

T.C.  
YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ  
FENBİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANABİLİM DALI

**DEFORME OLAN ÇİFT ÇİFT ÇEKİRDEKLERİN KUADROPOL  
MOMENTLERİNİN HESAPLANMA METOTLARI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HAZIRLAYAN : Mehmet Şakir DEMİR  
DANIŞMAN : Prof. Dr. Ramiz RASİMGİL

VAN-2006

T.C.  
YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ  
FENBİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANABİLİM DALI

**DEFORME OLAN ÇİFT ÇİFT ÇEKİRDEKLERİN KUADROPOL  
MOMENTLERİNİN HESAPLANMA METOTLARI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HAZIRLAYAN: Mehmet Şakir DEMİR

VAN-2006

## KABUL ve ONAY SAYFASI

Prof. Dr. Ramız RASİMGİL danışmanlığında Mehmet Şakir DEMİR tarafından hazırlanan “Deforme Olan Çift Çift Çekirdeklerin Kuadropol Momentlerinin Hesaplanma Metotları” isimli bu çalışma 06/01/2006 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı’nda Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Ramız RASİMGİL

İmza:



Üye : Prof. Dr. Bahşeli GULİYEV

İmza:



Üye : Yrd. Doç. Dr. Şerif ALDEMİR

İmza:



Üye :

İmza:

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu’nun ...../...../200.... Gün ve..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

.....

Enstitü Müdürü

## ÖZET

### DEFORME OLAN ÇİFT ÇİFT ÇEKİRDEKLERİN KUADROPOL MOMENTLERİNİN HESAPLANMA METOTLARI

DEMİR, Mehmet Şakir  
Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı  
Tez Danışmanı: Prof. Dr. Ramiz RASİMGİL  
Ocak 2006, 29 sayfa.

Günümüzde çekirdek kuvvetleri tam olarak bilinmediğinden nükleer modellere sık sık başvurulur. Çekirdeğin değişik özelliklerini izah eden herhangi bir modele olan en önemli ihtiyaç, o model yardımıyla birçok deneysel sonucun değerlendirilmesidir. Bunun için nükleer teorinin fenomenolojik bir karakteristik taşıdığı söylenebilir.

Fenomonolojik teoriler çekirdeklerin yapısını, onların belli başlı özelliklerini ve kuadropol momentlerini anlamamıza yardım eder. Bu yüzden fenomenolojik teoriler deneysel araştırmalar için yararlı olarak değerlendirilebilir.

Bu çalışmada deforme olmuş çift çift çekirdeklerin kuadropol momentlerinin uyarılmış durumları için bir hesaplama metodu önerildi. E2 geçişlerine benzer bir biçimde başlangıç ve son durumları aynı olan bir hal için iki parametreye bağımlı bir metot kullanılarak kuadropol momentleri hesaplandı.

**Anahtar kelimeler:** Kuadropol momentler, Deforme olan çift çift çekirdekler.

## ABSTRACT

### CALCULATING OF WHICH DEFORMED EVEN EVEN NUCLEI QUADROPOLE MOMENTS

DEMİR, Mehmet Şakir

Msc, Physics

Supervisor: Prof. Dr. Ramiz RASİMGİL

January 2006, 29 pages.

In our Times, it is often referred to the nuclear models because nuclear forces are not still known exactly. The most important requirement for any model which brings to light various properties of nuclei is to evaluate a number of experimental results, by means of that model.

For that reason, it can be said that the nuclear theory carries a phenomenal characteristic. The phenomenal theories help us understand the structure of nuclei, certain characteristics and quadrupole moment of them. Therefore, the phenomenal theories are considered to be useful for experimental researches.

In this study, an evaluation method for excited states of quadrupole moments of deformed even even nuclei was suggested.

In a similar way to E2 transition, quadrupole moments were calculated by using a method depending on few parameters a condition that initial and final state are the same.

**Key words:** Quadrupole moments, Deformed even even nuclei.

## ÖNSÖZ

Bilim ve teknolojinin akıl almaz bir şekilde geliştiği ve ilerlediği çağımızda bilimsel çalışmaların ne denli önemli olduğu apaçık bir gerçektir. Bu doğrultuda büyük bir çaba ve sabırla hazırlanmış olduğum “Deforme olan çift çift çekirdeklerin kuadropol momentlerinin hesaplanması” adlı çalışma için yararlanmış olduğum yerli ve yabancı kaynak ve Literatürlerin dışında yaptığım hesaplamalar ve uyguladığım yöntemler deneysel verilerle aynı uyumu sağlamada bana yardımcı oldu.

Bu çalışmada, Karayev ve Şaripov tarafından  $\beta$  – titreşimli ve  $\gamma$  titreşimli ve dönel durumları içeren çalışmalardan yola çıkarak çekirdeğin yapısını, deforme olmasını, eylemsizlik momentini uyarılmış enerji durumlarını, kuadropol momentlerini hesaplayabilme gayesine gidildi. Günümüzde çekirdeğin karanlıkta kalan bu özellikleri aydınlığa kavuşmuştur.

Kuşkusuz araştırma yaptığım bu alanda bazı güçlüklerle karşılaştım. Özellikle deneysel çalışmalar için gerekli olan donanımın yetersizliği beni daha çok teorik bir çalışmaya yöneltti.

Bu çalışmamda bana yol gösteren ve hiçbir fedakârlığını esirgemeyen değerli Danışmanım ve Fizik Bölüm başkanı Prof. Dr. Ramiz Rasimgil’e, her zaman yanımda olan ve bana her türlü desteği veren Yrd. Doç. Dr. Zeynel Yalçın’a, Mehmet Nuri Demir’e yine Arş. Gör. Mehmet Şirin Demir’e yüksek lisans tezimin dil ve anlatım tashihi yönünde yardımını esirgemeyen Türk Dili ve Edebiyatı Öğretmeni olan değerli arkadaşım Sait Özbalık’a ve moralmen beni hep motive eden değerli arkadaşım Dicle Ulaş Bilinmiş’e, Fizik Bölümünün diğer bütün hocalarına ve Fen Bilimleri Enstitüsü yetkililerine içtenlikle teşekkür etmeyi bir borç bilirim.

Mehmet Şakir DEMİR

Ocak 2006 Van

## İÇİNDEKİLER

	<b>Sayfa</b>
ÖZET	i
ABSTRACT	iii
ÖNSÖZ	v
İÇİNDEKİLER	vii
ŞEKİLER DİZİNİ	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
SİMGELER DİZİNİ	xiii
1. GİRİŞ	1
2. KAYNAK BİLDİRİŞLERİ	3
3. METERYAL ve YÖNTEM	5
3.1. Çekirdeğin Dahili Kuadrapol Momentti	5
3.2. Deforme Çekirdekler	11
4. BULGULAR	18
5. TARTIŞMA ve SONUÇ	26
KAYNAKLAR	27
ÖZGEÇMİŞ	29

## ŞEKİLER DİZİNİ

	<b>Sayfa</b>
Şekil 3.1. Elektriksel kuadropol momenti.	5
Şekil 3.2. Küresel simetriden ayrılmış bir sisteme ilişkin kuadropol momentin tanımı.	7
Şekil 3.3. Elektriksel kuadropol momentin küresel simetrik dağılımı.	8
Şekil 3.4. Kuadropol momenti Z eksenine boyunca uzanmış dağılımı.	9
Şekil 3.5. Kuadropol momentin z eksenine boyunca ezilmiş yük dağılımı.	9
Şekil 3.6. $A \cong 150-190$ ve $A \succ 220$ aralığındaki çekirdeklerin deforme olması.	11
Şekil 3.7. Eksensel olmayan çekirdek.	14
Şekil 3.8. Eksensel olan çekirdek.	15

## ÇİZELGELER DİZİNİ

	<b>Sayfa</b>
Çizelge 4.1. Ana bandı için kuadropol momentinin teorik ve deneysel hesaplamaları.	25

## SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

### Simgeler

$\gamma$	Çekirdeğin enine titreşimlerini karakterize eden parametre.
$\gamma_0$	Çekirdeğin temel durumdaki titreşimlerini karakterize eden parametre.
$\gamma_1$	Çekirdeğin uyarılmış durumundaki enine titreşimleri karakterize eden parametre.
$\gamma_{eff}$	Çekirdeğin enine titreşimlerini karakterize eden parametre.
$\beta$	Çekirdeğin boyuna titreşimlerini karakterize eden parametre.
$\beta_0$	Çekirdeğin temel durumdaki boyuna titreşimlerini karakterize eden parametre.
$\beta_1$	Çekirdeğin uyarılmış durumundaki boyuna titreşimlerini karakterize eden parametre.
$\nu$	$\beta$ Titreşimlerinin kuant sayısı.
$\nu_0$	Temel durumdaki $\beta$ titreşimlerinin kuant sayısı.
$\mu$	Deformasyon parametresi.
$\mu_1$	Çekirdeğin genel Deformasyon parametresi.
$Q_0$	Çekirdeğin temel durumdaki dâhili kuadropol momenti.
$q_{2m}$	Çekirdeğin kuadropol momentinin genel durumu.
$\Lambda$	Çekirdeğin enerjisini $I$ ve $\tau$ kuant sayıları ile karakterize eden denklemleri ayırma sabiti.
$\Gamma$	Boyuna titreşim boyuna parametresi.
$L$	Titreşim enerjilerini belirleyen kuant sayısı.
$p_\lambda$	Lengandre polinomu.
$I$	Çekirdeğin dahili hareketinin açısal momentumu.
$\lambda$	$\gamma$ titreşim kuant sayısı.
$H$	Hamilton fonksiyonu.
$\Omega$	$J$ 'nin simetri ekseni üzerindeki iz düşümü.
$\pi$	Seviyenin paritesi.
$\eta, \zeta, \xi$	Çekirdeğin dahili koordinat sistemin karakterize eden değişkenler.
$D_{m,k}(\theta_i)$	Wigner fonksiyonu.
$\Gamma(v)$	Gamma fonksiyonu.
$B(E2)$	E2 geçiş ihtimalliği.

## 1.GİRİŞ

Bu zamanda çekirdekleri oluşturan parçacıkların arasındaki etkileşme kuvvetleri belirsizdir. Bundan dolayı bu sahada araştırma yapanlar bir model seçmek zorundadırlar. Biz bu sahada çalıştığımız için en son model olan genelleşmiş modeli kullanacağız. Başta Rasimgil (1998) tarafından ileri sürülmüş olan bu modelde üç parametreye bağımlı genelleşmiş modelden iki parametreye bağımlı modele geçilmiştir. Bu model ile esasında önce dönel hareket spektrumu, sonra da uyarılmış durumlar kuadropol momentlerinin değerlerini hesaplamak ve sonunda bu maksatların hepsini aynı zamanda devreye sokarak deneysel verilerle karşılaştırmak mantıklı olacaktır.

Bohr ve Motelson (1971) tarafından ileri sürülmüş olan çekirdeğin genelleşmiş modelinin temelinde kütle numarası (Z) ve atom numarası (A) sihirli sayılara eşit olan çekirdeklerden uzak olan çekirdeklerin görünüşü dönel elipsoittir. Bütün çekirdeklerin uyarılmış durumları tek nükleonlu ve kolektif durumlara ayrılır. Çift çift çekirdeklerde tek partikülü uyarılmaları tayin etmek için çift durumdaki nükleonları birbirinden ayırt etmek gerekiyor. Bu ise 1,5 - 2 Mev'lik enerjiyle mümkündür. Çift çift çekirdeklerde bu enerjiden daha düşük enerji değerlerinde ise onların sadece kolektif durumları tayin edilebilir. Sonuç olarak kolektif ve çekirdekteki uyarılmış durumlar bir birileri ile bağlansalar da çift çift çekirdeklerde bu durumlar bir birinden ayrılır.

Sihirli sayılara sahip çekirdekler küresel yapıda olup deforme olması çok zor gerçekleşir. Fakat bu sihirli sayılardan uzaklaşarak küresel duruma etkiyen nükleonlar oluşur. Bu nükleonlar kümesi özü etkilemeye başlar ve çekirdeğin deforme olmasına sebep olur. Bütün bu olaylar deneysel olarak ispatlanmıştır. Çekirdekte kuadropol momentinin var olması buna en güzel örnektir. Kollektif hareketler ile tek nükleon hareketleri arasındaki etkileşmeden dolayı çekirdek şekli değişir bu değişiklik parametreleri yardımıyla karakterize edilir. Bu kollektif hareketlerin tek partikülü hareketlerden ayrılmasına adyobatik yaklaşım denir.

Davidov ve Flipov (1958) adyobatik teorilerinde  $\gamma = \gamma_{ef}$  ve  $\beta = \beta_{ef}$  değerlerini değiştirerek çift çift çekirdekleri ortaya attılar. Yani; çekirdekte sadece dönel hareket olduğunu göz önüne aldılar. Çekirdeklerin dönmesiyle çekirdekler şekil

değiştirir ve bu durumda onların temel durumdaki  $\beta_0$  ve  $\gamma_0$  değerleri değişir ve çekirdek uyarılmış durumdan  $\beta_1$  ve  $\gamma_1$  ile karakterize edilip  $\beta_1 \geq \beta_0$  ve  $\gamma_1 \geq \gamma_0$  şartlarına sahiptir.

Kuadropol moment, çekirdeklerin şeklini belirler. Bundan dolayı kuadropol momentleri hesaplamak önemlidir. Eğer çekirdek modeli belli ise, belirli bir çekirdeğin herhangi uyarılmış durumu belli olur ve bu durumlar hesaplanabilir.

Kuantum mekaniğine göre durumların dalga fonksiyonları belli ise kuadropol momentlerinin ortalama değeri bulunur.

Karayev ve Şaripov (1972) Davidov'un dönel elipsoit çekirdekler için geliştirdiği metodu  $\gamma_{eff} \neq 0$  hali için kuadropol momentinin hesaplama metodunu teklif ettiler. Üç parametreye bağımlı modelden iki parametreye bağımlı modelle geçtiler.

## 2. KAYNAK BİLDİRİŞLERİ

Davidov ve Filippov (1958),  $\gamma \rightarrow \gamma_{ef}$  ve  $\beta \rightarrow \beta_{ef}$  değişimleri yaparak dönel operatör yardımıyla karakterize etmişlerdir. Çekirdek döndüğünde enine uzar ve bu durumda  $\gamma$  çekirdeğin denge durumu değişir. Bu yüzden çekirdeğin genel durumdaki formu  $\beta_1$  ve  $\gamma_1$  şeklinde karakterize ettiler. Burada  $\beta_1 \succ \beta_0$  ve  $\gamma_1 \succ \gamma_0$  olarak izah ettiler.

Davidov ve Çoban (1961),  $\beta$ 'yi serbest bırakıp  $\gamma \rightarrow \gamma_{ef}$  değişimi yaparak  $\beta$  titreşimli seviyelerin oluştuğunu gösterdiler. Daha sonra  $\beta_1$  parametresinin değiştirilmesi çekirdeklerin uyarılmış durumlardaki deformasyonun gerekliliğini gösterdiler.

Davidov (1967), "Atom çekirdeklerinin uyarılmış durumları" adlı kitabında çift-çift çekirdeklerin küresel olmayan veya dönel elipsoit biçimli çekirdekler için bir model geliştirdi ve kuadropol momentlerinin hesabı için bir metot önerdi.

Robotnov ve Seregin (1969), çift çift çekirdeklerin titreşimi küçük varsayılarak kudrapol uyarılmaların genel nitelikleri ve özelliklerini hesaplamak için kolay olan potansiyelli yol seçerek genelleşmiş modelin genel denkleminin sayısal çözümü aranmaya başladılar.

Bohr ve Mottelson (1971), sihirli sayılardan uzak olan çekirdeklerin dönel elipsoit şekline sahip olması esasına dayanarak oluşturdukları genelleştirilmiş modele göre, çoğu çekirdeklerin uyarılmış durumlarının tek partiküllü kolektif durumlarından ibaret olduğunu ispatladılar.

