

## 1. GİRİŞ

Fizik yasalarının geçerli olduğu birçok sistem gibi, çekirdeğin de tam olarak anlaşılması zor ve gizemlidir. Bu nedenle, çekirdeğin özelliklerinin belirlenmesi, gözle görülebilen cisimlere göre çok daha zordur. Çekirdek bir dereceye kadar ölçülebilir tesir kesitleri, spin, uyarılmış durumlar, manyetik dipol ve elektrik kuadropol momentleri, v.b. gibi temel özellikleri ile tanımlanabilir. Çekirdekteki nükleonların özelliklerini belirlemek ve enerji seviyelerini hesaplamak amacıyla, nükleonlar arasındaki saçılmaların incelenmesi karışık bir matematiksel işlem gerektirir. Nükleer bilimciler, bunun yerine çekirdeği tanımlayan ve matematiksel hesaplamaları basitleştiren nükleer modeller geliştirmişlerdir. Çekirdekteki nükleonları bir arada tutan nükleer kuvvetlerin yapısı tam olarak bilinmediğinden, çekirdeklerin yapısını ve değişik özelliklerini tamamen açıklayabilen bir model henüz kurulamamıştır. Çekirdek yapısını ve çekirdeklerin özelliklerini açıklayabilmek için ortaya çıkan çekirdek modellerinin temelinde potansiyeller için belirli varsayımlar bulunduğundan, modelin başarısı potansiyel seçiminin doğruluğuna bağlıdır. İlk nükleer modeller,  $\alpha$  parçalanmasını ve çekirdek ile nükleonların etkileşmelerini açıklamak için geliştirilmiştir. Daha sonra geliştirilen modeller, yarı klasik ve kuantum mekaniksel olarak ikiye ayrılabilir. Bunlar da kendi içlerinde bağımsız parçacık modelleri ve birleşik modeller olarak ikiye ayrılırlar.

### 1- Bağımsız Parçacık Modelleri

- A) Fermi Gaz Modeli
- B) Shell ( Kabuk veya Tabakalı) Modeli.

### 2- Birleşik Modeller

- A) Sıvı Damla Modeli
- B) Kollektif Model.

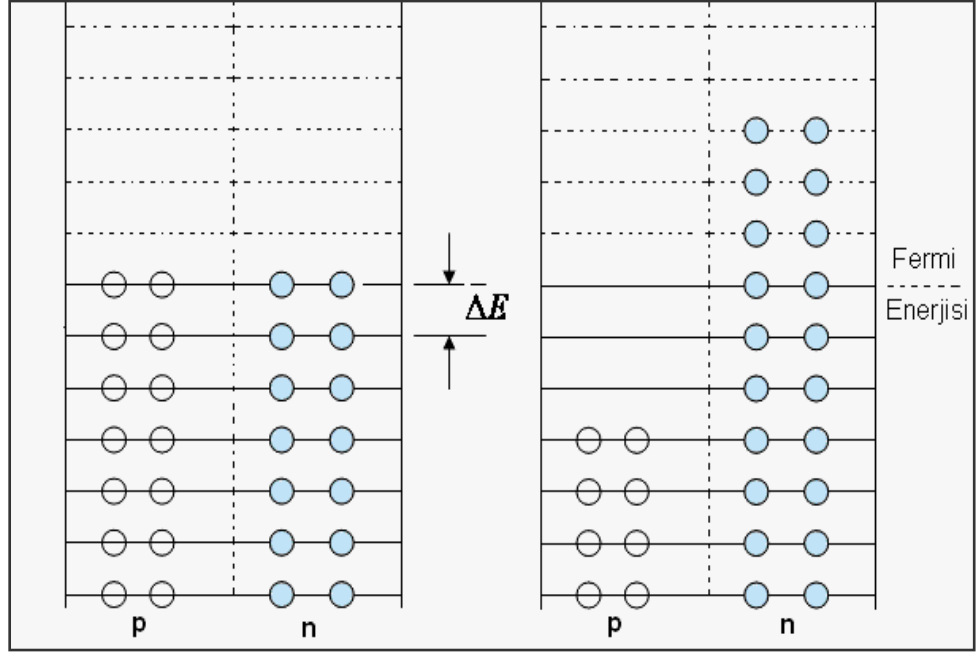
Bu çalışmada, bazı deforme hafif çekirdeklerin seviye yoğunluk parametrelerini hesaplamak için, temelde kollektif modele dayanan, enerji seviyelerinin eř aralıklı olmasını ve nükleonların kollektif (dönme + titreşim) hareketlerini esas alan bir model dikkate alınmıştır.

## 2. LİTERATÜR ÖZETİ

### 2.1. Bağımsız Parçacık Modelleri

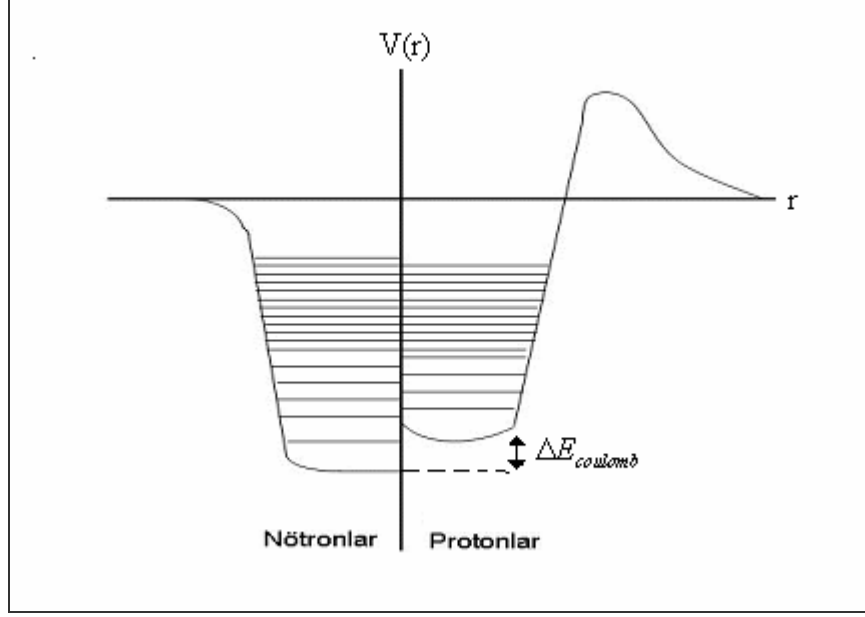
#### 2.1.1 Fermi Gaz Modeli

Fermi gaz modeli, çekirdek potansiyeli içindeki nükleonların belirli düzeylere sahip oldukları ve bu düzeylere belirli açısal momentum öz değerlerinin karşılık geldiği temeline dayanmaktadır. Bu modelde çekirdek içerisinde bulunan nükleonların bu düzeyleri, sadece serbest oldukları ve çekirdek içinde çarpışma yapmadan hareket ettikleri zaman oluşturabilecekleri kabul edilmektedir (Fogelberg et al., 1985). Nükleonların bu davranışı, sıvı davranışından çok, ideal gazların davranışına benzemektedir. Fermi gaz modelinin temelini, birbirleriyle doğrudan etkileşmeyen ve spini  $\frac{1}{2}$  olan parçacıkların oluşturduğu bir sistem olduğu varsayımı oluşturmaktadır (Plyaskin and Kosilov, 2000). Fermi gazı parçacıkları olan nükleonlar (protonlar ve nötronlar) taban durumunda enerji seviyelerini klasik bir gazın aksine, Pauli dışarlama ilkesine göre minimum enerjiye sahip olacak şekilde doldururlar (Şekil 1) ve sistem içindeki tek bir nükleonun enerji düzeyi, bu nükleonunun dışında kalan diğer bütün nükleonların oluşturduğu ortalama bir potansiyel için Schrödinger denkleminin çözümlenmesiyle bulunabilmektedir. Bu modelde, ortalama potansiyelin yanında, bir nükleon çiftinin etkileşmesinin çok önemli olmadığı varsayılmaktadır (Gedikoğlu, 1988).



**Şekil 1.** Fermi gaz modeline göre şematik enerji seviye diyagramı

Fermi gaz modeli, kararlı bir çekirdekte nötronların sayısının protonların sayısından daha fazla olmasının nedenini açıklayabilmektedir. Eğer çekirdek içindeki elektrostatik potansiyel  $V$  ise, Şekil 2’de görüldüğü gibi, proton kuyusunun tabanı nötron kuyusu ile karşılaştırıldığında yaklaşık  $1 eV$  daha yüksekte olmaktadır. Bu durum, yüklü parçacıklar olan protonlar arasındaki elektrostatik itme kuvveti olan Coulomb etkileşmesinden kaynaklanmaktadır. Ancak, proton ve nötronların her ikisi için doldurulmuş en yüksek enerji seviyeleri hemen hemen aynı enerjiye sahiptir. Bu nedenle verilen bir enerji için, Şekil 2’den açıkça görüldüğü gibi, bir çekirdek daha fazla nötron seviyesine sahiptir ve kararlı bir durumda nötronlar protonlardan daha fazladır.



**Şekil 2.** Protonlar ve nötronlar için enerji seviye diyagramı

Sonuç olarak, çekirdeğe uygulanan Fermi gaz modeli kabaca çekirdeği temsil etmektedir. Bu model ile yarıempirik kütle formülündeki bazı terimler, çok yüksek enerjilerdeki nükleon saçılmaları ve potansiyel kuyunun derinliği hakkında tahminler yapılabilmektedir (Arya, 1966). Aynı zamanda, Fermi gaz modeli ile protonlar veya nötronlar ya da her ikisi için sihirli sayılar olarak adlandırılan (2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126) belli değerlere sahip çekirdeklerin kararlılığı da açıklanabilmektedir. Ancak, bu model çekirdeğin spin, parite ve manyetik moment gibi diğer temel özelliklerini tam olarak açıklayamamaktadır.

### 2.1. 2. Shell (Kabuk) Modeli

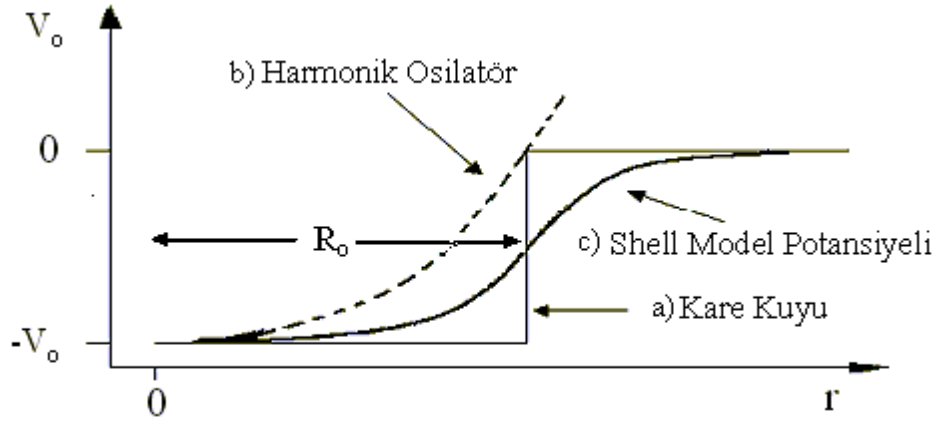
İlk olarak atom fizikçileri tarafından oluşturulan shell (kabuk veya tabakalı) modeli, atom yapısının karmaşık ayrıntılarının açıklanmasında çok büyük başarı sağlamıştır. Bu nedenle nükleer fizikçiler, nükleer yapı probleminin çözümü ve çekirdeklerin özelliklerinin açıklanmasında benzer bir teorinin kullanılmasının yararlı olacağını düşünmüşlerdir. Ancak bu model nükleer yapıya uygulamaya çalışıldığında birçok güçlükle karşılaşmıştır. Atomik durumda, potansiyel çekirdeğin Coulomb alanı ile sağlanır; alt kabuklar (yörüngeler) bir dış kaynak tarafından oluşturulmaktadır. Bu potansiyel Schrödinger denklemi ile çözülebilir ve elektronların yerleştirilebileceği alt kabukların enerjileri hesaplanabilir. Çekirdekte böyle bir dış kaynak yoktur. Nükleonlar (proton veya nükleon) kendilerinin oluşturduğu bir potansiyel içinde hareket etmektedirler (Krane, 2001; Burcham, 1988; Feenberg and Hammack, 1949). Bundan dolayı shell modeli, çekirdekte bulunan bir nükleonun, diğer tüm nükleonların oluşturduğu ortalama potansiyelde hareket ettiği ve atom fiziğinde olduğu gibi enerji düzeylerinin tümünün, Pauli dışarlama prensibine göre nükleonlar tarafından doldurulduğu temel varsayımları üzerine kurulmuştur.

