

**FÜZYON VE HİBRİD REAKTÖRLERDE KULLANILAN BAZI YAPI
MATERYALLERİNİN NÜKLEER ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Derya DEMİRBAĞ

Zonguldak Karaelmas Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Lisans Tezi

Olarak Hazırlanmıştır.

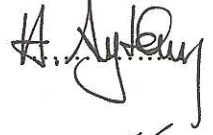
ZONGULDAK

Ocak 2012

KABUL :

Derya DEMİRBAĞ tarafından hazırlanan “FÜZYON VE HİBRİD REAKTÖRLERDE KULLANILAN BAZI YAPI MATERYALLERİNİN NÜKLEER ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ” başlıklı bu çalışma jürimiz tarafından değerlendirilerek, Zonguldak Karaelmas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak oybirliğiyle kabul edilmiştir. 23/01/2012


Başkan : Doç. Dr. Hüseyin AYTEKİN (ZKÜ)



Üye : Yrd. Doç. Dr. Rıdvan BALDIK (ZKÜ)



Üye : Yrd. Doç. Dr. Abdullah KORAY (ZKÜ)



ONAY:

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım./.../2012



Prof. Dr. Özden ÖZEL GÜVEN
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

“Bu tezdeki tüm bilgilerin akademik kurallara ve etik ilkelere uygun olarak elde edildiğini ve sunulduğunu; ayrıca bu kuralların ve ilkelerin gerektirdiği şekilde, bu çalışmadan kaynaklanmayan bütün atıfları yaptığımı beyan ederim.”



Derya DEMİRBAĞ

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

FÜZYON VE HİBRİD REAKTÖRLERDE KULLANILAN BAZI YAPI MATERYALLERİNİN NÜKLEER ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Derya DEMİRBAĞ

Zonguldak Karaelmas Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Hüseyin AYTEKİN

Ocak 2012, 65 sayfa

Nükleer füzyon, yakıt bolluğu, emniyet ve minimum çevresel etkisi bakımından en cazip enerji kaynakları olabilmektedir. Her ne kadar önemli miktarda araştırma ve geliştirme olsa da füzyon reaktörlerinin enerji piyasasına girmesi belki de 2050 yılına doğru varabilir. Füzyon reaktörlerine alternatif olarak geliştirilmekte olan füzyon-fisyon (hibrid) reaktörleri, verimli yakıt üretimi, nükleer atık dönüşümü veya yakılması ve enerji üretimi bakımından önemli bir potansiyele sahiptirler. Füzyon veya hibrid reaktörlerde, yapısal materyallerinin seçimi nötronik performansları göz önüne alındığında oldukça önemlidir. Bundan dolayı, yapı materyallerinin nötron dağılımlarının bilinmesi ve diğer nükleer özelliklerinin araştırılması bu reaktörlerin gelişimine katkıda bulunacaktır. Bu çalışmada, füzyon ve hibrid reaktörlerde yapı materyalleri olarak kullanılan Be, Pb, Bi, Zr, Y, Mo, Nb, W ve Ta çekirdeklerinin parçacık başına bağlanma enerjileri, nötron, proton ve yük kare ortalamalarının karekökü (rms) yarıçapları ve nötron proton yoğunluk dağılımları Skryme-Hartree-Fock metodu ile incelenmektedir. Elde edilen sonuçlar, Rölativistik Ortalama Alan Teorisi (ROAT) ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmaktadır.

ÖZET (devam ediyor)

Anahtar Kelimeler: Füzyon ve füzyon-fisyon (hibrid) reaktörler, yapısal materyaller, nükleer taban durum özellikleri, Skryme-Hartree-Fock (SHF) Metodu.

Bilim Kodu: 404.04.01

ABSTRACT

M. Sc. Thesis

INVESTIGATION OF NUCLEAR PROPERTIES OF SOME STRUCTURAL MATERIALS USED IN FUSION AND HYBRID REACTORS

Derya DEMİRBAĞ

**Zonguldak Karaelmas University
Graduate School of Natural and Applied Science
Department of Physics Science**

**Supervisor : Assoc. Prof. Hüseyin AYTEKİN
January 2012, 65 pages**

Nuclear fusion can be one of the most attractive sources of energy from the viewpoint of plenty of fuel, safety and minimal environmental impact. Although there have been significant numbers of researchs and developments the fusion energy reactors in to the energy market will be probably towards the year 2050. The fusion-fision (hybrid) reactors have been developed as alternative to fusion reactors have the important potential from the view of the fusil fuel production, transforming or firing of nuclear waste, and energy production. Selection of structural materials in a fusion or hybrid reactor is very important by taking into account of their neutronic performances. Therefore, the neutron distributions of structural materials to be known and investigation of the other nuclear properties of these materials will contribute to the development of these reactors. In this study, the binding energies per particle, charge, neutron and proton root means squared radii, and neutron and proton density distributions of Be, Pb, Bi, Zr, Y, Mo, Nb, W ve Ta nuclei used in fusion and hybrid reactors as structural materials have been investigated using Skyrme–Hartree–Fock (SHF) method. The obtained results have been discussed and compared with the experimental and relativistic mean field theories (RMFT).

ABSTRACT (continued)

Key Words: Fusion–fission (hybrid) reactors, structural materials, nuclear ground state properties, Skyrme-Hartree-Fock Method

Science Code: 404.04.01

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans çalışmalarım boyunca engin bilgi ve tecrübeleriyle yanımda olan, hoşgörü ve desteğini hiçbir zaman esirgemeyen saygıdeğer danışman hocam Doç. Dr. Hüseyin AYTEKİN' e (ZKÜ) sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Tez dönemi boyunca bana yardımcı olan hocam Yrd. Doç. Dr. Rıdvan BALDIK' a (ZKÜ) çok teşekkür ederim.

Hayatım boyunca gösterdikleri maddi-manevi destek ve sabırlarından dolayı değerli aileme en içten teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
KABUL.....	ii
ÖZET	iii
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vii
İÇİNDEKİLER	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xiii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xv
BÖLÜM 1 GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2 SKYRME HARTREE-FOCK METODU	7
2.1 GİRİŞ	7
2.2 HARTREE-FOCK YAKLAŞIMI	8
2.2.1 Etkin Skyrme kuvveti.....	9
2.3 SKYRME HARTREE-FOCK METODU.....	13
2.3.1 Skyrme Enerji Fonksiyonu	15
2.3.2 Coulomb Etkileşme Enerjisi.....	16
2.3.3 Çiftlenme Enerjisi	17
2.3.4 Kütle Merkezi Düzeltmesi.....	18
2.3.5 Hartree-Fock Denklemleri.....	19
2.3.6 Taban Durum Özelliklerinin Hesaplanması.....	21
BÖLÜM 3 Be, Pb, Bi, Zr, Y, Mo, Nb ve Ta, W ÇEKİRDEKLERİNİN TABAN DURUM ÖZELLİKLERİNİN SHF YAKLAŞIMINDA İNCELENMESİ.....	25
3.1 GİRİŞ	25
3.2 Be, Pb, Bi, Zr, Y, Mo, Nb, W ve Ta ÇEKİRDEKLERİNİN PARÇACIK BAŞINA BAĞLANMA ENERJİLERİ	25

İÇİNDEKİLER (devam ediyor)

Sayfa

3.3 Be, Pb, Bi, Zr, Y, Mo, Nb, W ve Ta ÇEKİRDEKLERİNİN RMS YÜK YARIÇAPLARI.....	30
3.4 Be, Pb, Bi, Zr, Y, Mo, Nb, W ve Ta ÇEKİRDEKLERİNİN RMS NÖTRON VE PROTON YARIÇAPLARI.....	36
3.5 Be, Pb, Bi, Zr, Y, Mo, Nb, W ve Ta ÇEKİRDEKLERİNİN YÜK YOĞUNLUK DAĞILIMLARI.....	43
3.6 Be, Pb, Bi, Y, Mo, Nb, W ve Ta ÇEKİRDEKLERİNİN NÖTRON VE PROTON YOĞUNLUK DAĞILIMLARI	48
BÖLÜM 4 SONUÇLAR	55
KAYNAKLAR	59
ÖZGEÇMİŞ	65

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
1.1. Füzyon-fisyon (hibrid) sistemi.....	2
1.2. Bir hibrid reaktörün manto geometrisi.....	3
3.1. a Be izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan E/A değerlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması	26
3.1. b Mo izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan E/A değerlerinin ROAT ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	27
3.1. c Nb izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan E/A değerlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.	27
3.1. d Zr izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan E/A değerlerinin ROAT ve deneysel sonuçlarıyla karşılaştırılması.....	28
3.2. a Be izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms yük yarıçap değerlerinin deney sonuçlarıyla karşılaştırılması.....	31
3.2. b Nb izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms yük yarıçap değerlerinin deney sonuçlarıyla karşılaştırılması.....	32
3.2. c Mo izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms yük yarıçap değerlerinin ROAT ve deney sonuçlarıyla karşılaştırılması.....	33
3.2. d Zr izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms yük yarıçap değerlerinin ROAT ve deney sonuçlarıyla karşılaştırılması.....	34
3.3. a Be izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms nötron yarıçapı sonuçlarının deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	36
3.3. b Nb izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms nötron yarıçapı sonuçlarının karşılaştırılması.	37
3.3. c Mo izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms nötron yarıçapı değerlerinin ROAT sonuçları ile karşılaştırılması.	37
3.3. d Zr izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms nötron yarıçapı değerlerinin ROAT sonuçları ile karşılaştırılması	38
3.3. e Be izotoplarının SKM*, SLy4 ve S3 parametreleriyle hesaplanan rms proton yarıçapı sonuçlarının karşılaştırılması.	40
3.3. f Nb izotoplarının SKM*, SLy4 ve S3 parametreleriyle hesaplanan rms proton yarıçapı sonuçlarının karşılaştırılması.	40
3.3. g Mo izotoplarının SKM*, SLy4 ve S3 parametreleriyle hesaplanan rms proton yarıçapı sonuçlarının karşılaştırılması.	41
3.3. ğ Zr izotoplarının SKM*, SLy4 ve S3 parametreleriyle hesaplanan rms proton yarıçapı değerlerinin ROAT sonuçları ile karşılaştırılması.	42

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

No	Sayfa
3.4. a $^{8,9}\text{Be}$ izotoplarının SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımları.....	44
3.4. b $^{94,96}\text{Mo}$ izotoplarının SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımları.....	44
3.4. c ^{93}Nb izotopunun SLy4 parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı.....	45
3.4. d ^{204}Pb izotopunun S3 parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı.	45
3.4. e ^{181}Ta izotopunun S3 parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı.....	46
3.4. f $^{92,94}\text{Zr}$ izotoplarının SLy4 parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımlarının karşılaştırılması.	46
3.4. g ^{183}W izotopunun SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı.....	47
3.4. ğ ^{209}Bi izotopunun SLy4 parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı.	47
3.4. h ^{89}Y izotopunun SLy4 parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı.....	48
3.5. a $^{8,9}\text{Be}$ izotoplarının SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.....	49
3.5. b ^{93}Nb izotoplarının SLy4 parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.....	49
3.5. c $^{94,96}\text{Mo}$ izotoplarının SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.....	50
3.5. d ^{204}Pb izotopunun S3 parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.....	51
3.5. e ^{181}Ta izotopunun S3 parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.	51
3.5. f ^{183}W izotopunun SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.....	52
3.5. g ^{89}Y izotopunun SLy4 parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.	53
3.5. ğ ^{209}Bi izotopunun SLy4 parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.....	53
3.5. h $^{92,94}\text{Zr}$ izotoplarının SLy4 parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.....	54

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Skyrme kuvvet parametreleri.	12
3.1. ^{209}Bi , $^{179, 180, 181}\text{Ta}$ ve $^{204, 206, 207, 208}\text{Pb}$ ve $^{182, 183, 184, 186}\text{W}$ izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjilerinin (MeV) deneysel ve ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması.....	29
3.2. ^{209}Bi , $^{179, 180, 181}\text{Ta}$ ve $^{204, 206, 207, 208}\text{Pb}$ ve $^{182, 183, 184, 186}\text{W}$ izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms yük yarıçap (fm) değerlerinin deneysel ve ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması.	34
3.3. ^{209}Bi , $^{179, 180, 181}\text{Ta}$ ve $^{204, 206, 207, 208}\text{Pb}$ ve $^{182, 183, 184, 186}\text{W}$ izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms nötron yarıçap (fm) değerlerinin ROAT sonuçları ile karşılaştırılması...39	
3.4. ^{209}Bi , $^{179, 180, 181}\text{Ta}$ ve $^{204, 206, 207, 208}\text{Pb}$ ve $^{182, 183, 184, 186}\text{W}$ izotoplarının hesaplanan rms proton yarıçap (fm) değerlerinin deneysel ve ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması.....	42

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

E/A	: Parçacık Başına Bağlanma Enerjileri
$r_{yük}$: Yük yoğunluk yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü
r_n	: Nötron yoğunluk yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü
r_p	: Proton yoğunluk yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü
t_n	: Nötron deri kalınlığı
ρ_n	: Nötron yoğunluğu
ρ_p	: Proton yoğunluğu
ρ_c veya $\rho_{yük}$: Yük yoğunluk dağılımları

KISALTMALAR

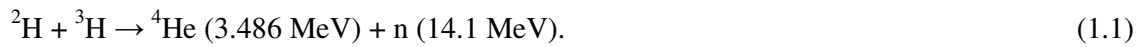
HF	: Hartree-Fock
H-FP	: Hartree-Fock Programı
HODF	: Harmonik Osilatör Dalga Fonksiyonu
HP	: Hafomn Programı
ROAT	: Rölativistik Ortalama Alan Teorisi
SHF	: Skyrme-Hartree-Fock
WSDF	: Woods Saxon Dalga Fonksiyonu
BCS	: Bardeen-Cooper Scieffer
SCMF	: Öz-Uyumlu Ortalama-Alan

BÖLÜM 1

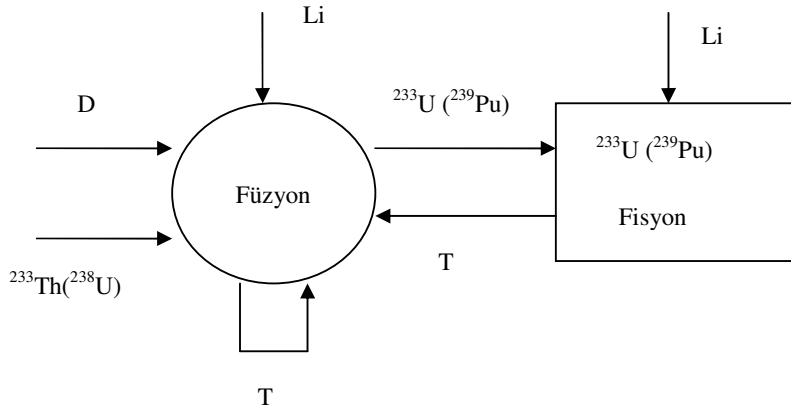
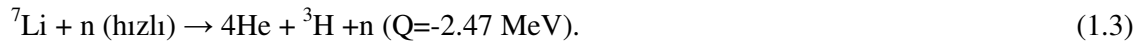
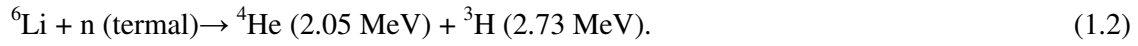
GİRİŞ

Gelecek yüzyılda Dünya yeni enerji kaynakları ile karşı karşıyadır. Bu yeni enerji kaynaklarından biri olan Füzyon, insanlığa bitmez tükenmez bir enerji kaynağı olarak hizmet edecektir. Füzyon, emniyet ve minimum çevresel etkisi ile en cazip enerji kaynağı olabilecektir. Füzyon, CO₂ veya SO₂ üretmez ve böylece küresel ısınmaya neden olmaz (Bloom 1998). Ayrıca, füzyon reaktörlerinde radyoaktif nükleer atık problemi de yoktur. Dahası, füzyon yakıtları, fisyon yakıtlarının aksine, doğada bolca sağlanabilmektedir. Kontrollü füzyon enerjisi, insanlık için sınırsız enerji sağlamada bir potansiyele sahiptir. Bu bakımdan geçen 40 yılda füzyon enerjisi üzerine yoğunlaşmış birçok çalışma bulunmaktadır. Bununla birlikte, ticari bir füzyon reaktörüne ulaşmak için üstesinden gelinmesi gereken sorunlar bulunmaktadır. Bunlardan bir tanesi uygun yapı materyalinin geliştirilmesi veya yüksek yoğunlukta güç elde etmek için reaktör ömrü boyunca ilk duvarının yapısının sıklıkla yer değiştirmesini önleyecek veya azaltacak şekilde tasarlanmasıdır. Bu bakımdan uygun yapı materyali seçimi füzyon reaktörlerinin geliştirilmesinde anahtar rol oynar. Füzyon reaktörlerinin yapılabilmesindeki teknik sınırların aşılmasındaki olanaksızlıklar ve fisyon reaktörlerinin artan yakıt ihtiyacı ile birlikte önemli oranda nükleer atık bırakmaları, yeni bir tip reaktör modeli olan ve bünyesinde füzyon-fisyon reaksiyonlarını bileştiren hibrid reaktörlerin geliştirilmesini gündeme getirmiştir (Yıldız ve Acır 2005).

Füzyon-fisyon (hibrid) sistemi Şekil 1.1'de tanımlanmaktadır. Bu sistem, füzyon ve fisyon süreçlerinin bir birleşimidir (Tel et al. 2006, Ubeyli 2003, Yıldız ve Acır 2005). Böyle bir reaktörde nötron enerji kaynağı olarak 14.1 MeV ortalama enerjili nötronlar üreten (D-T) füzyon reaksiyonları kullanılmaktadır:

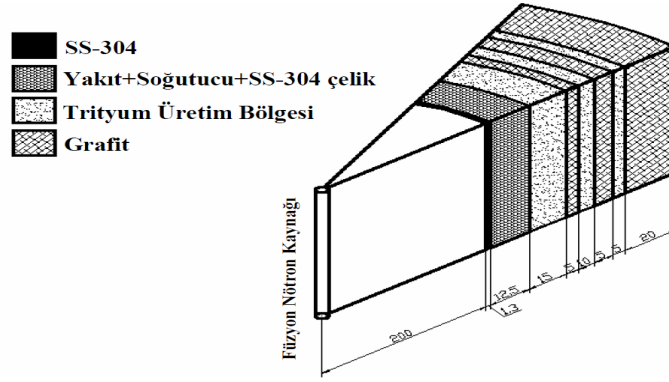


D-T füzyon reaksiyonu için gerekli olan döteryum ihtiyacı doğal sudan (% 0.015) karşılanabilmesine karşın trityum doğal olarak bulunamadığından dolayı yapay olarak elde edilmelidir (Yıldız ve Acır 2005). Doğal lityum içinde %7.5 oranında ^6Li izotopu ve % 92.5 oranında ^7Li izotopu vardır. ^6Li izotopu termal enerjili nötronlarla ve ^7Li ise yüksek enerjili nötronları soğurarak ürün olarak trityum verir:



Şekil 1.1. Füzyon-fisyon (hibrid) sistemi.

Hibrid reaktörlerde, reaktör merkezinde yüksek enerjili nötronlar üreten bir füzyon nötron kaynağı vardır ve üretilen 14.1 MeV enerjili nötronlarla ^{239}Pu veya ^{233}U gibi fisil yakıt elde etmek için, ^{238}U veya ^{232}Th gibi fertil materyallerden oluşan bir blanket (manto) ile çevrilmiştir. Fertil materyaller, 14.1 MeV lik nötronlarla büyük ölçüde nükleer fisyonla uğrarlar ve üretilen fisil materyaller hibrid blanket içinde yanarlar. Hibrid blankette (Şekil 1.2). Bir hibrid reaktörün manto geometrisi) yakıt çubuklarının kılıfı, ilk duvar olarak, SS-304 tipi paslanmaz çelikten yapılmıştır. Bu fisil bölge, doğal UO_2 veya ThO_2 içermekte olup hızlı bir şekilde blanket içinde basınçlı helyum gaz soğutucusu ile soğutulur. Radyal reflektör, sandviç yapıda trityum ve grafit üretimi için Li_2O ten yapılmıştır (Tel et al. 2006). Bu da, nötron kaçağını köklü bir biçimde azaltır ve daha iyi bir nötron ekonomisi sağlar.



Şekil 1.2. Bir hibrid reaktörün manto geometrisi (Yıldız ve Acır 2005).

Hibrid blanket yapısında, füzyon reaksiyon odası bir ilk duvarla çevrilir ve onun da etrafında değişik amaçlar için kullanılmak üzere blanketin diğer katmanları yer alır.