Karayev ve Şeripov (1972), Davidov'un dönel elipsoit çekirdekler için geliştirdiği metodu  $\dot{\gamma}_{eff} \neq 0$  hali için kuadropol momentinin hesaplama metodunu teklif ettiler. Üç parametreye bağımlı modelden iki parametreye bağımlı modelle geçtiler

Begcanov ve ark. (1989), Uyarılmış durumdaki çekirdeğin kuadropol momenti için deneysel verileri tablo şekline getirerek yayınladılar.

Rasingil (1998), “Deforme olan çift-çift çekirdeklerin enerji seviyelerinin ve bu seviyeler arasındaki E2-geçiş olasılıklarının hesaplanması” isimli makalesinde aynı kuantum sayılarına sahip seviyeler için kuadropol momentlerinin hesaplanmasını teklif etti.

Rasingil ve ark. (2001), ‘Calculation of Energy Levels of Deformed Even-Even Nuclear and E2-Transition Possibilities Between these Levels’ isimli çalışmalarında uyarılmış çekirdeklerin uyarılmış seviyelerinin kuadropol momentlerinin hesaplanmasını teklif ettiler.

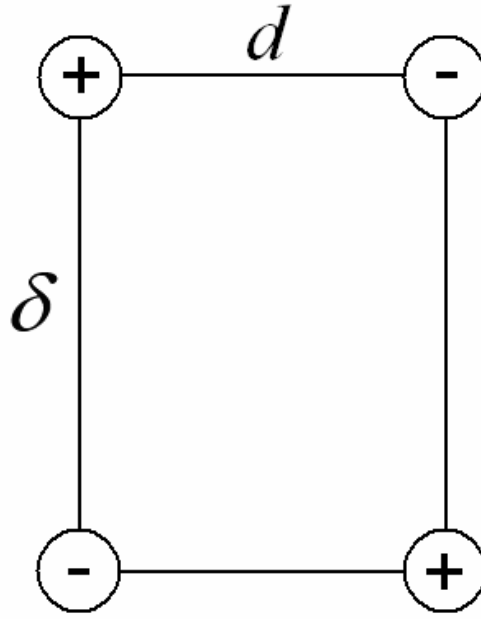
### 3. MATERYAL ve YÖNTEM

#### 3.1. Çekirdek Dahili Kuadropol Momenti

Kuadropol momentini çekirdeğin şeklini bulmaya yarayan bir parametredir. Kuadropol momentini çekirdekdeki yük dağılımının eliptik hareketlerinin bir ölçüsüdür. Şimdiye kadar atom çekirdeklerinin küresel olduğunu varsaydık fakat kesin olarak çekirdeğin şekli hakkında bir şey söyleyemeyiz. Elektriksel kuadropol momentini

$$Q = 2.D.d = 2e\delta.d \quad (3.1.1)$$

şeklindedir. Burada  $e$  elektron yükünü  $D$  Dipol momentini  $\delta$  kuadropol momentinin boyunu ve  $d$  kuadropol momentin enini ifade eder.



Şekil 3.1. Elektriksel kuadropol momentini.

Kuadropol momenti için harici bir alanın yük dağılımı üzerindeki etkisini ele alalım. Çekirdek elektronları harici alan içinde bulunduğundan bu önemlidir. Diyelim ki,  $r_i$  mesafesinde  $V(\vec{r}_i)$  potansiyeli meydana getirmektedir. Bu durumda sistemin enerjisi

$$E = \sum_i q_i V(x_i, y_i, z_i) \quad (3.1.2)$$

ile verilir.  $V(\vec{r}_i)$  Taylor serisine açıp moment tariflerini kullanmak suretiyle;

$$\begin{aligned} E = [V_0 \cdot P_0] + & \left[ \left( \frac{\partial V}{\partial x} \right)_0 \cdot P_x + \left( \frac{\partial V}{\partial y} \right)_0 \cdot P_y + \left( \frac{\partial V}{\partial z} \right)_0 \cdot P_z \right] + \\ & + \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right)_0 \cdot P_{xx} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right)_0 \cdot P_{yy} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)_0 \cdot P_{zz} + \right. \\ & \left. + \left( \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \right)_0 \cdot P_{xy} + \left( \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} \right)_0 \cdot P_{xz} + \left( \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} \right)_0 \cdot P_{yz} \dots \right] \end{aligned} \quad (3.1.3)$$

elde edilir. Bir kez daha Z eksenine etrafında eksensel simetri olduğunu varsayalım.

$P_x = P_y = P_z = 0$ ,  $P_{xy} = P_{yz} = P_{xz} = 0$  ve  $P_{xx} = P_{yy} (= P_{zz})$  ve  $P_{zz} = 0$  dan farklı olsun laplace teoreminden

$$\left( \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right)_0 + \left( \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right)_0 + \left( \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)_0 = 0 \quad (3.1.4)$$

olduğundan kuadropole enerjisi için

$$EQ = \frac{1}{2}(P_{zz} - P_{xx} - P_{yy}) = \sum q_i (2z_i^2 - x_i^2 - y_i^2) = \sum q_i (3z_i^2 - r_i^2)$$

(3.1.5)

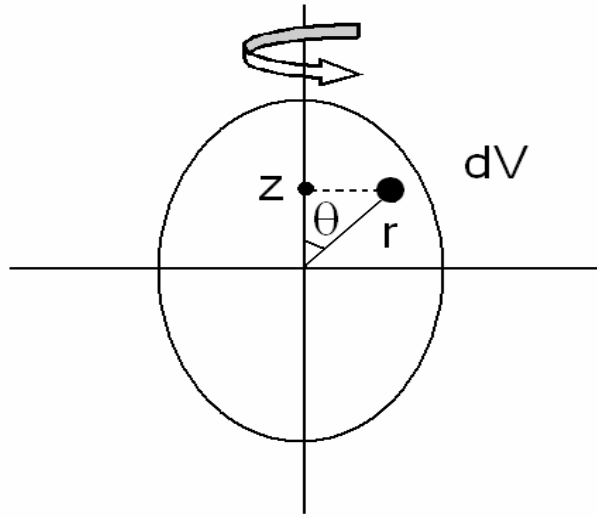
şeklinde olur. Sürekli yük dağılımı için

$$Q = \frac{1}{z.e} \iiint (3z^2 - r^2) \rho . dv \quad (3.1.6)$$

şeklinde ifade edilir. Yük birimiyle;

$$Q = \frac{1}{e} \int \rho (3z^2 - r^2) dv \quad (3.1.7)$$

halini alır.



Şekil 3.2. Küresel simetriden ayrılmış bir sisteme ilişkin kuadropol momenti.

Şekil 3-1 de görüldüğü gibi hesapları sadeleştirmek üzere çekirdek elipsoit biçimde ifade edilirse kuadropol moment aşağıdaki ifadeyi alır.

$$q = \frac{2}{5}(a^2 - b^2) \quad (3.1.8)$$

burada a ve b elipsoidin küçük ve büyük yarı çaplarını ifade eder. Kuadropol momentin birimi  $\text{cm}^2$  veya barn biçiminde ifade edilir.

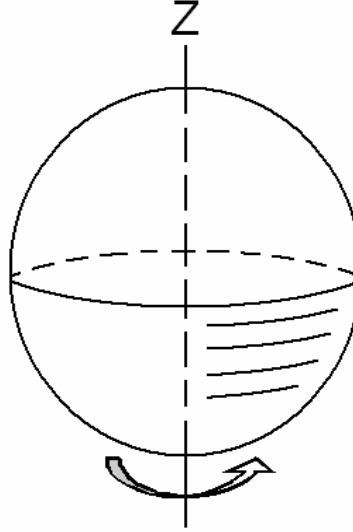
$$Q_0 = \int (3 \cdot \rho^2 - r^2) \rho_z \cdot dv \quad (3.1.9)$$

Burada  $(\rho, \zeta, \xi)$  çekirdek enersiyal merkezden alınmış mesafesidir.  $\xi$  r' nin Z eksenine eşit olan çekirdek merkezi eksenine eşittir.

