

$$w_{z'}^2 = w_0^2 (\delta) (1 - \frac{4}{3} \delta)$$

şeklinde belirlenir.

$$w_0^2 (\delta) = w_0 (1 - \frac{4}{3} \delta^2 - \frac{16}{27} \delta^3)^{1/6}$$

$$x = \sqrt{mw_0} x' \quad y = \sqrt{mw_0} y' \quad z = \sqrt{mw_0} z'$$

$$H_0^{av} = H_0 + H_\delta$$

$$H_0 = \frac{w_0}{2} (-\Delta + r^2)$$

$$H_\delta = w_0 \delta \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} r^2 Y_{20}$$

Bu durumda kuant sayıları ℓ , Λ ve Σ olur ve denklemler şu görünüşü alır.

$$H_0 |N\ell\Lambda\Sigma\rangle = (N + 3/2) w_0 |N\ell\Lambda\Sigma\rangle \text{ olur.}$$

Enerji durumları ise, $K^\pi [N n_z \Lambda]$ ile belirlenir. N kabuğundaki en küçük $k=1/2$ değeri için $n_z = N$ olur. Bundan sonra gelen k 'nın değeri için $n_z = N-1$ olur ve k 'nın diğer değerleri ise $n_z = N-2, N-3, \dots$ şeklinde devam eder.

Çift-çift çekirdekler için kolektif model gerçek çekirdekler için sadece yaklaşık olarak geçerli olan ideal bir modeldir. Gerçek çekirdeklerin yapısı basit modellerin ön gördüğünden çok daha karmaşıktır. Bundan başka gerçek çekirdeklerde bir tür yapıyı göz önüne alıp sadece diğeri yok sayılamaz. Dolayısıyla kolektif özellikleri ağır basan çekirdekler bile tek parçacık etkisi gösterirler, kabuk modeli, çekirdeklerdeki nükleonların oluşturduğu kor şimdiye kadar ihmal edilen kolektif etkilere katkıda bulunabilir. Birçok çekirdeğin yapısı tek-parçacık ve kolektif hareket olarak birbirinden kolayca ayrılamaz ve her ikisinin birleşimi göz önüne alınmalıdır.

İşte bu çalışmada matematiksel olarak karmaşık olan genelleştirilmiş nükleer model ele alınacaktır.

Çekirdek modelleri iki ana yönde gelişmiştir. Bunlardan birincisi güçlü etkileşen nükleonların toplamı diğeri ise çekirdeğin ortalama alanında yaklaşık olarak serbest dolaşan nükleonlar topluluğudur.

A. Bohr ve Mottelson tarafından teklif edilen genelleştirilmiş çekirdek modeli bu iki yöntemi de içerir. Bu modelin esasına göre çekirdeğin şekli dönel elisoittir.

Günümüzde, çekirdeklerin uyarılmış durumları, her bir nükleonun hareket durumuna ait olan tek nükleonlu ve çok nükleonlu hareket durumlarına ait olan kolektif durumlara ayrılabilir. Çekirdek maddesine sıkıştırılmamış olarak bakıldığından, 10 MeV'den daha düşük enerjili uyarılmış durumlarda sabit yoğunlukta çekirdekteki nükleonların dağılımı değişir. Aslında bu dağılımın değişimi çekirdek formunun değişimine sebebiyet verir.

Kolektif ve tek partiküllü hareketler 1.5-2 MeV enerjili çiftlenme efektinden dolayı birbirinden ayrılır. Genelde serbest $\beta -$ ve $\gamma -$ 'lar için Schrödinger denkleminin analitik çözümü olmadığından böyle bir ayırım kabul edilmiştir.

Bu bir adyobatik yaklaşım olarak bilinir ve çift-çift çekirdeklere daha iyi bir şekilde uygulanabilir.

Davidov ve Filippov adyobatik yaklaşımlarında uyarılmış durumları tasvir eden Hamiltoniyen de $\beta \rightarrow \beta_{eff}$ ve $\gamma \rightarrow \gamma_{eff}$ değişimi yapmışlardır.

Davidov ve Arkadaşları, $\beta_1 \geq \beta_0$ ve $\gamma_1 \geq \gamma_0$ etkilerini hesaba alabilmek için $\gamma=0$ olarak β 'yı serbest bıraktılar. Kolektif durumları hamiltoniyenine ve eylemsizlik momentine ait olan ifadesinin değerini orta değeriyle değiştirerek $\sin^2(\gamma - \frac{2\pi}{3} X_i) = \overline{(\sin^2(\gamma - \frac{2\pi}{3} X_i))}$ Schrödinger denklemini çözmeye başladı.

Çift-çift çekirdeklerin uyarılmış enerji durumlarını hesaplamak için titreşim hareketlerinin dönel hareketler ile etkileşmesini pertürbasyon yaklaşımı hesaba alınmıştır.

Kumar ve Boranger birkaç seviye için genel Schrödinger denklemini sayısal olarak çözdüler.

Benzer yaklaşımla Robotnov ve arkadaşları 6-8 spinli seviyeye kadar hesaplayabildiler. Daha fazlası için yapamadılar.

Küresel olmayan çift-çift çekirdeklerin yüzeysel kuadrapol titreşimlerine ait olan durumların Hamilton fonksiyonu şu görünüştedir.

$$H = \frac{h^2}{2B} \left\{ T_\beta + \frac{1}{\beta^2} (T_\gamma + T_{rot}) \right\} + V(\beta, \gamma) \quad (3.2.6)$$

Burada T_β -radyal titreşimin hamiltonu $T_\gamma - \gamma$ titreşimin hamiltoniyeni, T_{rot} - dönel durumun hamiltoniyeni olmak üzere;

$$\begin{aligned} T_\beta &= \beta^{-4} \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} \right) \\ T_\gamma &= \beta^2 \left\{ -\frac{1}{\beta^2 \sin(3\gamma)} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\sin(3\gamma) \frac{\partial}{\partial \gamma} \right) \right\} \\ T_{rot} &= \frac{1}{4} \sum_{\Lambda=1}^3 \left[\sin(\gamma_{eff} - \frac{2\pi}{3} \lambda) \right]^{-2} \end{aligned}$$

ile ifade edilirler. Potansiyel ise;

$$V(\beta, \gamma) = \frac{(\beta - \beta_0')^2}{2\mu^4 \beta_0'^2} - \frac{(\Lambda - \Lambda_0) \beta_0'^2}{2\beta^2} - \frac{\beta_0'^2 - \beta_0^2}{2\mu^4 \beta_0'^2}$$

şeklinde yazılır. Burada değişkenlerin değişim aralıkları aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$0 \leq \beta \leq \infty, \quad 0 \leq \gamma \leq \frac{\pi}{3}, \quad 0 \leq \theta_1 \leq 2\pi, \quad 0 \leq \theta_2 \leq \pi, \quad 0 \leq \theta_3 \leq 2\pi \quad (3.2.7)$$

Bu durumda Schrödinger denklemi şöyle olur.

$$\left\{ T_\beta + \frac{1}{\beta^2} [T_\gamma + T_{rot}] + \frac{(\beta - \beta_0)^2}{(\mu\beta_0)^4} + \frac{\beta\beta_0}{(\Gamma_0\beta_0)^4} (\cos(3\gamma) - \cos(3\gamma_{eff}))^2 + \frac{\Lambda_0 + 2}{\beta^2} \right\} x\psi(\beta, \gamma, \theta_i) = \frac{2E}{\beta_0^2} \psi(\beta, \gamma, \theta_i) \quad (3.2.8)$$

Biz bu genel denklemin tüm varsayımlarından faydalanarak çift-çift çekirdeklerin uyarılmış enerji düzeylerini inceleyeceğiz.

4. BULGULAR

(3.2.8) ifadesiyle verilen Schrödinger denkleminin hem analitik çözümünün olmayışı hem de teorimizin fenomenolojik bir teori oluşu Hamiltoniyeni

$$H = H(\beta, \gamma, \theta_i) + H_{\text{etkileme}}(\gamma \leftrightarrow \beta, \theta_i) \quad (4.1)$$

şeklinde yazmaya ve eylemsizlik momentini ile potansiyel enerji ifadesinde $\gamma \rightarrow \gamma_{\text{eff}}$ değişimi yapmaya olanak sağlamıştır.

Küresel olmayan çift-çift çekirdeklerin kuadrupol uyarılmasına ait denklemler aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\left[-\frac{d^2}{d\beta^2} - \frac{4}{\beta} \frac{d}{d\beta} + \frac{(\beta - \beta_0)^2}{(\beta_0 \mu)^4} - \frac{\Lambda - \Lambda_0 - 2}{\beta^2} - \frac{\beta \beta_0}{(\beta_0 \Gamma_0)^4} (\cos 3\gamma_{\text{eff}} - \cos 3\gamma_0)^2 + \frac{2E_{\Lambda\nu}(I)}{\beta_0^2} \right] F_{\Lambda\nu}(\beta) = 0 \quad (4.2)$$

$$\left[-\frac{d^2}{d\gamma^2} - 3 \cot 3\gamma \frac{d}{d\gamma} - L \right] P_\lambda(\gamma) = 0 \quad (4.3)$$

$$\left\{ \frac{1}{4} \sum_{n=1}^3 \left[\sin \left(\gamma_{\text{eff}} - \frac{2\pi}{3} n \right) \right]^2 I_n^2 - \frac{\varepsilon_\tau(I)}{2} \right\} \varphi_{i\tau}(\theta_i) = 0 \quad (4.4)$$

(4.2), (4.3) ve (4.4) denklemler sistemi çift-çift çekirdeklerin uyarılmış durumlarını tasvir eden denklemler sistemi diye postula edilebilir. Burada L -dış titreşimlerin kuant sayısı olup;

$$L = \Lambda - \frac{\varepsilon_\tau(I)}{2} \quad ; \quad \varepsilon_\tau(I) = \frac{3 \left[3 + (-1)^\tau \sqrt{9 - 8 \sin^2(3\gamma)} \right]}{\sin^2 3\gamma} \quad (4.5)$$

şeklinde tasvir edilir.

$L = 9\lambda(\lambda + 1)$ değerine eşit olduğunda (4.1) denkleminin çözümü Legendre polinomları olur. (4.2) denklemi ise $0 \leq I \leq 24\hbar$ spin değerleri için çözülmüştür.

Eğer (4.2) denkleminde

$$F_{\Lambda\nu}(\beta) = \beta^{-2} G_{\Lambda\nu}(\beta) \quad (4.6)$$

fonksiyon değişimi yapılırsa

$$\left[-\frac{\beta^2}{2} \frac{d^2}{d\beta^2} + V(\beta, \gamma_{eff}) - E_{\Lambda\nu}(I) \right] G_{\Lambda\nu}(\beta) = 0 \quad (4.7)$$

denklemini elde edilir. Burada

$$V(\beta, \gamma_{eff}) = \frac{(\beta - \beta_0')^2}{2\mu^4 \beta_0'^2} - \frac{(\Lambda - \Lambda_0)\beta_0'^2}{2\beta^2} - \frac{\beta_0'^2 - \beta_0^2}{2\mu^4 \beta_0'^2} \quad (4.8)$$

olup, potansiyel enerji rolünü oynar ve

$$\beta_0' = \beta_0 \left[1 - \frac{\mu^4}{2\Gamma^4} (\cos 3\gamma_{eff} - \cos 3\gamma_0)^2 \right] = \beta_0 (1 - \alpha) \quad (4.9)$$

dir.

