



FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜLERİ
ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI



YÜKSEK LİSANS TEZİ

Selver BUYUN

NÜKLEER MODELLER İLE
DEFORME ÇEKİRDEKLERİN
AÇIKLANMASI VE TESİR
KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

FİZİK ANABİLİM DALI

OSMANİYE – 2016

**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI**

**NÜKLEER MODELLER İLE DEFORME
ÇEKİRDEKLERİN AÇIKLANMASI VE TESİR
KESİTLERİNİN HESAPLANMASI**

Selver BUYUN

**FİZİK
ANABİLİM DALI**

**OSMANİYE
OCAK-2016**

TEZ ONAYI

NÜKLEER MODELLER İLE DEFORME ÇEKİRDEKLERİN AÇIKLANMASI VE TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

Selver BUYUN tarafından Prof. Dr. Eyyup TEL danışmanlığında Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik** Anabilim Dalı'nda hazırlanan bu çalışma aşağıda imzaları bulunan jüri üyeleri tarafından oy birliği/çokluğu ile **Yüksek Lisans Tezi** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Eyyup TEL
Fizik Anabilim Dalı, OKÜ

Üye: Prof. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN
Fizik Anabilim Dalı, AKÜ

Üye: Doç. Dr. Muhittin ŞAHAN
Fizik Anabilim Dalı, OKÜ

Yukarıdaki jüri kararı Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun/...../..... tarih ve /..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

Prof. Dr. A. Ali GÜRTEN
Enstitü Müdürü, **Fen Bilimleri Enstitüsü**

Bu Çalışma OKÜ Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi Tarafından Desteklenmiştir.

Proje No: OKÜBAP-2014-PT3-025

Bu tezde kullanılan özgün bilgiler, şekil, çizelge ve fotoğraflardan kaynak göstermeden alıntı yapmak 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunu hükümlerine tabidir.

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, bu çalışma sonucunda elde edilmeyen her türlü bilgi ve ifade için ilgili kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını ve bu tezin Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlandığını bildiririm.

Selver BUYUN

ÖZET

NÜKLEER MODELLER İLE DEFORME ÇEKİRDEKLERİN AÇIKLANMASI VE TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

Selver BUYUN
Yüksek Lisans, Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. Eyyup TEL

Ocak 2016, 55 sayfa

Bu çalışmada, nükleer modeller ve bu modeller ile çekirdeklerin simetrik hareketleri açıklandı. Hangi çekirdeklerin deformasyona uğradığı belirtilerek deforme çekirdeklerin kolektif hareketleri ve titreşim modları belirtildi. Çekirdeklerde deformenin artmasıyla çekirdeklerin potansiyelleri, kararlı olduğu durumlar ve çekirdeklerin dönme hareketlerinden dolayı buldukları durumlar belirlendi. Bazı deforme çekirdeklerin tesir kesitleri Tel ve ark. tarafından (n, p) , $(n, 2n)$ ve (n, α) reaksiyonları için geliştirilen asimetri bağımlı tesir kesit formüllerinden hesaplandı (2003, 2008a). Bu hesaplamalardan elde edilen değerler ile literatürdeki deneysel değerler karşılaştırıldı. Genel olarak teorik hesaplamalar ile deneysel veriler arasında başarılı bir uyumun olduğu gözlemlendi.

Anahtar Kelimeler: Nükleer Modeller, Deforme Çekirdekler, Tesir Kesiti

ABSTRACT

EXPLANATION OF DEFORMED NUCLEI WITH NUCLEAR MODELS AND CALCULATION OF CROSS SECTIONS

Selver BUYUN
MSc., Department of Physics
Supervisor: Prof. Dr. Eyyup TEL

January 2016, 55 pages

In this study, nuclear models and the symmetric movements of the nuclei by these models were explained. The collective movements of the deformed nuclei and vibration modes were stated by determining which nuclei have deformation. With increasing the deformation of the nuclei, their potentials, the stable states and the states due to the rotation movements of these nuclei were detected. The cross sections of some deformed nuclei depending on asymmetry term were calculated using the cross section formulas for (n, p) , $(n, 2n)$ ve (n, α) reactions developed by Tel at al (2003, 2008a). These calculated results and the experimental values from the literature were compared. Consequently, the theoretical results and experimental data were found to be in good agreement.

Keywords: Nuclear Models, Deformed Nuclei, Cross Section

TEŞEKKÜR

Bu alıőmamda, danıőmanlıęımı üőtlenerek teővik ve yardımlarının yanında manevi desteğini, anlayıőını ve değerli görüőlerini benden esirgemeyen Osmaniye Korkut Ata Ünięersitesi Fen-Edebiyat Fakóltesi Dekanı sayın hocam Prof. Dr. Eyyup TEL'e ve yardımlarından dolayı Doç. Dr. Muhittin ŞAHAN' a en içten sayęı ve teőekkürlerimi sunarım.

Bu çalıőmam sırasında göstermiő oldukları sayęı ve desteklerinden dolayı ailem ve eőim Taylan Cihan BUYUN' a teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAYI	
TEZ BİLDİRİMİ	
ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ÇİZELGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	ix
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	3
3. MALZEME VE YÖNTEM	7
3.1. Çekirdek ve Genel Özellikleri	7
3.1.1.Çekirdek Yarıçapı	7
3.1.2. Çekirdek Yük Yoğunluğu	8
3.1.3. Çekirdek Kütlesi	9
3.1.4. Çekirdek Spini	10
3.1.5. Çekirdek Manyetik Momenti	10
3.1.6. Bağlanma Enerjisi	12
3.2. Sıvı Damlası Modeli	13
3.2.1. Yarı Deneysel Kütle Formülünün Elde Edilmesi.....	14
3.2.2. Bağlanma Enerjisi ve Yarı Deneysel Kütle Formülü	14
3.2.3. Sıvı Damlası Modeli İle En Kararlı İzotop Tayini	15
3.3. Fermi Gaz Modeli	16
3.3.1. Fermi Gaz Modelinde Schrödinger Denklemi	17
3.3.2. Z ve N Potansiyel Kuyusu	21
3.4. Kabuk Modeli	22
3.4.1. Sihirli Sayılar	24
3.4.2. Kabuk Potansiyeli	24
3.5. Deforme Çekirdekler	32
3.5.1. Nükleer Titreşimler	32
3.5.2. Nükleer Dönmeler	34
3.5.3. Kollektif Model	41

4. BULGULAR VE TARTIŞMA	43
4.1. Tesir Kesiti	43
4.1.1. Tesir Kesiti Hesaplamaları	45
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	51
KAYNAKLAR	52
ÖZGEÇMİŞ	55

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1. Değişik birimler cinsinden bazı durgunluk kütleleri	10
Çizelge 3.2. Hafif çekirdeklerin alabilecekleri nükleon sayıları	24
Çizelge 4.1. 14-15 MeV enerjili (n, p) reaksiyon tesir kesiti (mb) hesaplamaları	45
Çizelge 4.2. Deforme Çekirdeklerin 14-15 MeV enerjili (n, p) reaksiyon tesir Kesiti (mb) hesaplamaları	46
Çizelge 4.3. 14-15 MeV enerjili (n, 2n) reaksiyon tesir kesiti (mb) hesaplamaları	47
Çizelge 4.4. Deforme Çekirdeklerin 14-15 MeV enerjili (n, 2n) reaksiyon tesir kesiti (mb) hesaplamaları	48
Çizelge 4.5. 14-15 MeV enerjili (n, α) reaksiyon tesir kesiti (mb) hesaplamaları	49
Çizelge 4.6. Deforme Çekirdekleri 14-15 MeV enerjili (n, α) reaksiyon tesir kesiti (mb) hesaplamaları	50

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1. Altın çekirdeğinin yük dağılımı	9
Şekil 3.2. Nükleer yük dağılımının elipsoid şekli	11
Şekil 3.3. Nükleon başına bağlanma enerjisi	13
Şekil 3.4. A izobar çekirdekler arasında β^- (soldan) ve β^+ (sağdan) bozunumlarıyla kararlı çekirdeğe ulaşılmaktadır	16
Şekil 3.5. Proton ve nötron için potansiyel kuyusu	21
Şekil 3.6. Atomik yarıçapı	23
Şekil 3.7. İyonlaşma Enerjisi	23
Şekil 3.8. Sonsuz kuyu potansiyeli	25
Şekil 3.9. Osilatör ve kuyu potansiyeline göre enerji seviyeleri	27
Şekil 3.10. Açısal momentum seviyeleri	28
Şekil 3.11. Tabaka modeline göre nükleon enerji düzeylerinin sıralanışı	30
Şekil 3.12. Deforme olmuş bir çekirdeğin küresel ve küresel olmayan durumu	33
Şekil 3.13. Çekirdek titreşim modları	34
Şekil 3.14. Çekirdek modelleri	35
Şekil 3.15. 2^+ ilk uyarılma enerjileri ve bu enerjilerine ait elektrik kuadrupol geçiş olasılıkları	36
Şekil 3.16. Deformasyonun potansiyeli	37
Şekil 3.17. Oblate ve prolate için enerji değerleri	38
Şekil 3.18 Açısal momentumun nükleer simetri üzerindeki izdüşümü	39
Şekil 3.19. İlk 20 nükleon için enerji durumları	40

Şekil 3.20. Kuvvetli deforme çekirdekler	42
Şekil 3.21. Nükleonların seviyelere göre yerleşme olasılığı	42
Şekil 4.1. Gelen demet ve tesir alanını gösteren reaksiyon geometrisi	43

SİMGELER ve KISALTMALAR

A	Çekirdek kütle numarası	(-)
L	Açısal momentum	(kgm^2s^{-1})
N	Çekirdekdeki nötron sayısı	(-)
R	Çekirdek yarıçapı	(cm^2)
s	Asimetri parametresi	(-)
z	Çekirdekdeki proton sayısı	(-)
I	Nükleer spin	(-)
α	Alfa	(-)
β	Beta	(-)
σ	Tesir kesiti	(barn: b)
Σ	Makroskobik tesir kesiti	(mb)
akb	Atomik kütle birimi	(kg)
m_b	Milibarn	(mb)

1.GİRİŞ

Çekirdeklerin yapısı yıllar boyunca araştırılmış farklı bilim adamları tarafından farklı modeller geliştirilerek çekirdek yapısı açıklanmaya çalışılmıştır. Geliştirilen çekirdek modelleri ile bir çok nükleon hareketlerine açıklık getirmek mümkün olmuştur. Ayrıca bununla birlikte çekirdek yapıçapı, çekirdek yoğunluğu, çekirdeğin kütlesi, spini ve manyetik momentinin bilinmesiyle de çekirdek hakkında daha kapsamlı bilginin elde edilmesi sağlanmıştır. Nükleonların gerek bağlanma şekilleri gerekse simetrik durumları belirtilirken de nükleer modellerden yararlanılmıştır. Çekirdeklerin bağlanma enerjisi parametrelerine, kütlelerine, çekirdeğin kararlılığına ve fisyon olayına Sıvı Damlası Modeli ile açıklık getirilmiştir (Modern Fiziğin Kavramları, 2008). Ancak Sıvı Damlası Modeli sihirli sayılar (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) ile bu nükleonlara sahip çekirdeklerin aşırı kararlı durumlarını açıklayamamıştır. Bunlara açıklık getirebilen model Kabuk Modeli olmuştur. Çekirdeklerin sihirli sayıda nükleonlara sahip olması onların güçlü bağlar ile bağlandıklarının göstergesidir. Kabuk Modeli sıkı halde bulunan bu çekirdeklerin neden sıkı bağlar ile bağlı olduklarını açıklar. Bu model Pauli'nin Dışarlama İlkesi' ne de uymaktadır (Nükleer Fizik, 1994). Bir diğer nükleer model ise Fermi Gaz Modeli' dir. Fermi Gaz Modeli ile bir sistemde etkileşmeyen parçacıklara açıklık getirilmiştir. Sistem içinde bulunan tek bir nükleonun enerji düzeylerine, bu nükleon hariç diğer nükleonların oluşturduğu ortalama bir potansiyel için Schrödinger denklemi çözülerek sonuca ulaşılır. Fakat buraya kadar ifade edilen nükleer modellerin yetersiz kalarak açıklık getiremediği şiddetli deforme çekirdeklerin durumu vardır. Bunun için ise Deforme Model geliştirilmiştir (Nilsson Modeli). Nilsson Modeli, deforme olmuş bir potansiyeli göz önünde bulundurarak enerji düzeylerindeki farklılıkları incelemiştir. Ayrıca bu model deforme olmuş çekirdeklerin spinlerini ve kuadropol momentlerini açıklamıştır. Deforme çekirdekler, kütle numarası $150 < A < 190$ ve $A > 220$ bölgesine denk gelen çekirdeklerdir.

Çalışmamızda nükleer modeller, bu modeller ile çekirdeklerin simetrik hareketleri ve deforme çekirdeklerin kollektif hareketleri açıklanarak, kuvvetli deformasyona uğramış çekirdeklerin nükleonlarının kollektif hareketleri gözlenerek enerji

seviyeleri ve potansiyelleri belirlendi. $^{151}_{62}Sm$, $^{154}_{64}Gd$, $^{156}_{64}Gd$, $^{156}_{66}Dy$, $^{158}_{66}Dy$, $^{160}_{66}Dy$, $^{157}_{64}Gd$, $^{165}_{67}Ho$, $^{159}_{65}Tb$, $^{168}_{68}Er$, $^{222}_{86}Rn$, $^{237}_{92}U$ ve $^{237}_{93}Np$ nükleonların Tel ve arkadaşları tarafından (n, p), (n, 2n) ve (n, α) reaksiyonları için geliştirilen asimetri bağımlı tesir kesit formülleri kullanılarak tesir kesit değerleri hesaplandı. Teorik hesaplamalardan elde edilen sonuçlar ile literatürdeki deneysel değerler karşılaştırılarak sonuçların uygunluğu değerlendirildi.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Çekirdeksel kuvvetlerden faydalanmak suretiyle, çekirdeklerin yapısı hakkında genel bir teori henüz yapılamamıştır. Bu sebeple deney sonuçlarını açıklayabilmek üzere 1932 yılından itibaren çeşitli çekirdek modelleri ileri sürülmüştür. Çekirdeklere ait çeşitli özelliklerin ve deney sonuçlarının tümünü açıklayabilmek için birbirinden farklı birçok modellere başvurulmaktadır. Burada açıklanan modeller, Sıvı Damlası Modeli, Fermi Gaz Modeli, Kabuk Modeli, Deforme Modeli (Nilsson Modeli) ve Kollektif Modeli' dir.

Çekirdeklerin kararlılığı ve fisyon olayının mekanizması gibi konuların açıklanmasında Sıvı Damlası Modeli başarılı olmuştur. Sıvı Damlası Modeli' nde, çekirdeğin iç yapısı gözönüne alınmadan, çekirdek bir sıvı damlası gibi düşünülmüştür. Bu model yardımı ile, çekirdeklerin kütlelerini oldukça iyi bir şekilde veren $M = f(Z, A)$ yarı ampirik kütle formülü elde edilerek, çekirdeklerin kararlılığını incelemek ve fisyon olayını açıklamak mümkün olmuştur (Niels Bohr, 1930).

Bir diğer nükleer modellerden biri Fermi Gaz Modeli' dir. Bu modelin temelini oluşturan, bir sistemin doğrudan etkileşmeyen parçacıklarıdır. Çekirdek kuvvetlerinin molekül bağına neden olan kuvvetlere benzemeleri ile çekirdek maddesi bir gaz gibi kabul edilir. Fermiyonlardan oluşan Fermi Gaz Modeli' nde fermiyonlar bağımsız parçacık gibi hareket ederler. Fermi Gaz Modeli' nde nükleon başına bağlanma enerjisi ve çekirdek yoğunluğu sabit olarak kabul edilir (Krane, 2006). Nükleer yapı tartışmaları içine kuantum mekaniksel etkileri katan ilk girişimlerden birisi Fermi Gaz Modeli' dir. Bu modele göre, çok küçük bir bölge ile sınırlandırılmış nükleer hacimde, serbest protonlardan ve nötronlardan oluşan bir gaz olduğu varsayılır (Das ve Ferbel, 2005). Bu sistem içindeki tek bir nükleonun enerji düzeyleri, bu nükleon hariç diğer tüm nükleonların oluşturduğu ortalama potansiyel için Schrödinger denkleminin çözülmesi ile bulunur ve nükleon çifti arasındaki etkileşmeler ihmal edilir (Eser, 2006).