İlk duvar, kendinden sonra yer alan blanketi, plazmadan kaynaklanan elektro-manyetik radyasyon ile yüklü tanecik bombardımanından koruma fonksiyonunu kısmen yüklenir. Bunun yanı sıra, daha önemli olarak, kendisi de manyetik olarak sıkıştırılmış plazmadan gelecek radyasyona dayanabilecek malzeme yapısına sahip olmalıdır (Koçak ve Erişen 2002). Hibrid blanketin fonksiyonları şu şekilde sıralanabilir (Maniscalco et al. 1981):

- i. Plazmanın çalışma modu olan (D-T) reaksiyonu ile gerekli trityum ve bölünebilir yakıt üretimini sağlamak, nötron sayısını ve füzyon nötronlarıyla kendisine ulaşan enerjiyi çoğaltmak.
- ii. Termal enerjiyi sağlamak ve bir dereceye kadar da, nötronlar ve gamma ışınları için perdeleme görevini yerine getirmektir.

Bir hibrid reaktörün ana dezavantajı ise, füzyon nötron kaynağı ve fisil blanket olarak adlandırabileceğimiz iki karmaşık teknolojiyi bünyesinde birlikte ihtiva ediyor olmasıdır. Bu durum ise, her ikisinin farklı olarak ele alınmasından dolayı daha yüksek mertebede bir karmaşıklığın ortaya çıkabileceğini göstermesidir (Koçak ve Erişen 2002).

Füzyon nötronları ilk duvarı geçip blanket materyalleri üzerine ulaşarak, $(n, 2n)$ ve $(n, 3n)$ gibi reaksiyonlarla reaktör çevresindeki nötronları çoğaltmada önemli bir rol oynarlar. Nötron ekonomisini geliştirmede, Berilyum (Be), Kurşun (Pb), Bizmut (Bi), Zirkonyum (Zr) füzyon ve hibrid reaktör kurulumlarında nötron çoğaltıcı olarak kullanılmaktadırlar (Tel et al. 2011).

⁸⁹Y elementi ise füzyon reaktörlerinde süper iletken oksit olarak kullanılmaktadır (Begun et al. 2002). Yüzde yüz doğal bollukta olan ⁹Be ve ⁸⁹Y ile diğer nötron çoğaltıcılarının nötronlarla olan tesir kesiti büyük olan izotoplarının (özellikle ²⁰⁴Pb, ⁹⁶Zr, ²⁰⁹Bi) 14.1 MeV lik nötron gelme enerjileri için reaktör çevresindeki nötron çoğaltımlarında anahtar rol oynarlar. Hibrid reaktörlerle ilgili diğer bir ilgi alanı ise, enerji üretimi ve nükleer atıkların dönüştürülmesindeki nükleer-çarpışma süreçlerinin teknik uygulamasıdır. Bu süreç, bir fisyon reaktörü gibi çalışır ve yüksek enerjili proton veya iyon demetinin kontrollü bir şekilde nötron akısının artırılmasına hizmet eder.

Füzyon reaktörlerindeki nötron ışınlanması nedeniyle yapısal materyallerin fiziksel ve mekaniksel özelliklerinin değişmesi, fizibilite ve tasarım sorunları ortaya çıkarmaktadır. Bu etkileri anlamaya yönelik olarak, belli başlı kompozisyonlar ve mikro yapılar geliştirerek yeterli performansta materyal üretimine yönelik araştırma ve geliştirme çabaları vardır (Bloom 1998). Füzyon reaktörlerinde füzyon odası etrafındaki ilk duvar, fisyon reaktörlerinde gözlenen materyal hasarından daha fazlasının beklenilmesi nedeniyle, yüksek enerjili yüklü parçacık akımına, Bremsstrahlung, gamma radyasyonu ve 14.1 MeV gibi yüksek enerjili nötron akımına karşı dayanıklı olmalıdır. Buna ilave olarak, füzyon reaktörlerinin yüksek sıcaklıkta işletilmesi ve doğal lityum gibi kimyasal olarak yırtıcı soğutucular kullanılması beklenmektedir.

Bundan dolayı yapı materyalleri, özellikle ilk duvar, termal, mekaniksel, kimyasal ve radyasyon yüklerine karşı dayanıklı olmalıdır. Periyodik cetvelde, V, Nb, ve Ta VB grubunda bulunurken Cr, Mo, and W, VIB Grubunda bulunur. Nb, Ta, Cr, Mo alaşımları ve saf Cr ve saf W yüksek sıcaklıkta kullanılabilen fazla erozyona uğramayan materyallerdir (Ubeyli 2006). Bu nedenle, bu materyaller füzyon reaktörlerinde yapı materyali olarak kullanılmaktadırlar. Ayrıca, ²⁷Al, ⁵⁵Mn ve ⁵⁶Fe çekirdekleri de füzyon yapı materyali olarak kullanılmaktadır (Christodoulou et al. 1999). Füzyon sistemlerinin emniyeti için füzyon materyallerinin gelişimi ve nükleer özelliklerinin anlaşılması önemlidir. Bu amaçla, ²⁷Al, ⁵¹V, ⁵²Cr, ⁵⁵Mn, ve ⁵⁶Fe yapı materyallerinin kare ortalama karekök (rms) proton, nötron ve yük yoğunluk yarıçapları, parçacık başına bağlanma enerjileri ve yük yoğunluğu dağılımları gibi taban durum özellikleri Skyrme-Hartree-Fock metodu ile incelenmiş ve elde edilen sonuçlar deneysel verilerle karşılaştırılmıştır (Aytekin et al. 2011). Ayrıca literatürde, yapı materyallerinin nükleer özelliklerinin Hartree-Fock metodu ile araştırılmasına yönelik benzer çalışmalar da vardır (Tel et. al. 2008, Tel et al. 2011).

Çekirdeğin taban durum özelliklerini açıklamada en uygun fenomenolojik potansiyel Skyrme tipi potansiyelidir. Skyrme-Hartre-Fock metodu, Skyrme tipi nükleon-nükleon etkileşmesini dikkate alarak Harte-Fock yaklaşımı ile bağlanma enerjisi, rms yük yarıçapları, nötron ve proton yoğunluğu, elektromanyetik multipol momentlerin hesaplanması gibi geniş bir alanda başarılı bir şekilde kullanılmaktadır. Çekirdeklerin Hartree-Fock tanımlaması, sadece kararlı çift-çift çekirdekler için değil aynı zamanda proton ve nötron bakımından zengin çekirdekler için de iyi sonuçlar vermektedir. (Beiner et al. 1975, Qiang 1991). Bu tezin ikinci bölümünde Skyrme-Hartre-Fock (SHF) metodu tanıtılmaktadır. Üçüncü bölümünde, füzyon ve hibrid reaktörlerinde kullanılan Be, Pb, Bi, Zr, Mo, Nb, Y, Ta ve W gibi yapı materyallerinin nükleon başına bağlanma enerjileri, kare ortalama karekök nötron, proton ve yük yarıçapları, nötron ve proton yoğunlukları Skyrme-Hartree-Fock (SHF) metoduyla incelenmektedir. Hesaplamalar, SKM*, SLy4 ve S3 tipi Skyrme kuvvet parametreleri ile yapılmaktadır. Hesaplanan sonuçlar, deneyle ve rölativistik ortalama alan teorisi sonuçlarıyla karşılaştırılmaktadır. Dördüncü bölümde ise üçüncü bölümde elde edilen sonuçlarla ilgili genel yorumlar yer almaktadır.

BÖLÜM 2

SKYRME HARTREE-FOCK METODU

2.1 GİRİŞ

Nükleer yapı modelleri yaklaşık 70 yıl öncesinden gelişmeye başlamıştır. Bu modeller, *ab initio* metotları, öz-uyumlu ortalama alan ve kabuk modeli teorileri, makroskobik modeller gibi üç grupta toplanabilirler. Egzotik çekirdeklerin üretimi ve analizi ile ilgili dikkate değer deneysel gelişmeler nükleer yapı modellerinde devrim yaratmıştır. Öz-uyumlu ortalama-alan (Self Consistence Mean Field-SCMF) modelleri çekirdeğin yapısı ile ilgili özellikleri açıklamaları bakımından oldukça başarılı olmuşlardır (Bender and Heenen 2003). Nükleer Öz-uyumlu ortalama-alan modelleri birçok bakımdan, çok elektronlu sistemlerin açıklamada oldukça başarılı olan yoğunluk bağımlı fonksiyonel teoriye benzer (Hohenberg and Kohn 1964). Geleneksel *ab initio* metotları, nükleon-nükleon saçılmasını açıklamada etkin bir etkileşme olarak verilen bir nükleon-nükleon potansiyelinden başlar (Machleidt and Slaus 2001). Bu modelde, nükleer maddeyi bir kuantum sıvısı olarak kabul eden itici bir öz vardır. Modelle ilgili tüm türetmeler nükleer doyum özelliğine dayanır. Bu da büyük ölçüde geliştirilmiş Brueckner-Hartree-Fock gibi birçok-cisim tanımlaması gerektirir (Serot and Walecka 1986).

Diğer bir uç nükleer model makroskobik sıvı damlası modeli olup enerjisi hacim enerjisi, asimetri enerjisi, yüzey enerjisi gibi terimlerle ifade eder (Myers and Swiatecki 1982). Bu modelde, gerçekçi parametreler fenomenolojik olarak fit edilir. Sıvı damlası modeli nükleer bağlanma enerjisinin ortalama trendini oldukça iyi açıklar. Bu model, kuantal kabuk etkilerini dikkate almayan genellikle bir kabuk-düzeltilme enerjisi ile geliştirilir. Bu düzeltme enerjisi, fenomenolojik olarak ayarlanan tek-parçacık potansiyelini kullanan tek-parçacık spektrumundan elde edilir.

İki uç model olan *ab initio* ve sıvı damlası modelleri arasında mikroskobik seviyede çalışan fakat etkin etkileşmeleri gerektiren ve çok-cisim dalga fonksiyonlarının türetilmesine izin veren bir model daha vardır.

Kabuk modelinde, ortalama alan olarak standart fenomenolojik tek-parçacık modeli dikkate alınır fakat sonra Fermi enerjisi civarındaki tek-nükleon düzeylerinin bir bandını kullanarak elde edilen tüm çok-cisim düzeylerini içeren konfigürasyon-karışımı hesaplaması yapılır (Brown and Wildenthal 1988). Aktif uzaydaki etkin etkileşme de fenomenolojik olarak fit edilir.

Öz-uyumlu ortalama-alan metotları, 1970 lerden beri yaygın olarak kullanılmaktadır. Etkin etkileşmeler ilk türetildiği anda problemlerin geniş bir alanına uygulandı. Bununla birlikte, modelin, çift çekirdeklerin taban durum özelliklerine uygulanmasında sınırlama vardı. Bu durum 1990 larda değişti ve hemen-hemen simetri sınırlaması olmayan öz-uyumlu ortalama-alan hesaplamaları mümkün olmaya başladı. Öz-uyumlu ortalama-alan metodunun başarısı, şu anda öyle bir noktaya geldi ki, tanımlamanın kalitesini geliştirmede, korelasyonları ortalama alanın ötesinde geliştirme zorunluluğu doğdu.

2.2 HARTREE-FOCK YAKLAŞIMI

Hartree-Fock metodu öz olarak, çok cisimli bir kuantum sisteminin taban durum enerjisi ve taban durum dalga fonksiyonunun belirlenmesi için bir yaklaşım metodudur. Bu metot aynı zamanda öz uyumlu metot olarak bilinmektedir. İlk olarak atom fiziğinde kullanılan bu teori daha sonraları çok parçacıklı bir sistem olan çekirdek fiziğinde de kullanılmaya başlanmıştır.

Bu yaklaşım, etkileşen çok cisim problemini, dış potansiyelde hareket eden tek parçacık problemine indirgemektedir. Sistemin dalga fonksiyonu, tek parçacık dalga fonksiyonlarının antisimetrik bir ürünü olarak ifade edilmektedir. Tek parçacık dalga fonksiyonları, etkileşen parçacıkların toplam enerjilerinin minimum halinden bulunur (Soloviev 1976). Bu yaklaşımda sistemin toplam dalga fonksiyonu Φ , çekirdeğin ϕ_i tek parçacık dalga fonksiyonlarının bir Slater determinantı formunda aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$V_{Skyrme} = \sum_{i<j} V_{ij}^{(2)} + \sum_{i<j<k} V_{ijk}^{(3)}. \quad (2.2)$$

İki cisim terimi yedi parametreye ($t_0, t_1, t_2, x_0, x_1, x_2$ ve t_4) bağlıdır. Hartree-Fock yaklaşımında, üç-cisim etkileşme terimi yoğunluk bağımlı iki-cisim terimiyle yer değiştirir (Stone and Reinhard 2007):

$$V_{ijk}^{(3)} \cong V_{ij} = \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \rho^\alpha \left(\frac{\vec{r}_i + \vec{r}_j}{2} \right), \quad (2.3)$$

Burada x_3 ve t_3 diğer Skyrme kuvvet parametreleri, P_σ uzaysal değiş-tokuş işlemcisi ve ρ yoğunluktur. Bu durumda Skyrme kuvvetleri (Qiang'ın 1991) çalışmasında verildiği gibi aşağıdaki gibi genişletilmiş Skyrme kuvveti olarak yazılabilir:

$$\begin{aligned} V_{Skyrme} = \sum_{i<j} V_{ij} = & t_0 (1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) \{ \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k}^2 + \vec{k}^2 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \} \\ & + t_2 (1 + x_2 P_\sigma) \vec{k}' \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} + it_4 (\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j) \cdot \vec{k}' \times \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} \\ & + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \rho^\alpha \left(\frac{\vec{r}_i + \vec{r}_j}{2} \right). \end{aligned} \quad (2.4)$$

Burada, k , bağıl momentum, $\delta(r)$ delta fonksiyonu, σ Pauli spin matrisidir. Skyrme tipi etkileşme parametreleri (Baldık 2010, Ring and Schuck 1980, Qiang 1991) referanslarında bulunabilir. Skyrme kuvvet parametreleri, tek parçacık enerjisi, kare ortalama karekök kütle, nötron, proton ve yük yarıçapları, elektromagnetik multipol moment ve benzeri nükleer özelliklerinin araştırılmasında yaygın olarak kullanılmaktadır (Skyrme 1959, Vauthering and Brink 1972, Qiang 1991).

Skyrme kuvvet parametreleri, deneysel verilerle teorik sonuçların karşılaştırılması veya sadece teorik yaklaşımlarla ayarlanmaktadır. Skyrme kuvvet parametrelerinin belirlenmesindeki tarihsel gelişme aşağıdaki gibi özetlenebilir: 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 belirlemişlerdir (Vauthering and Brink 1972). Düzeltilmiş Skyrme kuvveti ilk kez Kohler, ^{40}Ca , ^{48}Ca ve ^{208}Pb çekirdeklerinin spektrumdan yoğunluk

parametresi t_3 ayarlayarak SKa ve SKb olarak adlandırılan Skyrme kuvvet parametrelerini elde etmiştir (Kohler 1976). Krewald ve arkadaşları m^* nükleer etkin külesini ve K sıkıştırılmazlık katsayılarını ayarlayarak, genelleştirilmiş Skyrme kuvveti olarak bilinen ve GS1-GS6 ile gösterilen altı grup Skyrme kuvvet parametresini hesaplamışlardır (Krevald et al. 1977). İzovektör dipol rezonanslarının çok büyük kütle merkezi problemini çözmek için Krivine ve arkadaşları diğer bir düzeltilmiş Skyrme kuvveti SKM parametre setini tanımlamışlardır (Krivine et al. 1980). Brack ve arkadaşları bu kuvveti esas alarak ağır deforme çekirdeklerin fisyon engellerine uydurularak SKM parametre setinin yeni bir şekli olan SKM* parametre setini önermişlerdir (Brack et al. 1986). 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 (Chabanat et al. 1997, Chabanat et al. 1998). Burada bahsi geçen Skyrme kuvvet parametreleri Çizelge 2.1’de listelenmiştir.

Çizelge 2.1 Skyrme kuvvet parametreleri.

	$t_0(\text{MeV}\cdot\text{fm}^3)$	$t_1(\text{MeV}\cdot\text{fm}^5)$	$t_2(\text{MeV}\cdot\text{fm}^5)$	$t_3(\text{MeV}\cdot\text{fm}^{3\alpha})$	$t_4(\text{MeV}\cdot\text{fm}^5)$	x_0	x_1	x_2	x_3	α
SI	-1057.3	235.9	-100.0	14463.5	120	0.56	0	0	1	1
SII	-1169.9	585.6	-27.1	9331.1	105	0.34	0	0	0	1
SIII	-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
SGI	-1603	515.9	-84.5	8000	115	-0.02	-0.5	-1.731	0.1381	1/3
SGII	-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

2.3 SKYRME HARTREE-FOCK METODU

Çekirdeklerin birçok özellikleri ortalama potansiyelde hareket eden bağımsız parçacıklardan oluşan bir model göz önüne alınarak açıklanabilir. Uzay bağımlı bu potansiyel yaklaşık olarak SHF metodu ile madde dağılımından elde edilebilir. Bu model kullanılarak, bağımsız parçacıklar için tek parçacık potansiyeli iki-cisim etkileşmesinden elde edilebilir. Bu, Slater determinantını oluşturan tek parçacık deneme dalga fonksiyonu olarak kabul eden varyasyon prensibi ile yapılır. Burada deneme dalga fonksiyonu, harmonik osilatör veya Wood-Saxon potansiyeli alınabilir. Skyrme etkileşimli Hartree-Fock metodu, hafif çekirdeklerden ağır çekirdeklere kadar bütün çekirdeklerin taban durum hesaplamaları için en uygun olanıdır (Beiner et al. 1975).

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:

$$\varphi(x_1, x_2, \dots, x_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det|\varphi_i(x_j)|. \quad (2.5)$$

Burada x 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 (Vauthering and Bring 1972).

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

$$\begin{aligned}
\rho_q(\vec{r}) &= \sum_{i,\sigma} w_i |\varphi_i(\vec{r}, \sigma, q)|^2 \\
\tau_q(\vec{r}) &= \sum_{i,\sigma} w_i |\vec{\nabla} \varphi_i(\vec{r}, \sigma, q)|^2 \\
\vec{J}_q(\vec{r}) &= (-i) \sum_{i,\sigma,\sigma'} w_i \varphi_i^*(\vec{r}, \sigma, q) [\vec{\nabla} \varphi_i(\vec{r}, \sigma', q) \times \langle \sigma | \vec{\sigma} | \sigma' \rangle].
\end{aligned} \tag{2.6}$$

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. Kısmi işgallere örnek olarak ^{17}O çekirdeği ele alınırsa protonlar kapalı kabuk yapısına ($1s_{1/2}$, $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$ kabukları tam dolu) sahiptir. Bu durumda proton 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 $w_i=1/6=0.1666667$ değerine sahip olmaktadır (Baldık 2010).

Çekirdeğin toplam taban durum enerjisi denklem (2.6)'daki yoğunluklar kullanılarak aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$E_{HF} = \int H(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q) d^3r \tag{2.7}$$

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

$$E_{HF} = E_{\text{Skym}} + E_{\text{Coulomb}} + E_{\text{çift}} - E_{\text{km}}. \tag{2.8}$$

Burada E_{Skym} , 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 (Reinhard and Cusson 1982). Bundan sonraki alt bölümlerde çekirdeğin toplam enerjisindeki her bir terim ayrıntılı bir şekilde tartışılacaktır.

2.3.1 Skyrme Enerji Fonksiyonu

Çekirdeğin Skyrme enerji fonksiyonu toplam enerjinin beklenen değeri olarak aşağıdaki gibi verilmektedir (Vauthering and Brink 1972):

$$\begin{aligned}
 E_{Skyrme} &= \langle \Phi | (T + V_{Skyrme}) | \Phi \rangle = \sum_i \langle i | \frac{p^2}{2m} | i \rangle + \frac{1}{2} \sum_{ij} \langle ij | V_{ij} | ij \rangle + \frac{1}{6} \sum_{ijk} \langle ijk | V_{ijk} | ijk \rangle \\
 &= \int H_{Skyrme}(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q) d^3r.
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

Burada Skyrme etkileşmesi için $H_{Skyrme}(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q)$ enerji yoğunluğu nükleon yoğunlukları, kinetik enerji ve spin-yörünge yoğunluklarının cebirsel bir fonksiyonudur. Skyrme enerji fonksiyonunun açık formu aşağıdaki gibi yazılabilmektedir:

$$\begin{aligned}
 H_{Skyrme}(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q) &= \frac{\hbar^2}{2m} \tau(\vec{r}) + \frac{1}{2} \rho^2 [t_0(1 + \frac{x_0}{2}) + \frac{1}{6} t_3 \rho^\alpha (1 + \frac{x_3}{2})] \\
 &\quad - \frac{1}{2} (\rho_n^2 + \rho_p^2) [t_0(1 + \frac{x_0}{2}) + \frac{1}{6} t_3 \rho^\alpha (\frac{1}{2} + x_3)] \\
 &\quad + \frac{\rho \tau}{4} [t_1(1 + \frac{x_1}{2}) + t_2(1 + \frac{x_2}{2})] \\
 &\quad + \frac{1}{4} (\rho_n \tau_n + \rho_p \tau_p) [-t_1(\frac{1}{2} + x_1) + t_2(\frac{1}{2} + x_2)] \\
 &\quad + \frac{1}{16} \rho \nabla^2 \rho [-3t_1(1 + \frac{x_1}{2}) + t_2(1 + \frac{x_2}{2})] \\
 &\quad + \frac{1}{16} (\rho_n \nabla^2 \rho_n + \rho_p \nabla^2 \rho_p) [3t_1(\frac{1}{2} + x_1) + t_2(\frac{1}{2} + x_2)] \\
 &\quad + \frac{1}{2} t_4 (\rho \vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \rho_n \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n + \rho_p \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p).
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

Burada n ve p sırasıyla nötron ve protonu göstermektedir ve ayrıca $\rho = \rho_n + \rho_p$, $\tau = \tau_n + \tau_p$ ve $\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p$ ile temsil edilmektedir. Skyrme enerji yoğunluğunun yoğunluklara bağlı yazılması Skyrme etkileşiminin iki ve üç cisim matris elemanlarını hesaplamadan direkt olarak Hartree-Fock denklemlerinin türetilmesine olanak sağlamaktadır.