$V(\beta, \gamma_{eff})$ 'yi $\beta_\Lambda (\Lambda = L + \frac{\mathcal{E}_\tau(I)}{2})$ çekirdek enerjisini I, τ – kuant sayıları toplamı ile karakterize eden ve denklemleri ayırma sabiti) değeri etrafında kuvvet serisine açılarak ikinci mertebeden sonraki terimleri ihmal edilip, kuadratik hat ile sınırlansın, yeni

$$Z = \frac{P_{\Lambda}(\beta - \beta_\Lambda)}{\mu_{\Lambda} \beta_\Lambda} \quad (4.10)$$

değişkenini kullanıp ve

$$G_{\Lambda\nu}(\beta) = e^{-\frac{z^2}{2}} U_{\Lambda\nu}(z) \quad (4.11)$$

ifadesi ile fonksiyon değiştirilirse (4.7) yerine

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} - 2z \frac{d}{dz} + 2\nu \right) U_{\Lambda\nu}(z) = 0 \quad (4.12)$$

denklemini elde edilir. (4.10) formülündeki P_{Λ} ve μ_{Λ} 'nun, μ_1 parametresine ve Λ sabitine bağlılığı aşağıdaki bağıntılarla verilmektedir:

$$P_{\Lambda}^3 (P_{\Lambda} - 1) = \mu_1^4 \left[9\lambda(\lambda + 1) + \frac{\mathcal{E}_\tau(I)}{2} \right] \quad (4.13)$$

$$P_{\Lambda} = \frac{\beta_1}{\beta_0}, \text{ dir.}$$

$$\mu_{1\Lambda} = \mu_1 \left[4 - \frac{3}{P_{1\Lambda}} \right]^{-\frac{1}{4}} \quad (4.14)$$

burada

$$P_{1\Lambda} = \beta_{\Lambda} \beta_0^{-1} \left[1 - \frac{\mu^4}{2\Gamma^4} (\cos 3\gamma_{eff} - \cos 3\gamma_0)^2 \right]^{-1} = \beta_{\Lambda} \beta_0^{-1} (1 - \alpha)^{-1} \quad (4.15)$$

$$\mu_1 = \mu \left[1 - \frac{\mu^4}{2\Gamma^4} (\cos 3\gamma_{eff} - \cos 3\gamma_0)^2 \right]^{-1} = \mu (1 - \alpha)^{-1} \quad (4.16)$$

$$\alpha = \frac{\mu^4}{2\Gamma^4} (\cos 3\gamma_{eff} - \cos 3\gamma_0)^2 \quad (4.17)$$

dir.

Bundan sonra daha önce tanımlanmış olan, çekirdeğin deforme halini karakterize eden μ ve Γ_0 parametreleri yerine çekirdeğin genel deformasyonunu karakterize μ_1 parametresi kullanacağız.

(4.17) denkleminin çözümü

$$U_{\Lambda\nu}(z) = NH_{\nu}(z) \quad (4.18)$$

şeklindedir. Burada

$$H_{\nu}(z) = [2\Gamma(-\nu)]^{-1} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!} (2z)^k \Gamma\left(\frac{k-\nu}{2}\right) \quad (4.19)$$

birinci tür Hermits fonksiyonları olur. Burada Γ – Gamma fonksiyonudur.

Çift-çift çekirdeklerin uyarılmış enerji seviyelerinin $(\frac{h^2}{\beta \beta_0^2})$ biriminde)

değerlerini hesaplamak için;

$$E_{\lambda\tau}^{\nu}(I) = \frac{\nu + \frac{1}{2}}{\mu_1^2} \sqrt{4 - \frac{3}{P_{1\Lambda}}} + \frac{(2P_{1\Lambda} - 1)(P_{1\Lambda} - 1)}{2\mu_1^4} - \frac{\nu_0 + \frac{1}{2}}{\mu_1^2} \quad (4.20)$$

bağıntısı kullanılır (Davidov, 1967).

ν - kuantum sayısı $H_\nu \left(-\frac{P_{1\Lambda}}{\mu_{1\Lambda}} \right) = 0$ denkleminin kökleri olur. Burada

$$\mu_{1\Lambda} = \mu_1 \left[4 - \frac{3}{P_{1\Lambda}} \right]^{-\frac{1}{4}}$$

dir.

$i = I\tau\lambda_\nu$ ve $f = I'\tau'\lambda'v'$ durumları arasındaki E2- geçiş olasılıkları ($Q_0'^2/16\pi$ biriminde, Q_0' çekirdeğin dahili kuadropol momenti) aşağıdaki bağıntı kullanılarak hesaplanır.

$$B(E2, i \rightarrow f) = \frac{5}{2I+1} \Sigma \left| \langle I' M' \tau' \lambda' v' | \frac{\beta}{\beta_0'} q_{2m} | I M \tau \lambda v \rangle \right|^2 \quad (4.21)$$

$$q_{2m} = \frac{Q_0' \beta}{\beta_0'} \left[\{ D_{m,0}^2 \cos \gamma + (D_{m,2}^2 + D_{m,-2}^2) \} \frac{\sin \gamma}{\sqrt{2}} \right] \quad (4.22)$$

$$Q_0' = Q_0 \left\{ 1 - \frac{\mu^2}{2\Gamma_0^4} (\cos(3\gamma_{eff}) - \cos(3\gamma_0))^2 \right\} \quad (4.23)$$

olup, $D_{mm}^k(\theta_i)$ 'ler Wigner fonksiyonları, θ_i – Euler açılarıdır. γ_{eff} ve μ_1 - çekirdek maddesinin enine ve boyuna ait titreşimlerini karakterize eder. γ_{eff} ve μ_1 parametrelerine bağlı olan çekirdek dalga fonksiyonları

$$\psi(\beta, \gamma, \theta_i) = N(\Lambda) P_\Lambda(\gamma) \beta^{-2} H_\nu(\beta) e^{-\frac{P_{1\Lambda}^2 (\beta - \beta_\mu)^2}{(\mu_0 \beta_\Lambda)^2}} \phi_{IM\tau}(\theta_i) \quad (4.24)$$

$$\phi_{IM\tau}(\theta_i) = \sum A_{IK}(\gamma_{eff}) |IMK\rangle \quad (4.25)$$

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \{ D_{MK}^I(\theta_i) + (-1)^I D_{M,-K}^I(\theta_i) \} \quad (4.26)$$

(4.21) bağıntısı aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$B(E2, IM\tau\lambda \rightarrow I'M'\tau'\lambda') = B_a(E2, I\tau\lambda \rightarrow I'\tau'\lambda') S_{if}^2(\beta) \quad (4.27)$$

Burada $B_a(E2, I\tau\lambda \rightarrow I'\tau'\lambda') - \gamma -$ titreşimlerini içeren çekirdek sert asimetrik durumları arasındaki geçiş olasılığıdır, $S_{if}^2(\beta)$ çekirdek şekil değişimi ve $\beta -$ titreşimlerini içeren bir sabittir.

$$B_a(E2, I\tau\lambda \rightarrow I'\tau'\lambda') = \frac{5}{2I+1} \left| \sum_{KK'} A_{I'K'}^{\tau'} A_{IK}^{\tau} \langle I'K'\lambda' | q_{2m} | IK\lambda \rangle \right|^2 \quad (4.28)$$

$$\begin{aligned} \langle I'K'\lambda' | q_{2m} | IK\lambda \rangle = & \sqrt{2I+1} \left\{ (I2K0 | I'K') \langle \lambda' | \cos \gamma | \lambda \rangle + \right. \\ & + \sqrt{\frac{1+\delta_{K0}}{1+\delta_{K'0}}} (I2K2 | I'K') + \\ & \left. + \sqrt{\frac{1+\delta_{K'0}}{1+\delta_{K0}}} (I2K, -2 | I'K') \langle \lambda' | \frac{\sin \gamma}{\sqrt{2}} | \lambda \rangle \right\} \end{aligned} \quad (4.29)$$

Şimdi bu ifade de yer alan değişenleri hesaplayıp yerine koyalım.

$$\langle \lambda' | \cos \gamma | \lambda \rangle = \int P_{\lambda'} \cos \gamma P_{\lambda} d\lambda \quad (4.30)$$

$\cos \gamma P_{\lambda}$ Legendre polinomlarının tekrarlama bağıntısından bulunur. Buradan integral bağıntımız

$$\langle \lambda' | \cos \gamma | \lambda \rangle = \frac{\lambda+1}{2\lambda+1} \frac{2}{2\lambda+3} \delta_{\lambda', \lambda+1} + \frac{\lambda}{2\lambda+1} \frac{2}{2\lambda-1} \delta_{\lambda', \lambda-1} \quad (4.31)$$

olarak bulunur.

Şimdi yine aynı şekilde (4.29) denkleminde bir başka bilinmeyen olan

$$\langle \lambda' | \frac{\sin \gamma}{\sqrt{2}} | \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \int P_{\lambda'} \sin \gamma P_{\lambda} d\gamma \quad (4.32)$$

integralini Legendre polinomlarından faydalanarak çözülmüşse bu integral şu görünüşü alır.

$$\langle \lambda' | \frac{\sin \gamma}{\sqrt{2}} | \lambda \rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{2}{2\lambda+1} \delta_{\lambda', \lambda} \quad (4.33)$$

(4.29) denklemindeki Clebsch-Gordan katsayılarını hesaplayabilmek için şu genel ifadeden faydalanılır.

$$\begin{aligned}
(j_1 j_2 m_1 m_2 | JM) &= \delta_{M, m_1 + m_2} \left(\frac{(2J+1)(j_1 + j_2 - J)!(j_1 - j_2 + J)!(j_2 - j_1 + J)!}{(j_1 + j_2 + J + 1)!} \right)^{1/2} x \\
&\quad x \sum \frac{[(-1)^n (j_1 + m_1)!(j_1 - m_1)!(j_2 + m_2)!]}{n!(j_1 + j_2 - J - n)!(j_1 - m_1 - n)!(j_2 + m_2 - n)!} x \\
&\quad x \frac{(j_2 - m_2)!(J - M)!(J + M)!^{1/2}}{(J - j_2 + m_1 + n)!(J - j_1 - m_2 + n)!} \quad (4.34)
\end{aligned}$$

(4.29) çalışmada Clebsch-Gordan katsayıları $(I2K0|I'K')$ ve $(I2K2|I'K')$ şeklinde olduğundan ve bizde $M = m_1 + m_2$ olduğundan $\delta_{M, m_1 + m_2} = 1$ ve $n = 0$ olur. Buna göre katsayıları şu görünüşü alır.

$$\begin{aligned}
(I2K0|I'K') &= \left(\frac{(2I' + I)(I + 2 - I')!(I - 2 + I')!(I' + 2 - I)!}{(I + 2 + I' + 1)!} \right)^{1/2} x \\
&\quad x \sum \frac{[(I + K)!(I - K)!(2 + 0)!(2 - 0)!(I' - K')!(I' + K')!]^{1/2}}{(I + 2 - I' - 0)!(I - K - 0)!(2 + 0 - 0)!(I' - 2 + K + 0)!(I' - I - 0 + 0)!} \quad (4.35)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(I2K2|I'K') &= \left(\frac{(2I' + I)(I + 2 - I')!(I - 2 + I')!(I' + 2 - I)!}{(I + 2 + I' + 1)!} \right)^{1/2} x \\
&\quad x \sum \frac{[(I + K)!(I - K)!(2 + 2)!(2 - 2)!(I' - K')!(I' + K')!]^{1/2}}{(I + 2 - I' - 0)!(I - K - 0)!(2 + 2 - 0)!(I' - 2 + K + 0)!(I' - I - 2 + 0)!} \quad (4.36)
\end{aligned}$$

Şimdi (4.29) denkleminizi değişik geçişlere uygulayabiliriz. Ama (4.28) denklemindeki A_{IK}^{τ} ve $A_{IK}^{\tau'}$ katsayılarını hesaplamak gerekir. Bu katsayılar daha önce değişik bandlar için hesaplanmıştır. E2 geçişleri üzerine çalıştığımızdan bulunmuş değerleri direkt olarak alınmıştır.