Bu durumda shell modelini geliştirmenin ilk adımı nükleer potansiyelin seçimidir. Nükleer potansiyel ortalama  $R$  yarıçapının ötesinde düzgün olarak sifıra yaklaşır yani keskin kenarlı değildir. Ayrıca bir nötron veya bir protonu çekirdekten ayırmak için gerekli enerjinin, sonsuz büyüklükte sağlanması gerekmektedir. Shell modeli potansiyeli için ilk olarak kare kuyu potansiyeli düşünülmüştür. Ancak kare kuyu potansiyeli, ortalama  $R$  yarıçapından sonra  $r$ 'ye doğru düzenli olarak azalması gerekirken aniden azaldığından shell modeli potansiyeli seçimi için iyi bir yaklaşım değildir (Şekil 3a). Diğer taraftan shell modeli potansiyeli olarak düşünülen harmonik salıncı potansiyeli (Şekil 3b) ise, bir nötron veya bir protonu çekirdekten ayırmak için gerekli sonsuz ayrılma enerjisini sağlayamamaktadır (Krane, 2001).

Başka bir şekilde izah etmek gerekirse; hem kare kuyu potansiyeli hem de harmonik osilatör potansiyeli ile tüm sihirli sayılar elde edilemediğinden, bu potansiyeller shell modeli potansiyeli için doğru potansiyel değillerdir. Doğru potansiyel tüm sihirli

sayıları vermelidir. Bu problemi ortadan kaldırmak için, denklem (1)'deki gibi, bu iki potansiyel arasında bir şekle sahip olan Şekil 3c'deki gibi bir potansiyel seçilebilir (Krane, 2001).

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp[(r - R)/a]} \quad (1)$$



**Şekil 3. a) Kare Kuyu Potansiyeli b) Harmonik Osilatör Potansiyeli c) Shell modeli potansiyeli**

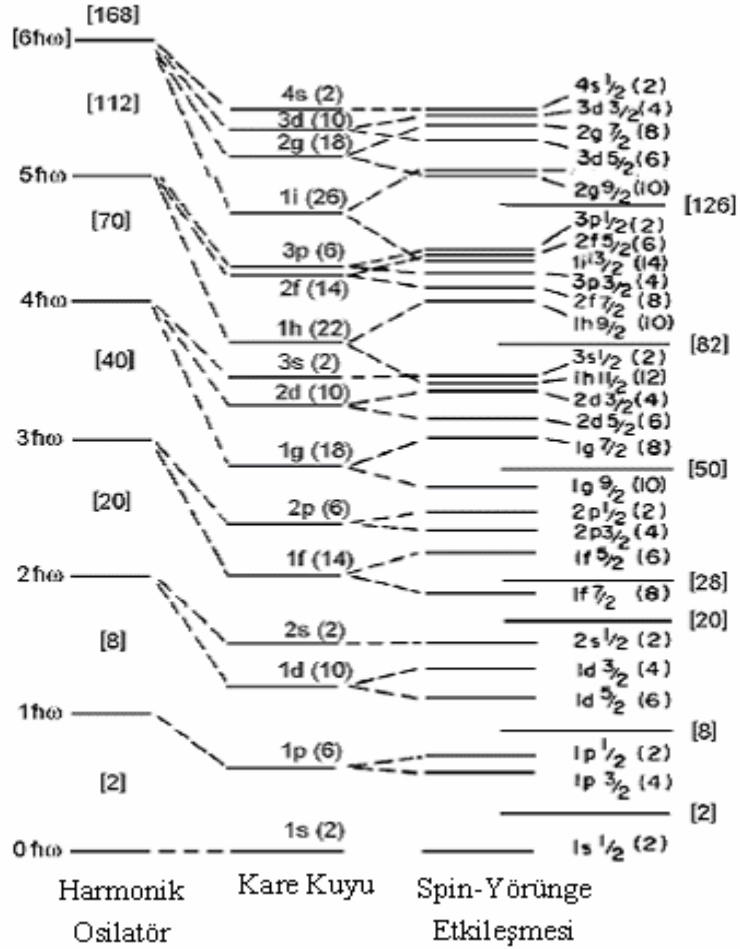
Eşitlik (1)'de,  $R$  ve  $a$  parametreleri sırasıyla ortalama yarıçap ve yüzey kalınlığını göstermektedir.  $R \approx 1.25 A^{1/3}$  fm ve  $a=0.524$  fm olarak seçilir.  $V_0$  kuyu derinliği uygun ayrılma enerjilerini verecek şekilde ayarlanır ve yaklaşık olarak  $50 \text{ MeV}$  mertebesindedir. Bu durumda elde edilen enerji düzeyleri Şekil 4' de verilmiştir.

Şekil 4'ün sol sütununda, Şekil 3a ve 3b' de verilen kare kuyu ve harmonik osilatör potansiyelleri ile hesaplanan enerji düzeyleri gösterilmiştir. Her düzeyin sağında o düzeyin kapasitesi, üstünde de o düzeye kadarki toplam nükleon sayısı gösterilmektedir. Harmonik osilatör, kare kuyu ve eşitlik (1) ile elde edilen shell modeli potansiyelleri ile 2, 8 ve 20 sihirli sayılarının elde edilebildiği ancak hesaplamaların daha büyük sihirli sayıları vermediği görülmektedir. Bu nedenle 1949'lu yıllarda merkezi potansiyele, eşitlik (2)' deki

gibi spin-yörünge etkileşmesinin skaler çarpımına eşit bir terim eklenmesi gerektiği ortaya çıkmıştır (Krane, 2001).

$$V = V(r) + V_{ls}(r) (L.S) \quad (2)$$

Şekil 4'ün sağ sütununda spin-yörünge etkileşmesinin etkisi gösterilmiştir. Spin-yörünge etkileşmesi  $l > 0$ 'lı düzeylerin iki yeni düzeye ayrılmasına neden olmaktadır. Burada shell etkisi çok açıktır ve sihirli sayılar tam olarak elde edilmektedir.



**Şekil 4.** Solda shell modeli potansiyeli için düşünülen harmonik osilatör ve kare kuyu potansiyeli enerji düzeyleri. Sağda spin-yörünge etkileşmeli shell modeli potansiyeli enerji düzeyleri.

Shell modeli, protonların ve nötronların sihirli sayıları ile birlikte çekirdeğin kararlılığını açıklayabilmektedir. Aynı zamanda, bu model tek- $A$ 'lı çekirdeklerin taban durum spin, parite ve dipol momentini büyük bir başarı ile açıklamakta ancak çekirdeklerin bir diğer önemli özelliği olan kuadropol momentini açıklayamamaktadır (Krane, 2001; Carlsson and Ragnarsson, 2004). Shell modelinde, çekirdeğin özelliklerinin belirlenmesinde çiftleşmiş nükleonların oluşturduğu kor'un etkisi ihmal edilir. Bu modelde, tek  $A$ 'lı bir çekirdeğin taban durum özellikleri,  $A-1$  tane nükleonun toplam spinini sıfır olacak şekilde çiftleştikten sonra, kalan çiftlenmemiş tek nükleonun kuantum sayıları tarafından belirlenmektedir.

## 2.2 Birleşik Modeller

### 2.2.1. Sıvı Damla Modeli

İlk çekirdek modeli olan sıvı damla modeli, 1936 yılında Niels Bohr tarafından ileri sürülmüştür. Bu modele göre nükleonların moleküllerin yerini alacağı bir çekirdek hayal edilirse yani çekirdek bir sıvı damlası gibi düşünülürse çekirdek içinde derinde bulunan nükleonlar komşu nükleonlar tarafından kuvvetli bir şekilde çekileceklerdir. Çekirdek içindeki nükleonların De Broglie dalga boyları nükleonlar arası ortalama uzaklıktan daha büyük olduğundan, çekirdekteki durum klasik bir sıvıya değil, kuantumlu bir sıvıya benzetilmektedir (Serway, 1995; Way, 1939).

Sıvı damla modelinde çekirdek bir küre olarak kabul edildiğinden çekirdeğin bağlanma enerjisi aşağıdaki gibi düşünülebilir (Hillman, 1973; Jelley, 1990).

- Çekirdek, proton ve nötron sıvılarından oluşmuş sabit yoğunluklu bir sıvı damlası olarak varsayılabilir. Bu durumda, bu çekirdeğin hacmi nükleon sayısı  $A$  ile orantılı olmalıdır.
- Bağlanma enerjisinin nükleon sayısı  $A$ 'ya lineer olarak bağımlı olması, nükleer kuvvetlerin önemli bir özelliği olan kısa menzilli olmalarını yansıtmaktadır. Bağlanma enerjisinin nükleon sayısı  $A$ 'ya lineer olarak değişmesi, her nükleonun yalnızca en yakın komşularıyla etkileştiğini ve diğerleriyle hiç etkileşmediğini gösterir. Bu nedenle, her nükleon bağlanma enerjisine kabaca aynı miktarda katkıda bulunur.
- Çekirdek yüzeyindeki bir nükleon, içteki bir nükleona göre daha az sayıda komşu nükleonla etkileşeceğinden bağlanma enerjisine daha az katkıda bulunur ve bu katkı enerjisi azaltıcı yönde eğilim gösterir.
- Çekirdek içinde bulunan protonlar arasındaki Coulomb etkileşmesi ihmal edilemez ve bu etkileşme çekirdeğin daha zayıf bağlanmasına yol açar.
- Kararlı çekirdeklerde (genel olarak hafif çekirdekler) bağlanma enerjisi nükleer kuvvetler ile belirlenmektedir. Kararlı çekirdekler bölgesinde en büyük bağlanma

enerjisi  $N=Z=A/2$  terimi ile sağlanır. Bu terim, çekirdeğin proton ve nötronlar bakımından simetrik olmasını sağlamaya çalıştığı için simetri terimi olarak adlandırılır ve bağlanma enerjisini azaltıcı yönde eğilim göstermektedir.

- Bağlanma enerjisinde, çekirdek kuvvetleri spine bağlı olduklarından, spin de önemli bir rol oynar. Spinin bağlanma enerjisindeki rolünü daha iyi anlayabilmek için çekirdekleri üç sınıfa ayırmak gerekmektedir.

- A) Çift-Çift Çekirdek (Bu durumda çekirdek spinini  $I=0$ 'dır)
- B) Tek-Tek Çekirdek (Bu durumda spin çiftleşmemiş iki nükleon tarafından belirlenir)
- C) Tek-A' lı Çekirdek (Bu durumda çiftleşmemiş nükleonun spinini doğrudan çekirdeğin spinini oluşturur)

Kararlı konfigürasyonlar meydana getirebilmek için nükleonların ikişer ikişer bağlaşmaları eğilimini göz önüne alan bir terim ilave edilmelidir. Bu terim çiftlenim enerjisi olarak bilinmekte ve bağlanma enerjisi formülünde aşağıdaki gibi yer alır (Jelley, 1990):

$$\delta(A) = \begin{cases} - a_p A^{-3/4}, & (Z = \text{çift}, N = \text{çift}), \\ 0, & (A = Z + N = \text{tek}), \\ + a_p A^{-3/4}, & (Z = \text{tek}, N = \text{tek}) \end{cases}$$

Sıvı damla modelinde, bağlanma enerjisi üzerine etkide bulunan hacim enerji terimi, yüzey enerji terimi, Coulomb itme etkisi, simetri enerji terimi ve çiftlenim enerji terimleri birleştirildiğinde toplam bağlanma enerjisi:

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{sim} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta(A) \quad (3)$$

şeklinde olur ve bu denkleme Weizsacker formülü denir (Weizsäcker, 1939). Weizsacker formülünün yardımıyla, bağlanma enerjisi gibi bir nükleer özelliğin sistematik davranışını

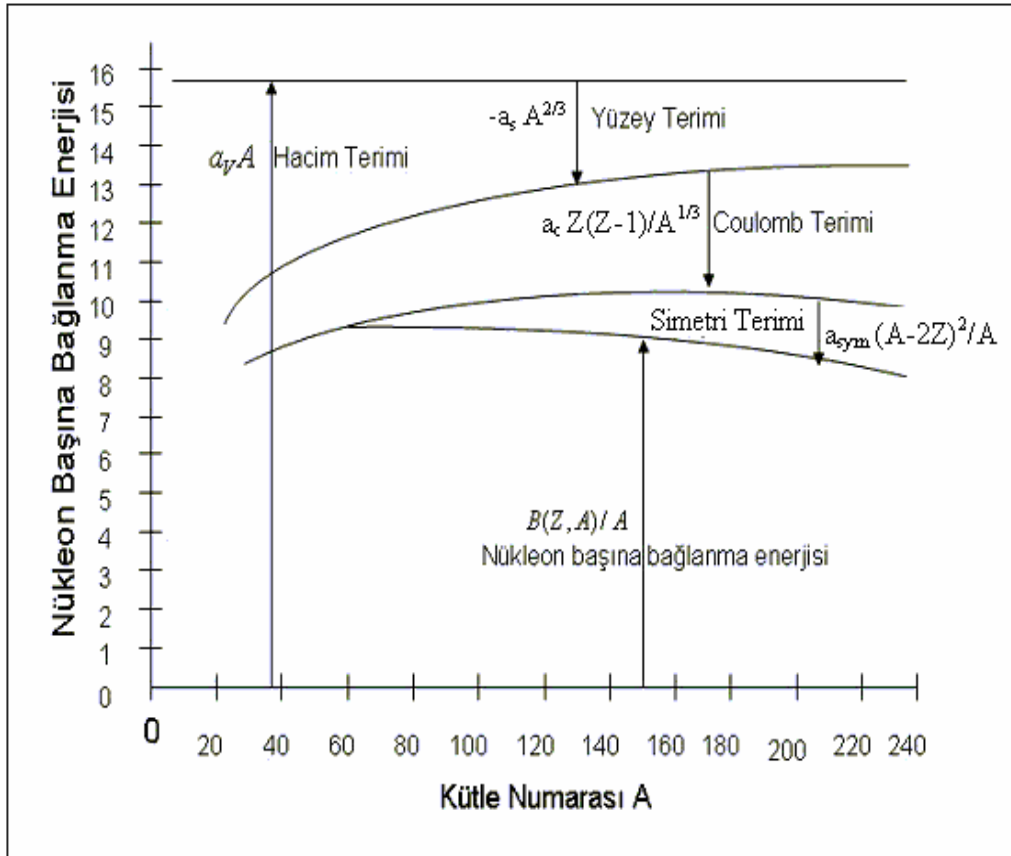
anlamamıza yardımcı olan *yarıampirik kütle formülünü* de elde edebiliriz:

$$M(Z, A) = Zm({}^1H) + Nm_n - B(Z, A)/c^2 \quad (4)$$

Bu formüldeki sabitler, deneysel verilerle uyuşacak şekilde ayarlanarak elde edilir.