$\rho_z$  z yükünün taksimat yoğunluğudur. İntegral tüm çekirdeğim hacmi boyunca alınır.

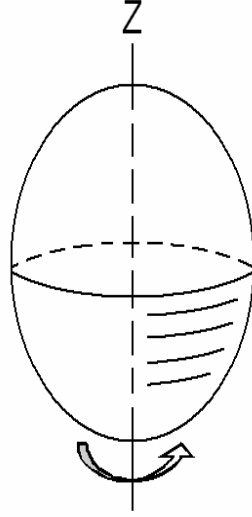
$$r^2 = \rho^2 + \xi^2 + \zeta^2 \quad (3.1.10)$$

dir.



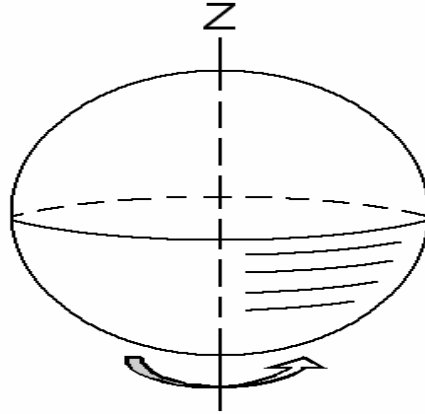
Şekil 3.3. Elektriksel kuadropol momentin küresel simetrik dağılımı.

$3.\bar{\rho}^2 \succ r^2$  şeklinde ise Şekil 2-3 de ifade edildiği gibi Z ekseni boyunca uzanmış yük dağılımını gösterir.



Şekil 3.4. Kuadropol momenti Z ekseni boyunca uzanmış dağılımı.

Yine  $3.\bar{\rho}^2 \prec r^2$  şeklinde ise Z ekseni boyunca ezilmiş yük dağılımı olduğunu gösterir.

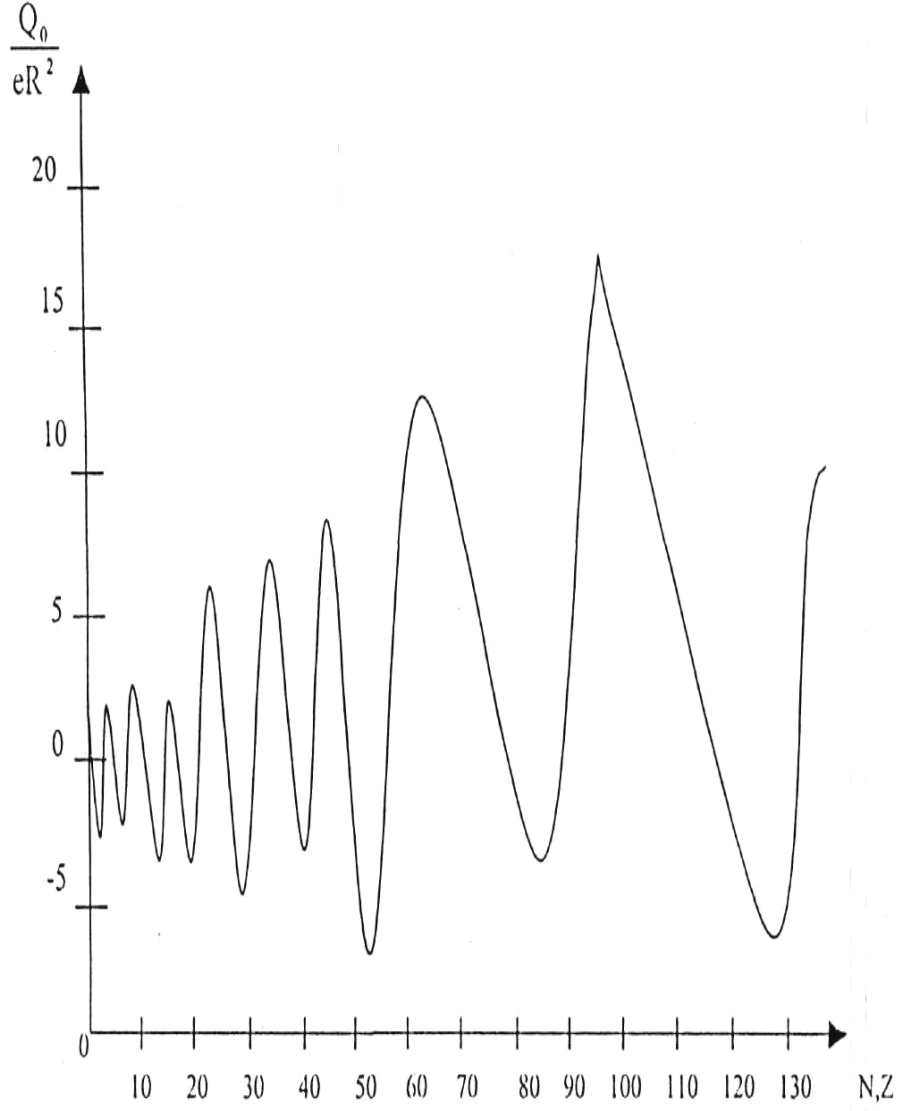


Şekil 3.5. Kuadropol momentin z ekseni boyunca ezilmiş yük dağılımı.

Davidov (1967), Çift çift çekirdeklerin küresel olmayan dönele biçimli çekirdekler için bir model geliştirmiştir. Bu modele göre çekirdekte sadece dönele hareket söz konusudur. Çekirdeklerin dönmesiyle çekirdekler şekil değiştirerek temel durumdaki  $\beta$  ve  $\gamma$  değerleri değişir.

### 3.2. Deforme çekirdekler

Atom numarası  $A=150-190$  Arasında olan çekirdekler deforme olmuş çekirdeklerdir. Bunu Şekil-3.6'da açıkça görebiliriz.



Şekil 3.6.  $A \cong 150-190$  ve  $A > 220$  aralığındaki çekirdeklerin deforme olması.

Buradan görülyor ki kuadropl momentin değeri büyüktür. Kuadropl moment çekirdekdeki yük dağılımının küresel dağılımdan farklı olduğunu gösterdiğinden böyle bir kaniya varılabilir. Öte yandan elektrik dipol momentini ise çekirdekdeki yük dağılımının nötron dağılımdan farklı olduğunu gösterir. Demek ki deney sonuçlarına göre dipol elektrik momentinin değeri bütün çekirdeklere 0 dır. Bu nedenle deforme çekirdeklerin söz konusu sahada olduğu net bir şekilde söylenebilir.

Bohr ve Motelson (1971) tarafından teklif edilen genelleşmiş çekirdek modeline göre güçlü bir şekilde etkileşen nükleonların toplamı ve çekirdeğin ortalama alanında yaklaşık olarak serbest dolaşan nükleonlar topluluğu söz konusu olmaktadır. Nükleer kabuk modelinde enerji düzeyleri; nükleer potansiyelin küresel olduğu var sayımına göre hesaplanır. Fakat  $150 \leq A \leq 190$  Bölgesindeki çekirdekler için gerekli olmadığı görülmüştür. Bu çekirdekler için gerçek nükleer şekli dönöl elipsoit olarak kabul eden bir kabuk model potansiyeli kullanılmaz. Şöndringer denklemini kullanarak yapılan hesaplamalarda küresel olmayabilir potansiyel kullanılırsa  $\ell$ -açısal momentumu artık iyi bir kuant sayısı olmaz. Yani durumları küresel kabuk modelinde olduğu gibi spektroskopik gösterimle (s,p,d,f...) belirtilmez. Bu durumda hesaplamalarla elde edilen düzeyler farklı  $\ell$  değerlerinin karışımıdır.

Küresel durumda her parçacık durumunun enerji düzeyleri  $(2j+1)$  dejenereliğe sahiptir. Eğer potansiyel deforme şekle sahip ise artık bu geçerli olmayacaktır. Çünkü deformasyona uğramış çekirdek potansiyelindeki enerji düzeyleri yörünge uzaısal yönelimine bağlıdır. Örneğin bir  $f_{7/2}$  nükleonu, j'nin  $-\frac{7}{2}$  ile  $+\frac{7}{2}$  arasında mümkün olan sekiz birleşene sahip olabilir. j'nin simetri eksenini üzerindeki izdüşümü  $\Omega$  ile gösterilir.