2.3.2 Coulomb Etkileşme Enerjisi

Çekirdeğin tam olarak tanımlanabilmesi için sistemin toplam enerjisine Coulomb etkileşme teriminin eklenmesi gerekmektedir. Coulomb enerjisi nükleer etkileşmenin en iyi bilinen kısmıdır. Coulomb enerjisi direkt ve değiş tokuş (exchange) terimi olmak üzere iki kısımdan ibarettir:

$$E_{\text{Coul}} = E_{\text{Coul,dir}} + E_{\text{Coul,değ-tok}} \quad (2.12)$$

Coulomb etkileşmesinin Hartree-Fock potansiyeline katkısı aşağıdaki denklemlerin varyasyonu ile hesaplanmaktadır:

$$U_{\text{Coul}} = U_{\text{Coul,dir}} + U_{\text{Coul,değ-tok}} \quad (2.13)$$

$$-\nabla^2 U_{\text{Coul,dir}} = 4\pi e^2 \rho_{\text{yük}} \quad (2.14)$$

$$U_{\text{Coul,değ-tok}} = -\left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} \rho_p^{1/3}. \quad (2.15)$$

$\rho_{\text{yük}}$ nükleer yük dağılımı yerine, hesaplamada kolaylık sağlaması açısından bir yaklaşım olarak ρ_p proton yoğunluğu alınabilmektedir (Friar and Negele 1975, Reinhard'dan 1991). Coulomb etkileşmesinin uzun menzilli olması, değiş tokuş teriminden gelen katkının toplam Coulomb enerjisinin küçük bir kesrini oluşturmasına neden olmaktadır ($A > 40$ olan çekirdekler için % 10 dan daha küçük) (Titin-Scaider and Quentin 1974, Beiner'den 1975). Bu nedenle Hartree-Fock hesaplamalarında değiş tokuş teriminin hesaba katılıp katılmaması keyfidir. Bu tez çalışmasında değiş tokuş terimi hesaba katılmış ve $\rho_{\text{yük}} \rightarrow \rho_p$ yaklaşımı dikkate alınmıştır.

2.3.3 Çiftlenme Enerjisi

Çift etkileşme kuvveti, aşağıda verilen enerji fonksiyonu ile bulunabilmektedir.

$$E_{\text{çift}} = -\sum_q G_q \left[\sum_{j \in q} \sqrt{w_j(1-w_j)} \right]^2 \quad (2.16)$$

Burada G_q , proton ve nötronun çift etkileşmesi matris elemanı ve w_j çift oluşumu ağırlığıdır. Eşitlik (2.16) ile verilen enerji fonksiyonunu w_j ye göre değiştirerek çift oluşumu ağırlıklarını ifade eden Bardeen-Cooper Scieffer denklemleri (Bardeen et al. 1957, Tel'den 1995) sağlanır:

$$\left. \begin{matrix} u_j^2 \\ v_j^2 \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{\epsilon_j - \epsilon_{F,q}}{\sqrt{(\epsilon_j - \epsilon_{F,q})^2 + \Delta_q^2}} \right]. \quad (2.17)$$

Burada v_j^2 ve u_j^2 verilen bir j düzeyinin dolu (işgal) ya da boş olma olasılığını ifade etmektedir. $v_j^2 = w_j$ alınırsa w_i işgal olasılığı aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$w_j = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_j - \epsilon_{F,q}}{\sqrt{(\epsilon_j - \epsilon_{F,q})^2 + \Delta_q^2}} \right). \quad (2.18)$$

Gap enerjisi ve Fermi enerjisi, aşağıda, sırasıyla, (2.19) gap ve A_q proton veya nötron sayısı olmak üzere parçacık sayısı (2.20) denklemleriyle birlikte çözümüyle elde edilmektedir:

$$\frac{\Delta_q}{G_q} = \sum_{j \in q} \sqrt{w_j(1-w_j)}, \quad (2.19)$$

$$A_q = \sum_{j \in q} w_j. \quad (2.20)$$

Bu yaklaşıma sabit kuvvet yaklaşımı denir. Sabit kuvvet yaklaşımında çiftlenme matris elemanı protonlar için $G_p = \frac{22 \text{ MeV}}{A}$ ve nötronlar için $G_n = \frac{29 \text{ MeV}}{A}$ olarak alınmaktadır. Çoğunlukla Δ_q parametrize edilerek doğrudan hesaplanabilir. Bu durumda $\varepsilon_{F,q}$ Fermi enerjisi, (2.20) parçacık sayısı koşulunu sağlayacak biçimde ayarlanmaktadır. Denklem (2.19), çiftlenme enerjisinin hesaplanması için gerekli olan G_q 'nin hesaplanmasında kullanılmaktadır. Bu yöntemle sabit gap yaklaşımı denir. Bu yaklaşıma göre Δ_q aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$\Delta_q = \frac{11.2 \text{ MeV}}{\sqrt{A}}. \quad (2.21)$$

2.3.4 Kütle Merkezi Düzeltmesi

Tam nükleer taban durum, toplam momentumun sıfır olduğu durum olduğundan öteleme ve dönme değişmez kalmalıdır. Kabuk modelinde bu değişmezliklerden öteleme daima bozulur. Bu bozulmanın nedeni ortalama alanı oluşturan nükleonların sahte (spurious) kütle merkezi enerjisidir. Bu bozulmanın en önemli sonucu sistemin uyarılma durumlarında sahte durumlarının görünmesidir. Bu uyarılmalar fiziksel olarak ilginç değildir ve nükleer sistemin özgün uyarılmalarından ayırt edilmesi gerekir. Bunun için kütle merkezinin,

$$E_{km} = \frac{\langle P_{km}^2 \rangle}{2mA} \quad (2.22)$$

ile verilen enerjisi Hartree-Fock enerjisinden çıkartılmalıdır (Reinhard and Cusson 1982). Bu denklemde P_{km} toplam momentum operatörü ($P_{km} = \sum_i \hat{p}_i$), A nükleon sayısı ve m ortalama nükleon kütlesidir. Toplam momentum operatörünün karesinin beklenen değeri aşağıdaki gibi ifade edilmektedir:

$$\langle P_{km}^2 \rangle = \sum_i w_i \langle \varphi_i | \hat{p}_i^2 | \varphi_i \rangle - \sum_{i,j} (w_j w_i + \sqrt{w_j(1-w_j)w_i(1-w_i)}) \langle \varphi_i | \hat{p}_i^2 | \varphi_j \rangle^2. \quad (2.23)$$

Görüldüğü gibi toplam momentum operatörü bir ve iki cisim olmak üzere iki kısımdan ibarettir. İki cisim operatörünün hesaplanmasında çift toplama yapılır. Denklem (2.22) ve (2.23) ile verilen E_{km} enerjisi, Hartree-Fock denklemlerinin integro-diferansiyel bir denklem olmasını sağlar ve gerçekte E_{km} , toplam Hartree-Fock enerjisiyle kıyaslandığında oldukça küçüktür. Nümerik çözümde bu küçük düzeltmenin hesaba katılması çok fazla zaman kaybına neden olmaktadır. Bu nedenle nümerik hesaplamalarda bu terim göz önüne alınmayabilir. Yalnız bir cisim operatörü hesaba katılırsa, yani $P_{km}^2 \approx \sum_i \hat{p}_i^2$ alınırsa, toplam kinetik enerji teriminde m nükleon kütesinin düzeltilmesi,

$$\frac{1}{2mA} \rightarrow \frac{1}{2m} \left(\frac{A-1}{A} \right) \quad (2.24)$$

şeklinde ifade edilmektedir.

2.3.5 Hartree-Fock Denklemleri

Skyrme etkileşmesi için Hartree-Fock denklemleri toplam enerjinin φ_i , tek parçacık dalga fonksiyonlarına göre kararlı olduğu varsayılarak bulunmaktadır (Vauthering and Brink 1972). $\delta\varphi$ küçük değişimlerinin

$$\langle \varphi | \varphi \rangle = 1 \quad (2.25)$$

boylandırma koşulunu bozmadığı varsayılmaktadır,

$$\frac{\delta}{\delta\varphi_i} (E - \sum_i e_i \int |\varphi_i(\vec{r})|^2 d^3r) = 0. \quad (2.26)$$

$\delta\varphi$ küçük değişimlerinde enerjinin değişimi

$$\delta E = E(\varphi_i + \delta\varphi_i) - E(\varphi_i) \quad (2.27)$$

şeklinde yazılabilir. Burada E yerine çekirdeğin Hartree-Fock enerjisi,

$$E_{HF} = \int H(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q) d^3r, \quad (2.28)$$

yazılırsa ve enerjideki küçük değişimler integral içindeki enerji yoğunluğuna uygulanmasıyla (Vauthering and Brink 1972),

$$(H = H(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q))$$

$$\delta E_{HF} = \int d^3r \left[\frac{\partial H}{\partial \tau_q(r)} \delta \tau_q + \frac{\partial H}{\partial \rho_q(r)} \delta \rho_q + \frac{\partial H}{\partial J_q(r)} \delta J_q \right] \quad (2.29)$$

elde edilir, ve H yerine yazılarak

$$\delta E_{HF} = \sum_{q=(n,p)} \int d^3r \left[\frac{\hbar^2}{2m_q^*} \delta \tau_q(\vec{r}) + U_q(\vec{r}) \delta \rho_q(\vec{r}) + W_q \delta j_q(\vec{r}) \right] \quad (2.30)$$

ifadesi elde edilmektedir. Burada m^* etkin kütle, U_q , tek parçacık potansiyeli, W_q ise spin yörünge potansiyeli olup açık formları aşağıdaki gibi ifade edilmektedirler:

$$\frac{\hbar^2}{2m_q^*} = \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{8} [t_1(2+x_1) + t_2(2+x_2)] \rho - \frac{1}{8} [t_1(1+2x_1) + t_2(1+2x_2)] \rho_q \quad (2.31)$$

$$\begin{aligned} U_q = & \frac{1}{2} t_0 [(2+x_0) \rho - (1+2x_0) \rho_q] \\ & + \frac{1}{24} t_3 \{ (2+x_3)(2+\alpha) \rho^{\alpha+1} - (2x_3+1) [2\rho^\alpha \rho_q + \alpha \rho^{\alpha-1} (\rho_p^2 + \rho_n^2)] \} \\ & + \frac{1}{8} [t_1(2+x_1) + t_2(2+x_2)] \tau \\ & + \frac{1}{8} [t_2(2x_2+1) - t_1(2x_1+1)] \tau_q \\ & + \frac{1}{16} [t_2(2+x_2) - 3t_1(2+x_1)] \vec{\nabla} \rho \\ & + \frac{1}{16} [3t_1(2x_1+1) + t_2(2x_2+1)] \nabla^2 \rho \\ & + \frac{1}{8} (t_1 - t_2) \vec{J}_q - \frac{1}{8} (t_1 x_1 - t_2 x_2) \vec{J} + \delta_{q,p} U_{coul} \end{aligned} \quad (2.32)$$

$$W_q = -\frac{1}{2}t_4(\rho\vec{\nabla}\cdot\vec{J} + \rho_n\vec{\nabla}\cdot\vec{J}_n + \rho_p\vec{\nabla}\cdot\vec{J}_p). \quad (2.33)$$

Denklem (2.33) te yoğunluk ifadelerinin (2.6) yerine yazılmasıyla,

$$\delta E_{\text{HF}} = 2 \sum_{i=1}^A \int d^3r \delta\varphi_i^* \left\{ -\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\hbar^2}{2m_{qi}^*} \vec{\nabla} \varphi_i \right) + [U_{qi} + \frac{1}{r} W_{qi} \vec{I} \cdot \vec{\sigma}] \varphi_i \right\} \quad (2.34)$$

ifadesi elde edilmektedir. Toplam enerjinin sabit olma şartı,

$$\delta \left[E_{\text{HF}} - \sum_i e_i \int |\varphi_i(\vec{r})|^2 d^3r \right] = 0, \quad (2.35)$$

kullanılarak koordinat uzayında etkin kütleli Schrödinger denklemi aşağıdaki gibi elde edilmiş olur (Vauthering and Brink 1972):

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m_q^*(\vec{r})} \nabla^2 - \left(\vec{\nabla} \cdot \frac{\hbar^2}{2m_q^*(\vec{r})} \right) \cdot \vec{\nabla} + \left[U_q(\vec{r}) + \frac{1}{r} W_q(r) \vec{I} \cdot \vec{\sigma} \right] \right] \varphi_i = e_i \varphi_i. \quad (2.36)$$

Bu Schrödinger denkleminin nümerik çözümünde ilk olarak $\varphi_i^{(0)}$ radyal tek parçacık dalga fonksiyonu için harmonik osilatör veya Woods Saxon dalga fonksiyonu seçilmektedir. Denklem (2.6) daki yoğunluklar $(\rho^{(0)}, \tau^{(0)} \text{ ve } \vec{J}^{(0)})$ kullanılarak $\hbar^2/2m_q^{*(0)}, U_q^{(0)}$ ve $\vec{W}_q^{(0)}$ denklemleri oluşturulur ve bu denklemler Schrödinger denkleminde yerine yazılmasıyla yeni $\varphi_i^{(1)}$ dalga fonksiyonu elde edilmektedir. Bu işlem tek parçacık dalga fonksiyonu değişmeyene kadar devam etmektedir. Yakınsama sağlanınca çekirdeğin taban durum özellikleri hesaplanmaktadır. Bundan sonraki bölümde bu taban durum özelliklerinin nasıl hesaplandığı tartışılacaktır.

2.3.6 Taban Durum Özelliklerinin Hesaplanması

Bu çalışmada Skyrme kuvvetleri kullanılarak, nükleer yapı analizi için oldukça önemli parametreler olan çekirdeğin yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü, madde ve yük

yoğunluk dağılımları ve parçacık başına bağlanma enerjileri gibi taban durum özellikleri hesaplanmıştır. Bu özelliklerden nötron ve proton yoğunluk dağılımlarını elde etmek için gerekli olan temel nicelik Hartree-Fock iterasyonu ile elde edilen φ_i tek parçacık dalga fonksiyonlarıdır. Bu dalga fonksiyonları Denklem (2.5) ile verilen ifadede yerine yazılarak nötron ve proton yoğunluk dağılımları aşağıdaki bağıntı ile hesaplanmaktadır (Reinhard et al. 1984):

$$\rho_q(\vec{r}) = \sum_{i \in q} w_i \varphi_i^+(\vec{r}) \varphi_i(\vec{r}) \quad q = n \text{ veya } p. \quad (2.37)$$

Çekirdeğin şekli hakkında bilgiler sağlaması açısından önemli bilgiler barındıran nükleer yük yoğunluğunu SHF sonuçlarından elde etmek için nükleonların sahip olduğu özgün elektromanyetik yapılarının hesaba katılması gerekmektedir. Bununla birlikte, Denklem (2.37) ile tanımlanan proton yoğunluğu da kullanılmaktadır (Dreher et al. 1974).

Nükleon yoğunluğu basit bir Fourier dönüşümüyle form faktörleri olarak adlandırılan aşağıdaki nicelik elde edilmektedir:

$$F_q(k) = 4\pi \int_0^{\infty} r^2 j_0(kr) \rho_q(r) dr. \quad (2.38)$$

Burada j_0 sıfırıncı dereceden küresel Bessel foksionudur. Aslında form faktörü, Born yaklaşımında, doğrudan $\hbar k$ momentum transferinde saçılma için genliği temsil ettiği için daha çok deneysel bir niceliktir (Friederich and Vögler 1982, Stone and Reinhard' dan 2007). Yük form faktörü

$$F_{yük}(k) = \sum_q [F_q(k) G_{E,q}(k) + F_{ls,q}(k) G_M(k)] \exp\left(\frac{(\hbar k)^2}{\langle P_{km}^2 \rangle}\right), \quad (2.38)$$

ile verilmektedir. Burada $F_{ls,q}(k)$ spin-yörünge akısının $\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_q$ form faktörü olup nükleonların manyetik momentlerinin yük yoğunluğuna katkısını ifade eder. $G_{E,q}(k)$ çekirdeğin elektrik form faktörü, $G_M(k)$ çekirdeğin manyetik form faktörüdür (nötron ve proton için eşit olduğu

varsayılr) ve eksponansiyel faktör ise Bölüm 2.3.4 de tartışılan çekirdeğin kütle merkezinde ortaya çıkan sahte kütle merkezi enerjisini hesaba katar ve $\langle p_{km}^2 \rangle$ açık ifadesi Denklem (2.23) ile verilen denkleme eşittir (Butler et al. 1984). Nükleon form faktörleri $G_{E,q}(k)$ ve $G_M(k)$ form faktörlerinin değerleri, nükleon saçılma deneylerinin verilerinden alınmaktadır (Stone and Reinhard'dan 2007).

Çekirdeğin yük yoğunluğunu, momentum uzayında yük form faktörünün ters Fourier-Bessel dönüşümüyle aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\rho_{yük} = \frac{1}{2\pi^2} \int k^2 j_0(kr) F_{yük}(k) dk . \quad (2.39)$$

Nötron, proton ve yük yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü Denklem (2.38) ve (2.39) ifadeleri kullanılarak aşağıdaki bağıntıyla hesaplanmaktadır:

$$r_a = \langle r_a^2 \rangle^{1/2} = \left[\frac{\int r^2 \rho_a(r) d^3r}{\int \rho_a(r) d^3r} \right]^{1/2} . \quad (2.40)$$

Burada a nötron, proton ve yükü temsil etmektedir.

Hem teorik hem de deneysel bir nicelik olan nötron deri kalınlığı (t_n) nötron ile proton yarıçapları kare ortalamalarının karekökünün farkı olarak aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır (Qiang 1991):

$$t_n = r_n - r_p . \quad (2.41)$$

Hartree-Fock yaklaşımında yoğunluktan bağımsız kuvvetler için parçacık başına bağlanma enerjisi (Vauthering and Brink 1972),

$$\frac{E}{A} = \frac{1}{2A} \sum_i (t_i + e_i) \quad (2.42)$$

ile tanımlanmaktadır. Burada t_i tek parçacık kinetik enerjileri ve e_i ise tek parçacık enerjilerini göstermektedir. Fakat yoğunluk bağımlı Skyrme etkileşmesinde bu durum farklıdır ve bu fark Skyrme kuvvetindeki sıfır menzilli üç cisim etkisinin toplam bağlanma enerjisine ilave edilmesidir. Bu ilave ile yoğunluğa bağlı parçacık başına bağlanma enerjisi aşağıdaki gibi ifade edilmektedir (Vauthering and Brink 1972):

$$\frac{E}{A} = \frac{1}{A} \left[\frac{1}{2} \sum_i (t_i + e_i) + E_R \right] \quad (2.43)$$

Burada E_R , aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$E_R = -\frac{1}{12} \sum_{ijk} \langle ijk | v_{ijk} | ijk \rangle = -\frac{1}{8} t_3 \int \rho_n(\bar{r}) \rho_p(\bar{r}) \rho(\bar{r}) d^3 r. \quad (2.44)$$

E_R enerjisi etkileşimin yoğunluğa bağlı kısımdan gelir ve yeniden düzenlenen enerji olarak adlandırılmaktadır. Ayrıca Denklem (2.43)'deki t_i ve e_i Hartree-Fock iterasyonu sonucu elde edilen enerji değerleridir (Vauthering and Brink 1972).

Bu tez çalışmasında seçilen çekirdekler için SKM*, SLy4 ve S3 parametreleri kullanılarak SHF yöntemi ile yukarıda bahsi geçen taban durum özellikleri fortran dilinde yazılmış HAFOMN (HP) (URL-2 2007) (Reinhard and Flocard 1995) programıyla hesaplanmıştır. Bu program, tek parçacık deneme fonksiyonu olarak harmonik osilatör dalga fonksiyonu kullanmaktadır.

