



**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜLERİ
ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI**



YÜKSEK LİSANS TEZİ

Mesut DÖNER

**ZR ÇEKİRDEĞİNİN NÜKLEER YAPI
ÖZELLİKLERİNİN İNCELEMESİ**

FİZİK ANABİLİM DALI

OSMANIYE – 2018

**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI**

**ZR ÇEKİRDEĞİNİN NÜKLEER YAPI
ÖZELLİKLERİNİN İNCELEMESİ**

Mesut DÖNER

**FİZİK
ANA BİLİM DALI**

**OSMANİYE
EYLÜL-2018**

TEZ ONAYI

Zr ÇEKİRDEĞİNİN NÜKLEER YAPI ÖZELLİKLERİNİN İNCELEMESİ

Mesut DÖNER tarafından Doç. Dr. Halide ŞAHAN 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: Doç. Dr. Halide ŞAHAN
Fizik Anabilim Dalı, OKÜ

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

Üye: Prof. Dr. Mustafa TOPAKSU
Fizik Anabilim Dalı, Çukurova Üniv.

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

Doç. Dr. Coşkun ÖZALP
Enstitü Müdürü, **Fen Bilimleri Enstitüsü**

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.

Mesut DÖNER



ÖZET

Zr ÇEKİRDEĞİNİN NÜKLEER YAPI ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Mesut DÖNER
Yüksek Lisans, Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Doç. Dr. Halide ŞAHAN

Eylül 2018, 76 sayfa

Bu çalışmada, Hartree-Fock metodu kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının nükleer nötron ve proton yoğunlukları (fm^{-3}), nötron, proton, yük ve kütle rms yarı çapları (fm), nötron kabuk kalınlıkları (fm), bağlanma enerjileri (MeV), tek ve çift nötron ayrılma (S_n , S_{2n}) enerjileri (MeV), nötron ve proton başlangıç eksiton sayıları ve nötron ve proton potansiyel enerjileri (MeV) araştırılmıştır. Hesaplamalar özellikle S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM ve SKM* Skyrme parametre setleri kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Literatürde Hartree-Fock metodunda kullanılan farklı Skyrme Hartree Fock (SHF) parametre setli yeterli çalışma bulunmadığından, SHF hesaplamalarından elde edilen bu sonuçların gelecekte nükleer çalışmaların gelişmesi için literature katkı sağlayacağını düşünmekteyiz.

Anahtar Kelimeler: Hartree - Fock, yoğunluk, kabuki kalınlığı, ayrılma enerjisi, bağlanma enerjisi, Zr izotopları, Skyrme .

ABSTRACT

INVESTIGATION OF NUCLEAR STRUCTURE FEATURES OF ZIRCONIUM NUCLEUS

Mesut DÖNER
M.Sc., Department of Physics
Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Halide ŞAHAN

September 2018, 76 pages

In this study, nuclear ground-state properties of Zirconium isotopes ($^{88-96}\text{Zr}$) such as the the nuclear neutron and proton densities (fm^{-3}), the rms radii of neutron, proton, charge and mass distributions (in fm), the neutron skin thickness (in fm), binding energies (in MeV), single and double neutron separation (S_n , S_{2n}) energies (in MeV), neutron and proton initial exciton numbers, neutron and proton potential energies (in MeV) are investigated by using Hartree - Fock method. The calculations have been performed by using Skyrme set parameters, especially S1,S2, S3, SKa, SKb, SKM, and SKM*set parameters. Since there is not enough information on different Skyrme Hartree Fock (SHF) parameterizations within Skyrme-Hartree-Fock method in the literature, we think that the results obtained from the SHF calculations will be significant contribute to the literature for developing nuclear studies in the future.

Key words: Hartree - Fock, density, skin thickness, separation energy, binding energy, Zr isotopes, Skyrme.



Çok kıymetli aileme...

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans tez konumun yürütölmesine ve belirlenmesine yüksek katkı sağlayan, çalışmalarında desteğini esirgemeyen, birikimi ve tecrübelerini benimle paylaşan Sayın Danışman Hocam Doç. Dr. Halide ŞAHAN'a ve bana tez aşamamda yardım ve destek veren Sayın Prof. Dr. Muhittin ŞAHAN'a ve Prof. Dr. Eyüp TEL'e sonsuz teşekkür ederim.

Ayrıca Yüksek Lisans tezimin bütün aşamalarında sabırla bana destek olan eşim Seda DÖNER ve biricik kızım Melis Erva Döner'e da çok teşekkür ediyorum.

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAYI	
TEZ BİLDİRİMİ	
ÖZET	i
ABSTRACT.....	ii
İTHAF SAYFASI.....	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
İÇİNDEKİLER.....	v
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
SİMGELER VE KISALTMALAR	xi
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	2
3. MALZEME VE YÖNTEM	5
3.1 Nükleer Reaksiyonlar	5
3.2 Nükleer Reaksiyon Türleri.....	5
3.2.1 Direk Reaksiyonlar.....	5
3.2.1.1 Elastik Saçılma.....	7
3.2.1.2 İnelastik Saçılma.....	8
3.2.2 Denge Reaksiyonları (Bileşik Çekirdek Reaksiyonları).....	9
3.2.3 Denge Öncesi Reaksiyonlar.....	9
3.3 Nükleer Yapı Modelleri.....	10
3.3.1 Sıvı Damla Modeli.....	11
3.3.2 Kabuk Model.....	12
3.3.3 Kollektif Model.....	14
3.4 Sihirli Sayılar.....	15
3.5 Tesir Kesit ve Türleri.....	15
3.6 Ortalama Serbest Yol.....	20
3.7 Reaksiyon Hızı.....	21
3.8 Diferansiyel Tesir Kesiti.....	23
3.9 Tesir Kesit Hesaplamaları.....	25
3.10 Hartree-Fock Yaklaşımı.....	25
3.11 Skyrme Etkileşmesi.....	27
3.12 Skyrme Kuvveti.....	31
3.13 Skyrme-Hartree-Fock Metodu.....	31

3.14 Skyrme Hartree-Fock Bogolyubov Metodu.....	33
3.15 Radyoaktivite.....	34
3.16 Radyoaktivite Bozunma Kanunları.....	34
3.17 Radyoaktif Bozunma Türleri.....	36
3.17.1 Alfa (α) Işıması.....	37
3.17.2 Beta (β) Işıması.....	37
3.17.3 Gama (γ) Işıması.....	38
3.17.4 Elektron.....	38
3.17.5 Nötronlar.....	39
3.18 X Işınları.....	39
3.19 Bremstrahlung (Frenleme) X Işını.....	40
3.20 Karakteristik X Işınları.....	40
3.21 Nükleer Reaksiyon Çeşitleri.....	41
3.21.1 Filyon.....	41
3.22.2 Füzyon.....	42
3.23 Çekirdek ve Özellikleri.....	43
3.23.1 Çekirdeğin Kütleli.....	43
3.23.2 Çekirdeğin Yarıçapı.....	44
3.23.3 Çekirdeğin Bağlanma Enerjisi.....	44
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	46
4.1 $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Proton ve Nötron Yoğunlukları.....	46
4.2 $^{88-96}\text{Zr}$ İçin rms Yarıçapları.....	53
4.2.1 $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Kütle rms Yarıçapları.....	53
4.2.2 $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Yük rms Yarıçapları.....	55
4.2.3 $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Proton rms Yarıçapları.....	56
4.2.4 $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Nötron rms Yarıçapları.....	58
4.3 $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Nötron Kabuk Kalınlığı.....	59
4.4 $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Bağlanma Enerjileri.....	61
4.5 $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Nötron Ayrılma Enerjileri.....	62
4.6 $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Nötron ve Proton Eksiton Sayıları.....	64
4.7 $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Nötron Potansiyel Enerjisi.....	66
4.8 $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Proton Potansiyel Enerjisi.....	67
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	69
KAYNAKLAR.....	72
ÖZGEÇMİŞ.....	76

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1.	Skyrme kuvvet paramereleri.....	30
Çizelge 3.2.	Değişik birimler cinsinden bazı durgunluk kütleleri.....	43
Çizelge 4.1.	Zr izotoplarının SKM* parametresine göre hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları (fm^{-3}) ve başlangıç eksiton sayıları.....	48
Çizelge 4.2.	Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının kütle rms yarıçapları (fm).....	54
Çizelge 4.3.	Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının yük rms yarıçapları (fm).....	55
Çizelge 4.4.	Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının proton rms yarıçapları (fm).....	57
Çizelge 4.5.	Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının nötron rms yarıçapları (fm).....	58
Çizelge 4.6.	$^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının Skyrme HF parametrelerine göre nötron kabuk kalınlığı (Δr_{pn} ; fm).....	60
Çizelge 4.7.	Skyrme HF parametreleri kullanılarak Zr izotoplarının bağlanma enerjileri (E/A, MeV).....	61
Çizelge 4.8.	Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının bir nötron (S_n) ayrılma enerjileri (MeV).....	63
Çizelge 4.9.	Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının iki nötron (S_{2n}) ayrılma enerjileri (MeV).....	63

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1.	Çekirdek yüzeyinde meydana gelen doğrudan reaksiyonların geometrisi.....	6
Şekil 3.2.	Esnek saçılma.....	7
Şekil 3.3.	İnelastik saçılma.....	8
Şekil 3.4.	Kare kuyu potansiyel şekli.....	13
Şekil 3.5.	Atomik yarıçapı.....	15
Şekil 3.6.	İyonlaşma enerjisi.....	15
Şekil 3.7.	İnce metal tabaka üzerine gelen parçacıklar demeti.....	16
Şekil 3.8.	$d\Omega$ katı açısının hesap elemanları.....	23
Şekil 3.9.	Tek parçacık seviyeleri arasında parçacıkların dağılımı.....	34
Şekil 3.10.	İyonlaştırıcı radyasyonun giricilikleri.....	39
Şekil 3.11.	Fotoelektrik olay.....	41
Şekil 3.12.	Nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarası ile değişimi.....	42
Şekil 3.13.	Nükleon başına bağlanma enerjisi.....	45
Şekil 4.1.	Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{88}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları.....	49
Şekil 4.2.	Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{89}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları.....	49
Şekil 4.3.	Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{90}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları.....	50
Şekil 4.4.	Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{91}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları.....	50
Şekil 4.5.	Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{92}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları.....	51

Şekil 4.6.	Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{93}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları.....	51
Şekil 4.7.	Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{94}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluklar.....	52
Şekil 4.8.	Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{95}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları.....	52
Şekil 4.9.	Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{96}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları.....	53
Şekil 4.10.	Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının nötron sayılarının bir fonksiyonu olarak kütle rms yarıçapları (fm).....	54
Şekil 4.11.	Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının nötron sayılarının bir fonksiyonu olarak yük rms yarıçapları (fm).....	56
Şekil 4.12.	Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının nötron sayılarının bir fonksiyonu olarak proton rms yarıçapları (fm).....	57
Şekil 4.13.	Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının nötron sayılarının bir fonksiyonu olarak nötron rms yarıçapları (fm).....	59
Şekil 4.14.	Zr izotoplarının Skyrme HF parametrelerine göre nötron sayılarının bir fonksiyonu olarak nötron kabuk kalınlığı (Δr_{pn} ; fm).....	60
Şekil 4.15.	Skyrme HF parametreleri kullanılarak Zr izotoplarının nötron sayılarının bir fonksiyonu olarak bağlanma enerjileri (E/A, MeV).....	62

Şekil 4.16.	Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının nötron sayılarının bir fonksiyonu olarak S_n ve S_{2n} ayrılma enerjileri (MeV).....	64
Şekil 4.17.	$^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarının yarıçapa bağlı değişimi.....	66
Şekil 4.18.	SKM* Skyrme Hartree Fock (SHF) parametresi kullanılarak yarı çapın fonksiyonu olarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının nötron potansiyel enerjilerinin (MeV) değişimi.....	67
Şekil 4.19.	SKM* Skyrme Hartree Fock (SHF) parametresi kullanılarak yarı çapın fonksiyonu olarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının proton potansiyel enerjilerinin (MeV) değişimi.....	67

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmamızda kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmaları açıklamaları ile beraber aşağıdadır.

Simgeler	Açıklama
A	Çekirdek kütle numarası
A _k	Atomik kütle birimi
ADS	Accelerator Driven System
b	Barn
d	Döteron
dN	Çekirdeklerin toplam sayısı
dI	Parçacık şiddeti değişimi
E _{HF}	Hartree-Fock enerjisi
E _{Skyrme}	Skyrme kuvvetinin enerji fonksiyonu
E _{Coulomb}	Coulomb etkileşme enerjisi
E _{çift}	İki nükleonun çiftlenme etkileşme enerjisi
E _{km}	Kütle merkezi için düzeltme terimi
E _f	Fermi seviyesinin
E _n	Tek parçacık enerjisi
f	Etkin alan kesri
fm	Fermi
GeV	Giga Elektron Volt
HF	HARTREE-FOCK
H-FP	HARTREE-FOCK Programı
I	Tabakaya gelen parçacık şiddeti
MeV	Mega Elektron Volt
N	Çekirdekdeki nötron sayısı
ndx	Birim yüzey başına düşen çekirdek sayısı
n	Nötron
N ₀	Metal tabakaya gelen parçacık sayısı
p	Proton

Ppm	Parts per million
R	Çekirdek yarıçapı
rms	Kare ortalamasının karakökü
<i>R.R.</i>	Reaksiyon hızı ifadesi
S	Asimetri parametresi
SKa,SKb,SKM,SKM*, S1,S2,S3	Skyrme etkileşim parametreleri
$T_{1/2}$	Yarı ömür
$t_0, t_1, t_2, x_0, x_1, x_2$	Etkileşim parametreleri
Z	Çekirdekdeki proton sayısı
Zr	Zirkonyum
α	Alfa
β	Beta
γ	Gama
σ_n	Mikroskobik tesir kesiti
$\sigma(\theta)$	Diferansiyel tesir kesiti
Σ	Makroskobik tesir kesiti
$d\Omega$	Katı açısı
π	Pi
σ_T	Reaksiyon için toplam etkin alan
\bar{x}	Ortalama serbest yol ifadesi
Σ_a	Makroskobik soğurma tesir kesiti
Φ	Birim zamanda geçen parçacık sayısı
ϕ	Dalga fonksiyonu
ϕ_i	Tek parçacık dalga fonksiyonu
$\rho^{(0)}$	Dalga fonksiyonun yoğunluğu
$U^{(0)}(\rho)$	Dalga fonksiyonun potansiyeli enerjisi
P_σ	Spin değiş tokuş operatörü
$\bar{\sigma}_i$ ve $\bar{\sigma}_j$	Pauli spin matrisleri
σ	Spin
ρ_q	Nükleon yoğunlukları

τ_q	Spin kinetik enerji
\vec{J}_q	Spin-yörünge yoğunlukları
Q	Bir çekirdeğin bozunma enerjisi
$\sigma_{\text{etkileşim}}$	Etkilesme tesir kesiti
σ_R	Reaksiyon tesir kesiti



1. GİRİŞ

Becquerel, atomda çekirdek olduğunu gösteren zayıf izleri 1896 yılında keşfetti. Nükleer fizik çalışmaları, bilim insanları için uzun yıllar merak konusu oldu. Şimdi nükleer fizik, kimya, biyoloji, arkeoloji, jeoloji, mühendislik, astrofizik ve kozmoloji gibi pek çok bilim dalı ile iç içe olup modern dünyamıza önemli ölçüde girmiştir. Ancak, elektromanyetizma ile aydınlanan atom fiziğinin aksine, çekirdek yapısını ve nükleer davranışı tam olarak açıklayabilen teorik bir ifade mevcut değildir [1].

Nükleer fizik alanında yapılan çalışmalar sonucu Dünya'daki enerji talebini karşılamak için çok çeşitli yöntemler geliştirilmektedir. Füzyon, enerji kaynağı olarak çekici ve pratikte sonsuz yakıt kaynağına sahiptir. Füzyon araştırmalarının temel amacı, enerji üretme sistemini işletmek ve oluşturmaktır. Aynı zamanda, füzyon araştırmaları, füzyon reaktörlerinde kullanılan füzyon yapısal materyallerini de içerir. Bu materyaller füzyon reaktörlerinin gelişimi için çok önemlidir. Böylece, füzyon yapısal materyallerinin geniş bir oranı füzyon enerji uygulamaları için incelenmektedir. Füzyon güç sistemlerini ve nükleer özellikleri anlamak için yapısal materyallerin performansı çok önemlidir. Skyrme kuvvetleri ile etkin etkileşimli Hartree-Fock Modeli çekirdeğin özelliklerini araştırmak için geniş olarak kullanılır [2]. Bu metod, mikroskobik ölçekte, kuantum mekaniksel metodlar aracılığıyla çekirdeğin pek çok özelliğinin hesaplanması olasılığına olanak sağlar [3,4].

Bu tez kapsamında yapılacak araştırmalar sayesinde, Zr gibi önemli bir yapısal füzyon materyalinin taban durum özelliklerinin anlaşılması sağlanarak, bu alanda çalışan tüm fizikçilere ve nükleer enerji mühendislerine de kaynak olması amaçlanmaktadır. Skyrme etkileşimli Hartree-Fock metodu, çekirdeğin özelliklerini araştırmak için geniş bir şekilde kullanılan çok elverişli bir yöntemdir. Bu yöntemi kullanarak, yapısal materyalleri incelemek, füzyon reaktörleri ve daha pek çok alan için çok önemlidir [5]. Bu yüzden, bu çalışmada, önemli yapısal materyallerden biri olan Zr çekirdeğinin taban durum özelliklerinin hesaplanması ve hesaplanan bu sonuçların yorumlanması bu alana büyük katkı sağlayacaktır.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Tel ve arkadaşlarının yaptığı bu çalışmada yük, nötron, proton yoğunluk yarıçaplarının kare ortalamasının karekökleri (rms yük, rms nötron, rms proton yarıçapları), nötron ve proton yoğunlukları, nötron deri kalınlığı ve parçacık başına toplam bağlanma enerjisi, Skyrme kuvvetleri ile Hartree-Fock yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır. Krom (Cr), bakır (Cu) ve berilyum (Be) izotopları için elde edilen sonuçlar deneyle karşılaştırmışlardır. Bu hesaplamalara ek olarak, ^{52}Cr izotopunun başlangıçtaki nötron ve proton eksiton sayıları da hesaplanmıştır. Bu eksiton sayıları, ^{52}Cr izotopunda (p,xn) reaksiyonları için kullanılabilirdiğini göstermişlerdir [6].

Hızlı nötronların ana uygulama alanları, fisyon enerji üretimi için hızlandırıcı sürücü sistemler (ADS) ve füzyon-fisyon (hibrit) reaktör sistemleridir. Bu reaktör sistemlerinde toryum (Th) ve uranyum (U) nükleer yakıtlar olup kurşun (Pb), bizmut (Bi) ve tungsten (W), ADS reaktör sistemlerinde hedef çekirdeklerdir. Skyrme kuvvetleri ile etkin bir etkileşimli Hartree-Fock (H – F) yöntemi, bağlanma enerjisi, yük, kütle yarıçaplarının kare ortalamasının karekökü (rms yük, rms kütle yarıçapı), nötron yoğunluğu, proton yoğunluğu, elektromanyetik multipol momentler gibi çekirdeklerin özelliklerini incelemek için yaygın olarak kullanılmaktadır. Tel ve arkadaşlarının yaptığı bu çalışmada, Skyrme etkileşimli H-F yöntemi kullanılarak RMS yük yarıçapı, RMS kütle yarıçapı, nötron yoğunluk ve proton yoğunluğu ^{232}Th , ^{238}U , ^{207}Pb , ^{209}Bi ve ^{184}W izotopları için hesaplanmıştır. Yük yarıçapı hesaplama sonuçları deneysel verilerle kıyaslanmıştır. Elde edilen rms yük yarıçapı, nötron yoğunluğu, proton yoğunluğu sonuçları ADS ve hibrit reaktör sistemleri için tartışılmıştır [3].

Brown bu çalışmasında, yeni bir Skyrme parametre setini, normal ve egzotik küresel çekirdeklerin her ikisinin tek parçacık enerjileri, rms yük yarıçapı ve bağlanma enerjisinin fit edilmesinden elde edilmiştir. Nükleer madde ve nötron madde özellikleri nükleer verilerden iyi belirlenemeyen parametreler üzerine kısıtlama koymak için kullanılır. Nolen – Schiffer anomalisi ve spin-yörünge etkileşimli ile ilgili özel problemleri tartışılmıştır [7].

Tel ve arkadaşlarının yaptığı bu çalışmada, proton ve nötron yoğunlukları, yük yoğunlukları, rms nükleer yük yarıçapı, rms nükleer kütle yarıçapı, rms nükleer proton, nötron yarıçapı ve nötron deri kalınlığı SI, SIII, SIV, SKM ve SKM* , T3 parametrelili etki nükleon-nükleon Skyrme etkileşimli Hartree-Fock yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır. B(Bor)'un nötron zengin izotopları için bu nükleer özellikler sunulmuştur. Hesaplanan sonuçlar diğer araştırmacıların deneysel ve teorik değerleri ile kıyaslanmıştır [8].

Tel ve arkadaşları (2011) tarafından yapılan bu çalışmada, etkin Skyrme kuvvet parametrelili Hartree- Fock yaklaşımı kullanılarak, yük yoğunluk yarı çapının kare ortalamasının karekökü, kütle yoğunluk yarıçapının kare ortalamasının karekökü, proton yoğunluk yarıçapının kare ortalamasının karekökü, nötron yoğunluk yarıçapının kare ortalamasının karekökü, nötron yüzey kalınlığı, nötron ve proton yoğunlukları, ^{8-18}Be çekirdeği için hesaplanıp elde edilen sonuçlar, deneysel ve Hartree- Fock metodunu kullanarak yapılmış diğer teorik sonuçlar ile kıyaslanmıştır [9].

2004 yılında Angeli tarafından yapılan çalışmada, 799 taban durum nükleer yük yarıçapı seti verilir. Yük yoğunluk yarıçapının kare ortalamasının karekökü, atomik çekirdeğin temel özelliğidir. Burada, yük yoğunluk yarıçapının kare ortalamasının karekökünün kütle numarasına bağımlılığındaki ince yapı incelenmiştir [10].

1972'de, Vautherin ve Brink tarafından yapılan çalışmada, Skyrme yoğunluk-bağımlılı etkin nucleon- nucleon etkileşmesi kullanılarak küresel çekirdek için Hartree- Fock hesaplamaları sistematik olarak tartışılır. Skyrme etkileşimi tanımlanır ve küresel çekirdeğin ortalama enerjisi için genel formül elde edilir. Hartree- Fock denklemleri elde edilir. Vautherin ve Brink tarafından Skyrme etkileşmesinin uygulamaya konulmasından bu yana, bu model, nükleer Hartree- Fock hesaplamaları için çok iyi derecede başarılı ve faydalı olduğunu kanıtlamıştır [2].

SKb, SGI, SKM, SKx, MSK7 ve SLy4 Skyrme parametrelili Skyrme-Hartree-Fock(SHF) ile taban durum yük, proton ve madde yoğunlukları ve onların rms yarıçapları bazı Te izotopları için çalışılmıştır. Aynı zamanda, nötron deri kalınlığı,

elastik yük form faktörü ve nükleon başına bağlanma enerjisi aynı çerçevede hesaplanmıştır. Hesaplanan sonuçlar, mevcut deneysel verilerle kıyaslanmıştır [11].

Bu çalışmada, Zr izotoplarının taban durum nükleer yapısı, SKM*, S1, S3, SKM ve SKx Skryme parametreleri kullanılarak Skryme Hatre Fock çatısı içinde incelenmiştir. Yük, proton, nötron ve kütle yoğunlukları bunlara bağlı olarak rms yarıçapları, nötron deri kalınlığı, nükleer bağlanma enerjileri ve yük form faktörleri hesaplanmıştır [12].



3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. Nükleer Reaksiyonlar

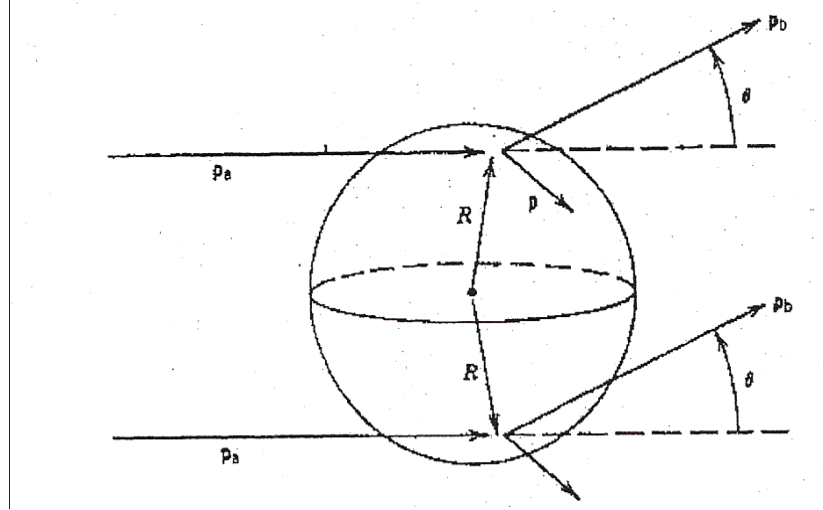
Hızlandırıcı, reaktör gibi radyoaktif kaynaktan çıkan, enerji taşıyan parçacıklar, hedef çekirdek üzerine düşürülürse aralarında nükleer reaksiyon oluşabilir. Nükleer reaksiyonlar içerisinde; nükleon başına 10 MeV veya daha düşük enerji mertebesindeki düşük enerji bölgesinin özellikleri taşıyan reaksiyon tipleri, mezon üretiminin olduğu, proton ve nötronların birbirine dönüştüğü, 100 MeV ile -1 GeV enerji aralığındaki orta enerji bölgesinin özelliklerini taşıyan reaksiyon tipleri, sihirli parçacıkların tüm çeşitlerinin üretildiği, nükleonları oluşturan kuarkların yeniden düzenlendiği, yüksek enerji bölgesinin özelliklerini taşıyan reaksiyon tipleri vardır [13].