Bu adımdan sonra (4.28) denklemi mümkün olan tüm geçişlere uygulanıp hesaplanabilir.

Artık geçiş ihtimalliğini hesaplamak için sadece (4.27) ifadesindeki $S_{if}^2(\beta)$ fonksiyonunun belirlenmesi gerekir. Bu fonksiyon matrik element hesaplama metodu ile belirlenebilir ve gerekli katsayılar hesaplanabilir.

$$S_{if}(\beta) = \int_0^{\infty} \varphi_i(\beta) \frac{\beta}{\beta_0} \varphi_f(\beta) d\beta = 1 \quad (4.37)$$

$$\varphi_f(\beta) = \frac{N_0(I'\tau')}{\sqrt{\beta_0}} \exp\left(-\frac{1}{2} \xi_{I'\tau'}^2\right) \quad (4.38)$$

$$\varphi_i(\beta) = \frac{N_0(I\tau)}{\sqrt{\beta_0}} \exp\left(-\frac{1}{2} \xi_{I\tau}^2\right) \quad (4.39)$$

$$N_0(I\tau) = \left\{ \mu_{I\tau} \frac{\sqrt{\pi}}{2} [1 + \phi(X_{I\tau})] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4.40)$$

$$N_0(I'\tau') = \left\{ \mu_{I'\tau'} \frac{\sqrt{\pi}}{2} [1 + \phi(X_{I'\tau'})] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4.41)$$

$$\xi_{I\tau} = \frac{\beta - P_{I\tau}\beta_0}{\mu_{I\tau}\beta_0} \text{ ve } \xi_{I'\tau'} = \frac{\beta - P_{I'\tau'}\beta_0}{\mu_{I'\tau'}\beta_0}$$

$$\phi(X_{I\tau}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{X_{I\tau}} e^{-z^2} dz \text{ ve } \phi(X_{I'\tau'}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{X_{I'\tau'}} e^{-z^2} dz$$

$$X_{I\tau} = \frac{P_{I\tau}}{\mu_{I\tau}} \text{ ve } X_{I'\tau'} = \frac{P_{I'\tau'}}{\mu_{I'\tau'}}$$

Bu ifadeler (4.37) integralinde yerine yazılırsa;

$$S_{if}(\beta) = \frac{N_0(I'\tau')N_0(I\tau)}{\beta_0^2} \int_0^{\infty} \beta e^{-\frac{1}{2}(\xi_{I\tau}^2 - \xi_{I'\tau'}^2)} d\beta = 1 \quad (4.42)$$

elde edilir. Daha net bir şekilde

$$S_{if}(\beta) = N_0(I\tau)N_0(I'\tau')c^{-2}e^{-\frac{1}{2}a_{if}}x$$

$$x \left\{ 1 + \frac{\sqrt{\pi}b_{if}}{2c_{if}} \left[1 + \phi\left(\frac{b_{if}}{\sqrt{2}c_{if}}\right) \right] \exp\left(\frac{1}{2}\left(\frac{b_{if}}{c_{if}}\right)^2\right) \right\} \quad (4.43)$$

olarak yazılabilir. Burada

$$a_{if} = X_{I\tau\lambda}^2 + X_{I'\tau'\lambda'}^2; \quad b_{if} = \frac{X_{I\tau\lambda}}{\mu_{I\tau\lambda}} + \frac{X_{I'\tau'\lambda'}}{\mu_{I'\tau'\lambda'}}; \quad c_{if} = \mu_{I\tau\lambda}^{-2} + \mu_{I'\tau'\lambda'}^{-2}$$

$$N_0(I\tau\lambda) = \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} \right)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \mu_1 \left[4 - \frac{3}{P_{I\tau\lambda}} \right]^{-\frac{1}{4}} [I + \Phi(X_{I\tau\lambda})] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4.44)$$

özel olarak $v = v_1 \approx 1$ durumu için

$$S_{if}(\beta) = \frac{N_1(I'\tau'\lambda')N_1(I\tau\lambda)}{c^2 \mu_{I\tau\lambda} \exp\left(\frac{a}{2}\right)} \left\{ \begin{aligned} &2 \left(\frac{b}{c^2} - P_{I\tau\lambda} \right) + \frac{\sqrt{2}}{c} \left(1 + \frac{b^2}{c^2} - bP_{I\tau\lambda} \right) x \\ &x [1 + \Phi(X_{I\tau\lambda})] \exp\left(\frac{b^2}{2c^2}\right) \end{aligned} \right\} \quad (4.45)$$

$$N_1(I\tau\lambda) = \left\{ \sqrt{\pi} \mu_{I\tau\lambda} [1 + \Phi(I\tau\lambda)] - 2P_{I\tau\lambda} \exp(-X_{I\tau\lambda}^2) \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4.46)$$

dır.

Böylece farklı bandlar için de S_{if} – fonksiyonuda belirlenmiş oldu. Şimdi artık geçiş ihtimallikleri teorik olarak bütün bandlar için hesaplanabilir.

Teorik ve deneysel sonuçların karşılaştırılmasında kolaylık sağlamak için çekirdeğin herhangi uyarılmış enerji seviyesini değerinin 2^+ spinli uyarılmış enerji seviyesinin değerine oranı için (4.47) ifadesi kullanılabilir.

$$R_{v_n\lambda}(I\tau) = \frac{E_{v_n\lambda}(I\tau)}{E_{00}(2I)} \quad (4.47)$$

Yine teorik ve deneysel sonuçları iyi bir şekilde karşılaştırmak için E2- geçiş ihtimallikleri için şöyle bir oranın kullanılması daha uygundur. Bu orana olasılık oranı denir.

$$\frac{B(E2, i \rightarrow f)}{B(E2, i' \rightarrow f')} \quad (4.48)$$

Matematiksel hesaplamalar deformasyon parametresinin $\mu_1 = 0.7$ 'den düşük değerleri için v 'nün ($v = v_n \approx 0,1,2,\dots$) yaklaşık olarak tam sayı değerler aldığını

göstermiştir. Bu durumda çift-çift çekirdeklerin enerji durum spektrumları kuantum sayılarının değerlerine göre aşağıdaki durum bandlarına ayrılabilir:

$$\nu = \nu_0 \approx 0, \lambda = 0, I = 0, 2, 4, \dots \text{ (Ana dönel band).}$$

$$\nu = \nu_0 \approx 0, \lambda = 0, I = 2, 3, 4, \dots \text{ (Anomal dönel band).}$$

$$\nu = \nu_1 \approx 1, \lambda = 0, I = 0, 2, 4, \dots \text{ (Dönel - } \beta \text{ - titreşim bandı).}$$

$$\nu = \nu_0 \approx 0, \lambda = 1, I = 0, 2, 4, \dots \text{ (Dönel - } \gamma \text{ - titreşim bandı).}$$

Hesaplamalar μ_1 – parametresinin sıfır değerine doğru yaklaşıldığında (γ_{eff} 'nin bir sabit değeri için) yukarıda belirlediğimiz bandlar için $R(I\tau)$ 'lerin değerleri farklı hızlarla artar (hatta, dönel β - titreşimli banda ait olanlar sonsuza gider) ve farklı bandlar birbirinden ayrılır (deforme olmuş çekirdekler sahasına aittir). Böylece $\mu_1 = 1$ değerine doğru yaklaştığında ise $R(I\tau)$ 'lerin değerlerinin azalması sonucunda bandlar birbirine yaklaşır ve bunların bir-birinden ayrılması zorlaşır (küresel çekirdekler sahasına aittir). Bütün çift-çift çekirdeklerin spektrumunun incelenmesi, μ_1 – parametresinin sıfır ile bir arasında, γ_{eff} – parametresinin ise 0^0 ile 30^0 arasında değerler aldığını gösterir.

Aşağıda $150 \leq A \leq 190$ aralığına ait olan bazı çift-çift çekirdekler için $R(I\tau)$ ve E2- geçiş olasılıklarının hesaplanan değerleri ile deneysel değerler karşılaştırılmıştır. Karşılaştırma teorik ve deneysel değerler arasında iyi bir uyumun olduğunu göstermektedir.

Aşağıda aldığımız çekirdeklerin deneysel değer verileri Begconov ve arkadaşlarının nükleer spektroskopisi çalışmasında alınmıştır.

Çizelge 4.1. $^{152}_{62}\text{Sm}_{90}$ 'nın deneysel enerji düzeyleri

Ana Band	β Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Anomal $\tau=1$ Bandı	Anomal $\tau=2$ Bandı
<u>14^+ 2733.63</u>	<u>14^+ 2976.7</u>			
<u>12^+ 2144.88</u>	<u>12^+ 2525.6</u>		<u>9^+ 2375.5</u>	
	<u>10^+ 2079.66</u>		<u>8^+ 2139.7</u>	
<u>10^+ 1609.36</u>	<u>8^+ 1666.48</u>	<u>4^+ 1612.96</u>	<u>7^+ 1945.82</u>	<u>2_2^+ 1769.1</u>
	<u>6^+ 1310.05</u>	<u>2^+ 1292.80</u>	<u>6^+ 1728.38</u>	
<u>8^+ 1125.97</u>		<u>0_3^+ 1082.86</u>	<u>5^+ 1559.53</u>	
	<u>4^+ 1022.96</u>		<u>4^+ 1371.75</u>	
			<u>3^+ 1233.88</u>	
			<u>2_1^+ 1085.90</u>	
	<u>8^+ 810.4</u>			
<u>6^+ 706.94</u>	<u>0_2^+ 684.7</u>			
<u>4^+ 366.48</u>				
<u>2^+ 121.780</u>				
<u>0^+ 0</u>				

Çizelge 4.2. $^{152}_{62}\text{Sm}_{90}$ Çeşitli bandlar arasındaki geçişlerin deneysel hesaplamaları.