$a_v = 15.56 \text{ MeV}$ ,  $a_s = 17.23 \text{ MeV}$ ,  $a_c = 0.70 \text{ MeV}$ ,  $a_{sym} = 23.28 \text{ MeV}$ ,  $a_p = 33.5 \text{ MeV}$  değerleri

kullanılarak bulunan sonuçlar Şekil 5'te verilmiştir.



Şekil 5. Weizsacker formülündeki çeşitli terimlerin nükleon başına bağlanma enerjisi.

Nükleon başına bağlanma enerjisi aşağıdaki gibi olur.

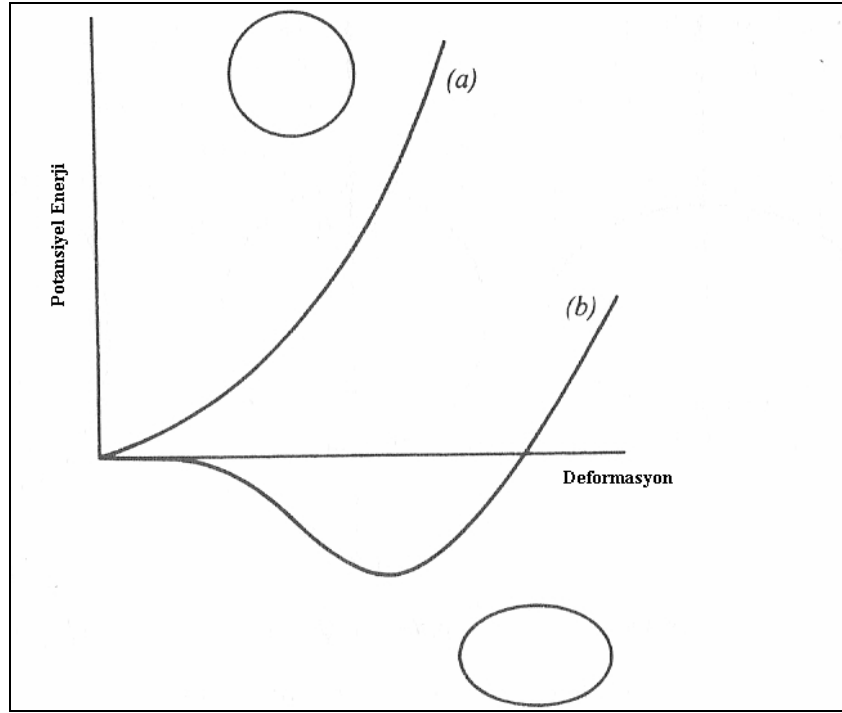
$$\frac{B(A,Z)}{A} = a_v - a_s A^{-1/3} - a_c Z(Z-1)A^{-4/3} - a_{sim} \frac{(A-2Z)^2}{A^2} + \delta \quad (5)$$

Eşitlik (5), Şekil 5'te verilen değerlerle birlikte, kütleleri iyi bilinen çekirdeklere uygulandığında, çok uygun değerler elde edilmektedir. Sıvı damla modeli, bir sıvı damlasının özelliklerine benzer bir şekilde çekirdeğin kollektif özelliklerinin incelenmesinde kullanılan bir model olup, kabaca çekirdeğin kütlelerini, bağlanma enerjisini ve çekirdeğin nasıl deforme olduğunu açıklayan bir modeldir. Ayrıca bu model, çekirdek fisyonu olayının nitel olarak açıklanmasında da yeterli olmaktadır (Serway, 1995; Blaauw and Weisskopf, 1952). Ancak, sıvı damla modeli, sihirli çekirdeklerin komşu çekirdeklere göre gösterdikleri daha kararlı durumları ve çekirdeğin temel özelliklerinden olan açısal momentumu açıklayamamaktadır.

### 2.2.2. Kollektif Model

Deforme çekirdekler özellikle çekirdek yapısının incelenmesinde ve nükleon-nükleon arasındaki etkileşmelerin belirlenmesinde önemli bir yere sahiptir. Ayrıca deforme çekirdeklerde yapılan incelemeler, uygulanan modellerin ve ortalama alan potansiyellerinin başarısı ile nükleon-nükleon etkileşme parametrelerinin fit edilmesi açısından da çok önemlidir. Deforme çekirdeklerin varlığı, deneysel olarak hesaplanan kuadropol moment değerlerinin, çekirdek korunun dikkate alınmadığı shell modeli kullanılarak hesaplanan değerlerden 1-2 merteye daha büyük olması sonucu ortaya çıkmıştır (Davidson, 1968; Mottelson, 1957). Bu nedenle, deformasyona uğramış çekirdeklerin nükleonlarının kollektif hareketini inceleyen bir model geliştirilmiştir. İlk olarak, Rainwater (1950) tarafından ileri sürülen bu model, Bohr ve Mottelson (1969, 1975) tarafından geliştirilmiştir. Kollektif model, uyarılmış durum, manyetik ve kuadropol momentler gibi çekirdek özelliklerini sadece kapalı kabuk dışında kalan çiftlenmemiş nükleonların değil, kor ve kor etrafındaki nükleonların belirlediği fikrine dayanmaktadır. Ayrıca bu model, deforme (küresel simetriğe sahip olmayan) ve çift-çift nükleona sahip çekirdeklerin özellikleri ile bu çekirdeklerin küresel yük dağılımından sapmalarının bir ölçüsü olan kuadropol momentlerini de çok iyi açıklamaktadır.

Kollektif modele göre, shell modelinde olduğu gibi çekirdekte bulunan bütün nükleonlar, gerçek bir  $V(r)$  potansiyelinde bağımsız olarak hareket ederler. Fakat shell modeli potansiyelinin aksine kollektif modelde potansiyel statik küresel simetrik potansiyel değildir. Bu potansiyel, kor etrafındaki nükleon veya nükleonların hareketi sonucunda deformasyona neden olan potansiyeldir (Arya, 1966; Jelley, 1990). Bu potansiyel korun küresel simetriğini kaybetmesinin nedenidir ve korun yörüngedeki nükleonlar yönünde uzamasına yani korun elipsoid şekil almasına neden olur.



**Şekil 6.** Çekirdeğin Küresel Simetrisinin Bozulması

Şekil 6’da görüldüğü gibi, çekirdeğin şekli potansiyel tarafından belirlenmektedir. Deforme bir çekirdekteki nükleonların hareketi, çekirdeğin deforme biçimini koruyan bir dönme hareketi ve denge durumuna yakın bir titreşim hareketi olarak tanımlanmaktadır. Çift-çift çekirdekler için uyarılmış durumlar, bir nükleon çiftinin bozunumu ile meydana gelir. Bu nükleon çiftinin bozunumu çok fazla eşleşme enerjisi gerektirir ve düşük uyarılmış durumlar için karışık uyarılmalar meydana getirir. Bu karışık uyarılmalar, çekirdeğin dinamik hareketleri, yani nükleer titreşim ve nükleer dönme kavramları ile açıklanabilir (Hornyak,1975; Meyerof,1989; Caprio, 2003; Ford, 1954).

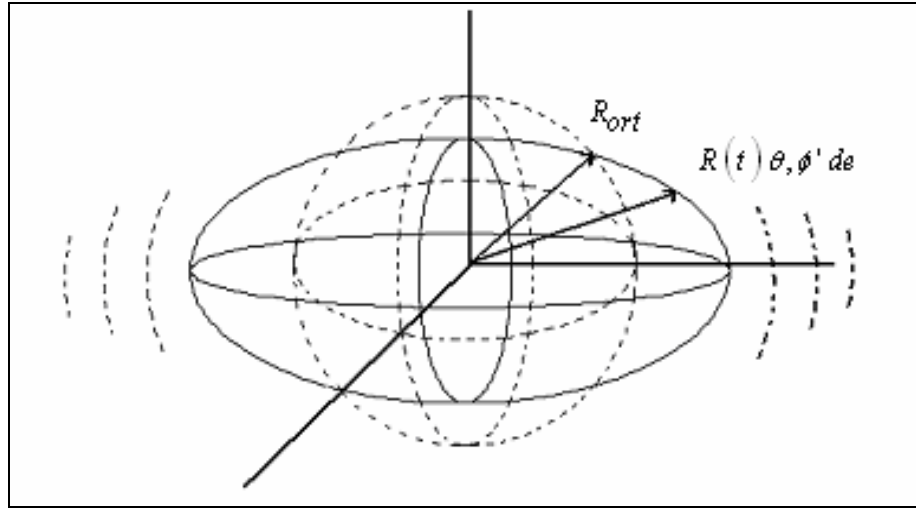
### 2.2.2.1. Nükleer Titreşimler

Yüksek frekansla titreşen bir sıvı damlasını gözümüzde canlandırarak nükleer titreşimlerin fiziği hakkında iyi bir fikir edinebiliriz. Ortalama şekil küresel olmakla birlikte herhangi bir andaki şekil küresel değildir. Şekil 1.7’den görüldüğü gibi nükleer yüzey üzerindeki bir  $(\theta, \phi)$  noktasının  $R(t)$  koordinatını  $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$  küresel harmonikler

cinsinden belirtmek kolaylık sağlar. Her küresel harmonik bileşeni,  $\alpha_{\lambda\mu}(t)$  genliğine sahiptir:

$$R(t) = R_{ort} + \sum_{\lambda \geq 1} \sum_{\mu = -\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \quad (6)$$

$\alpha_{\lambda\mu}$ 'lar tamamen keyfi olmayıp; yansıma simetrisi,  $\alpha_{\lambda\mu} = \alpha_{\lambda, -\mu}$  eşitliğinin olmasını gerektirir.



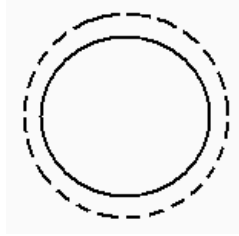
**Şekil 7.** Küresel denge biçimli titreşen bir çekirdek. Zamana- bağlı  $R(t)$  koordinatı,  $\theta, \phi$  doğrultusundaki yüzey üzerinde bir noktayı göstermektedir

Ayrıca nükleer akışkanın sıkıştırılmaz olduğunu varsayarak başka sınırlandırmalar da uygulanır. Kollektif titreşim güçlü bağlanmalardan dolayı kararlı yapıya sahip çekirdeklerde mevcut değildir. Bu küresel çekirdeklerdeki kollektif titreşimsel durumların tayini, tek parçacık geçiş terimlerindeki çekirdeklerin enerjisine, açısal momentumuna ve radyoaktif gücüne bağlıdır (Krane, 2001; Jelley, 1990; Guseinov, 1997).

En basit titreşimsel durum, iç hareketin olmadığı yani nükleer spinin sıfır olduğu, çift-çift çekirdeklerde gözlenmiştir. Pratikte, farklı seviyeler arasındaki dejenerelik çözülür ve beklenen bir  $0^+$  taban durumu ve bir  $2^+$  ilk uyarılmış durumu, ilk uyarılmış durumun ikinci düzey enerjileri ile  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$  üçlü durumu izlenir. Enerjiler çekirdeğin kapalı kabuklardan olan uzaklığına göre, düzenli olarak değişmektedir (Şen, 2000).

### 2.2.2.1.a. $\lambda=0$ Titreşimi (Monopol Titreşim)

$$R(t) = R_{avr} + \alpha_{00} Y_{00} \quad (7)$$



**Şekil 8.** Monopol Titreşim

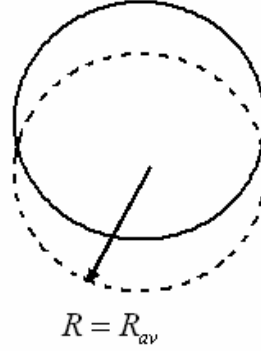
Monopol titreşim, sıkıştırılabilir bir çekirdeğin küresel şekli değişmeden gerçekleşen tam bir radyal salınımdır (Şekil 8). Monopol titreşim deneysel olarak taban durumu için  $K^{\pi} = 0^+$  kuantum sayısı taşıyan, çift-çift çekirdeklerde taban durumunun üstündeki en düşük uyarılma enerjisinde atom ağırlığı 40'tan daha büyük ( $A > 40$ ) olan çekirdeklerde gözlenmektedir.