3.2. Nükleer Reaksiyon Türleri

Nükleer reaksiyonlar direk reaksiyonlar, elastik reaksiyonlar, denge reaksiyonları (bileşik çekirdek reaksiyonlar), denge öncesi reaksiyonlar olarak sıralayabiliriz [13].

3.2.1. Direk Reaksiyonlar

Doğrudan reaksiyonlar olarak da bilinen direk reaksiyonlarda gelen parçacık ilk olarak çekirdek yüzeyinde bulunan nükleonlar ile etkileşmektedir. Enerjisi artarak gelen parçacık çekirdeğin içinde bulunan nükleonlarla da etkileşmeye başlar. Şekil 3.1'de ise bu etkileşim görülmektedir.



Şekil 3.1. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen doğrudan reaksiyonların geometrisi.

Bu reaksiyonlar çekirdeğin kabuk yapısının araştırılmasına ve ürün olarak çıkan birçok uyarılmış duruma ulaşmakta çok fazla katkı sağlamaktadır.

Direk reaksiyonlar ile bileşik çekirdek reaksiyonları arasındaki farklar;

- Hedef çekirdek üzerine gelen parçacığın enerjisinin artması halinde direk reaksiyonların oluşması meydana gelebilir..
- Direk reaksiyonlar 10^{-22} saniye, bileşik çekirdek reaksiyonların ise 10^{-16} - 10^{-18} saniye arasında meydana gelmesi.
- Direk reaksiyonlarda, giden parçacıkların açısal dağılımları daha keskin pikler oluşturmaktadır [13].

Direk reaksiyonlar aşağıdaki özelliklere sahiptir:

- Yüksek enerjilerde meydana gelirler.
- Reaksiyon oluşma esnasında hedef çekirdek ile mermi etkileşerek kuvvetli bir şekilde absorpsiyon meydana getirirler.
- Bu etkileşim genel olarak yüzeyde olup değerlik nükleonları arasında gerçekleşir.
- Tesir kesitleri bileşik çekirdek reaksiyonlarınıninkine göre daha düşüktür.

- Gelen parçacığın enerjisine göre bileşik çekirdek reaksiyonumu yoksa direk reaksiyonu belirlenir.
- 20 MeV'lik bir nükleonun dalga boyu 1 fm civarında olup direk reaksiyon, meydana gelmesi ihtimali daha yüksektir [14,15].

3.2.1.1. Elastik Saçılma

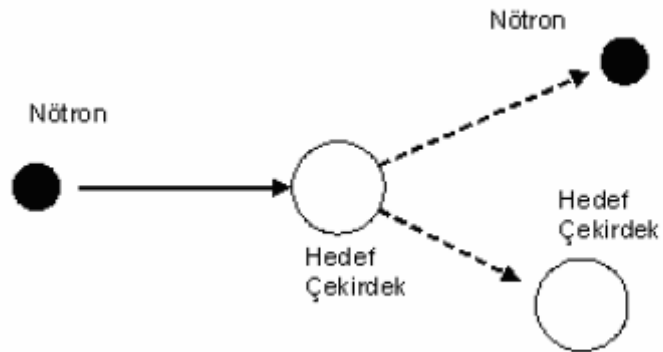
Elastik reaksiyonlarda giren ve çıkan parçacıklar hiçbir şekilde değişikliğe uğramamaktadır. Bu reaksiyonlarda kinetik enerjilerinin korunduğu yani Q değerinin sıfır olduğu reaksiyonlardır. Bu nedenle tipik bir reaksiyon olan;

$$a + X = Y + b \quad (3.1)$$

Burada a Hızlandırılmış parçacık, X hedef çekirdek, Y ve b ise reaksiyonlarda oluşan ürün. Bu durumda,

$$a + X = Y + a \quad (3.2)$$

şeklinde yazılır. Bu tür saçılmalarda hedef çekirdeğin enerji durumu değişmediğinden gelen parçacık, hedef çekirdekle etkileşmeye bağlı olarak, geliş doğrultusundan saparak saçılırlar [16].

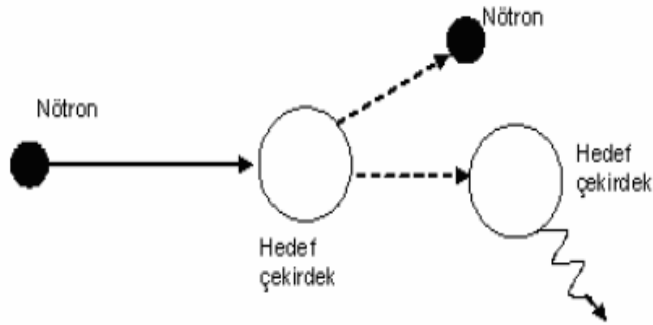


Şekil 3.2. Esnek saçılma.

3.2.1.2. İnelastik Saçılma

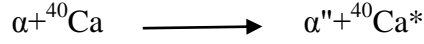
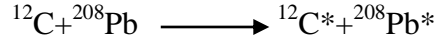
İnelastik reaksiyonlarda kinetik enerji (E_k) korunmamaktadır. Elastik reaksiyonlardan farklı olarak çekirdek uyarılmış halde bırakılır. Uyarılmış halde bırakılan çekirdek nükleer reaksiyon sürecinde "*" şeklinde gösterilmektedir. Bu şekildeki çekirdekler radyasyon yayarak, α, β, γ gibi, bozunma gerçekleştirir. Hedef durumda bulunan çekirdeğin üzerine gelen nötronların uyarılması için belirli bir seviyede enerji değerine sahip olması gerekir. Bu değer ise 1 MeV ve üzerinde olmalıdır. Bu enerji değerine ise eşik enerjisi denir. Eşik enerjisi altında gerçekleşen reaksiyonlar ise inelastik saçılma olmayıp elastik saçılma olmaktadır [17].

Eğer gelen parçacık Coulomb bariyerini aşıp geçebilecek kadar güçlü enerjide ise hedef çekirdek veya hem hedef çekirdek hem de gelen parçacık uyarılabilir. Örneklendirecek olursak $A(a,a)A^*$ veya $A(a,a^*)A^*$ dır. Burada a 'nın kompleks bir çekirdek olduğunu düşünebiliriz. Bu saçılmada Q sıfırdan farklı olup $Q = -E$, yani uyarılma durumunun enerjisi değerindedir. Başka bir şekilde ifade edecek olursak gelen parçacığın enerjisinin bir kısmı hedef çekirdeğin uyarılmış durumlarına gitmiştir (Şekil 3.3).



Şekil 3.3. İnelastik saçılma.

İnelastik saçılma durumuna örnek olarak



formülleri verilebilir [18].

3.2.2. Denge Reaksiyonları (Bileşik Çekirdek Reaksiyonları)

Bileşik çekirdek reaksiyonları olarak bilinen denge reaksiyonlarında gelen parçacığın hedef durumundaki çekirdeğin içerisine girmesi ve etkileşmesi sonucunda uyarılmış halde olan çekirdeğin radyasyon ya da parçacık yayılması sonrasında sonlanan reaksiyon türleridir. Bu reaksiyonlarda çekirdeği uyarmak için gelen parçacık çekirdeğin içerisine girerek burada bulunan nükleonlarla etkileşim içerisine girmekte ve başlangıç durumundaki enerji değerine göre enerjisinde azalma göstermektedir. Reaksiyonda bulunan uyarıcı durumdaki parçacık enerjisini kaybetmekte ve hedef çekirdeğin uyarılmasına neden olmaktadır. Uyarılmış durumda bulunan çekirdek ise taban durumuna dönebilmek için radyasyon yayınlar. Bu yayınlama sonucunda hedef olan çekirdek taban durumuna dönmektedir. Bu durum ise bileşik çekirdek reaksiyonların son aşaması olmaktadır. Aynı zamanda hedef çekirdek ile uyarıcı parçacık arasında gerçekleşen bu etkileşim sırasında 10^{-16} saniyelik bir ara durum beklenmekte ve tahmin edilmektedir. Bu reaksiyonlarda uyarıcı parçacık ve hedef durumdaki çekirdek arasında bileşik çekirdek oluşma ihtimali bulunmakta olup bu durum için parçacık, çekirdek tarafından soğurulması sonrasında veya çekirdek tarafından yayınlanacak olan parçacıklardan önce oluşur [17].

3.2.3. Denge Öncesi Reaksiyonlar

İki nükleer sistemin çarpışarak bir bileşik sistem oluşturmasıyla ve bu sistemin bir termal veya istatistik dengeye ulaşması arasında geçen süre içerisinde parçacıklar yayınlanır. Bu durum, özellikle yayınlanan parçacık spektrumunun yüksek enerji kısmında oldukça önemlidir.

Aşağıdaki modeller denge öncesi reaksiyonları inceleyen modellerdir.

- Hybrid Modeli
- Geometri Bağımlı Hybrid Modeli
- Cascade Exciton Modeli
- Full Exciton Modeli

Bu modellerden Hybrid Modeli, Full Exciton Modeli, Geometri Bağımlı Hybrid Modeli orta enerjili denge öncesi reaksiyon hesaplamaları yapılırken Cascade Exciton Modeli ise yüksek enerji mertebelerine kadar hesaplama yapılabilir. Yayınlanan parçacıkların enerji spektrumları ve tesir kesitleri bu modellere dayanarak hesaplanabilmektedir. Bu sayede bu model hesaplamalarıyla deneylerden önce, sonuçlar hakkında bilgi edinmekteyiz [19].

3.3. Nükleer Yapı Modelleri

Çekirdeği anlamak için çekirdeğin içerisinde bulunan nükleonların hareketlerini ve nükleer kuvvetlerin davranış şekillerini bilmemiz gerekmektedir. Protonlar, nötronlar, elektronlar ve atomların elektrodinamik ve kuantum mekanik kanunlarına nasıl uyduklarını bilmekteyiz. Çekirdeği bir arada tutan Coulomb kuvvetinin özellikleri çok iyi bilinmektedir. Elektron ve çekirdek arasındaki Coulomb etkileşimi hareketi için çok önemli olan bu kuvvet bazı problemleri rahatlıkla çözebilmemize yardımcı olur. Fakat hakkında çok şey bildiğimiz çekirdeğin en etkin etkileşim kuvveti olan çekirdek kuvvetini Coulomb kuvveti gibi kapalı bir form yazamamaktayız. Bu da karşımıza çıkacak bazı problemleri aşamamamıza neden olmaktadır. Çekirdek içerisinde birçok nükleonların karşılıklı olarak etkileşimleri çekirdeği bir arada kalmasını sağlamaktadır. Ancak burada, iki cisim Coulomb problemi gibi (elektron ve atom çekirdeği arasında) bir çözüme ulaşmak mümkün olamamaktadır. Bir ihtimal, istatistiksel yaklaşımla bunun yapılabileceğidir ama bu metod için de yeterince nükleon sayısının olmaması gibi bir sorunla karşılaşmaktadır. Bu problemler çekirdek üzerine birçok çalışma yapılmasına neden olmuştur. Çekirdek içinde birçok birbirinden bağımsız olarak etkileşim içinde olan

bir çok parçacıklardan sadece bir kaç parçacık istatistiksel metotlara uymaktadır. Bunlara dayanarak farklı çekirdek modelleri çekirdek içindeki nükleonların hareketlerini ve çekirdek yapılarını tanımlayarak bilgi verir. Teorik çalışmaların gelişmesiyle kapasitesi büyük olan bilgisayar teknolojileri kullanmakla mikroskobik çekirdek model hesaplamaları çekirdek hakkında geliştirilmektedir. Nükleon-nükleon etkileşimlerinden çekirdek özellikleri gözlenebilmektedir ve ilave olarak üç cisim etkileşimleri de hesaba alınmalıdır [20].

3.3.1. Sıvı Damla Modeli

Çekirdeğin iç yapısından ziyade çekirdek bir sıvı damlası gibi düşünülmüştür. Bu modeli çekirdek proton ve nötronlardan oluşan ve proton sayısı ile orantılı bir sıvı olarak ele alabiliriz. Kuantumun mekaniksel doğasını Pauli Dışarlama ilkesi açıklanabilmektedir. Bu ilkeye göre aynı tür iki nükleon aynı düzeyde bulunabilir ve sıvı bir fermi sıvısı olarak da bilinir. Sıvı Damlası Modeline dayanarak çekirdeklerin bağlanma enerjisinin ana özelliklerini belirtmekte, çekirdek kütlelerinin açıklanmasında yararlı olan ampirik kütle formülü bulunur. Bu model ile çekirdeklerin kararlılığına ve fisyon olayına da açıklık getirilmiştir. Bu modelin eksikliği ise 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 gibi sihirli sayıların aşırı kararlılıklarını açıklayamamaktadır [21].

Bugünkü nükleer fizik çalışmalarında, mikroskobik ve makroskobik çekirdek modelleri ve yeni deneysel sonuçların arasındaki ilişkiler incelenmektedir. 1932 yılından itibaren ortaya atılan birçok çekirdek modelinden birisi de sıvı damla modelidir. Bu modele aynı zamanda kolektif model denir. Böyle denmesinin sebebi ise nükleonların çekirdek içerisinde kolektif olarak hareket etmeleridir. Bu model çok parçacık sisteminde nötronlar ve protonlar arasında güçlü etkileşimi ele alan ve nükleer maddenin sürekliliğinden başlayan bir modeldir. Bu model aynı zamanda nükleer bağlanma enerjilerini ve yarı ampirik nükleer bağlanma formülü için temel oluşturmuştur. Sıvı damla modeli büyük çekirdekler için geçerlidir [20].

Sıvı damla modeli çekirdeklerin bağlanma enerjilerini ve kütle değerlerini çok iyi vermesine rağmen diğer özelliklerini açıklamakta yetersiz kalmıştır, bu özellikleri sıralayacak olursak;

- 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 gibi olan sihirli sayılı nötron ve proton sayısına sahip çekirdeklerin ekstra bağlanma enerjilerinin açıklanması,
- Sihirli sayılara sahip çekirdeklerin çokluğunun açıklanması,
- Çift-çift çekirdeklerin tek-tek çekirdeklerinden daha kararlı olmasının açıklanması,
- Nötron ve protonun ayrılma enerjilerinin açıklanması,
- Çekirdeklerin taban durum spin ve paritelerinin bulunması,
- Uyarılma enerjilerinin hesaplanması gibi...

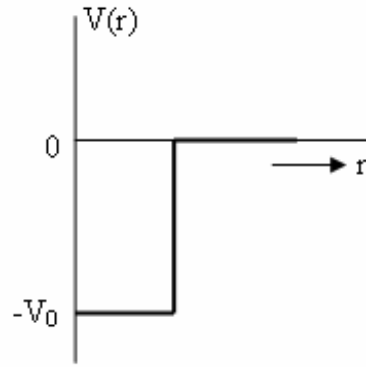
Bu özelliklerin açıklanmasında model yetersiz kaldığından dolayı diğer çekirdek modelleri üzerinde durulmuştur [20].

3.3.2. Kabuk Model

Kabuk modelinin atomun özelliklerini açıklamadaki başarısının üzerine, nükleer fizikçiler bu modeli çekirdeğin özelliklerini açıklamak için kullanmışlardır. Atomik kabuk modelinde, elektronlar kabuklara giderek artan enerjilerle ve Pauli dışarlama ilkesine uyacak şekilde yerleşirler. Bu modelde atomik özelliklerin dolu kabukların dışında kalan değerlik elektronları ile belirlendiği varsayılır ve atomik özellikleri açıklamakta çok başarılı olmuştur, ayrıca elektronların uyarılma enerjilerindeki ani ve keskin değişimleri açıklamakta da başarılıdır [15,22].

Nükleer kabuk modelinde tek bir nükleonun diğer tüm nükleonların oluşturduğu ortalama bir potansiyel içinde hareket ettiği düşünülür, bu potansiyel oldukça düzgün bir şekilde değişir. Nükleonlar çekirdek içinde bağlı durumda buldukları için bu potansiyel şeklini bir potansiyel kuyusu şeklinde almak uygundur. Nükleonlar kabuklara yerleşirken Pauli prensibine göre birbirleriyle etkileşmeden yerleşirler. Aynen atomik kabuk modelinde olduğu gibi dolu kabukların dışında kalan nükleonlar çekirdeğin özelliklerini belirler. Bir model öne sürüldüğü zaman bu

modelin geçerliliği çekirdeğin özelliklerini verip vermemesine göre belirlenir. Kabuk modelinde ilk önce nükleonların birbirleriyle etkileşmesini belirleyen bir potansiyel seçilir, bu potansiyel Schrödinger denkleminde çözülerek nükleonların enerji seviyeleri bulunur ve Pauli dışarlama ilkesine göre nükleonlar yerleştirildikten sonra çekirdeğin temel özelliklerini veren en uygun potansiyel kullanılır. Kabuk modelinde nükleonların etkileşmelerini belirlemek için kullanılan ilk potansiyel analitik olarak çözümün kolay olması sebebiyle kare kuyu potansiyelidir



Şekil 3.4. Kare kuyu potansiyel şekli.

Fakat kare kuyu potansiyelinin çözümleri tam olarak çekirdeğin özelliklerini vermediğinden, sihirli sayılar diye bilinen çekirdeğin özel durumlarını açıklayamadığından, çekirdeğin yoğunluğunu çok keskin kenarlara sahip olarak göstermesinden ve fiziksel olarak uygun olmamasından dolayı kullanılmamıştır. Kabuk modeline göre çekirdeklerin taban durum spin ve pariteleri genel olarak şu şekilde verilebilir:

- Çift-çift çekirdeklerin taban durumundaki spinleri sıfırdır.
- Tek A'lı çekirdeklerin taban durum spinlerini çiftlenmemiş nükleonlar belirler.
- Çift-çift çekirdeklerin pariteleri çifttir.
- Tek çekirdeklerin paritelerini çiftlenmemiş nükleonların dalga fonksiyonu belirler.

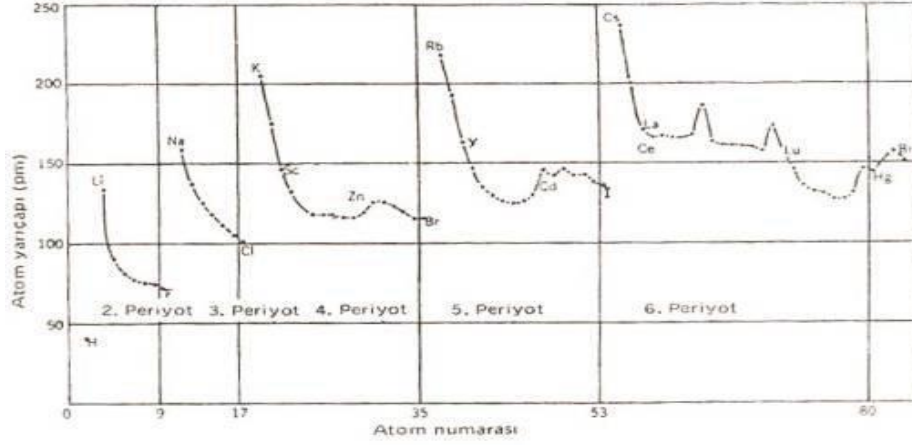
Nükleer kabuk modeli sihirli sayıları, neredeyse bütün çekirdeklerin taban durumunu, bazı düşük uyarılma seviyelerini çok iyi açıklamasına karşın,

- Çekirdeklerin elektrik ve magnetik momentlerini,
- Önemli uyarılma seviyelerinin özelliklerini,
- Birden fazla değerlik nükleonu bulunan çekirdeklerin spin ve paritelerini,
- Birden fazla nükleonun ortak hareketini açıklamakta yetersiz kalmıştır.

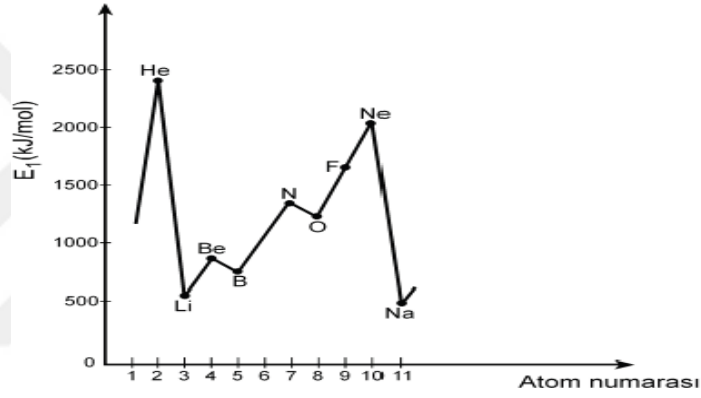
Bunun üzerine bu özellikleri açıklayan yeni modeller ortaya atılmıştır [22,23,24].

3.3.3. Kollektif Model

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 düzeylerde bulunamayacağını bir göstergesidir. 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 3.5'deki gibidir. Ayrıca atomların atom numaralarına göre alabilecekleri iyonlaşma enerji değerleri ise Şekil 3.6'da gösterilmektedir [20].



Şekil 3.5. Atomik yarıçapı



Şekil 3.6. İyonlaşma enerjisi

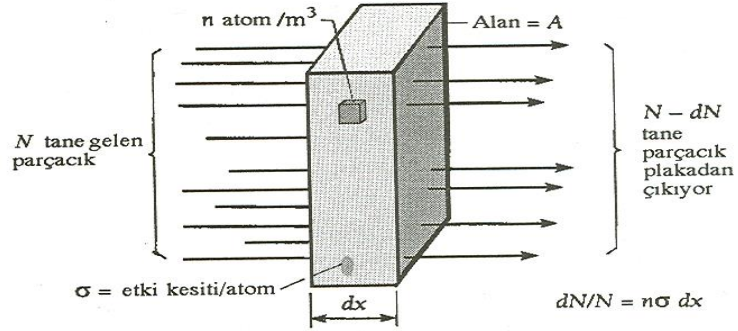
3.4. Sihirli Sayılar

Sihirli sayılar kabuk yapısı hakkında bilgi vermiş ve kabuk modelinin formülüne edilmesine katkı sağlamıştır. 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 olarak bilinen sihirli sayılardan dolayı çekirdek birbirine güçlü bağlar ile bağlıdır. $^{208}_{82}\text{Pb}$ ve $^{209}_{83}\text{Bi}$ 'de $N=126$ olduğundan atomlara 'çifte sihirli' denir. Çekirdekte p ve n sayıları sihirli sayılardan birine eşit olursa bu kabuklar dolu olarak kabul edilir [20].

3.5. Tesir Kesit ve Türleri

Bir nükleer reaksiyonun gerçekleşme olasılığını belirleyen ölçülebilir niceliklere tesir kesiti denir. İnce metal tabaka üzerine hızlandırıcıdan çıkan parçacık demeti

gönderildiğinde, bir kısmı metal tabaka tarafından soğrulur, bir kısmı ise metal tabaka tarafından saçılmaya uğratılır. Bu ise şekil 3.7’de gösterilmiştir [25].



Şekil 3.7. İnce metal tabaka üzerine gelen parçacıklar demeti

Şekil 3.7’de gösterildiği gibi, yüzey alanı A , kalınlığı dx olan ince metal tabaka üzerine gelen N_0 sayıdaki parçacık demetinin şiddeti I ve bu ince metal tabakanın birim hacmi başına düşen hedef çekirdeğinin sayısı n olsun. Ayrıca bu metal tabaka o kadar ince olsun ki hiçbir çekirdek diğer bir çekirdek üzerine binmeyip, her bir çekirdeğin gelen parçacıklarla nükleer reaksiyona girme durumları aynı ölçüde mümkün olsun. Aşağıdaki tanımlamaları kabul edersek,

$$ndx = \text{Birim yüzeye düşen çekirdek sayısı} \quad (3.3)$$

$$Andx = A \text{ yüzey alanında bulunan toplam çekirdek sayısı} \quad (3.4)$$

olur [25,26].

Tesir kesiti σ , atomu çevreleyen etkin alan olarak varsayılır. Şekil 3.7’de gösterilen ince metal tabakaya düşürülen parçacık demetinin σ etkin alanına düşmesi ile oluşan nükleer reaksiyon için toplam etkin alan σ_T ifadesi,

$$\sigma_T = An\sigma dx \quad (3.5)$$

şeklinde yazılır.