BÖLÜM 3

Be, Pb, Bi, Zr, Y, Mo, Nb ve Ta, W ÇEKİRDEKLERİNİN TABAN DURUM ÖZELLİKLERİNİN SHF YAKLAŞIMINDA İNCELENMESİ

3.1 GİRİŞ

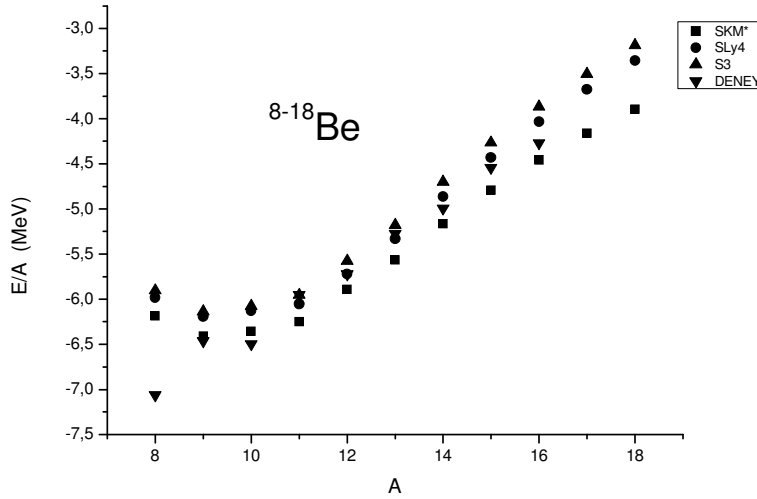
Nükleer yapı üzerindeki teorik çalışmalar, temel nükleon-nükleon etkileşimi kullanılarak yapılmaktadır. Çekirdeğin taban durum özelliklerini hesaplamak için kullanılan en uygun nükleon-nükleon etkileşimi Skyrme etkileşimidir. Skyrme kuvvetinin basit yapısı, nükleer ve kinetik enerji yoğunluklarının bir fonksiyonu olarak Slater determinantıyla tanımlanan bir sistem için Hamiltoniyen yoğunluğu ifadesini yazmaya imkân vermektedir. Bu etkileşim Hartree-Fock (HF) yöntemiyle birlikte kullanılarak proton, nötron, yük yoğunluk yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü, proton, nötron, yük yoğunluk dağılımları, parçacık başına bağlanma enerjileri vb. çekirdeğin taban durum özellikleri başarılı bir şekilde hesaplanabilmektedir.

Bu tezde füzyon ve hibrid reaktörlerde kullanılan ^{8-18}Be , $^{90-100}\text{Mo}$, $^{91-95}\text{Nb}$, $^{204-208}\text{Pb}$, $^{88-96}\text{Zr}$, $^{179-181}\text{Ta}$, $^{182-186}\text{W}$, ^{89}Y , ^{209}Bi materyallerinin nükleer taban durum özellikleri, Skyrme tipi nükleon-nükleon etkileşmesi kullanılarak, HF yaklaşımında incelenmektedir. Bu amaçla seçilen çekirdeklerin parçacık başına bağlanma enerjileri, rms yük, proton ve nötron yoğunluk yarıçapları, proton, nötron ve yük yoğunlukları hesaplanmaktadır.

3.2 Be, Pb, Bi, Zr, Y, Mo, Nb, W ve Ta ÇEKİRDEKLERİNİN PARÇACIK BAŞINA BAĞLANMA ENERJİLERİ

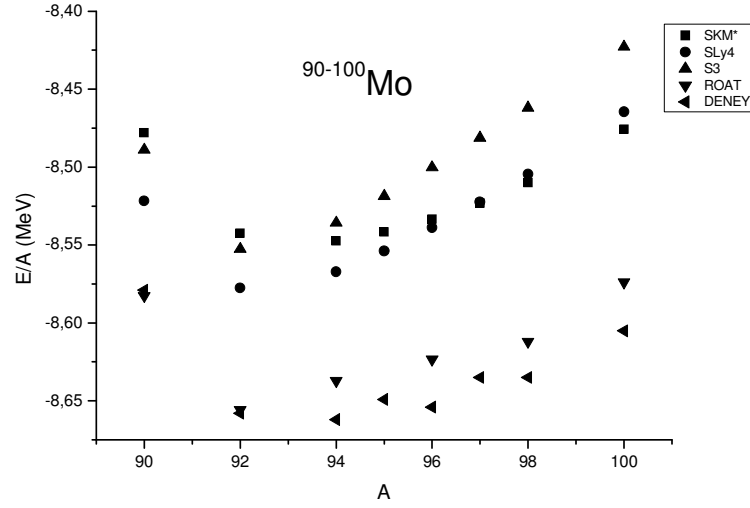
Be, Zr, Mo ve Nb izotoplarının SHF yaklaşımında SKM*, SLy4 ve S3 parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri Şekil 3.1 (a, b, c ve d) te görülmektedir.

^{8-18}Be izotoplarının S3, SLy4, SKM* parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerji değerleri Şekil 3.1. a da görülmektedir. Deneysel olarak elde edilen en büyük bağlanma enerjisi (~ -7.25 MeV) ^8Be için elde edilmektedir. Bununla birlikte ^8Be izotopunun daha kararlı olduğu söylenebilmektedir. Hesaplanan E/A değerleri deney sonuçları ile benzer davranışı sergilemektedir. Özellikle dikkat edilirse, ^9Be için SKM* ve ^{11}Be için S3 ile elde edilen sonuçlar deneysel değerlerle uyumlu iken, ^{12}Be için SLy4 ile hesaplanan değer deney ile uyumlu olduğu görülmektedir. ^{13}Be için ise, S3 ve SLy4 ile hesaplanan sonuçlar deneyle uyumludur. Diğer taraftan, $^{14, 15, 16}\text{Be}$ izotopları için tüm parametrelerle hesaplanan bağlanma enerjileri deneysel değerlerden uzaklaşmaktadır. $^{17, 18}\text{Be}$ için uzaklaşma artmaktadır. Be izotopunun nükleon sayısı arttıkça deney sonuçları ile uyumluluk azalmaktadır.



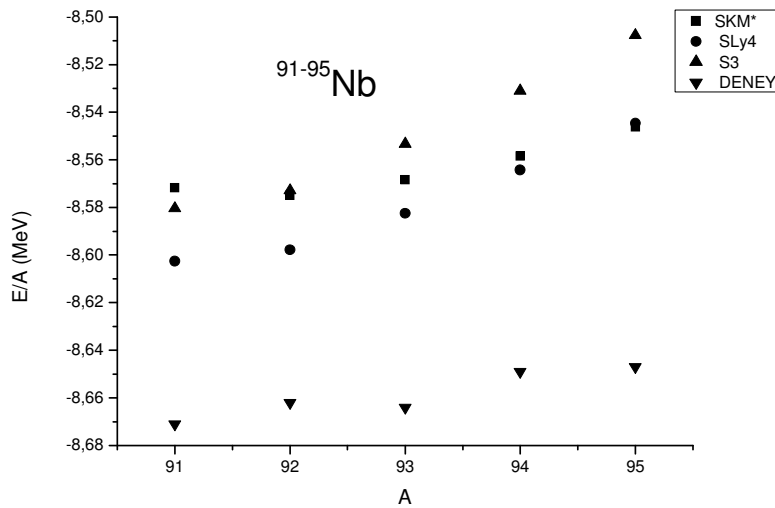
Şekil 3.1. a Be izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan E/A değerlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması (URL-1 2011).

$^{90-100}\text{Mo}$ izotoplarının parçacık başına bağlanma enerji değerleri Şekil 3.1. b de görülmektedir. ^{90}Mo ve ^{92}Mo izotoplarının ROAT sonuçları deneysel sonuçlarla birebir uyumludur. Dikkat edilecek olursa Mo çekirdeğinin nükleon sayısı arttıkça hesaplanan değerlerin deneysel sonuçlarla uyumsuzluğu artmaktadır. SKM*, SLy4, S3 parametreleri ile hesaplanan sonuçlar, ROAT sonuçları ile karşılaştırıldığında ROAT sonuçlarının deneysel sonuçlara daha yakın olduğu görülmektedir. Deneysel olarak elde edilen en büyük bağlanma enerjisi (~ -8.62 MeV) ^{94}Mo için elde edilmektedir. Dolayısıyla ^{94}Mo izotopunun daha kararlı olduğu söylenebilir.



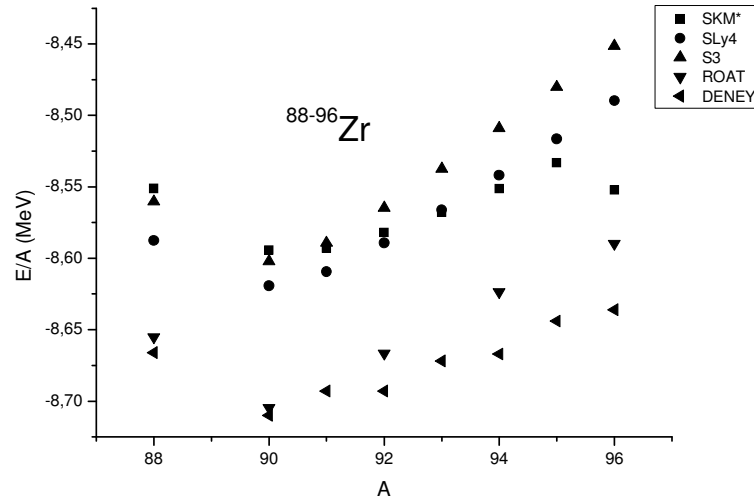
Şekil 3.1. b Mo izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan E/A değerlerinin ROAT (Lalazissis 1999) ve deneysel (URL-1 2011) sonuçlarla karşılaştırılması.

$^{91-95}\text{Nb}$ izotoplarının SKM*, S3, SLy4 parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerji değerleri Şekil 3.1. c de görülmektedir. Elde edilen sonuçlar, deneysel sonuçlarla kıyaslandığında yaklaşık olarak 0.07 MeV ile 0.12 MeV arasında değişen büyüklüklerden daha küçük çıkmaktadır. En büyük deneysel bağlanma enerjisi (~ -8.67 MeV) ^{91}Nb için ölçülmüştür. Dolayısıyla ^{91}Nb izotopunun daha kararlı olduğu söylenebilir. Nükleon sayısı arttıkça bu kararlılık azalmaktadır.



Şekil 3.1. c Nb izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan E/A değerlerinin deneysel (URL-2011) sonuçlarla karşılaştırılması.

$^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının parçacık başına bağlanma enerji değerleri Şekil 3.1. d de görülmektedir. ^{88}Zr ve ^{90}Zr izotoplarının ROAT sonuçları deneysel sonuçlarla karşılaştırıldığında uyumlu olduğu görülmektedir. Dikkat edilirse Zr çekirdeğinin nükleon sayısı arttıkça hesaplanan değerlerin deneysel sonuçlarla uyumsuzluğu artmaktadır. SKM*, SLy4, S3 parametreleri ile hesaplanan sonuçlar ROAT ve deneysel sonuçlardan uzak kalmaktadır. En büyük deneysel bağlanma enerjisi (-8.72 MeV) ^{90}Zr için elde edilmiştir. Bu da ^{90}Zr çekirdeğinin çift sihirli (Z=40 ve N=50) olmasına atfedilebilir. Ayrıca bu çekirdeğin daha karalı olduğu da söylenebilir.



Şekil 3.1. d Zr izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan E/A değerlerinin ROAT (Lalazissis 1999) ve deneysel (URL-1 2011) sonuçlarıyla karşılaştırılması.

^{209}Bi , $^{179, 180, 181}\text{Ta}$ ve $^{204, 206, 207, 208}\text{Pb}$ ve $^{182, 183, 184, 186}\text{W}$ izotoplarının hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri ise Çizelge 3.1 ile verilmektedir.

Çizelge 3.1 ^{209}Bi , 179 , 180 , ^{181}Ta ve 204 , 206 , 207 , ^{208}Pb ve 182 , 183 , 184 , ^{186}W izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjilerinin (MeV) deneysel (URL-1 2011) ve ROAT (Lalazissis 1999) sonuçlarıyla karşılaştırılması.

ÇEKİRDEKLER	SKM*	SLy4	S3	ROAT	DENEY
^{209}Bi	-7,795	-7,811	-7,807	-	-7,848
^{89}Y	- 8,608	- 8,626	-8,616	-	-8,714
^{179}Ta	-7,836	-7,856	-7,875	-	-8,034
^{180}Ta	-7,836	-7,850	-7,870	-	-8,026
^{181}Ta	-7,831	-7,843	-7,865	-	-8,024
^{204}Pb	-7,807	-7,823	-7,826	-7,895	-7,880
^{206}Pb	-7,814	-7,828	-7,826	-7,894	-7,876
^{207}Pb	-7,816	-7,829	-7,824	-	-7,870
^{208}Pb	-7,812	-7,824	-7,817	-7,885	-7,868
^{182}W	-7,825	-7,841	-7,862	-8,028	-8,018
^{183}W	-7,823	-7,836	-7,859	-	-8,008
^{184}W	-7,829	-7,830	-7,859	-8,014	-8,005
^{186}W	-7,818	-7,820	-7,846	-7,996	-7,989

Çizelge 3.1'den anlaşılacağı üzere ^{209}Bi izotopları için tüm parametrelerle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri deneysel sonuçlardan yaklaşık 0.04 MeV kadar daha küçüktür. ^{89}Y için tüm parametrelerle hesaplanan bağlanma enerjileri deneysel değerlerden yaklaşık 0.1 MeV daha küçüktür. Ta izotopları için hesaplanan parçacık başına bağlanma enerji değerleri ise deneysel değerden yaklaşık 0.15 MeV kadar küçüktür. Pb izotopları için tüm parametrelerle hesaplanan değerler, deneysel sonuçlardan yaklaşık 0.05 MeV kadar daha küçük olmaktadır. Kurşun izotopları için elde edilen ROAT sonuçları deneysel değerlerden yaklaşık 0.01 MeV kadar daha büyüktür.

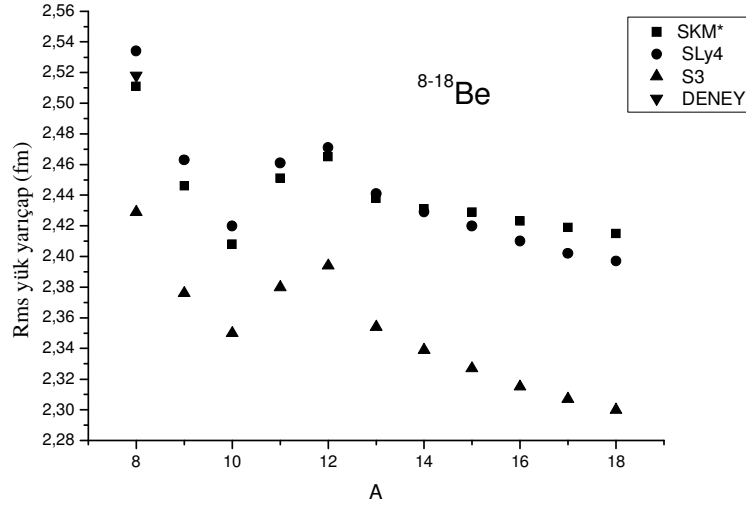
Çizelge 3.1'de görüldüğü üzere, $^{182-186}\text{W}$ izotoplarının SKM*, S3, SLy4, parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerji değerleri deneysel sonuçları açıklamakta yetersizdir. Fakat çift-çift izotopları olan ^{182}W , ^{184}W ve ^{186}W çekirdeklerinin ROAT sonuçları deneysel sonuçlar ile uyumluluk göstermektedir. $^{179-181}\text{Ta}$ izotoplarının da SKM*, S3, SLy4 parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerji değerleri de deneysel sonuçları açıklamaktan uzaktır. W izotopları için tüm parametrelerle hesaplanan sonuçlar deneyden yaklaşık 0.15 MeV daha uzak kalmaktadır.

3.3 Be, Pb, Bi, Zr, Y, Mo, Nb, W ve Ta ÇEKİRDEKLERİNİN RMS YÜK YARIÇAPLARI

Be, Zr, Mo ve Nb izotoplarının SHF yaklaşımında SKM*, SLy4 ve S3 parametreleriyle hesaplanan rms yük yarıçapları Şekil 3.2 (a, b, c ve d) te görülmektedir.

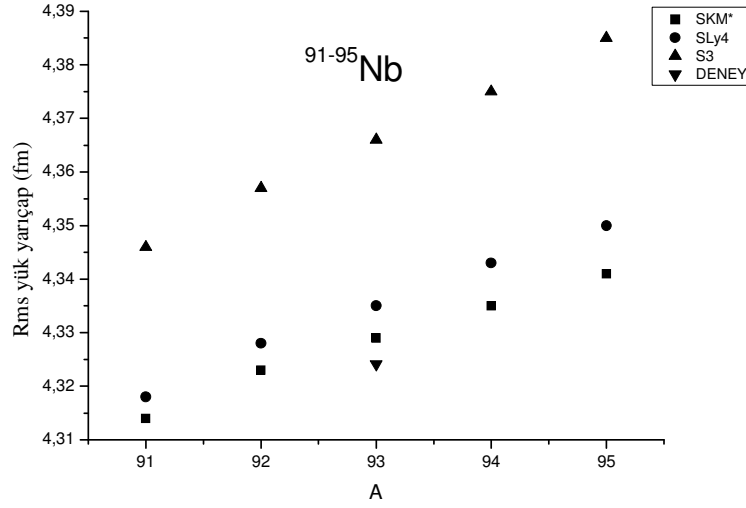
^{8-18}Be izotoplarının rms yük yarıçap değerleri Şekil 3.2. a da görülmektedir. Şekil 3.2. a ya bakıldığında ^{8-18}Be çekirdeğinin izotoplarının rms yük yarıçapları nükleon sayısı arttıkça azaldığı görülmektedir. Deneysel değer (yaklaşık 2.52 fm) yalnız ^8Be çekirdeğinin bulunmaktadır. Bununla birlikte, ^8Be çekirdeği için, SKM* parametre seti ile hesaplanan sonucun deneysel sonuca oldukça yakın olduğu görülmektedir. Diğer taraftan, SKM* ve SLy4 ile yaptığımız tüm analizlerde birbirine yakın sonuçlar elde edilmekte, fakat S3 parametresiyle yaptığımız analizler SKM* ve SLy4 ile elde edilenlerden daha uzak olmaktadır.

Her üç parametre ile yaptığımız hesaplar göstermektedir ki en büyük yük yarıçapı (SLy4 ile yaklaşık 2.53 fm) ^8Be için elde edilmektedir. ^8Be den ^{10}Be izotopuna doğru gidildiğinde artan nötron sayısı ile birlikte yük yarıçapı azalmakta ve ^{10}Be için en küçük değerine (S3 ile yaklaşık 2.35 fm) ulaşmaktadır. Daha sonra artan nötron sayısı ile birlikte yük yarıçapı ve ikinci en büyük yarıçap (SLy4 ile yaklaşık 2.47 fm) ^{12}Be için elde edilmektedir. Bu izotoptan sonra artan nötron sayısı ile birlikte yük yarıçapı azalmakta ve ^{18}Be izotopu için en küçük yük yarıçapı değeri (S3 ile yaklaşık 2.30 fm) elde edilmektedir.



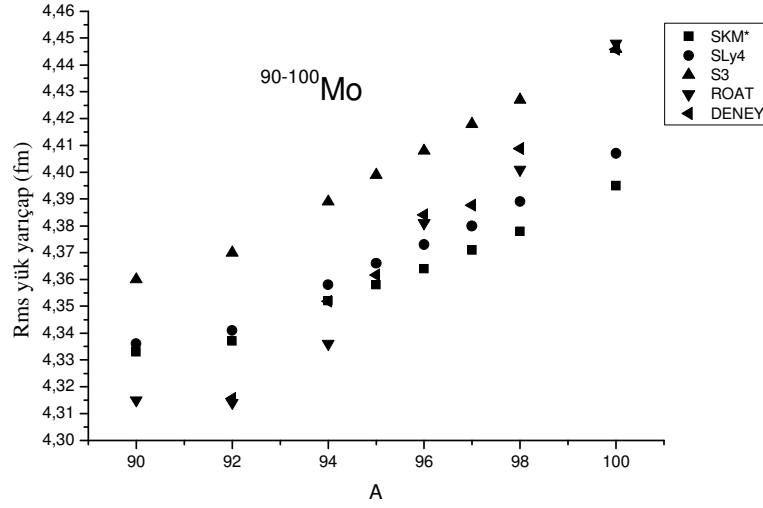
Şekil 3.2. a Be izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms yük yarıçap değerlerinin deney (Angeli 2004) sonuçlarıyla karşılaştırılması.