### 2.2.2.1.b. $\lambda=1$ Titreşimi (Dipol Titreşim)

$$R(t) = R_{avr} + \sum_{\mu=-l}^l \alpha_{l\mu} Y_{l\mu}(\theta, \varphi) \quad (8)$$

$$= R_{avr} + \alpha_{11} Y_{11} + \alpha_{10} Y_{10} + \alpha_{1,-1} Y_{1,-1} \quad (9)$$

$$= R_{avr} + \alpha_{10} Y_{10} \quad \mu \neq 0 \text{ için } \alpha_{l\mu} = 0 \quad (10)$$



**Şekil 9.** Dipol Titreşimi

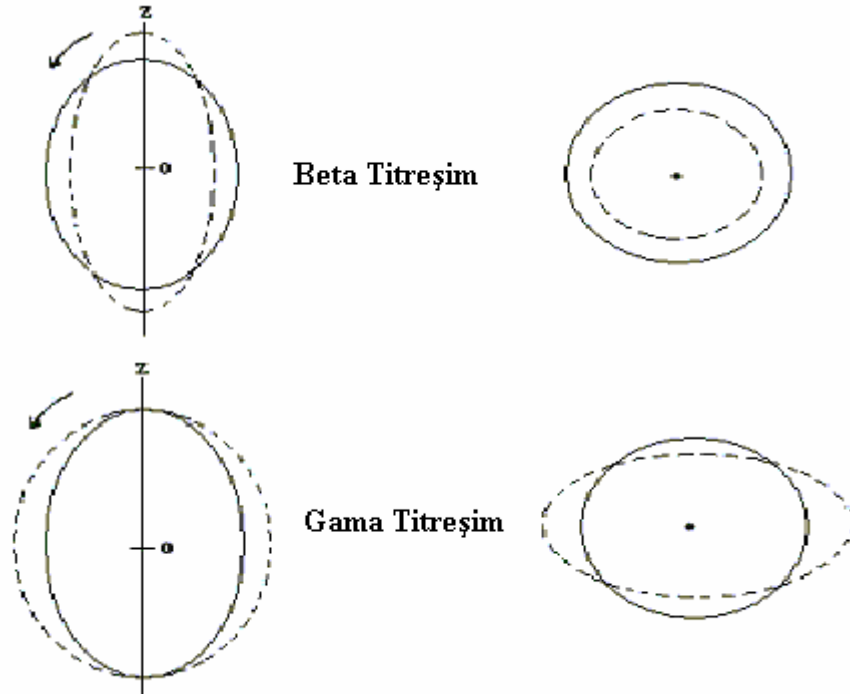
Dipol titreşim Şekil 9’da da gösterildiği gibi, çekirdekdeki bir proton veya bir nötronun komşu nükleonlara doğru bir salınım yaptığı düşünülürse, nükleer sıvı merkezinin öteleme hareket yapmasına benzetilebilir. Dipol titreşim  $K^\pi = 1^-$  kuantum sayısına sahip çift-çift çekirdeklerde, çekirdeğe bağlı olarak 10-25 MeV gibi çok yüksek enerjilerde meydana gelmektedir. Bundan dolayı dipol titreşim, genellikle fisyon olayında açık bir şekilde görülmektedir.

### 2.2.2.1.c. $\lambda=2$ Titreşimi (Kuadropol Titreşim)

$$R(t) = R_{avr} + \sum_{\mu=-1}^1 \alpha_{1\mu} Y_{1\mu}(\theta, \varphi) \quad (11)$$

$$= R_{avr} + \alpha_{22} Y_{22} + \alpha_{21} Y_{21} + \alpha_{20} Y_{20} + \alpha_{21} Y_{21} + \alpha_{2,-2} Y_{2,-2} \quad (12)$$

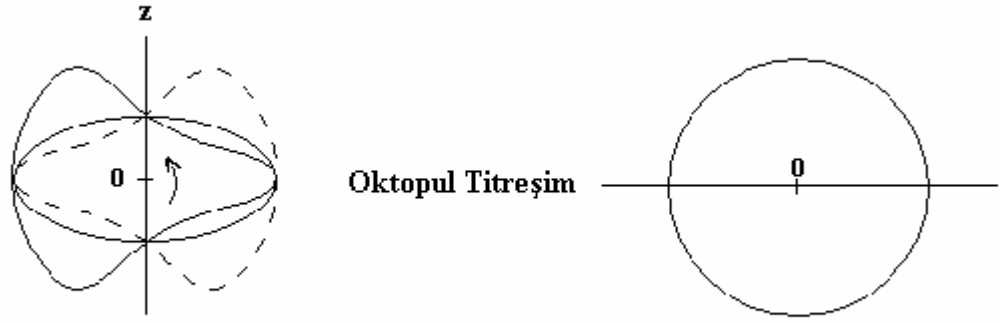
$$= R_{avr} + \alpha_{20} Y_{20} \quad \mu \neq 0 \text{ için } \alpha_{2\mu} = 0 \text{ (elipsel biçim için)} \quad (13)$$



**Şekil 10.** Kuadropol Titreşim Şekilleri **a)** Beta Titreşim **b)** Gama Titreşim

Genel bir durum için yüzeyin şekli,  $Y_{2m}$ ,  $m=\pm 2, \pm 1, 0$  ile tanımlanabilir. Ancak,  $R, \theta$ 'nın bir fonksiyonu olduğu için  $m=0$ 'dır. Kuadropol titreşim çekirdeğin küresellikten sapmasının bir ölçüsü olduğundan, hemen hemen tüm deforme çekirdekte baskın bir titreşimsel özelliktir. Şekil 10'da görüldüğü gibi, kuadropol titreşim  $K^\pi = 0^+$  kuantum sayısına sahip çekirdekte beta titreşim,  $K^\pi = 2^+$  kuantum sayısına sahip çekirdekte ise gama titreşim olarak tanımlanmaktadır.

### 2.2.2.1.d $\lambda = 3$ Titreşimi (Oktopul Titreşimi) ve $\lambda > 3$ Titreşimleri



Şekil 11. Oktopul Titreşim

$K^\pi=3$  kuantum sayısına sahip pek çok çekirdekte  $\lambda=3$  oktopul titreşimleri görülebilir (Şekil 11). Çok yüksek enerjilerde meydana gelen kuadropol titreşimlerinin olduğu sihirli sayılara sahip çekirdeklere, oktopul durumu çoğunlukla en düşük uyarılmış durumdur.

### 2.2.2.2. Nükleer Dönme

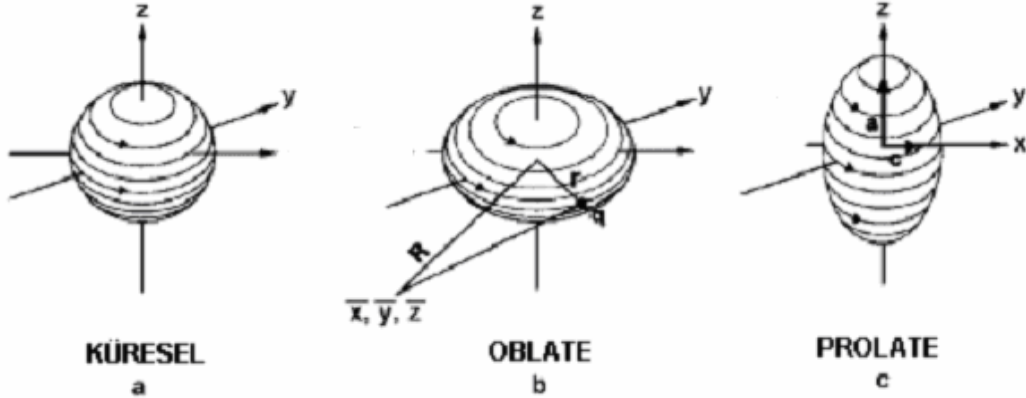
Nükleer dönme hareketi, küresel şekilden önemli ölçüde sapmalara sahip olan deforme çekirdeklere gözlemlenebilir. Bu çekirdeklerin ortak şekilleri dönen bir elipsoittir (Şekil 12) ve bu elipsoitlerin yüzeyi

$$R(\theta, \phi) = R_{ort} [1 + \beta Y_{20}(\theta, \phi)] \quad (14)$$

ile tanımlanır. Yüzey  $\phi$ 'den bağımsız olduğu için çekirdek silindirik simetriye sahiptir. Eşitlik (14)'deki  $\beta$  deformasyon parametresi,

$$\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{\Delta R}{R_{ort}} \quad (15)$$

şeklindedir. Burada  $\Delta R$ , elipsin büyük yarı eksenini ile küçük yarı eksenini arasındaki fark ve ortalama yarıçap ise  $R_{ort} = R_0 A^{1/3}$  olarak alınır. Bu yaklaşım tam olarak doğru değildir, çünkü eşitlik (14) ile ifade edilen çekirdeğin hacmi tam olarak  $\frac{4}{3} \pi R_{ort}^3$  değildir. Eşitlik (14)'ün simetri eksenini,  $\theta$ 'ya göre tanımlanan referans eksenidir. Şekil 12'de görüldüğü gibi,  $\beta > 0$  olduğu zaman çekirdek bir *prolate*,  $\beta < 0$  olduğu zaman ise bir *oblate* elipsoit şeklindedir.



**Şekil 12.** Kalıcı deformasyonlara sahip çekirdeklerin denge şekilleri a) Küresel b) Oblate (ekvatorundan şişkin) c) Prolate (kutuplardan şişkin)

Kapalı kabuğun dışındaki deforme çekirdeğin dönme hareketi sistemin iç yapısına tesir etmez. Küresel bir çekirdeğin dönme spektrumu (Şekil 12a) vardır, ancak kalıcı değildir. Küresel bir çekirdeğin iç hareketini, titreşim ve tek parçacık hareketi oluşturur. Deforme bir çekirdekte bunlara ilave olarak dönme spektrumu mevcuttur. Yani deforme bir çekirdeğin hareketi üç hareketten meydana gelir. Bunlar;

1. Tek Parçacık Hareketi
2. Titreşim Hareketi
3. Dönme Hareketi

Çekirdek, çok parçacıklı olduğundan bu üç hareket birbirini etkilemektedir. Titreşim hareketine uygun gelen seviyeler, yüksek ( $\approx 2-3 \text{ MeV}$ ) enerjilerdir. Dönme hareketine uygun gelen enerjiler ise çok düşük ( $\approx 400-600 \text{ eV}$ ) enerjileridir. Deforme çekirdeklerdeki dönme spektrumu ile titreşim spektrumu karşılaştırıldığında, birbirlerine çok uzak oldukları görülür. Bu durumda titreşim ve dönme hareketleri birbirini etkilemez. Dönme hareketinin, tek parçacık hareketine de etkisi yoktur. Çünkü tek parçacık hareketine uygun gelen enerji  $\approx 2 \text{ MeV}$  gibi çok yüksek bir enerjidir. Bu enerji, dönme spektrumu enerjisinin yanında çok yüksek bir enerjidir. Bu nedenle, birbirinden bağımsızlardır (Ertuğral, 2002). Klasik olarak dönen bir cismin kinetik enerjisi,

$$E_{dön} = \frac{1}{2} J \omega^2 \quad (16)$$

'dir. Burada  $J$ , cismin eylemsizlik momentidir. Açısal momentum cinsinden  $I = J\omega$  ve enerji  $\frac{I^2}{2J}$  'dir.  $I$ 'nin kuantum mekaniksel değerini alırsak ve  $I$  ile açısal momentum kuantum sayısını gösterirsek dönen bir cismin kuantum mekaniğindeki enerjisi,

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \quad I = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (17)$$

bağıntısı ile verilir.  $I$  kuantum sayısının artışı, çekirdeğe dönme enerjisi ilave edilmesine karşılık gelir ve nükleer uyarılmış durumlar dönme bandı olarak bilinen bir dizi oluşturur. Bir çift- $Z$  ve çift- $N$ 'li çekirdeğin taban durumu daima  $I=0^+$  'dır ve birinci uyarılma durumu genellikle  $I=2^+$  'dır. Çekirdeğin ayna simetrisi (yani nükleer eksene dik bir düzlem etrafında simetri) bu özel durumdaki dönme düzeyleri dizisini  $I$ 'nın çift değerleriyle sınırlar. Bu durumda denklem (17) aşağıdaki şekilde çift açısal momentum değerlerini alır.

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \quad I = 0, 2, 4, 6, \dots \quad (18)$$

Bu denklem, çift-çift büyük deforme çekirdeklerin gözlemlenen düşük enerji seviyelerini göstermektedir ve çekirdek açısal momentumunun  $I = 0, 2, 4, 6, \dots$  değerleri için geçerlidir.