Toplam etkin alanın yüzey alanına oranı ise çekirdeğin etkin alan kesri ifadesini verir. Etkin alan kesri f ifadesi ise,

$$f = \frac{\sigma A n dx}{A} \quad (3.6)$$

$$f = n \sigma dx \quad (3.7)$$

şeklinde yazılır.

Etkin alan kesri f ve tesir kesiti σ , atomun geometrik olarak büyüklüğüne bağlı olmayıp gelen demetin I şiddetindeki dI değişimine bağlı olan büyüklüklerdir. Gelen parçacık demeti şiddetindeki dI değişimini, etkin alan kesri f ifadesine bağlı olarak,

$$dI = -fI \quad (3.8)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (3.7)'deki etkin alan kesri f ifadesi, eşitlik (3.8)'de yerine yazılacak olursa,

$$-\frac{dI}{I} = n \sigma dx \quad (3.9)$$

şeklinde olur.

İnce metal tabakaya gelen parçacık demetinin I şiddeti ifadesini bulmak için eşitlik (3.9)'un integrali alınır,

$$-\int \frac{dI}{I} = \int n \sigma dx \quad (3.10)$$

$$I = I_0 e^{-n\sigma x} \quad (3.11)$$

şeklinde yazılır. İnce metal tabakaya gelen parçacık demetinin şiddeti I , metal tabakaya gelen parçacık sayısı N_0 ile, ince metal tabakadan geçen parçacık demetinin şiddeti I_0 , metal tabakadan geçen parçacık sayısı N ile orantılı olduğundan, eşitlik (3.11)'den metal tabakayı geçen parçacık sayısının N ifadesi şu şekilde bulunur,

$$N = N_0 e^{-n\sigma x} \quad (3.12)$$

İnce metal tabakanın birim hacmi başına düşen hedef çekirdeğinin sayısı n ile σ mikroskobik tesir kesitinin çarpım ifadesi makroskobik tesir kesitini verir. Makroskobik tesir kesiti Σ ifadesi ise,

$$\Sigma = n\sigma \quad (3.13)$$

şeklinde olur. Gelen parçacıkların hedef çekirdekleri tarafından yutulmaları durumunda, yutulma katsayısı α , makroskobik tesir kesiti Σ ifadesinin yerine kullanılır. Yutulma katsayısı α ifadesi ise,

$$\alpha = n\sigma \quad (3.14)$$

şeklinde olur. Eşitlik (3.13)'de makroskobik tesir kesiti Σ ifadesi, eşitlik (3.12)'de yerine yazılırsa, metal tabakayı geçen N parçacık sayısı ,

$$N = N_0 e^{-\Sigma x} \quad (3.15)$$

şeklinde bulunur. Eşitlik (3.14)'deki yutulma katsayısı α ifadesi, eşitlik (3.15)'de yerine yazılırsa, metal tabakayı geçen N parçacık sayısı,

$$N = N_0 e^{-\alpha x} \quad (3.16)$$

şeklinde ifade edilir.

Metal tabaka $\alpha x \ll 1$ olacak kadar ince ise $e^{-\alpha x}$ terimi,

$$e^{-\alpha x} \geq 1 - \alpha x \quad (3.17)$$

şeklinde kabul edilir. Eşitlik (3.17)'nin her iki tarafının N_0 ile çarpım ifadesi,

$$N_0 e^{-\alpha x} \geq N_0 (1 - \alpha x) \quad (3.18)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (3.16) denklemini eşitlik (3.18)'de yerine yazılırsa parçacık sayısı N ifadesi,

$$N \geq N_0 (1 - \alpha x) \quad (3.19)$$

şeklinde yazılır. İnce metal tabakanın dx kalınlığını geçerken metal tabaka tarafından soğurulan parçacıkların sayısı $dN = N_0 - N$ ifadesinde, eşitlik (3.19) yerine yazılırsa dN ifadesi,

$$dN = N_0 - N = N_0 - N_0 (1 - \alpha x) \quad (3.20)$$

$$dN = N_0 - N_0 + N_0 \alpha x = N_0 \alpha x \quad (3.21)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (3.14), eşitlik (3.21)'de yerine yazılırsa, dN ifadesi,

$$dN = N_0 n \sigma x \quad (3.22)$$

şeklinde olur. Eşitlik (3.22) ile eşitlik (3.7)'deki etkin alan kesri ifadelerinin uyum içinde olduğu görülmektedir [16].

Tesir kesitinin birimi için barn (b), daha küçük birim olarak da milibarn (mb) kullanılır. $1b=10^3 \text{ mb}= 10^{-24} \text{ cm}^2$ 'dir [25].

3.6. Ortalama Serbest Yol

Ortalama serbest yol, gelen parçacıkların hedef çekirdek ile etkileşmeden önce aldıkları mesafedir. \bar{x} ortalama serbest yolunu hesaplamak için gelen parçacıkların hedef çekirdek içerisinde aldıkları x mesafesi ile hedef çekirdek tarafından x 'de bulunan, dx mesafesinde soğurulan dN parçacık sayısının; x mesafesinde bulunan N_0 parçacık sayısının üzerinden integrali alınır ve N_0 parçacık sayısına oranlanırsa, ortalama serbest yol \bar{x} ifadesi,

$$\bar{x} = \frac{\int_0^{N_0} x dN}{\int_0^{N_0} dN} = \int_0^{N_0} \frac{x dN}{N_0} \quad (3.23)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (3.12)'nin türevi alınır, hedef çekirdek tarafından dx mesafesinde soğurulan parçacıkların sayısı dN ifadesi,

$$dN = -n\sigma N_0 e^{-n\sigma x} dx \quad (3.24)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (3.24)'deki dN ifadesi, eşitlik (3.23)'de yerine yazılırsa, ortalama serbest yol \bar{x} ifadesi,

$$\bar{x} = \int_0^{\infty} \frac{x n \sigma N_0 e^{-n\sigma x} dx}{N_0} \quad (3.25)$$

$$\bar{x} = \int_0^{\infty} x n \sigma e^{-n\sigma x} dx \quad (3.26)$$

$$\bar{x} = \frac{1}{n\sigma} \int_0^{\infty} x n \sigma e^{-n\sigma x} d(n\sigma x) \quad (3.27)$$

eşitlik (3.25)'de $y = n\sigma x$ dönüşümü yapılırsa,

$$\bar{x} = \frac{1}{n\sigma} \int_0^x ye^{-y} dy \quad (3.28)$$

$$\bar{x} = \frac{1}{n\sigma} \cdot 1 \quad (3.29)$$

$$\bar{x} = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{\Sigma} \quad (3.30)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (3.25)'e bakılacak olursa ortalama serbest yol olan \bar{x} ifadesi makroskobik tesir kesiti olan Σ_a 'nın tersidir. Soğurma ortalama serbest yol \bar{x} ifadesi, makroskobik soğurma tesir kesiti Σ_a ifadesine bağlı olarak,

$$\bar{x} = \frac{1}{\Sigma_a} = \frac{1}{\alpha} \quad (3.31)$$

şeklinde yazılır [25].

3.7. Reaksiyon Hızı

Birim zamanda meydana gelen nükleer reaksiyonların sayısına reaksiyon hızını denir. Bir nükleer reaksiyonun hızını hesaplamak için cm^3 başına hızı v olan, N sayıda parçacık demeti, A yüzey alanlı, x kalınlıklı, birim hacimi başına n sayıda atomu bulunan ve tesir kesiti σ olan ince metal bir tabaka üzerine gelen parçacık demeti olarak düşünebiliriz. Eşitlik (3.7)'deki etkin alan kesri f bağıntısının yardımıyla reaksiyon hızı $R.R.$ ifadesi,

$$R.R. = qv(n\sigma x)A \text{ (1/s)} \quad (3.32)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (3.32)'de reaksiyon hızı $R.R.$ ifadesi, ince metal tabakanın, x kalınlığına ve A yüzey alanına, metal tabakadaki çekirdeklerin dN toplam sayısına bağlı olup, metal tabaka ince kabul edildiği için metal tabakanın biçimine bağlı değildir. İnce metal tabakanın birim alanından birim zamanda geçen parçacık sayısı Φ akı ifadesini verir. Φ akı ifadesi,

$$\Phi = qv \quad (3.33)$$

şeklinde yazılır. İnce metal tabakanın V hacim ifadesi,

$$V = xA \quad (3.34)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (3.33) ve eşitlik (3.34), eşitlik (3.32)'de yerlerine yazılırsa, reaksiyon hızı $R.R.$ ifadesi,

$$R.R. = \Phi n \sigma V \quad (3.35)$$

şeklinde yazılır. İnce metal tabakadaki çekirdeklerin toplam sayısı dN ifadesi,

$$N = nV \quad (3.36)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (3.34)'de parçacık sayısı N ifadesi, eşitlik (3.33)'de yerine yazılırsa, reaksiyon hızı $R.R.$ ifadesi,

$$R.R. = \Phi \sigma N \quad (3.37)$$

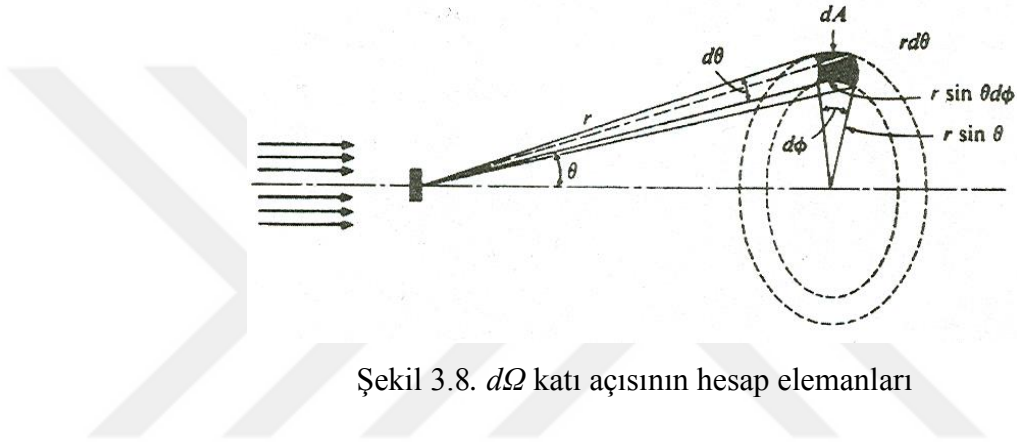
şeklinde yazılır. Eşitlik (3.13)'de makroskobik tesir kesiti Σ , eşitlik (3.35)'de yerine yazılırsa, reaksiyon hızı $R.R.$ ifadesi,

$$R.R. = \Phi \Sigma V \quad (3.38)$$

şeklinde bulunur [27].

3.8. Diferansiyel Tesir Kesiti

Gelen parçacıkların, hedef çekirdek üzerinde etkileşmeleri sonucunda bir nükleer reaksiyon meydana gelmeyebilir. Eğer birden fazla türde reaksiyon oluşursa her bir reaksiyon türü için genellikle farklı kısmi tesir kesitleri olacak ve bunların toplamı da σ_T toplam tesir kesitini verecektir. Nükleer reaksiyon meydana geldikten sonra dışarı saçılan parçacıklar genellikle açı ile değişen, farklı açılarda farklı enerjilere sahip oldukları, anizotropik bir dağılım gösterirler.



Şekil 3.8. $d\Omega$ katı açısının hesap elemanları

Birim katı açı başına düşen tesir kesitine diferansiyel tesir kesiti adı verilir. Şekil 3.8'de gösterildiği gibi, geliş doğrultusu ile θ açısı yaparak gelen parçacıkların, diferansiyel tesir kesiti $\sigma(\theta, \phi)$ ifadesi,

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ (tesir-kesiti/katı açı)} \quad (3.39)$$

şeklinde yazılır [26].

Toplam tesir kesiti σ_T ifadesi,

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot d\Omega \quad (3.40)$$

şeklinde yazılır.

$d\Omega$ katı açısı ifadesi,

$$d\Omega = \frac{\text{alan}}{(\text{mesafe})^2} \quad (3.41)$$

$$d\Omega = \frac{dA}{r^2} \quad (3.42)$$

$$d\Omega = \frac{(rd\theta)(r \cdot \sin \theta \cdot d\phi)}{r^2} \quad (3.43)$$

$$d\Omega = \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\phi \quad (3.44)$$

şeklinde yazılır.

Eşitlik (3.44)'ün integrali alınırsa $d\Omega$ katı açısı ifadesi,

$$\Omega = \int_{\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\phi \quad (3.45)$$

$$\Omega = 4\pi \quad (3.46)$$

şeklinde yazılır.

Eşitlik (3.42)'deki $d\Omega$ ifadesi, eşitlik (3.46)'daki Ω ifadesine oranlanırsa,

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{r^2} \cdot \frac{1}{4\pi} \quad (3.47)$$

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{4\pi r^2} \quad (3.48)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (3.43) 'de, eşitlik (3.44) yerine yazılırsa, toplam tesir kesiti σ_T ifadesi,

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\phi \quad (3.49)$$

şeklinde yazılır. Diferansiyel tesir kesiti ϕ açısından bağımsız ise, ϕ açısı üzerinden integral alınır, toplam tesir kesiti σ_T ifadesi,

$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \sin \theta \cdot d\theta \quad (3.50)$$

şeklinde yazılır.

Eşitlik (50)'deki $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ifadesi, $\sigma(\theta)$ diferansiyel tesir kesitidir. Diferansiyel tesir kesiti ölçümleri, reaksiyon ürünlerinin açısal dağılımı hakkın bilgi verir [25,26].

3.9. Tesir Kesit Hesaplamaları

Tel ve arkadaşları tarafından deforme olmuş bazı çekirdeklerin tesir kesitleri (n, p), (n, 2n) ve (n, α) reaksiyonları için geliştirilmiş asimetri bağımlı 14-15 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan formüller ile yapılan bazı hesaplamalar yapmıştır [3].

3.10. Hartree-Fock Yaklaşımı

1926 yılında Schödinger denklemi tek parçacıklar için yazılması ile beraber tüm kuantum mekaniksel uygulamalar yapılmaya çalışılmıştır. Ancak bu denklem, birden fazla parçacıklı olan atom, molekül, vb. yapılar için çözüm vermemekteydi. 1928 yılında atom ve molekülleri inceleyen D. Hartree tarafından Hartree denklemlerinin ortaya atılmasıyla birlikte Schrödinger denklemi birden fazla parçacık içeren sistemlere uygulanmaya başlanmıştır [27].

- Bu potansiyel enerji kullanılarak Schrödinger denklemi çözüldüğünde, yeni $\Psi^{(1)}$ dalga fonksiyonu elde edilir. Bu yeni dalga fonksiyonu ile yeniden $U^{(1)}(\rho)$ potansiyel enerjisi oluşturulur, ...

Bu iterasyon dalga fonksiyonu değişmeyene kadar devam eder. Yakınsama sağlanınca çekirdeğin taban durum özellikleri hesaplanır. Hartree-Fock yaklaşımında bir etkin etkileşme seçilerek çekirdeğin taban durum özellikleri hesaplanmaktadır. Bu hesaplamalar için bu tez çalışmasında Skyrme tipi etkin etkileşmeleri kullanılmaktadır [29].

3.11. Skyrme Etkileşmesi

Nükleer fiziğin ilk başlarından beri deneysel verilere uyarlanmış parametreleri içeren fenomenolojik kuvvetler kullanılmış ve büyük ölçüde başarı getirmiştir. Bu kuvvetler genelde özel bir amaç için kullanılmaktadır. Bunların içinde çekirdeğin taban durum özelliklerini açıklamada en ideal olan kuvvet ise Skyrme kuvvetidir [30]. Bu kuvveti 1956'da Skyrme iki cisim etkileşmesinin yanında üç cisim etkileşmesini de içeren bir etkin etkileşme tanımlamıştır. Bu etkin etkileşme formu ise;

$$\vec{V}_{Skyrme} = \sum_{i<j} \vec{V}_{ij} + \sum_{i<j<k} \vec{V}_{ijk} \quad (3.52)$$

ile verilmektedir. Burada ilk terim iki cisim etkileşmesini, ikinci terim ise üç cisim etkileşmesini temsil etmektedir.

İki cisim kısa menzilli etkileşmesi aşağıdaki formdadır,

$$\begin{aligned} \vec{V}_{ij} = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) \{ \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k}^2 + \vec{k}^2 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \} \\ & + t_2(1 + x_2 P_\sigma) \vec{k}' \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} + it_4(\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j) \cdot \vec{k}' \times \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} \end{aligned} \quad (3.53)$$

Burada $\delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$, Dirac delta fonksiyonudur, $\vec{k} = \frac{(\vec{\nabla}_i - \vec{\nabla}_j)}{2i}$, sağa doğru hareket eden dalga fonksiyonlarına etki eden göreceli momentum operatörü, $\vec{k}' = -\frac{(\vec{\nabla}_i - \vec{\nabla}_j)}{2i}$, sola doğru hareket eden dalga fonksiyonlarına etki eden göreceli momentum operatörüdür. P_σ , spin değiş tokuş operatörü, $\vec{\sigma}_i$ ve $\vec{\sigma}_j$ ise Pauli spin matrisleridir. İki cisim etkileşmesi yedi parametreye (t_0 , t_1 , t_2 , x_0 , x_1 , x_2 ve t_4) bağlıdır. Bu parametrelerden t_0 ve t_1 parametreleri etkileşimin bağlı çift durumlarına (aslında sadece s ve d durumlarına) etkiyen kısmına karşılık gelirken, t_2 parametresi ise bağlı tek durumlardaki etkileşmelere (p durumları) karşılık gelen etkileşimleri temsil eder. t_4 parametresi bir cisim spin yörünge kuvvetini belirlemektedir. x_0 parametre değerinin değişmesi nötron proton asimetrik özelliklerine etki etmenin pratik bir yolunu oluşturmaktadır [5].

Skyrme kuvvetinin üç cisim etkileşme kısmı sıfır menzilli kuvvet olarak varsayılır ve

$$\vec{V}_{ijk} = t_3 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_k) \quad (3.54)$$

ile ifade edilir. t_3 , etkileşmenin yoğunluğa bağlı kısmını belirleyen bir parametredir. Çekirdeğin taban ve düşük enerji durumlarını incelerken iki cisimden daha yüksek terimler önemsizdirler. Bu sebeple, çekirdeğin taban durum özellikleri hesaplanırken, orijinal Skyrme kuvvetindeki sıfır menzilli üç cisim kuvveti, yoğunluğa bağlı iki cisim etkileşimine eşdeğer olduğu kabul görmektedir [31].

$$\vec{V}_{ijk} \cong \vec{V}_{ij} = \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \rho^\alpha \left(\frac{\vec{r}_i + \vec{r}_j}{2} \right). \quad (3.55)$$

Böyle bir terim çok cisim etkilerinin basit bir fenomenolojik temsildir ve diğer nükleonlar tarafından etkilenen iki nükleon arasındaki etkileşimi tanımlamaktadır [32].

Yoğunluk ve momentum bağımlı Skyrme etkileşimi, Dirac delta fonksiyonundan ileri gelen sıfır menzilli oluşu, yoğunluğun bir fonksiyonu olarak Hartree-Fock enerjisini yazmaya olanak sağlaması ve onun basit matematiksel yapısı bu etkileşimin avantajlarıdır [33]. Sıfır menzilli, yoğunluk ve momentuma bağlı bu etkileşme aşağıdaki gibi yazılmaktadır:

$$\begin{aligned}
\vec{V}_{Skyrme} = \sum_{i < j} \vec{V}_{ij} = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) \{ \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k}^2 + \vec{k}^2 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \} \\
& + t_2(1 + x_2 P_\sigma) \vec{k}' \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} + i t_4 (\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j) \cdot \vec{k}' \times \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} \\
& + \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \rho^\alpha \left(\frac{\vec{r}_i + \vec{r}_j}{2} \right).
\end{aligned} \tag{3.56}$$

Skyrme kuvvet parametreleri, deneysel verilerle teorik sonuçların karşılaştırılması veya sadece teorik yaklaşımlarla ayarlanmaktadır. Skyrme kuvvet parametrelerinin belirlenmesindeki tarihsel gelişimi ise Vauthering ve Brink çekirdeğin deneysel bağlanma enerjileri, nükleon yoğunlukları ve yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökünü fit ederek SI ve SIII sıradan Skyrme kuvvet parametreleri olarak bilinen parametreleri belirlemiştir [2].

Düzeltilmiş Skyrme kuvveti ilk kez Kohler, ^{40}Ca , ^{48}Ca ve ^{208}Pb çekirdeklerinin spekturumdan yoğunluk parametresi t_3 ayarlayarak SKa ve SKb olarak adlandırılan Skyrme kuvvet parametrelerini elde etmiştir [34]. Krewald ve arkadaşları m^* nükleer etkin kütle ve K sıkıştırılmazlık katsayılarını ayarlayarak, genelleştirilmiş Skyrme kuvveti olarak bilinen ve GS1-GS6 ile gösterilen altı grup Skyrme kuvvet parametresini hesaplamışlardır [35].

İzovektördipol rezonanslarının çok büyük kütle merkezi problemini çözmek için Krivine ve arkadaşları diğer bir düzeltilmiş Skyrme kuvveti SKM parametre setini tanımlamışlardır [36].

Brack ve arkadaşları ise bu kuvveti esas alarak ağır deforme çekirdeklerin fisyon engellerine uydurularak SKM parametre setinin yeni bir şekli olan SKM* parametre setini önermişlerdir. Gia ve Sagawa, Landau-Migdal parametrelerinin sınırlamalarını

göz önüne alarak SKa ve SKM Skyrme kuvvetlerini esas alan düzeltilmiş SG1 ve SG2 Skyrme kuvvet parametrelerini önermişlerdir. Buraya kadar, Skyrme parametre grupları sıradan, geliştirilmiş ve düzeltilmiş Skyrme kuvvetleri olarak sınıflandırılmaktadır. Son olarak 1998 yılında, SLy4, SLy5, SLy6 ve SLy7 Skyrme kuvvet parametre setleri Chabanat ve arkadaşları tarafından simetrik olmayan nükleer maddenin özellikleri ve nötron yıldızlarını açıklaması için sonlu çekirdeğin özelliklerinden faydalanarak ayarlanmış parametre setlerini tanımlamışlardır. Bu parametreler Çizelge 3.1’de verilmiştir [37].

Çizelge 3.1: Skyrme kuvvet parametreleri. Burada t_0, t_3, t_4 MeV.fm³ ve t_1, t_2 ise MeV.fm⁵ birimindedirler.

Kuv- vet	t_0	t_1	t_2	t_3	t_4	x_0	x_1	x_2	x_3	α
S1	-1057.3	235.9	-100.0	14463.5	120	0.56	0	0	1	1
S2	-1169.9	585.6	-27.1	9331.1	105	0.34	0	0	0	1
S3	-1128.75	395.0	-95.0	14000	120	0.45	0	0	1	1
SKa	-1602.78	570.88	-67.70	8000	125	-0.02	0	0	-0.286	1/3
SKb	-1602.78	570.88	-67.70	8000	125	-0.165	0	0	-0.286	1/3
GS1	-1268	887	-77.3	14485	105	0.15	0	0	1	1
GS2	-1177	670	-49.7	11054	105	0.124	0	0	1	1
GS3	-1037	336	-76.3	5774	105	0.074	0	0	1	1
GS4	-1242	760	-146.2	19362	105	0.026	0	0	1	1
GS5	-1152	543	-118.6	15989	105	0.182	0	0	1	1
GS6	-1012	209	-76.3	10619	105	0.139	0	0	1	1
SKM	-2645	385	-120.0	15595.0	130	0.09	0	0	0	1/6
SKM*	-2645	410	-135.0	15595.0	130	0.09	0	0	0	1/6
SG1	-1603	515.9	-84.5	8000	115	-0.02	-0.5	-1.731	0.1381	1/3
SG2	-2645	340	-41.9	15595	105	0.09	-0.0588	1.423	0.06044	1/6
SLy4	-2488.91	486.82	-546.39	13777	123	0.834	-0.344	-1	1.354	1/6
SLy5	-2484.88	483.13	--549.40	13763	126	0.778	-0.328	-1	1.267	1/6
SLy6	-2479.50	462.18	-448.61	13673	122	0.825	-0.465	-1	1.355	1/6
SLy7	2482.41	457.97	-419.85	13677	126	0.846	-0.511	-1	1.391	1/6

3.12. Skyrme Kuvveti

Skyrme Kuvveti nükleer maddelerin sahip olmuş olduğu bir takım özelliğin içinde bazı özellikler, hedef durumunda bulunan çekirdeğin incelenmesine yarar sağlar. Bu özellikler ise, hedef durumundaki çekirdeğin bağlanma enerji değerleri, simetri durumundaki simetri enerjileri gibidir. Analiz çalışması yapılmakta olan maddenin proton ve nötron sayılarına göre simetrik veya simetrik olmama durumlarından dolayı, hedef çekirdeğin sahip olmuş olduğu proton ve nötron sayıları çok önemlidir. Bu analiz çalışmalarında hedef çekirdeğin proton ve nötron sayıları eşit ise bu duruma örnek olarak aynı sayıda nötron ve proton içermesi örnek olarak verilir, bu durumda nükleer madde için simetrik nükleer madde denilir. Simetriklik durumu dışındakiler ise nötron veya proton fazlalığına dayanarak adlandırılır. Skyrme kuvvet parametreleri birçok kişi tarafından kullanılarak hedef durumunda bulunan çekirdeklerde analiz çalışmaları yapılmasını sağlamıştır [17].