Sıvı Damlası Modeli, Z proton sayısı veya N nötron sayısı sihirli sayılar adı verilen (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) ile sayılarda nükleona sahip çekirdeklerin, komşu çekirdeklere kıyasla gösterdikleri çok daha kararlı durumları açıklamakda yetersiz kalmıştır. Bunu sağlamak üzere Kabuk (Shell veya Tabakalı) Çekirdek Modeli ileri sürülmüştür. Kabuk Modeli' ne göre, her bir nükleonun öteki nükleonlardan bağımsız olduğu ve bütün öteki nükleonların meydana getirdiği ortalama bir potansiyel içerisinde hareket ettiği kabul edilir. Öncelikle uygun bir potansiyel fonksiyonu bulunur. Bundan sonra tek bir nükleonun bu potansiyel içindeki hareketi incelenir, enerji değerleri araştırılarak tabakalardan her birinin bağlanma enerjisi bulunur ve Pauli Dışarlama İlkesi' ne göre bu tabakaların alabileceği nükleon sayıları hesaplanır. Eğer seçilen potansiyel yeter derecede bir yaklaşıklık sağlıyorsa, deneyin gösterdiği sihirli sayıların elde edilmesi mümkün olmaktadır (Elsassser ve Guggenheimer, 1934).

Kollektif Model, parçacıkların kollektif hareketlerini dikkate alarak deformasyona uğrayan (küresel simetriye sahip olmayan) çekirdeklerin özelliklerini açıklamaktadır (A. Bohr ve B. Mottelson, 1969-1975). Enerji yoğunluğunun hesaplanmasında çekirdeklerin kollektif hareketlerinden yararlanılmıştır (A.V Ignatyuk et al. , 1979, G. Rohr, 1984).

Bir nükleer reaksiyonun meydana gelme ihtimalini belirleyen niceliğe tesir kesiti adı verilir. Tesir kesiti deneysel ölçülebilen bir büyüklük olmasından dolayı fizikte önemli bir yer tutmaktadır. Günümüzde birçok uygulama alanlarında nükleer reaksiyon tesir kesiti verilerine gereksinim duyulmuştur (Tel ve ark. 2004). Tesir kesiti bilgilerine parçacık hızlandırıcılarının zırhlanması, teşhis ve tedavi amaçlı kullanılan tıbbi radyasyon cihazlarının zırhlanması, nükleer reaktör malzemelerinin zırhlanması, parçacıkların hedef malzeme içinde aldığı ortalama serbest yolun hesaplanmasında ihtiyaç duyulmuştur (Korovin ve Konobeyev 1995, Belgaid ve Asghar1998, Forrest ve Kopecky 2007, Aydın ve ark. 2011, Goyal ve Gur 2009, Tel ve ark. 2003, 2004, 2007, 2011, Sadeghi ve Enferadi 2011).

Nükleer reaksiyon tesir kesitleri nükleer fiziğin bilgi birikiminin gelişiminde de önemli rol oynamaktadır. Becquerel'in radyoaktifliği keşfetmesi (1896), Rutherford'un

atomdaki çekirdeğin varlığının ileri sürmesi (1911) ile nükleer fiziğin temelleri atılmış ve Chadwick'in (1932) nötronu keşfiyle çeşitli çekirdeklerle bombardıman edilen nötronun bu çekirdekler üzerinde ne türlü etkiler yarattığı önemli bir araştırma konusu olmuştur. Nükleer reaksiyonlara ait parçacık yayınlanma spektrum tesir kesitleri de mevcut nükleer modellerin, nükleer kuvvetlerin, nükleer yapının ve nükleer potansiyellerin test edilmesi ve anlaşılması açısından önemli olmuştur. Tesir kesiti bilgileri, nükleer reaksiyon modellerinin doğru kurulabilmesi ve yeniden geliştirilebilmesine öncülük etmiştir. Deneysel tesir kesiti verilerinin önemi kadar teorik olarak hesaplanan tesir kesit değerleri de oldukça önemlidir. Reaktörlerde üretilen çekirdekler çoğunlukla kısa yarı ömürlüdür ve bu çekirdeklerin tesir kesitlerini doğrudan ölçebilmek pek mümkün değildir. Tesir kesitlerinin teorik hesaplamaları bu konularda önceden yapılacak hata ve zaman kayıplarını önleyebilmek adına yararlı olmuştur.

Yapılan araştırma sonuçlarına göre ülkemizdeki üniversitelerin, Türkiye Atom Enerjisi Kurumu'nun (TAEK), Nükleer Araştırma Merkezi'nin (Çekmece) ve Nükleer Bilimler Enstitülerinin laboratuvarlarında çalışan pek çok araştırmacı ve akademisyenin doz ölçümleri ve parçacık dedeksiyonlarını içeren konularda uzmanlaşabildiği görülmüştür. Ülkemizde nükleer çalışmaların belirli bir teorik düzeyde kalması ve laboratuvarında hiçbir nükleer reaksiyon tesir kesiti ölçümünün yapılamamasından dolayı istenilen düzeyde nükleer teknoloji ve bilgi birikimine ulaşamamıştır. Nükleer reaksiyonlar ve tesir kesitleri konularında oldukça fazla bilgi eksikliğimiz bulunduğu tespitine varılmıştır. Bu durum ülkemizin temel nükleer fizik araştırmalarına ve nükleer teknoloji transferine doğrudan etki etmektedir. Oysa, temel nükleer fizik konusundaki araştırma ve geliştirme çalışmalarının ve ulusal nükleer programa geçişlerin ilk basamaklarını nükleer reaksiyonlar ve tesir kesit bilgilerinin iyi kavranması oluşturmuştur.

Tel ve arkadaşları çiftlenim etkisi içeren yeni bir ampirik reaksiyon tesir kesiti formülü elde etmişlerdir. Bu tezin kapsamında, Tel ve arkadaşları (2003, 2008a) tarafından daha önce önerilen (n, p) , $(n, 2n)$ ve (n, α) nükleer reaksiyon tesir kesiti formülleri literatürden çok farklı yeni bir yaklaşım kullanılarak tekrar modifiye edilmiştir. Bu amaçla, Tel ve ark. (2003, 2008a)'nın formüllerinde ve literatürdeki

(Chatterjee ve Chatterjee, 1969, Levkovskii, 1973, Bychkov ve ark., 1982, Ait-Tahar, 1987, Kumabe ve Fukuda, 1987, Ikeda ve ark., 1988, Badikov ve Pashchenko, 1991, Goyal, 2009, Kasugai 1996) tesir kesiti formüllerinde asimetri parametresi $s = (N - Z)/A$ şeklinde olup sabit alınmıştır. Burada N, Z, A sırasıyla bir hedef çekirdeğe ait nötron, proton ve kütle numaralarını göstermektedir.

Hedef çekirdeklere ait nötron, proton yoğunluk değerleri nükleon-nükleon etkileşmeli Skyrme potansiyeli ve Hartree-Fock yöntemi (Skyrme, 1959, Vautherin ve Brink, 1972, Reinhard ve Cusson, 1982, Aydın ve ark., 2011) kullanılarak elde edilmiştir. Yapılan çalışmalarda Skyrme potansiyelini içeren ve çekirdek merkezinden itibaren yüzey bölgesine kadar olan bölgede yarıçapa göre değişen yeni tesir kesiti formüllerinin ilk kez elde edilerek literatüre kazandırılması planlanmıştır. İlk amaç olarak hedef çekirdekler için uygun Skyrme potansiyelinin türü (Tel ve ark., 2008b, 2009, 2013) araştırılıp çekirdek yapısına uygun potansiyel seçimi yapılmış, ikinci amaç olarak, seçilen potansiyel kullanılarak elde edilen nötron ve proton yoğunluk değerleriyle asimetri parametresi yeniden hesaplanarak ve bu değerler tesir kesiti formülüne ilave edilmiştir. Son olarak, yarıçapa bağlı elde edilen teorik tesir kesitlerini deneysel değerlerle karşılaştırıp uygun etkileşim yarıçapı elde edilmiştir. Bu sayede değişik reaksiyonlara ait deneysel tesir kesitlerinden de yararlanılarak hedef çekirdek için uygun temel nükleon-nükleon potansiyellerinin tipi (Woods- Saxon, Harmonik osilatör. vb.) araştırılmıştır.

3.MALZEME VE YÖNTEM

3.1. Çekirdek ve Genel Özellikleri

- . Çekirdek, proton ve nötron parçacıklarından oluşan ve nükleus olarak adlandırılan bir yapıdır. İçerisinde bulunan proton ve nötronlar ise nükleon olarak adlandırılır.
- . Atomların çekirdeğinde proton ve nötronlar ile çekirdek çevresinde dolanan elektronlardan oluşur. Bir atomun atom numarası, proton sayısı ile eş değerdir. Atomdaki proton ve nötron sayılarının toplamı, atomun kütle numarasını verir. A_ZX , A: kütle numarası, Z: proton sayısı
- . Proton, hidrojen atomunun çekirdeği olarak da bilinir. Yükü ise $e = 1.6 \times 10^{-19}$ C ve kütlesi $m_p = 1.67262 \times 10^{-27}$ kg'dır.

3.1.1. Çekirdek Yarıçapı

Çekirdeğin yarıçapı kütle numarasına bağlı olarak değişir. Bir çekirdeğin yarıçapı R ise buna karşılık gelen hacim,

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3, \quad (3.1)$$

Dolayısıyla da R^3 , A ile orantılıdır. Bu bağıntı genellikle ters çevrilerek şu şekilde ifade edilir:

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (3.2)$$

$$R_0 \text{ 'in değeri, } R_0 \approx 1.2 \times 10^{-15} m \approx 1.2 fm$$

değerindedir. R_0 'ı ifade ederken belirsiz olmak gerekir; çünkü çekirdekler keskin sınırlara sahip değildir. Buna rağmen denklem (3. 2)' de bulunan R değerleri, etkin

çekirdek büyüklüklerini temsil ederler. R_0 'ın değeri elektron saçılmasından bulunduğu biraz daha küçük çıkar; bu, çekirdek maddesinin ve çekirdek yükünün bir çekirdekte dağılma biçimlerinin özdeş olmadığını gösterir.

Çekirdekler o kadar küçüktür ki, onları betimlemeye uygun uzunluk birimi 10^{-15} m'ye eşit olan femtometredir (fm). Femtometre, genellikle çekirdek fiziğinin öncülerinden Enrico Fermi' nin anısına fermi olarak anılır. $^{12}_6C$ çekirdeğinin yarıçapı denklem (3. 2)' den şöyle bulunur:

$$R \approx (1.2)(12)^{1/3} fm \approx 2.7 fm$$

3.1.2. Çekirdek Yük Yoğunluğu

Çekirdeğin biçimi, merkezi yoğunluğunun yarıya düştüğü ortalama yarıçap ve yoğunluğun merkezdeki değerinin %90' nından %10'una düştüğü mesafe olarak tanımlanan 'yüzey kalınlığı' (t) parametreleri ile karakterize edilebilir.

Hofstadter' in yaptığı deneylerden, ağır çekirdeklerde yük dağılımının,

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{r/C/4.4}} \quad (\text{Fermi Dağılımı}) \quad (3.3)$$

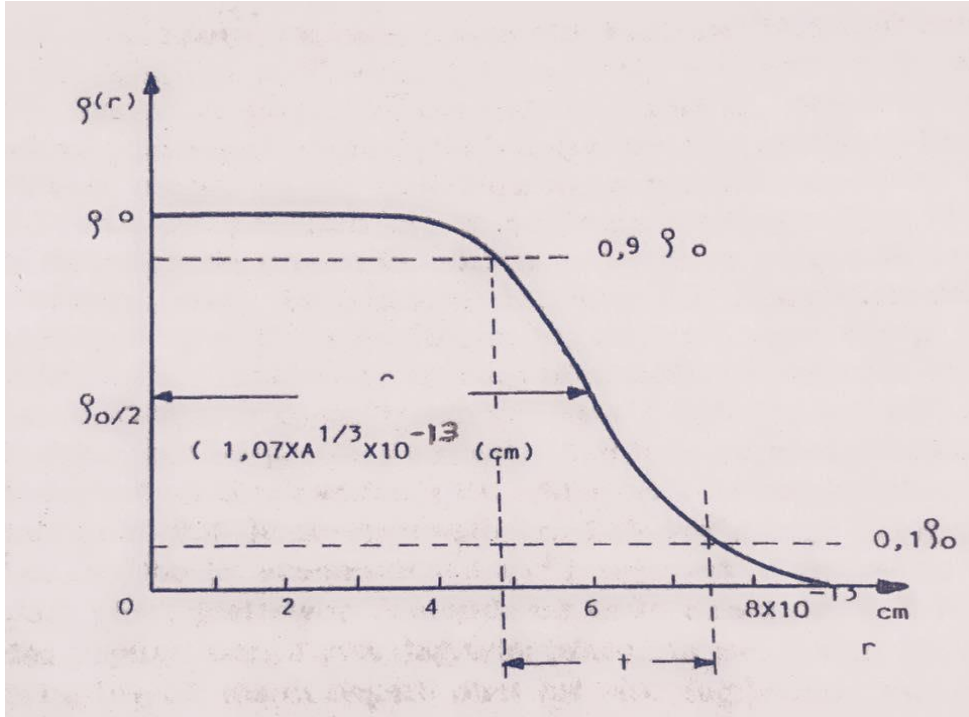
bağıntısına uyduğu bulunmuştur (Höfstadter R.). Buna göre, çekirdeğin keskin bir yarıçapı yoktur. Çekirdeğin ortasında, yük yoğunluğu sabit,

$$C = 1.07 \times A^{1/3} \times 10^{-13} cm$$

yarıçaplı bir bölge bulunmaktadır. Yüze doğru gidildikçe, Şekil 3. 1' deki gibi düşmektedir. Yoğunluğun $0.9 \rho_0$ değerinden $0.1 \rho_0$ değerine düşmesine karşılık olan, yüzey kalınlık parametresi,

$$t = 2.4 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

kadardır. Farklı çekirdekler üzerinde yapılan elektron saçılması deneylerinin sonuçları, C yarıdeğer yarıçapının $A^{1/3}$ ile orantılı olduğunu ve t ' nin A ' ya bağlı olmayıp, sabit kaldığını göstermektedir. Çekirdekteki bu yük dağılımına eşdeğer olan düzgün yük dağılımının R yarıçapı olarak yazılabilir. $A < 50$ için, $R_0 = 1.32 \times 10^{-13} \text{ cm}$ ve $A > 50$ için $R_0 = 1.21 \times 10^{-13} \text{ cm}$ değerleri bulunmuştur.



Şekil 3. 1. Altın çekirdeğinin yük dağılımı

3.1.3. Çekirdek Kütlesi

Nükleer kütlelerini atomik yapı biriminden elde ederiz. Atom kütleleri çıplak çekirdeklerin değil nötr atomların kütleleridir. Dolayısıyla bir atom kütlesi her zaman Z tane elektronun kütlesini de içerir. Atom kütleleri, karbonun en bol bulunan

izotopu olan $^{12}_6C$ 'nin kütlesi tam 12 akb olacak şekilde tanımlanan kütle birimi (akb) cinsinden ifade edilir. Bir kütle biriminin değeri,

$$1akb = 1.66054 \times 10^{-27} kg \text{ ' dir.}$$

Durgun kütlelerin enerjisi $E = mc^2$ olarak ifade edildiğinde MeV/C^2 cinsinden de ifade edebiliriz.

Çizelge 3. 1. Değişik birimler cinsinden bazı durgunluk kütleleri

Parçacık	Kütle (kg)	Kütle (akb)	Kütle (MeV/C^2)
Proton	1.6726×10^{-31}	1.007276	938.28
Nötron	1.6750×10^{-27}	1.008665	939.57
Elektron	9.1095×10^{-27}	5.486×10^{-27}	0.511
1_1H atomu	1.6736×10^{-27}	1.007825	938.79

3.1.4 Çekirdek Spini

Proton ve nötronlar fermiyondur. Spinleri ise $\frac{1}{2}$ ' dir.

Çekirdekler, spin kuantum (nükleer açısız momentum) sayılarına sahiptirler. Spin kuantum sayısı I ile gösterilir ve tam sayı veya buçuklu tam sayı değerleri alabilir.

Nükleer açısız momentumun büyüklüğü $\sqrt{I(I+1)} \hbar$ olarak ifade edilir.