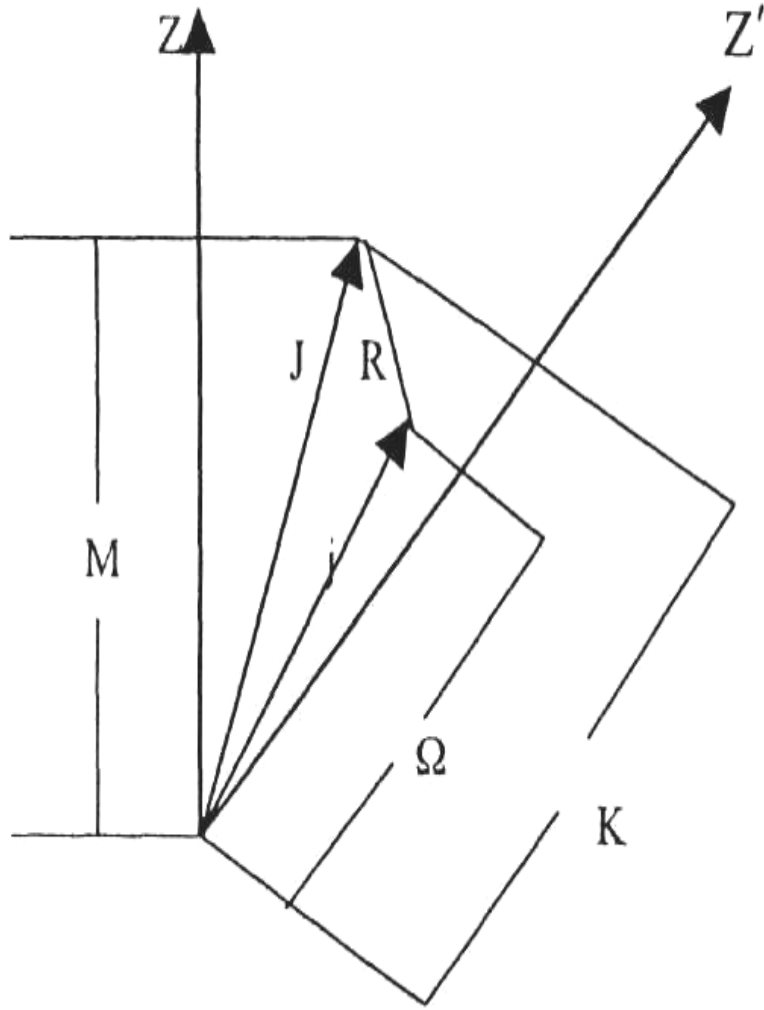
Çekirdekler simetri eksenini mümkün olan her iki doğrultusu için yansıma simetrisine sahip olduğundan  $-\Omega$  ve  $+\Omega$  bileşenlerinin her ikisi de aynı enerjiye sahip olacaktır. Böyle dejenerelik sayısı iki olur. Yani daha önce  $f_{7/2}$  olarak adlandırılan durum merkezi potansiyel deforme hale getirildiğinde dört duruma ayrılır. Bu durumlar

$\Omega = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}$  şeklinde etiketlenir ve hepsi negatif pariteye sahip olur. Şekil (3.4)' te prolate ve oblate deformasyon için tek parçacığın mümkün olan farklı yörüngeleri görülmektedir. Prolate deformasyonlarında mümkün olan en küçük  $\Omega$  'lı yörünge ( $\frac{1}{2}$ 'ye eşit) kor ile en kuvvetli etkileşmeyi yapar ve bu nedenle çok kuvvetli bir şekilde bağlı olur ve en düşük enerji düzeyine enerji düzeyine sahiptir. Oblate deformasyonunda farklılık arz eder. Burada maksimum  $\Omega$  'sahip yörünge (j'ye eşit) kor ile en kuvvetli etkileşmeye düşük enerjiye sahiptir.

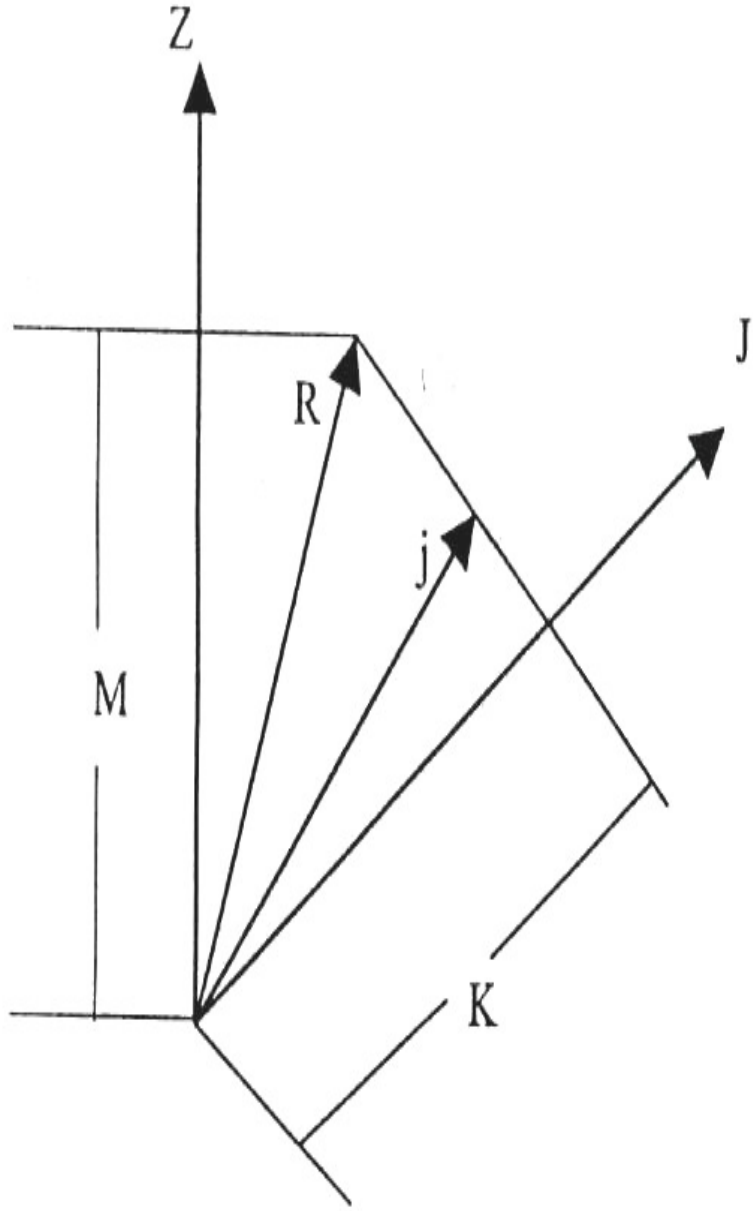
Kabuk modeline göre enerji seviyeleri N, I, J kuant sayıları ile belirlenir. Burada N baş kuant sayısı olup enerjisi belirler. I çekirdeğin yörünge açısal momentumu J ise toplam açısal momentumu ifade eder. Farz edelim ki deforme potansiyel küresel potansiyel ile aynı davranışı gösterebilir. Bu durumda toplam açısal momentum korunmaz yalnız onun izdüşümleri korunur. Bu demektir ki çekirdeğin enerji seviyeleri açısal momentumun Z ve Z' eksenlerine iz düşümü ile belirlenir. Şekil (3.5) ve şekil (3.6)dan görüldüğü gibi dejenere olan her seviye İkiye ayrılır .

Potansiyelin deforme olmasından dolayı N, I, J kuant sayıları yerine  $K^\pi [N_{n_2} \Lambda]$  kuant sayıları gelir. Toplam açısal momentum  $\vec{I} = \vec{R} + \vec{J}$  dir burada R çekirdeğin toplam döneel momentumu J çekirdeğin dâhili çekirdeğin hareketinden kaynaklanan açısal momentumdur. Deformasyon parametresi  $\mu$  olarak alınırsa  $\mu > 0$  olduğunda N tane kabukta

$K = \frac{I}{2}$  durumunda  $n_z = N$  burada  $\pi$  seviyenin paritesini belirler



Şekil 3.7. Eksensel olmayan çekirdek.