3.13. Skyrme Hartree-Fock Metodu

Hartree-Fock hesaplamalarında çekirdeğin taban durum özelliklerinin araştırılması için etkin etkileşme önemli faydalar sağlamıştır. Ancak bu etkileşimler arasında Skyrme etkileşimli Hartree-Fock metodu hafif çekirdeklerden başlayarak ağır çekirdeklere kadar bütün çekirdeklerin taban durum hesaplamaları için en uygun olan metottur [5].

Skyrme etkileşmesinin basit matematiksel yapısı, Hartree-Fock denklemlerinin türetilmesi için kolaylık sağlamaktadır. Skyrme Hartree-Fock metodu temel olarak, bir nükleonun diğer nükleonların oluşturduğu ortalama merkezi bir potansiyel içerisinde bağımsız olarak hareket ettiğini varsayan, kabuk modelini esas almaktadır. Kabuk modeli çerçevesinde, çekirdeğin taban durumu φ_i tek parçacık durumlarının bir φ Slater determinantı ile temsil edildiği düşünüldüğünde, bu nicelikler φ Slater determinantını tanımlayan φ_i tek parçacık durumlarına bağlıdır:

$$\varphi(x_1, x_2, \dots, x_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det |\varphi_i(x_j)|. \quad (3.57)$$

Burada x , r uzay, σ spin ve q izospin ($q=+1/2$ proton için, $q=-1/2$ nötron için) koordinatlarını, A ise çekirdekteki toplam nükleon sayısını temsil etmektedir [2].

Skyrme etkileşmesinin en önemli avantajı Hartree-Fock enerjisinin sadece üç lokal yoğunluğun fonksiyonu olarak yazılmasına olanak sağlamaktadır. φ_i tek parçacık durumlarına bağlı bu yoğunluklar:

$$\begin{aligned}\rho_q(\vec{r}) &= \sum_{i,\sigma} w_i |\varphi_i(\vec{r}, \sigma, q)|^2 \\ \tau_q(\vec{r}) &= \sum_{i,\sigma} w_i |\vec{\nabla} \varphi_i(\vec{r}, \sigma, q)|^2 \\ \vec{J}_q(\vec{r}) &= (-i) \sum_{i,\sigma,\sigma'} w_i \varphi_i^*(\vec{r}, \sigma, q) [\vec{\nabla} \varphi_i(\vec{r}, \sigma', q) \times \langle \sigma | \vec{\sigma} | \sigma' \rangle].\end{aligned}\quad (3.58)$$

Burada ρ_q nükleon yoğunlukları, τ_q kinetik enerji ve \vec{J}_q spin-yörünge yoğunluklarıdır (burada $q = n$ ve p , nötron ve protonu temsil etmektedir). Ayrıca, i durumunun işgal olasılığı w_i ile gösterilmekte ve tam dolu kabuklarda $w_i = 1$ dir. Fakat sihirli olmayan çekirdekler için kısmi işgaller meydana gelmektedir. Bu durumda protonlar için işgal olasılığı $w_i=1$ 'dir. ^{17}O çekirdeği için nötronların son kabuğu olan $1d_{5/2}$ kabuğunda en fazla $2(5/2)+1=6$ nötron bulunabilir, fakat bu kabukta 1 nötron bulunmaktadır. Bu sebeple bir nötronun $1d_{5/2}$ kabuğunda işgal olasılığı $w_i=1/6=0,166667$ değerine sahip olmaktadır. Çekirdeğin toplam taban durum enerjisi denklem (3.58)'deki yoğunluklar kullanılarak

$$E_{HF} = \int H(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q) d^3r \quad (3.59)$$

$H(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q)$ enerji yoğunluğu cinsinden yazılmaktadır. E_{HF} , Skyrme etkileşmesi ile yazılan A nükleonlu çekirdeğin toplam Hartree-Fock enerjisi aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$E_{HF} = E_{\text{Skyrme}} + E_{\text{Coulomb}} + E_{\text{çift}} - E_{\text{km}}. \quad (3.60)$$

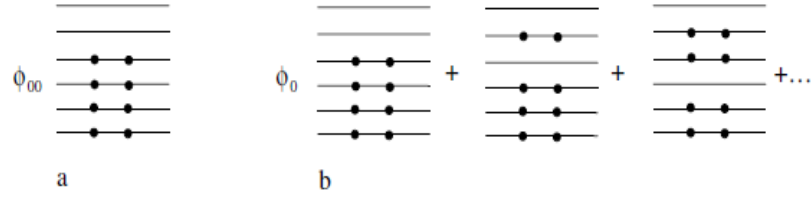
Burada E_{Skyrme} , Skyrme kuvvetinin enerji fonksiyonu, E_{Coulomb} , Coulomb etkileşme enerjisi, $E_{\text{çift}}$, iki nükleonun çiftlenme etkileşme enerjisi ve E_{km} , ortalama alanın kütle merkezi için düzeltme terimidir.

$$\rho_q(\vec{r}) = \sum_{\beta \in q} w_\beta \psi_\beta(\vec{r})^\dagger \psi_\beta(\vec{r}) \quad (q : n, \text{ nötron, } p, \text{ proton veya yük}) \quad (3.61)$$

Burada ψ_β , β durumunun tek parçacık dalga fonksiyonudur ve w_β β durumunun işgal edilme olasılığını göstermektedir [36].

3.14. Skyrme Hartree-Fock Bogolyubov Metodu

Bundan önceki kısımlarda, çekirdeğin birçok özelliğinin, ortalama bir potansiyel içinde hareket eden bağımsız parçacıklar modelinin terimleri yardımıyla açıklanabileceği gösterilmiştir. HF yönteminin çok cisim probleminin çözümünde ve kapalı kabuk çekirdekleri için iyi bir yaklaşım olduğu görülmektedir. Tam dolmamış kabuklarla bu parçacıklar arasında ek korelasyonlar vardır. BCS modelde bu korelasyonların davranışı quazi parçacık olarak tanımlanan genelleştirilmiş tek parçacık tasvirinde incelenmektedir [30]. 1958 yılında Bogolyubov tarafından önerilen Hartree-Fock Bogolyubov (HFB) teorisi bu iki yöntemin birleştirilmiş ve genelleştirilmiş halidir ve Hartree-Fock+BCS (HFBCS) yöntemi olarak da adlandırılmaktadır. Çekirdeğin süper akışkan modeli olan bağımsız quazi parçacık modeline dayanan bu teori içinde deneme dalga fonksiyonu sadece parçacıkların bireysel dalga fonksiyonlarını içermemektedir. Dalga fonksiyonu olarak tanımlanan, bağımsız olarak hareket eden quazi parçacıkların oluşturduğu genel dalga fonksiyonlarının çarpımları kullanılmaktadır. Bağımsız parçacık modeli ve bağımsız quazi parçacık modeli durumları için tek parçacık seviyeleri üzerindeki parçacık dağılımları Şekil 3.9'da gösterildiği gibidir. Şekilden görüldüğü gibi bağımsız quazi parçacık modelinde etkileşen parçacık çiftleri devamlı olarak Fermi seviyesinin (E_f) üzerindedir (E_n tek parçacık enerjisi olmak üzere $E_n > E_f$).



Şekil 3.9. Tek parçacık seviyeleri arasında parçacıkların dağılımı a. Bağımsız parçacık modeli, b. Bağımsız quazi parçacık modeli [14].

Çok parçacıklı problemi bir diferansiyel denklemler setine indirgeyen HFB yöntemi, genellikle sadece sıfır menzilli Skyrme kuvvetine uygulanmaktadır. HFB metodu etkin Skyrme kuvveti ile birlikte kullanılması çekirdeğin taban durum özelliklerinin çalışılması için güçlü bir araç olmaktadır [39].

3.15. Radyoaktivite

1896 yılında radyoaktivite Becquerel tarafından keşfedilmiştir. Bu buluşta X ışınlarının büyük yararı olmuştur. Becquerel, uranyumun kendiliğinden, girici radyasyonları yayınladığını görmüş ve bu olaya radyoaktivite adı verilmiştir. Daha sonra Curie doğal olarak bulunan radyum ve polonyum elementlerinin de radyoaktif olduğunu göstermişler ve 1934 de Curie ve Joliot önceleri kararlı olan elementleri radyoaktif hale getirmenin mümkün olduğunu keşfetmişler ve bu olaya da yapay radyoaktivite adı verilmiştir. O zamandan beri ve özellikle fisyon olayının keşfinden sonra pek çok yapay radyoaktif madde üretilmiştir. Bir atomun radyoaktif olabilmesi için çekirdeğin kararsız olması lazımdır. Kararsız çekirdekler parçalanır ve parçalanma sonunda yeni bir çekirdek hasıl olur. Atom çekirdeklerindeki bu değişiklikler sonucu radyasyon yayınlanır. Atomun uğradığı bu değişikliğe bozunma olayı adı verilir [13].

3.16. Radyoaktivite Bozunma Kanunları

1896 yılından başlayan ve devam eden üç yılda, saf olarak bulunan bir radyoaktif numunenin zamanla bozunma hızının üstel kanuna göre olduğu keşfedilmiştir. Saf

olarak bulunan N radyoaktif çekirdek dt süresi içinde bozunan dN çekirdek sayısı, N ile orantılıdır:

$$\lambda = \frac{(dN / dt)}{N} \quad (3.62)$$

Burada λ , bozunma veya parçalanma sabitidir. (dN/dt) denklemini atomun birim zamanda bozunma olasılığıdır. Denklem (3.62) 'nin integrali alınır,

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.63)$$

Burada N_0 ilk andaki bozunmamış çekirdeklerin sayısıdır. $t_{1/2}$, çekirdeklerin yarı ömrünü ifade eder. Denklem (3.63)'de $N = N_0 / 2$ konursa

$$t_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (3.64)$$

bulunur. τ ortalama ömür kavramı ise çekirdeğin bozununcaya kadar geçirdiği ortalama süre olarak tanımlanır. t süresi boyunca bozunmadan kalan çekirdeklerin sayısı ise $N(t)$ 'dir ve t ile $t + dt$ süre aralığında bozunmaların sayısı $|dN / dt| dt$ 'dir. Bu durumda ortalama ömür

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t |dN / dt| dt}{\int_0^{\infty} |dN / dt| dt} \quad (3.65)$$

dır.

Paydaki terim ise toplam bozunma sayısı olarak bilinir. İntegral alınır,

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (3.66)$$

olarak bulunur. Ortalama ömür denklemde de görüleceği gibi bozunma sabitinin tersidir. Denklem (3.63) ile ancak t süre sonra bozunmamış belirli bir türdeki çekirdeklerin sayısı kestirilebilir. N niceliğini ölçmek çok zor olduğu için kanunun bu şekli ile yararı sınırlıdır. Bir numunenin bozunmamış çekirdeklerinin sayısını ölçmek yerine t_1 ve t_2 arasındaki bozunmaların sayısını ölçmek daha kolaydır. Eğer t ve $t + \Delta t$ arasındaki çekirdeklerin sayısındaki değişiklik ΔN ile gösterilirse

$$|\Delta N| = N(t) - N(t + \Delta t) = N_0 e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \quad (3.67)$$

dir. Sayımın yapıldığı Δt aralığı λ^{-1} 'den çok daha küçük ise (yani $\Delta t \ll t_{1/2}$) ikinci üstel ifadenin açılımındaki yüksek mertebeli terimleri ihmal edebiliriz ve

$$|dN| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \Delta t \quad (3.68)$$

sonsuz küçük limitinde

$$\left(\frac{dN}{dt} \right) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.69)$$

elde ederiz. Aktiflik (A), bozunma hızı olarak tanımlanabilir [13].

$$A(t) = \lambda N(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (3.70)$$

3.17. Radyoaktif Bozunma Türleri

α , β ve γ olmak üzere üç önemli bozunma türü vardır. α - ve β - bozunmalarında atom kararlı olmak için bir α veya bir β parçacığı yayınlar. γ - bozunumu ise uyarılmış olarak bulunan bir çekirdeğin cinsi değişmeden taban durumuna bozunmasıdır [13].

3.17.1. Alfa (α) Işıması

Helyum(${}^4_2\text{He}$) olarak da bilinen alfa iki proton iki nötrondan oluşmaktadır. Pozitif yüklü olup α işaretiyle gösterilirler. Genellikle atom numarası büyük izotoplarda görülen alfa ışınması genel olarak doğal radyoaktif atomlarda görülmektedir. Çok küçük kalınlıktaki engellerle durdurulabilen alfa parçacıkları büyük elektrik yüklerine sahiptir. Alfa parçacıklarının bu özelliklerinden dolayı herhangi bir madde içerisinden geçerken yolları üzerinde yoğun bir iyonlaşma meydana getirmelerine ve bu yüzden de enerjilerini kısa sürede kaybetmelerine neden olmaktadır. Enerjilerini kısa sürede kaybeden alfa parçacıklarının bundan dolayı menzilleri çok kısa olmaktadır. Bu yüzden dolayı alfa parçacıklarının radyasyon tehlikesi yoktur. Ancak, mideye, solunum ve yaralar vasıtasıyla vücuda girdiklerinde tehlikeli olabilirler. Bozunum denklemini gösterecek olursak [40];



3.17.2. Beta (β^-) Işıması

Beta parçacıkların da belirli bir yük ve kütleyle sahip olduklarından dolayı madde içerisin de iyonlaşmaya neden olurlar. Alfa parçacıklarına göre daha hafif olan beta parçacıklarında iyonlaşma daha az görülür. Bu parçacıklarından korunmak için ince alüminyumdan yapılmış levha yeterlidir [41].

Beta bozunumunda çekirdekde bulunan fazla proton veya nötronlarını bir protonu nötrona veya bir nötronu protona dönüştürerek kurtulabilir. Bu dönüşümleri sağlamanın üç farklı yolu bulunmaktadır. Bu üç olayı gösterecek olursak;



İlk işlem negatif β bozunumu veya negatron bozunumu olarak bilinen denklemde bir elektronun yaratılıp yayınlanmasına neden olmaktadır. İkinci işlemde ise pozitif β bozunumu veya pozitron bozunumu olup pozitif yüklü bir elektron yayınlanır. Üçüncü işlem de ise çekirdeğe çok yakın bulunan elektron çekirdek tarafından yakalanarak bir protonu bir nötrona dönüştürür. Bu olayda da nötrino denilen başka bir parçacık yayınlanır. Nötrinonun elektrik yükü olmadığından diğer parçacıkların kimliğini etkilemez [13].

3.17.3. Gama (γ) Işıması

Atom çekirdeğinin enerji düzeylerindeki farklılıklardan dolayı gama ışması meydana gelmektedir. Gama ışınları γ ile gösterilirler. Çekirdek bazen alfa veya bir beta ışması yaptıktan sonra bile kararlı olmayabiliyor. Çekirdek içerisinde kalan fazla enerji bir elektromagnetik radyasyon halinde yayınlanır. Bu ışınlar diğer ışımalara göre daha yüksek enerjili olduğundan dolayı daha giricidir. Yüksüz olan gama ışınları manyetik alanda sapmaya uğramazlar ve iyonlaşma özellikleri yoktur [41].

3.17.4. Elektron

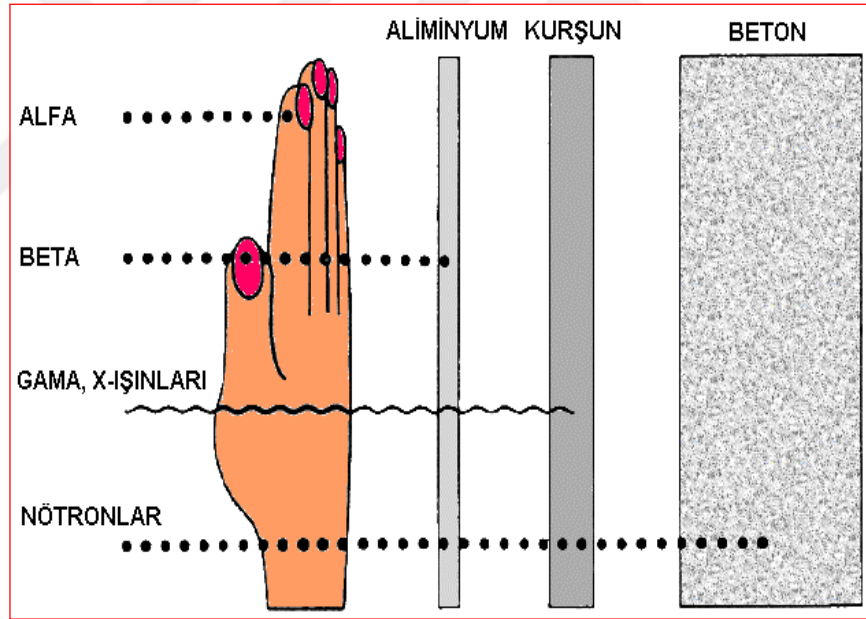
Elektronlar (pozitif ve negatif) ağır yüklü parçacıklar gibi elektronlarla Coulomb saçılmasıyla etkileşirler ama bazı önemli farklılıklar bulunmaktadır. Bunlar ise;

- β bozunumlarında yayınlanan elektronlar göreceli hızlarla hareket ederler.
- Elektronlar, diğer elektronlarla çarpışmalarında büyük sapmalara uğrar ve düzensiz yörüngeler çizerler. Bundan dolayı menzili çok farklı elektronların takip ettikleri yol uzunluğundan çok farklı olacaktır.
- Elektronların kafa-kafaya çarpışmasında ilk enerjisinin büyük bir kısmını diğer elektrona aktarılabilir. Gerçekte elektron-elektron çarpışmalarında iki parçacığın durumlarını göz önüne almamız gerekir; çarpışmadan sonra, hangisi gelen elektrondur, hangisi çarpışan elektrondur bilemeyiz.

- Elektron hızının doğrultu ve büyüklüğünde hızlı bir değişiklik olduğundan dolayı büyük bir ivme kazanabilir ve ivmeli yüklü olan parçacık elektromanyetik enerji yayarlar. Bu radyasyona bremsstrahlung (frenleme ışınımı) denir [13].

3.17.5. Nötronlar

Yüksüz olan nötron parçacıkları bundan dolayı bir madde içerisine kolaylıkla nüfuz edebilirler. Doğrudan bir iyonlaşmaya sebep olmayan nötronların atomlarla etkileşimleri, iyonlaştırıcı radyasyonun (alfa, beta, gama veya X-ışınları) ortaya çıkmasına neden olabilir. Nötronları su, kalın beton veya parafin ile durdurulabiliriz [41]. Her bir iyonlaştırıcı radyasyonun madde içerisindeki giricilikleri farklı olduğu Şekil 3. 10 'da gösterilmiştir.



Şekil 3.10. İyonlaştırıcı radyasyonun giricilikleri

3.18. X Işınları

Röntgen ışınları da olarak bilinen X-ışınları, görünür ışık dalgaları gibi dalga şeklindedir. Atomlar üzerine gelen veya gönderilen yüksek enerjili elektronlar

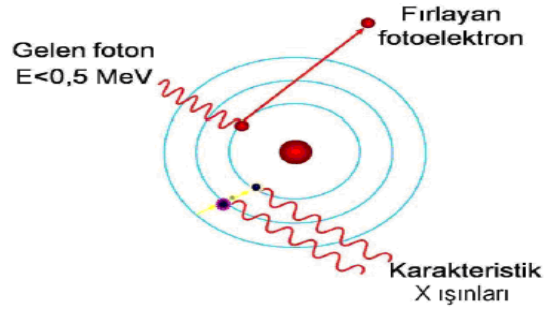
atomun ilk yörüngelerinden elektronlar koparılır. Kopan bu elektronun yerine daha yüksek düzeylerden (üst yörüngelerden) elektronlar atlayarak kopan elektronun yerindeki boşluğu doldururken ortaya çıkan enerji fazlalığı X-ışını şeklinde dışarı salınır. Yapay olarak elde edilen X-ışınları ise röntgen tüp içerisinde ısıtılmış katottan yayılan elektronlar, on binlerce Voltluk gerilimle hızlandırılarak karşıdaki hedef anoda çarptırılır ve çarpışma sonucu elektronlar durdurulurken elektronların kaybettiği enerji, X-ışınları olarak yayınlanır [41].

3.19. Bremstrahlung (Frenleme) X Işını

Hızlandırılmış elektronların yüksek atom numaralı hedefe çarpıp aniden durdurulmaları sonucunda meydana gelir. Yüksek hızlı elektron hedef çekirdeğinin yanından geçerken, coulomb itme kuvvetinin etkisi ile yolundan sapabilir ve enerji kaybeder. Kaybedilen bu enerji boşluğa elektromanyetik radyasyon olarak yayılır. Elektron tungsten hedef içinde bir veya birden fazla bremstrahlung etkileşmesine uğrayıp, enerjisini kısmen ya da tamamen yitirir. Fotonun yayılma yönü hedefe düşen elektronların yönüne bağlıdır. Bu etkileşme sonucu oluşan X ışınları spektrumu sürekli dir. Elektron tarafından atom başına enerji kaybetme oranı, atom numarasının karesiyle (Z^2) orantılıdır. Yani bremstrahlung oluşumu hedef maddesinin Z ' si ile değişir. Karakteristik radyasyonun dalga boyu her element için sabit olmasına karşın, kesintisiz radyasyon birçok dalga boyunu içerir [13].

3.20. Karakteristik X Işın

Bir etkiyle atomun yörüngelerinden birinde meydana gelen boşluklar üst yörüngelerden gelen elektronlarca doldurulur. Bu olaylar sırasında ortaya çıkan radyasyon sürekli spektrum çizgileri üzerinde keskin şiddet maksimumları ortaya çıkararak karakteristik X ışınlarını meydana getirir. Farklı atomların elektron enerji seviyeleri de farklı olduğundan her atomun karakteristik radyasyonu o elektron yörüngesi için özeldir. Bir X ışını tüpünde anot katot arasındaki gerilimin değerine bağlı olarak bremstrahlung X ışınlarının oluşturduğu bir sürekli tayf, anot cinsine bağlı olarak da keskin çizgili karakteristik tayf görülür [13].



Şekil 3.11. Fotoelektrik olay

3.21. Nükleer Reaksiyon Çeşitleri

Nükleer reaksiyonları sınıflandırmanın birçok türü vardır biz mermi parçacığın türüne göre değerlendirirsek,

- Yüklü parçacık reaksiyonları (proton, döteron ve alfa gibi yüklü parçacıklar ile oluşturulur)
- Nötron reaksiyonları (nötronlar ile oluşturulur)
- Elektron reaksiyonları (elektronlar ile oluşturulur)

Hedef çekirdekler baz alınarak bir sınıflandırma yapılırsa,

- Hafif çekirdek ($A= 40$)
- Orta ağırlıklı çekirdek ($40 < A < 150$)
- Ağır çekirdek ($A > 150$)

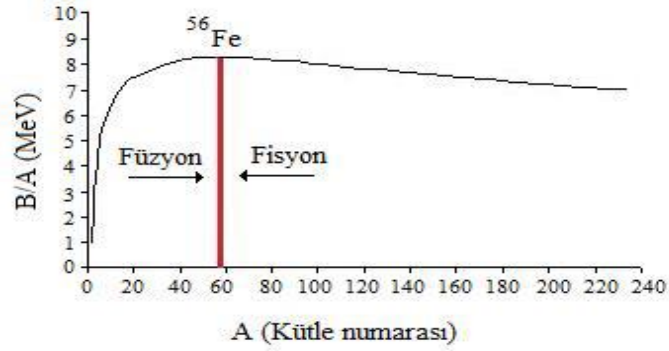
reaksiyonlarından bahsedebiliriz [42].

3.21.1. Filyon

Filyon bir nötronun, ağır bir element atomunun çekirdeğine çarparak yutulması sonucunda kararsız hale gelen atomun daha küçük iki ayrı çekirdeğe bölünmesi olayıdır. Bir çekirdeğin bölünmesine bakmak için nükleon başına bağlanma enerjisine bakmak gerekmektedir. Birçok çekirdeğin ortalama bağlanma enerjisi nükleon başına 8 MeV civarındadır [13].

3.22.2. Füzyon

Füzyon; nükleer reaksiyonlar sonucu iki hafif elementin bir araya gelerek daha ağır bir element oluşturması ile oluşan yapıdır. Bu tür oluşan yapılara çekirdek tepkimesi de denir. Bu tepkimelerde çok büyük enerji açığa çıkmaktadır. Güneş'te her an doğal olarak füzyon tepkimeleri gerçekleşmektedir. Güneşte oluşan bu tepkimeye bakacak olursak gelen ısı ve ışığın hidrojen çekirdeklerinin birleşerek helyuma dönüşüp ve bu dönüşüm sırasında kütle kaybı karşılığında enerjinin oluşmasıyla meydana gelmektedir. Nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarası ile değişimini gösteren grafik Şekil 3.12'de verilmektedir. $A=56$ civarında bir maksimum değere ulaşan çekirdekler çok sıkı bağlıdır. Grafikte de görüldüğü gibi fisyon olayı, $A=56$ 'dan büyük çekirdek bölgesinde, füzyon ise $A=56$ 'dan daha küçük çekirdek bölgesinde olmaktadır [13].