$^{152}_{62}\text{Sm}_{90}$ Çekirdeği İçin	Ana Band	Anomal $\tau=1$ Band	β - Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Yeni Band (Anomal $\tau=2$ Bandı)
$R_{i \rightarrow f}$	$R_4 \rightarrow_2 = 3.009$	$R_3 \rightarrow_2 = 1.136$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.494$	$R_2 \rightarrow_0 = 1.193$	-
	$R_6 \rightarrow_2 = 5.800$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.263$	$R_6 \rightarrow_0 = 1.913$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.489$	-
	$R_8 \rightarrow_2 = 9.240$	$R_5 \rightarrow_2 = 1.436$	$R_8 \rightarrow_0 = 2.433$		-
	$R_{10} \rightarrow_2 = 13.210$	$R_6 \rightarrow_2 = 1.590$	$R_{10} \rightarrow_0 = 3.037$		-
	$R_{12} \rightarrow_2 = 17.640$	$R_7 \rightarrow_2 = 1.790$	$R_{12} \rightarrow_0 = 3.683$		-
	$R_{14} \rightarrow_2 = 22.500$	$R_8 \rightarrow_2 = 1.970$	$R_{14} \rightarrow_0 = 4.347$		-
		$R_9 \rightarrow_2 = 2.187$			-
$\frac{B(E2, i \rightarrow f)}{B(E2, i' \rightarrow f')}$	$\frac{4(366.5) \rightarrow 2(121.8)}{2(121.8) \rightarrow 0(0)} = 1.860$	$\frac{3(1233.8) \rightarrow 4(366.5)}{3(1085.9) \rightarrow 2(121.8)} = 1.11$	$\frac{4(1023.0) \rightarrow 2(810.4)}{4(1023.0) \rightarrow 2(121.8)} = 375$	$\frac{0(1083.0) \rightarrow 2(810.4)}{0(1083.0) \rightarrow 0(121.8)} = 41.4$	-
	$\frac{6(707.0) \rightarrow 4(366.5)}{4(366.5) \rightarrow 2(121.8)} = 1.158$	$\frac{5(1559.5) \rightarrow 6(707.0)}{5(1559.5) \rightarrow 4(366.5)} = 2.33$	$\frac{4(1023.0) \rightarrow 2(810.4)}{2(810.4) \rightarrow 0(684.7)} = 1.50$	$\frac{2(1292.8) \rightarrow 2(121.8)}{2(1292.8) \rightarrow 0(0)} = 0.56$	-
	$\frac{8(1126.0) \rightarrow 6(707.0)}{6(707.0) \rightarrow 4(366.5)} = 1.190$	$\frac{7(1945.8) \rightarrow 8(112.6)}{7(1945.8) \rightarrow 6(707.0)} = 4.17$	$\frac{8(1666.5) \rightarrow 8(1126)}{8(1666.5) \rightarrow 6(707.0)} < 17$	$\frac{2(1292.8) \rightarrow 4(366.5)}{2(1292.8) \rightarrow 2(121.8)} = 25.9$	-
	$\frac{10(1609.0) \rightarrow 8(1126.0)}{8(1126.0) \rightarrow 6(707.0)} = 1.31$	$\frac{9(2375.5) \rightarrow 7(1945.8)}{9(2375.5) \rightarrow 8(1126)} = 33$	$\frac{14(2976.7) \rightarrow 12(2525.6)}{14(2976.7) \rightarrow 14(2736.3)} > 0.3$	$\frac{2(1292.8) \rightarrow 2(810.4)}{2(1292.8) \rightarrow 0(684.7)} > 8.3$	-

Çizelge 4.3. $^{152}_{62}\text{Sm}_{90}$ 'nın Çeşitli bandlar arasındaki geçişlerin teorik hesaplamaları.

$^{152}_{62}\text{Sm}_{90}$ Çekirdeği İçin	Ana Band	Anomal $\tau=1$ Band	β - Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Yeni Band (Anomal $\tau=2$ Bandı)
$R_{i \rightarrow f}$	$R_4 \rightarrow_2 = 3.262$	$R_3 \rightarrow_2 = 1.330$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.561$	$R_2 \rightarrow_0 = 1.245$	-
	$R_6 \rightarrow_2 = 6.082$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.460$	$R_6 \rightarrow_0 = 2.123$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.621$	-
	$R_8 \rightarrow_2 = 11.367$	$R_5 \rightarrow_2 = 1.521$	$R_8 \rightarrow_0 = 2.956$		-
	$R_{10} \rightarrow_2 = 114.345$	$R_6 \rightarrow_2 = 1.623$	$R_{10} \rightarrow_0 = 3.451$		-
	$R_{12} \rightarrow_2 = 16.560$	$R_7 \rightarrow_2 = 1.885$	$R_{12} \rightarrow_0 = 4.120$		-
	$R_{14} \rightarrow_2 = 23.950$	$R_8 \rightarrow_2 = 1.956$	$R_{14} \rightarrow_0 = 4.976$		-
		$R_9 \rightarrow_2 = 2.479$			-
$\frac{B(E2, i \rightarrow f)}{B(E2, i' \rightarrow f')}$	$\frac{4(366.5) \rightarrow 2(121.8)}{2(121.8) \rightarrow 0(0)} = 1.531$	$\frac{3(1233.8) \rightarrow 4(366.5)}{3(1085.9) \rightarrow 2(121.8)} = 1.23$	$\frac{4(1023.0) \rightarrow 2(810.4)}{4(1023.0) \rightarrow 2(121.8)} = 368$	$\frac{0(1083.0) \rightarrow 2(810.4)}{0(1083.0) \rightarrow 0(121.8)} = 46.21$	-
	$\frac{6(707.0) \rightarrow 4(366.5)}{4(366.5) \rightarrow 2(121.8)} = 1.011$	$\frac{5(1559.5) \rightarrow 6(707.0)}{5(1559.5) \rightarrow 4(366.5)} = 2.49$	$\frac{4(1023.0) \rightarrow 2(810.4)}{2(810.4) \rightarrow 0(684.7)} = 1.211$	$\frac{2(1292.8) \rightarrow 2(121.8)}{2(1292.8) \rightarrow 0(0)} = 1.01$	-
	$\frac{8(1126.0) \rightarrow 6(707.0)}{6(707.0) \rightarrow 4(366.5)} = 1.160$	$\frac{7(1945.8) \rightarrow 8(1126)}{7(1945.8) \rightarrow 6(707.0)} = 4.53$	$\frac{8(1666.5) \rightarrow 8(1126)}{8(1666.5) \rightarrow 6(707.0)} = 12.56$	$\frac{2(1292.8) \rightarrow 4(366.5)}{2(1292.8) \rightarrow 2(121.8)} = 28.32$	-
	$\frac{10(1609.0) \rightarrow 8(1126.0)}{8(1126.0) \rightarrow 6(707.0)} = 1.470$	$\frac{9(2375.5) \rightarrow 7(1945.8)}{9(2375.5) \rightarrow 8(1126)} = 351$	$\frac{14(2976.7) \rightarrow 12(2525.6)}{14(2976.7) \rightarrow 14(2736.3)} > 1.02$	$\frac{2(1292.8) \rightarrow 2(810.4)}{2(1292.8) \rightarrow 0(684.7)} = 10.24$	-

Çizelge 4.4. $^{154}_{64}\text{Gd}_{90}$ 'nın deneysel enerji düzeyleri

Ana Band	β Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Anomal $\tau=1$ Bandı	Anomal $\tau=2$ Bandı
<u>26⁺ 7058</u>				
	<u>26⁺ 6955</u>			
<u>24⁺ 6296</u>				
	<u>24⁺ 6122</u>			
<u>22⁺ 5521</u>				
	<u>22⁺ 5349</u>			
<u>20⁺ 4783</u>				
	<u>20⁺ 4645</u>			
<u>18⁺ 4088</u>				
	<u>18⁺ 4016.8</u>			
<u>16⁺ 3405.1</u>	<u>16⁺ 3491.4</u>			
	<u>14⁺ 3027.9</u>			
<u>14⁺ 2778</u>		<u>4⁺ 1898.2</u>	<u>7⁺ 1810.3</u>	<u>4⁺ 1790.2</u>
	<u>12⁺ 2622.2</u>		<u>6⁺ 1606.4</u>	<u>2⁺ 1531.28</u>
		<u>2⁺ 1418.3</u>	<u>5⁺ 1432.28</u>	
<u>12⁺ 2185</u>	<u>10⁺ 2194.5</u>		<u>4⁺ 1263.72</u>	
		<u>0₃⁺ 1295.15</u>	<u>3⁺ 1127.82</u>	
	<u>8⁺ 1756.7</u>		<u>2₁⁺ 996.27</u>	
<u>10⁺ 1637.2</u>	<u>6⁺ 1366</u>			
<u>8⁺ 1144.55</u>	<u>4⁺ 1047.5</u>			
<u>6⁺ 717.71</u>	<u>2⁺ 815.47</u>			
<u>4⁺ 371.01</u>	<u>0₂⁺ 680.64</u>			
<u>2⁺ 123.07</u>				
<u>0⁺ 0</u>				

Çizelge 4.5. $^{154}_{64}\text{Gd}_{90}$ 'nın Çeşitli bandlar arasındaki geçişlerin deneysel hesaplamaları.

$^{154}_{64}\text{Gd}_{90}$ Çekirdeği için	Ana Band	Anomal $\tau=1$ Band	β - Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Yeni Band (Anomal $\tau=2$ Bandı)
$R_{i \rightarrow f}$	$R_4 \rightarrow_2 = 3.014$	$R_3 \rightarrow_2 = 1.167$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.198$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.124$	$R_3 \rightarrow_2 = 1.084$
	$R_6 \rightarrow_2 = 5.813$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.856$	$R_6 \rightarrow_0 = 1.540$	$R_6 \rightarrow_0 = 1.311$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.169$
	$R_8 \rightarrow_2 = 9.299$	$R_5 \rightarrow_2 = 2.104$	$R_8 \rightarrow_0 = 2.006$	$R_8 \rightarrow_0 = 1.562$	
	$R_{10} \rightarrow_2 = 13.300$	$R_6 \rightarrow_2 = 2.360$	$R_{10} \rightarrow_0 = 2.280$	$R_{10} \rightarrow_0 = 1.866$	
	$R_{12} \rightarrow_2 = 17.754$	$R_7 \rightarrow_2 = 2.659$	$R_{12} \rightarrow_0 = 3.224$		
	$R_{14} \rightarrow_2 = 22.573$		$R_{14} \rightarrow_0 = 4.448$		
	$R_{16} \rightarrow_2 = 27.672$		$R_{16} \rightarrow_0 = 5.129$		
	$R_{18} \rightarrow_2 = 33.21$		$R_{18} \rightarrow_0 = 5.901$		
	$R_{20} \rightarrow_2 = 38.864$		$R_{20} \rightarrow_0 = 6.824$		
	$R_{22} \rightarrow_2 = 44.860$		$R_{22} \rightarrow_0 = 7.858$		
	$R_{24} \rightarrow_2 = 51.157$		$R_{24} \rightarrow_0 = 8.994$		
$\frac{B(E2, i \rightarrow f)}{B(E2, i' \rightarrow f')}$	$R_{26} \rightarrow_2 = 57.34$		$R_{26} \rightarrow_0 = 10.218$		
	$\frac{4(371.0) \rightarrow 2(123.1)}{2(123.1) \rightarrow 0(0)} = 1.603$	$\frac{2(996.3) \rightarrow 4(371.0)}{2(996.3) \rightarrow 2(123.1)} = 1.144$	$\frac{2(815.5) \rightarrow 0(680.6)}{2(815.5) \rightarrow 0(0)} = 156$	$\frac{2(1418.3) \rightarrow 0(1295.2)}{2(1418.3) \rightarrow 2(123.1)} = 92000$	$\frac{2(1531.3) \rightarrow 2(815.5)}{2(1531.3) \rightarrow 0(680.6)} = 2.58$
	$\frac{8(1144.5) \rightarrow 6(717.7)}{6(717.7) \rightarrow 4(371.0)} = 1.180$	$\frac{3(1127.8) \rightarrow 4(371.0)}{3(1127.8) \rightarrow 2(123.1)} = 0.99$	$\frac{4(1047.6) \rightarrow 2(810.4)}{4(1047.6) \rightarrow 2(123.1)} = 18.5$	$\frac{4(898.2) \rightarrow 4(1047.6)}{4(1898.2) \rightarrow 4(371.0)} \geq 176$	$\frac{3(1660.9) \rightarrow 4(371.0)}{3(1660.9) \rightarrow 2(123.1)} = 0.55$
	$\frac{10(1636.8) \rightarrow 8(1144.5)}{8(1144.5) \rightarrow 6(717.7)} = 1.1$	$\frac{3(1127.8) \rightarrow 2(815.5)}{3(1127.8) \rightarrow 2(123.1)} = 0.29$	$\frac{6(1366.0) \rightarrow 4(1047.6)}{6(1366.0) \rightarrow 6(717.7)} = 16$		$\frac{3(1660.9) \rightarrow 4(1047.6)}{2(1660.9) \rightarrow 2(815.5)} = 0.84$
	$\frac{6(717.7) \rightarrow 4(371.0)}{4(371.0) \rightarrow 2(123.1)} = 1.190$	$\frac{4(1263.7) \rightarrow 4(371.0)}{4(1263.7) \rightarrow 2(123.1)} = 7.40$	$\frac{16(3491.4) \rightarrow 14(3027.9)}{16(3491.4) \rightarrow 14(2778.0)} = 12$		$\frac{4(1790.2) \rightarrow 4(371.0)}{4(1790.2) \rightarrow 2(123.1)} = 3.45$

Çizelge 4.6. $^{154}_{64}\text{Gd}_{90}$ 'nın Çeşitli bandlar arasındaki geçişlerin teorik hesaplamaları.