Şekil 3.8 Eksenssel olan çekirdek

Bu model hesaplanan dalga fonksiyonları ile birlikte bu bölgede nükleer özelliklerin açıklanmasında olağan üstü bir başarı göstermiştir. Genel olarak tek kalan parçacığın özelliklerine dayanarak yapılan hesaplamalar deformasyon çekirdekler bölgesinde küresel bölgedeki benzer hesaplamalardan çok daha başarılıdır.

Kabuk modeli çekirdeğin küresel potansiyelinin izahı için verilmiştir. Nilson modeli ise nükleonların deformasyon bölgesindeki durumlarını karakterize etmiştir. Yani her partikülün deformasyon alanında hareket ettiğini öne sürmüştür.

Davidov ve Filipov (1958)  $\gamma = \gamma_{eff}$  ve  $\beta = \beta_{eff}$  değerlerini değiştirdikten sonra çift çift çekirdeklerden bahsetmeye başladılar. Onlara göre çekirdek dönele haldeyken şekil değiştirir ve onların temel durumu değişir ve böylelikle  $\gamma_1 \geq \gamma_0$  ve  $\beta_1 \geq \beta_0$  şartlarını sağlar. Adyabatik yaklaşımda uyarılmış durumları açıklayan Hamiltonyen de  $\gamma \rightarrow \gamma_0$  ve  $\beta_1 \rightarrow \beta_0$  değişimlerini hesaplamışlardır.

Davidov ve Çaban (1961)  $\gamma_1 \geq \gamma_0$  ve  $\beta_1 \geq \beta_0$  etkilerini hesaplamak için  $\gamma = 0$  aladıktan sonra  $\beta$  serbest bıraktılar kolektif durumlar Hamiltonyene ve eylemsizlik momenti ile alakalı olan ifadenin orta değeri ile değiştirerek Şchrödinger denklemi için denklemini çözmeye çalıştılar.

Robotnov ve ark. (1969) 6-8 sipinli seviyeye kadar Schrödinger denklemini çözdüler.

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

$$H = \frac{\hbar^2}{2B} \left\{ T_\beta + \frac{1}{\beta^2} (T_\gamma + T_{ort}) \right\} + V(\beta, \gamma) \quad (3.2.1)$$

Burada  $T_\beta$  radyal titreşimlerin hamiltonu  $T_\gamma$   $\gamma$  titreşimlerin Hamiltonyeni  $T_{rot}$  dönele hareket hamiltonyeni olmak üzere;

$$T_\beta = \beta^{-4} \frac{\partial}{\partial \beta} \left( \beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} \right) \quad (3.2.2)$$

$$T_\gamma = \beta^2 \left\{ -\frac{1}{\beta^2 \text{Sin}(3\gamma)} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left( \text{Sin}(3\gamma) \frac{\partial}{\partial \gamma} \right) \right\} \quad (3.2.3)$$

$$T_{\text{rot}} = \frac{1}{4} \sum_1^3 \left[ \text{Sin} \left( \gamma_{\text{eff}} - \frac{2\pi}{3} \lambda \right) \right]^{-2} \quad (3.2.4)$$

İfade edilir. Burada  $V(\beta, \gamma)$  potansiyeldir. Aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$V(\beta, \gamma) = \frac{(\beta - \beta_0')^2}{2\mu^4 \beta_0^2} - \left( \frac{(\Lambda - \Lambda_0) \beta_0^2}{2\beta^2} - \frac{\beta_0'^2 - \beta_0^2}{2\mu^4 \beta_0^2} \right) \quad (3.2.5)$$

Bu değişkenlerin değişim aralıkları aşağıdaki gibi olur.

$$0 \leq \beta \leq \infty, \quad 0 \leq \gamma \leq \frac{\pi}{3}, \quad 0 \leq \theta_1 \leq 2\pi,$$

$$0 \leq \theta_2 \leq 2\pi, \quad 0 \leq \theta_3 \leq 2\pi \quad (3.2.6)$$

Ve Şchrödinger denkleminin genel ifadesi aşağıdaki gibi ifade edebiliriz.

$$\left\{ T_\beta + \frac{1}{\beta^2} [T_\gamma + T_{\text{rot}}] + \frac{(\beta - \beta_0)^2}{(\mu\beta_0)^4} + \frac{\beta\beta_0}{(\Gamma_0\beta_0)^4} (\text{Cos}(3\gamma_{\text{eff}}))^2 + \frac{\Lambda_0 + 2}{\beta_0^2} \right\} \Psi(\beta, \theta, \gamma_i) =$$

$$= \frac{2E}{\beta_0^2} \Psi(\beta, \gamma, \theta_i) \quad (3.2.7)$$

#### 4. BULGULAR

Rasimgil ve ark. (2001) tarafından geliştirilmiş modelin üç parametrelili hamilton operatöründen iki parametrelili modele geçildi.

İşte iki parametreye bağımlı Hamilton operatörüne ait Şöndringer denklemi

$$\left[ -\frac{d^2}{d\beta^2} - \frac{4d}{\beta \cdot d_\beta} + \frac{(\beta - \beta_0)^2}{(\beta_0 \mu)^4} \cdot \frac{\Lambda - \Lambda_0 - 2}{\beta^2} - \frac{\beta \cdot \beta_0}{(\beta_0 \cdot \Gamma_0)^4} \cdot (\text{Cos}3\text{eff} - \cos 3\gamma_0)^2 + \frac{2E_{\Lambda\nu}(I)}{\beta_0^2} \right] \cdot F_{\Lambda\nu}(\beta) = 0 \quad (4.1)$$

$$\left[ -\frac{d^2}{d\gamma^2} - 3\text{Ctg}3\gamma \cdot \frac{d}{d_\gamma} - L \right] \cdot P_\lambda(\gamma) = 0 \quad (4.2)$$

$$\left\{ \frac{1}{4} \sum_1^3 \left[ \text{Sin} \left( \gamma_{\text{eff}} - \frac{2\pi}{3} n \right) \right]^{-2} I_n^2 - \frac{\varepsilon_\tau(I)}{2} \right\} \cdot \varphi_{I\tau}(\theta_i) \quad (4.3)$$

(4.1), (4.2), (4.3) denklemlerinin çözümü

$$\Psi(\beta, \gamma, \theta_i) = N(\Lambda) \cdot P_\lambda(\gamma) \cdot \beta^{-2} \cdot H_\nu(\beta) e^{\frac{P_\lambda \Lambda^2 (\beta - \beta_0)}{(\mu_0 \cdot \beta_\lambda)^2}} \cdot \varphi_{I\mu\tau}(\theta_i) \quad (4.4)$$

Burada

$$\varphi_{I\mu\tau}(\theta_i) = \sum A_{IK} (\gamma_{\text{eff}} | \text{IMK} \rangle) \quad (4.5)$$

$$| \text{IMK} \rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \{ D_{MK}^1(\theta_i) + (-1)^l D_{M,-K}^1(\theta_i) \} \quad (4.6)$$

Şeklinde olur.

$$\dot{I} = I\tau\lambda\nu \quad \text{ve} \quad \dot{I} = I'\tau'\lambda'\nu' \quad \text{Durumları arasındaki E2 geçiş olasılıkları} \quad \left( \frac{Q_0^2}{16\pi} \right)$$

Biriminde aşağıdaki şekilde olur.

$$B(E2; i \rightarrow f) = \frac{5}{2I+1} \sum_{MM\mu} \left\langle \left\langle I' M' \tau' \lambda' \nu' \left| \frac{\beta}{\beta_0} |q_{2m}| |IM\tau\lambda\nu \right. \right\rangle \right\rangle^2 \quad (4.7)$$

Bağıntısı ile hesaplanarak bulunur.

$$q_{2\mu} \equiv \frac{Q_0' \beta}{\beta_0'} \left\{ D_{m0}' \cos\gamma + (D_{m,2}' + D_{m,-2}') \right\} \frac{\sin\gamma}{\sqrt{2}} \quad (4.8)$$

$$Q_0' = Q_0 \left\{ 1 - \frac{\mu^2}{2\Gamma_0^4} (\cos(3\gamma_{\text{eff}}) - \cos(3\gamma_0))^2 \right\} \quad (4.9)$$

şeklinde bulunur. Burada  $D_{mm}^k(\theta_i)$  Wigner fonksiyonları  $\theta_i$  Euler açılarıdır.