Şekil 3.12. Nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarası ile değişimi.

Füzyonun daha çok enerji kaynağı olarak düşünülme sebeplerini söyleyecek olursak; hafif çekirdeklerin bol miktarda bulunmaları, kolay elde edilebilmeleri, ağır radyoaktif çekirdeklere göre daha kararlı olmalarıdır. Füzyon tepkimelerinin en önemli dezavantajı ise çekirdeklerin birleşmeden önce Coulomb engelini aşmak zorunda olmalarıdır. Bundan dolayı füzyon olayı kendiliğinden meydana gelmez [13].

3.23. Çekirdek ve Özellikleri

Çekirdek, proton ve nötron parçacıklarından oluşmaktadır ve nükleus olarak adlandırılan bir yapıdır. İçerisinde bulunan bu proton ve nötronlara ise nükleon denilmektedir. Çekirdekte bulunan proton ve nötronlar ile çekirdeğin çevresinde dolanan elektronlardan dolayı oluşan yapıya ise atom denir. Bir atomun atom numarası, proton sayısı ile eş değerdir. Kütle numarası ise atomdaki proton ve nötron sayılarının toplamıdır.

A_ZX ifadesinde

A: kütle numarası,

Z: proton sayısı

Burada proton, hidrojen atomunun çekirdeği olarak da bilinir. Yükü $e=1.6 \times 10^{-19}$ C ve kütlesi $m_p=1.67262 \times 10^{-27}$ kg'dır [19].

3.23.1. Çekirdeğin Kütlesi

Çekirdeğin nükleer kütlelerini atomik yapı biriminden bulabiliriz. Atom kütleleri nötr atomların kütleleridir. Buna dayanarak bir atomun kütlesi daima Z tane elektronun kütlesini de içinde bulundurur. Atom kütleleri, karbonun izotopu olan ${}^{12}_6C$ 'nin kütlesi tam 12 akb olacak şekilde tanımlanan atomik kütle birimi (akb) cinsinden söyleyebiliriz. Bir akb'nin değeri söyleyecek olursak, 1 akb = 1.66054×10^{-27} kg'dır.

Durgun kütlelerin enerjisi $E=mc^2$ olduğundan MeV/c^2 cinsinden de ifade edebiliriz

Çizelge 3.2: Değişik birimler cinsinden bazı durgunluk kütleleri;

Parçacık	Kütle(kg)	Kütle(kb)	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

3.23.2.Çekirdeğin Yarıçapı

Çekirdeğin yarıçapını tam olarak ölçmek mümkün değildir. Bunun sebebi ise çekirdeğin belirli sınırlarının olmamasıdır. Fakat kararlı çekirdekler üzerinde varsayımlar yapılarak yarıçapın hesaplanmasını sağlayacak yöntemler bulunmuştur. Kararlı çekirdeklerin yarıçapını bulacak olursak,

$$R=r_0A^{1/3}, \quad (3.75)$$

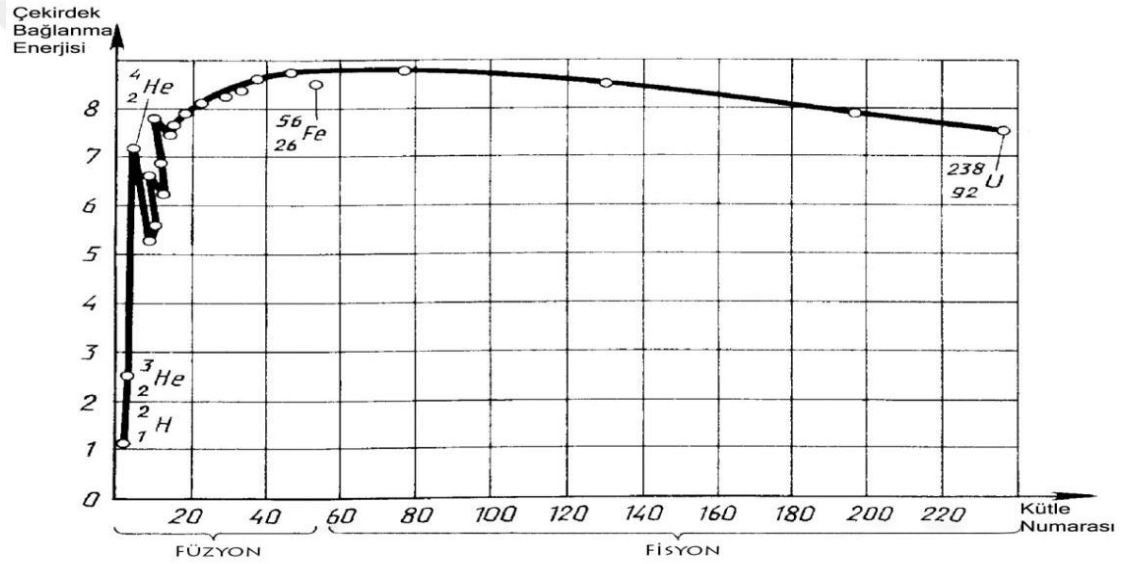
Denklemdaki r_0 yaklaşık olarak 1,2 fm'dir. Bu uzaklık, kararlı çekirdeği oluşturan nükleonların mümkün olan en düzgün küresel şekli oluştururken aralarında bulunan uzaklıktır ve elektron saçılma deneyleri ile bulunmuştur. Çekirdekdeki nükleon yoğunluğu ve nükleer potansiyeli kısa bir mesafe boyunca sabit sayılacak bir büyüklüğe sahipken belli bir mesafede aniden sıfıra düşmektedir. Bu değişimlerden dolayı çekirdeğin şeklini iki parametre ile karakterize etmek mümkündür. Bunlardan ilki nükleon yoğunluğunu merkezde yarıya düştüğü ortalama yarıçap ve yoğunluğun maksimum değerinden minimum değerine ani bir düşüşün olduğu yüzey kalınlığıdır. Yapılan farklı çalışmalarda da bu düşüşün çekirdek boyutuna bağlı olmadan gerçekleştiği görülmüştür. Ölçülmek istenen yarıçap, çekirdeğin şeklini belirleyebilmek için yapılacak deneylere göre değişkenlik gösterir. Bu deneylerde yük dağılımı veya nükleer madde dağılımı bulunur ve çekirdekdeki yüklü parçacıkların Coulomb etkileşmesi ölçülür. Bundan dolayı bu tip deneyler yapılırken nükleer yük dağılımını ölçmek gereklidir. Yarıçapı ölçmenin bir diğer yolu ise LASER spektroskopisi ile çekirdek yarıçapı (yük dağılımına bağlı olarak) rms (kare ortalamasının karakökü) ile ölçülmektedir. Bu değerlerle ise nükleer yapı hakkında bilgi sahibi olmamıza yardımcı olur [15].

3.23.3. Çekirdeğin Bağlanma Enerjisi

Hidrojenin izotopu olan döteryum (2_1H), çekirdeğinde ek olarak bir de nötrona sahiptir. Dolayısıyla döteryum atomunun kütlesi hidrojen atomunun kütlesi ile nötronun kütlesine eşit olması gerekmektedir:

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

2_1H atomunun ölçülen kütlesi ise 2.014102akb' dir. Bu değer bulunan sonuçtan 0.002388 akb daha küçüktür. Kütleleri, birleşimden küçük olan döteryumdan başka atomlarda bulunmaktadır. Böyle çekirdeğin kayıp olan kütlelerine çekirdeğin bağlanma enerjisi diyoruz. Atomun nükleon başına düşen bağlanma enerjisini, çekirdeğin bağlanma enerjisini nükleon (proton+nötron) sayısına bölerek buluruz. Çekirdekte nükleon başına düşen bağlanma enerjisi kararlılıkla doğru orantılıdır.



Şekil 3.13. Nükleon başına bağlanma enerjisi

Şekilde kütle numarası değeri nükleon başına düşen bağlanma enerji ilişkisi verilmiştir. Şekil 3.13'de eğrinin azaldığı yerde A azalmakta yükseldiği yerde artmaktadır. Fe^{56} civarında nükleon başına 8.7 MeV'lik bir enerjiye ulaşır. Kütle numarası değeri 140'dan sonra eğri düzgün bir şekilde azalmaya başlar. U^{238} için bağlanma enerjisi 7.6MeV'lik değere sahiptir. Kütle numaraları büyük olduğunda nükleon başına düşen bağlanma enerji değerinin küçük olması durumları ise Coulomb itmelerine göre açıklanabilir [21].

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için Bölüm 3.11'deki Çizelge 3.1'de verilen Skyrme kuvvet parametrelerinden seçilen 7 farklı Skyrme kuvvet parametrelili (S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM*) etkin etkileşmeli Hatree-Fock metodu kullanılarak her bir izotop için yarı çapa göre proton, nötron yoğunlukları (fm^{-3}), nötron sayılarının bir fonksiyonu olarak yük, proton, nötron ve kütle rms (root mean square: kare ortalamalarının kare kökü) değerleri (fm), nötron kabuk kalınlıkları (Δr_{pn} ; fm), nükleon başına bağlanma enerjileri (E/A , MeV) ve ayrılma (S_n ve S_{2n} ; MeV) enerjileri teorik olarak hesaplanmıştır. Ayrıca, SKM* Skyrme kuvvet parametresi kullanılarak nötron giriş reaksiyonları için başlangıç nötron ve proton eksiton sayıları, proton ve nötronun potansiyel enerjilerinin (MeV) değişimi teorik olarak incelenmiştir. Elde edilen tüm değerlerin grafikleri (Şekil 4.1-19) çizilmiştir. Her grafikte $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları ya da kuvvet parametreleri (S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM*) için farklı renkler ve içi boş (\diamond, \circ, \square gibi) veya içi dolu ($\blacktriangledown, \bullet, \blacksquare$ gibi) semboller kullanılmıştır. Yapılan bu çalışmalar hakkında detaylı bilgiler aşağıda sırasıyla verilmiştir.

4.1. $^{88-96}\text{Zr}$ için Proton ve Nötron Yoğunlukları

Yarıçapları $r=0$ fm, $r=3$ fm, $r=6$ fm ve $r=9$ fm düzeyinde nötron ve proton yoğunlukları (Çizelge 4.1'de verildiği gibi) hesaplanmış ve Şekil 4.1-9'da grafikleri çizilmiştir. Yapılan hesaplamalara göre $r=0$ fm değerinde nötron yoğunluğu $^{88-90}\text{Zr}$ izotoplarında sırası ile 0.799, 0.796 ve 0.794 fm^{-3} değerleri olarak azalmaktadır. Bu azalma ^{90}Zr izotopuna kadar gerçekleşmiş olup $^{91-96}\text{Zr}$ izotopları için sırası ile 0.817, 0.832, 0.847, 0.865, 0.887 ve 0.913 fm^{-3} değerler alıp yükselmiştir. Buna karşın proton yoğunluğu ise $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için sırası ile 0.716, 0.709, 0.703, 0.702, 0.701, 0.700, 0.698, 0.696 ve 0.692 fm^{-3} değerlerini olarak sürekli bir azalma meydana gelmektedir. Yarıçapın $r=3$ fm değerinde nötron yoğunluğu $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarında sırası ile 0.830×10^{-1} , 0.837×10^{-1} , 0.844×10^{-1} , 0.852×10^{-1} , 0.860×10^{-1} , 0.869×10^{-1} , 0.878×10^{-1} , 0.886×10^{-1} ve 0.894×10^{-1} fm^{-3} değerleri olarak sürekli artmaktadır. Buna karşın proton yoğunluğu ise $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için sırası ile 0.716×10^{-1} , 0.714×10^{-1} , 0.711×10^{-1} , 0.705×10^{-1} , 0.700×10^{-1} , 0.696×10^{-1} , 0.691×10^{-1} ,

0.686×10^{-1} ve $0.681 \times 10^{-1} \text{ fm}^{-3}$ değerlerini alarak sürekli bir azalma meydana gelmektedir. Yarıçap'ın $r=6 \text{ fm}$ değerinde nötron yoğunluğu $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarında sırası ile 1×10^{-2} , 1.052×10^{-2} , 1.110×10^{-2} , 1.185×10^{-2} , 1.260×10^{-2} , 1.336×10^{-2} , 1.412×10^{-2} , 1.490×10^{-2} ve $1.568 \times 10^{-2} \text{ fm}^{-3}$ değerleri alarak sürekli artmaktadır. Buna karşın proton yoğunluğu ise $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için sırası ile 0.789×10^{-2} , 0.794×10^{-2} , 0.800×10^{-2} , 0.819×10^{-2} , 0.833×10^{-2} , 0.847×10^{-2} , 0.862×10^{-2} , 0.877×10^{-2} , $0.892 \times 10^{-2} \text{ fm}^{-3}$ değerlerini alarak sürekli bir azalma meydana gelmektedir. Yarıçapın $r=9 \text{ fm}$ değerinde nötron yoğunluğu $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarında sırası ile 0.173×10^{-4} , 0.184×10^{-4} , 0.195×10^{-4} , 0.303×10^{-4} , 0.383×10^{-4} , 0.470×10^{-4} , 0.563×10^{-4} , 0.661×10^{-4} ve $0.764 \times 10^{-4} \text{ fm}^{-3}$ değerleri alarak sürekli artmaktadır. Buna karşın proton yoğunluğu ise $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için sırası ile 0.137×10^{-4} , 0.130×10^{-4} , 0.123×10^{-4} , 0.123×10^{-4} , 0.120×10^{-4} , 0.119×10^{-4} , 0.117×10^{-4} , 0.116×10^{-4} , 0.115×10^{-4} , $0.892 \times 10^{-4} \text{ fm}^{-3}$ değerlerini alarak sürekli bir azalma meydana gelmektedir.

SHF parametreleri olan S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için yarıçapa karşı nötron, proton yoğunlukları (Şekil 4.1-9) çizilmiştir.

Tüm grafiklerde, proton yoğunluğu nötron yoğunluğuna göre daha düşük değerler almıştır. Aynı zamanda nötron ve proton yoğunlukları 2-4 fm yarıçaplarında iki pik oluşturmuş, proton yoğunluklarında S3 parametresi $r=0 \text{ fm}$ değerinden $r=4 \text{ fm}$ değerine kadar en düşük değeri almıştır. Nötron yoğunluklarında ise S3 parametresi en düşük değerleri alırken S1 parametresi en yüksek değeri almıştır. Genel olarak, proton ve nötron yoğunlukları yaklaşık olarak 4-5 fm düzeyinde yüksek bir düşüşe uğrayıp 7 fm düzeyinde ise sıfıra yaklaşmaktadır.

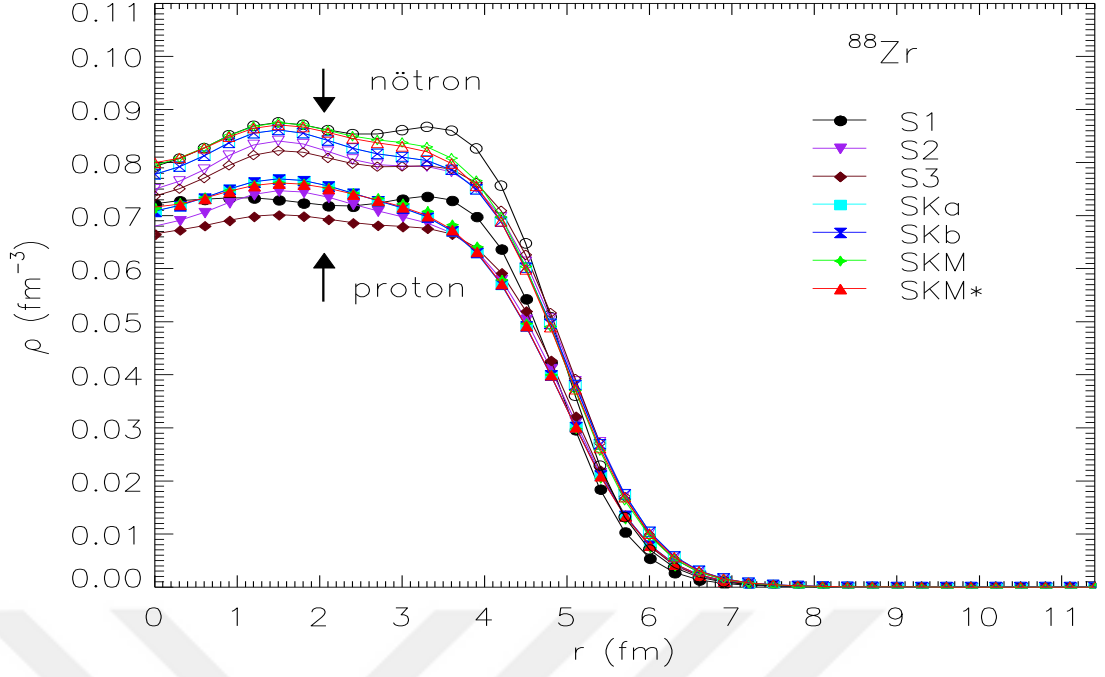
S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* parametreleri kullanılarak çizilen Şekil 4.1-9'daki grafiklerin tamamında, $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının nötron yoğunlukları genel olarak $0,08 \text{ fm}^{-3}$ altındaki bir değerde başlayıp $0,09 \text{ fm}^{-3}$ değere kadar çıkıp tekrar düşüşe geçerek sıfıra yaklaşmıştır. Proton yoğunluğu ise $0,07 \text{ fm}^{-3}$ değeri ve altındaki bir değerden başlayıp $0,08 \text{ fm}^{-3}$ değerine doğru yükselme gösterip sıfıra doğru yaklaşmıştır. Ayrıca S1 parametresinin nötron ve proton yoğunluklarının 3-4 fm düzeyinde diğer parametrelerden yüksek bir değer aldığı görülmüştür. Şekil 4.1-9 grafikleri incelendiğinde, $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının artan yarıçaplarına baktıkça proton ve

nötron yoğunluklarının düştüğünü gözlemledik. Bu düşme 7 fm düzeylerinde sıfıra kadar yaklaşmaktadır.

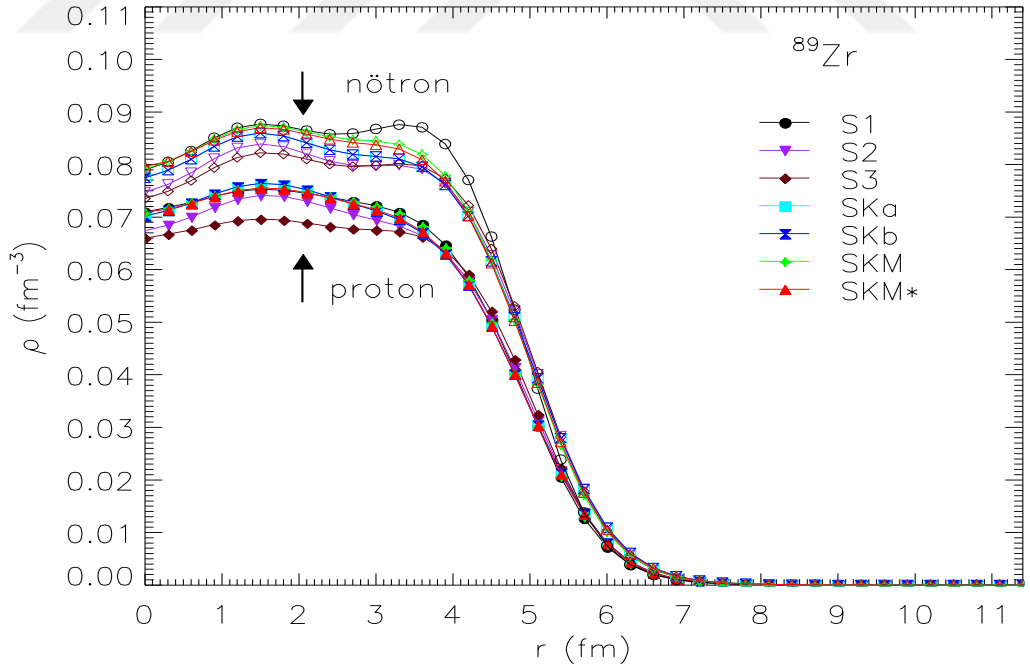
SHF modelinde kullandığımız S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* parametreleri ile çizilen yarıçapa göre nötron ve proton yoğunluğu S1 ve S3 parametresi diğer parametrelere göre daha farklı dağılım göstermiştir.

Çizelge 4.1: Zr izotoplarının SKM* parametresine göre hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları (fm^{-3}) ve başlangıç eksiton sayıları

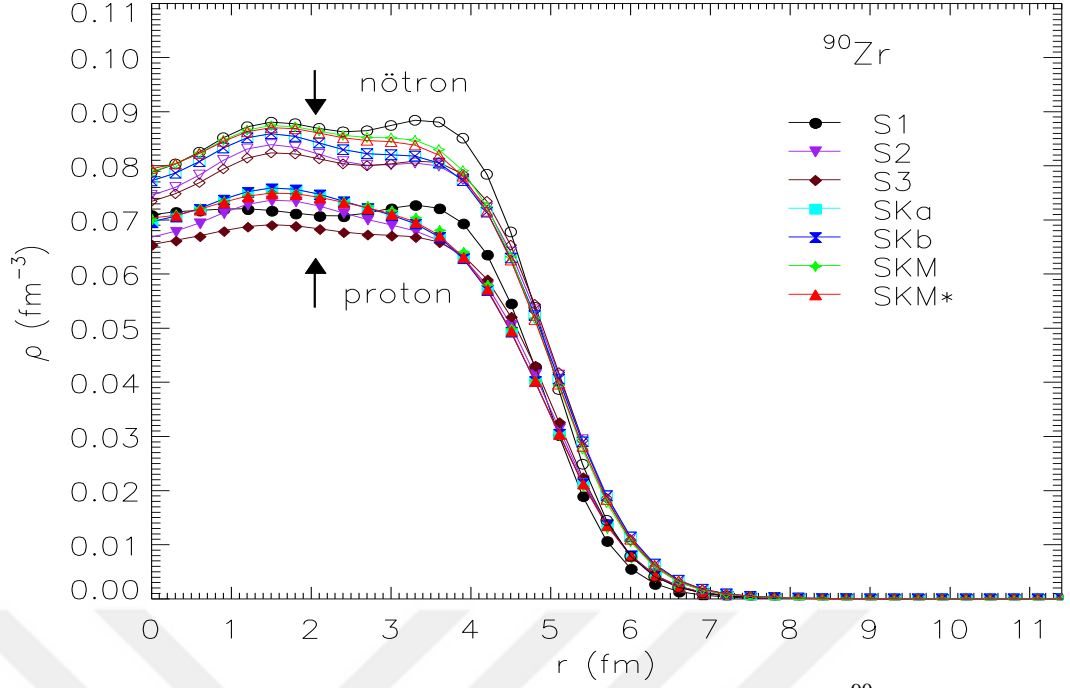
izotoplar	r=0.0 (fm)				r=3 (fm)				r=6 (fm)				r=9(fm)			
	$\rho_n(r)$	$\rho_p(r)$	X_n	X_p	$\rho_n(r)$ ($\times 10^{-1}$)	$\rho_p(r)$ ($\times 10^{-1}$)	X_n	X_p	$\rho_n(r)$ ($\times 10^{-2}$)	$\rho_p(r)$ ($\times 10^{-2}$)	X_n	X_p	$\rho_n(r)$ ($\times 10^{-4}$)	$\rho_p(r)$ ($\times 10^{-4}$)	X_n	X_p
⁸⁸ Zr	0.799	0.716	1.271	0.728	0.830	0.716	1.278	0.721	1	0.789	1.297	0.702	0.173	0.137	1.295	0.704
⁸⁹ Zr	0.796	0.709	1.272	0.727	0.837	0.714	1.281	0.718	1.052	0.794	1.306	0.693	0.184	0.130	1.320	0.679
⁹⁰ Zr	0.794	0.703	1.273	0.726	0.844	0.711	1.283	0.716	1.110	0.800	1.314	0.685	0.195	0.123	1.345	0.654
⁹¹ Zr	0.817	0.702	1.279	0.720	0.852	0.705	1.287	0.712	1.185	0.819	1.325	0.674	0.303	0.123	1.451	0.548
⁹² Zr	0.832	0.701	1.283	0.716	0.860	0.700	1.290	0.709	1.260	0.833	1.335	0.664	0.383	0.120	1.514	0.485
⁹³ Zr	0.847	0.700	1.287	0.712	0.869	0.696	1.294	0.705	1.336	0.847	1.344	0.655	0.470	0.119	1.568	0.431
⁹⁴ Zr	0.865	0.698	1.292	0.707	0.878	0.691	1.297	0.702	1.412	0.862	1.353	0.646	0.563	0.117	1.614	0.385
⁹⁵ Zr	0.887	0.696	1.298	0.701	0.886	0.686	1.300	0.699	1.490	0.877	1.361	0.638	0.661	0.116	1.654	0.345
⁹⁶ Zr	0.913	0.692	1.305	0.694	0.894	0.681	1.304	0.695	1.568	0.892	1.369	0.630	0.764	0.115	1.688	0.311