$^{154}_{64}\text{Gd}_{90}$ Çekirdeği için	Ana Band	Anomal $\tau=1$ Band	β - Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Yeni Band (Anomal $\tau=2$ Bandı)
$R_{i \rightarrow f}$	$R_4 \rightarrow_2 = 3.512$	$R_3 \rightarrow_2 = 1.212$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.231$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.216$	$R_3 \rightarrow_2 = 1.201$
	$R_6 \rightarrow_2 = 6.54$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.995$	$R_6 \rightarrow_0 = 1.704$	$R_6 \rightarrow_0 = 1.421$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.406$
	$R_8 \rightarrow_2 = 10.23$	$R_5 \rightarrow_2 = 2.312$	$R_8 \rightarrow_0 = 2.616$	$R_8 \rightarrow_0 = 1.603$	
	$R_{10} \rightarrow_2 = 14.51$	$R_6 \rightarrow_2 = 2.645$	$R_{10} \rightarrow_0 = 2.820$	$R_{10} \rightarrow_0 = 1.911$	
	$R_{12} \rightarrow_2 = 18.97$	$R_7 \rightarrow_2 = 2.997$	$R_{12} \rightarrow_0 = 3.426$		
	$R_{14} \rightarrow_2 = 22.86$		$R_{14} \rightarrow_0 = 4.814$		
	$R_{16} \rightarrow_2 = 28.06$		$R_{16} \rightarrow_0 = 5.391$		
	$R_{18} \rightarrow_2 = 33.76$		$R_{18} \rightarrow_0 = 6.101$		
	$R_{20} \rightarrow_2 = 39.42$		$R_{20} \rightarrow_0 = 6.979$		
	$R_{22} \rightarrow_2 = 45.18$		$R_{22} \rightarrow_0 = 8.106$		
	$R_{24} \rightarrow_2 = 52.14$		$R_{24} \rightarrow_0 = 9.169$		
	$R_{26} \rightarrow_2 = 57.78$		$R_{26} \rightarrow_0 = 10.56$		
	$\frac{4(371.0) \rightarrow 2(123.1)}{2(123.1) \rightarrow 0(0)} = 1.78$	$\frac{2(996.3) \rightarrow 4(371.0)}{2(996.3) \rightarrow 2(123.1)} = 1.245$	$\frac{2(815.5) \rightarrow 0(680.6)}{2(815.5) \rightarrow 0(0)} = 1.854$	$\frac{2(1418.3) \rightarrow 0(1295.2)}{2(1418.3) \rightarrow 2(123.1)} = 90055$	$\frac{2(1531.3) \rightarrow 2(815.5)}{2(1531.3) \rightarrow 0(680.6)} = 3.104$
	$\frac{B(E2, i \rightarrow f)}{B(E2, i' \rightarrow f')} = 1.284$	$\frac{3(1127.8) \rightarrow 4(371.0)}{3(1127.8) \rightarrow 2(123.1)} = 1.13$	$\frac{4(1047.6) \rightarrow 2(810.4)}{4(1047.6) \rightarrow 2(123.1)} = 19.25$	$\frac{4(898.2) \rightarrow 4(1047.6)}{4(1898.2) \rightarrow 4(371.0)} \geq 207$	$\frac{3(1660.9) \rightarrow 4(371.0)}{3(1660.9) \rightarrow 2(123.1)} = 0.978$
	$\frac{10(1636.8) \rightarrow 8(1144.5)}{8(1144.5) \rightarrow 6(717.7)} = 1.2$	$\frac{3(1127.8) \rightarrow 2(815.5)}{3(1127.8) \rightarrow 2(123.1)} = 0.401$	$\frac{6(1366.0) \rightarrow 4(1047.6)}{6(1366.0) \rightarrow 6(717.7)} = 17.4$		$\frac{3(1660.9) \rightarrow 4(1047.6)}{2(1660.9) \rightarrow 2(815.5)} = 1.07$
	$\frac{6(717.7) \rightarrow 4(371.0)}{4(371.0) \rightarrow 2(123.1)} = 1.203$	$\frac{4(1263.7) \rightarrow 4(371.0)}{4(1263.7) \rightarrow 2(123.1)} = 7.95$	$\frac{16(3491.4) \rightarrow 14(3027.9)}{16(3491.4) \rightarrow 14(2778.0)} = 14$		$\frac{4(1790.2) \rightarrow 4(371.0)}{4(1790.2) \rightarrow 2(123.1)} = 4.21$

Çizelge 4.7. $^{156}_{66}\text{Dy}_{90}$ 'nın deneysel enerji düzeyleri

Ana Band	β Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Anomal $\tau=1$ Bandı	Anomal $\tau=2$ Bandı
	<u>42⁺ 15061.4</u>			
	<u>40⁺ 13885.0</u>			
<u>36⁺ 1188.68</u>	<u>38⁺ 12769.2</u>			
<u>34⁺ 10828.2</u>	<u>36⁺ 11670.5</u>			
<u>32⁺ 9825.1</u>	<u>34⁺ 10617.9</u>			
<u>30⁺ 8875.8</u>	<u>32⁺ 9611.2</u>			
<u>28⁺ 7978.4</u>	<u>30⁺ 8650.7</u>			
<u>26⁺ 7130.2</u>	<u>28⁺ 7738.0</u>			
<u>24⁺ 6328.6</u>	<u>26⁺ 6876.6</u>			
	<u>24⁺ 6068.7</u>			
<u>22⁺ 5572.9</u>	<u>22⁺ 5320.3</u>			
<u>20⁺ 4859.0</u>	<u>20⁺ 4635.6</u>			
<u>18⁺ 4178.2</u>	<u>18⁺ 4026.1</u>			
<u>16⁺ 3522.8</u>	<u>16⁺ 3498.7</u>		<u>15⁺ 3860.9</u>	
	<u>14⁺ 3065.9</u>			
<u>14⁺ 2887.8</u>	<u>12⁺ 2706.9</u>		<u>13⁺ 3273.5</u>	
			<u>12⁺ 3997.2</u>	
			<u>11⁺ 2712.4</u>	
		<u>10⁺ 2700.8</u>	<u>10⁺ 2448.0</u>	<u>5⁺ 2476.1</u>
<u>12⁺ 2285.9</u>	<u>10⁺ 2315.8</u>		<u>9⁺ 2191.6</u>	<u>4⁺ 2307.8</u>
		<u>8⁺ 2261.6</u>	<u>8⁺ 1957.2</u>	<u>3⁺ 2169.1</u>
<u>10⁺ 1725.3</u>	<u>8⁺ 1858.6</u>		<u>7⁺ 1728.8</u>	<u>2₂⁺ 2089.5</u>
		<u>6⁺ 1898.7</u>	<u>6⁺ 1525.2</u>	
<u>8⁺ 1215.7</u>	<u>6⁺ 1437.1</u>		<u>5⁺ 1335.2</u>	
		<u>4⁺ 1627.3</u>	<u>4⁺ 1168.5</u>	
<u>6⁺ 770.3</u>	<u>4⁺ 1088.3</u>		<u>3⁺ 1022.1</u>	
	<u>2⁺ 828.7</u>	<u>2₃⁺ 1447.4</u>	<u>2₁⁺ 890.1</u>	
<u>4⁺ 404.1</u>	<u>0₂⁺ 575.6</u>			
<u>2⁺ 137.1</u>				
0 ⁺ 0				

Çizelge 4.8. $^{156}_{66}\text{Dy}_{90}$ 'nın Çeşitli bandlar arasındaki geçişlerin deneysel hesaplamaları.

$^{156}_{66}\text{Dy}_{90}$ Çekirdeği için	Ana Band	Anomal $\tau=1$ Band	β - Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Yeni Band (Anomal $\tau=2$ Bandı)
$R_{i \rightarrow f}$	$R_4 \rightarrow_2 = 2.935$	$R_3 \rightarrow_2 = 1.148$	$R_2 \rightarrow_0 = 1.266$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.124$	$R_3 \rightarrow_2 = 1.038$
	$R_6 \rightarrow_2 = 5.132$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.312$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.610$	$R_6 \rightarrow_2 = 1.312$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.104$
	$R_8 \rightarrow_2 = 8.822$	$R_6 \rightarrow_2 = 1.713$	$R_6 \rightarrow_0 = 2.127$	$R_8 \rightarrow_2 = 1.562$	$R_5 \rightarrow_2 = 1.185$
	$R_{10} \rightarrow_2 = 12.520$	$R_7 \rightarrow_2 = 1.942$	$R_8 \rightarrow_0 = 2.751$	$R_{10} \rightarrow_2 = 1.865$	
	$R_{12} \rightarrow_2 = 16.588$	$R_8 \rightarrow_2 = 2.198$	$R_{10} \rightarrow_0 = 3.427$		
	$R_{14} \rightarrow_2 = 20.956$	$R_9 \rightarrow_2 = 2.462$	$R_{12} \rightarrow_0 = 4.006$		
	$R_{16} \rightarrow_2 = 25.564$	$R_{10} \rightarrow_2 = 2.750$	$R_{14} \rightarrow_0 = 5.420$		
	$R_{18} \rightarrow_2 = 30.320$	$R_{11} \rightarrow_2 = 3.047$	$R_{16} \rightarrow_0 = 6.078$		
	$R_{20} \rightarrow_2 = 35.261$	$R_{12} \rightarrow_2 = 3.367$	$R_{18} \rightarrow_0 = 6.994$		
	$R_{22} \rightarrow_2 = 40.441$	$R_{13} \rightarrow_2 = 3.677$	$R_{20} \rightarrow_0 = 8.053$		
	$R_{24} \rightarrow_2 = 45.925$	$R_{13} \rightarrow_2 = 3.677$	$R_{22} \rightarrow_0 = 9.243$		
		$R_{15} \rightarrow_2 = 4.337$	$R_{24} \rightarrow_0 = 10.54$		
$\frac{B(E2, i \rightarrow f)}{B(E2, i' \rightarrow f')}$	-	$\frac{11(2712.4) \rightarrow 9(2191.6)}{11(2712.4) \rightarrow 10(1725.0)} = 24.1$	$\frac{4(1088.3) \rightarrow 4(404.1)}{4(1088.3) \rightarrow 2(137.8)} = 86.5$	-	-
	-	$\frac{2(890.7) \rightarrow 2(137.8)}{2(890.7) \rightarrow 0(0)} = 1.67$	$\frac{4(1088.3) \rightarrow 6(770.3)}{4(1088.3) \rightarrow 4(404.1)} = 4.2$	-	-
	-	$\frac{3(1022.1) \rightarrow 4(404.1)}{3(1022.1) \rightarrow 2(137.8)} = 2.74$	$\frac{8(1856.8) \rightarrow 8(1215.5)}{8(1856.8) \rightarrow 6(770.3)} = 54.5$	-	-
	-	$\frac{4(1168.5) \rightarrow 6(770.3)}{4(1168.5) \rightarrow 4(404.1)} = 1.8$	$\frac{16(3523.3) \rightarrow 14(3065.9)}{16(3523.3) \rightarrow 14(2887.8)} = 4.7$	-	-

Çizelge 4.9. $^{156}_{66}\text{Dy}_{90}$ 'nın Çeşitli bandlar arasındaki geçişlerin teorik hesaplamaları.