$^{91-95}\text{Nb}$ izotoplarının SHF yaklaşımında seçilen parametrelerle hesaplanan rms yük yarıçap değerleri Şekil 3.2. b da görülmektedir. Sadece doğal izotop olan ^{93}Nb için deneysel sonuç (yaklaşık 4.322 fm) vardır. Şekil 3.2. b ye bakıldığında $^{91-95}\text{Nb}$ çekirdeğinin izotoplarının rms yük yarıçapları nükleon sayısı arttıkça artmaktadır. Yük yarıçapı sonuçlarına bakıldığında SKM* parametresi ile elde edilen sonucun deney sonucuna yakın olduğu görülmektedir. En küçük yarıçap (yaklaşık 4.12 fm) ^{91}Nb için SKM* ile ve en büyük yarıçap ise ^{95}Nb için (yaklaşık 4.385 fm) S3 parametresi ile elde edilmektedir.



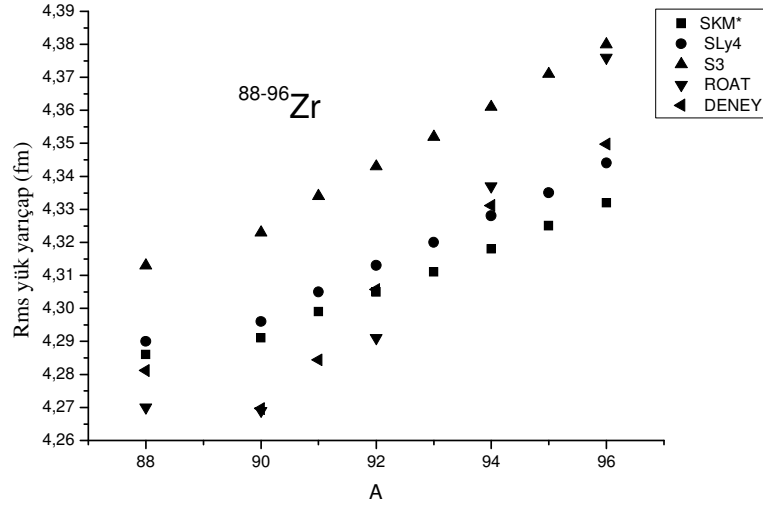
Şekil 3.2. b Nb izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms yük yarıçap değerlerinin deney (Angeli 2004) sonuçlarıyla karşılaştırılması.

$^{90-100}\text{Mo}$ izotoplarının SHF yaklaşımıyla SKM*, SLy4 ve S3 parametre setleriyle elde edilen rms yük yarıçap değerleri Şekil 3.2. c de görülmektedir. $^{90-100}\text{Mo}$ izotoplarının rms yük yarıçap değerleri nükleon sayısı arttıkça arttığı görülmektedir. En küçük deneysel yarıçap ^{92}Mo izotopu için bulunmuş olup bu da yaklaşık 4.31 fm değerindedir. ^{92}Mo , ^{96}Mo , ^{100}Mo çekirdeklerinin rms yük yarıçap değerlerinin ROAT ve DENEY sonuçları uyumluluk göstermektedir. ^{100}Mo çekirdeği için S3 parametresi ile hesaplanan değer DENEY sonucu ile oldukça uyumludur. Hatta hesaplanan değer, ROAT değerinden deneye daha yakındır. ^{94}Mo çekirdeğinin SKM* ile hesaplanan yarıçap değeri deneye birebir uyum göstermektedir. Bu izotop için ROAT sonucu deneysel değerden uzaktır. ^{95}Mo izotopunda SKM* ve SLy4 ile hesaplanan sonuçlar deneye yaklaşmaktadır.



Şekil 3.2. c Mo izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms yük yarıçap değerlerinin ROAT (Lalazissis 1999) ve deney (Angeli 2004) sonuçlarıyla karşılaştırılması.

$^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının SHF yaklaşımında SKM*, SLy4 ve S3 ile hesaplanan rms yük yarıçap değerleri Şekil 3.2. d de görülmektedir. $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının rms yük yarıçap değerleri nükleon sayısı arttıkça arttığı görülmektedir. ^{92}Zr izotopu hariç, deneysel davranış da bu eğilimdedir. En küçük deneysel yarıçap ^{90}Zr da elde dilmektedir. Bu da bu izotopun çift sihirli ($Z=40$ ve $N=50$) olmasına atfedilebilir. ^{90}Zr ve ^{94}Zr çekirdeklerinin rms yük yarıçapı değerlerinin ROAT ve DENEY sonuçları birbirine yakındır. ^{92}Zr için SKM* ile hesaplanan yük yarıçapı deneysel değerle birebir uyum göstermektedir. $^{94, 96}\text{Zr}$ izotopları için SLy4 ile hesaplanan yük yarıçapları ROAT sonuçlarına göre deneye daha yakın olmaktadır. ^{88}Zr için ise SKM* ve SLy4 ile hesaplanan sonuçlar ROAT sonucu ile birlikte ele alındığında deneysel değere yaklaşımları yaklaşık aynıdır.



Şekil 3.2. d Zr izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms yük yarıçap değerlerinin ROAT (Lalazissis, 1999) ve deney (Angeli 2004) sonuçlarıyla karşılaştırılması.

^{209}Bi , 179 , 180 , ^{181}Ta ve 204 , 206 , 207 , ^{208}Pb ve 182 , 183 , 184 , ^{186}W izotoplarının hesaplanan rms yük yarıçapları deneysel hata oranlarıyla birlikte Çizelge 3.2 ile verilmektedir.

Çizelge 3.2 ^{209}Bi , 179 , 180 , ^{181}Ta ve 204 , 206 , 207 , ^{208}Pb ve 182 , 183 , 184 , ^{186}W izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms yük yarıçap (fm) değerlerinin deneysel (Angeli 2004) ve ROAT (Lalazissis 1999) sonuçlarıyla karşılaştırılması.

ÇEKİRDEKLER	SKM*	SLy4	S3	ROAT	DENEY
^{209}Bi	5,530	5,533	5,594	-	5,533 ±0,003
^{89}Y	4,267	4,273	4,300	-	4,242 ±0,002
^{179}Ta	5,300	5,307	5,354	-	-
^{180}Ta	5,306	5,312	5,360	-	-
^{181}Ta	5,311	5,317	5,365	-	5,351 ±0,003
^{204}Pb	5,494	5,498	5,555	5,497	-
^{206}Pb	5,503	5,506	5,566	5,506	-
^{207}Pb	5,508	5,511	5,571	-	-
^{208}Pb	5,513	5,515	5,578	5,513	-
^{182}W	5,326	5,332	5,380	5,399	5,357 ±0,001
^{183}W	5,331	5,337	5,386	-	5,330 ±0,001
^{184}W	5,336	5,342	5,391	5,408	5,367 ±0,001
^{186}W	5,346	5,353	5,402	5,416	5,376 ±0,001

Çizelge 3.2 den anlaşılacağı üzere ^{209}Bi izotopları için tüm parametrelerle hesaplanan rms yük yarıçaplarından SKM* ve SLy4 sonuçları deneysel sonuç ile birebir uyumludur. S3 parametresi ile hesaplanan değer ise deneysel değerden 0.061 fm daha büyük olduğu görülmektedir.

^{89}Y için tüm parametrelerle hesaplanan rms yük yarıçap değerlerinin deney ile uyumluluğu yoktur, ancak SKM* parametresi ile hesaplanan değer deneysel değere yaklaşık olarak 0.03 fm kadar sapma ile yaklaştığı görülmektedir.

$^{204-208}\text{Pb}$ izotoplarına bakıldığında, ^{204}Pb izotopunun SLy4 sonucunun ROAT sonucuna 0.001 fm kadar yaklaştığı görülmektedir. ^{206}Pb izotopunun SLy4 hesabı deney ile birebir uyumludur. ^{208}Pb izotopu için ise SKM* parametresi ile elde edilen sonuç deneysel sonuç ile birebir uyumluluk göstermektedir. Dikkat edilecek olursa kurşunun çift-çift izotopları için SHF sonuçlarından birinin ROAT sonuçları ile uyumlu olduğu görülmektedir. Ta izotopları durumunda, sadece ^{181}Ta izotopunun rms yük yarıçapı bulunmaktadır. Bu izotop için S3 parametresi ile elde edilen sonucun deneysel sonuca 0.01 fm kadar yaklaştığı anlaşılmaktadır. Diğer taraftan, W izotoplarından ^{183}W hariç diğer izotoplarının (çift-çift) SHF sonuçlarının deneysel sonuca yaklaşık olarak 0.02 fm kadar uzak olduğu görülmektedir. ^{183}W çekirdeğinin rms yük yarıçap sonuçlarına bakıldığında ise deney ile uyumluluğun söz konusu olduğu anlaşılmaktadır.

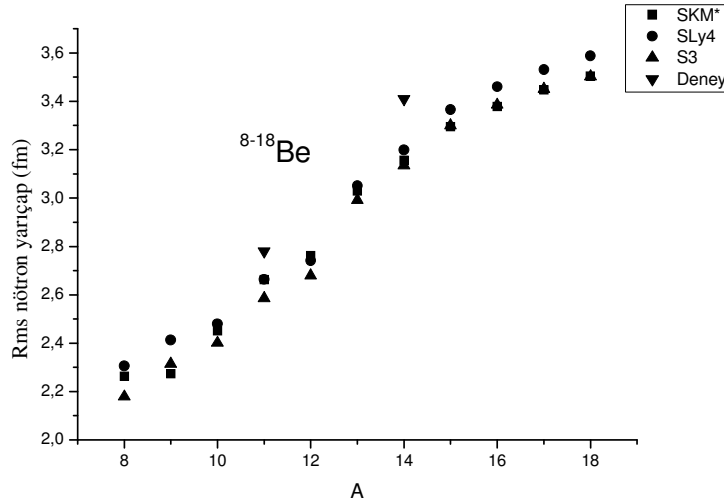
Çizelge 3.2 de görüldüğü üzere, $^{182, 184, 186}\text{W}$ izotoplarının SKM*, S3, SLy4, parametreleriyle hesaplanan rms yük yarıçap değerleri deneysel sonuçları açıklamakta yetersizdir. Tek A'lı izotopu olan ^{183}W çekirdeğinin SKM* ile hesaplanan yarıçap değeri ise deneysel sonuç ile uyumluluk göstermektedir. ^{181}Ta izotopunun da SKM*, S3, SLy4 parametreleriyle hesaplanan rms yük yarıçapı değerleri deney sonucunu açıklamaktan uzaktır. Yalnız ^{209}Bi çekirdeğinin SLy4, ^{183}W çekirdeğinin ise SKM* parametreleri ile hesaplanan rms yük yarıçap değerleri deney sonuçları ile uyumluluk göstermektedir.

3.4 Be, Pb, Bi, Zr, Y, Mo, Nb, W ve Ta ÇEKİRDEKLERİNİN RMS NÖTRON VE PROTON YARIÇAPLARI

Be, Zr, Mo ve Nb izotoplarının SHF yaklaşımında SKM*, SLy4 ve S3 parametreleriyle hesaplanan rms nötron yarıçapları Şekil 3.3 (a, b, c ve d) te görülmektedir.

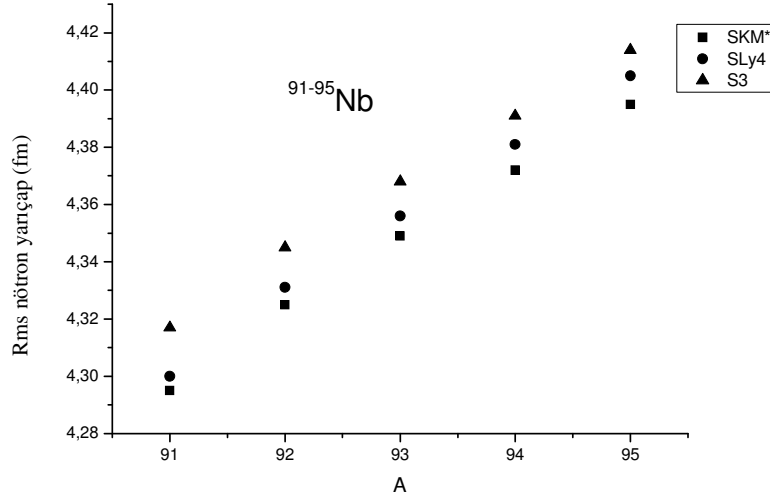
^{8-18}Be izotoplarının rms nötron yarıçap değerleri Şekil 3.3. a da görülmektedir. Şekil 3.3. a ya bakıldığında ^{8-18}Be çekirdeğinin izotoplarının rms nötron yarıçapları nükleon sayısı arttıkça arttığı görülmektedir. Deneysel değeri bulunan $^{11, 14}\text{Be}$ izotoplarının SHF sonuçlarının deney ile uyumluluğu görülmemektedir. SHF sonuçlarından SLy4 parametre seti kullanılarak elde edilen değerler deneye biraz daha yakındır.

Be izotoplarının (^{11}Be hariç) SHF sonuçları karşılaştırıldığında SKM* ve S3 sonuçlarının birbirine daha yakın değerler olduğu görülür. ^{11}Be izotopunun SKM* ve SLy4 sonuçları uyumludur. Nükleon sayısı arttıkça SLy4 sonuçları diğer SHF sonuçlarından uzaklaşmaktadır.



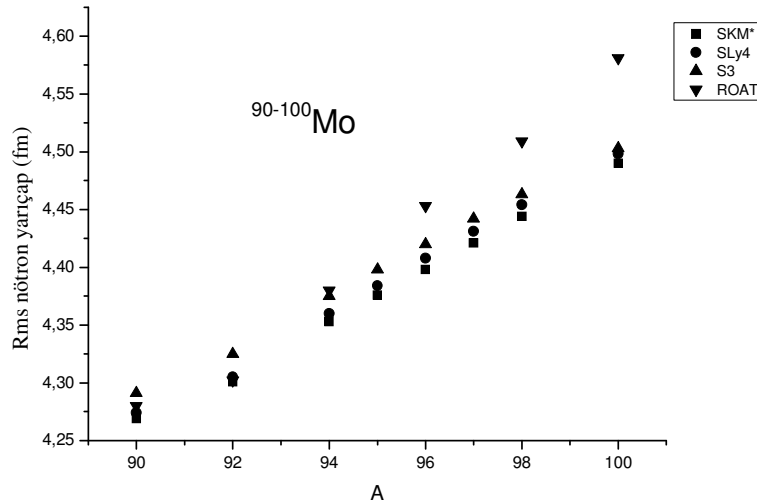
Şekil 3.3. a Be izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms nötron yarıçapı sonuçlarının deneysel (Riisager et al. 1995, Tanihata et al. 1985, Tel'den 2011) sonuçlar ile karşılaştırılması.

$^{91-95}\text{Nb}$ izotoplarının SHF yaklaşımında seçilen parametrelerle hesaplanan rms nötron yarıçap değerleri Şekil 3.3. b de görülmektedir. Nb izotoplarının rms nötron yarıçap SHF sonuçlarına bakıldığında SLy4 sonuçları SKM* sonuçlarına 0.01 fm kadar uzaktır. S3 ise SLy4 sonuçlarına 0.01 fm uzaktadır. Nükleon sayısı arttıkça çekirdeklerin rms nötron yarıçapları arttığı görülür.



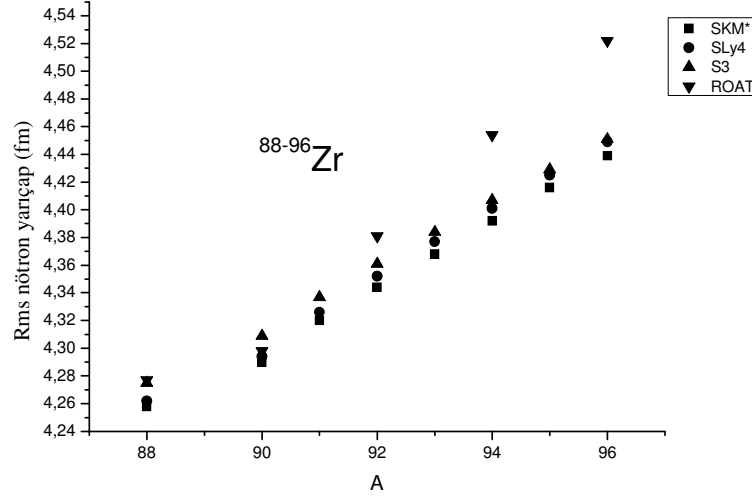
Şekil 3.3. b Nb izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms nötron yarıçap sonuçlarının karşılaştırılması.

$^{90-100}\text{Mo}$ izotoplarının SHF yaklaşımıyla SKM*, SLy4 ve S3 parametre setleriyle elde edilen rms nötron yarıçap değerleri Şekil 3.3. c de görülmektedir. $^{90, 92, 94}\text{Mo}$ izotoplarının ROAT sonuçları ile uyumlu olduğu görülmektedir. ^{96}Mo izotopundan itibaren ROAT nötron yarıçap değerlerinin azaldığı görülmektedir, bu da rölativistik etkilerin bu bölgede baskın olması şeklinde yorumlanabilir. SKM*, SLy4, S3 ile hesaplanan rms nötron yarıçap değerlerinin parametreler arası maksimum 0.01 fm fark bulunmaktadır. $^{90-100}\text{Mo}$ izotoplarının rms nötron yarıçap değerlerinin nükleon sayısı arttıkça arttığı görülmektedir.



Şekil 3.3. c Mo izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms nötron yarıçap değerlerinin ROAT (Lalazissis 1999) sonuçları ile karşılaştırılması.

$^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının SHF yaklaşımında SKM*, SLy4 ve S3 ile hesaplanan rms nötron yarıçap değerleri Şekil 3.3. d te görülmektedir. ^{88}Zr izotopunun S3, ^{90}Zr izotopunun SKM* ve SLy4 sonuçlarının ROAT ile uyumlu olduğu görülür. ^{92}Zr izotopundan itibaren ROAT nötron yarıçap değerlerinin büyüdüğü görülmektedir, bu da rölativistik etkilerin bu bölgede baskın olduğu şeklinde yorumlanabilir. $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının rms nötron yarıçap değerleri nükleon sayısı arttıkça arttığı görülmektedir.



Şekil 3.3. d Zr izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms nötron yarıçap değerlerinin ROAT (Lalazissis 1999) sonuçları ile karşılaştırılması.

^{209}Bi , $^{179, 180, 181}\text{Ta}$ ve $^{204, 206, 207, 208}\text{Pb}$ ve $^{182, 183, 184, 186}\text{W}$ izotoplarının hesaplanan rms nötron yarıçapları ise Çizelge 3.3 ile verilmektedir.

Çizelge 3.3. ^{209}Bi , $^{179, 180, 181}\text{Ta}$ ve $^{204, 206, 207, 208}\text{Pb}$ ve $^{182, 183, 184, 186}\text{W}$ izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms nötron yarıçap (fm) değerlerinin ROAT (Lalazissis 1999) sonuçları ile karşılaştırılması.

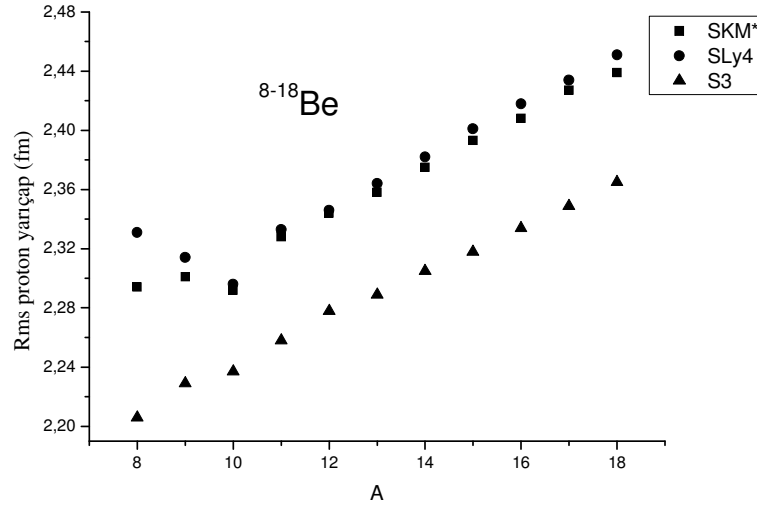
ÇEKİRDEKLER	SKM*	SLy4	S3	ROAT	DENEY
^{209}Bi	5,634	5,628	5,657	-	-
^{89}Y	4,284	4,288	4,301	-	-
^{179}Ta	5,384	5,385	5,397	-	-
^{180}Ta	5,396	5,397	5,408	-	-
^{181}Ta	5,408	5,409	5,419	-	-
^{204}Pb	5,585	5,582	5,61	5,684	-
^{206}Pb	5,606	5,601	5,628	5,711	-
^{207}Pb	5,616	5,611	5,638	-	-
^{208}Pb	5,627	5,621	5,65	5,733	-
^{182}W	5,412	5,414	5,428	5,554	-
^{183}W	5,424	5,426	5,439	-	-
^{184}W	5,436	5,437	5,45	5,58	-
^{186}W	5,459	5,46	5,471	5,605	-

Çizelge 3.3 den anlaşılacağı üzere ^{209}Bi izotopları için tüm parametrelerle SHF yaklaşımında hesaplanan rms nötron yarıçap sonuçları birbirine yakındır. ^{89}Y için tüm parametrelerle hesaplanan rms nötron yarıçap değerlerinden SKM* ve SLy4 sonuçları birbirine yakındır. Pb izotoplarına bakıldığında, ^{204}Pb izotopunun S3 sonucunun ROAT sonucuna 0.074 fm kadar yaklaştığı görülmektedir. $^{206, 207}\text{Pb}$ izotoplarının SHF sonuçları ise ROAT sonuçlarından uzaktır. ^{180}Ta izotoplarının rms nötron yarıçap değerlerin SHF sonuçları birbirine yakındır. W izotoplarının SHF sonuçları ROAT sonuçları ile uyumsuzdur. Çekirdeklerin izotoplarına bakıldığında nükleon sayısı arttıkça SHF rms nötron yarıçap sonuçları ROAT sonuçlarından uzaklaşmaktadır. Çizelge 3.3 de görüldüğü üzere, seçilen çekirdeklerden SHF sonucu ROAT sonucu ile en uyumlu çekirdek ^{204}Pb izotopu olduğu görülür.