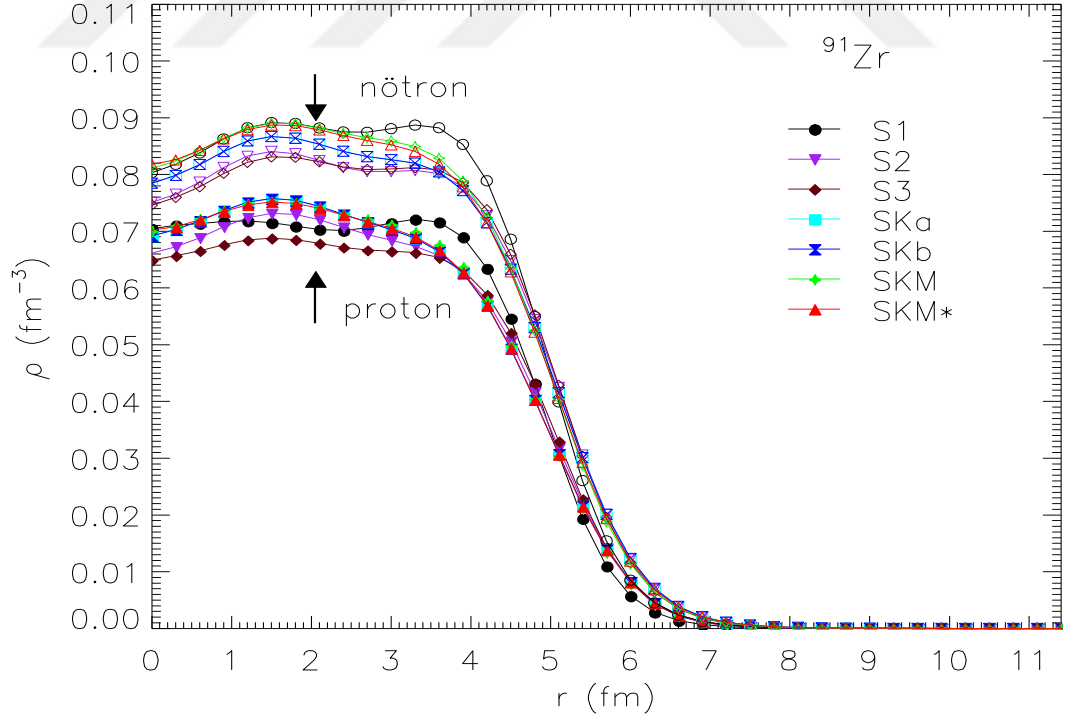
Şekil 4.1. Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{88}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları



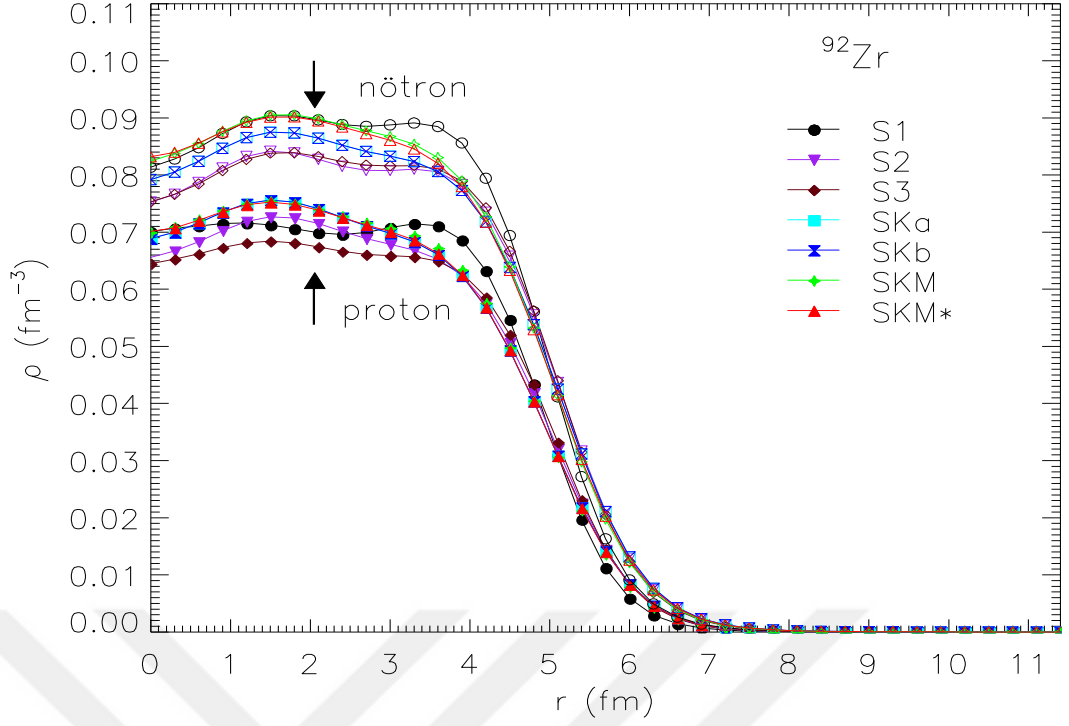
Şekil 4.2. Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{89}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları



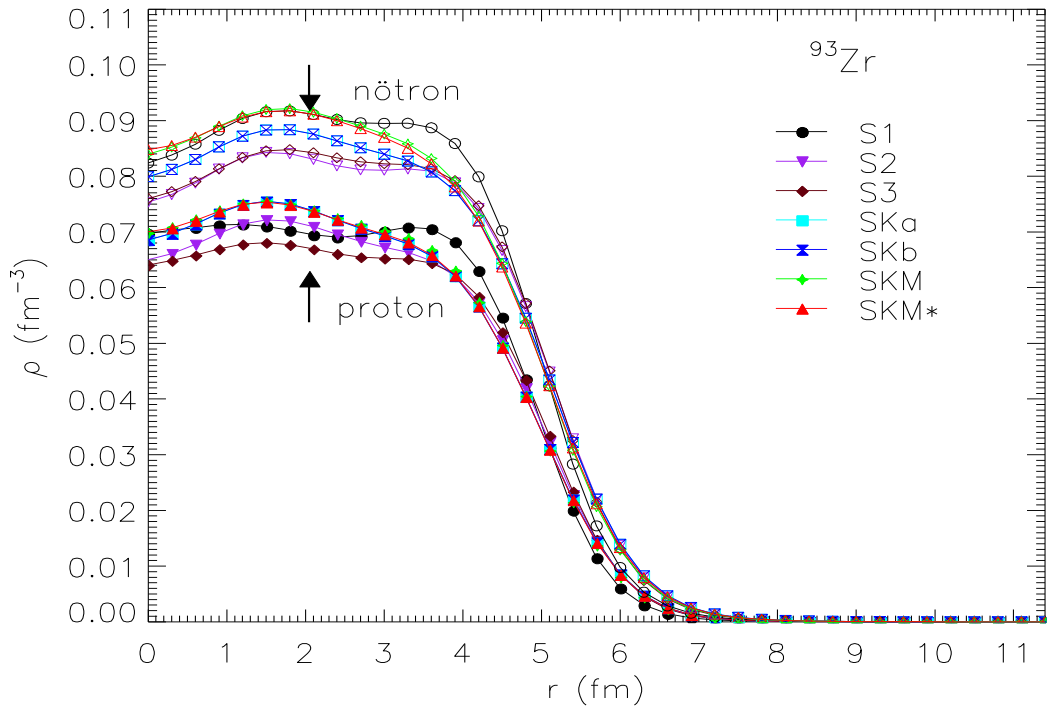
Şekil 4.3. Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{90}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları



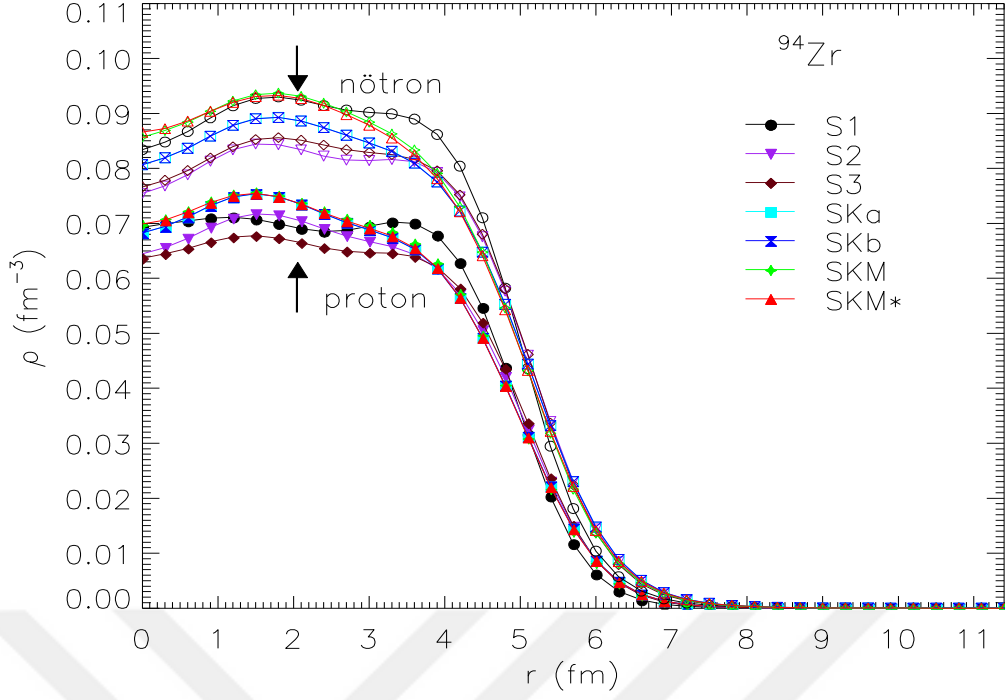
Şekil 4.4. Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{91}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları



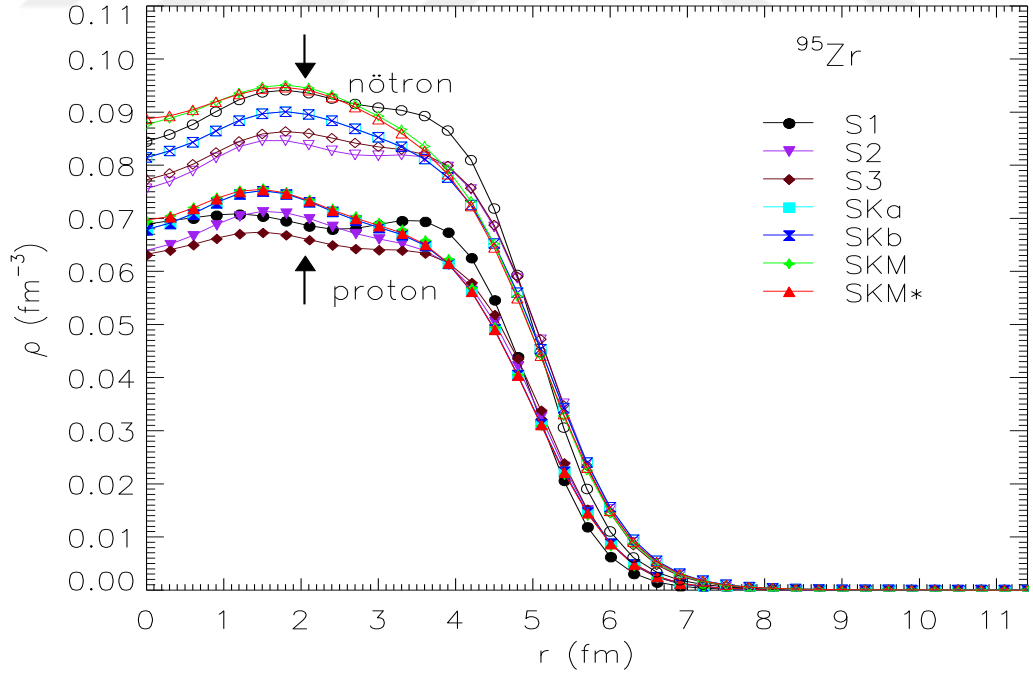
Şekil 4.5. Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{92}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları



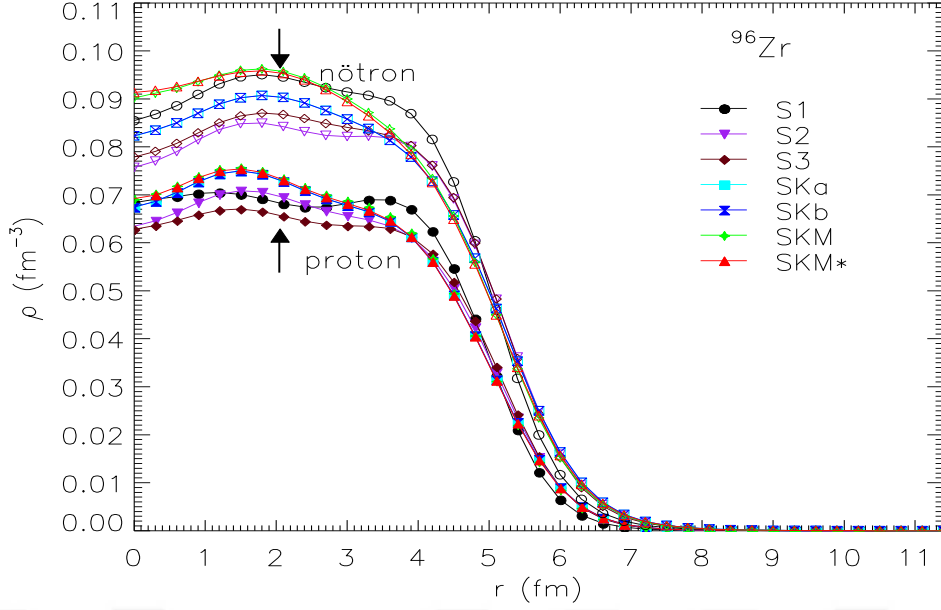
Şekil 4.6. Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{93}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları



Şekil 4.7. Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{94}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları



Şekil 4.8. Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{95}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları



Şekil 4.9. Skyrme Hartree Fock (SHF) parametreleri kullanılarak ^{96}Zr izotopu için yarı çapın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları

4.2. $^{88-96}\text{Zr}$ için rms Yarıçapları

Skyrme Hartree Fock model kullanarak kütle, yük, proton ve nötron yoğunluklarının kare ortalamasının karekökü (root mean square: rms),

$$r_q^{rms} = \langle r_q^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{\frac{\int r^2 \rho_q(r) dr}{\int \rho_q(r) dr}} \quad (4.1)$$

eşitliği ile hesaplanabilir. Burada ρ_q kütle, yük, proton ve nötron rms yoğunluklarıdır.

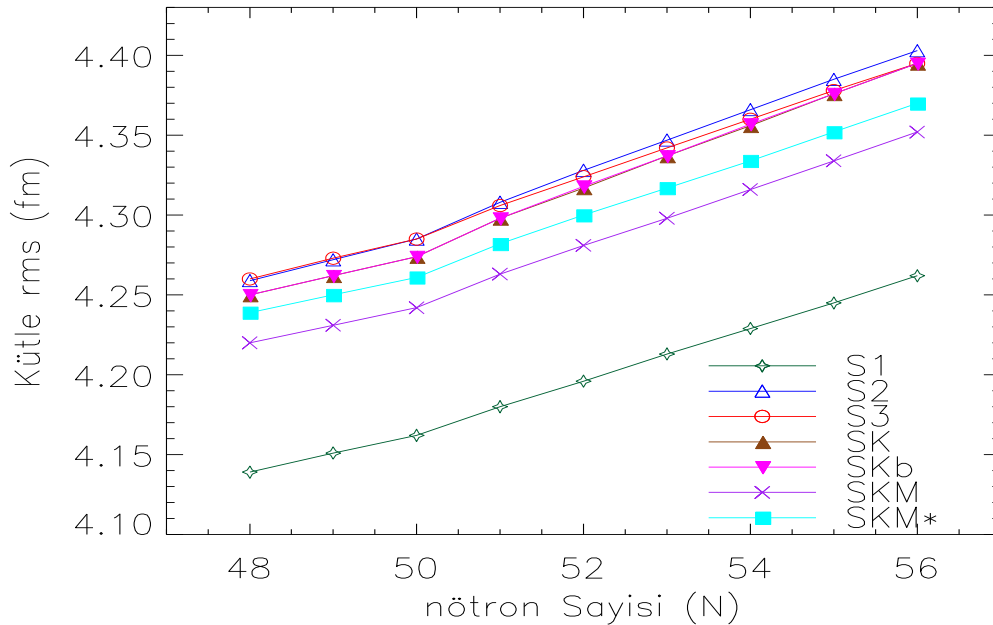
4.2.1. $^{88-96}\text{Zr}$ için Kütle rms Yarıçapları

Skyrme Hartree Fock modeli kullanarak S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* parametreleri için $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının kütle rms yarıçapları hesaplanmıştır. Çizelge 4.2'de S1 parametresine baktığımızda 4,139 fm değerinde en düşük değer ile başlamış olup sırasıyla 4.151, 4.162, 4.18, 4.196, 4.213, 4.229, 4.245 ve 4.262 fm değerine kadar yükselmiştir. $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için hesaplanan kütle rms değerleri S1,

S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* parametrelerinden S1 parametresi hariç diğer parametrelerde birbirine yakın değerler oluşturmuştur. Ayrıca kütle numarası yükseldikçe kütle rms yarıçapları arttığı görülmüştür. Çizelge 4.2’de hesaplanan sonuçlar Şekil 4.10’da çizilmiştir. Şekil 4.10’daki grafik incelendiğinde, S1 parametresinin ise en düşük olduğu, S2 ve S3 parametresi ise en yüksek değerlere sahip olduğu görülmüştür. Ayrıca kütle numarası yükseldikçe kütle rms yarıçaplarının arttığı görülmüştür.

Çizelge 4. 2: Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının kütle rms yarıçapları (fm)

İzotoplar	S1	S2	S3	SKa	SKb	SKM	SKM*
^{88}Zr	4.139	4.259	4.26	4.25	4.25	4.22	4.239
^{89}Zr	4.151	4.272	4.273	4.262	4.262	4.231	4.25
^{90}Zr	4.162	4.285	4.285	4.274	4.274	4.242	4.261
^{91}Zr	4.18	4.308	4.306	4.298	4.298	4.263	4.282
^{92}Zr	4.196	4.328	4.324	4.317	4.318	4.281	4.3
^{93}Zr	4.213	4.347	4.342	4.337	4.337	4.298	4.317
^{94}Zr	4.229	4.366	4.36	4.356	4.357	4.316	4.334
^{95}Zr	4.245	4.385	4.378	4.376	4.376	4.334	4.352
^{96}Zr	4.262	4.403	4.395	4.395	4.395	4.352	4.37



Şekil 4.10. Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının nötron sayılarının bir fonksiyonu olarak kütle rms yarıçapları (fm)

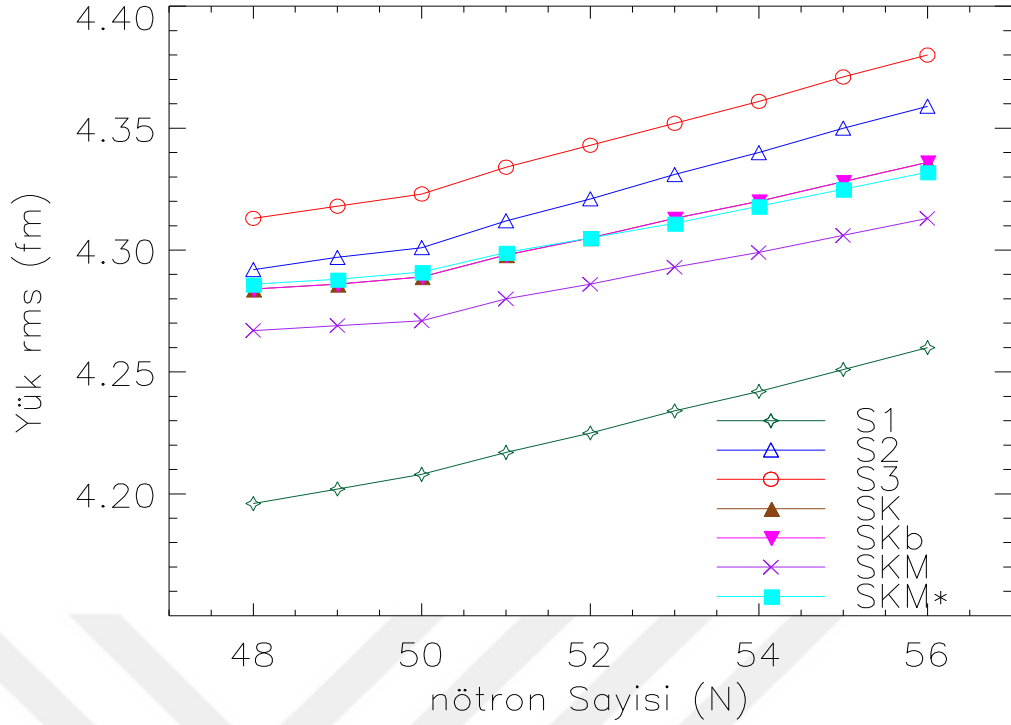
4.2.2. ⁸⁸⁻⁹⁶Zr İçin Yük rms Yarıçapları

SHF parametreleri kullanılarak ⁸⁸⁻⁹⁶Zr izotopların yük rms yarıçapları hesaplanıp nötron sayılarına göre grafiği çizilmiştir. Bu hesaplamalar Çizelge 4.3’de verilmiştir. Şekil 4.11 incelendiğinde nötron sayısının 50-52 arasındaki değerlerde bir kırınımına uğradığı ve tekrardan doğrusal olarak arttığı görülmüştür. Bu kırınımına sebep olmanın nedenin ise sihirli sayılara denk gelmesi olarak düşünülmektedir.

Şekil 4.11 ve Çizelge 4.3 incelendiğinde S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* yük rms yarıçapları hesaplamak için kullanılan parametrelerden S1 parametresinin diğer parametrelerin değerlerinden biraz daha düşük olduğu ve SKM* ve SKb parametrelerin birbirine daha yakın değerler aldığı sonucuna varılmıştır.

Çizelge 4. 3: Skyrme HF parametreleri kullanılarak ⁸⁸⁻⁹⁶Zr izotoplarının yük rms yarıçapları (fm)

İzotoplar	S1	S2	S3	SKa	SKb	SKM	SKM*
⁸⁸ Zr	4.196	4.292	4.313	4.284	4.284	4.267	4.286
⁸⁹ Zr	4.202	4.297	4.318	4.286	4.286	4.269	4.288
⁹⁰ Zr	4.208	4.301	4.323	4.289	4.289	4.271	4.291
⁹¹ Zr	4.217	4.312	4.334	4.298	4.298	4.28	4.299
⁹² Zr	4.225	4.321	4.343	4.305	4.305	4.286	4.305
⁹³ Zr	4.234	4.331	4.352	4.313	4.313	4.293	4.311
⁹⁴ Zr	4.242	4.34	4.361	4.32	4.32	4.299	4.318
⁹⁵ Zr	4.251	4.35	4.371	4.328	4.328	4.306	4.325
⁹⁶ Zr	4.26	4.359	4.38	4.336	4.336	4.313	4.332



Şekil 4.11. Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının nötron sayılarının bir fonksiyonu olarak yük rms yarıçapları (fm)

4.2.3. $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Proton rms Yarıçapları

SHF modelinde S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotopların proton rms yarıçapları hesaplanıp nötron sayılarına göre grafiği çizilmiştir. Bu hesaplamalar Çizelge 4.4'de verilmiştir. Bu çizelgedeki hesaplamalara göre $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için, S1 parametresi sırasıyla 4.125, 4.131, 4.137, 4.146, 4.155, 4.164, 4.173, 4.182 ve 4.191 fm proton rms değeri olarak yükseldiği görülmüştür. En yüksek değeri alan parametre ise S3 olup sırasıyla 4.242, 4.249, 4.255, 4.266, 4.276, 4.285, 4.295, 4.305 ve 4.315 fm değerleri olarak yükselmiştir.