$^{156}_{66}\text{Dy}_{90}$ Çekirdeği için	Ana Band	Anomal $\tau=1$ Band	β - Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Yeni Band (Anomal $\tau=2$ Bandı)
$R_{i \rightarrow f}$	$R_4 \rightarrow_2 = 3.612$	$R_3 \rightarrow_2 = 1.017$	$R_2 \rightarrow_0 = 1.130$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.087$	$R_3 \rightarrow_2 = 1.217$
	$R_6 \rightarrow_2 = 6.160$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.261$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.560$	$R_6 \rightarrow_2 = 1.236$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.265$
	$R_8 \rightarrow_2 = 9.018$	$R_6 \rightarrow_2 = 1.517$	$R_6 \rightarrow_0 = 2.056$	$R_8 \rightarrow_2 = 1.483$	$R_5 \rightarrow_2 = 1.304$
	$R_{10} \rightarrow_2 = 12.83$	$R_7 \rightarrow_2 = 1.830$	$R_8 \rightarrow_0 = 2.561$	$R_{10} \rightarrow_2 = 1.861$	
	$R_{12} \rightarrow_2 = 17.61$	$R_8 \rightarrow_2 = 2.105$	$R_{10} \rightarrow_0 = 3.246$		
	$R_{14} \rightarrow_2 = 22.17$	$R_9 \rightarrow_2 = 2.311$	$R_{12} \rightarrow_0 = 3.901$		
	$R_{16} \rightarrow_2 = 24.562$	$R_{10} \rightarrow_2 = 2.617$	$R_{14} \rightarrow_0 = 5.205$		
	$R_{18} \rightarrow_2 = 30.888$	$R_{11} \rightarrow_2 = 2.993$	$R_{16} \rightarrow_0 = 5.968$		
	$R_{20} \rightarrow_2 = 36.13$	$R_{12} \rightarrow_2 = 3.130$	$R_{18} \rightarrow_0 = 6.664$		
	$R_{22} \rightarrow_2 = 41.11$	$R_{13} \rightarrow_2 = 3.593$	$R_{20} \rightarrow_0 = 7.906$		
	$R_{24} \rightarrow_2 = 47.061$	$R_{15} \rightarrow_2 = 4.151$	$R_{22} \rightarrow_0 = 8.817$		
			$R_{24} \rightarrow_0 = 9.876$		
$\frac{B(E2, i \rightarrow f)}{B(E2, i' \rightarrow f')}$	-	$\frac{11(2712.4) \rightarrow 9(2191.6)}{11(2712.4) \rightarrow 10(1725.0)} = 26.12$	$\frac{4(1088.3) \rightarrow 4(404.1)}{4(1088.3) \rightarrow 2(137.8)} = 91.16$	-	-
	-	$\frac{2(890.7) \rightarrow 2(137.8)}{2(890.7) \rightarrow 0(0)} = 1.945$	$\frac{4(1088.3) \rightarrow 6(770.3)}{4(1088.3) \rightarrow 4(404.1)} = 5.21$	-	-
	-	$\frac{3(1022.1) \rightarrow 4(404.1)}{3(1022.1) \rightarrow 2(137.8)} = 2.986$	$\frac{8(1856.8) \rightarrow 8(1215.5)}{8(1856.8) \rightarrow 6(770.3)} = 56.23$	-	-
	-	$\frac{4(1168.5) \rightarrow 6(770.3)}{4(1168.5) \rightarrow 4(404.1)} = 2.13$	$\frac{16(3523.3) \rightarrow 14(3065.9)}{16(3523.3) \rightarrow 14(2887.8)} = 5.02$	-	-

Çizelge 4.10. $^{158}_{66}\text{Dy}_{92}$ 'nın deneysel enerji düzeyleri

Ana Band	β Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Anomal $\tau=1$ Bandı	Anomal $\tau=2$ Bandı
<u>26⁺ 6612.9</u>				
<u>24⁺ 5820.3</u>				
<u>22⁺ 5085.6</u>				
<u>20⁺ 4407.5</u>				
<u>18⁺ 3781.7</u>				
<u>16⁺ 3190.7</u>				
<u>14⁺ 2612.6</u>				<u>6⁺ 2388.3</u>
				<u>5⁺ 2211.1</u>
				<u>4⁺ 2053.3</u>
				<u>3⁺ 1940.7</u>
<u>12⁺ 2049.2</u>			<u>8⁺ 1890.9</u>	
	<u>8⁺ 1890.0</u>			<u>2₂⁺ 1852.5</u>
	<u>6⁺ 1547.3</u>		<u>7⁺ 1676.8</u>	
<u>10⁺ 1519.9</u>		<u>2⁺ 1362</u>	<u>6⁺ 1486.4</u>	
	<u>4⁺ 1280.03</u>		<u>5⁺ 1311.47</u>	
		<u>0₃⁺ 1260</u>	<u>4⁺ 1163.72</u>	
<u>8⁺ 1044.1</u>	<u>2⁺ 1085.63</u>		<u>3⁺ 1046.52</u>	
	<u>0₂⁺ 990.6</u>		<u>2₁⁺ 946.27</u>	
<u>6⁺ 637.87</u>				
<u>4⁺ 317.26</u>				
<u>2⁺ 98.94</u>				
0 ⁺				

Çizelge 4.11. $^{158}_{66}\text{Dy}_{92}$ 'nın Çeşitli bandlar arasındaki geçişlerin deneysel hesaplamaları.

$^{158}_{66}\text{Dy}_{92}$ Çekirdeği için	Ana Band	Anomal $\tau=1$ Band	β - Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Yeni Band (Anomal $\tau=2$ Bandı)
$R_{i \rightarrow f}$	$R_4 \rightarrow_2 = 3.206$	$R_3 \rightarrow_2 = 1.105$	$R_2 \rightarrow_0 = 1.095$		$R_3 \rightarrow_2 = 1.047$
	$R_6 \rightarrow_2 = 6.447$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.229$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.292$		$R_4 \rightarrow_2 = 1.108$
	$R_8 \rightarrow_2 = 10.552$	$R_5 \rightarrow_2 = 1.385$	$R_6 \rightarrow_0 = 1.561$		$R_5 \rightarrow_2 = 1.193$
	$R_{10} \rightarrow_2 = 15.361$	$R_6 \rightarrow_2 = 1.570$	$R_8 \rightarrow_0 = 1.907$		$R_6 \rightarrow_2 = 1.28$
	$R_{12} \rightarrow_2 = 20.721$	$R_7 \rightarrow_2 = 1.772$			
	$R_{14} \rightarrow_2 = 26.405$	$R_8 \rightarrow_2 = 1.998$			
	$R_{16} \rightarrow_2 = 32.248$				
	$R_{18} \rightarrow_2 = 38.222$				
	$R_{20} \rightarrow_2 = 44.547$				
	$R_{22} \rightarrow_2 = 51.400$				
	$R_{24} \rightarrow_2 = 58.826$				
$\frac{B(E2, i \rightarrow f)}{B(E2, i' \rightarrow f')}$	$\frac{4(317.3) \rightarrow 2(98.9)}{2(98.9) \rightarrow 0(0)} = 1.35$	$\frac{2(946.3) \rightarrow 4(317.3)}{2(946.3) \rightarrow 2(98.9)} < 0.1$	$\frac{2(1085.6) \rightarrow 2(98.9)}{2(1085.6) \rightarrow 0(0)} = 2.73$	-	-
	$\frac{6(637.9) \rightarrow 4(317.3)}{6(317.3) \rightarrow 2(98.9)} = 1.12$	$\frac{3(1046.5) \rightarrow 4(317.3)}{3(1046.5) \rightarrow 2(98.9)} = 0.73$	$\frac{2(1085.6) \rightarrow 4(317.3)}{2(1085.6) \rightarrow 2(98.9)} > 4.6$	-	-
	$\frac{8(1044.1) \rightarrow 6(637.9)}{6(637.3) \rightarrow 4(317.3)} = 0.99$	$\frac{4(1163.7) \rightarrow 4(313.3)}{4(1163.7) \rightarrow 2(98.9)} = 4.79$	$\frac{4(1280.0) \rightarrow 4(317.3)}{4(1280.0) \rightarrow 2(98.9)} = 0.91$	-	-
	$\frac{14(2612.6) \rightarrow 12(2049.2)}{12(2049.2) \rightarrow 10(1519.9)} = 1.28$	$\frac{6(486.4) \rightarrow 6(637.9)}{6(1486.4) \rightarrow 4(317.3)} = 3.81$	$\frac{4(1280.0) \rightarrow 6(637.9)}{4(1280.0) \rightarrow 4(317.3)} = 9.6$	-	-

Çizelge 4.12. $^{158}_{66}\text{Dy}_{92}$ 'nın Çeşitli bandlar arasındaki geçişlerin teorik hesaplamaları.