Bu enerji seviye artışı pozitif pariteye sahiptir ve taban durumu dönme bandı olarak adlandırılır.  $E_2$ , birinci uyarılmış durumun enerjisini gösterir. Şayet  $E_2$  bilirse, birinci uyarılmış durum cinsinden daha yüksek enerji seviyeleri aşağıdaki gibi elde edilebilir (Krane, 2001; Burcham, 1988).

$$E_0 = 0 \quad (19)$$

$$E_2 = \frac{\hbar^2}{2J} 2(2 + I) = 6 \frac{\hbar^2}{2J} \quad (20)$$

$$E_4 = 20 \frac{\hbar^2}{2J} \quad (21)$$

#### 4. NÜKLEER ENERJİ SEVİYE YOĞUNLUĞU

Nükleer enerji seviye yoğunluğu, düşük uyarılmış durumlarda enerji seviyeleri arasındaki aralıkların sayısı olarak tanımlanır. Nükleer enerji seviye yoğunluğu hem parçacığın anlaşılması hem de çeşitli reaksiyonlarda gama ışını yayınlanması için önemli bir fiziksel niceliktir. Ayrıca enerji seviye yoğunluğu bilgisi, fisyon-füzyon reaktör fiziğinde, astrofizikte ve ağır iyon çarpışmalarında ki istatistiksel hesaplamaların yapılmasında önemli bir yere sahiptir (Bethe, 1937; Critchfield and Oleksa, 1951; Bloch, 1954; Ross, 1957; Bullock and Moore, 1960; Ignatyuk and Shubin, 1969; Huizenga and Moretto, 1972; Kataria, Ramamurthy and Kapoor, 1978; Shlomo and Natowitz, 1990; Shlomo, 1992; Mughabghab and Dunford, 1998; Okuducu and Ahmedov, 2003; Nakamura and Fukahori, 2005).

Enerji seviye yoğunlukları ile ilgili ilk çalışmalar Bethe (1936) teorisine dayanmaktadır. Bethe, birbiri ile etkileşmeyen parçacıkların oluşturduğu Fermi gaz sisteminin, ortalama enerjisi ile entropisi arasındaki termodinamik ilişkileri dikkate alarak çekirdek enerji seviyeleri yoğunluğunu hesaplamıştır. Bu teoriye göre çekirdekteki protonlar ve nötronlar, temel halde tek-tek düşük enerji seviyelerini doldururlar ve herhangi bir uyarılma halinde yukarı seviyelere çıkarlar. Daha sonra Landau (1936) ve Weisskopf (1937) bu termodinamik ilişkileri genelleştirerek enerji seviyeleri yoğunluğu ile ilgili hesaplamalar yapmışlardır. Bu çalışmalarda (Bethe, 1936; Landau, 1936; Weisskopf, 1937), atom çekirdeğinin uyarılma enerjisi termodinamik sıcaklığın karesi olarak dikkate alınmış olup, Bohr ve Kalckar (1937) tarafından yapılan nükleer uyarılma enerjilerinin eş aralıklı olduğu fikri temel alınmıştır. Bütün bu hesaplama metodları temelde Fermi-Gaz modeline dayanmakta olup, bu hesaplamalarda dikkate alınmayan ilave etkiler Hurwitz ve Bethe tarafından, kapalı kabuklu çekirdeklere yakın ve temel seviyelerinde bulunan çift parçacıklı sistemler için çiftlenim enerjisine karşılık gelen karakteristik Bethe-Hurwitz parametresi ilave edilerek çözülmeye çalışılmıştır (Hurwitz and Bethe, 1951). Daha sonra eksiklikleri hissedilen tek-parçacıklı seviye yoğunluğu parametresinin proton ve nötron ortalama spinlerine bağımlılığı (Newton, 1956), çekirdeğin uyarılma enerjisine bağımlılığı

(Ignatyuk et al., 1975), nükleer maddenin uyarılmasında rol oynayan kollektif etkiler (Ignatyuk et al., 1979) gibi parametreler modele dahil edilmeye çalışılmış ancak, mevcut modelin daha karmaşık bir hal almasına neden olunmuştur.

Son olarak Ahmedov et al. (2002) tarafından modifiye edilen basit fiziksel bir modelin kullanılması ile karışıklığın kısmen ortadan kalkması sağlanmıştır. Bu çalışmada (Ahmedov et al., 2002) nadir toprak ve aktinitler bölgesindeki deforme ağır çift-çift çekirdeklerin modifiye edilen modele uygunluğu test edilmiş ve bazı deforme ağır çekirdeklerin  $2^+$  durumları için enerji seviye yoğunluk parametreleri hesaplanmıştır. Daha sonra aynı model Okuducu ve Ahmedov (2003) tarafından nadir toprak ve aktinitler bölgesindeki deforme ağır tek A'lı ve tek-tek çekirdeklerin seviye yoğunluk parametresinin hesaplanmasında kullanılmış ve derlenen s-dalgalı rezonans verileri ile de uyum içinde olduğu gösterilmiştir.

Deforme çekirdeklerin enerji spektrumları kollektif modlarla tanımlanır. Bu nedenle, bu çekirdeklerin enerji tayfları temel ve çeşitli uyarılma bandları ile karakterize edilmektedir. Tek-tek ve tek-A'lı çekirdeklerin temel ve çeşitli uyarılma bandları da çift-çift çekirdekler gibi benzer özellikler taşımakta olup, bu çekirdeklerde tek parçacığın uyarılma enerjisi kollektif uyarılma bandlarının temelini oluşturur. Enerji seviye yoğunluğu, uyarılma enerjisi ile birlikte hızlı bir şekilde artış göstermekte olup, uyarılma enerjisi  $MeV$  bölgesine çıktığında (yüksek uyarılmış durumlar) nükleer yörüngenin karmaşıklığının arttığı bilinmektedir. Bu bölgedeki seviyeler arasındaki aralıklar, taban durumuna yakın olan bölgelerdeki aralıklara göre önemli ölçüde azalmaktadır. Bu azalma, yaklaşık olarak eksponansiyel bir azalmaya yada uyarılma enerjisinin oldukça yüksek bir değeriyle ters orantılı bir azalmaya sahiptir (Arya,1966).

Enerji seviyeleri yoğunluğunun incelenmesinde, uyarılma enerjisi ile birlikte seviye yoğunluk parametre teriminin de dikkate alınması gerekmektedir. Bu parametrenin kendisi, kabuk etkisine bağlı olarak uyarılma enerji ile birlikte değişiklik göstermektedir. Çekirdek seviyeleri yoğunluğu ile ilgili enerji seviye yoğunluk parametresi, nötron bağlanma enerjisine yakın enerji değerlerinde gözlenen enerji seviyeleri aralığı dikkate alınarak

hesaplanmakta ve çekirdek seviyeleri aralığına uygun olarak düzenlenmektedir. Bu nedenle seviye aralık verileri, *s-dalgali* nötron rezonans verileri olarak adlandırılır. Bu *s-dalgali* nötron rezonans verilerinin değerlendirilmesi, çekirdek içi parçacıklarının eş aralıklı tek-parçacık olduklarını varsayan Bethe Teorisi'ne (Bethe, 1936) ve bu teoride yapılan düzeltmelere dayanmaktadır (Newton, 1956; Gilbert and Cameron, 1965).

### 3.1. Enerji Seviye Yoğunluğu Parametresi

Herhangi bir çekirdeğin uyarılma enerjisi  $U$ , toplam açısal momentumu  $I$  olmak üzere; enerji seviyeleri yoğunluğu için aşağıdaki denklem alınabilir [Bethe, (1936); Gilbert and Cameron, 1965].

$$\rho(U, I) = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aU}) (2I+1) \exp\left[-(2I+1)^2 / 2\sigma^2\right]}{12 a^{1/4} U^{5/4} 2\sqrt{2\pi} \sigma^3} \quad (22)$$

Burada;  $a$  : enerji seviye yoğunluk parametresi ve  $\sigma$  : spin dağılım parametresi olup,

$$a = \frac{\pi^2}{\sigma} g(\varepsilon_f), \quad \sigma^2 = g \langle m^2 \rangle t \quad (23)$$

olarak tanımlanır. Burada;  $g(\varepsilon_f)$ : Fermi enerji seviyesindeki tek parçacıkların yoğunluğu,  $\langle m^2 \rangle$ : magnetik kuantum sayısının karesinin ortalaması,  $t$ : Fermi gaz modelindeki çekirdeklerin termodinamiksel sıcaklığıdır. Eşitlik (23)'teki parametreler, aşağıdaki gibi gösterilir.

$$g(\varepsilon_f) = \frac{3}{2} \frac{A}{\varepsilon_f}, \quad \langle m^2 \rangle = 0,146 A^{2/3}, \quad t = \sqrt{U/a} \quad (24)$$

Bu denklemde,  $A$ ; çekirdeğin kütle numarasıdır. Deneysel gözlemler, çekirdeğin açısal momentumu  $I$  'nın farklı yönelmelerini belirleyemediği için, enerji seviyelerinin gözlemlenen yoğunluğu daha kullanışlı olup aşağıdaki biçimde ifade edilir.

$$\sum \rho(U, I) = \frac{\pi^2 \exp(2\sqrt{aU})}{12 a^{1/4} U^{5/4}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \quad (25)$$

Denklem (23) ve (24) , eşitlik (25)'te yerine koyulursa,

$$\rho(U) = \frac{a}{12\sqrt{2}(0,298A^{1/3})(aU)^{3/2}} \exp(2\sqrt{aU}) \quad (26)$$

eşitliği elde edilir.

Bethe teorisi, çekirdeğin uyarılmasında çekirdek parçacıklarının kollektif hareketlerini dikkate almamaktadır. Oysa, çekirdek hareketlerinde kollektif doğaya sahip enerji seviyelerinin varlığı ihmal edilemez bir gerçektir. Enerji seviyeleri yoğunluğunun hesaplanmasında çekirdeğin kollektif hareketlerini dikkate alan bazı çalışmalar yapılmıştır (Davydov et al., 1958,1960; Ignatyuk et al., 1979; Rohr, 1984). Ancak bunlar karmaşık denklemler içerdiğinden kullanımı kolay değildir.

### 3.2. Deforme Çekirdeklerin Kolektif Band Analizi

Deforme çekirdekler, kendilerinin taban durumlarında kararlı deformasyona ve kollektif hareket yaptıklarından dolayı enerji tayflarına sahiptir (Bohr, 1954; Bohr and Mottelson, 1969,1975). Çift-çift çekirdeklerin uyarılması halinde dönme enerjisi Bohr and Mottelson (1969) tarafından,

$$E_{dön}(I, K) = \frac{\hbar^2}{2} \left[ \frac{I(I+1)}{J_0} + \left( \frac{1}{J_3} - \frac{1}{J_0} \right) K^2 \right] \quad (27)$$

olarak ifade edilir. Burada  $I$  ve  $K$ , sırasıyla bir çekirdeğin toplam açısal momentumu ve açısal momentumun simetri eksenini üzerindeki izdüşümüdür.  $J_0$  eksensel simetriye sahip çekirdeğin simetri eksenine dik bir eksen etrafındaki eylemsizlik momenti,  $J_3$  ise simetri eksenine göre olan eylemsizlik momentini karakterize etmektedir. Çekirdek yüzeyinin kuadropol titreşim yapması göz önüne alınırsa,  $K$  açısal momentumunun sıfır olması gerekir. Bu nedenle  $J_3 = 0$  alınır, dönme kinetik enerjisi aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$E_{dön} = \frac{\hbar^2}{2J_0} I(I+1), I=0, 1, 2, 3, 4, \dots \quad (28)$$

Bu bağıntı, dönen bir cismin kuantum mekaniğindeki enerjisini verir.  $I$  kuantum sayısının artışı, çekirdeğe dönme enerjisi ilave edilmesine karşılık gelir. Bu enerji seviye artışı pozitif pariteye sahiptir ve taban durumu dönme bandı olarak adlandırılan bir dizi oluşturur. Bir çift- $Z$  ve çift- $N$ 'li çekirdeğin taban durumu daima bir  $0^+$  durumudur ve bu çekirdekler için  $K=0$ 'dır. Çekirdeğin ayna simetrisi, bu özel durumdaki enerji öz değerlerinin  $0^+, 2^+, 4^+, 6^+, \dots$  şeklinde olmasını, yani  $I$ 'nin çift değerler almasını sağlar. Bu durumda, eşitlik (28) aşağıdaki şekilde çift açısal momentum değerlerini alır.

$$E_{dön} = \frac{\hbar^2}{2J_0} I(I+1), \quad I = 0, 2, 4, 6, \dots \quad (29)$$

Bu denklem, çift-çift büyük deforme çekirdeklerin gözlemlenen düşük enerji seviyelerini göstermektedir. Küresel olmayan çift-çift çekirdeklerde de  $\beta$  ve  $\gamma$  (Bohr and Mottelson, 1969,1975) olarak bilinen uyarılmış bantlarda gözlemlenen enerji seviyeleri kollektif doğaya sahiptir.  $\beta$  (titreşimlerinin) bantlarının simetri eksenleri etrafında açılal momentumları yoktur. Bu nedenle  $\beta$  -bandı kuantum sayısı  $K=0$  olan kollektif titreşimlerle tanımlanmaktadır. Bu bandın enerji seviyeleri  $0^+, 2^+, 4^+, 6^+, \dots$  şeklinde düzenlenmiş olup band başlangıcı  $w_\beta$  titreşim frekansı ile oluşan  $\hbar w_\beta$  enerjili  $0^+$  seviyesidir. Beta titreşim hareketi,  $\gamma$  parametresinin sıfır değerinde sabit kalarak  $\beta$  'nın zamanla değişmesini verir.