3.1.5. Çekirdek Manyetik Momenti

Magnetik moment; $\mu = IA$ (3. 4)

Çekirdek magnetik momentlerini nükleer magneton cinsinden ölçebiliriz.

$$\text{Proton için, } \mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} \quad (3. 5)$$

$$\text{Elektron için, } \mu_N = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (3.6)$$

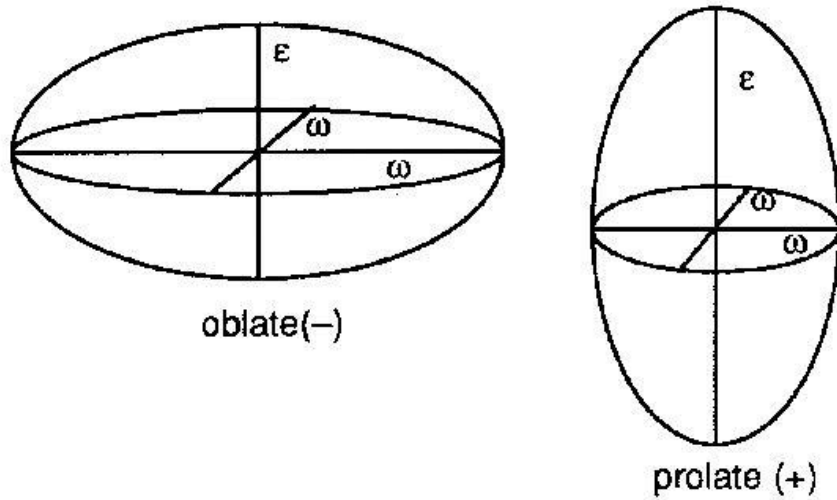
Proton ve nötronun spin manyetik momentlerinin, z eksenini olarak alınacak herhangi bir yöndeki bileşenleri şöyledir:

$$\text{Proton} \quad \mu_{pz} = \pm 2.793\mu_N \quad (3.7)$$

$$\text{Nötron} \quad \mu_{pz} = \pm 1.913\mu_N \quad (3.8)$$

Nükleer yük dağılımının elipsoid etkin şeklini Elektrik Kuadropol Moment (Q) ile ifade edebiliriz.

Q sıfırdan farklı ise yük dağılımı küresel simetri değil, Q sıfırdan büyük bir değere sahip ise elipsoid prolate, Q sıfırdan küçük bir değere sahip ise elipsoid oblatetir.



Şekil 3. 2. Nükleer yük dağılımının elipsoid şekli

$$Q = \int \rho(3z^2 - r^2)dV \quad (3.9)$$

$$Q = \frac{3K^2 - l(l+1)}{(l+1)(2l+3)} Q_0 \quad (3.10)$$

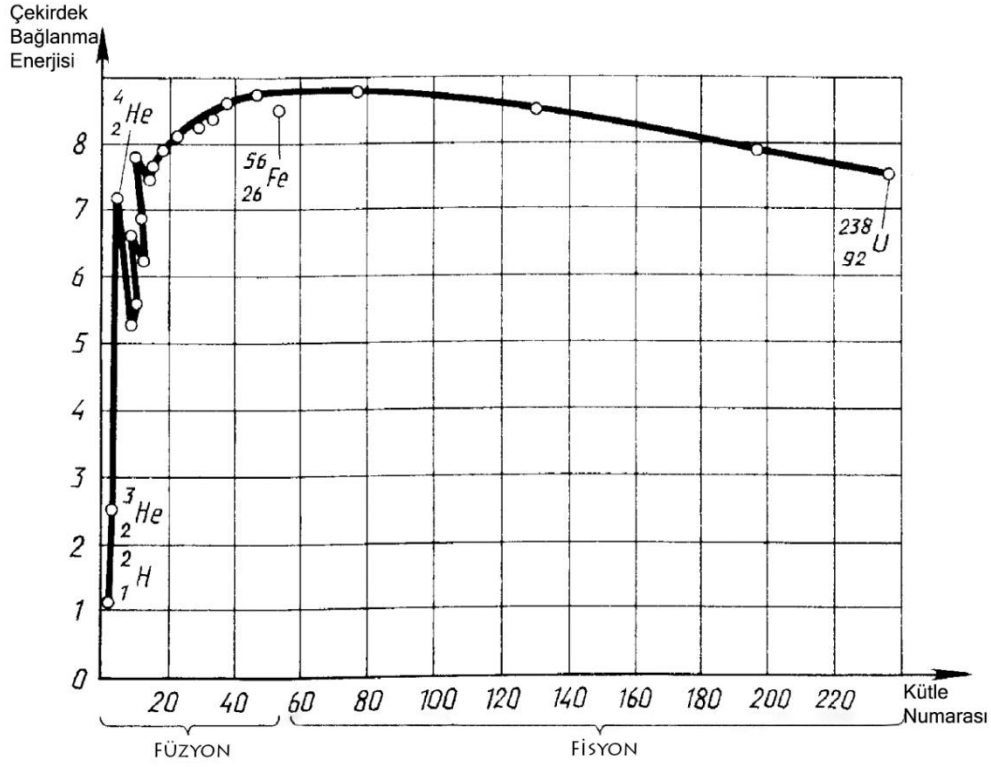
3.1.6. Bağlanma Enerjisi

Hidrojenin bir izotopu olan döteryum (2_1H), çekirdeğinde bir protona ek olarak bir de nötrona sahiptir. Dolayısıyla döteryum atomunun kütesinin bir normal 1_1H atomuyla bir nötronun kütlelerinin toplamına eşit olmasını bekleriz:

1_1H atomunun kütesi	1.007825 akb
+ Nötronun kütesi	+ 1.008665 akb
2_1H atomunun beklenen kütesi	2.016490 akb

Fakat 2_1H atomunun ölçülen kütesi sadece 2.014102 akb' dir. Bu 1_1H atomunun ve nötronun birleştirilmiş kütlelerinden 0.002388 akb daha küçüktür. Kütleleri, birleşimlerdeki parçacıkların toplam kütlelerinden daha küçük olan tek atom döteryum değildir. Bütün atomlar böyledir. Bir çekirdeğin kayıp kütesine eşdeğer olan enerji çekirdeğin bağlanma enerjisi olarak adlandırılır.

Bir atomda nükleon başına düşen bağlanma enerjisini, çekirdeğin bağlanma enerjisini nükleon (proton+nötron) sayısına bölerek elde edebiliriz. Bir çekirdekte nükleon başına düşen bağlanma enerjisi ne kadar büyükse çekirdek o kadar kararlıdır.



Şekil 3. 3. Nükleon başına bağlanma enerjisi

A değeri küçük ise nükleon başına düşen bağlanma enerji değeri küçüktür. Şekil 3. 3' de eğrinin yükseldiği yerlerde A değeri artıyor anlamına gelmektedir. ^{56}Fe civarında nükleon başına 8.7 MeV' lik bir enerjiye ulaşır. A değeri 140' tan sonra eğri düzgün bir şekilde azalmaya başlar. ^{238}U için bağlanma enerjisi 7.6 MeV' lik değere karşılık gelir.

Kütle numaraları büyük olduğunda nükleon başına düşen bağlanma enerji değerinin küçük olması Coulomb itmelerine göre açıklanabilir.

3.2. Sıvı Damlası Modeli

Sıvı Damlası Modeli' ne göre, çekirdeğin iç yapısı göz ardı edilerek çekirdek bir sıvı damlası gibi düşünülmüştür. Sıvı Damlası Modeli' nde çekirdek proton ve nötronlardan oluşan, proton sayısı ile orantılı bir sıvı olarak ele alabiliriz. Pauli

Dışarlama İlkesi ile nükleonların kuantum mekaniksel doğası açıklanabilmektedir. Buna göre, aynı tür iki nükleon aynı düzeyde bulunabilmektedir. Ayrıca sıvı bir Fermi sıvısı olarak da bilinir.

Sıvı Damlası Modeli' nin bize açıklama da kolaylık sağladığı durumlar;

Bu model ile çekirdeklerin bağlanma enerjisinin ana özelliklerini belirtmek mümkün olmuştur.

Çekirdek kütlelerinin açıklanmasında oldukça yararlı olan ampirik kütle formülü elde edilmektedir.

Sıvı Damlası Modeli ile çekirdeklerin kararlılığına ve fisyon olayına da açıklık getirilmiştir.

Ancak Sıvı Damlası Modeli, 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, gibi sihirli sayıların aşırı kararlılıklarını açıklayamamaktadır.

3.2.1. Yarı Deneysel Kütle Förmülünün Elde Edilmesi

Sıvı Damlası Modeli ile $M(A, Z)$ kütleli bir atom kıyaslanarak yarı-deneysel kütle formülü elde edilebilir. Nükleonlar arasında var olağan kuvvetler gibi kısa menzilli olarak doyum özelliklerine sahiptir. Bu kıyaslama ile kütle formülündeki birçok önemli terimler de elde edilir.

3.2.2. Bağlanma Enerjisi ve Yarı Deneysel Kütle Formülü

Bağlanma enerjisi ile kütle formülü çıkartılabilir.

$$M(A, Z) = Zm({}_0^1H) + Nm_n - B(A, Z) / c^2 \quad (3.11)$$

Bağlanma enerjisini ifade eden beş terimli formül:

$$B = a_h A - a_y A^{2/3} - a_c Z(Z-1)A^{-1/3} - a_{sim} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta(A, Z) \quad (3.12)$$

Formüldeki terimler; hacim (1.terim), yüzey (2.terim), Coulomb (3.terim) terimleridir. Bunlar yüklü bir sıvı damlasının enerjisinin hesaplanması gibi;

$$B_v = a_h A \quad B_y = -a_y A^{2/3} \quad B_c = -a_c Z(Z-1)A^{-1/3}$$

dördüncü terim, Pauli Prensibi ile ilişkilidir ($A = 2Z$).

formüldeki 5. terim (teklik ve çiftlik) ise çiftlenme terimidir. Spinleri sıfır olacak şekilde nükleonlar çiftlenirler.

Çift-tek veya tek-çift çekirdekte çiftlenmemiş olarak bir nükleonlarla karşılaşabiliriz. Tek-tek çekirdekler en kararsız durumda olurlar. Nedeni ise proton nötron arasında bir çiftlenme gerçekleşmemesindedir.

3.2.3. Sıvı Damlası Modeli İle En Kararlı İzotop Tayini

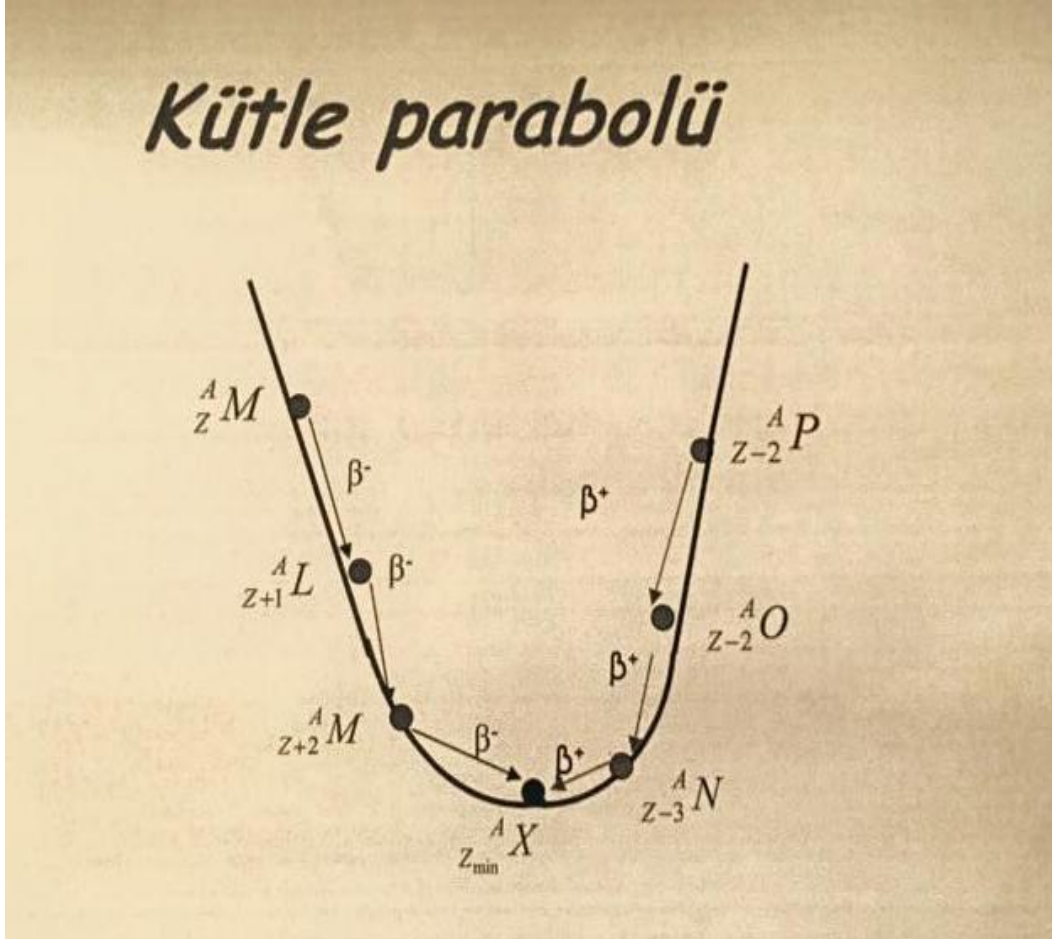
$$B = a_h A - a_y A^{2/3} - a_c Z(Z-1)A^{-1/3} - a_{sim} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta(A, Z)$$

ile verilen bağlanma enerjisi formülünde, Sıvı Damlası Modeli' ni hesaba katan ilk üç terim, Kabuk Modeli'nin özelliklerini dikkate alan ise son iki terimdir. Daha çok bireysel nükleonlarla ilgilenen Kabuk Modeli' dir.

$$M(A, Z) = Zm({}_0^1H) + Nm_n - B(A, Z) / c^2 \quad (3.13)$$

denkleminde A için M' nin Z' ye göre bir parabolünü verir. Şekil 3. 4' de kararlı çekirdeğin minimum değerini parabolün tepe noktasında aldığı gösterilmiştir. Parabolün tepe noktası yarı deneysel kütle formülünden elde edilen minimum değer;

$$Z_{\min} = \frac{A}{2} \left[\frac{1}{1 + \frac{1}{4} A^{2/3} a_c / a_{sim}} \right] \quad (3.14)$$



Şekil 3. 4. A izobar çekirdekler arasında β^- (soldan) ve β^+ (sağdan) bozunumlarıyla kararlı çekirdeğe ulaşılması

3.3. Fermi Gaz Modeli

Fermi Gaz Modeli' nin temelini oluşturan, bir sistemin doğrudan etkileşemeyen parçacıklarıdır. Bu sistem içinde bulunan tek bir nükleonun enerji düzeyleri, bu nükleon hariç diğer nükleonların meydana getirmiş olduğu ortalama bir potansiyel için Schrödinger Denklemi' nin çözülmesiyle elde edilir. Çekirdek potansiyelini, çekirdeğin içerisinde etkin ve bir o kadar da keskin bir sınıra sahip olduğunu kabul

edebiliriz. Seçebileceğimiz en basit potansiyel, dikdörtgen şeklindeki potansiyel ve küresel simetriktir.

Bu modelde, potansiyelin çekirdek içerisindeki ($r < R$) belirli bir $-V_0$ değerine sahip olduğu ve $r = R$ 'de sonsuz yüksek olduğunu varsayalım. Bu durumda, nükleonlar potansiyelin kenarını aşamamakta ve bağlı parçacıkların enerjisi buradan kurtulmakta yetersiz kalır.

Fermi Gaz Modeli'nden elde ettiğimiz çıkarımlar:

- . Çekirdek içerisinde bulunan proton ve nötronlar çekirdeğin sahip olduğu hacim içerisinde serbestçe hareket edebilirler.
- . Ayırt edebildiğimiz fermiyonlar proton ve nötronlardır ve aynı olmayan potansiyel kuyularında bulunurlar.
- . Her enerji düzeyine farklı yönde iki nükleon yerleşebilir. Dolu olan iki düzeyler arasında nükleonların geçişide mümkün değildir.
- . Mutlak sıcaklığa sahip ($T = 0^0K$) çekirdekler taban durumundadır. Elimizdeki elektronları üst üste dizdiğimizde en üst düzeyin enerjisi "Fermi Enerjisi" (E_f) olarak adlandırılır.