$^{158}_{66}\text{Dy}_{92}$ Çekirdeği için	Ana Band	Anomal $\tau=1$ Band	β - Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Yeni Band (Anomal $\tau=2$ Bandı)
$R_{i \rightarrow f}$	$R_4 \rightarrow_2 = 4.06$	$R_3 \rightarrow_2 = 1.304$	$R_2 \rightarrow_0 = 1.005$		$R_3 \rightarrow_2 = 1.266$
	$R_6 \rightarrow_2 = 7.03$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.492$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.165$		$R_4 \rightarrow_2 = 1.299$
	$R_8 \rightarrow_2 = 11.167$	$R_5 \rightarrow_2 = 1.505$	$R_6 \rightarrow_0 = 1.432$		$R_5 \rightarrow_2 = 1.361$
	$R_{10} \rightarrow_2 = 16.33$	$R_6 \rightarrow_2 = 1.73$	$R_8 \rightarrow_0 = 1.795$		$R_6 \rightarrow_2 = 1.387$
	$R_{12} \rightarrow_2 = 22.042$	$R_7 \rightarrow_2 = 1.861$			
	$R_{14} \rightarrow_2 = 27.36$	$R_8 \rightarrow_2 = 2.01$			
	$R_{16} \rightarrow_2 = 34.151$				
	$R_{18} \rightarrow_2 = 40.214$				
	$R_{20} \rightarrow_2 = 47.61$				
	$R_{22} \rightarrow_2 = 56.065$				
	$R_{24} \rightarrow_2 = 60.004$				
$\frac{B(E2, i \rightarrow f)}{B(E2, i' \rightarrow f')}$	$\frac{4(317.3) \rightarrow 2(98.9)}{2(98.9) \rightarrow 0(0)} = 1.47$	$\frac{2(946.3) \rightarrow 4(317.3)}{2(946.3) \rightarrow 2(98.9)} < 0.089$	$\frac{2(1085.6) \rightarrow 2(98.9)}{2(1085.6) \rightarrow 0(0)} = 2.987$	-	-
	$\frac{6(637.9) \rightarrow 4(317.3)}{6(317.3) \rightarrow 2(98.9)} = 1.25$	$\frac{3(1046.5) \rightarrow 4(317.3)}{3(1046.5) \rightarrow 2(98.9)} = 0.96$	$\frac{2(1085.6) \rightarrow 4(317.3)}{2(1085.6) \rightarrow 2(98.9)} > 5.42$	-	-
	$\frac{8(1044.1) \rightarrow 6(637.9)}{6(637.3) \rightarrow 4(317.3)} = 1.112$	$\frac{4(1163.7) \rightarrow 4(313.3)}{4(1163.7) \rightarrow 2(98.9)} = 5.21$	$\frac{4(1280.0) \rightarrow 4(317.3)}{4(1280.0) \rightarrow 2(98.9)} = 1.24$	-	-
	$\frac{14(2612.6) \rightarrow 12(2049.2)}{12(2049.2) \rightarrow 10(1519.9)} = 1.40$	$\frac{6(486.4) \rightarrow 6(637.9)}{6(1486.4) \rightarrow 4(317.3)} = 4.52$	$\frac{4(1280.0) \rightarrow 6(637.9)}{4(1280.0) \rightarrow 4(317.3)} = 11.4$	-	-

Çizelge 4.13. $^{160}_{68}\text{Er}_{92}$ 'nın deneysel enerji düzeyleri.

Ana Band	β Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Anomal $\tau=I$ Bandı
	<u>50⁺ 20114</u>		
	<u>48⁺ 18808</u>		
	<u>46⁺ 17525</u>		
	<u>44⁺ 16286</u>		
	<u>42⁺ 16098</u>		
	<u>40⁺ 13963</u>		
	<u>38⁺ 12876</u>		
	<u>36⁺ 11830</u>		
<u>34⁺ 10812</u>	<u>34⁺ 10818</u>		
<u>32⁺ 9947</u>			
	<u>32⁺ 9836</u>		
<u>30⁺ 9043</u>			
	<u>30⁺ 8874</u>		
<u>28⁺ 8184</u>			
	<u>28⁺ 7937</u>		
<u>26⁺ 7341</u>			
	<u>26⁺ 7035</u>		
<u>24⁺ 6615</u>			
	<u>24⁺ 6182</u>		
<u>22⁺ 5714</u>			
	<u>22⁺ 5389</u>		
	<u>20⁺ 4666</u>		
<u>20⁺ 4975</u>	<u>18⁺ 4020.8</u>		
<u>18⁺ 4283</u>	<u>16⁺ 3465.4</u>		
<u>16⁺ 3659</u>	<u>14₂⁺ 2931.5</u>		
<u>14⁺ 3125</u>			
			<u>13⁺ 3365</u>
<u>12⁺ 2339.3</u>			<u>11⁺ 2803</u>
<u>10⁺ 1760.1</u>			<u>9⁺ 2245</u>
<u>8⁺ 1228.4</u>			<u>7⁺ 1744</u>
			<u>6⁺ 1505.7</u>
<u>6⁺ 764.7</u>		<u>4⁺ 1230.3</u>	<u>5⁺ 1316.6</u>
<u>4⁺ 389.53</u>		<u>2⁺ 1008.07</u>	<u>4⁺ 1128.6</u>
<u>2⁺ 125.61</u>		<u>0₂⁺ 893.76</u>	<u>3⁺ 987.31</u>
<u>0⁺ 0</u>			<u>2₁⁺ 854.7</u>

Çizelge 4.14. $^{160}_{68}\text{Er}_{92}$ 'nın Çeşitli bandlar arasındaki geçişlerin deneysel hesaplamaları.

$^{160}_{68}\text{Er}_{92}$ Çekirdeği için	Ana Band	Anomal $\tau=1$ Band	β - Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Yeni Band (Anomal $\tau=2$ Bandı)
$R_{i \rightarrow f}$	$R_4 \rightarrow_2 = 3.101$	$R_3 \rightarrow_2 = 1.155$	$R_2 \rightarrow_0 = 1.127$		
	$R_6 \rightarrow_2 = 6.087$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.320$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.376$		
	$R_8 \rightarrow_2 = 9.779$	$R_5 \rightarrow_2 = 1.540$			
	$R_{10} \rightarrow_2 = 14.010$	$R_6 \rightarrow_2 = 1.879$			
	$R_{12} \rightarrow_2 = 18.620$	$R_7 \rightarrow_2 = 2.040$			
	$R_{14} \rightarrow_2 = 24.870$	$R_9 \rightarrow_2 = 2.629$			
	$R_{16} \rightarrow_2 = 29.123$	$R_{11} \rightarrow_2 = 3.279$			
	$R_{18} \rightarrow_2 = 34.092$	$R_{11} \rightarrow_2 = 3.279$			
	$R_{20} \rightarrow_2 = 39.601$	$R_{13} \rightarrow_2 = 3.938$			
	$R_{22} \rightarrow_2 = 45.490$				
	$R_{24} \rightarrow_2 = 51.862$				
$\frac{B(E2, i \rightarrow f)}{B(E2, i' \rightarrow f')}$	$\frac{4(389.5) \rightarrow 2(125.6)}{2(125.6) \rightarrow 0(0)} = 1.45$	-	-	-	-
	$\frac{6(764.7) \rightarrow 4(389.5)}{4(389.5) \rightarrow 2(125.6)} = 1.10$	-	-	-	-
	$\frac{8(1228.4) \rightarrow 6(764.7)}{6(764.7) \rightarrow 4(389.5)} = 0.99$	-	-	-	-
	$\frac{18(4020.8) \rightarrow 16(3465.4)}{16(3465.4) \rightarrow 14(2931.5)} = 1.32$	-	-	-	-

Çizelge 4.15. $^{160}_{68}\text{Er}_{92}$ 'nın Çeşitli bandlar arasındaki geçişlerin teorik hesaplamaları.

$^{160}_{68}\text{Er}_{92}$ Çekirdeği için	Ana Band	Anomal $\tau=1$ Band	β - Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Yeni Band (Anomal $\tau=2$ Bandı)
$R_{i \rightarrow f}$	$R_4 \rightarrow_2 = 3.830$	$R_3 \rightarrow_2 = 1.101$	$R_2 \rightarrow_0 = 1.195$		
	$R_6 \rightarrow_2 = 7.210$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.297$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.430$		
	$R_8 \rightarrow_2 = 10.26$	$R_5 \rightarrow_2 = 1.555$			
	$R_{10} \rightarrow_2 = 16.81$	$R_6 \rightarrow_2 = 1.810$			
	$R_{12} \rightarrow_2 = 20.12$	$R_7 \rightarrow_2 = 2.003$			
	$R_{14} \rightarrow_2 = 26.18$	$R_9 \rightarrow_2 = 2.591$			
	$R_{16} \rightarrow_2 = 31.08$	$R_{11} \rightarrow_2 = 3.161$			
	$R_{18} \rightarrow_2 = 36.02$	$R_{13} \rightarrow_2 = 3.883$			
	$R_{20} \rightarrow_2 = 41.09$				
	$R_{22} \rightarrow_2 = 47.87$				
	$R_{24} \rightarrow_2 = 54.08$				
$\frac{B(E2, i \rightarrow f)}{B(E2, i' \rightarrow f')}$	$\frac{4(389.5) \rightarrow 2(125.6)}{2(125.6) \rightarrow 0(0)} = 1.51$	-	-	-	-
	$\frac{6(764.7) \rightarrow 4(389.5)}{4(389.5) \rightarrow 2(125.6)} = 1.24$	-	-	-	-
	$\frac{8(1228.4) \rightarrow 6(764.7)}{6(764.7) \rightarrow 4(389.5)} = 1.01$	-	-	-	-
	$\frac{18(4020.8) \rightarrow 16(3465.4)}{16(3465.4) \rightarrow 14(2931.5)} = 1.39$	-	-	-	-

Çizelge 4.16. $^{162}_{66}\text{Dy}_{96}$ 'nın deneysel enerji düzeyleri.

Ana Band	β Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Anomal $\tau=I$ Bandı
			<u>18⁺ 3836.2</u>
<u>16⁺ 3138.4</u>			<u>14⁺ 3182</u>
	<u>14⁺ 2955.6</u>		
			<u>13⁺ 2859.7</u>
	<u>12⁺ 2593.4</u>		
<u>14⁺ 2492.4</u>			<u>12⁺ 2532.7</u>
	<u>10⁺ 2261.9</u>		<u>11⁺ 2337.7</u>
	<u>8⁺ 1985.8</u>		<u>10⁺ 2087.7</u>
<u>12⁺ 1901.4</u>		<u>4⁺ 1887.1</u>	<u>9⁺ 1878.2</u>
	<u>6⁺ 1767.5</u>		
		<u>2⁺ 1728.0</u>	
	<u>4⁺ 1575.5</u>	<u>0₂⁺ 1665.8</u>	<u>8⁺ 1670.4</u>
	<u>2⁺ 1453.49</u>		
<u>10⁺ 1374.9</u>	<u>0₂⁺ 1400.2</u>		<u>7⁺ 1480.4</u>
			<u>6⁺ 1324.55</u>
			<u>5⁺ 1182.82</u>
			<u>4⁺ 1061.05</u>
<u>8⁺ 920.9</u>			<u>3⁺ 963.00</u>
			<u>2₁⁺ 888.22</u>
<u>6⁺ 548.53</u>			
<u>4⁺ 265.66</u>			
<u>2⁺ 80.66</u>			
0 ⁺ 0			

Çizelge 4.17. $^{162}_{66}\text{Dy}_{96}$ 'nın Çeşitli bandlar arasındaki geçişlerin deneysel hesaplamaları.