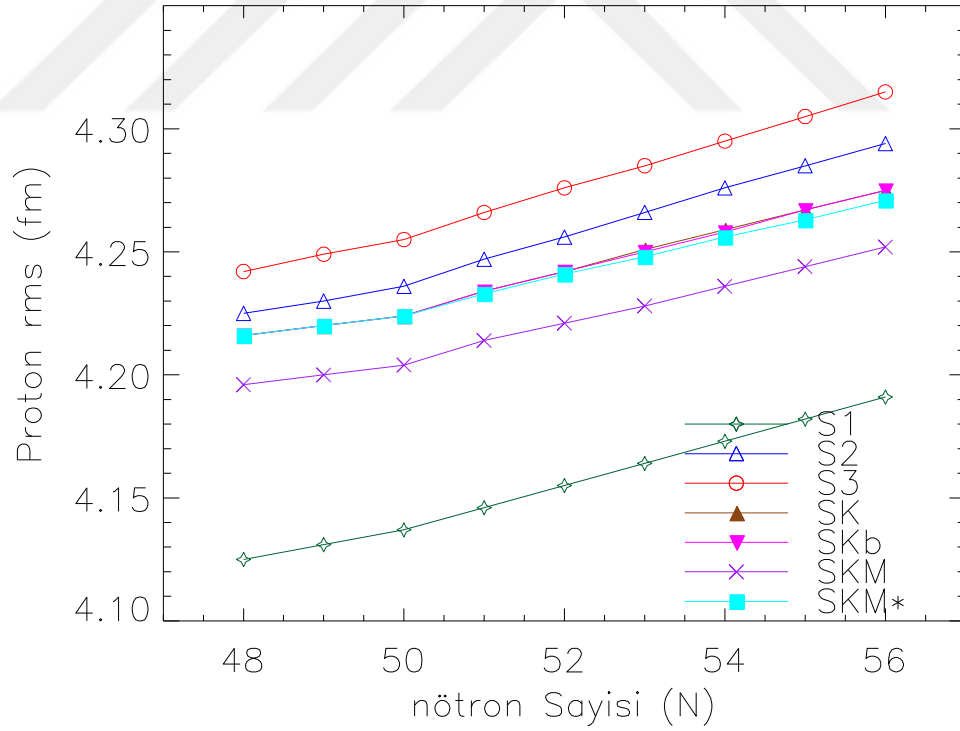
Şekil 4.12'deki grafiğe göre nötron sayısının 50-52 arasındaki değerlerde diğer rms yarıçaplarında olduğu gibi kırıma uğradığı ve aynı özellikleri gösterdiği görülmüştür.

Şekil 4.12'deki grafik incelendiğinde SHF modelinde S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* parametrelerinin kullanılarak hesaplanan proton rms değerlerinden S1

parametresinin diğer parametrelerden uzak bir değer aldığı ve SKM* ile SKb parametrelerinin birbirine çok yakın değerler aldığı görülmektedir.

Çizelge 4.4: Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının proton rms yarıçapları (fm)

İzotoplar	S1	S2	S3	SKa	SKb	SKM	SKM*
^{88}Zr	4.125	4.225	4.242	4.216	4.216	4.196	4.216
^{89}Zr	4.131	4.23	4.249	4.22	4.22	4.2	4.22
^{90}Zr	4.137	4.236	4.255	4.224	4.224	4.204	4.224
^{91}Zr	4.146	4.247	4.266	4.234	4.234	4.214	4.233
^{92}Zr	4.155	4.256	4.276	4.242	4.242	4.221	4.241
^{93}Zr	4.164	4.266	4.285	4.251	4.25	4.228	4.248
^{94}Zr	4.173	4.276	4.295	4.259	4.258	4.236	4.256
^{95}Zr	4.182	4.285	4.305	4.267	4.267	4.244	4.263
^{96}Zr	4.191	4.294	4.315	4.275	4.275	4.252	4.271



Şekil 4.12. Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının nötron sayılarının bir fonksiyonu olarak proton rms yarıçapları (fm)

4.2.4. $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Nötron rms Yarıçapları

SHF modelinde S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotopların nötron rms yarıçapları hesaplanıp nötron sayılarına göre grafiği çizilmiştir. Bu hesaplamalar Çizelge 4.5’de verilmiştir. Bu hesaplamalara göre S1 parametresi $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için sırasıyla 4.151, 4.167, 4.182, 4.206, 4.228, 4.249, 4.27 ve 4.291 fm değeri alarak yükseldiği görülmüştür. En yüksek nötron rms değeri alan parametre ise S2 olup $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için sırasıyla 4.287, 4.306, 4.324, 4.356, 4.381, 4.407 ve 4.431 fm değerleri alarak yükselmiştir.

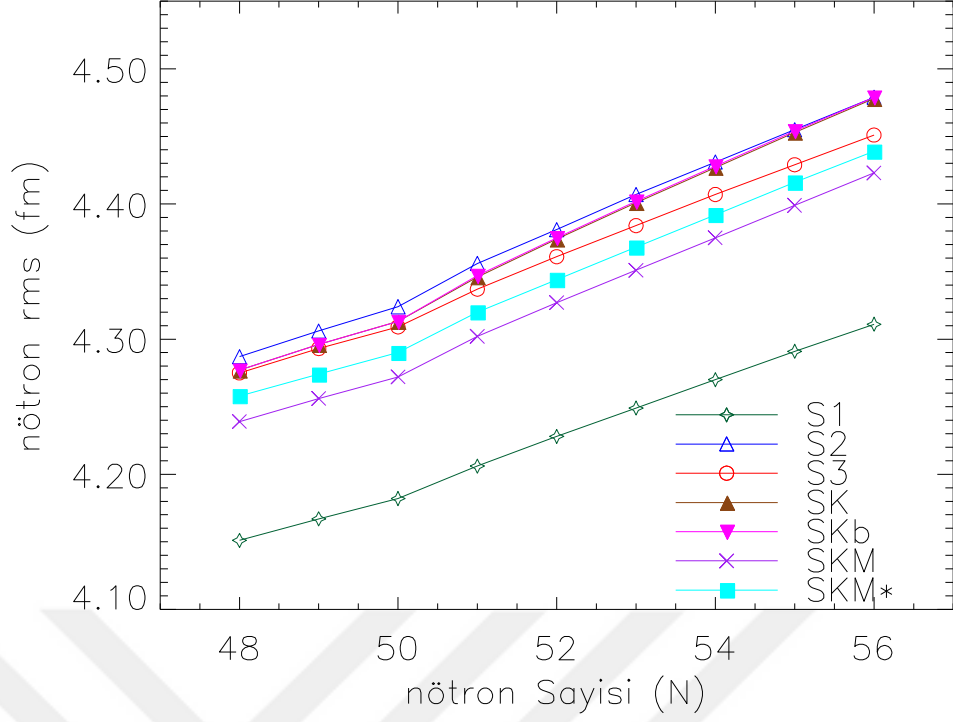
Şekil 4.13’deki grafiğe göre nötron sayısının 50-52 arasındaki değerlerde bir kırınım uğradığı diğer rms yarıçaplarına benzer özellikler görüldüğü gözlenmiştir.

Şekil 4.13 incelendiğinde, SHF modelinde S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron rms değerlerinden S1 parametresi diğer parametrelerden uzak bir değer aldığı ve S2 ile SKb parametrelerinin ise birbirine çok yakın değerler aldığı görülmektedir

Şekil 4.13’e bakacak olursak $^{88-96}\text{Zr}$ izotopların nötron rms yoğunluk değerlerinin nükleon sayısına bağlı olarak arttığı görülmüştür.

Çizelge 4. 5: Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının nötron rms yarıçapları (fm)

İzotoplar	S1	S2	S3	SKa	SKb	SKM	SKM*
^{88}Zr	4.151	4.287	4.275	4.277	4.277	4.239	4.258
^{89}Zr	4.167	4.306	4.293	4.296	4.296	4.256	4.274
^{90}Zr	4.182	4.324	4.309	4.313	4.313	4.272	4.29
^{91}Zr	4.206	4.356	4.337	4.346	4.347	4.302	4.32
^{92}Zr	4.228	4.381	4.361	4.374	4.375	4.327	4.344
^{93}Zr	4.249	4.407	4.384	4.401	4.402	4.351	4.368
^{94}Zr	4.27	4.431	4.407	4.427	4.428	4.375	4.392
^{95}Zr	4.291	4.455	4.429	4.453	4.454	4.399	4.416
^{96}Zr	4.311	4.479	4.451	4.478	4.479	4.423	4.439



Şekil 4.13. Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının nötron sayılarının bir fonksiyonu olarak nötron rms yarıçapları (fm)

4.3. $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Nötron Kabuk Kalınlığı

Nötron kabuk kalınlığı (Δr_{np}) nötron rms yarıçapları ile proton rms yarıçapları arasındaki fark olarak tanımlanır ve nötron yarıçapının genişliği;

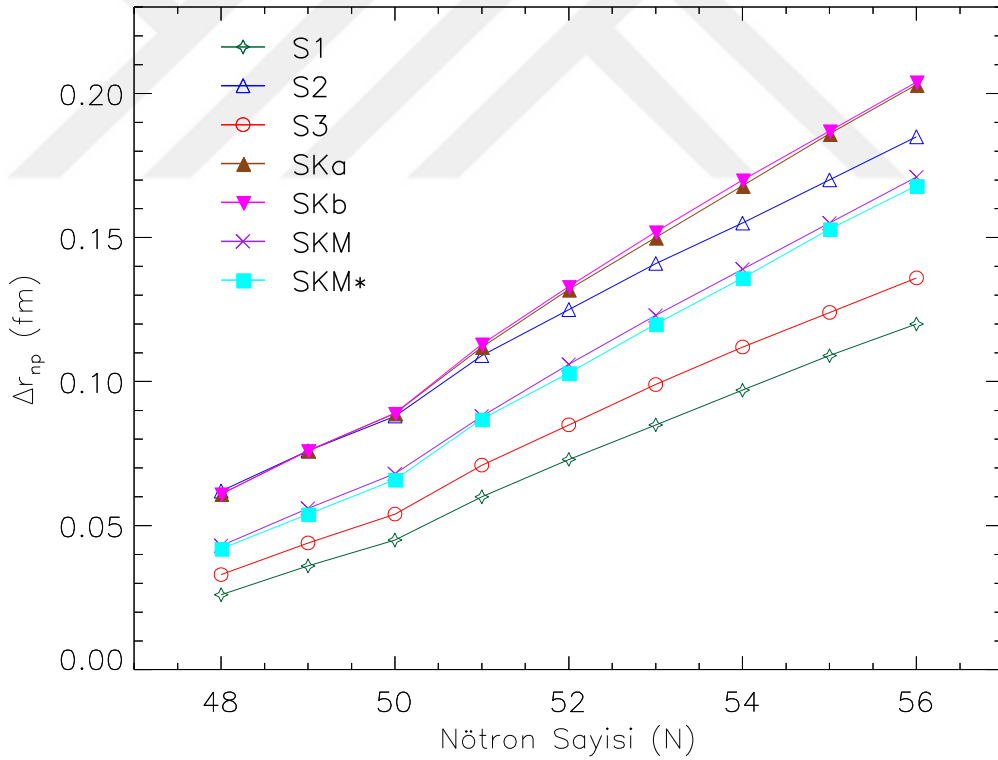
$$\Delta r_{np} = r_n - r_p = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2} \quad (4.1)$$

ile temsil edilir [43]. Çizelge 4.4 ve Çizelge 4.5’de verilen nötron ve proton rms yarıçap değerlerini kullanarak aşağıda verilen Çizelge 4.6’daki değerler elde edilmiştir. $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının SHF parametrelerine göre nötron kabuk kalınlığı Çizelge 4.6’da hesaplanmış ve nötron sayısına göre grafiği çizilmiştir. Şekil 4.14’deki grafik incelendiğinde, en düşük nötron kabuk kalınlığı değerine sahip S1 parametresidir. En yüksek nötron kabuk kalınlığı değerine sahip olan parametreler ise SKa ve SKb olduğu görülmüştür. Ayrıca nötron sayılarının 50-52 arasında kırılmaya uğrama sebebi olarak sihirli sayılardan kaynaklandığı düşünülmektedir.

Çizelge 4.6 ile Şekil 4.14'e bakacak olursak $^{88-96}\text{Zr}$ izotopların nötron kabuk kalınlığının nükleon sayısına bağlı olarak arttığı görülmüştür.

Çizelge 4. 6: $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının Skyrme HF parametrelerine göre nötron kabuk kalınlığı (Δr_{pn} ; fm)

İzotoplar	S1	S2	S3	SKa	SKb	SKM	SKM*
^{88}Zr	0.026	0.062	0.033	0.061	0.061	0.043	0.042
^{89}Zr	0.036	0.076	0.044	0.076	0.076	0.056	0.054
^{90}Zr	0.045	0.088	0.054	0.089	0.089	0.068	0.066
^{91}Zr	0.06	0.109	0.071	0.112	0.113	0.088	0.087
^{92}Zr	0.073	0.125	0.085	0.132	0.133	0.106	0.103
^{93}Zr	0.085	0.141	0.099	0.15	0.152	0.123	0.12
^{94}Zr	0.097	0.155	0.112	0.168	0.17	0.139	0.136
^{95}Zr	0.109	0.17	0.124	0.186	0.187	0.155	0.153
^{96}Zr	0.12	0.185	0.136	0.203	0.204	0.171	0.168



Şekil 4.14. Zr izotoplarının Skyrme HF parametrelerine göre nötron sayılarının bir fonksiyonu olarak nötron kabuk kalınlığı (Δr_{pn} ; fm)

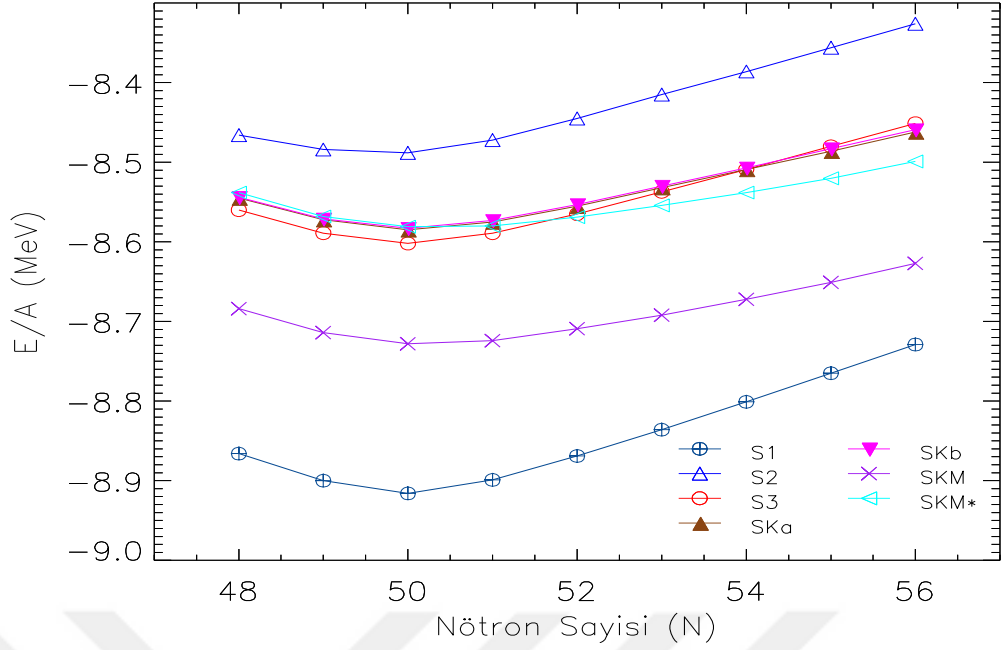
4.4. $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Bağlanma Enerjileri

$^{88-96}\text{Zr}$ 'nin her bir izotopu için S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* Skyrme HF parametrelerine bağlı teorik olarak nükleon başına bağlanma enerjileri (E/A, MeV) hesaplanmış ve elde edilen sonuçlar izelge 4.7'de ve Şekil 4.15'de verilmiştir. Yapılan hesaplamalarda bağlanma enerjisi genellikle negatif olarak alınmaktadır. Çizelge 4.7'ye göre çizilen Şekil 4.15'deki grafiğe bakılarak S1 parametresi en düşük değerleri almış olup diğer parametrelerden daha düşük seviyededir. S1 parametresi nötron sayısının 48 olduğu değerde bağlanma enerjisi -8.866 değerini alıp nötronun 50 olduğu yerde -8.916 değerine kadar düşükten sonra tekrar yükselmiştir. Çizelge 4.7 ve Şekil 4.15'deki diğer parametreler de S1 parametresinde olduğu gibi benzer davranışı sergilemektedir.

Çizelge 4.7 ve Şekil 4.15'e bakılacak olursak, $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* parametreleri kullanılarak hesaplanan bağlanma enerjileri arasında S1 parametresi en düşük değer, S2 parametresi en yüksek değerler alırken S3, SKa, SKb parametreleri birbirine yakın değerler almıştır.

Çizelge 4.7: Skyrme HF parametreleri kullanılarak Zr izotoplarının bağlanma enerjileri (E/A, MeV)

İzotoplar	S1	S2	S3	SKa	SKb	SKM	SKM*
^{88}Zr	-8.866	-8.466	-8.560	-8.545	-8.544	-8.684	-8.538
^{89}Zr	-8.900	-8.484	-8.589	-8.572	-8.571	-8.714	-8.568
^{90}Zr	-8.916	-8.488	-8.602	-8.585	-8.583	-8.728	-8.581
^{91}Zr	-8.899	-8.472	-8.589	-8.575	-8.573	-8.724	-8.580
^{92}Zr	-8.869	-8.445	-8.565	-8.555	-8.553	-8.709	-8.569
^{93}Zr	-8.836	-8.415	-8.537	-8.532	-8.530	-8.692	-8.554
^{94}Zr	-8.801	-8.386	-8.509	-8.509	-8.507	-8.672	-8.538
^{95}Zr	-8.765	-8.356	-8.480	-8.486	-8.483	-8.651	-8.520
^{96}Zr	-8.729	-8.326	-8.451	-8.462	-8.459	-8.627	-8.499



Şekil 4.15. Skyrme HF parametreleri kullanılarak Zr izotoplarının nötron sayılarının bir fonksiyonu olarak bağlanma enerjileri (E/A, MeV)

4.5. $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Nötron Ayrılma Enerjileri

Tek nötron (S_n) ve çift nötron (S_{2n}) ayrılma enerjileri, nükleer kabuk yapılarının araştırılmasında oldukça önemlidir. Ayrılma enerjileri en gevşek olarak bağlanmış proton veya nötronların uzaklaştırılması için gerekli olan adiabatik olarak uzaklaştırılması için gerekli olan enerjidir. S_n ve S_{2n} bağlanma enerjisi (BE) aşağıda verilen eşitlik ile tanımlanabilir [44].

$$\begin{aligned} S_n(Z, N) &= -BE(Z, N) + BE(Z, N-1), \\ S_{2n}(Z, N) &= -BE(Z, N) + BE(Z, N-2) \end{aligned} \quad (4.2)$$

Çizelge 4.7’de verilen bağlanma enerjisi değerleri kullanarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının her biri için S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* Skyrme HF parametrelerine bağlı tek ve çift ayrılma enerjileri hesaplanmış ve sonuçlar sırasıyla Çizelge 4. 8 ve Çizelge 4. 9’da verilmiştir. Çizelgelerdeki verilerden elde edilen grafikler de Şekil 4. 16’da verilmiştir.

Çizelge 4.8 ve Şekil 4.16'ya baktığımız zaman S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının bir nötron (S_n) ayrılma enerjileri hesaplanıp çizilmiştir.

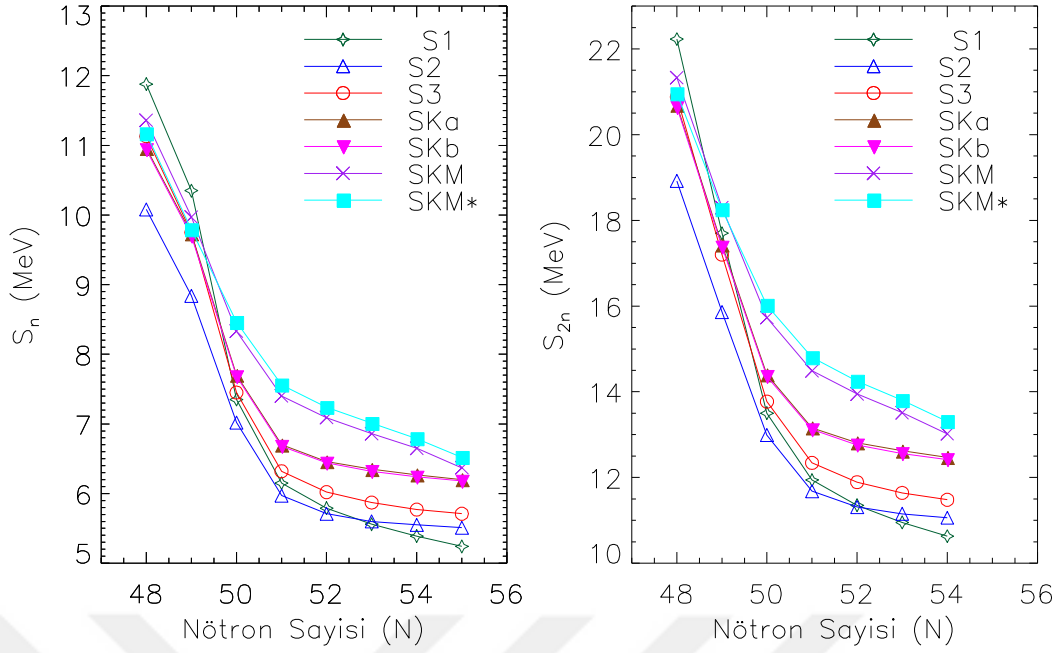
Bu hesaplamalar ve grafiklere göre S_n ve S_{2n} de en yüksek değere sahip olan S1 parametresi, nötron sayısı arttıkça ayrılma enerjileri en küçük değere düşen parametre olmuştur. S_n ve S_{2n} ayrılma enerjilerine bakacak olursak iki nötronun ayrılma enerjisi bir nötronun ayrılma enerjisinin yaklaşık olarak iki katıdır.

Çizelge 4.8: Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının bir nötron (S_n) ayrılma enerjileri (MeV)

İzotoplar	S1	S2	S3	SKa	SKb	SKM	SKM*
^{88}Zr	11.880	10.080	11.130	10.960	10.940	11.360	11.170
^{89}Zr	10.350	8.840	9.750	9.730	9.700	9.970	9.790
^{90}Zr	7.350	7.020	7.450	7.700	7.680	8.330	8.460
^{91}Zr	6.150	5.970	6.320	6.700	6.680	7.400	7.560
^{92}Zr	5.790	5.710	6.020	6.460	6.440	7.090	7.240
^{93}Zr	5.560	5.600	5.870	6.350	6.320	6.860	7.010
^{94}Zr	5.390	5.550	5.770	6.270	6.240	6.650	6.790
^{95}Zr	5.240	5.510	5.710	6.200	6.180	6.370	6.520

Çizelge 4. 9: Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının iki nötron (S_{2n}) ayrılma enerjileri (MeV)

İzotoplar	S1	S2	S3	SKa	SKb	SKM	SKM*
^{88}Zr	22.23	18.92	20.88	20.69	20.64	21.33	20.96
^{89}Zr	17.7	15.86	17.2	17.43	17.38	18.3	18.25
^{90}Zr	13.5	12.99	13.77	14.4	14.36	15.73	16.02
^{91}Zr	11.94	11.68	12.34	13.16	13.12	14.49	14.8
^{92}Zr	11.35	11.31	11.89	12.81	12.76	13.95	14.25
^{93}Zr	10.95	11.15	11.64	12.62	12.56	13.51	13.8
^{94}Zr	10.63	11.06	11.48	12.47	12.42	13.02	13.31



Şekil 4.16. Skyrme HF parametreleri kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının nötron sayılarının bir fonksiyonu olarak S_n ve S_{2n} ayrılma Enerjileri (MeV)

4.6. $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Nötron ve Proton Eksiton Sayıları

Aşağıda verilen denklemler yardımı ile SKM* parametresi kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için proton ve nötron eksiton sayıları hesaplanmıştır. Hesaplamalar sonucu elde edilen veriler Çizelge 4.1’de verilmiş olup bu verilere göre Şekil 4.17’de grafiği çizilmiştir.

$${}_3X_n = \frac{3Z + 2N}{3Z + N} \quad (4.3)$$

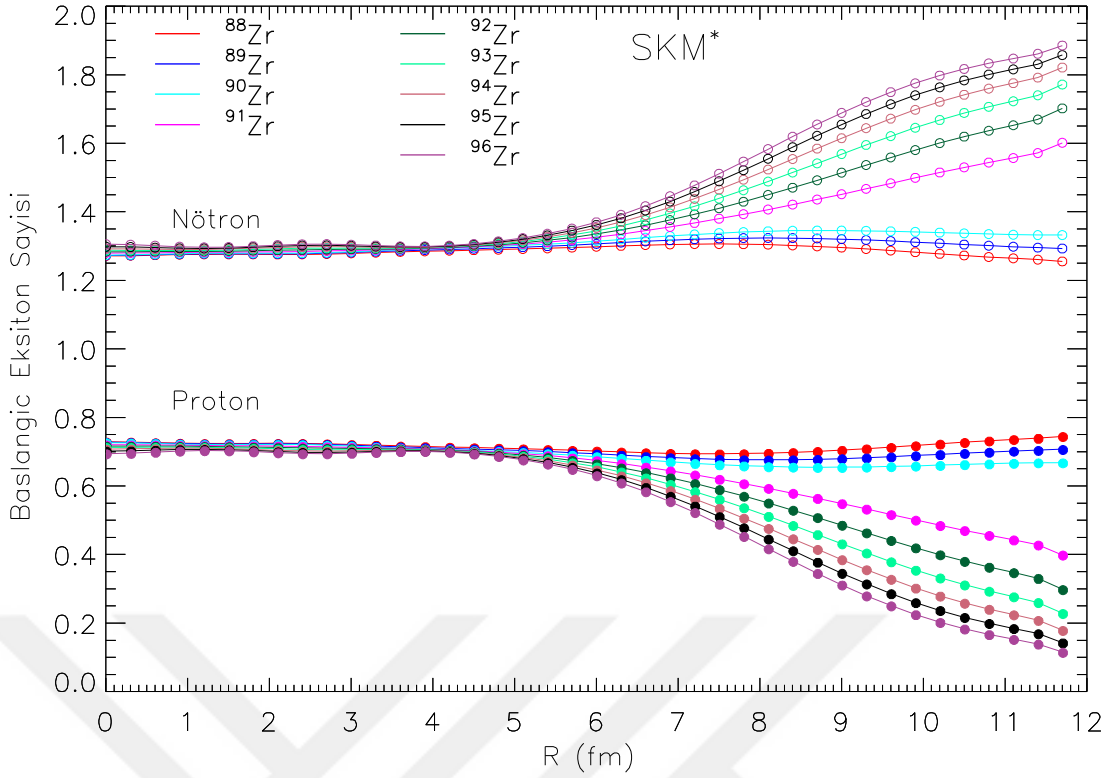
$${}_3X_p = \frac{3Z}{3Z + N} \quad (4.4)$$