Be, Zr, Mo ve Nb izotoplarının SHF yaklaşımında SKM*, SLy4 ve S3 parametreleriyle hesaplanan rms proton yarıçapları ise Şekil 3.3 (e, f, g ve ğ) te görülmektedir.

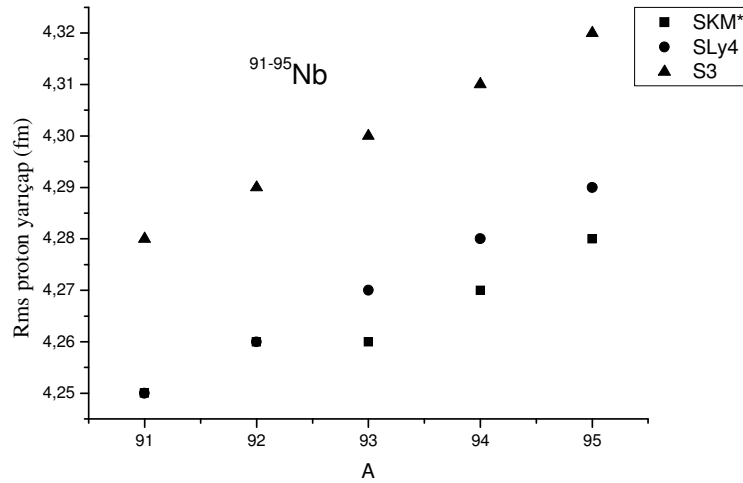
^{8-18}Be izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms proton yarıçap değerleri Şekil 3.3. e da görülmektedir. Rms proton yarıçaplarının SHF sonuçlarına bakıldığında SKM* ve SLy4 parametreleri ile hesaplanan sonuçların birbiri ile daha uyumlu olduğu görülür. Bu uyumluluk ^{10}Be izotopundan sonra artmaktadır. S3 parametresi ile hesaplanan sonuçlar SKM* ve SLy4

sonuçlarından uzaktır. Şekil 3.3. e ye bakıldığında ^{8-18}Be çekirdeğinin izotoplarının rms proton yarıçapları nükleon sayısı arttıkça artmaktadır.



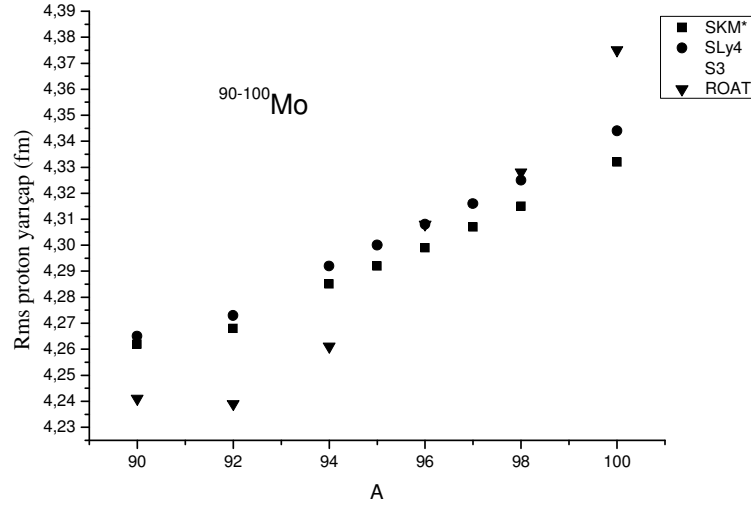
Şekil 3.3. e Be izotoplarının SKM*, SLy4 ve S3 parametreleriyle hesaplanan rms proton yarıçapı sonuçlarının karşılaştırılması.

$^{91-95}\text{Nb}$ izotoplarının SHF yaklaşımında seçilen parametrelerle hesaplanan rms proton yarıçap değerleri Şekil 3.3. f de görülmektedir. Nb izotopların rms proton yarıçap değerlerinin SHF sonuçlarında $^{91, 92}\text{Nb}$ izotoplarının SKM* ile SLy4 parametre setlerinin uyumluluğu görülmektedir. Nb izotoplarının nükleon sayısı arttıkça rms proton yarıçapları artmakta ve parametreler arası uyum azalmaktadır.



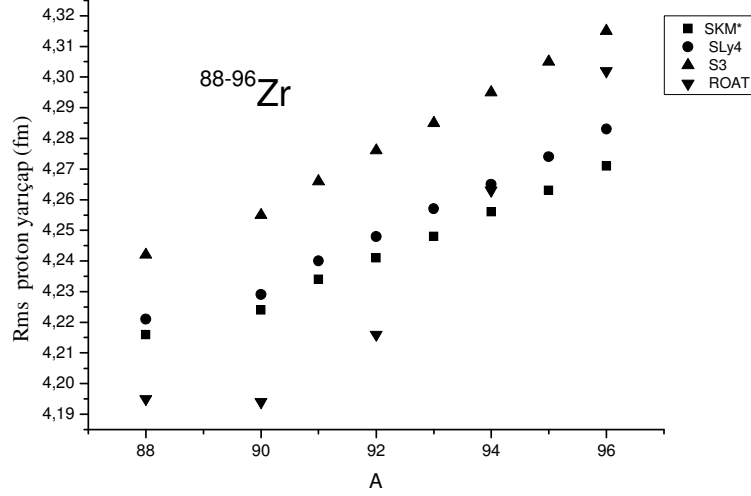
Şekil 3.3. f Nb izotoplarının SKM*, SLy4 ve S3 parametreleriyle hesaplanan rms proton yarıçapı sonuçlarının karşılaştırılması.

$^{90-100}\text{Mo}$ izotoplarının SHF yaklaşımıyla SKM*, SLy4 ve S3 parametre setleriyle elde edilen rms proton yarıçap değerleri Şekil 3.3. g’de görülmektedir. Mo izotoplarının rms proton yarıçap değerlerinin SHF sonuçları değerlendirildiğinde $^{96, 98}\text{Mo}$ izotoplarının SHF sonuçlarından SLy4 parametre seti kullanılarak elde edilen sonuçların ROAT ile birebir uyumlu olduğu görülmektedir. ^{96}Mo izotopu için bu değerler $r=3.08$ fm, ROAT ($r=3.08$ fm) ve ^{98}Mo izotopu için $r=3.25$ fm, ROAT ($r=3.28$ fm) olmak üzere uyumluluk belirlenir. Şekil 3.3. g e dikkat edilecek olursa SKM* ile SLy4 sonuçları birbirine daha yakındır.



Şekil 3.3. g Mo izotoplarının SKM*, SLy4 ve S3 parametreleriyle hesaplanan rms proton yarıçapı sonuçlarının karşılaştırılması.

$^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının SHF yaklaşımında SKM*, SLy4 ve S3 ile hesaplanan rms proton yarıçap değerleri Şekil 3.3. ğ de görülmektedir. Zr izotoplarının rms proton yarıçaplarının SHF sonuçları değerlendirildiğinde yalnız ^{94}Zr izotopunun SLy4 parametre seti ile hesaplanan değerinin ROAT ile uyumlu olduğu görülür. SLy4 için bu değer $r=2.65$ fm iken ROAT ($r=4.263$ fm) olmak üzere 0.002 fm farkla uyumluluk belirlenebilir.



Şekil 3.3. $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının SKM*, SLy4 ve S3 parametreleriyle hesaplanan rms proton yarıçap değerlerinin ROAT sonuçları ile karşılaştırılması.

^{209}Bi , $^{179, 180, 181}\text{Ta}$ ve $^{204, 206, 207, 208}\text{Pb}$ ve $^{182, 183, 184, 186}\text{W}$ izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan rms proton yarıçapları ise Çizelge 3.4 ile verilmektedir.

Çizelge 3.4. ^{209}Bi , $^{179, 180, 181}\text{Ta}$ ve $^{204, 206, 207, 208}\text{Pb}$ ve $^{182, 183, 184, 186}\text{W}$ izotoplarının hesaplanan rms proton yarıçap (fm) değerlerinin deneysel (Angeli 2004) ve ROAT (Lalazissis 1999) sonuçlarıyla karşılaştırılması.

ÇEKİRDEKLER	SKM*	SLy4	S3	ROAT	DENEY
^{209}Bi	5,478	5,48	5,545	-	-
^{89}Y	4,201	4,207	4,232	-	-
^{179}Ta	5,244	5,249	5,300	-	-
^{180}Ta	5,25	5,255	5,306	-	-
^{181}Ta	5,256	5,261	5,312	-	-
^{204}Pb	5,439	5,442	5,502	5,439	-
^{206}Pb	5,448	5,451	5,513	5,448	-
^{207}Pb	5,453	5,455	5,518	-	-
^{208}Pb	5,46	5,462	5,528	5,456	-
^{182}W	5,271	5,276	5,329	5,339	-
^{183}W	5,276	5,282	5,335	-	-
^{184}W	5,282	5,287	5,341	5,348	-
^{186}W	5,293	5,298	5,353	5,357	-

Çizelge 3.4. den anlaşılacağı üzere ^{209}Bi izotopları için tüm parametrelerle hesaplanan rms sonuçlarından SKM* ile SLy4 birbirine daha yakındır. ^{89}Y için tüm parametrelerle hesaplanan rms proton yarıçap değerlerinden SKM* ve SLy4 sonuçları birbirine 0.006 fm kadar yakındır. S3 sonucu bunlardan 0.03 fm kadar büyüktür. Pb izotoplarına bakıldığında, $^{204}, ^{206}\text{Pb}$ izotoplarının SKM* sonuçlarının ROAT sonuçları ile mükemmel uyumları görülmektedir. ^{208}Pb izotopunun da SKM* sonucu ROAT ile yakından ilişkilidir. Pb'nun çift-çift izotoplarının SHF sonuçlarının ROAT sonuçları ile uyumlu olduğu görülmektedir. Ta izotoplarının rms proton yarıçap değerlerinin SHF sonuçları birbirine yakındır. W izotoplarına bakıldığında çift-çift izotopların S3 parametre seti kullanılarak hesaplanan rms proton yarıçap değerlerinin ROAT sonuçları ile daha uyumlu olduğu görülür.

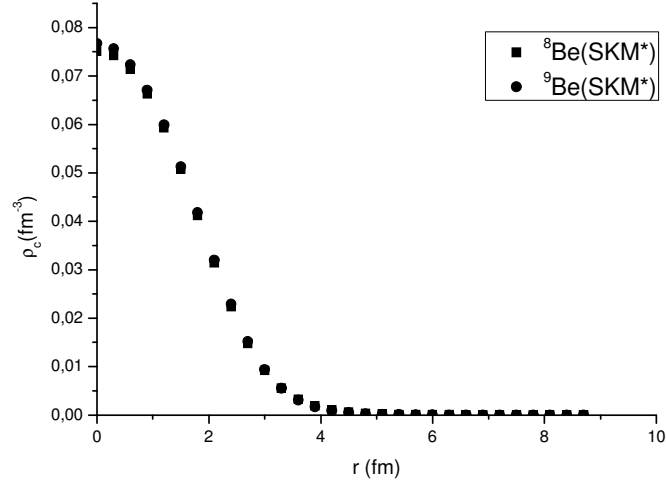
Çizelge 3.4. de görüldüğü üzere, seçilen çekirdeklerden SHF sonucu ROAT sonucu ile en uyumlu çekirdek Pb olup, $^{204}, ^{206}\text{Pb}$ izotoplarının SKM* sonuçları ile ROAT sonuçları birebir uyumluluk göstermektedir.

3.5 Be, Pb, Bi, Zr, Y, Mo, Nb, W ve Ta ÇEKİRDEKLERİNİN YÜK YOĞUNLUK DAĞILIMLARI

Parçacık başına bağlanma enerjileri ve yük yarıçapları analizlerinden anlaşılacağı üzere, aşağıda verilen izotopların parantez içinde verilen parametrelerle çalışıldığında deneyle veya ROAT sonuçlarıyla iyi uyum sağlandığı görülmektedir. Bu bakımdan bu izotopların nötron ve proton dağılımları söz konusu seçilen parametrelerle incelenmektedir.

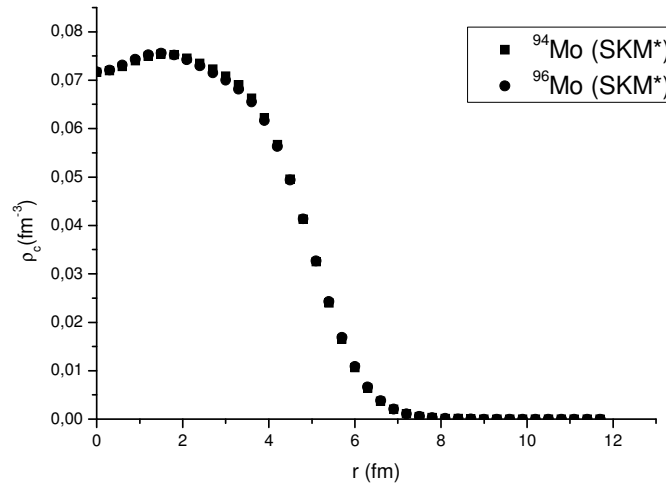
^{8-9}Be (SKM*), ^{204}Pb (S3), ^{209}Bi (SLy4), $^{92-94}\text{Zr}$ (SLy4), ^{89}Y (SLy4), $^{94-96}\text{Mo}$ (SKM*), ^{93}Nb (SLy4), ^{183}W (SKM*), ^{181}Ta (S3) izotoplarının çalışılan parametre setleri kullanılarak Denklem (2.37) yardımıyla hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımları Şekil 3.4 (a-h) ile verilmektedir.

Be izotoplarının $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı Şekil 3.4. a da gösterilmektedir. SKM* parametre seti ile elde edilen ^8Be izotopunun $\rho_{\text{yük}}$ değeri merkezde $\sim 0.075 \text{ fm}^{-3}$, ^9Be izotopunun ise $\sim 0.077 \text{ fm}^{-3}$ dir. Yük yoğunluğunun sıfır olma mesafesi ise $\sim 4 \text{ fm}$ dir. Dikkat edilecek olursa bu iki izotopun yük yoğunluğu dağılımları benzerlik göstermektedir. Dağılımların en büyük değeri merkezde ($r=0 \text{ fm}$) de olup $\sim 0.071-0.072 \text{ fm}^{-3}$ değerindedir.



Şekil 3.4. a $^{8,9}\text{Be}$ izotoplarının SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımları.

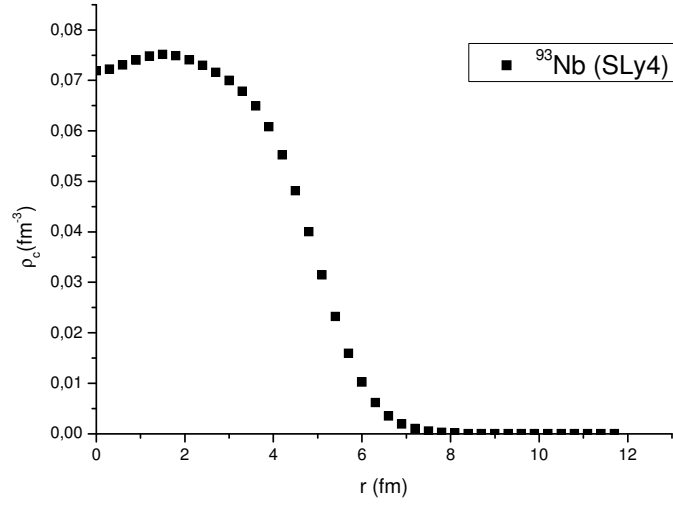
$^{94,96}\text{Mo}$ izotoplarının $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı Şekil 3.4. b de gösterilmektedir. Bu izotopların SKM* parametre seti ile elde edilen $\rho_{\text{yük}}$ değerleri $r=0$ da $\sim 0.072 \text{ fm}^{-3}$ olmaktadır. Yük dağılımlarının sıfır olma mesafeleri ise $\sim 7 \text{ fm}$ olduğu görülmektedir. Ayrıca Mo izotoplarının $\rho_{\text{yük}}$ değerleri merkezlerinden $\sim 1.5 \text{ fm}$ uzaklığında bir maksimum değere sahiptir. Dağılımların en büyük değeri $r=1.5 \text{ fm}$ de $\sim 0.075 \text{ fm}^{-3}$ değerindedir.



Şekil 3.4. b $^{94,96}\text{Mo}$ izotoplarının SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımları.

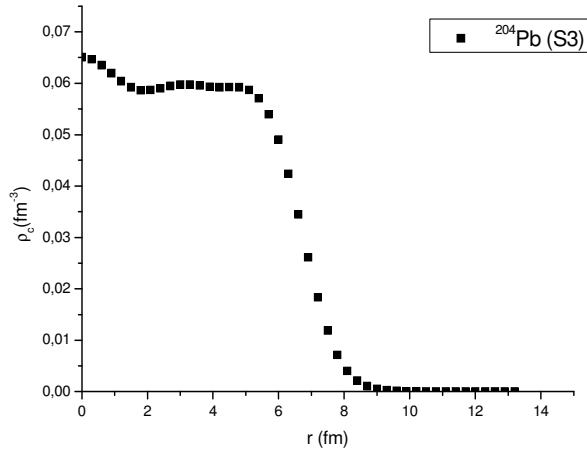
^{93}Nb çekirdeğinin SLy4 parametre seti kullanılarak elde edilen $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı Şekil 3.4. c de verilmiştir. Merkezde elde edilen yük yoğunluğu değeri $\sim 0.071 \text{ fm}^{-3}$ dir ve $\sim 1.5 \text{ fm}$

uzaklığında bir maksimum (0.075 fm^{-3}) değere sahiptir. Bu yük dağılımının sıfır olma mesafesi ise $\sim 7 \text{ fm}$ dir.



Şekil 3.4. c ^{93}Nb izotopunun SLy4 parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı.

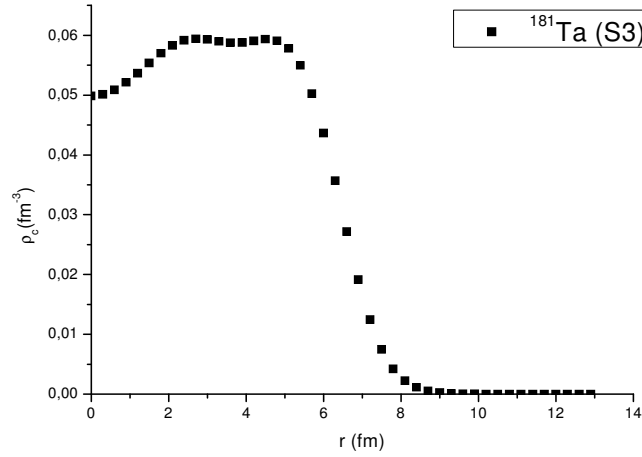
^{204}Pb çekirdeğinin S3 parametre seti kullanılarak elde edilen $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı Şekil 3.4. d de verilmiştir. Yük yoğunluğunun merkezdeki değeri $\sim 0.065 \text{ fm}^{-3}$ olup merkezinden $\sim 1.8 \text{ fm}$ uzaklığında bir minimum vermektedir. Pb izotopunun yük yoğunluğunun en büyük değeri ise $r=0$ dadır. Ayrıca bu yük dağılımının sıfır olma mesafesi $\sim 9 \text{ fm}$ dir.



Şekil 3.4. d ^{204}Pb izotopunun S3 parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı.