$\gamma_{\text{eff}}$  ve  $\mu_i$  çekirdek maddesinin enine ve boyuna titreşimlerini karakterize eder.

Kuantik sayıları  $I\mu\tau\nu_n$  şeklinde olan uyarılmış durumlar fonksiyonu:

$$\Psi_{I\mu\tau\nu_n} = \Phi_{I\mu\tau}(\theta) \varphi_{I\tau\nu}(\beta) \quad (4.10)$$

$$\varphi_{I\tau\nu}(\beta) = \frac{N_\nu(I\tau)}{\sqrt{\beta_0}} e^{-\frac{\xi^2 \text{Hv}(\xi)}{2}} \quad (4.11)$$

$$\xi = \xi_{I\tau} = \frac{\beta - P_{I\tau} \beta_0}{\mu_{I\tau} \beta_0} \quad (4.12)$$

burada  $N_\nu(I\tau)$  Normalizasyon katsayısıdır.  $P_{I\tau}$  ve  $\mu_{I\tau}$  aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$P_{1\Lambda}^3 (P_{I\tau} - 1) = \frac{1}{2} \mu^4 \varepsilon(I) \quad (4.13)$$

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

(4.9)' u (4.7)'te yerine yazarak aşağıdaki ifadeyi buluruz.

$$B(E_2; I\tau v \rightarrow I'\tau'v') = B_a(E_2; I\tau \rightarrow I'\tau') S_{ii}^2 \quad (4.15)$$

burada 1. çarpan:

$$B_a(E_2; I\tau \rightarrow I'\tau') = \frac{5.Q_0^2}{16\pi.(2I+1)} \sum_{\mu\mu'} \left| \langle I'\tau' M' | q_{2\mu} | I\tau M \rangle \right|^2 \quad (4.16)$$

Ve

$$q_{2\mu} \equiv \frac{Q_0 \cdot \beta}{\beta_0} \left\{ D_{m0}^2 \cos\gamma + (D_{m,2}^2 + D_{m,-2}^2) \right\} \frac{\sin\gamma}{\sqrt{2}} \quad (4.17)$$

İndirgenmiş E2 geçiş itimaliğidir.

$$B(E_2; I\tau\lambda \rightarrow I'\tau'\lambda') = \frac{5}{2.I+1} \left| \sum_{KK'} A_{IK'}^\tau \cdot A_{IK}^\tau \langle I'\tau' M' | q_{2M} | I\tau M \rangle \right|^2 \quad (4.18)$$

Burada;

$$\begin{aligned} \langle IK\tau | q_{2m} | IK\lambda \rangle &= \sqrt{2.I+1} \left\{ (I2K0/I'K') \right\} \langle \lambda' | \cos\gamma | \lambda \rangle + \sqrt{\frac{1+\delta_{K0}}{1+\delta_{K'0}}} (I0K0/IK') + \\ &+ \sqrt{\frac{1+\delta_{K'0}}{1+\delta_{K0}}} (I2K,-2/I'K') \left\langle \lambda' \left| \frac{\sin\gamma}{\sqrt{2}} \right| \lambda \right\rangle \end{aligned} \quad (4.19)$$

Şimdi burada yer alan değişkenleri ifade edelim.

$$\langle \lambda' | \cos\gamma | \lambda \rangle = \int P_\lambda' \cdot \cos\gamma \cdot P_\lambda \cdot d\lambda \quad (4.20)$$

Langandre polinomlarının tekrarlama bağıntısından bulunur.

$$\langle \lambda' | \text{Cos} \gamma | \lambda \rangle = \frac{\lambda+1}{2\lambda+1} \cdot \frac{2}{2\lambda+3} \delta_{\lambda', \lambda+1} + \frac{\lambda}{2\lambda+1} \cdot \frac{2}{2\lambda-1} \delta_{\lambda', \lambda-1} \quad (4.21)$$

olarak bulunur. Şimdide bu denklemde başka bilinmeyen olan;

$$\left\langle \lambda' \left| \frac{\text{Sin} \gamma}{\sqrt{2}} \right| \lambda \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \int P_{\lambda'} \cdot \text{Sin} \gamma \cdot P_{\lambda} d\gamma \quad (4.22)$$

Legendre polinomlarından faydalanarak çözülrse bu integral şu şekli alır.

$$\left\langle \lambda' \left| \frac{\text{Sin} \gamma}{\sqrt{2}} \right| \lambda \right\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{2}{2\lambda+1} \delta_{\lambda\lambda'} \quad (4.23)$$

(4.18) Denklemdeki Cleps-Gordon katsayıları (vektörel topladaki katsayılar) hesaplamak için şu ifadelerden istifade edilirse Cleps-Gordon katsayıları  $(I2K0/I'K')$  ve  $(I2K2/I'K')$  şeklinde olduğundan bizde  $M = m_1 + m_2$  ;  $\delta_{M, m_1+m_2} = 1$

Ve  $n = 0$  olur. Buna göre kat sayılar aşağıdaki görünüşü alır.

$$\begin{aligned} (I2K0/I'K') &= \left( \frac{(2I'+I)!(I+2-I')!(I-2+I')!(I'+2-I)!}{(I+2+I'+I)!} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\ &\times \sum \frac{[(I+K)!(I-K)(2)!(2)(I'-K')!(I'+K')]^{\frac{1}{2}}}{(I+2-I')!(I-K)(2)!(I'-2+K)!(I'-I)!} \end{aligned} \quad (4.24)$$

$$\begin{aligned} (I2K2/I'K') &= \left( \frac{(2I'+I)!(I+2-I')!(I-2+I')!(I'+2-I)!}{(I+2+I'+I)!} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\ &\times \sum \frac{[(I+K)!(I-K)!4!0!(I'-K')!(I'+K')]^{\frac{1}{2}}}{(I+2-I')!(I-K)!4!(I'-2+K)!(I'-I-2)!} \end{aligned} \quad (4.25)$$

Herhangi bir durum için  $\dot{\mathbf{I}} = \mathbf{I}\tau\mathbf{v} = \mathbf{I}'\tau'\mathbf{v}'$  kuadropol momenti için aşağıdaki ifadeyi buluruz.

$$\langle |Q_2| \rangle_i = \langle |Q| \rangle_{I\tau}^a \cdot S_{ii} \quad (4.26)$$

Burada

$\langle |Q| \rangle_{I\tau}^a$  adyobatik durum için çekirdeğin elektrik kuadropol momentinin artı değeridir.

$$S_{ii} \equiv \left\langle I\tau 0 \left| \frac{\beta}{|\beta_0|} \right| I\tau 0 \right\rangle = P_{I\tau} \left\{ 1 + \frac{\exp(-x_{I\tau}^2)}{X_{I\tau} \sqrt{\pi} [1 + \Phi(XI\tau)]} \right\} \quad (4.27)$$

Yine burada

$X_{I\tau} = \frac{P_{I\tau}}{\mu_{I\tau}}$  şeklindedir. Hesaplamalar gösterdi ki  $\mu < 0,3$  olduğunda  $X_{I\tau} > 3$  olur

bundan dolayı  $S_{ii} \cong P_{I\tau}$  şeklinde olur.