3.3.1 Fermi Gaz Modeli'nde Schrödinger Denklemi

L_x, L_y, L_z , boyutlarına sahip bir potansiyel kuyusu için, kuyu içinde potansiyelin sıfır olduğunu kuyu dışında ise sonsuz olduğunu kabul ederiz. Kuyu içinde enerjisi E olan m kütleli parçacık için Schrödinger dalga denkleminin kartezyen koordinatlardaki çözümü:

$$\psi(x, y, z) = \psi_x(x)\psi_y(y)\psi_z(z) \quad (3.15)$$

$$\psi(x, y, z) = A \sin(k_x x) \sin(k_y y) \sin(k_z z) \quad (3.16)$$

olarak buluruz. Sınır koşullarını uygularsak, parçacığın dalga fonksiyonu,

$$k_x = \frac{\pi}{L_x} n_x \quad k_y = \frac{\pi}{L_y} n_y \quad k_z = \frac{\pi}{L_z} n_z \quad (n_x, n_y, n_z = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.17)$$

$$\psi(x, y, z) = A \sin\left(\frac{m_x}{L_x} x\right) \sin\left(\frac{m_y}{L_y} y\right) \sin\left(\frac{m_z}{L_z} z\right) \quad (3.18)$$

şeklinde elde ederiz. Parçacığın momentum bileşenlerini x, y ve z doğrultularında gösterirsek,

$$p_x = \hbar k_x = \frac{\pi \hbar}{L_x} n_x \quad p_y = \hbar k_y = \frac{\pi \hbar}{L_y} n_y \quad p_z = \hbar k_z = \frac{\pi \hbar}{L_z} n_z \quad (3.19)$$

ifadeleri ile gösterilir. Kuyu içerisindeki parçacığın kinetik enerjisi için,

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m} \left(\frac{n_x^2}{L_x^2} + \frac{n_y^2}{L_y^2} + \frac{n_z^2}{L_z^2} \right) \quad (3.20)$$

olarak bulunur. Kuyu boyutlarının aynı ($L_x = L_y = L_z = L$) olması durumunda enerji,

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) \quad (3.21)$$

şeklinde basit bir denkleme de dönüştürebiliriz. Bunlardan, Fermi enerjisine sahip (E_F) bir parçacığın Fermi momentumu (p_F);

$$p_F = \sqrt{2mE_F} \quad (3.22)$$

$$p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 < p_F^2 \Rightarrow n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 < \frac{p_F^2 L^2}{\pi^2 \hbar^2} \quad (3.23)$$

(n_x, n_y, n_z) kombinasyonlarının her birisi bir enerji durumuna karşılık gelir.

(n_x, n_y, n_z) birim hacim başına durum sayısı 1'dir.

$$R = \frac{p_F L}{\pi \hbar} \quad (3.24)$$

kısaltmasıyla,

$$n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 < R^2 \quad (3.25)$$

yazılabilir. Kütle numarası A olan bir çekirdeği r yarıçaplı bir küre kabul eder ve R için saçılma deneylerinden proton ve nötronlar için Fermi momentumları yazılırsa,

$$V = \frac{4}{3} \pi (R_0 A^{1/3})^3 = \frac{4}{3} \pi R_0^3 A \quad (3.26)$$

$$p_{F,Z} = \frac{\hbar}{R_0} \left(\frac{9\pi Z}{4A} \right)^{1/3} \quad (3.27)$$

$$p_{F,N} = \frac{\hbar}{R_0} \left(\frac{9\pi N}{4A} \right)^{1/3} \quad (3.28)$$

olarak ifade ederiz. Proton ve nötronlar için Fermi enerjileri,

$$E_{F,Z} = \frac{\hbar^2}{2m_p R_0^2} \left(\frac{9\pi Z}{4A} \right)^{2/3} \quad (3.29)$$

$$E_{F,N} = \frac{\hbar^2}{2m_n R_0^2} \left(\frac{9\pi N}{4A} \right)^{2/3} \quad (3.30)$$

Proton ve nötronun kütlelerini yaklaşık olarak birbirine eşit alabiliriz.

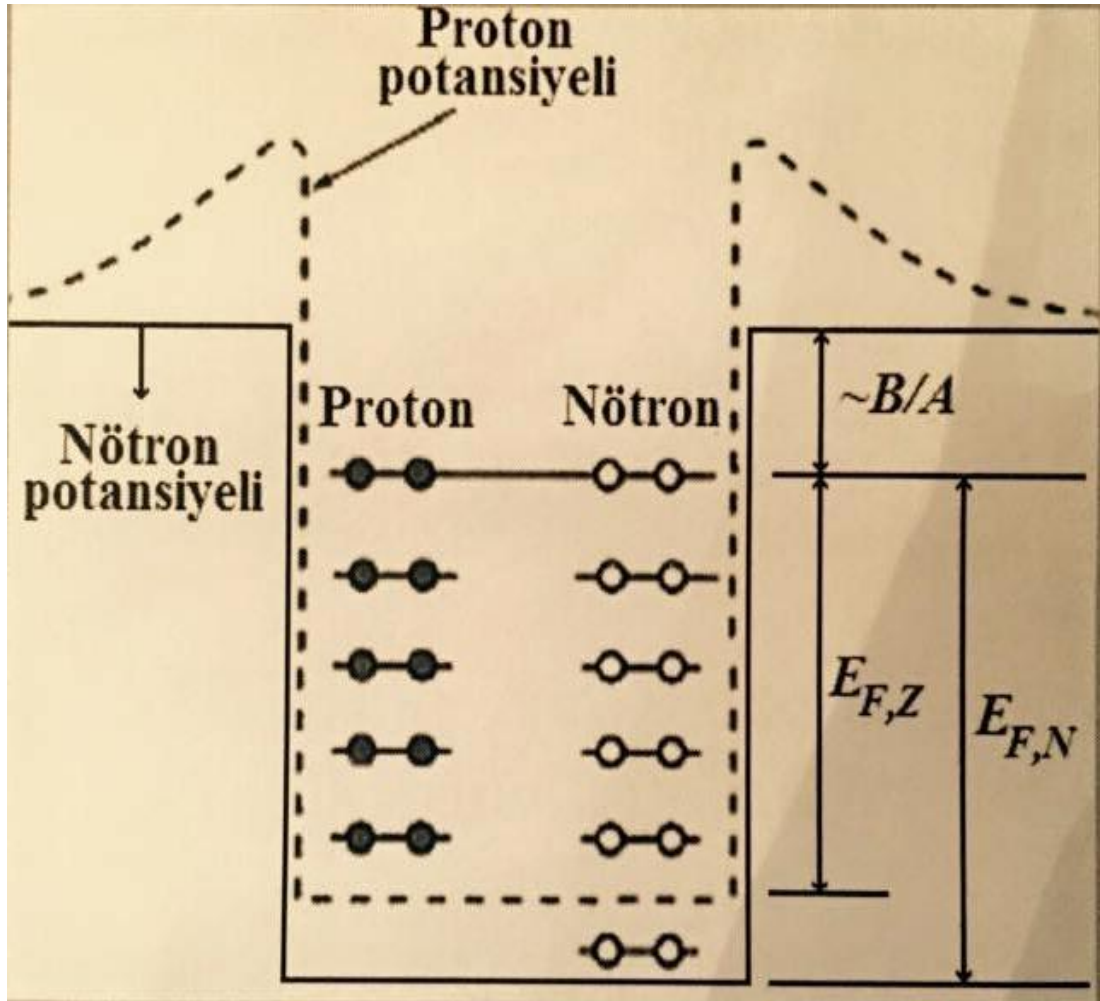
$$m_p = m_n = m \Rightarrow F_{F,N} = E_{F,N} = \frac{\hbar^2}{2mR_0^2} \left(\frac{9\pi}{8} \right)^{2/3} \approx 33 \text{ MeV} \quad (3.31)$$

$$p_{F,Z} = p_{F,N} \frac{\hbar}{R_0} \left(\frac{9\pi}{8} \right)^{1/3} \approx 250 \text{ MeV} / c \quad (3.32)$$

bu sonuçlar, çekirdek içerisinde nükleonların büyük momentumlarla hareket ettiklerini göstermektedir.

Nükleonların kinetik ve potansiyel enerjilerinin aynı seviyelerde olması, nükleonların zayıf bir bağ ile çekirdeklere bağlı olduğu anlamına gelir.

3.3.2 Z ve N Potansiyel Kuyusu



Şekil 3. 5. Proton ve nötron için potansiyel kuyusu

Şekil 3. 5' de proton kuyusundaki kesikli çizgiler proton potansiyelini ifade etmektedir. Çekirdek temel düzeyde bulunurken Pauli Dışarlama İlkesi' nin izin verdiği kadar nükleonlar en düşük enerji seviyesinde bulunabilirler. N kuyusu içinde her bir enerji seviyesi iki n, p kuyusu içinde ise iki tane p bulunur. Bunların spinleri de aşağı ve yukarı yönlüdür. Temel düzeyde bulunan çekirdek nükleonların doldurduğu en yüksek düzey Fermi enerji düzeyi olarak bilinir.

Protonlar arasındaki Coulomb itmesi, Z ve N potansiyel kuyuları arasında bir antisimetri oluşturmaktadır. Nötronlar yüksüz oldukları için potansiyel kuyuları

protonlara göre daha derindir. Fakat protonun da nötronun da kararlı çekirdeklerde Fermi enerji düzeyleri aynıdır.

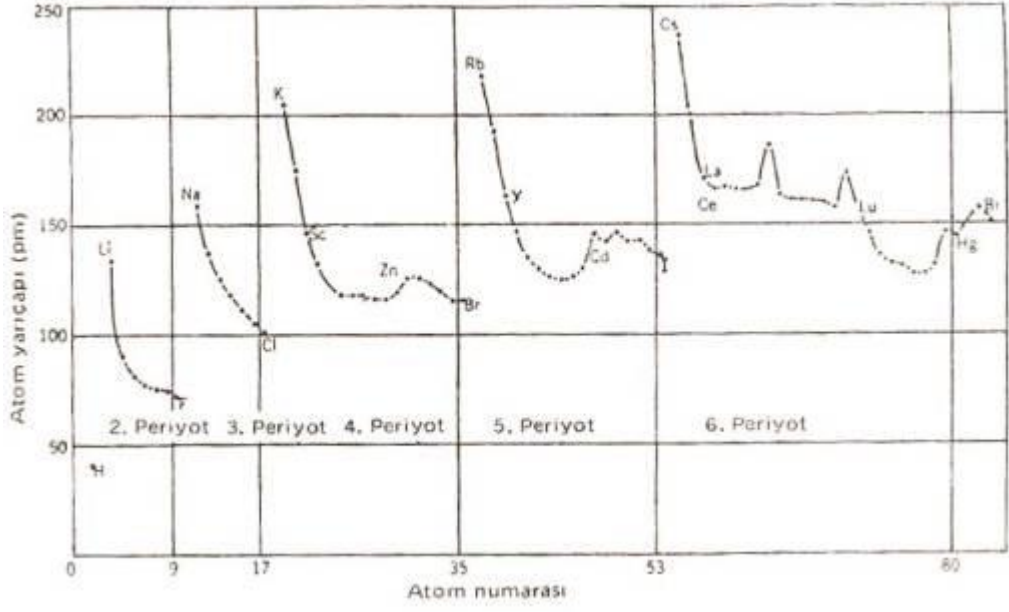
3.4. Kabuk Modeli

Kabuk Modeli, Pauli Dışarlama İlkesi' ni esas alan ve atom çekirdeğinin yapısını açıklamak için geliştirilen bir modeldir. Kabuk Modeli' nin tanımına göre nükleonlar kuantum karakterlerine bağlıdır ve bu bağlılığa göre farklı enerji seviyelerini doldururlar. Doldurulan enerji seviyeleri ise düzgün dağılımlı değildirler. Enerji boşlukları ile birbirinden ayrılan düzeyler daha sıktır. Bir kabuğu, enerji boşlukları ile birbirlerinden ayrılmış bir küme olarak tanımlayabiliriz.

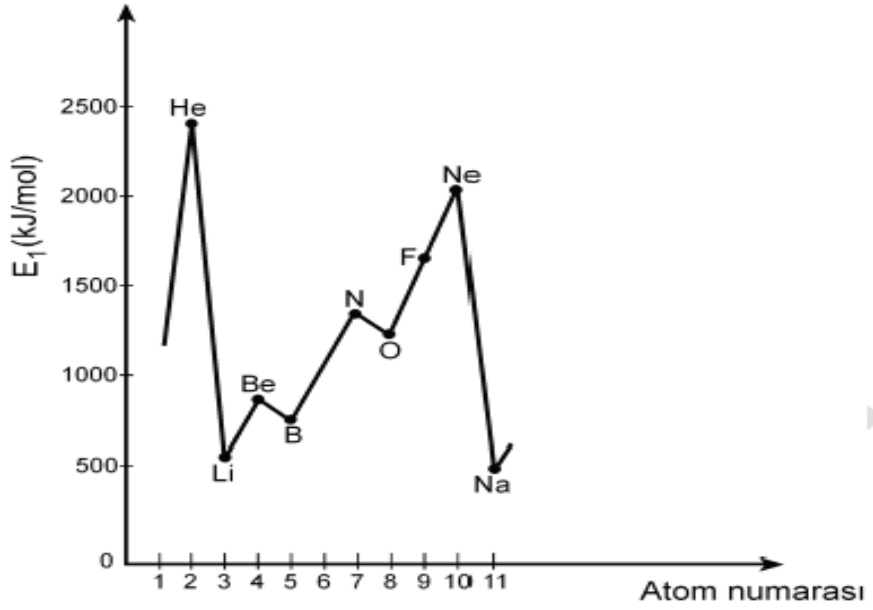
Kabuk kavramı, sıkı bağlı halde bulunan çekirdeklerin durumunu açıklar. Çekirdeklerin sıkı bir şekilde bağlı olmaları aynı iki nükleonun aynı düzeyde bulunamayacağını da bir sonucudur. Buna göre nükleonların tabandan itibaren belli düzeye kadar tüm düzeyleri doldurduğu seviye, bir çekirdeğin en düşük enerji seviyesidir. Çekirdek tam dolu kabuklara sahip ise o çekirdeğin kararlı olduğunu kabul ederiz.

Atomun yapısının karmaşık olduğunu bilmekteyiz. Atomun bu karmaşık halini ayrıntılı bir şekilde açıklamakta Kabuk Modeli son derece başarılı olmuştur. Bu modelde kabuklar, Pauli İlkesi' ne uyacak şekilde giderek artan enerjili elektronlarla doldurulur. Model, atomik özelliklerin değerlik elektronları tarafından elde edildiğini kabul etmektedir.

Kabuklar arasında geçiş yaptığımızda, aniden gerçekleşen çarpıcı değişimler gözlemleriz. Elementlerin atom numaralarına bağlı atomik yarıçap değişimleri Şekil 3. 6' da ki gibidir. Ayrıca atomların atom numaralarına göre alabilecekleri iyonlaşma enerji değerleri ise Şekil 3. 7' de gösterilmektedir.



Şekil 3. 6. Atomik yarıçapı



Şekil 3. 7. İyonlaşma enerjisi

3.4.1. Sihirli Sayılar

Sihirli sayılar Kabuk Modeli oluşturulmadan önce belirlenmiştir. Sihirli sayılar bize kabuk yapısının varlığı hakkında bilgi vermiş ve Kabuk Modeli' nin formülize edilmesinde oldukça yardımcı olmuştur. Sihirli sayılar 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 olarak bilinir. Çekirdeklerin sihirli sayılara sahip olması onların güçlü bağlar ile bağlandıklarının göstergesidir. En ağır α kararlı çekirdekler, $N = 126$ ve $Z = 82$ ile “çifte sihirli” olan ${}^{208}_{82}Pb$ ve $N = 126$ olan ${}^{209}_{83}Bi$ 'dir.

Ana kabukların dolu etkisini sihirli sayılar temsil eder. p ve n sayıları bu sayılara eşit olduğu için bu tabakaları dolu olarak kabul ederiz. Bir nükleonun potansiyelini belirlememiz için tüm nükleonların oluşturduğu potansiyelleri belirlememiz gerekmektedir.

3.4.2. Kabuk Potansiyeli

Nükleonlar birbirlerinden bağımsızlardır. Diğer nükleonlar tarafından potansiyel ortak üretilmektedir.