$\gamma$  bandı (titreşimleri) ise, oldukça düşük uyarılmalar olup, bu titreşim sırasında deformasyon parametresi sabit kalır ve gamma simetri ekseni etrafında titreşir.  $\gamma$  -bandı kuantum sayısı  $K=2^+$  olan kollektif titreşimlerle tanımlanmaktadır. Bu bandın enerji seviyeleri  $I=2^+, 3^+, 4^+, 5^+, \dots$  şeklinde düzenlenmiştir.  $\gamma$  titreşimlerinde silindirik simetri bozulmaktadır. Yani; çekirdek bir amerikan futbol topu şeklindedir.  $\beta$  titreşimleri topun uçlarının itilip çekilmesine karşılık gelir.  $\gamma$  titreşimleri ise topun yan tarafının itilip çekilmesine karşılık gelir (Şekil 10).

Tek  $A^1$  lı deforme çekirdeklerde gözlemlenen enerji seviyelerinin basit olarak ifade edilmesi eksensel simetrik çift-çift deforme bir kordaki tek nükleonun çiftlenimine bağlıdır. Verilen bir  $K$  değeri için dönme bandı ve açılal momentum değerleri,  $I=K, K+1, K+2, \dots$  olarak ifade edilir.  $K$  ve  $\Omega$  sırasıyla, toplam açılal momentumun simetri ekseni üzerindeki izdüşümü ve tek nükleonun açılal momentumunun simetri ekseni üzerindeki yansıması olup, aşağıdaki enerji seviye aralıklarına sahiptir (Davidson, 1968).

$$\Delta E(I, K) = \frac{\hbar^2}{2J_0} [I(I+1) - K(K+1)] \quad (30)$$

Deforme hafif tek-tek çekirdeklerin enerji bantları birçok durumda dönme band yapısı ile tanımlanmaktadır (Al-Qurashi, Grimes, Massey, and Resler, 2003; Gadioli and Zetta,

1968). Bu çekirdeklerdeki kuantum sayısı  $K$ ,  $K=|\Omega_p \pm \Omega_n|$  olarak yazılır.  $\Omega_p$  ve  $\Omega_n$ , sırasıyla proton ve nötronun simetri eksenini üzerindeki açısal momentumlarının yansımalarıdır.  $K$ 'sı belli olan her bir band, Nillson (1955) modelinin proton ve nötronunun içyapısı üzerine kurulmuştur.

### 3.3 Enerji Seviye Yoğunluk Parametresinin Hesaplanması

Enerji seviyeleri yoğunluğunu uyarılma enerjisine bağlı olarak aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\rho(U) = \sum a_i \rho_i(U) \quad (30)$$

Bu denklemde;  $\rho(U) \rightarrow i$ . uyarılma yöntemine bağlı kısmi enerji seviyeleri yoğunluğu,  $a_i$  ağırlık katsayısıdır ve  $\sum_i a_i = 1$  şartına uymaktadır. Burada, enerji seviye yoğunluk parametre hesaplamalarında, kollektif uyarılma yöntemlerini dikkate alan bir ifadeyi kullanmak için, çekirdeklerin önemli bir özelliği olan “uyarılmış enerji seviyelerinin eş aralıklı” olma özelliğinden yararlanılmıştır. Çift-çift çekirdeklerin uyarılmış bandlarının simetri özelliğini tanımlamak için  $E_1(I_1^\pi) - E_0(I_0^\pi)$  “birim enerjisi” seçilebilir. Burada  $E_0(I_0^\pi)$ , spini  $I_0$  ve paritesi  $\pi$  olan en aşağı seviyenin enerjisi,  $E_1(I_1^\pi)$  ise uygun kuantum sayıları  $I_1$  ve  $\pi$  olan ve  $E_0(I_0^\pi)$  seviyesi üzerinde birinci uyarılma seviye enerjisidir. Uyarılmış enerji bandlardaki enerji oranlarının hesaplanmasında, temel bandlar için verilen oranların yerine,

$$R_n \equiv \frac{E_n(I_n^\pi) - E_0(I_0^\pi)}{E_1(I_1^\pi) - E_0(I_0^\pi)} \quad (31)$$

oranı yazılabilir ve burada  $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ 'tür. Bu oran deneysel veriler (Nuclear Structure and Decay Data, 2001) dikkate alındığında aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$R_1: R_2: R_3: R_4: \dots = 1:r: 2r: 3r: \dots \quad (32)$$

Burada,  $R_1; R_2; R_3; R_4; \dots$ , uygun bir bandın ayrılma enerji birimine göre ardışık seviye enerjilerinin oranıdır. Eşitlik (32)'deki  $r$ ;

$$r \equiv R_2 = \frac{E_2(I_2^\pi) - E_0(I_0^\pi)}{E_1(I_1^\pi) - E_0(I_0^\pi)} \quad (33)$$

gibi tanımlanmakta olup, değişik enerji bandları için bu oran değeri 2 ile 3,3 arasında olmaktadır. Buna bağlı olarak herhangi bir  $i$ 'inci bandın enerji seviye yoğunluğu (Ahmedov et al., 2002; Okuducu and Ahmedov, 2003; Okuducu et al., 2006),

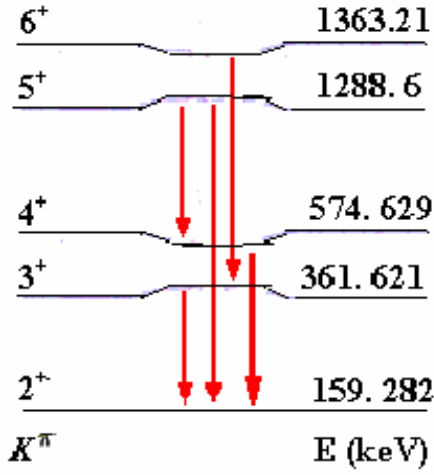
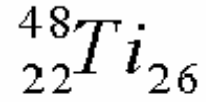
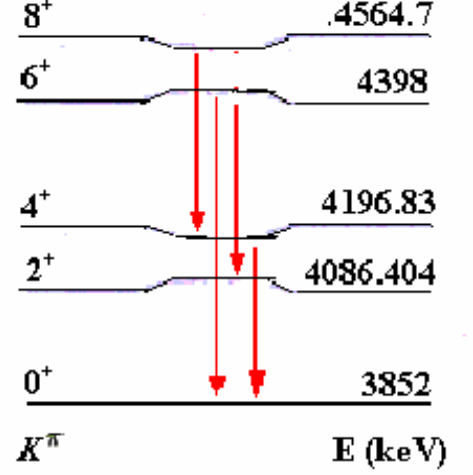
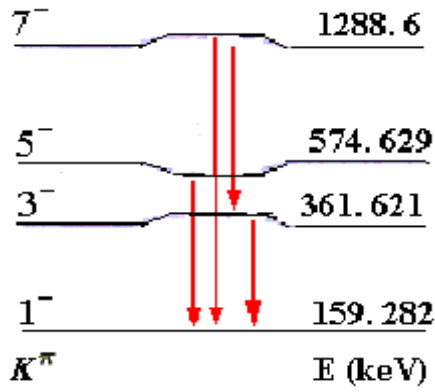
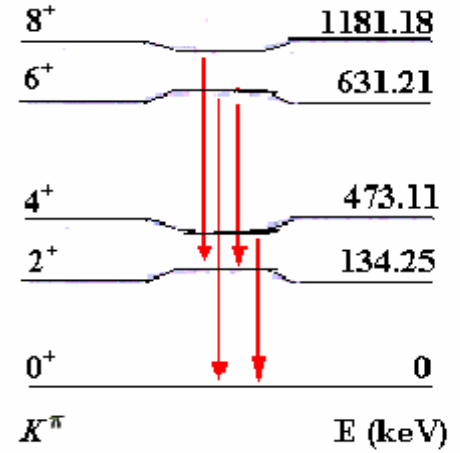
$$\rho_i(U, \varepsilon_{0i}) \cong \frac{\pi^2 a_{0i}}{24\sqrt{3} (a_{0i} U)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(2\sqrt{a_{0i} U}\right) \quad (34)$$

şeklinde ifade edilir. Burada:

$$a_{0i} = \frac{\pi^2}{6\varepsilon_{0i}} \quad (35)$$

$a$ ;  $\varepsilon_{0i}$  birim enerji ile birlikte  $i$ 'inci banda karşılık gelen kollektif seviye yoğunluk parametresidir ve bu parametre birim enerji aralığına,  $\varepsilon_{0i}$  düşen enerji seviyelerinin sayısını verir. Örneğin, deforme ağır çekirdeklerde olduğu gibi, deforme hafif çekirdekler için de birim enerjiler, taban durumu,  $\beta$  ve oktopul bantları için sırasıyla,  $\varepsilon_{0TD} = E(2^+)$ ,  $\varepsilon_{0\beta} = E(2^+) - E(0^+)$ ,  $\varepsilon_{0oct} = E(3^-) - E(1^-)$  şeklinde tanımlanabilir (Şekil 13). Tek- A' lı ve tek-tek çekirdeklerde birim enerji, ilk uyarılmış durum enerjisi veya verilen  $K$  kuantum sayısı ile birlikte birinci ve ikinci uyarılmış durumlara karşılık gelen bandları ayırma enerjisidir. Bu band enerjileri yaklaşık olarak eşitlik (32)' yi sağlamaktadır. Daha önceki yapılan çalışmalarda da anlatıldığı gibi (Ahmedov et al., 2002; Okuducu and Ahmedov,

2003; Okuducu et al., 2006) eşitlik (26) ve (34) farklı yaklaşımlardan elde edildiği halde, iki eşitlik de benzer enerji bağılılığı göstermektedir. Bu çalışmada da bazı deforme hafif çekirdeklerin enerji seviye yoğunluk parametre değerlerinin hesaplanmasında kolektif uyarılma modlarının dikkate alınmasıyla elde edilen eşitlik (35) kullanılmıştır.

$K^\pi = 2^+$  Gama-Titreşim Bandı $K^\pi = 0^+$  Beta-Titreşim Bandı $K^\pi = 1^-$  Oktopul-Titreşim Bandı $K^\pi = 0^+$  Taban Durum-Dönme Bandı

Şekil 13. Bazı deforme hafif çekirdeklerin uyarılma bandları

#### 4. MATERYAL ve METOD

Bu çalışmada, bazı deforme hafif çekirdeklerin uyarılma enerjisine bağlı olarak enerji seviye yoğunluk parametrelerini hesaplamak için enerji seviyelerinin düzenli aralıklı ve nükleonların kollektif (dönme + titreşim) hareketlerini esas alan model dikkate alınmıştır. Bu model, Fermi-gaz modelini temel alan Bethe (H. Bethe, 1936) teorisine dayanmaktadır. Daha sonraları bu modele değişik katkılar yapılması modelin daha karışık hale gelmesine neden olmuştur. Son olarak, H. Ahmedov ve ark. (2002) tarafından model modifiye edilerek daha basit hale getirilmiştir. Modifiye edilen bu model daha sonra H. Ahmedov ve ark. (2002), Ş. Okuducu ve H. Ahmedov (2003) ve Okuducu ve ark. (2006) tarafından deforme ağır çift-çift, tek-tek ve tek A'lı çekirdeklerin enerji seviye yoğunluk parametrelerinin belirlenmesinde başarılı bir şekilde kullanılmıştır.

Bu çalışmada da, modifiye edilen bu model kullanılarak bazı deforme hafif çekirdekler için enerji seviye yoğunluk parametreleri hesaplanmıştır. Bu parametrelerin hesaplanmasında kullanılan çekirdek spektrumları, bilgisayar-internet destekli Isoexp (ENDSF, 2001) adlı bir bilgisayar programından elde edilmiştir. Ayrıca bu programdaki uyarılmış enerji spektrumları kullanılarak çekirdeklerin detaylı band analizleri de yapılmıştır.

Yapılan çalışmaların sonunda, kollektif uyarılmaları dikkate alan model yardımıyla çekirdeklerin hesaplanan enerji seviye yoğunluk parametrelerinin, çekirdeğin kütle numarasına göre değişimleri Sigma-plot ve MS Excel programları kullanılarak çizilmiştir (Şekil 14 ve 15). Ayrıca elde edilen parametre değerleri çift-A'lı ve tek-A'lı deforme hafif çekirdeklerin uygun uyarılma bandlarına göre derlenen diğer çalışmaların parametre değerleri ile kıyaslanmıştır (Çizelge 1 ve 2).