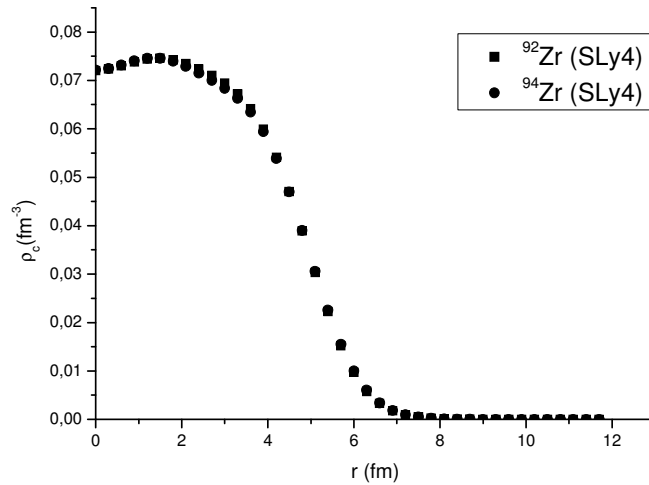
^{181}Ta çekirdeğinin S3 parametresi ile hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı Şekil 3.4. e da verilmiştir. Elde edilen yük yoğunluğunun merkezdeki değeri 0.05 fm^{-3} olup merkezinden $\sim 2.7 \text{ fm}$ uzaklığında

bir maksimuma sahiptir. Bu yük dağılımının sıfır olma mesafesi ise ~ 9 fm dir. Dağılımın en büyük değeri ise $\sim r=2.7$ fm de olup ~ 0.06 fm⁻³ değerindedir.



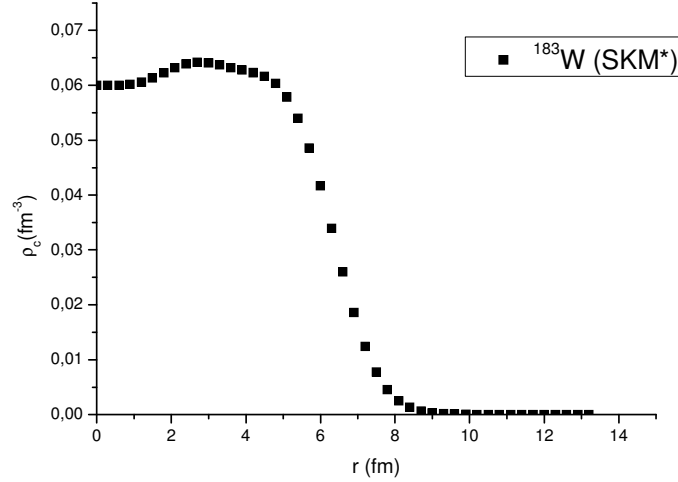
Şekil 3.4. e ¹⁸¹Ta izotopunun S3 parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{yük}$ dağılımı.

^{92, 94}Zr izotoplarının SLy4 parametresi ile elde edilen $\rho_{yük}$ dağılımları Şekil 3.4. f de verilmiştir. Zr izotoplarının yük yoğunluğu dağılımları benzerlik göstererek bu izotopların yük yoğunlukları merkezde ~ 0.072 fm⁻³ dir. Bu dağılımların sıfır olma mesafelerinin ~ 7 fm olduğu görülür. Her iki çekirdeğin yük yoğunluğu dağılımlarının en büyük değeri ise $r=1.5$ fm de olup ~ 0.074 fm⁻³ değerindedir.



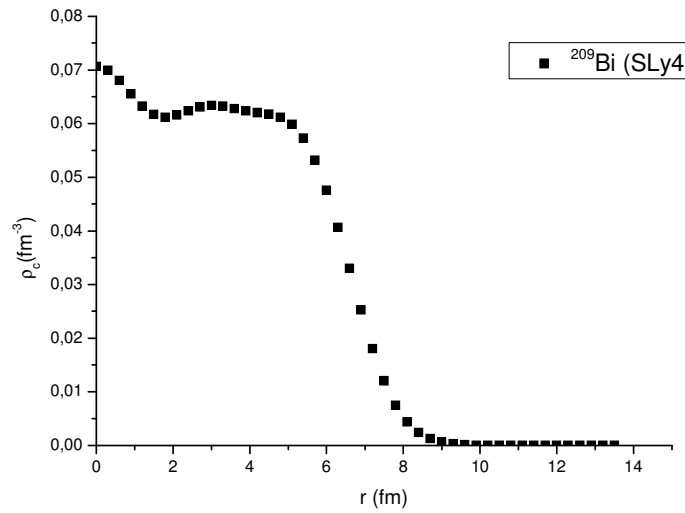
Şekil 3.4. f ^{92,94}Zr izotoplarının SLy4 parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{yük}$ dağılımlarının karşılaştırılması.

^{183}W çekirdeğinin SKM* ile hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımları Şekil 3.4. g de verilmiştir. Yük yoğunluğu dağılımı merkezde 0.06 fm^{-3} olup $\sim 3 \text{ fm}$ civarında bir maksimum ve $\sim 1.5 \text{ fm}$ civarında bir minimum vermektedir. Yük yoğunluğunun sıfıra gitme mesafesi ise $\sim 9 \text{ fm}$ dir.



Şekil 3.4. g ^{183}W izotopunun SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı.

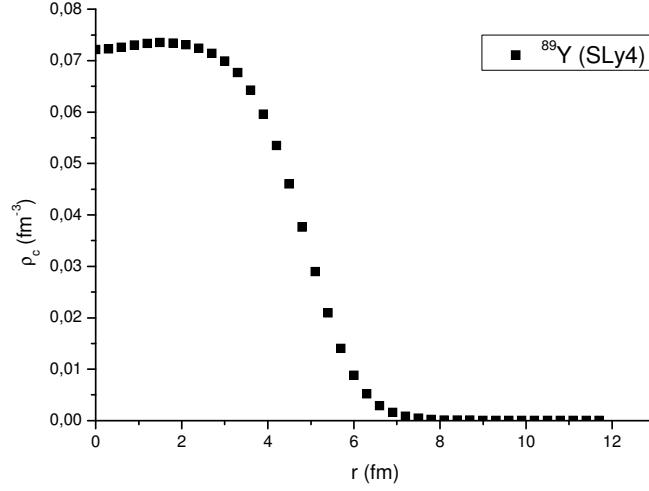
^{209}Bi çekirdeğinin SLy4 parametresi ile hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı Şekil 3.4. ğ de verilmiştir. Yük yoğunluğu dağılımı merkezde $\sim 0.071 \text{ fm}^{-3}$ olmaktadır. ^{209}Bi için yük yoğunluğu $\sim 1.5 \text{ fm}$ civarında bir minimum vermektedir. Bu yük yoğunluğunun sıfıra gitme eğilimi ise $\sim 9 \text{ fm}$ olduğu görülmektedir.



Şekil 3.4. ğ ^{209}Bi izotopunun SLy4 parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı.

^{89}Y çekirdeğinin SLy4 parametresi ile hesaplanan $\rho_{\text{yük}}$ dağılımı Şekil 3.4. h de verilmiştir. Yük yoğunluğu dağılımı merkezde $\sim 0.072 \text{ fm}^{-3}$ olmaktadır. ^{89}Y için yük yoğunluğu $\sim 1.5 \text{ fm}$

civarında bir maksimum vermektedir. Bu yük yoğunluğunun sıfıra gitme eğilimi ise ~ 9 fm olduğu görülmektedir. Dağılımın en büyük değeri $r=1.5$ fm de olup değeri ~ 0.0735 fm⁻³ dir.

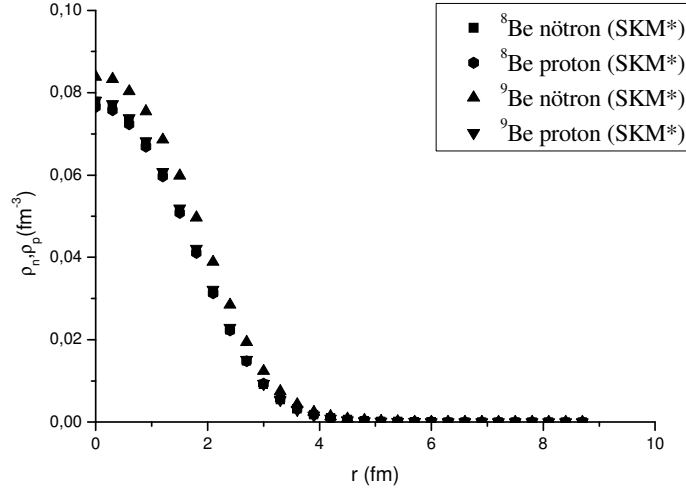


Şekil 3.4. h ⁸⁹Y izotopunun SLy4 parametresi kullanılarak hesaplanan $\rho_{yük}$ dağılımı.

3.6 Be, Pb, Bi, Y, Mo, Nb, W ve Ta ÇEKİRDEKLERİNİN NÖTRON VE PROTON YOĞUNLUK DAĞILIMLARI

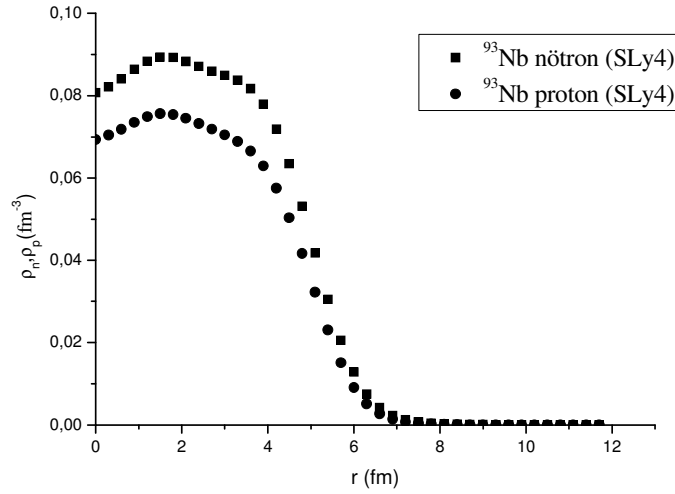
⁸⁻⁹Be (SKM*), ²⁰⁴Pb (S3), ²⁰⁹Bi (SLy4), ⁹²⁻⁹⁴Zr (SLy4), ⁸⁹Y (SLy4), ⁹⁴⁻⁹⁶Mo (SKM*), ⁹³Nb (SLy4), ¹⁸³W (SKM*), ¹⁸¹Ta (S3) izotoplarının çalışılan parametre setleri kullanılarak Denklem (2.37) yardımıyla hesaplanan $\rho_{yük}$ dağılımları Şekil 3.5 (a-h) ile verilmektedir.

^{8, 9}Be izotoplarının SKM* parametresi ile hesaplanan ρ_n ve ρ_p dağılımları Şekil 3.5. a da verilmiştir. ⁸Be izotopunun merkezdeki $\rho_{nöt}$ değeri ~ 0.78 fm⁻³ ve ρ_{prot} ~ 0.077 fm⁻³ dir. Merkezdeki nötron ve proton dağılımları farklı iken ρ_{prot} ve $\rho_{nöt}$ yoğunluklarının sıfır olma mesafeleri aynı olup bu mesafe ~ 4 fm dir. ⁹Be izotopunun merkezindeki $\rho_{nöt}$ değeri ~ 0.084 fm⁻³ ve ρ_{prot} ~ 0.078 fm⁻³ dir. Be izotoplarının merkezlerinde nötron ve proton dağılımları farklı iken ρ_{prot} ve $\rho_{nöt}$ yoğunluklarının sıfır olma mesafeleri aynı olup bu mesafe ~ 4 fm dir. Bu da yüzeydeki nötron ve proton dağılımlarının aynı olduğunu gösterir. ⁹Be izotoplarının nükleon sayısı arttıkça nötron, proton yoğunlukları ve bu yoğunlukların sıfır olma mesafesi artmaktadır.



Şekil 3.5. a $^8, ^9\text{Be}$ izotoplarının SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.

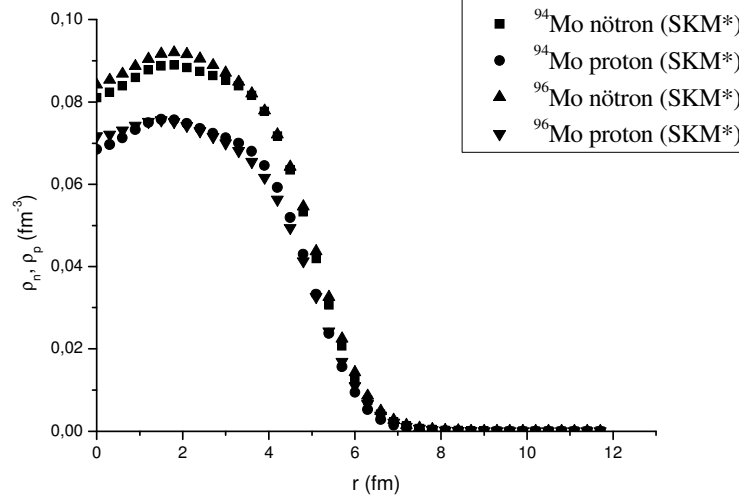
^{93}Nb çekirdeğinin ρ_n ve ρ_p dağılımları Şekil 3.5. b de verilmiştir. ^{93}Nb çekirdeğinin merkezindeki $\rho_{\text{nöt}}$ değeri $\sim 0.08 \text{ fm}^{-3}$ ve $\rho_{\text{prot}} \sim 0.07 \text{ fm}^{-3}$ dir . Merkezdeki nötron ve proton yoğunlukları farklı iken ρ_{prot} ve $\rho_{\text{nöt}}$ yoğunluklarının sıfır olma mesafeleri aynı olup bu mesafe $\sim 7 \text{ fm}$ dir.



Şekil 3.5. b ^{93}Nb izotoplarının SLy4 parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.

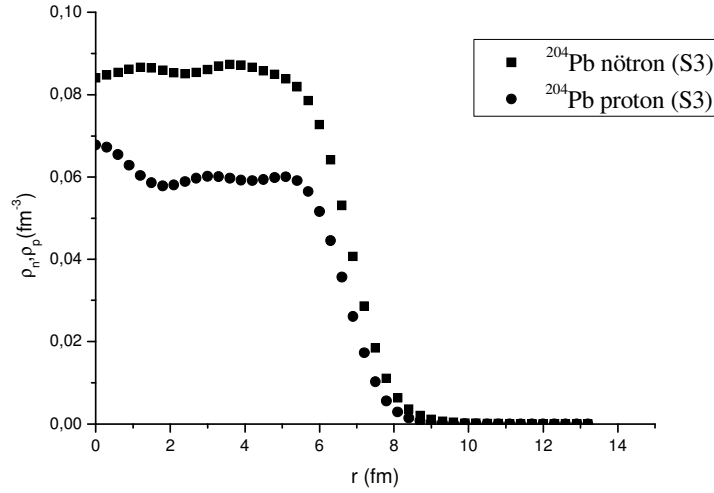
$^{94, 96}\text{Mo}$ izotoplarının ρ_n ve ρ_p dağılımları Şekil 3.5. c de verilmiştir. ^{94}Mo çekirdeğinin $\rho_{\text{nöt}}$ değeri $\sim 0.081 \text{ fm}^{-3}$, $\rho_{\text{prot}} \sim 0.068 \text{ fm}^{-3}$ dir. ^{96}Mo çekirdeğinin merkezdeki $\rho_{\text{nöt}}$ değeri $\sim 0.082 \text{ fm}^{-3}$, $\rho_{\text{prot}} \sim 0.068 \text{ fm}^{-3}$ dir. Mo izotoplarının nötron ve proton yoğunluk dağılımlarının en

büyük değeri merkezden $r=1.8$ fm uzaklıktadır. Bu uzaklıkta nötron yoğunlukları ^{94}Mo için $\sim 0.089 \text{ fm}^{-3}$ ve ^{96}Mo için $\sim 0.091 \text{ fm}^{-3}$ iken proton yoğunlukları en fazla $\sim 0.076 \text{ fm}^{-3}$ değerine ulaşmaktadır. Merkezdeki ($r=0$) nötron ve proton yoğunluk dağılımları farklı olmasına rağmen sıfır olma mesafeleri aynı olup bu mesafe ~ 7 fm dir. Yüzeydeki nötron ve proton dağılımlarının aynı olduğu elde edilir. Nötron sayısının artmasıyla yoğunlukların sıfır olma mesafelerinin değişmediği görülmektedir.



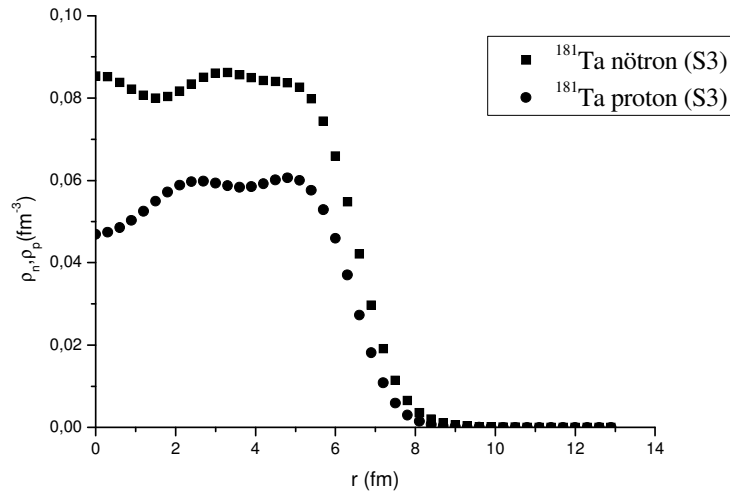
Şekil 3.5. c $^{94}, ^{96}\text{Mo}$ izotoplarının SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.

^{204}Pb izotopunun ρ_n ve ρ_p dağılımları Şekil 3.5. d de verilmiştir. ^{204}Pb çekirdeğinin merkezindeki $\rho_{\text{nöt}}$ değeri $\sim 0.084 \text{ fm}^{-3}$, $\rho_{\text{prot}} \sim 0.068 \text{ fm}^{-3}$ dir. $\rho_{\text{nöt}}$ merkezden ~ 2 fm uzaklıkta bir minimum verirken $\rho_{\text{prot}} \sim 2$ fm uzaklıkta bir maksimum vermektedir. Merkezdeki nötron ve proton dağılımları farklı iken ρ_{prot} ve $\rho_{\text{nöt}}$ yoğunluklarının sıfır olma mesafeleri aynı olup bu mesafe ~ 9 fm dir.



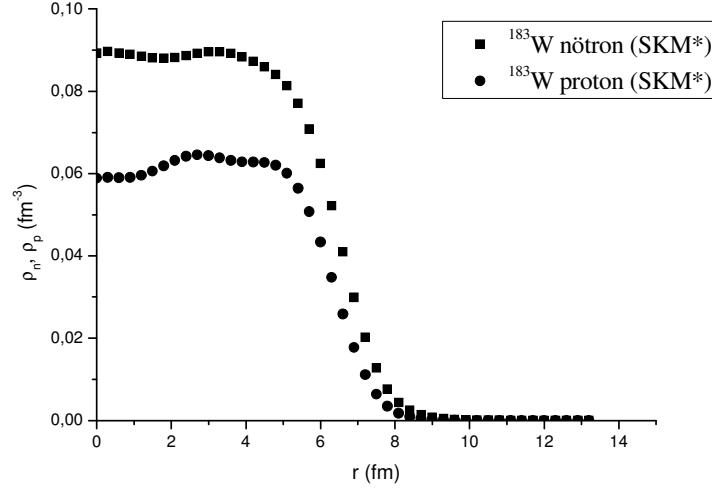
Şekil 3.5. d ^{204}Pb izotopunun S3 parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.

^{181}Ta izotopunun ρ_n ve ρ_p dağılımları Şekil 3.5. e de verilmiştir. ^{181}Ta çekirdeğinin merkezindeki $\rho_{\text{nöt}}$ değeri $\sim 0.0853 \text{ fm}^{-3}$ ve $\rho_{\text{prot}} \sim 0.047 \text{ fm}^{-3}$ dir . $\rho_{\text{nöt}}$ merkezden $\sim 1.8 \text{ fm}$ uzaklıkta bir minimum verirken $\rho_{\text{prot}} \sim 1.8 \text{ fm}$ uzaklıkta bir maksimum vermektedir. ^{181}Ta izotopunun merkezden itibaren nötron ve proton yoğunlukları dağılımı farklılık gösterirken bu yoğunlukların sıfır olma mesafeleri aynı olup değeri $\sim 9 \text{ fm}$ dir. Nötron dağılımının en büyük değeri $r=3.3 \text{ fm}$ de $\sim 0.0862 \text{ fm}^{-3}$ iken proton dağılımı ise $r=4.8 \text{ fm}$ mesafesinde $\sim 0.061 \text{ fm}^{-3}$ olmaktadır.