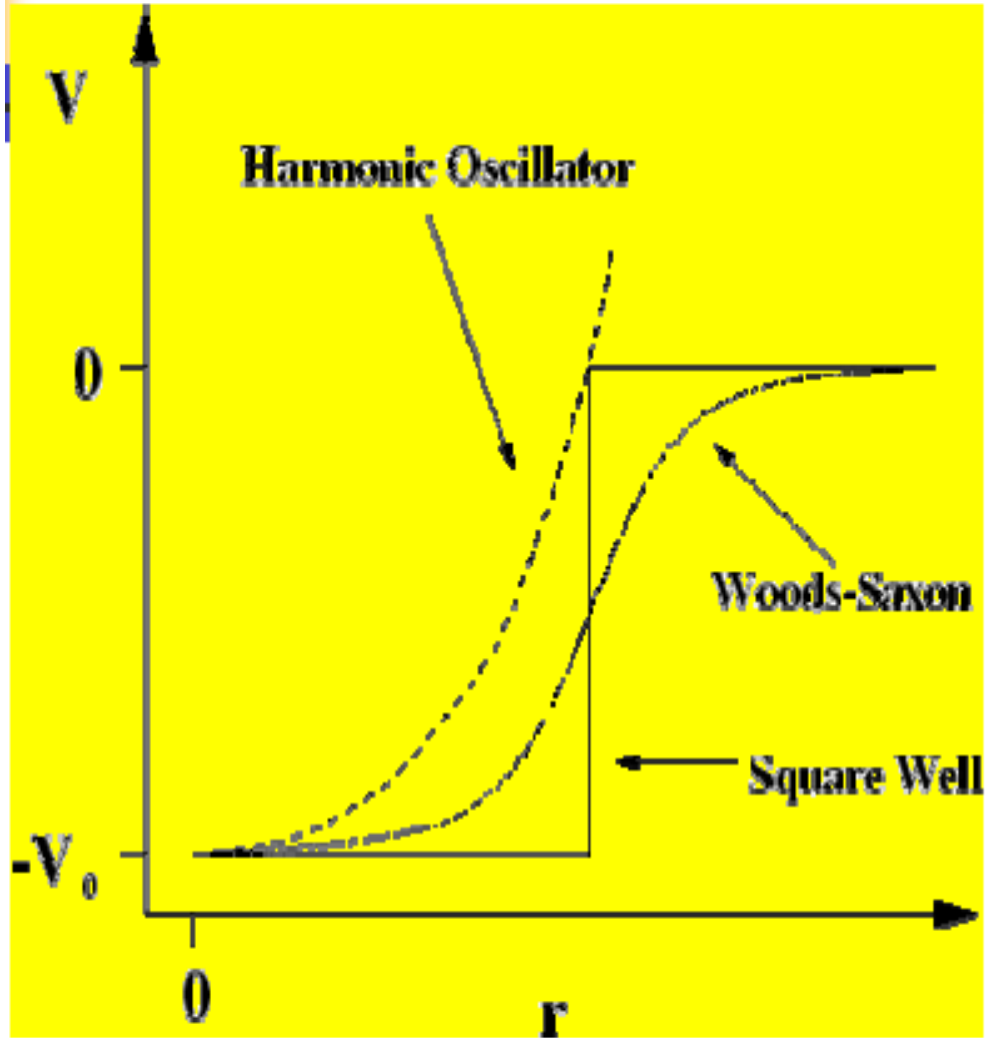
Atom: n, l Çekirdek: $n'l$
1s 1p 2s 1d 1f 2p 1g 2d 3s 1h 2f 3p

Çizelge 3. 2. Hafif çekirdeklerin alabilecekleri nükleon sayıları

Nl	1s	2s	2p	3s	3p	4s	3d	4p
$n'l$	1s	2s	1 p	3s	2p	4s	1d	3p
$v = 2(2l + 1)$	2	2	6	2	6	2	10	6
$\sum v$	2	4	10	12	18	20	30	36
	He	Ne		Ar		Kr		

Atom fiziğinde 1d ve 2d yok iken sonsuz kuyuda 1d ve 2d vardır. 1s düzeyi 2p ve 2n alabilir. 2, 8 ve 20 var ancak daha ağır çekirdeklere bu özellik bozulmaktadır.

Ağır çekirdekler için sonsuz kuyu potansiyeli geçerli değildir. Bu yüzden Fermi dağılımı ve Woods-Saxon Potansiyeli kullanılır. Şekil 3. 8' de sonsuz kuyu potansiyelinde harmonik osilatör potansiyel eğrisi ile Woods- Saxon potansiyel eğrileri gösterilmiştir.



Şekil 3. 8. Sonsuz kuyu potansiyeli

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad (3.33)$$

burada “a” yüzey kalınlığını ifade etmektedir. a' nın kalınlığı yaklaşık 0.524 fm' dir.

$$R = 1.25A^{1/3} \quad (3.34)$$

V_0 (kuyu derinliđi): 50 MeV

$$V(r) = \frac{1}{2} m W^2 r^2 \quad (3.35)$$

Schrödinger denklemi:

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E - V(r) - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} \right] u = 0 \quad (3.36)$$

$$E = p^2 / 2m = \hbar^2 k^2 / 2m \quad (3.37)$$

$$E_{l,m} \equiv E_\lambda = (\lambda + 3/2)\hbar\omega \quad (3.38)$$

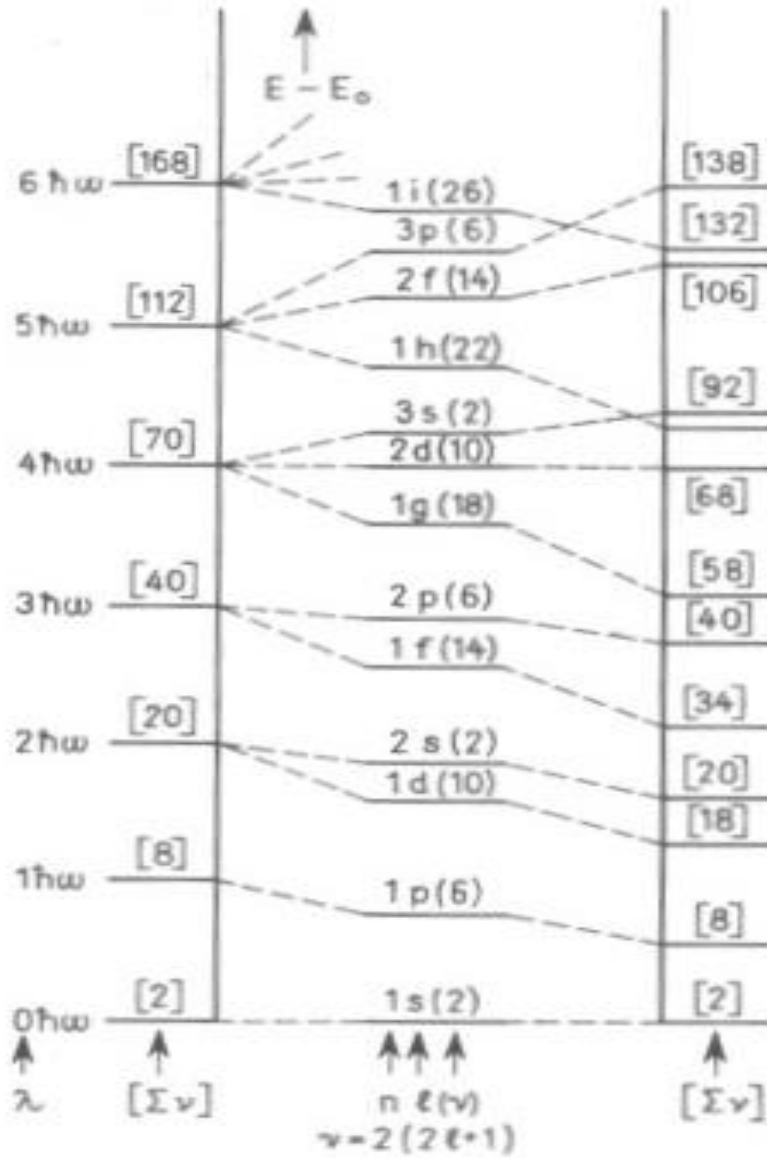
$$\lambda = (n-1) + 1 = 0,1,2,\dots \quad (n = 1,2,3,\dots), \quad (l = 0,1,2,\dots)$$

$E_{l,n} = 1$ ve n' ye bağlı, $E_0 = 3/2\hbar\omega$, 2 p: $n=2$ ve $L=1$

öz fonksiyon;

$$m = (2L + 1)$$

Pauli: $v = 2(2L + 1)$ spin=1/2

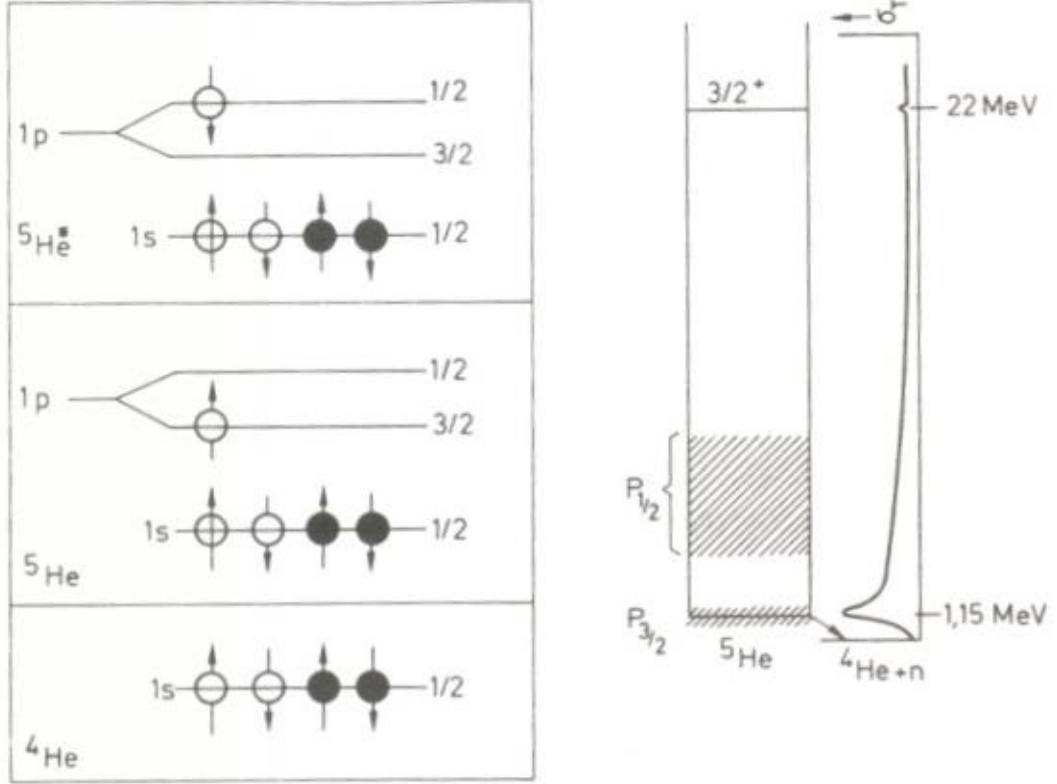


Şekil 3. 9. Osilatör ve kuyu potansiyeline göre enerji seviyeleri

Şekil 3. 9' da n ve L ye bağlı (orta kısmında) ν alabileceği nükleon sayısı yani $\nu = 2(2L + 1)$ 'dir. Sol tarafında osilatör potansiyeline göre, sağında ise kuyu potansiyeline göre enerji seviyeleri vardır.

$n = 1, L = 3$ ve $n = 2, L = 1$ için $\rightarrow \lambda = 3$ ve $\lambda = 2(n - 1) + L'$ dir.

Woods-Saxon potansiyeli 20^7 den büyük olan sihirli sayıları vermez. Bunlar için ise Meier ve Janssen'in önermiş olduğu spin açıl momentum (S, L) etkileşmesi sihirli sayıları açıklamaktadır. Atomdaki S, L bağıntıları bulunmaktadır ve ΔE aralığı küçük ve elektromanyetik alan etkisi yaratır.



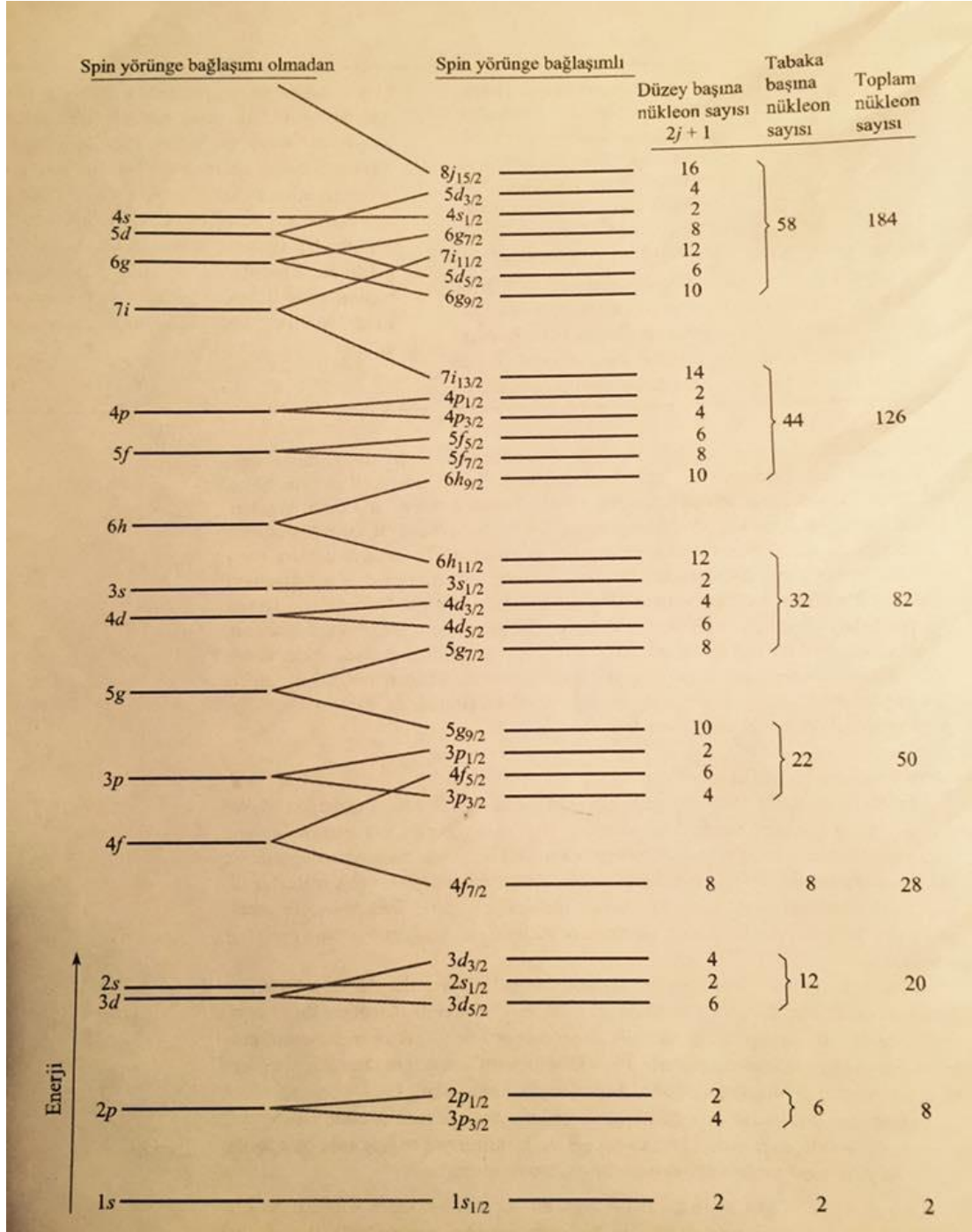
Şekil 3. 10. Açıl momentum seviyeleri

Şekil 3. 10' da $n + ^4\text{He}$ çekirdek sapması ile elde edilen ^5He açıl momentum seviyeleri verilmiştir.

Tabaka kuramı LS bağlaşımının sadece, normal yerleşimlerinde l değerlerinin zorunlu olarak küçük olduğu en hafif çekirdekler için geçerli olduğunu kabul eder. Bu modelde, ilgili parçacıkların (nötronlar bir grup, protonlar ise başka bir grup oluştururlar) S_i iç spin açıl momentumları, bir S toplam spin momentumu oluşturmak üzere birbirleriyle bağlaşırlar. L_i yörünge açıl momentumları, bunlardan ayrı olarak bir L toplam yörünge momentumu oluşturmak üzere

birbirleriyle bağlaşırlar. Daha sonra S ve L, birbirleriyle bağlaşıarak, büyüklüğü $\sqrt{J(J+1)}\hbar$ olan bir J toplam açısal momentumu oluştururlar.

Bir ara bağlaşım biçiminin geçerli olduğu bir geçiş bölgesinden sonra, daha ağır çekirdekler jj bağlaşımı gösterirler. Bu durumda önce her parçacığın S_i ve L_i ' si bağlaşıarak, o parçacık için büyüklüğü $\sqrt{j(j+1)}\hbar$ olan bir J_i oluşturur, sonra değişik J_i ' ler birbiriyle bağlaşıarak J toplam açısal momentumunu oluştururlar. Jj bağlaşımı çekirdeklerin büyük bir çoğunluğu için geçerlidir.



Şekil 3. 11. Tabaka modeline göre nükleon enerji düzeylerinin sıralanışı

Spin-yörünge etkileşmesi için uygun bir yeğinlik kabul edildiğinde, her iki sınıf nükleonun enerji düzeyleri de Şekil 3. 11' de gösterildiği gibi dizilir. Düzeyler; n , toplam kuantum sayısına eşit olan bir ön sayı, o düzeydeki her parçacık için l değerini alışılagelmiş biçimde ($l = 0,1,2,3,\dots$ ' ye karşılık gelmek üzere sırasıyla s ,

p, d, f, g,...) belirten bir harf ve j' ye eşit olan bir alt indisle gösterilir. Spin-yörünge etkileşmesi, belli bir j' ye karşılık gelen her durumu J_i' nin $2j+1$ tane mümkün yönelimi olduğundan, $2j+1$ alt duruma yarar. Ayrı ayrı tabakalar kavramıyla uyum içindeki aralıklarla, düzeylerin birbirine olan uzaklıklarında büyük enerji gedikleri oluşur. Her çekirdek tabakasındaki çekirdek durumlarının sayısı, yükselen enerji sıralandırılmasıyla 2, 6, 12, 8, 22, 32 ve 44' tür. Dolayısıyla tabakalar, bir çekirdekte 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 nötron veya proton olduğunda dolmuştur.