Çekirdeğin temel durumunda  $I, \tau = 0$  ve  $P_0 = 1$ ,  $\mu_0 = \mu_1$ ;  $X_0 = \mu^{-1}$  bundan dolayı

$$S_{ii} \equiv \left\langle 0 \left| \frac{\beta}{|\beta_0|} \right| 0 \right\rangle = 1 + \frac{\mu \exp(-\mu^{-2})}{\sqrt{\pi} [1 + \Phi(\mu^{-1})]} \quad (4.28)$$

şeklini alır. (4.14) herhangi bir durum için daha belirgin olarak aşağıdaki ifadeyi alır.

$$\langle |Q_2| \rangle_{I\tau\lambda\nu} = \langle |Q_2| \rangle_{I\tau\lambda}^a \cdot S_{I\tau\lambda, I'\tau'\lambda'}(\beta) \quad (4.29)$$

$$\langle Q \rangle_{I\tau\lambda}^a = Q_0 \cdot \left[ \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+1)(2I+3)} \right]^{\frac{1}{2}} \sum_{KK'} A_{I'K'}^{\tau'} A_{IK}^{\tau} \langle I'K' | q_{2\mu} | IK \rangle \quad (4.30)$$

şeklini alır.  $\gamma$  titreşimlerini hesaba katarak  $I\tau\gamma$  durumlarında kuadropol momentinin orta değeri hesaplanır.  $S_{ii}(\beta)$  Matrisinin köşegen elementidir.

$$S_{ii}(\beta) = P_{ii} \left\{ 1 + \frac{\exp(-X_i^2)}{\sqrt{\pi} X_i [1 + \phi(X_i)]} \right\} \quad (4.31)$$

$$\phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int e^{-z^2} dz \quad (4.32)$$

Kramp fonksiyonudur veya İtimalik entegralidir. Hesaplamalar gösterdi ki  $\mu < 0,6$  değerleri için  $X_i > 3$  Düzeltme teriminin değeri yaklaşık olarak

$$S_{21,00} \cong \frac{\beta_{01}}{\beta_0} = P_{121} \quad (4.33)$$

şeklinde olur. Demek ki 1. uyarılmış durumlar için kuadropol momenti  $2^+$  yaklaşık değeri

$$\langle |Q_2| \rangle_{21} = \langle |Q_2| \rangle_{21}^a \cdot P_{121} \quad (4.34)$$

$$\langle |Q_2| \rangle_{21}^a = \frac{-6 \cdot Q_0' \cdot \text{Cos}(3\text{eff})}{7 \cdot \sqrt{9 - 8\text{Sin}^2(3\text{eff})}} \quad (4.35)$$

Çift-çift çekirdekler için ana bant için kuantum sayıları

$$v = v_0 \cong 0 \quad \lambda = 0, \quad I=0,2,4,\dots \quad (\text{ana dönel bandı})$$

$$v = v_0 \cong 0 \quad \lambda = 0, \quad I=2,3,4,\dots \quad (\text{anomal dönel bandı})$$

$$v = v_0 \cong 0 \quad \lambda = 0, \quad I=0,2,4,\dots \quad (\text{dönel - } \beta \text{ - titreşim bandı})$$

$$v = v_0 \cong 0 \quad \lambda = 0, \quad I=0,2,4,\dots \quad (\text{dönel - } \gamma \text{ - titreşim bandı})$$

Bu çalışmada çift çift çekirdeklerin uyarılmış durumlarının kuadropol momentlerinin teorik değerlerini hesaplanmış ve bu teorik değerleri deneysel verilerle uyum içinde olduğu görülmüştür.

Çizelge 4.1. Ana bandı için kuadropol momentlerinin teorik ve deneysel hesaplamaları

Çekirdeğin Adı	Teorik Değerler	Deneysel Değerler <sup>1</sup>
<sup>136</sup> Ba	0.0171	0.021
<sup>140</sup> Ce	0.158	0.2022
<sup>112</sup> Sn	0.172	± 0.296
<sup>104</sup> Ru	-0.214	-0.302
<sup>192</sup> Pb	0.251	0.325
<sup>168</sup> Ev	1.02	1.331
<sup>104</sup> Pd	-0.42	-0.203
<sup>114</sup> Cd	-0.962	-0.944
<sup>148</sup> Sm	1.88	2.669
<sup>190</sup> Pd	0.098	0.121

<sup>1</sup> Begcanov, B., Belenkiy, B. M., Zalybovskiy, İ. İ., Kuzniçenko, A. B., 1989. *Nükleer Spektroskopisi*, C. 1-2. Taşkent, s.738, 828.

## 5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Çift çift çekirdeklerin dönel durumlarını  $\beta$  ve  $\gamma$  titreşimlerini ve kuadropol momentlerini tasvir eden iki parametreye bağımlı uyarılmış durumlarda çekirdek formasının değişimini hesaba alan bir model teklif edilmiştir. Çift çift çekirdekler uyarılmış duruma geçtiğinde şekil değişimi olur.  $\mu$  parametresinin değeri 0,5 ile 1 arasında değiştiğinde çift çift çekirdekler deforme şeklinden küresel şekle dönüşür.

Davidov ve Çoban (1961) öne sürdükleri modele göre  $\gamma$  titreşimleri eklenip devam edildiğinde hesaplamaların 3 parametreye bağlı olduğu görülüyor. Bu çalışmamızda model daha çok teoriye yakın olsun diye 3 parametre yerine 2 parametreye indirgenmiş bir model seçildi. Bu modele göre deforme olan çift çift çekirdekler için yapılan teorik hesaplar deneysel hesaplarla uyum içinde olduğu görüldü.

Kuadropol momenti için yapılan teorik hesaplamalara göre deforme olan tüm çekirdekler için aynı uyum olduğu görüldü. Şayet yeterli derecede olanak olmuş olsaydı bu model hem küresel hem de küresel olmayan deforme çekirdekler için kuadropol momentlerini hesaplanabilirdi. Fakat böyle bir çalışmada, süre kısıtlı olduğundan bunu yapma olanağımız olmadı.

## KAYNAKLAR

- Begcanov, B., Belenkiy, B. M., Zalybovskiy, İ. İ., Kuzniçenko, A. B., 1989. *Nükleer Spektroskopisi*. C. 1-2. Fen Yayınevi, Taşkent. 738, 828.
- Bohr, A., Mottelson, B., 1971. *Structure Nuclear Atomic*. Kuzey Hollanda, 55-353.
- Davidov, A.S. Çaban, A.A., 1961. Küresel Olmayan Çekirdeklerin Genel Teorisi. *Nuclear Physies*. C.1. 55-353.
- Davidov, A.S., Filipov, C.F., 1958 Küresel Olmayan Çift Çift Çekirdeklerin Dönel Durumlarının Adyobatik Teorisi. *Deneysel ve teorik Fizik Dergisi (JTF)*. C. 35 (1): 36-440.
- Davidov, A.S., 1967. *Atom Çekirdeklerinin Uyarılmış Durumları*. Atom Yayınları, Moscova. 728.
- Karayev, R., Şaripov, Ş., 1972. Deforme Olan Çift Çift Çekirdeklerin Uyarılmış Durumları. *S.S.C.B. Yüksek Öğretim Kurumları Dergisi*. Fizik Serisi, 11 (1): 19-24.
- Rasimgil, R., Demirel A. I., Çakır T., 2001. Calculation of Energy Levels Of Some Deformed Even- Even Nuclei And B(E2) Values. *Bulletin of Pure and Applied Sciences*. 20 (2): 139-144.
- Rasimgil, R., 1998. Deforme Olan Çift Çift Çekirdeklerin Enerji Seviyeleri ve Bu Seviyeler Arasındaki E2-Geçiş Olasılıklarının Hesaplanması. *Türk Fizik Derneği 17. Fizik Kongresi*. 27-31 Ekim 1998. Antalya. 116-117.
- Robotnov, N. S., Seregin, A., 1969. Yaklaşık Potansiyel Yardımıyla Genelleşmiş Model Probleminin Çözümü. *Nuclear Physies*. 10 (1): 286-295.

## **ÖZ GEÇMİŞ**

1978'de Ağrı'nın Patnos İlçesi'nde doğdu. İlk ve orta öğrenimini Van'da tamamladı. 1998'de Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'ne girdi. 2002'de bu bölümden mezun oldu. Aynı yıl Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimine başladı. 2002 yılından beri bir özel okulda çalışmaktadır.