## 5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Daha önce yapılan bazı çalışmalarda (Ahmedov ve ark., 2002; Okuducu ve Ahmedov, 2003), çift-çift ve tek- $A'$  lı nadir toprak elementleri ile aktinit elementler bölgesinde bulunan deforme ağır çekirdeklerin enerji seviye yoğunluk parametrelerinin belirlenmesinde taban durumu bandının daha etkin olduğu saptanmıştır. Bu çalışmada ise incelenen bazı deforme hafif çekirdeklerde nükleer enerji seviye yoğunluk parametreleri farklı uyarılma bandları (oktopul,  $\beta$ ,  $\gamma$  titreşim bandları) ile tanımlanmıştır. Çünkü, tek-tek çekirdeklerin enerji bandları birçok durumda dönme band yapısı ile tanımlanmasına rağmen, bu çekirdeklerin gerçek durumları tek proton ve tek nötronun yörüngeleri ile tanımlanır. Tek-tek çekirdeklerde tek proton ve tek nötron yapılanmaları kolektif dönme, kolektif titreşim gibi değişik enerji bandlarını tanımlayabilir. Özellikle deforme ağır çekirdekler için iyi kabul edilen bu özellik deforme hafif çekirdekler için daha karmaşık bir durum ortaya koymaktadır. Bu yüzden, nükleer enerji seviye yoğunluk parametrelerini hesaplarken, mümkün olan bütün uyarılma modlarının dikkate alınması gerekmektedir.

İncelediğimiz bazı deforme hafif çekirdeklerin, denklem (35) dikkate alınarak farklı uyarılma bandlarına göre hesaplanan enerji seviye yoğunluğu parametreleri ile diğer çalışmalardan (Gilbert and Cameron, 1965; Baba, 1970; Rohr, 1984; Egidy and Bucurescu, 2005) elde edilen enerji seviye yoğunluğu parametreleri, Çizelge 1 ve Çizelge 2'de verilmiştir.

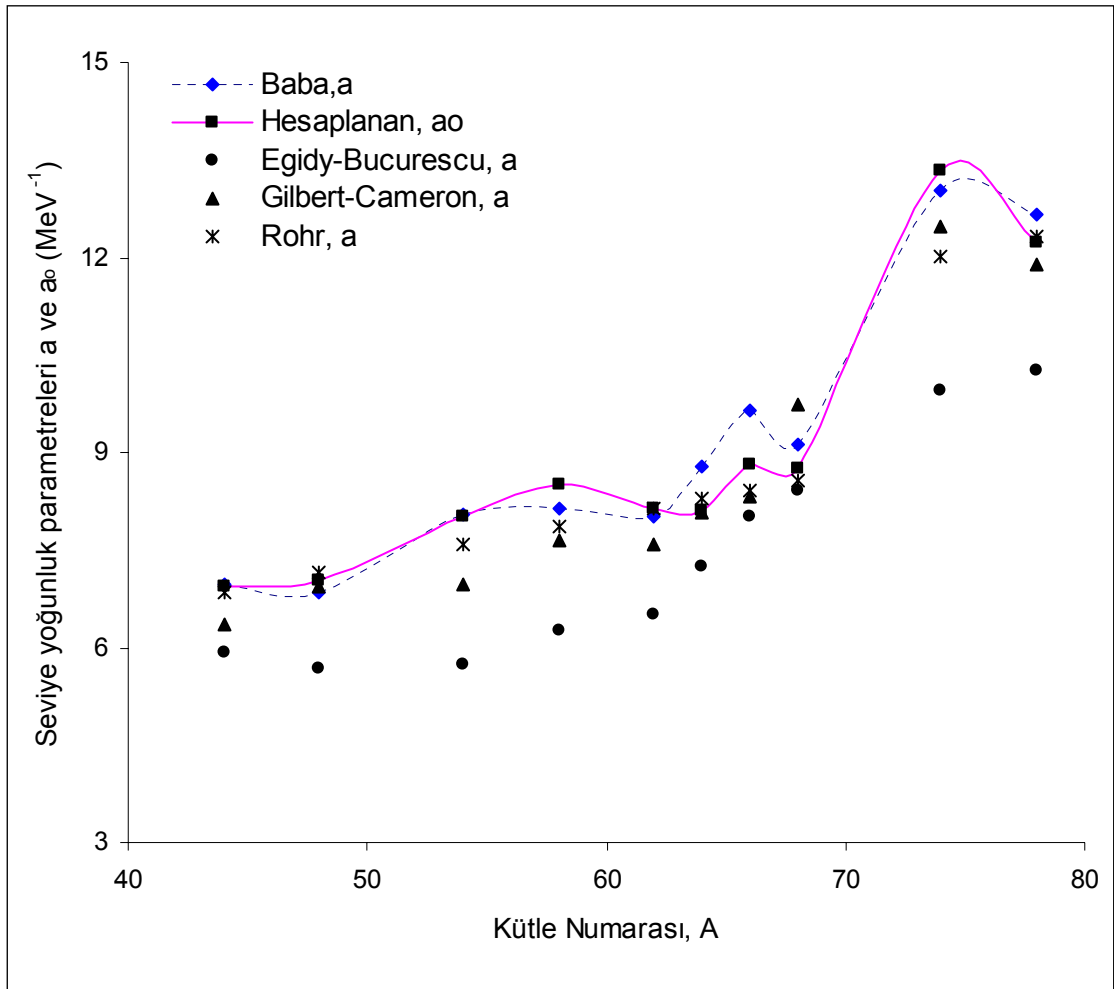
**Çizelge 1.** Bazı deforme hafif çift-A' lı çekirdeklerin enerji seviye yoğunluk parametreleri.

Çekirdek	Baba $a$ , MeV <sup>-1</sup>	Rohr $a$ , MeV <sup>-1</sup>	Gilbert- Cameron $a$ , MeV <sup>-1</sup>	Egidy- Bucurescu $a$ , MeV <sup>-1</sup>	Hesaplanan $a_0$ , MeV <sup>-1</sup>	Uygun Bandlar
<sup>44</sup> <sub>20</sub> Ca	6,96	6,86	6,34	5,93	6,93	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>48</sup> <sub>22</sub> Ti	6,85	7,14	6,93	5,67	7,02	β -Titreşim Bandı
<sup>54</sup> <sub>24</sub> Cr	8,06	7,57	6,96	5,73	8,01	Taban Durum Dönme Bandı
<sup>58</sup> <sub>26</sub> Fe	8,13	7,85	7,65	6,26	8,51	Taban Durum Dönme Bandı
<sup>62</sup> <sub>28</sub> Ni	8,02	8,14	7,59	6,52	8,13	Taban Durum Dönme Bandı
<sup>64</sup> <sub>29</sub> Cu	8,78	8,28	8,09	7,26	8,12	γ-Titreşim Bandı
<sup>66</sup> <sub>29</sub> Cu	9,65	8,42	8,33	8,01	8,83	γ-Titreşim Bandı
<sup>68</sup> <sub>30</sub> Zn	9,13	8,56	9,75	8,42	8,74	γ-Titreşim Bandı
<sup>74</sup> <sub>32</sub> Ge	13,02	12,03	12,48	9,96	13,35	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>78</sup> <sub>34</sub> Se	12,65	12,31	11,88	10,25	12,24	Taban Durum Dönme Bandı

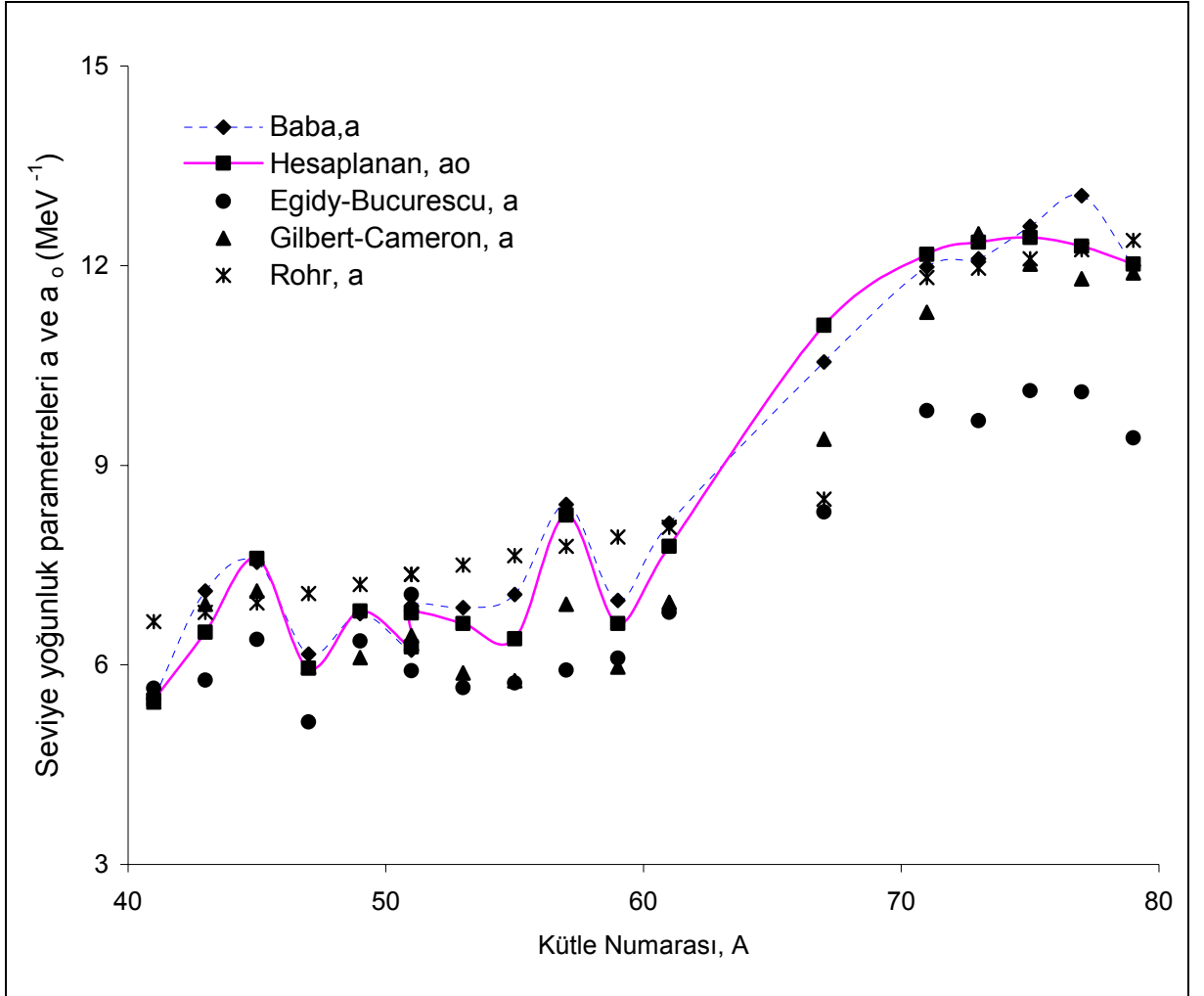
**Çizelge 2.** Bazı deforme hafif tek-A' lı çekirdeklerin enerji seviye yoğunluk parametreleri

Çekirdek	Baba $a$ , MeV <sup>-1</sup>	Rohr $a$ , MeV <sup>-1</sup>	Gilbert- Cameron $a$ , MeV <sup>-1</sup>	Egidy- Bucurescu $a$ , MeV <sup>-1</sup>	Hesaplanan $a_0$ , MeV <sup>-1</sup>	Uygun Bandlar
<sup>41</sup> <sub>20</sub> Ca	5,49	6,65	5,44	5,65	5,47	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>43</sup> <sub>20</sub> Ca	7,11	6,79	6,91	5,77	6,49	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>45</sup> <sub>20</sub> Ca	7,54	6,93	7,11	6,38	7,6	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>47</sup> <sub>22</sub> Ti	6,16	7,07	5,97	5,14	5,95	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>49</sup> <sub>22</sub> Ti	6,77	7,21	6,11	6,36	6,81	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>51</sup> <sub>23</sub> V	6,22	7,36	6,91	7,06	6,27	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>51</sup> <sub>24</sub> Cr	6,89	7,36	6,44	5,91	6,78	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>53</sup> <sub>24</sub> Cr	6,86	7,5	5,88	5,66	6,62	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>55</sup> <sub>26</sub> Fe	7,06	7,64	5,76	5,73	6,39	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>57</sup> <sub>26</sub> Fe	8,41	7,78	6,91	5,92	8,25	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>59</sup> <sub>28</sub> Ni	6,97	7,92	5,97	6,10	6,62	β- Titreşim Bandı
<sup>61</sup> <sub>28</sub> Ni	8,13	8,07	6,94	6,79	7,78	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>67</sup> <sub>30</sub> Zn	10,55	8,49	9,39	8,30	11,10	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>71</sup> <sub>32</sub> Ge	11,98	11,82	11,30	9,82	12,17	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>73</sup> <sub>32</sub> Ge	12,10	11,96	12,48	9,67	12,35	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>75</sup> <sub>34</sub> Se	12,59	12,10	12,02	10,12	12,42	β- Titreşim Bandı
<sup>77</sup> <sub>34</sub> Se	13,05	12,24	11,80	10,10	12,29	Oktopul -Titreşim Bandı
<sup>79</sup> <sub>34</sub> Se	12,00	12,38	11,89	9,41	12,02	β- Titreşim Bandı

Şekil 14 ve 15’ te, bazı deforme hafif çift- $A$  ve tek- $A$ ’lı çekirdeklerin uygun bandları için hesapladığımız enerji seviye yoğunluk parametresi  $a_0$  ve diğer çalışmalardan elde edilen seviye yoğunluk parametresi  $a$ ’nın kütle numarası  $A$ ’ya göre değişimleri gösterilmiştir.