Kabuk (Tabakalı) Modeli, aynı zamanda çekirdek açısal momentumlarını önsöyebilir. Çift-çift çekirdeklerde, bütün proton ve nötronlar birbirlerinin spin ve yörünge açısal momentumlarını yok edecek şekilde çiftlenmelidirler. Dolayısıyla, çift-çift çekirdeklerin çekirdek açısal momentumları gözlemlendiği gibi sıfır olmalıdır. Çift-tek ve tek-çift çekirdeklerde, tek başına kalan fazla nükleonun buçuklu spini, çekirdeğin geriye kalan kısmının tamsayı açısal momentumuyla birleşerek buçuklu bir toplam açısal momentum verir. Tek-tek çekirdeklerin her birinin bir fazla nötronu ve bir fazla protonu olup, bunların buçuklu spinleri tamsayı toplam açısal momentum verirler.

3.5. Deforme Çekirdekler

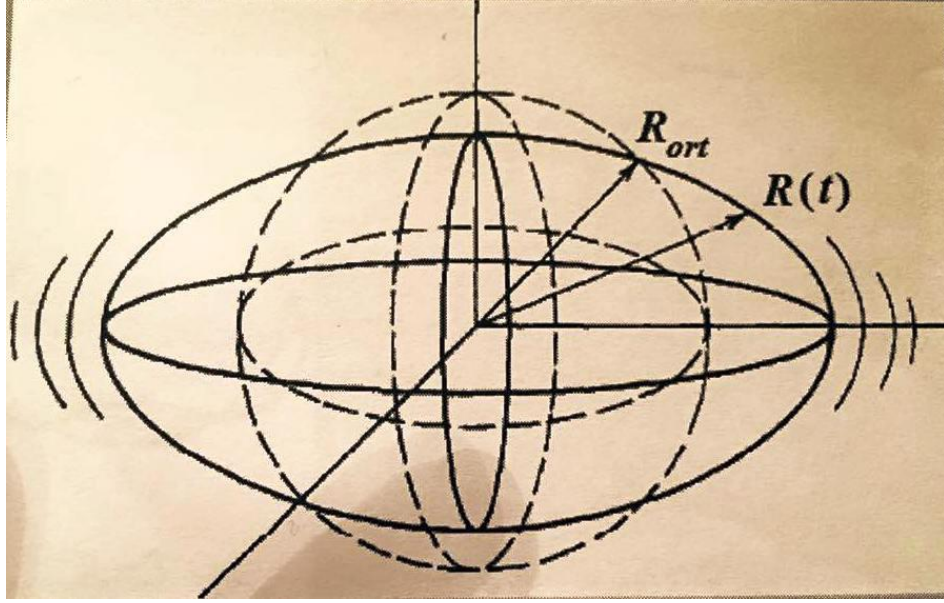
Deforme çekirdekler küresel simetriye sahip değildirler. Küresel simetriden sapmalarına bağlı olarak deforme olmalarından söz edebiliriz. Deforme çekirdekler için Deformasyon Modeli geliştirilmiştir (Nilsson Modeli).

Küresel simetri olan bir potansiyeli Kabuk Modeli'nde kullanabiliriz. Bu durum dolu halde bulunan kabuklar için geçerlidir. Elde edilen araştırmalar, kapalı kabukların dışarısında kuvvetli çekirdek deformasyonlarının olduğunu göstermektedir.

Nilsson Modeli, küresel simetrik potansiyel yerine deforme olmuş bir potansiyeli kullanarak enerji düzeyinde bulunan farklılığı ele alarak incelemiştir. Nilsson Modeli deforme olmuş harmonik salıncı potansiyeline dayanmaktadır. Bu model, deforme olmuş çekirdeklerin spinlerini ve kuadropol momentlerini açıklayabilmektedir. Fakat, manyetik momentleri düşük enerjili uyarma spektrumlarını ve elektromanyetik geçiş olasılıklarını iyi açıklayamamaktadır.

3.5.1 Nükleer Titreşimler

Problemlerde bize kolaylı sağlayan tekniklerden bir tanesi, çekirdeği düşük frekanslarda değil de daha yüksek frekanslarda titreşme hareketi yapan bir sıvı damlası gibi düşünmektir. Genellikle küreseldir fakat herhangi bir anda şekil küresel olmayabilir. Şekil 3. 12' de küresel ve küresel olmadığı durum gösterilmiştir. Nükleer yüzey üzerindeki bir (θ, φ) noktasının $R(t)$ koordinatını $Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)$ küresel harmonikler olarak ifade etmek işlemlerde kolaylık sağlayacaktır.

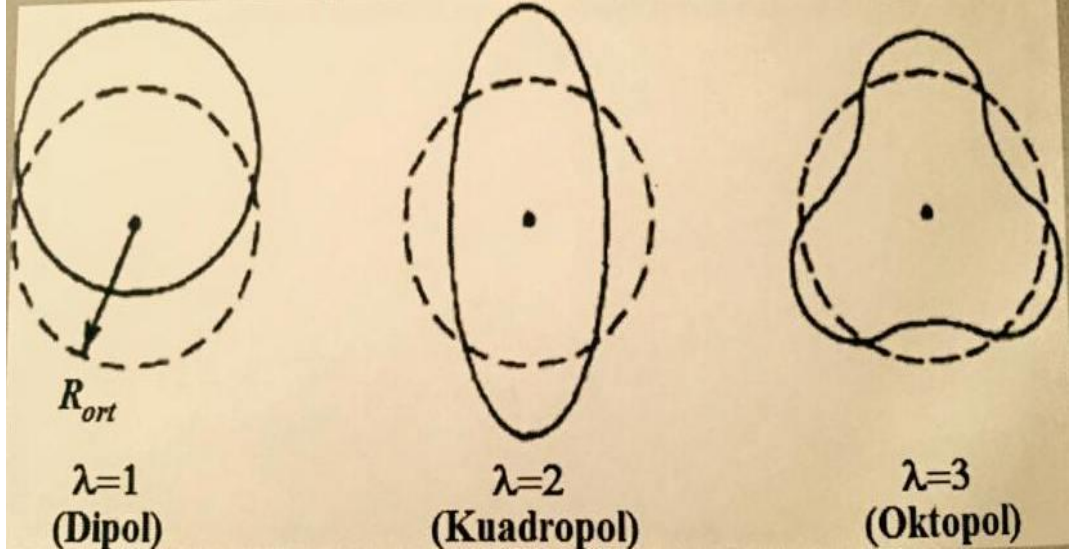


Şekil 3. 12. Deforme olmuş bir çekirdeğin küresel ve küresel olmayan durumu

$$R(t) = R_{ort} + \sum_{\lambda \geq 1} \sum_{\mu = -\lambda}^{\mu = +\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) \alpha_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \quad (3.39)$$

$\alpha_{\lambda\mu}(t)$ genliği yansıma simetrisi $\alpha_{\lambda\mu} = \alpha_{\lambda-\mu}$ eşitliğini verir. Sabit olan terim R_{ort} , ortalama yarıçapı ve $R_0 A^{1/3}$ olarak ifade edilir.

$\alpha_{\lambda\mu}(t)$, $\lambda = 1, \lambda = 2$ ve $\lambda = 3$ durumlarında çekirdek titreşim modları Şekil 3.13' deki gibidir. $\lambda = 0$ durumu ise R_{ort} ' ya karşılık gelir.



Şekil 3. 13. Çekirdek titreşim modları

Titreşim enerjisinin bir birimine “fonon” denir.

$\lambda=2$ nükleer titreşiminin birimi bir kuadropol fonon’dur denmektedir.

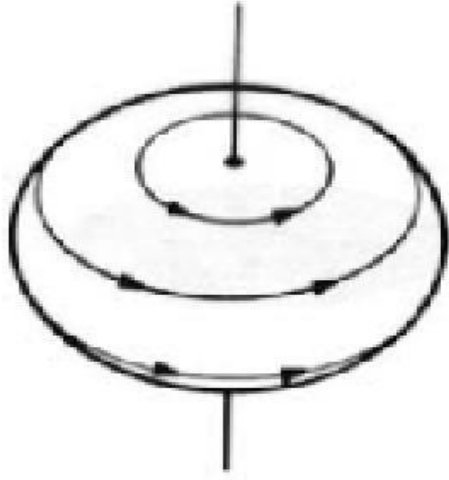
3.5.2 Nükleer Dönmeler

Denge şekli küresel değil ise çekirdeklerde nükleer dönmeler gözlemleyebiliriz. Bu çekirdekler küresel yapıya sahip olmadıkları için deforme çekirdekler olarak adlandırılır. Kütle numarası $150 < A < 190$ ve $A > 220$ bölgesine denk gelen çekirdeklerdir.

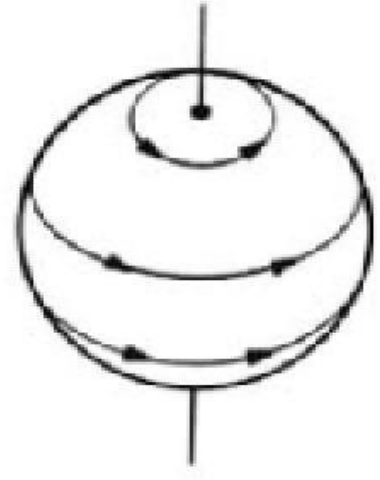
Çekirdeklerin ortak şekilleri dönen bir elipsoittir ve bu elipsoidin yüzeyi,

$$R(\theta, \phi) = R_{ort} [1 + \beta Y_{20}(\theta, \phi)] \quad (3.40)$$

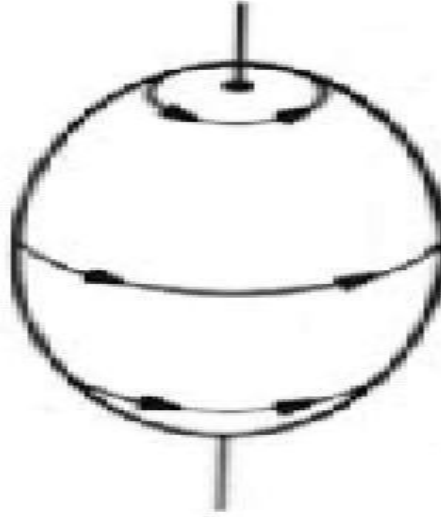
Yüzey ϕ ’den bağımsızdır. Bu nedenle çekirdek silindirik simetriye sahiptir.



Oblate çekirdek (Kuadropol moment<0)



Küresel çekirdek(Kuadropol moment=0)



Prolate çekirdek (Kuadropol moment>0)

Şekil 3. 14. Çekirdek modelleri

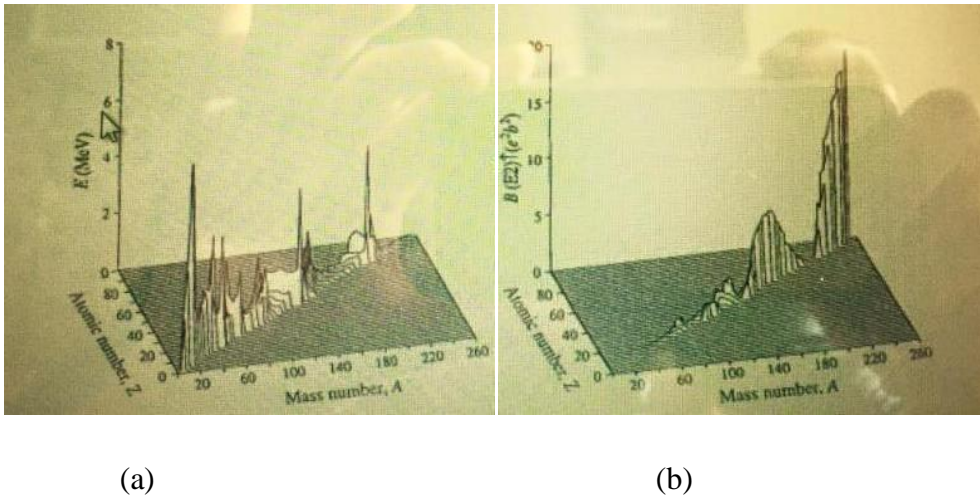
β deformasyon parametresi,

$$\beta = \frac{4}{3} = \sqrt{\frac{\pi}{5} \frac{\Delta R}{R_{ort}}} \quad (3.41)$$

olarak ifade edilir.

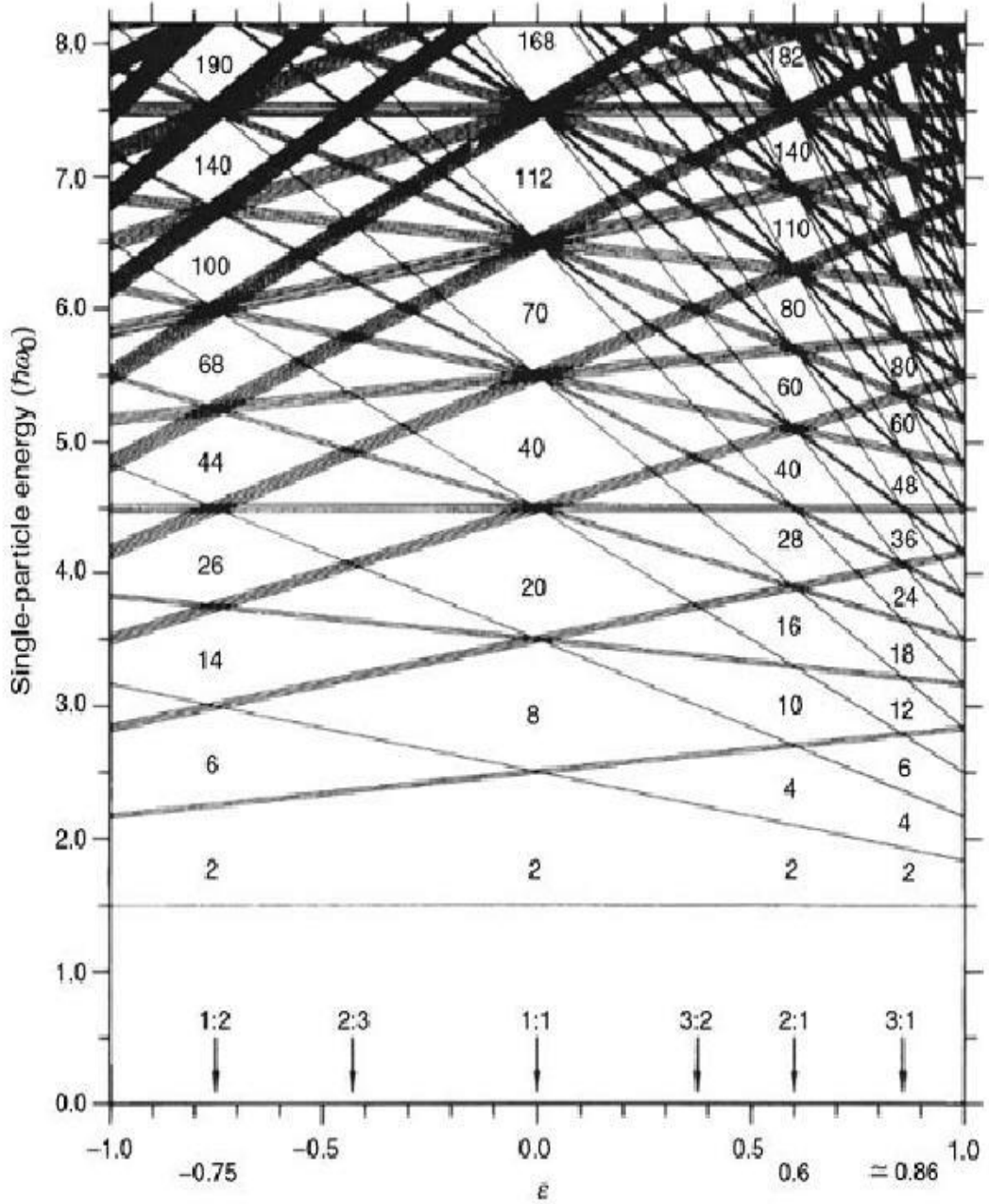
Formüldeki ΔR , elipsin büyük yarı-ekseni ile küçük yarı-ekseni arasındaki farktır. R_{ort} yine $R_0 A^{1/3}$ değerindedir. Ancak bunun tam doğru olduğunu söyleyemeyiz. $\beta > 0$ olduğu durumda çekirdek prolate (yayvan), $\beta < 0$ olduğu durumda ise oblate (kutupları yassılaştırmış) elipsoit olarak tanımlanır. Şekil 3. 14' de çekirdek modelleri verilmiştir.