$^{162}_{66}\text{Dy}_{96}$ Çekirdeği için	Ana Band	Anomal $\tau=1$ Band	β - Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Yeni Band (Anomal $\tau=2$ Bandı)
$R_{i \rightarrow f}$	$R_4 \rightarrow_2 = 3.293$	$R_3 \rightarrow_2 = 1.084$	$R_2 \rightarrow_0 = 1.038$	$R_2 \rightarrow_0 = 1.037$	
	$R_6 \rightarrow_2 = 6.800$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.194$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.125$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.132$	
	$R_8 \rightarrow_2 = 11.410$	$R_5 \rightarrow_2 = 1.331$	$R_6 \rightarrow_0 = 1.262$		
	$R_{10} \rightarrow_2 = 17.042$	$R_6 \rightarrow_2 = 1.491$	$R_8 \rightarrow_0 = 1.458$		
	$R_{12} \rightarrow_2 = 23.573$	$R_7 \rightarrow_2 = 1.677$	$R_{10} \rightarrow_0 = 1.615$		
	$R_{14} \rightarrow_2 = 30.901$	$R_8 \rightarrow_2 = 1.880$	$R_{12} \rightarrow_0 = 1.852$		
	$R_{16} \rightarrow_2 = 38.909$	$R_9 \rightarrow_2 = 2.114$	$R_{14} \rightarrow_0 = 2.150$		
	$R_{18} \rightarrow_2 = 47.560$	$R_{10} \rightarrow_2 = 2.350$			
		$R_{11} \rightarrow_2 = 2.631$			
		$R_{12} \rightarrow_2 = 2.851$			
		$R_{13} \rightarrow_2 = 3.219$			
		$R_{14} \rightarrow_2 = 3.582$			
	$\frac{4(265.7) \rightarrow 2(80.7)}{2(80.7) \rightarrow 0(0)} = 1.47$	$\frac{2(888.2) \rightarrow 4(265.7)}{2(888.2) \rightarrow 2(80.7)} = 0.08$	$\frac{2(1453.5) \rightarrow 2(80.7)}{2(1453.5) \rightarrow 0(0)} = 25$	-	-
	$\frac{6(548.5) \rightarrow 4(265.7)}{4(265.7) \rightarrow 2(80.7)} = 1.05$	$\frac{3(963.0) \rightarrow 4(265.7)}{3(963.0) \rightarrow 2(80.7)} = 0.67$	$\frac{2(1453.5) \rightarrow 4(265.7)}{2(1453.5) \rightarrow 2(80.7)} = 0.71$	-	-
$\frac{B(E2, i \rightarrow f)}{B(E2, i' \rightarrow f')}$	$\frac{12(1901.4) \rightarrow 10(1347.9)}{10(1347.9) \rightarrow 8(920.9)} = 0.89$	$\frac{4(1061.1) \rightarrow 6(548.5)}{4(1061.1) \rightarrow 4(265.7)} = 0.11$	-	-	-
	$\frac{18(3836.2) \rightarrow 16(3138.4)}{16(3138.4) \rightarrow 14(2492.4)} = 0.88$	$\frac{5(1182.8) \rightarrow 6(548.5)}{5(1182.8) \rightarrow 4(265.7)} = 1.19$	-	-	-

Çizelge 4.18. $^{162}_{66}\text{Dy}_{96}$ 'nın Çeşitli bandlar arasındaki geçişlerin teorik hesaplamaları.

$^{162}_{66}\text{Dy}_{96}$ Çekirdeği için	Ana Band	Anomal $\tau=1$ Band	β - Titreşim Bandı	γ Titreşim Bandı	Yeni Band (Anomal $\tau=2$ Bandı)
$R_{i \rightarrow f}$	$R_4 \rightarrow_2 = 3.53$	$R_3 \rightarrow_2 = 1.204$	$R_2 \rightarrow_0 = 1.104$	$R_2 \rightarrow_0 = 1.086$	
	$R_6 \rightarrow_2 = 7.42$	$R_4 \rightarrow_2 = 1.281$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.216$	$R_4 \rightarrow_0 = 1.189$	
	$R_8 \rightarrow_2 = 12.76$	$R_5 \rightarrow_2 = 1.399$	$R_6 \rightarrow_0 = 1.338$		
	$R_{10} \rightarrow_2 = 12.993$	$R_6 \rightarrow_2 = 1.412$	$R_8 \rightarrow_0 = 1.547$		
	$R_{12} \rightarrow_2 = 19.570$	$R_7 \rightarrow_2 = 1.602$	$R_{10} \rightarrow_0 = 1.751$		
	$R_{14} \rightarrow_2 = 24.991$	$R_8 \rightarrow_2 = 1.792$	$R_{12} \rightarrow_0 = 1.916$		
	$R_{16} \rightarrow_2 = 37.81$	$R_9 \rightarrow_2 = 1.991$	$R_{14} \rightarrow_0 = 2.23$		
	$R_{18} \rightarrow_2 = 49.889$	$R_{10} \rightarrow_2 = 2.535$			
		$R_{11} \rightarrow_2 = 2.712$			
		$R_{12} \rightarrow_2 = 2.897$			
		$R_{13} \rightarrow_2 = 3.501$			
		$R_{14} \rightarrow_2 = 3.897$			
	$\frac{4(265.7) \rightarrow 2(80.7)}{2(80.7) \rightarrow 0(0)} = 1.645$	$\frac{2(888.2) \rightarrow 4(265.7)}{2(888.2) \rightarrow 2(80.7)} = 0.105$	$\frac{2(1453.5) \rightarrow 2(80.7)}{2(1453.5) \rightarrow 0(0)} = 24.35$	-	-
	$\frac{6(548.5) \rightarrow 4(265.7)}{4(265.7) \rightarrow 2(80.7)} = 1.251$	$\frac{3(963.0) \rightarrow 4(265.7)}{3(963.0) \rightarrow 2(80.7)} = 0.965$	$\frac{2(1453.5) \rightarrow 4(265.7)}{2(1453.5) \rightarrow 2(80.7)} = 0.86$	-	-
$\frac{B(E2, i \rightarrow f)}{B(E2, i' \rightarrow f')}$	$\frac{12(1901.4) \rightarrow 10(1347.9)}{10(1347.9) \rightarrow 8(920.9)} = 1.09$	$\frac{4(1061.1) \rightarrow 6(548.5)}{4(1061.1) \rightarrow 4(265.7)} = 0.174$	-	-	-
	$\frac{18(3836.2) \rightarrow 16(3138.4)}{16(3138.4) \rightarrow 14(2492.4)} = 1.08$	$\frac{5(1182.8) \rightarrow 6(548.5)}{5(1182.8) \rightarrow 4(265.7)} = 1.211$	-	-	-

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Çift-çift çekirdekler için Ana, β , γ ve dönel durumlarını tasvir eden iki parametreye bağlı bir model ileri sürüldü. Bu model çekirdeklerin uyarılmış durumdaki formunun değişmesini (deforme olmasını) hesaba alarak çift-çift çekirdeklerin uyarılmış seviyeleri arasındaki E2 geçişlerinin ihtimalliklerini hesaplama olanağını sağladı. Yapılan hesaplamalara göre μ_1 Parametresi 0-1 değerleri arasında değişir. Bundan anlaşılıyor ki, çift-çift çekirdekler uyarılmış duruma geçtiğinde şekil değişiminin önemli bir rol oynadığı söylenebilir. μ_1 nın düşük değerlerinde (0.2) çıkarılan formüllerin küresel çekirdeklerine ait olduğu görüldü.

Davidov ve Arkadaşları'nın öne sürdükleri modele γ – titreşimleri eklenip devam ettirildiğinde hesaplamaların 3 parametreye bağlı olduğu görülüyor. Yapılan çalışmada ise model teoriye daha yakın olsun diye 3 parametre yerine 2 parametreye indirgenmiş bir model geliştirildi. Modele göre yapılan hesaplamaların deforme çekirdekler için deneysel sonuçlarla daha iyi bir uyum içerisinde olduğu görüldü. Hatta spin ($I > 24$) nin büyük değerlerinde bile olumlu sonuçlar alındı. Tahmini hesaplamalara göre deforme bölgesinde yer alan bütün çekirdekler içinde aynı uyum sağlanabilir.

Yapılan hesaplamalar ve karşılaştırmalar sonucunda, β bandının γ bandına göre deneyle daha iyi uyum gösterdiği kanısına varıldı. Bazı durumlar için uyumun daha iyi bir şekilde sağlanabilmesi için, fenomenolojik teoriden mikroskobik teoriye geçişin olması gerekir.

KAYNAKLAR

- Adler, K., Bohr, A., Mottelson, B., Winther, A., 1956. *Coulomb Excitation*, **Rew.Med.Phys.**, (28)432.
- Arya, A.P., 1999. *Çekirdek Fiziğın Esasları*, Aktif yayınevi, Erzurum, 427.
- Begcanov, B., Belensky, B.M., Zalybovsky, İ.İ., Kuznişankov, A.B., 1989. *Nükleer Spektroskopisi*, Cilt 2, Fen Yayınevi, Taşkent, 408-564.
- Bethe, H.A., Morrison, P., 1963. *Elementary Nuclear Theory* (New York: Willey).
- Bohr, A., 1952. *Kgl. Dansk. Vid. Selsk. Mat. Phys. Me*, 26.
- Bohr, A., Mottelson, B.R., 1975. *Nuclear structure*, (Reading, Ma: Benjamin), Cilt 2.
- Davidov, A.S., Filippov, C.V., 1958. *JTF (Deneyisel ve Teorik Fizik Dergisi)*, Moskova, 35.36.340.
- DeShait, A., Feashbach, H., 1974. *Theoretical Nuclear Theory*, (New York: Willey).
- Eisenberg, J. M., Grainer, W., 1970. *Nuclear Models*, Amsterdam: Nort-Holland.
- Evans, R. D., 1955. *The Atomic Nucleus*, (New York McGraw-Hill).
- Fasler, A., Granier, W., Sheline, R. K., 1964. *Phys. Rev. (B)*, 135-192.
- Halliday, D., 1955. *Introductory Nuclear Physics*, (New York: Wiley).
- John, M. B., Viktor, F. W., 1952. *Theoretical Nuclear Physics*, (New York: Wiley).
- Karayev, R., Şaripov, Ş., 1971. “*Deforma Olan Çift-Çift Çekirdeklerin Uyarılmış Durumları*”, **S.S.C.B. Yüksek Öğretim Kurumları Dergisi, Fizik Serisi**, 11(I): 19-24.
- Kenneth, S. K., 1987. *Introductory Nuclear Physics*, Oregonstate Universty Vol. 1. Rev. Ed. 173. U.S.A.
- Kenneth, S. K., 2001. *Nükleer Fizik*, Cilt I, Palme Yayıncılık, Ankara, 123-154.
- Kumar, N.K., Borranger, M., 1967. *Nuclear Physics.*, A92.608-653.
- Lederer, M., Shirley, W., 1978. *Table of Isotopes*, New York: Wiley.
- Mayer, M.G., Jensen, J.H.D., 1955. *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure*, New York: Wiley.
- Nilsson, S.G., 1955. *Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat-Pyhs. Medd.*, (16), 29.

- Preston, M.A., 1962. *Physics of the Nucleus (Reading, MA: Addison-Wesley)*, Bölüm 7-10.
- Robert , T.B., 1949. *Foundations of Nuclear Physics* , New york: Dover.
- Robotnov, N.S., Seragein, A.A., 1969. *Nuclear Physics*, A10, 286.
- Tanyel, B., 1964. *Nükleer Fizik*, Ege Üniversitesi Basımevi, İzmir,307-337.
- Yıldız, H., 2006. *Uranyum Ötesi Çekirdeklerin Dönme Spektrumları Analizi*, Yüzyüncü yıl Üni. Fen Bil. Enst.,Van.

ÖZGEÇMİŞ

1980 yılında Iğdır'da dünyaya geldi. İlk ve ortaöğretimini Iğdır'da tamamladıktan sonra Karadeniz Teknik Üniversitesi Fizik Bölümünü 2003 yılında bitirdi. Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde 2005 yılında Ortaöğretim Fen ve Matematik alanlarında tezsiz yüksek lisansını aldı. 2006 yılında Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi'nde Nükleer Fizik Anabilim Dalı'nda tezli yüksek lisansa başladı.