**Şekil 14.** Bazı deforme hafif çift- $A$ ’lı çekirdekler için seviye yoğunluk parametreleri  $a_0$  ve  $a$ ’nın kütle numarası  $A$ ’ya göre değişimleri



**Şekil 15.** Bazı deforme hafif tek-A'lı çekirdekler için seviye yoğunluk parametreleri  $a_0$  ve  $a$ 'nın kütle numarası A'ya göre değişimleri

Çizelge 1 ve şekil 14'den görüldüğü gibi, çift-A'lı deforme hafif çekirdeklerin uygun bantları için hesaplanan  $a_0$  parametrelerinin, deneysel  $a$  değerleriyle uyum içinde olduğu görülmektedir. Burada, nadir toprak elementleri bölgesinde bulunan çift-A'lı çekirdeklere olduğu gibi kollektif uyarılmış bantlarının oluşmasında sadece taban durum dönme bantının etkin olmadığı, aksine diğer uyarılmış bantların da (oktopul,  $\beta$ ,  $\gamma$  titreşim bantları) baskın olduğu görülmektedir. Bu durum, hafif çekirdeklerin ağır çekirdeklere nazaran daha karmaşık bir yapıya sahip olduklarını göstermektedir.

Çizelge 2 ve şekil 15’de ise, tek-A’lı deforme hafif çekirdeklerin uygun bandları için hesaplanan  $a_0$  parametre değerlerinin, deneysel değerlere,  $a$ , yakın olup nötron bağlanma enerjisi etrafında tek-A’lı hafif çekirdeklerin uyarılmasında, çift-A’lı hafif çekirdeklerin aksine, oktopul titreşim bandının daha baskın olduğu görülmektedir. Bu sonuca göre, çift-A’lı hafif çekirdeklerde genelde dönme ile uyarılmış durumlar elde edilirken, tek-A’lı hafif çekirdeklerde ise titreşimle elde edilmektedir.

Bu çalışmada, birçok uygulamada önemli bir yere sahip olan bazı deforme hafif çekirdeklerin seviye yoğunluk parametreleri, her çekirdeğin farklı bandının enerji spektrumu dikkate alınarak hesaplanmıştır. Bu hesaplamada, kullanılması kolay ve sonuçları deneysel verilerle uyum içerisinde olan, nükleonların kolektif hareketlerini ve enerji seviyelerinin eş-aralıklı olmalarını dikkate alan bir model göz önüne alınmıştır. Elde edilen sonuçlar, farklı çalışmalardan alınan deneysel sonuçlarla karşılaştırılmış ve uyum içinde olduğu görülmüştür. Ayrıca incelediğimiz bazı deforme hafif çekirdeklerin uyarılma mekanizmasının, deforme ağır çekirdeklere nazaran daha karışık olduğu ve çekirdeklerin nükleer seviye yoğunluk parametrelerinin belirlenmesinde sadece tek bir bandın baskın olmadığı da görülmüştür.

## 6. KAYNAKLAR

- AHMEDOV, H., ZORBA, I., YILMAZ, M., GÖNÜL, B., 2002.** On The Level Density of Even–Even Nuclei in The Regions of Rare-Earth and Actinide Elements. Nuclear Physics A, 706, 313.
- AL-QURASHI, S.I., GRIMES, S.M., MASSEY, T.N. and RESLER,D.A., 2003.** Level Densities for  $20 \leq A \leq 110$  . Physics Review C, 67,015803
- ARYA, A.P., 1966.** Fundamental of Nuclear Physics. Allyn & Bacon, Boston, USA.
- BABA, H., 1970.** A Shell-Model Nuclear Level Density. Nuclear Physics A, 25, 1596.
- BETHE, H., 1936.** An Attempt to Calculate the Number of Energy Levels of a Heavy Nucleus. Physics Review, 50, 332.
- BETHE, H.A., 1937.** Nuclear Physics B. Nuclear Dynamics. Theoretical. Reviews of Modern Physics, 9 (2), 69.
- BLATT, J.M. and WEISSKOPF , V.F., 1952.** Theoretical Nuclear Physics, Wiley, New York.
- BLOCH, C., 1954.** Theory of Nuclear Level Density. Physics Review, 93, 1094.
- BOHR, A., 1954.** Rotatioal States of Atomic Nuclei, Ejnar Munksguards Forlog, Universitetes Institut For Teoretisk Fysik, Kbenhavn.

- BOHR, N., KALCKAR, F., 1937.** On the Transmutation of Atomic Nuclei by Impact of Material Particles. Matematisk Fysiske Meddelelser, Danish Academy of Sciences, 14(10), 1.
- BOHR, A. and MOTTELSON, B.R., 1969 and 1975.** Nuclear Structure, Volume I and II (New York; Benjamin).
- BULLOCK, R.E. and MOORE, R.G.JR., 1960.** Odd-Even Dependence of Nuclear Level Density Parameters, Physics Review, 119, 721.
- BURCHAM. W.E., 1988.** Elements of Nuclear Physics. Longman Scientific&Technical.
- CAPRIO, M.A., 2003.** Structure of Collective Modes in Transitional and Deformed Nuclei. A Dissertation Presented to the Faculty of the Graduate School of Yale University in Candidacy for the Degree of Doctor of Philosophy
- CARLSSON, B. G. and RAGNARSSON, I., 2004** Nuclear Shell Structure and Rotational Bands in  $^{86}\text{Nb}$ . Physics Review C, 70, 024303.
- CRITCHFIELD, C.L. and OLEKSA, S., 1951.** The Density of States in Light Nuclei. Physics Review, 82, 243.
- DAVYDOV, A.S., CHABAN A.A., 1960.** Rotation-Vibration Interaction in Non-Axial Even Nuclei. Nuclear Physics, 20, 499.
- DAVYDOV, A.S., FILIPPOV G.F., 1958.** Rotational States in Even Atomic Nuclei. Nuclear Physics, 8, 237.
- DAVIDSON, J.P., 1968.** Collective Models of The Nucleus, Academic Press.

**EGIDY, T.V. and BUCURESCU, D., 2005.** Systematics of Nuclear Level Density Parameters. *Physics Review C*, 72, 044311

**ERTUĞRAL, F., 2002.** Nadir Toprak Elementlerinin Kuadropol Momentlerinin Mikroskopik Model Çerçevesinde Hesaplanması. Yüksek Lisans Tezi, Sayfa 14, Sakarya.

**FEENBERG, E. and HAMMACK, K.C., 1949.** Nuclear Shell Structure. *Physics Review*, 75, 1877.

**FOGELBERG, B., HARVEY, J.A., MIZUMOTO, M., RAMAN, S., 1985.** Test of Fermi Gas Model Predictions of Level Density in  $^{137}\text{Xe}$ . *Physics Review C*, 31(6), 2041.

**FORD, K. W., 1954.** Nuclear Deformation and the Moment of Inertia of Nuclear Rotational States, *Physics Review*, 95, 1250.

**GADIOLI, E. and ZETTA, L., 1968.** Level Density of Light Nuclei. *Physics Review*, 167, 1016.

**GEDİKOĞLU, A., 1988.** Çekirdek Fiziğine Giriş, Karadeniz Teknik Üniversitesi Basımevi, Fakülte Yayın No: 43, Trabzon.

**GILBERT, A., CAMERON, A.G.W., 1965.** A Composite Nuclear-Level Density Formula with Shell Corrections. *Canada Journal Physics*, 43, 1446.

**GUSEINOV, I.I., 1997.** Analytical Evaluation of Molecular Electric and Magnetic Multipole Moment Integrals Over Slater-Type Orbitals. *International Journal of Quantum Chemistry*, 68, 145

- HILLMAN, M., 1973.** Normalization of Shell-Model Nuclei to Liquid-Drop-Model Nuclei. *Physics Review C*, 7, 2037
- HORNYAK, W.F., 1975.** *Nuclear Structure*. Academic Press, New York, p. 525.
- HUIZENGA, J.R. and MORETTO L.G., 1972.** Nuclear Level Densities. *Annual Review of Nuclear Science*, 22, 427.
- HURWITZ, H., BETHE, H., 1951.** Neutron Capture Cross Sections and Level Density. *Physics Review*, 81, 898.
- IGNATYUK, A.V., ISTEKOV, K.K., SIMERINKIN, G.N., 1979.** Role of Collective Effects in the Systematics of Nuclear Level Densities. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 29, 450.
- IGNATYUK, A.V., SIMERINKIN, G.N. and TISHIN, A.S., 1975.** Phenomenological Description of the Energy Dependence of the Level Density Parameter. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 21, 255.
- IGNATYUK, A.V., SHUBIN, YU. N., 1969.** Influence of Discrete Structure of Single-Particle Spectrum on the Thermodynamic Functions of Nuclei. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 8, 660.
- JELLEY, N.A., 1990.** *Fundamentals of Nuclear Physics*, Cambridge University Press.
- KATARIA, S.K., RAMAMURTHY, V.S. and KAPOOR, S.S., 1978.** Semiempirical Nuclear Level Density Formula with Shell Effects. *Physics Review C*, 18, 549.
- KRANE, K.S., 2001.** *Nükleer Fizik*, Cilt 1, Palme Yayıncılık.
- LANDAU, L.D., 1936.** *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 9, 533.

**MEYEROF, W. E., 1989.** Elements of Nuclear Physics, Mc Graw Hill.

**MUGHABGHAB S.F. and DUNFORD C.L.,1998.** New Approach for the Determination of the Nuclear Level Density Parameters. Proceedings of the International Conference on the Physics of Nuclear Science and Technology, Long Island New York, Report BNL-NCS-65712 (Brookhaven National Laboratory, Upton, NY).

**MOTTELSON, B.R., 1957.** Collective Motion in the Nucleus, Reviews of Modern Physics, 29, 186.

**NAKAMURA, H., FUKAHORI, T., 2005.** Unified Model of Nuclear Mass and Level Density Formulas. Physics Review C, 72, 064329.

**NEWTON, T.D., 1956.** Shell Effects on the Spacing of Nuclear Levels. Canadian Journal of Physics, 34, 804.

**NILSSON, S. G., 1955.** Matematisk-fysiske Meddelelser Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, 29, 6.

**NUCLEAR STRUCTURE and DECAY DATA, 2003.** National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, ENSDF (Evaluated Nuclear Structure Data File), Upton, NY.

**OKUDUCU, Ş., AHMEDOV, H., 2003.** On The Estimation of Nuclear Level Density Parameters in the Region of Some Large Deformed Nuclei. Physics Letters B, 565, 102.

**OKUDUCU, Ş., ESER, E., SÖNMEZOĞLU, S., 2006.** Analysis of the Nuclear Level Density Parameters of Some Large Deformed odd-*A* and odd-odd Nuclei in the Region of Rare-Earth Elements. Nuclear Science and Engineering, in pres.

- PLYASKIN, V.I., and KOSILOV, R.A., 2000.** Level-Density Parameters in the Back-Shifted Fermi Gas Model. *Physics of Atomic Nuclei*, 63, 752
- RAINWATER, J, 1950.** Nuclear Energy Level Argument for a Spheroidal Nuclear Model. *Physics Review*, 79, 432.
- ROHR, G., 1984.** New Perspectives on the Level Density of Compound Resonances. *Zeitschrift Physics A*, 318, 299.
- ROSS, A.A.,1957.** Nuclear Level Densities. *Physics Review*, 108, 720.
- SERWAY, R.A., 1995.** *Physics-3 ( For Scientists & Engineers with Modern Physics )*, Palme Yayıncılık.
- SHLOMO, S., 1992.** Energy Level Density of Nuclei. *Nuclear Physics A*, 539, 17.
- SHLOMO, S. and NATOWITZ, J.B., 1990.** Temperature and Mass Dependence of Level Density Parameter. *Physics Letter B*, 252 (2), 187.
- ŞEN, S., 2000.** A-150 Deforme Bölge Girişinde Bazı Çekirdeklerin Elektromanyetik Geçişlerin Kutupsal Karışım Oranlarının İncelenmesi. Yüksek Lisans Tezi, Kırıkkale.
- WAY, K., 1939.** The Liquid-Drop Model and Nuclear Moments. *Physics Review*, 55, 963
- WEISSKOPF, V., 1937.** Statistics and Nuclear Reactions. *Physics Review*, 52, 295.
- WEIZSÄCKER, 1939.** *Naturwiss*, 8, 133.

## ÖZGEÇMİŞ

1980 yılında Kahramanmaraş ilinde doğdu. İlkokul ve ortaokul eğitimini Kahramanmaraş'ta tamamladıktan sonra, Ankara Atatürk Anadolu Öğretmen Lisesi'nden 1998 yılında mezun oldu. Aynı yıl kazandığı Karadeniz Teknik Üniversitesi Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği Bölümü'nden 2003 yılında başarıyla mezun oldu. 2003 yılı Eylül ayında Gaziosmanpaşa Üniversitesi Fizik Bölümü Nükleer Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans öğrenimine başladı. Halen öğrencisi olduğu Fen Bilimleri Enstitüsünde 2004 yılından beri Araştırma Görevlisi olarak çalışmaktadır.