Aşağıdaki şekilde de Şekil 3. 15a' da görüleceği üzere 2^+ ilk uyarılma enerjileri Şekil 3. 15b' de bu uyarılma enerjisine ait elektrik kuadropol geçiş olasılıkları görülmektedir.



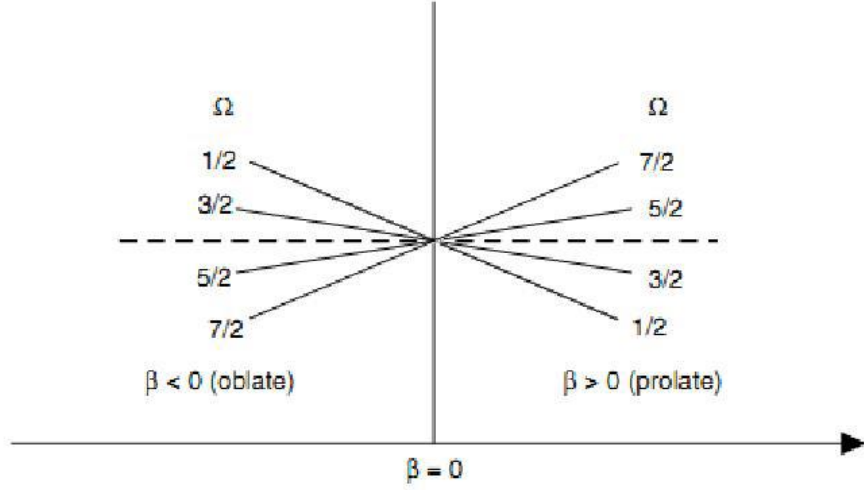
Şekil 3. 15. 2^+ ilk uyarılma enerjileri ve bu enerjilerine ait elektrik kuadropol geçiş olasılıkları

Deforme çekirdekler hakkında daha ayrıntılı bilgileri deforme bir nükleer potansiyel içinde hareket eden parçacıkların durumlarını tek tek inceleyerek elde edebiliriz. Deforme çekirdeklerin nükleer yapıları hakkında faydalı gözlemler deforme bir harmonik titreşen potansiyeli kullanılarak yapılabilir. Bu tür bir potansiyelin verdiği tek parçacık durumlarının enerjileri Şekil 3. 16' da potansiyelin deformasyonunun bir fonksiyonu olarak verilmektedir. Düzey aralarında ana titreşim kabuklarına karşılık gelen boşluklara küresel simetride rastlayabiliriz.



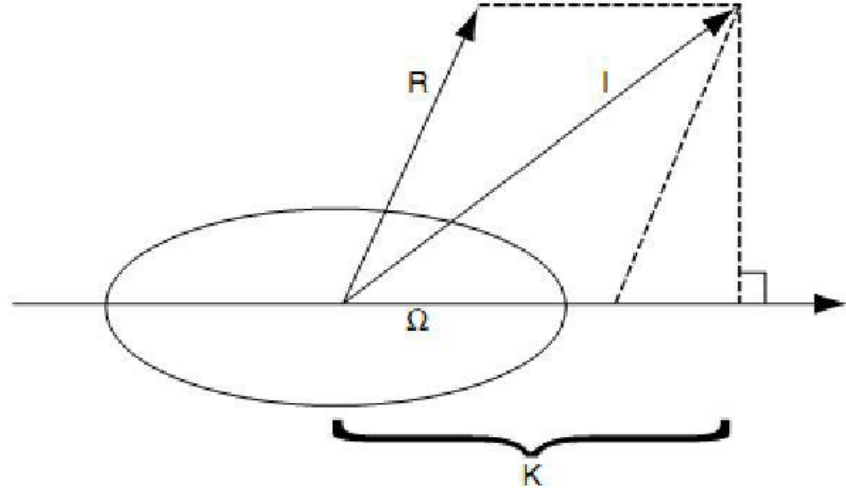
Şekil 3. 16. Deformasyonun potansiyeli

Deformasyon arttıkça, düzeyler enerjide hareket etmektedir ve çekirdeğin yarı-major ekseninin yarı-minör eksenine oranı basit bir tamsayı olduğu için yeni sihirli sayılar oluşur. Böylece eksen oranı 2:1 olan çekirdek kararlılık gösterir. Bu çekirdek Süper Deforme çekirdektir. Her küresel Kabuk Modeli durumu, örneğin $f = 7/2$, yeni bir kuantum sayısı Ω ile etkilenen $(2j+1)/2$ tane düzeye ayrılır. Prolat deformasyon için Ω en yüksek enerjide yer alır. Şekil 3. 17' de Oblate ve prolate için enerji değerleri



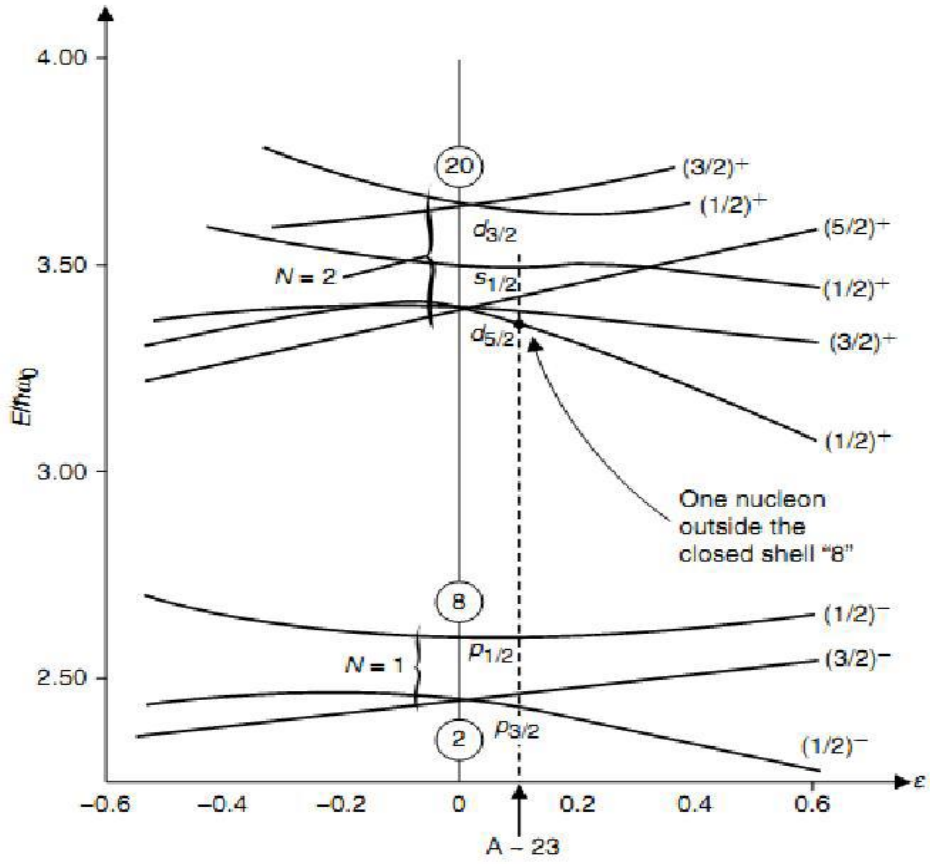
Şekil 3. 17. Oblate ve prolate için enerji değerleri

Tek A 'lı deforme çekirdeğin açısal momentumu (J) çiftlenmemiş ve en son kalan nükleonun açısal momentumu ile çekirdeğin kalanındaki nükleonların rotasyonel açısal momentumu R' nin vektörel toplamıdır. Toplam açısal momentumu ise J_2' nin nükleer simetri eksenindeki izdüşümü K ile ifade ederiz. R' nin doğrultusu simetri eksenine diktir ve $J=\Omega=K$ olur. Ancak bu aksenel simetrik çekirdekler içindir. Her Nilsson tek parçacık düzeyi bir rotasyonel bandın taban durumu olarak karşımıza çıkabilir. Bu tür bantların taban durumunu da $J=\Omega=K$ olarak ifade ederiz. Şekil 3. 18' de açısal momentumun nükleer simetri üzerindeki izdüşümü verilmiştir.



Şekil 3. 18. Açısal momentumun nükleer simetri üzerindeki izdüşümü

Nilsson Modeli tek A' lı deforme çekirdeklerin taban durumlarını ve düşük durumlarını öngörmeye oldukça iyi bir modeldir. Nilsson düzeylerinin enerjileri çekirdekdeki ilk 20 nükleon için deformasyon parametresi β^2 ' nin bir fonksiyonudur. Şekil 3. 19' da ilk 20 nükleonun enerji durumları gösterilmektedir.



Şekil 3. 19. İlk 20 nükleon için enerji durumları

19F, 19Ne, 21Ne, 23Na çekirdeklerini ele alalım. Basit Kabuk Modeli' ne göre, bu çekirdeklerdeki en son tek kalan nükleon d 5/2 düzeyindedir ve taban durum spin-paritesi $(5/2)^+$ olur. $(1/2)^+$ $(1/2)^+$ ve $(3/2)^+$ ' dir. Bunlar gözlemlediğimiz değerler. Bu çekirdeklerin 0.1 barn olan kuadropol momentlerine bakıldığında $\beta=0.2$ olduğu görülür. Bir önceki düzeyde dokuzuncu parçacığın $(1/2)^+$, onbirinci parçacığın ise $(3/2)^+$ olması beklenir.

3.5.3 Kollektif Model

Deforme olmuş çekirdeklerin spinlerini ve kuadropol momentlerini Deformasyon Modeli iyi açıklamaktadır. Ancak manyetik momentleri, alçak enerji değerlerine sahip uyarma spektrumlarını ve elektromanyetik geçiş olasılıklarını iyi açıklayamamaktadır. Bu açıdan, deformasyona uğramış çekirdeklerin nükleonlarının kollektif hareketlerini inceleyen Kollektif Model geliştirilmiştir. Bu modele göre, ortak eksen etrafında bütün nükleonlar dönerler bu hareketleri ile çekirdek spinine katkıda bulunurlar. Bu model için Hamilton operatörü,

$$H = H_{i\zeta} + H_{rot}$$

$$H_{rot} = \sum_{j=1}^3 \frac{\hbar^2}{2r} R_j^2 \quad (3.42)$$

($R_i=R_1, R_2$ ve R_3 açısal momentum operatörü)

Γ : Eylemsizlik momenti

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2r} I(I + 1) \quad (3.43)$$

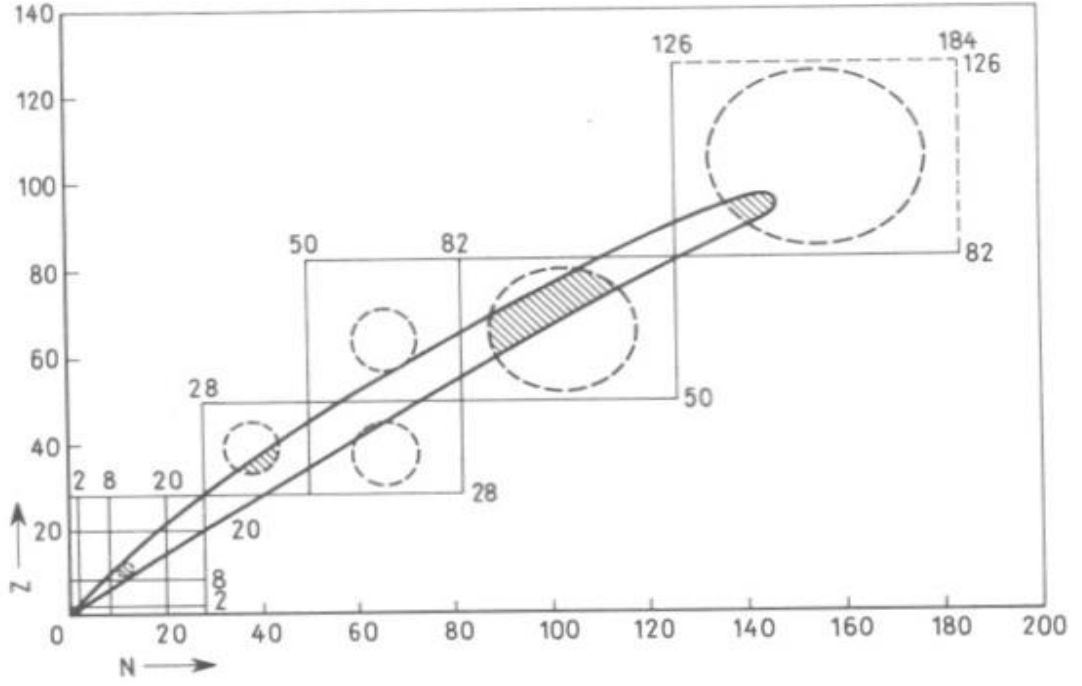
$I = 0, 2, 4, \dots$ (çift-çift çekirdeğin rotasyon enerjisi)

Kuvvetli deformasyona uğramış çekirdeklerin nükleonlarının kollektif hareketlerini incelemeye çalışan bu modele “Kollektif Model” denir.

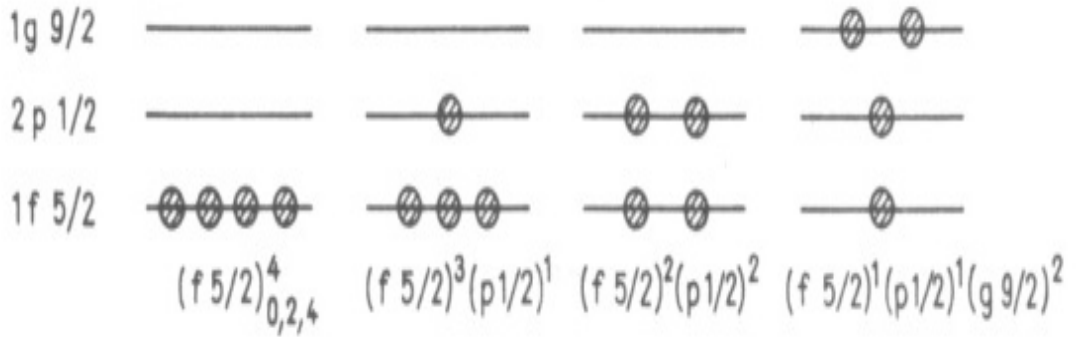
Döner halde bulunan cismin kinetik enerjisi,

$$E = \frac{1}{2} \Gamma \omega^2 \quad (3.44)$$

Γ ; dönme eksenine göre cismin eylemsizlik momentidir.



Şekil 3. 20. Kuvvetli deforme çekirdekler



Şekil 3. 21. Nükleonların seviyelere göre yerleşme olasılığı

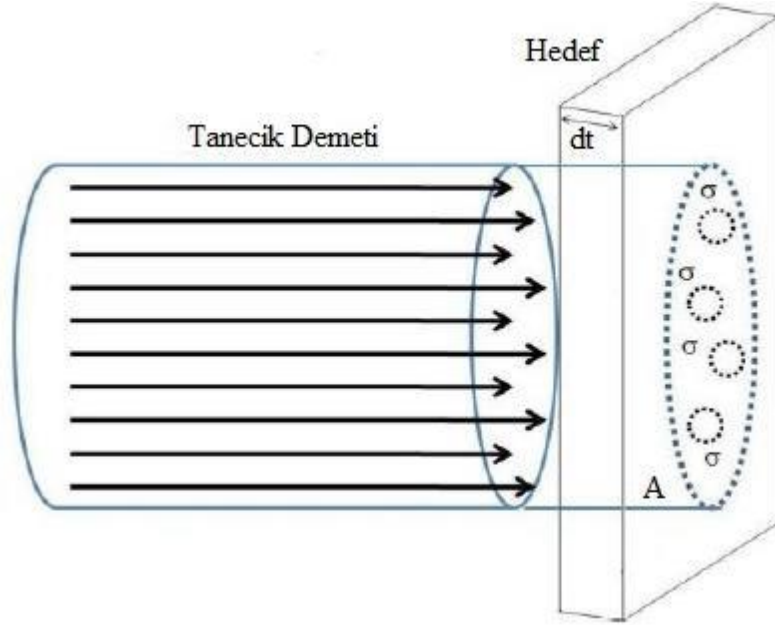
Şekil 3. 20' de yuvarlak içerisinde gösterilen çekirdekler $\tau \geq 1$ dk, rotasyon görülen bölgeler taranan bölgelerdir. Şekil 3. 21' de nükleonların yerleşme olasılıkları buldukları seviyelere göre gösterilmektedir.

4.BULGULAR VE TARTIŞMA

4.1. Tesir Kesiti

Tesir kesiti (σ), reaksiyon oluşumunun bağıl olasılığının bir ölçüsüdür. Genellikle uyarılma fonksiyonu olarak da adlandırılmaktadır. Nükleer reaksiyon modeline göre birbirlerine doğru gelen iki küre ancak birbirlerine değeri ise reaksiyon gerçekleşir. Bu reaksiyon olasılığı ise her iki kürenin yüzey alanları ile orantılıdır.