Çizelge 4. 1’de verildiği üzere, SKM* parametresinin $r=0$ fm, $r=3$ fm, $r=6$ fm ve $r=9$ fm değerlerinde başlangıç eksiton sayılarını hesapladık. Yarıçapın $r=0$ fm’de $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için nötronun başlangıç eksiton değerleri sırasıyla 1.271, 1.272, 1.273, 1.279, 1.283, 1.287, 1.292, 1.298 ve 1.305 değerleri olarak yükseldiği görülmektedir. Buna karşın $^{88-96}\text{Zr}$ izotopunun $r=0$ fm düzeyinde proton eksiton değerleri ise

sırasıyla 0.728 değerinden başlayarak 0.727, 0.726, 0.720, 0.716, 0.712, 0.707, 0.701 ve 0.694 değerine kadar sürekli azalmaktadır. Yarıçapın $r=3$ fm değerinde $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için nötronun başlangıç eksiton değerleri sırasıyla 1.278, 1.281, 1.283, 1.287, 1.290, 1.294, 1.297, 1.300 ve 1.304 değerine kadar yükseldiği görülmektedir. Buna karşın $^{88-96}\text{Zr}$ izotopunun $r=3$ fm düzeyinde proton eksiton değerleri ise sırasıyla 0.721, 0.718, 0.716, 0.712, 0.709, 0.705, 0.702, 0.699 ve 0.695 değerine kadar sürekli azalmaktadır. Proton ile nötronun çıkış eksiton sayılarına baktığımızda nötronun arttığı değerlerde protonun azaldığı görülmüştür. Yarıçapın $r=6$ fm değerinde $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için nötronun başlangıç eksiton değerleri sırasıyla 1.297, 1.306, 1.314, 1.325, 1.335, 1.344, 1.353, 1.361 ve 1.369 değerine kadar yükseldiği görülmektedir. Buna karşın $^{88-96}\text{Zr}$ izotopunun $r=6$ fm düzeyinde proton eksiton değerleri ise sırasıyla 0.702, 0.693, 0.685, 0.674, 0.664, 0.655, 0.646, 0.638 ve 0.630 değerine kadar sürekli azalmaktadır. Yarıçapın $r=9$ fm değerinde $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için nötronun başlangıç eksiton değerleri sırasıyla 1.295, 1.320, 1.345, 1.451, 1.514, 1.568, 1.614, 1.654 ve 1.688 değerine kadar yükseldiği görülmektedir. Buna karşın $^{88-96}\text{Zr}$ izotopunun $r=9$ fm düzeyinde proton eksiton değerleri ise sırasıyla 0.704, 0.679, 0.654, 0.548, 0.485, 0.431, 0.385, 0.345 ve 0.311 değerine kadar sürekli azalmaktadır. Proton ile nötronun çıkış eksiton sayılarına baktığımızda nötronun arttığı değerlerde protonun azaldığı görülmüştür. Çizelge 4.1'de SKM* parametresinin artan yarıçaplarına baktığımızda yarıçap değeri arttıkça başlangıç eksiton sayılarının azaldığı gözlemlenmektedir

Şekil 4.17 incelendiğinde, nötronun ^{96}Zr izotopu için nötron eksiton sayıları genel olarak 1.3 değerinden başlayıp 1.9 değerine yükselerek en yüksek değere sahip olur. ^{88}Zr izotopunun ise değişikliği çok az olup 1.3 değerinde sabit olmaktadır. Aynı şekilde ^{88}Zr izotopu için proton başlangıç numarası sabit olup ^{96}Zr ise en büyük düşüşe sahip olup 0.1 civarlarına gerilemiştir.

Çizelge 4.1 ve Şekil 4.17 incelendiğinde ^{96}Zr için yarıçap arttıkça eksiton giriş sayılarının nötronda en çok artan protonda da en çok azalan olduğunu gördük. Yalnızca ^{88}Zr , ^{89}Zr , ^{90}Zr izotopları için yapılan hesaplamalara göre proton ve nötron başlangıç olan eksiton sayılarının fazla bir değişim göstermeyip yakın değerlerde ilerlemektedir.

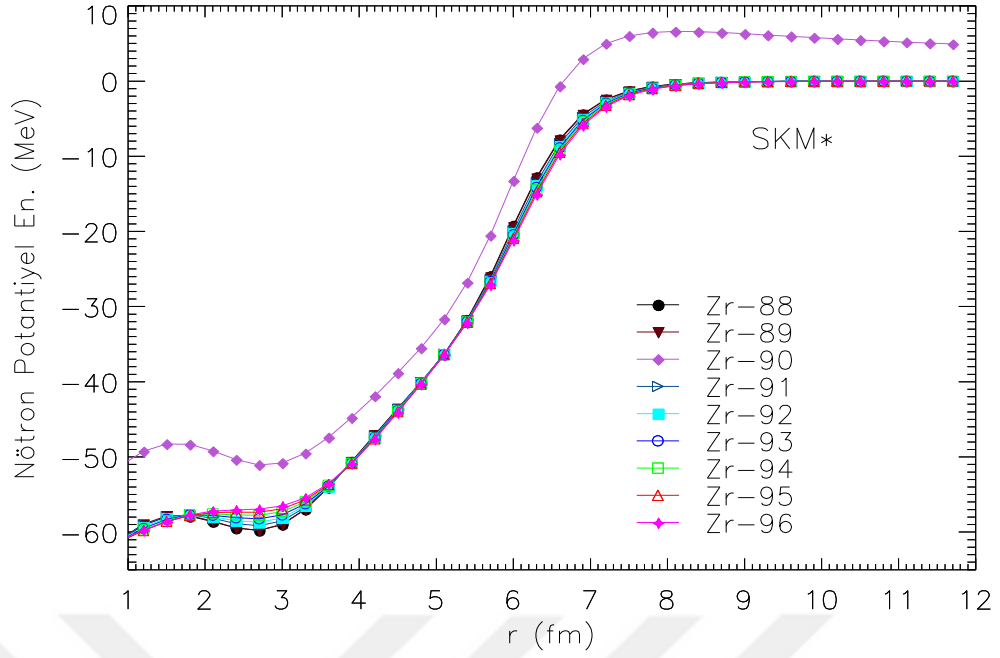


Şekil 4.17 $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarının yarıçapa bağlı değişimi

4.7. $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Nötron Potansiyel Enerjisi

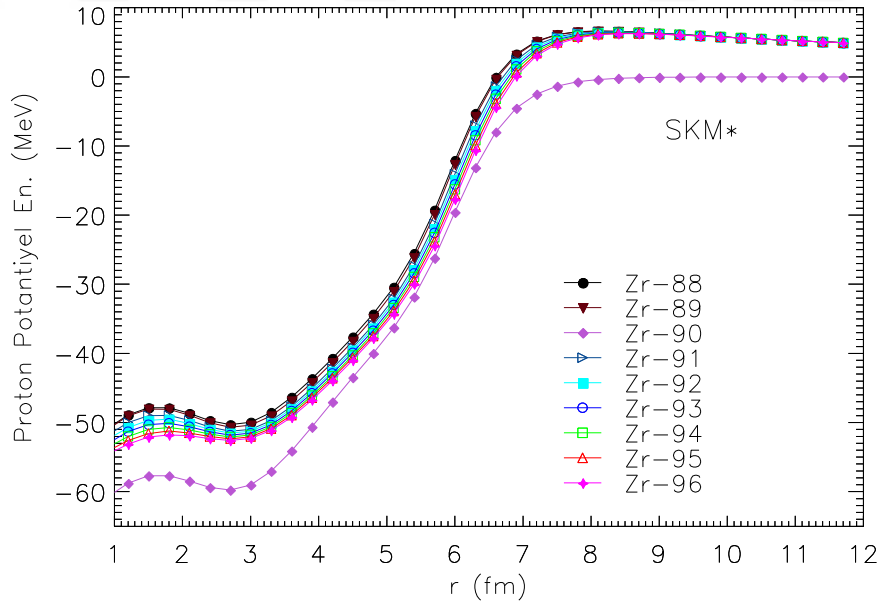
SKM* parametresi kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için yarıçapın fonksiyonu olarak hesaplanan nötron potansiyel enerjilerinin Şekil 4.18'de grafiği çizilmiştir. Şekil 4.18 incelendiğinde, ^{90}Zr izotopunun nötron potansiyel enerjisi, $r=1$ fm değerinde, -50 MeV değerinden başlayarak bir pik oluşturmuş olup $r=3$ fm değerinde tekrardan -50 MeV değerlerine döndüğü ve en büyük derinlikte ve genişlikte bir kuyu oluşturduğu görülmektedir. Burada, ^{90}Zr izotopu 8 MeV değerine kadar yükselmiş olup diğer izotoplara göre en yüksek değeri almıştır.

Zr'nin diğer izotoplarının nötron potansiyel enerjisi ise, -60 MeV değerinden başlayıp 0 MeV değerine doğru yaklaşmıştır.



Şekil 4.18. SKM* Skyrme Hartree Fock (SHF) parametresi kullanılarak yarı çapın fonksiyonu olarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının nötron potansiyel enerjilerinin (MeV) değişimi

4.8. $^{88-96}\text{Zr}$ İçin Proton Potansiyel Enerjisi



Şekil 4.19. SKM* Skyrme Hartree Fock (SHF) parametresi kullanılarak yarı çapın fonksiyonu olarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının proton potansiyel enerjilerinin (MeV) değişimi

Şekil 4.19'da SKM* parametresi ile $^{88-96}\text{Zr}$ izotopu için yarıçapa göre proton potansiyel enerjisi grafiği çizilmiştir. Bu izotoplar içerisinde ^{90}Zr izotopunun $r=0$ fm değerinde proton potansiyel enerjisi -60 MeV, diğer Zr izotopları ise -50 MeV değerindedir. $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için proton potansiyel enerjileri $r=2$ fm ile $r=4$ fm değerleri arasında bir kuyu oluşturmaktadır. Oluşan bu kuyulara bakacak olursak nötron potansiyel enerjisinde olduğu gibi ^{90}Zr izotopu en geniş ve en derin kuyuyu meydana getirmektedir. Ayrıca yarıçapın $r=5$ fm ve $r=7$ fm arasında $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları genel olarak aynı özellikleri göstererek yükselmiştir. Bu yükselme ise $r=7$ fm düzeyinde sabit değerlere ulaşmıştır.

5.SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Skyrme etkileşimli Hartree- Fock metodu, çekirdeğin özelliklerini araştırmak için geniş bir şekilde kullanılan çok elverişli bir yöntemdir. Skyrme etkileşimli Hartree-Fock metodu, hafif çekirdeklerden ağır çekirdeklere kadar tüm çekirdeklerin taban durum hesaplamalarını gerçekleştirmek için en uygun yöntemdir. Bu yöntemi kullanarak, yapısal metaryalleri incelemek, füzyon reaktörleri ve daha pek çok alan için çok önemlidir. Bu yüzden, bu çalışmada, önemli yapısal metaryallerden biri olan Zr çekirdeğinin taban durum özelliklerinin hesaplanması ve hesaplanan bu sonuçların tartışılıp yorumlanması bu alana büyük katkı sağlayacaktır.

Bu çalışmada $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için Skyrme Hartree Fock modelinde S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* parametreleri kullanılarak nötron ve proton yoğunlukları, yarıçapları, kütle rms yarıçapları, yük rms yarıçapları, proton rms yarıçapları, nötron rms yarıçapları, nötron kabuk kalınlıkları, bağlanma enerjileri, nötron tek ve çift nötron enerjileri, başlangıç nötron ve proton eksiton sayıları, nötron ve proton potansiyel enerjileri hesaplanmıştır. Bu tez kapsamında elde ettiğimiz hesaplama sonuçları aşağıda kısaca özetlenmiştir;

1) $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının SHF metodundan S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* parametreleri yardımı ile proton ve nötron yük yoğunluğu hesaplandı. Tüm Zr izotopları için hesaplamamızda kullandığımız bu parametrelerinin $r=4$ fm düzeyinden sonra düşüşe geçtiği ve $r=7$ fm düzeyinde sifira yaklaştığı görülmektedir. Genel olarak hemen hemen tüm izotoplarda, proton ve nötron yoğunlukları S3 ve S1 parametresi diğer parametrelerden biraz daha farklı değerler alırken, SKa, SKb, SKM, SKM* parametreleri ise birbirine yakın değerler almıştır.

2) $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının SHF modelinin S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* parametreleri kullanılarak kütle rms yarıçapları, yük rms yarıçapları, proton rms yarıçapları ve nötron rms yarıçapları hesaplanmıştır. Bu parametrelerden S1 parametresi genel olarak tüm izotoplar için en uç noktaya sahipken diğer parametreler aynı sayı değerlerine yakın yerlerde kümelenmiştir.

3) $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının SHF modelinde S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* parametrelerine göre nötron kabuk kalınlığı hesaplanmıştır. Zr'nin kütle numarası arttıkça nötron kabuk kalınlığının da arttığı gözlemlenmiştir.

4) $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için S1, S2, S3, SKa, SKb, SKM, SKM* parametreleri kullanılarak hesaplanan bağlanma enerjileri arasında S1 parametresi en düşük değer, S2 parametresi en yüksek değerler alırken S3, SKa, SKb parametreleri birbirine yakın değerler almıştır.

5) Tek nötron(S_n) ve çift nötron(S_{2n}) için ayrılma enerjileri hesaplanmıştır. Bu hesaplamalarda S_{2n} 'nin ayrılma enerjisinin S_n 'nin yaklaşık olarak iki katı olduğu ve nötron sayısının artması ile ayrılma enerjisi azaldığı gözlemlenmiştir.

6) $^{88-96}\text{Zr}$ izotopunun nötron giriş reaksiyonları için başlangıç proton ve nötron eksiton sayıları SKM* parametresi kullanılarak hesaplanmıştır. Bahsedilen izotoplar için başlangıç proton eksiton sayısının yarıçap değeri arttıkça azaldığı, başlangıç nötron eksiton sayısının ise yarıçap değeri arttıkça arttığı görülmüştür.

7) SKM* parametresi kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için yarıçapın fonksiyonu olarak nötron potansiyel enerjileri hesaplanmıştır. Bu hesaplamalara göre ^{90}Zr izotopu $r=0$ fm değerinde -50 MeV nötron potansiyel enerjisi ile başlayıp sıfırın üstündeki bir değerde yükselip sabit değere ulaşıyor. Zirkonyumun diğer izotopları ise $r=0$ fm değerinde -60 MeV nötron potansiyel değerinden başlayıp sıfırlanıyor. Ayrıca $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan nötron potansiyel enerjileri, yarıçapın $r=2$ fm ve $r=4$ fm arasındaki değerlerde bir kuyu oluşturduğu görülmüştür.

8) SKM* parametresi kullanılarak $^{88-96}\text{Zr}$ izotopları için yarıçapın fonksiyonu olarak protonun potansiyel enerjisi hesaplanmıştır. Bu hesaplamalara göre ^{90}Zr izotopu $r=0$ fm değerinde -60 MeV proton potansiyel enerjisi ile başlayıp 0 MeV değerine doğru yükseldiği. Zirkonyumun diğer izotopları ise $r=0$ fm değerinde -50 MeV proton potansiyel değerinden başlayıp 0 MeV değerinin üstüne çıktığını gördük. Ayrıca $^{88-}$

^{96}Zr izotopları için SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan proton potansiyel enerjileri, yarıçapın $r=2$ fm ve $r=4$ fm arasındaki değerlerde bir kuyu oluşturduğu görülmüştür.

Sonuç olarak; bu tez kapsamında yaptığımız alışma SHF yönteminin periyodik tabloda bulunan çekirdeklerin taban durum özelliklerini açıklamada başarılı olduğunu göstermektedir. Ayrıca bu sonuçlar, nükleer yapının daha iyi anlaşılmasında kullanılabilir.

Bu alışma, bu alanda çalışan tüm fizikçilere ve nükleer enerji mühendislerine önemli katkı sağlayacaktır.



KAYNAKLAR

- [1] Lilley, J.S., Nükleer Fizik: İlkeler ve Uygulamalar, Aydın, A., Sarpün İ.H., Tel, E., Kaplan, A., Nobel yayıncılık, Ankara, 3-6, 2008
- [2] Vautherin D., Brink D.M., Hatree- Fock Calculations with Skyrme's Interaction, I. Spherical Nuclei, Phys. Rev., C5, 626, 1972.
- [3] Tel, E., Sahin, H.M., Kaplan, A., Aydın, A., Altınok T., Investigation of the properties of the nuclei used on the new generation reactor technology systems, Annals of Nuclear Energy 35, 220–227, 2008.
- [4] Aytekin H., Tel, E., Baldık, R., Aydın, A., An investigation for ground state features of some structural fusion materials., J. Fusion Energy, 30, 21-25, 2011.
- [5] Beiner, M., Flocard, H., Van Giai N., Quentin P., Nuclear ground-state properties and selfconsistent calculation with the Skyrme interaction, Nucl. Phys, A, 238: 29-69., 1975.
- [6] Tel, E., Baldık, R., Aytekin, H., Aydın, A., Investigation of the nuclear structure of the Be, Cr and Cu isotopes, Annals of Nuclear Energy, 36, 1333–1339, 2009.
- [7] Brown, B.A., New Skyrme Interaction for Normal and Exotic Nuclei, Phys. Rev., C 58, 220, 1998.
- [8] Tel, E., Okuducu, S., Tanır, G., Aktı, N.N., Bölükdemir, M.H., Calculation of Radii and Density of ^{7-19}B Isotopes Using Effective Skyrme Force, Commun. Theor. Phys., (Beijing, China) 49 , 696–702, 2008.
- [9] Tel, E., Aktı, N.N., Okuducu, S., Aydın, A., Sahan, M.S., Ugur, F.A., Sahan, H., A Study on ^{8-18}Be Isotopes Used on Neutron Multiplier in Reactor Design, J Fusion Energ, 30:58–63, 2011.
- [10] Angeli, I., A Consistent Set of Nuclear rms Charge Radii: Properties of the Radius Surface $R(N,Z)$, Atomic Data and Nuclear Data Table, 87 - 185-206, 2004.

- [11] Abdullah, A.N., Elastic electron scattering from Te-isotopes in the framework of Skyrme-Hartree-Fock method, Iraqi Journal of Science, Vol. 58, No.1A, 71-78, 2017.
- [12] Alzubadi, A.A., Dakhil, Z.A., Aluboodi, S:T., Microscopic Study of Nuclear Structure for Some Zr-isotopes Using Skyrme-Hartree-Fock-Method, Journal of Nuclear and Particle Physics, 4(6):155-163, 2014.
- [13] Krane, K.S., "Nükleer Fizik 1", Şarer B., Palme Yayıncılık, Ankara, 161-175,192-201, 2001.
- [14] Bayrak, O., Hafif-Ağır İyon Reaksiyonlarının Yeni Bir Potansiyel Yaklaşımı İle İncelenmesi, Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, 2004.
- [15] Krane, K. S., Introductory Nuclear Physics, Willey&SonsInc., 1988.
- [16] Aydın, A., $^{40}\text{Ar}(p,p)$ ve ^{40}Ar Esnek Saçılmasının 22.6, 27.5, 30.0, 36.7 MeV Proton Enerjilerinde Optiksel Model Analizi, Doktora Tezi, Ondokuz Mayıs Üniversitesi, Samsun, 1997.
- [17] Gökçe, A.A., Alfalarla Oluşturulan ve Alfa Yayımlayan Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitlerinin ve Uygulama Alanlarının Araştırılması, Çukurova Üniversitesi Fen bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Adana, 2013.
- [18] Satchler, G.R., Introduction to Nuclear Reaction, The Macmillon Press Ltd., Oxford, 1983.
- [19] Kalbach, C., Pre-Equilibrium Models in General the Griffin Model in Particular, ActaPhys., 2, 3, 25-38, 1975.
- [20] Bogoliubov, N.N., On a New Method in the Theory of Superconductivity, Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1958.
- [21] Bozkurt, A., Nükleer Yapı, Harran Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü, Şanlıurfa
- [22] Williams, W.S.C., Nuclear and Particle Physics, Oxford University Press, Oxford, 1991.
- [23] Freer, M., Merchant, A.C., J. Phys., G. 23, 261-323, 1997.
- [24] Güven, H., Nükleer Fizik, İ.T.Ü., 1998.

- [25] Atam, P.A, Fundamentals of Nuclear Physics, Dr. N. T. Okumuşoğlu, Boston, 1966.
- [26] Beiser, A., Modern Fiziğin Kavramları, Prof. Dr. Gülsen Önengüt, 2008.
- [27] Adamson, R.D., Novel Method sfor Large Molecules in Quantum Chemistry., Ph.D. Thesis, University of Cambridge, Cambridgeshire, England, 141 p., 1998.
- [28] Baldık, R., Skyrme etkileşmesi kullanılarak bazı egzotik çekirdeklerin taban durum özelliklerinin incelenmesi, Zonguldak Karaelmas Üniversitesi, Doktora Tez 2010.
- [29] Soloviev, V.G., Theory of Complex Nuclei, Pergamen Press, Oxford, 455 s., 1976.
- [30] Ring, P., Schuck, P., The nuclear many body problem, Springer, Berlin, Heidelberg, 715 s, 1980.
- [31] Stone, J.R., Reinhard P.G., The Skyrme interaction in finite nuclei and nuclear matter, Prog. Part. Nucl. Phys., 58:587-657, 2007.
- [32] Tel, E., Skyrme Kuvvetleri Kullanılarak Hartree-Fock Hesaplamaları ile Ca ve Pb 'nin taban Durum Özelliklerinin İncelenmesi., Yüksek Lisans Tezi, GÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Ankara, 46 s., 1995.
- [33] Qiang, L.G., A systematic study of nuclear properties with Skyrme forcest. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 17: 1-34, 1991.
- [34] Kohler, H.S., Skyrme force and the mass formula, Nucl. Phys. A, 258 (2): 301-316, 1976.
- [35] Krevald, S., Klemt, V., Speth, J., Faessler, A., On theuse of Skyrme forces in self-consistent RPA calculations., Nucl. Phys. A, 281(2): 166-206, 1977.
- [36] Brack, M., Guet, C., Hakansson, H.B., Selfcon sistentsmi classical description of average nuclear properties- a link between microscopic and macroscopic models, Phys. Rep. 123 (5): 275-364, 1986.
- [37] Chabanat, E., Bonche, P., Haensel, P., Meyer, J., Schaeffer, R., A Skyrme parametrization from sub nuclear to neutron star densitiespart, II. Nuclei far fromstabilities, Nucl. Phys. A 635: 231-256, 1988.

- [38] Reinhard, P.G., Cusson, R.Y., A comparative study of Hartree-Fock iteration techniques. Nucl. Phys. A, 378(3): 418-442, 1982.
- [39] Bennaceur, K., Dobaczewski, J., Coordinate-space of the Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov equation with in spherical symmetry, The program HFBRAD (V1.00). Comput. Phys. Comm., 168: 96-122, 2005.
- [40] Tel, E., Şarer, B., Okuducu, Ş, Aydın. A., Tanır, G., A New Empirical Formula For 14-15 Mev Neutron-Induced (n, p) Reaction Cross Sections. Journal of Physics G, Nuclear and Particle Physics 29, 2169-2177, 2003.
- [41] Togay, Y.E., Radyasyon ve Biz, Türkiye Atom Enerjisi Kurumu Yayınları, 37, s. Ankara, 2002.
- [42] Meyerhof, W. E., Elements of Nuclear Physics. New York: McGraw-Hill series, 171-212, 1967.
- [43] Reinhard, P. G., Nazarewicz W., Nuclear charge and neutron radii and nuclear matter: Trend analysis in Skyrme density-functional-theory approach, Physical Review C 93, 051303, 2016.
- [44] Bassem, Y.E., Oulne, M., Hartree-Fock-Bogoliubov calculation of ground state properties of even-even and odd Mo and Ru isotopes, Nuclear Physics A, 957, 22-32, 2017.

ÖZGEÇMİŞ

1. Adı Soyadı : Mesut DÖNER

2. Doğum Tarihi : 29.06.1988

3. Öğrenim Durumu :Yüksek Lisans

Derece	Bölüm/Program	Üniversite	Bitirme Yılı
Lisans	Fizik	İnönü Üniversitesi	2011
Yüksek Lisans	Fizik	Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi	2018