A yüzeyine ve dt kalınlığına sahip ince bir levha üzerine I şiddetiyle gelmekte olan bir parçacık hüzmesini ele alalım. Bir parçacık ince levhadan geçerken, bir çekirdek çok yaklaşmış ise bu çekirdek tarafından bu parçacığın bir miktar soğurulma veya saçılma ihtimali meydana gelir. Tesir kesitinin bir atomu kuşatan etkin alan olduğunu farzedelim. Öyle ki eğer gelen parçacık bu alana düşerse bir nükleer reaksiyon meydana gelecektir. Şekil 4. 1' de gelen demet ve tesir alanını gösteren reaksiyon geometrisi verilmiştir.



Şekil 4. 1. Gelen demet ve tesir alanını gösteren reaksiyon geometrisi

$$ndt = \text{birim yüzeye düşen çekirdek sayısı} \quad (4.1)$$

$$Andt = A \text{ alanındaki var olağan toplam çekirdek sayısı} \quad (4.2)$$

Bir nükleer reaksiyon için toplam etkin alan,

$$Andt = \text{toplam etkin alan}$$

Etkin alan kesri (f),

$$f = \frac{\sigma Andt}{A} = \sigma ndt \quad (4.3)$$

denkleminde “ $Andt$ ” toplam etkin alanı ifade etmektedir.

$$dI = -fI \quad (4.4)$$

burada gibi f 'nin ve σ (her bir çekirdek için var olağan etkin alan)'nin atomun geometrik büyüklükle pek ilgisinin olmadığını görülmektedir. σ , bir nükleer reaksiyonun meydana gelme olasılığıyla orantılıdır.

$$-dI / I = n\sigma dt \quad (4.5)$$

denklemin 4.5' in integrali alınır ise;

$$I = I_0 e^{-n\sigma t} \quad (4.6)$$

Hızmadaki N parçacık sayısı hızın şiddetiyle orantılıdır. O halde bağıntı parçacık sayısı cinsinden,

$$N = N_0 e^{-n\sigma t} \quad (4.7)$$

şeklinde yazılabilir. Burada N_0 ince levhaya gelen parçacıkların sayısı ve N de levhanın t kalınlığını geçen parçacıkların sayısıdır. Tesir kesiti genellikle σ ile gösterilir. Birimi ise barn (b) olarak alınır. $1b = 10^{-24} \text{ cm}^2$ değerinde ve daha küçük birimi milibarn'dır. $1 \text{ mb} = 10^{-3}b$

4.1.1. Tesir Kesit Hesaplamaları

Deforme olmuş bazı çekirdeklerin tesir kesitleri Tel ve ark. tarafından (n, p) , $(n, 2n)$ ve (n, α) reaksiyonları için geliştirilmiş asimetri bağımlı 14-15 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan formüller ile yapılan hesaplamalar;

Çizelge 4. 1. 14-15 MeV enerjili (n, p) reaksiyon tesir kesiti (mb) hesaplamaları

Yazar	Kütle numarası	$\sigma(n, p)$ Formülü
Tel ve ark.	Çift-Z, Çift-N	$\sigma(n, p) = 16,33(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{-26,17.S}$
	Çift-Z, Tek-N	$\sigma(n, p) = 9,71(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{-21,87.S}$
	Tek-Z, Çift-N	$\sigma(n, p) = 7,31(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{-20,21.S}$

Çizelge 4. 2. Deforme çekirdeklerin 14-15 MeV enerjili (n, p) reaksiyon tesir kesiti
(mb) hesaplamaları

Hedef Parçacıklar	N	Z	S=(N-Z)/A	σ (Tel Formülü) mb	σ (Deneysel) mb
$^{152}_{62}Sm$	Çift	Çift	0.18	5.7	5.82±1.45 (I.A. Reyhancan) 3.7±2 (R.G.Wille+)
$^{154}_{64}Gd$	Çift	Çift	0.17	8	16.5±2 (H.Weigel+)
$^{156}_{64}Gd$	Çift	Çift	0.18	5.9	5.6±5 (Junhua Luo+) 3.5±5 (H.Weigel+)
$^{157}_{64}Gd$	Tek	Çift	0.18	2.6	5.4±1.1 (S.M. Qaim) 4.2±2 (Junhua Luo+)
$^{156}_{66}Dy$	Çift	Çift	0.15	13	17.3±6 (N. Dyzsiuk)
$^{158}_{66}Dy$	Çift	Çift	0.16	9.8	7.6±4 (Junhua Luo+)
$^{160}_{66}Dy$	Çift	Çift	0.18	6	10.6±4.4 (N.Dyzsiuk) 7.2±8 (Jingkang Yang)
$^{165}_{67}Ho$	Çift	Tek	0.19	6.7	4.07±6.7 (T.B. Ryves)
$^{159}_{65}Tb$	Çift	Tek	0.18	8	6.98±58 (C.Konno+) 6.6±7 (A.Bari)
$^{168}_{68}Er$	Çift	Çift	0.19	5.02	
$^{235}_{92}U$	Tek	Çift	0.22	3.9	1.86±20 (B.E. Hawker)
$^{237}_{93}Np$	Çift	Tek	0.22	4.5	1.3±25 (R.F. Coleman)

Çizelge 4. 3. 14-15 MeV enerjili (n, 2n) reaksiyon tesir kesiti (mb) hesaplamaları

Yazar	Kütle numarası	$\sigma (n, 2n)$ Formülü
Tel ve ark.	Çift A	$\ln\sigma(n, 2n) = 7.15[(1 - 2,45e^{-31,62.s})]$
	Tek A	$\ln\sigma(n, 2n) = 7.65[(1 - 1,59e^{-23,06.s})]$

Çizelge 4. 4. Deforme çekirdeklerin 14-15 MeV enerjili (n, 2n) reaksiyon tesir kesiti
(mb) hesaplamaları

Hedef Parçacıklar	A	S=(N-Z)/Z	σ (Tel formülü) mb	σ (Deneysel) mb
$^{152}_{62}Sm$	Çift	0.18	1199	1840±143 (J.Frehaut+)
$^{154}_{64}Gd$	Çift	0.17	1177	2001±10 (Junhua Luo+) 750±393 (H.Weigel+)
$^{156}_{64}Gd$	Çift	0.18	1199	1730±143 (J.Frehaut+)
$^{157}_{64}Gd$	Tek	0.18	1748	1820±169 (J.Frehaut+)
$^{156}_{66}Dy$	Çift	0.15	1088	1736±96 (N.Dyzsiuk+) 1823±115 (X. Kong+)
$^{158}_{66}Dy$	Çift	0.16	1169	2044±108 (N.Dyzsiuk+) 2115±190 (A.Bari)
$^{160}_{66}Dy$	Çift	0.17	1186	2015±120 (W.Dilg)
$^{165}_{67}Ho$	Tek	0.19	1789	2042±303 (S.M Qaim) 1211±180 (A.Reggoug+)
$^{159}_{65}Tb$	Tek	0.18	1748	1913±60 (N.Dzysiuk+) 1937±82 (Y.Ikeda+)
$^{168}_{68}Er$	Çift	0.19	1195	690±110 (R.Prasad+)
$^{235}_{92}U$	Tek	0.22	1916	514±11.06(M.Kerveno+)
$^{237}_{93}Np$	Tek	0.61	2101	27±14 (E.A.Gromova+)

Çizelge 4. 5. 14-15 MeV enerjili (n, α) reaksiyon tesir kesiti (mb) hesaplamaları

Yazar	Kütle numarası	$\sigma (n, \alpha)$ Formülü
Tel ve ark.	Çift-Z, Çift-N	$\sigma(n, \alpha) = 14,43(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{-32.17.S}$
	Çift-Z, Tek-N	$\sigma(n, \alpha) = 19,41(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{-35.97.S}$
	Tek-Z, Çift-N	$\sigma(n, \alpha) = 17,93(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{-34.04.S}$

Çizelge 4. 6. Deforme çekirdeklerin 14-15 MeV enerjili (n, α) reaksiyon tesir kesiti
(mb) hesaplamaları

Hedef Parçacıklar	N	Z	S=(N-Z)/A	σ (Tel Formülü) mb	σ (Deneysel) mb
$^{152}_{62}Sm$	Çift	Çift	0.18	1.71	2.2 \pm 3(X.Kong+) 1.7 \pm 2 (A.Bari)
$^{154}_{64}Gd$	Çift	Çift	0.17	2.3	
$^{156}_{64}Gd$	Çift	Çift	0.18	1.7	3.2 \pm 5 (R.F.Coleman+)
$^{157}_{64}Gd$	Tek	Çift	0.18	1.2	
$^{156}_{66}Dy$	Çift	Çift	0.15	4.3	2 \pm 1 (Junhua Luo+)
$^{158}_{66}Dy$	Çift	Çift	0.16	2.9	
$^{160}_{66}Dy$	Çift	Çift	0.18	2.14	
$^{165}_{67}Ho$	Çift	Tek	0.19	6.7	1.2 \pm 4 (P.R.Prasad+)
$^{159}_{65}Tb$	Çift	Tek	0.18	1.46	2 \pm 1.8 (Junhua Luo+) 2 \pm 3 (A.O.Kadenko+)
$^{168}_{68}Er$	Çift	Çift	0.19	1.34	2.1 \pm 4 (N.Dzysiuk+)
$^{235}_{92}U$	Tek	Çift	0.22	0.39	
$^{237}_{93}Np$	Çift	Tek	0.22	0.012	

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Yapılan çalışmalar, bulunan yöntemler ve geliştirilen nükleer modeller, çekirdeklerin fiziksel özelliklerinin incelenmesinde oldukça yararlı olmuştur. Küresel simetriye sahip olmayan çekirdekler için geliştirilen Deforme Modeli bu çekirdeklerin hareketlerini inceleyerek bir açıklık getirmiştir. Ayrıca deneysel verilerin yorumlanmasında da yardımcı olmaktadır. Deforme çekirdeklerin tesir kesitlerini hesaplamak için geliştirilen formüller kullanılarak daha hassas sonuçlar elde edilmiştir. Bu formüller de çekirdeklerin atom numaraları ile kütle numaraları kullanıldığı için formüllerde atom numaraları ve kütle numaralarının önemli bir etken olduğu görülmektedir. Deforme çekirdeklerin tesir kesitleri Tel ve ark. tarafından (n, p) , $(n, 2n)$ ve (n, α) reaksiyonları için geliştirilmiş asimetri bağımlı 14-15 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan formüller ile hesaplanarak sonuçlar literatür sonuçlarıyla da karşılaştırılmıştır. Hesaplanan sonuçlar ile literatürdeki sonuçlar karşılaştırıldığında (n, p) ve $(n, 2n)$ için geliştirilen formüllerden elde edilen sonuçlar ile deneysel sonuçların oldukça iyi bir uyum içerisinde olduğu görülmüştür. Ancak (n, α) için çıkarılan sonuçların uyumunu değerlendirmek oldukça zor olmuştur. Çünkü literatürde deforme çekirdekler için (n, p) ve $(n, 2n)$ değerleri var iken (n, α) için bulunamayabilmektedir. Formüllerden elde edilen değerler ile deneysel değerler Çizelge (4. 2), Çizelge (4. 4), Çizelge (4. 6)' da belirtilmiştir.

Özetle ifade etmek gerekirse deforme çekirdeklerin tesir kesit hesaplamalarında deforme çekirdekler oldukça güzel örnekler teşkil ederken formüllerden elde edilen sonuçlar ile deneysel sonuçların iyi bir uyum içerisinde olması geliştirilen formüllerin ve yapılan hesaplamaların oldukça başarılı olduklarının göstergesidir.

KAYNAKLAR

Ait, T. S., The Systemstics Of (n, p) Cross Sections For 14 Mev Neutrons, Nucl. Phys, 13, 121-125, 1987.

Aytekin, H., Çekirdek Fiziği Ders Notları, Bülent Ecevit Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü.

Azman, G. A., Alfalarla Oluşturulan ve Alfa Yayımlanan Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitlerinin ve Uygulama Alanlarının Araştırılması, Doktora Tezi, Adana.

Badikov, S. A., Pashchenko A. B., International Atomic Energy, INDC (CCP) 325 Agency , 1991.

Beiser, A., Modern Fiziğin Kavramları, Akademe Yayıncılık, Ankara, 978, 975, 6885, 14, 7, 2008.

Belgaid, M., Asghar M., Appl. Radiat. Isot., 49, 1497 ,1998.

Bozkurt, A., Nükleer Yapı, Harran Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü, Şanlıurfa.

Bychkov, M., Manokhin, V. N., Pashchenko, A. B., Plyaskin V. I., Handbook Of Cross Sections For Neutron Induced Thresh old Reactions, Energoizdat, Moskova, 1982.

Chatterjee, S., Chatterjee, A., Nucl. Phys., A125, 593, 1969.

Experimental Nuclear Reaction Data, National Nuclear Data Center (NNDC) (CSISRS alias EXFOR).

Forrest, R. A., Kopecky, J., Fusion Engineeringand Design, 82, 73, 2007.

- Goyal, S. L., Gur, P., *Pramana*, 72, 2, 355, 2009.
- Höfstadter, R., *Electron Scattering and Nuclear Structure*, *Rev. Mod. Phys.*, 28, 214, 1956.
- Ikeda, Y., Konno, C., Nakamura, T., In *International Conference On Nucl. Data For Science And Technology*, May 30-June 3, Mito, P. 257, 1988.
- Kasugai, Y., Ikeda, Y., Yamamoto, H., Kawade, K., *Systematics For (n, p) Excitation Functions In The Neutron Energy Between 13.3 And 15.0 Mev* *Ann.*
- Krane, K. S. *Nükleer Fizik 2*, Palma Yayıncılık, Ankara, 2. Cilt, 9787477826, 2002.
- Krane, S. K., *Introductory Nuclear Physics*, Çeviri Editörü: Başar Şarer, *Nükleer Fizik I*. Cilt, Palme Yayıncılık, Ankara, 2001.
- Korovin, Y. A., Konobeyev, Y. A., *Nucl. Instr. Meth.*, B 103, 15, 1995.
- Kumabe, I., Fukuda, K. J., *Nucl. Sci. Tech.* 24 83, 1987.
- Levkovskii, V. N., *Cross Sections Of (n, p) And (n, a) Reactions At The Neutron Energy Of 14-15 Mev*, *Jadernaja Physica*, 18, 705-709, 1973.
- Reinhard, P. G., Cusson, R. Y., *Nucl. Phys. A*, 378, 418, 1982.
- Sadeghi, M., Enferadi, M., *Annals of Nuclear Energy*, 38, 4, 825-834, 2011.
- Skyrme, T. H. R., *Phil. Mag.* 1, 1043, 1956.
- Tanyel, B., *Nükleer Fizik*, Ege Üniversitesi Basımevi, İzmir, 975, 483, 148, 3, 1994.

- Tel, E., Şarer, B., Okuducu, Ş, Aydın. A., Tanır, G., A New Empirical Formula For 14-15 Mev Neutron-İnduced (n, p) Reaction Cross Sections. Journal of Physics G, Nuclear and Par-ticle Physics 29, 2169-2177, 2003.
- Tel, E., Okuducu, Ş, Aydın. A., Şarer, B., and Tanır, G., The Study of the (n, 2n) Reaction Cross-Sections for Neighbouring Deformed Nuclei in the Region of Rare-Earth Elements. Acta Physica Slovaca 54, 191-204, 2004.
- Tel, E. ve ark., Semi-empirical systematics of (n, 2n) ve (n, a) reactions cross, 2008a.
- Tel, E., Okuducu, Ş., Bölükdemir, M. H., Tanır, G., Int. J. Mod. Phys. E, 17, 3, 567, 2008b.
- Tel, E., Baldik, R., Aytakin, H., Aydın, A., Annals of Nuclear Energy 36,1333–1339, 2009.
- Tel, E., M. Şahan, Aydın A., Bölükdemir M., Şahan H., Uğur, F. A., Journal of Fusion Energy, 30, 1, 26, 2011.
- Tel, E., Ersoy, E., Sahan, M., Reşit, H., Aydın, A., Annals of NuclearEnergy, 58, 12–18, 2013.
- Vautherin, D., Brink, D. M., Phys. Rev. C, 5, 626, 1972.

ÖZGEÇMİŞ

1. Adı Soyadı : Selver BUYUN
2. Doğum Tarihi : 19.01.1988
3. Ünvanı : Öğretmen
4. Öğrenim Durumu : Yüksek Lisans

Derece	Bölüm	Üniversite	Bitirme Yılı
Lisans	Fizik	Mustafa Kemal Üniversitesi	2013
Yüksek Lisans	Fizik	Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi	2016

5.Makaleler ve Bildirimler :

TESNAT 2015 International Workshop on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology - Poster Sunumu