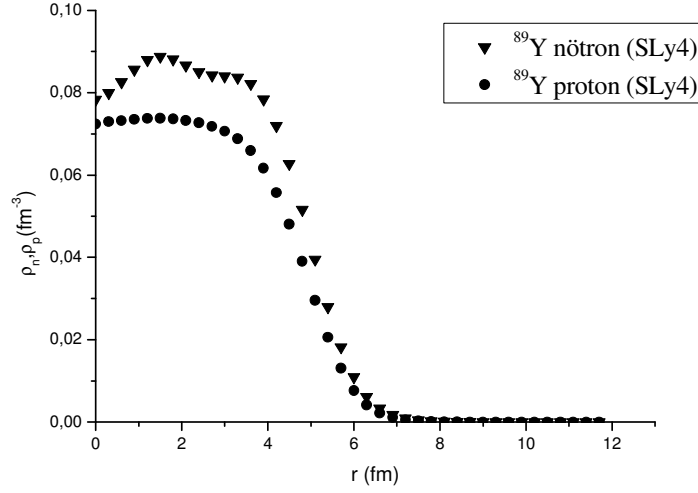
Şekil 3.5. e ^{181}Ta izotopunun S3 parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.

^{183}W izotopunun ρ_n ve ρ_p dağılımları Şekil 3.5. f de verilmiştir. ^{183}W çekirdeğinin merkezdeki $\rho_{\text{nöt}}$ değeri $\sim 0.089 \text{ fm}^{-3}$ ve ρ_{prot} değeri $\sim 0.059 \text{ fm}^{-3}$ dir. Merkezdeki nötron ve proton yoğunlukları farklı iken ρ_{prot} ve $\rho_{\text{nöt}}$ yoğunluklarının sıfır olma mesafeleri aynı olup bu mesafe $\sim 9 \text{ fm}$ dir. Dağılımın en büyük değeri $r=3 \text{ fm}$ uzaklığındadır.



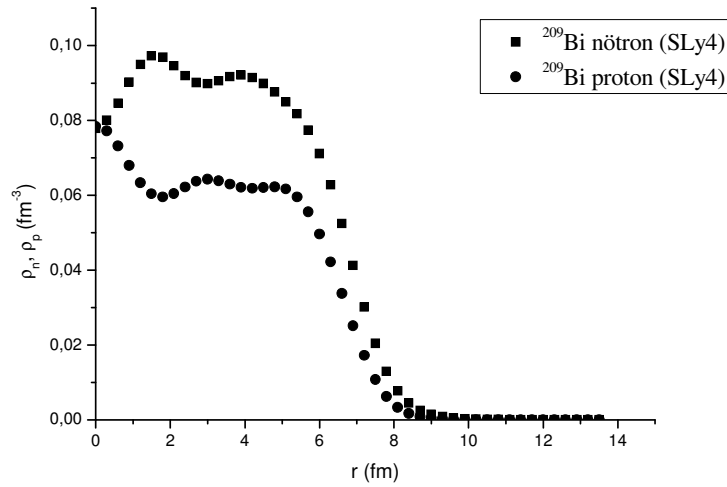
Şekil 3.5. f ^{183}W izotopunun SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.

^{89}Y izotopunun ρ_n ve ρ_p dağılımları Şekil 3.5. g da verilmiştir. ^{89}Y çekirdeğinin merkezindeki $\rho_{\text{nöt}}$ değeri $\sim 0.078 \text{ fm}^{-3}$ ve ρ_{prot} değeri $\sim 0.072 \text{ fm}^{-3}$ dir . $\rho_{\text{nöt}}$ merkezden $\sim 2 \text{ fm}$ uzaklıkta bir maksimum değere sahiptir ve $\rho_{\text{nöt}}$ artarken ρ_{prot} azalmaktadır. Merkezdeki nötron ve proton dağılımları farklı iken ρ_{prot} ve $\rho_{\text{nöt}}$ yoğunluklarının sıfır olma mesafeleri aynı olup bu mesafe $\sim 7 \text{ fm}$ dir.



Şekil 3.5. g ^{89}Y izotopunun SLy4 parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.

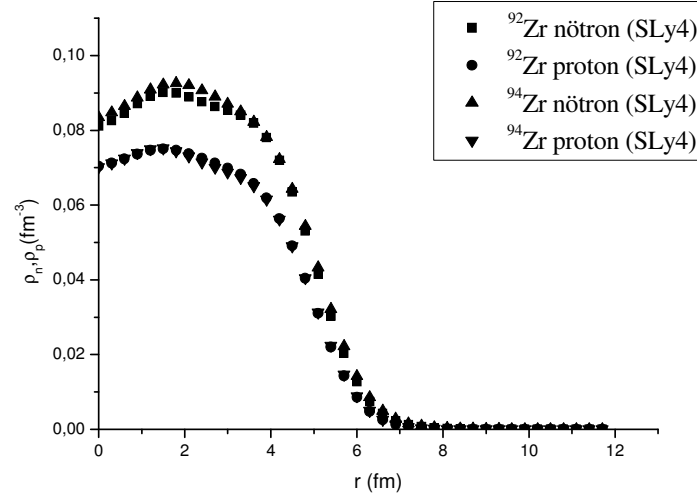
^{209}Bi izotopunun ρ_n ve ρ_p dağılımları Şekil 3.5. ğ de verilmiştir. ^{209}Bi çekirdeğinin merkezindeki $\rho_{\text{nöt}}$ değeri $\sim 0.079 \text{ fm}^{-3}$ ve ρ_{prot} değeri $\sim 0.079 \text{ fm}^{-3}$ dir . $\rho_{\text{nöt}}$ merkezden $\sim 2 \text{ fm}$ uzaklıkta bir maksimum verirken ρ_{prot} $\sim 2 \text{ fm}$ değerinde minimum vermektedir. ρ_{prot} ve $\rho_{\text{nöt}}$ yoğunluklarının sıfır olma mesafeleri aynı olup bu mesafe $\sim 9 \text{ fm}$ dir.



Şekil 3.5. ğ ^{209}Bi izotopunun SLy4 parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.

$^{92}, ^{94}\text{Zr}$ izotoplarının ρ_n ve ρ_p dağılımları Şekil 3.5. h de verilmiştir. ^{92}Zr çekirdeğinin merkezindeki $\rho_{\text{nöt}}$ değeri $\sim 0.081 \text{ fm}^{-3}$ ve ρ_{prot} değeri $\sim 0.070 \text{ fm}^{-3}$ dir . ^{94}Zr çekirdeğinin

merkezindeki $\rho_{\text{nöt}}$ değeri $\sim 0.083 \text{ fm}^{-3}$ ve ρ_{prot} değeri $\sim 0.070 \text{ fm}^{-3}$ dir. Zr izotoplarının $\rho_{\text{nöt}}$ ve ρ_{prot} merkezden $\sim 2 \text{ fm}$ uzaklıkta bir maksimum değere ulaşır bu değerlerin sıfır olma mesafeleri aynı olup $\sim 7 \text{ fm}$ dir. Nötron sayısının artmasıyla yoğunlukların sıfır olma mesafelerinin değişmediği görülmektedir.



Şekil 3.5. h $^{92, 94}\text{Zr}$ izotoplarının SLy4 parametresi kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunluk dağılımları.

BÖLÜM 4

SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında füzyon ve hibrid reaktörlerde yapı materyali olarak kullanılan hafif, orta ve ağır olmak üzere Be, Mo, Nb, Pb, Zr, Ta, W, Y, Bi gibi çekirdeklerin taban durum özellikleri yoğunluk bağımlı, sıfır menzilli Skyrme kuvveti HF yöntemi ile birlikte kullanılarak hesaplanmıştır. Hartree Fock yaklaşımı yapılarak fortran dilinde yazılmış HAFOMN (HP) (URL-2 2007) adlı bilgisayar programı kullanılarak seçilen çekirdeklerin SKM*, SLy4, S3 Skyrme parametreleriyle kare ortalama karekök yük, proton ve nötron yarıçapları, parçacık başına bağlanma enerjisi, nötron, proton ve yük yoğunluğu dağılımları gibi bazı taban durum özellikleri hesaplandı. Skyrme yoğunluk dağılımları etkin nükleon-nükleon etkileşimleri kullanılarak çalışıldı. Hesaplanan bu taban durum özellikleri, çekirdeğin yapı analizinde önemli rol oynamaktadır. Taban durum özelliklerinden parçacık başına bağlanma enerjisi çekirdeğin gözlenebilirliği açısından önemli iken yük, nötron, proton yarıçapları ve yoğunluk dağılımları çekirdeğin şekli hakkında önemli bilgi vermektedir. Yeni nesil reaktörlerde hedef materyallerinin nötron ışınlanması ve yüklü parçacık bombardımanı nedeniyle fiziksel özelliklerinin değişmesi ve (p,xn) (n,2n) ve (n,3n) gibi reaksiyonlarla nötronik performansları önem arz ettiği için, bu tezde söz konusu materyallerin nükleer taban durum özellikleri incelenmektedir.

Tezde, hesaplanan bu özellikler mevcut deneysel sonuçlar ve ROAT sonuçları ile karşılaştırılmaktadır.

Tez çalışmasının ikinci bölümünde ilk olarak; ^{8-18}Be , $^{90-100}\text{Mo}$, $^{88-96}\text{Zr}$, $^{91-95}\text{Nb}$, $^{182-186}\text{W}$, $^{179-181}\text{Ta}$, $^{204-208}\text{Pb}$, ^{89}Y , ^{209}Bi çekirdeklerinin parçacık başına bağlanma enerjilerinin SKM*, SLy4, S3 parametre seti kullanılarak hesaplanan sonuçları mevcut deneysel sonuçlar ve ROAT ile karşılaştırılmaktadır. Seçilen çekirdeklerin parçacık başına bağlanma enerjilerinin SHF sonuçlarına bakıldığında, bazı izotoplar için elde edilen sonuçların deney ve ROAT sonuçları ile uyumlu olduğu görülmektedir. Be izotoplarına bakıldığında, ^9Be izotopu için SKM* , ^{11}Be

izotopu için S3, ^{13}Be izotopu için S3 ve SLY4 parametreleri ile elde edilen sonuçlar deney sonuçları ile uyumludur. $^{14, 15, 16}\text{Be}$ izotopları için elde edilen sonuçlar ise deney sonuçlarından uzaktır. Be izotoplarından deneysel olarak elde edilen parçacık başına bağlanma enerjisi en düşük (yaklaşık -4.27 MeV) olan ^{16}Be izotopudur. Bu da ^{16}Be 'dan bir nötron ayırmak için, diğer çekirdeklere nazaran, daha az enerjiye gereksinim duyulduğu anlamına gelmektedir.

$^{90-100}\text{Mo}$ izotoplarının E/A (MeV) değerlerinden ^{90}Mo ve ^{92}Mo izotoplarının E/A ROAT sonuçlarının deney ile birebir uyumluluğu vardır. ROAT sonuçlarının SHF sonuçlarına göre deney sonuçlarına daha yakın olduğu görülmektedir. $^{91-95}\text{Nb}$ izotoplarının E/A (MeV) SHF sonuçlarının deney ile birebir uyumluluğu yoktur. SHF sonuçları deney sonuçlarından yaklaşık 0.07 MeV ile 0.12 MeV farklılık göstermektedir. $^{88-96}\text{Zr}$ izotoplarının ise yalnız ^{88}Zr ve ^{90}Zr izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri ROAT ve deney sonuçları uyumludur. Nükleon sayısı arttıkça bu uyumluluğun azaldığı görülmektedir. $^{179-181}\text{Ta}$ ve $^{182-186}\text{W}$ izotoplarının parçacık başına bağlanma enerjilerinin SKM*, S3, SLY4 parametre setleriyle elde edilen sonuçlarının deney sonuçları ile uyumsuzluğu görülmektedir. Yalnız çift-çift izotoplardan olan ^{182}W , ^{184}W ve ^{186}W çekirdeklerinin ROAT sonuçları deneysel sonuçlar ile uyumluluk göstermektedir. W izotopları için tüm parametrelerle hesaplanan sonuçlar deneyden yaklaşık 0.15 MeV daha küçük olduğu görülür. Hedef materyali olarak kullanılan çekirdeklerin $^{88, 90}\text{Zr}$, $^{90, 92}\text{Mo}$, $^{182, 184, 186}\text{W}$ izotoplarının E/A (MeV) değerlerinin ROAT sonuçları deney ile uyumlu olduğu görülmektedir.

Rms yük yarıçaplarına bakıldığında tüm çekirdeklerin nükleon sayılarının artmasına bağlı olarak rms yük yarıçapları artmaktadır. Rms yük yarıçaplarının hesaplanan SHF sonuçları deney sonuçları ile karşılaştırıldığında kurşunun çift-çift izotoplarından yalnız ^{208}Pb , ^{183}W , ^8Be çekirdeklerinin SKM* parametre seti kullanarak elde edilen değerlerinin deneysel değerler ile uyumlu olduğu görülür. Rms yük yarıçaplarının SHF sonuçlarından yalnız SKM* parametre setinin deney ve ROAT sonuçlarına yakın olduğu anlaşılır. Rms nötron ve proton yarıçap değerlerine bakıldığında yine nükleon sayısına bağlı olarak bir artış görülür. Rms nötron yarıçap değerlerinin deneysel değeri bulunan $^{11, 14}\text{Be}$ izotoplarının SHF sonuçlarının deney sonuçları ile uyumluluğu yoktur. Diğer izotopların rms nötron ve proton yarıçaplarının deneysel sonuçları bulunmadığından hesapladığımız SHF sonuçları mevcut olan ROAT sonuçları ile karşılaştırılmıştır. ROAT sonuçları bulunan Mo, Zr, Pb, W izotoplarının rms nötron yarıçap değerlerine bakıldığında $^{90, 92}\text{Mo}$ izotopları için SKM* ve SLY4, ^{94}Mo için S3, ^{88}Zr için S3, ^{90}Zr için SKM* ve SLY4 parametre setleri kullanılarak yapılan hesapların ROAT sonuçları ile

uyumlu olduğu anlaşılmaktadır. Ayrıca bazı izotoplarda rölativistik etkilerin baskın geldiği görülmektedir. Özellikle $^{96, 98, 100}\text{Mo}$ izotoplarına ve $^{92, 94, 96}\text{Zr}$ izotoplarına dikkat edilecek olursa ROAT nötron yarıçaplarının daha büyük olduğu görülmektedir, bu da rölativistik etkilerin bu bölgede baskın olması şeklinde yorumlanabilir. Rms proton yarıçaplarına bakıldığında ise $^{96, 98}\text{Mo}$ ve ^{94}Zr izotoplarının SLy4 sonuçları ile ROAT sonuçları uyumludur. Kurşunun çift-çift izotoplarının hesaplanan ($^{204, 206, 208}\text{Pb}$) SKM* sonuçları ile ROAT sonuçları birebir uyumludur. $^{182, 184, 186}\text{W}$ çift-çift izotoplarının S3 parametresi kullanılarak elde edilen sonuçların ROAT sonuçlarına yakın olduğu görülmektedir.

Seçilen $^{8, 9}\text{Be}$, $^{94, 96}\text{Mo}$, ^{93}Nb , ^{204}Pb , ^{181}Ta , $^{92, 94}\text{Zr}$, ^{183}W , ^{209}Bi , ^{89}Y çekirdeklerinin yük yoğunluk dağılımlarına bakıldığında; $^{94, 96}\text{Mo}$, ^{93}Nb , ^{181}Ta , $^{92, 94}\text{Zr}$, ^{183}W ve ^{89}Y çekirdeklerinin merkezlerinden itibaren yük yoğunluğu ~ 2 fm değerinde maksimum değere verirken ^{204}Pb , ^{209}Bi çekirdeklerinin yük yoğunluğu ~ 2 fm değerinde minimum değere sahip olduğu görülmektedir. $^{94, 96}\text{Mo}$ izotoplarının SKM* ile hesaplanan yük yoğunlukları dağılımları birebir uyumludur. Aynı şekilde $^{92, 94}\text{Zr}$ izotoplarının SLy4 ile hesaplanan yük yoğunluğu dağılımları birebir uyumluluk gösterdiği gibi $^{8, 9}\text{Be}$ izotoplarının da SKM* ile hesaplanan yük yoğunluğu dağılımları birebir uyumluluk gösterir. Yük yoğunluğu dağılımları seçilen tüm çekirdekler için yüzeyde sıfıra gitmektedir. Proton ve nötron yoğunlukları dağılımlarına bakıldığında ise çekirdeklerin proton yoğunluğu dağılımının yük yoğunluğu dağılımı ile benzerlik gösterdiği anlaşılmaktadır. Ayrıca ^{204}Pb , ^{209}Bi gibi bazı izotopların nötron yoğunluğunun maksimum olduğu bölgede proton yoğunluğunun minimum olduğu görülmektedir. Bu da, nötron sayısının artmasının, protonları dar bir hacme sıkıştırdığı şeklinde yorumlanabilir. Proton ve nötron yoğunluklarının sıfıra gitme eğilimleri ise benzerlik göstermektedir.

Füzyon ve hibrid reaktörlerinde yapı materyalleri olarak kullanılan çekirdeklerin nötronik performanslarının araştırılması önemlidir. Ayrıca nötron ışınlanması ve yüklü parçacık bombardımanı nedeniyle yapı materyallerinin fiziksel özelliklerindeki değişimler fizibilite ve tasarım sorunları çıkarmaktadır. Bu nedenle seçilen yapı materyallerinin nükleer taban durum özelliklerinin araştırılması önem kazanmaktadır. Dolayısıyla bu çalışmada füzyon ve hibrid reaktörlerinde yapı materyali olarak kullanılan Be, Mo, Nb, Pb, Ta, Zr, W, Bi, Y gibi çekirdeklerin SHF yaklaşımlarında incelenen taban durum özellikleri, bu reaktörlerde yapı materyallerinin geliştirilmesine katkıda bulunacaktır.

KAYNAKLAR

- Angeli I** (2004) A consistent set of nuclear rms charge radii: properties of the radius surface $R(N,Z)$. *Atom. Data. and Nucl. Data. Tabl.*, 87 (2): 185-206.
- Aytekin H, Tel E, Baldık R and Aydın A** (2011). An Investigation for Ground State Features of Some Structural Fusion Materials *J Fusion Energ* 30:21–25.
- Aytekin H, Tel E and Baldık R** (2008) Investigation of the ground state features of some exotic nuclei by using effective Skyrme interaction. *Turk. J. Phys.*, 32:181-191.
- Baldık R, Aytekin H and Tel E** (2010) Investigation of Neutron and Proton Distributions of He, Li, and Be Isotopes Using the New Skyrme Force Parameters. *Phys. Atom. Nucl.*, 73 (1):74-80.
- Baldık R** (2010) Skyrme Etkileşmesi Kullanılarak Bazı Egzotik Çekirdeklerin Taban Durum Özelliklerinin İncelenmesi. *Doktora Tezi*, ZKÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Zonguldak, 112 s.
- Bardeen J, Cooper L N and Schrieffer J R** (1957) Theory of Superconductivity. *Phys. Rev.*, 108 (5):1175-1204.
- Begun S V, Kadenko I M, Maidanyuk V K and Nelpyuev V M** (2002) Determination of the cross sections of (n, x) nuclear reactions on Y, La, Ta, Pb, Bi at the energy of neutrons about 14 MeV. *Journal of Science and Technology Supplement*, 2: 424-428.
- Beiner M, Flocard H, Van Giai N and Quentin P** (1975) Nuclear ground-state properties and self-consistent calculations with the Skyrme interaction. *Nucl. Phys. A*, 238: 29-69.
- Bender M and Heenen P H** (2003) Self-consistent mean-field models for nuclear structure. *Reviw of Modern Physics*, 75: 121-180.
- Butler M N, Sprung D W L and Martorell J** (1984) An improved approximate treatment of c.m. motion in DDHF calculations. *Nucl. Phys. A*, 422 (1): 157-166.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Brack M, Guet C and Hakansson H B** (1986) Selfconsistent smiclassical description of average nuclear properties- a link between microscopic and macroscopic models. *Phys. Rep.* 123 (5): 275-364.
- Brown B A and Wildenthal W A** (1988) Status of the Nuclear Shell Model. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 38: 29-66.
- Bloom E E** (1998) The challenge of developing structural materials for fusion power system. *J. Nucl. Mater.*, 7, 258–263.
- Chabanat E, Bonche P, Haensel P, Meyer J and Schaeffer R** (1997) A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities. *Nucl. Phys. A*, 627: 710- 746.
- Chabanat E, Bonche P, Haensel P, Meyer J and Schaeffer R** (1998) A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities part II. Nuclei far from stabilities. *Nucl. Phys. A*, 635: 231-256.
- Christodoulou E G, Tsirliganis N C and Knoll G F** (1999) Measurements of the Differential Cross Sections for Elastic and Inelastic Scattering of 14-MeV Neutrons in Natural Chromium, Iron, Nickel, and Niobium. *Nucl. Sci. Eng.* 132: 273-294.
- Dreher B, Friedrich J, Merle K, Rothaas H and Lührs G** (1974) The determination of the nuclear ground state and transition charge density from measured electron scattering data. *Nucl. Phys. A*, 235: 219-248.
- Friar J L and Negele J W** (1975) Model independent determination of the charge density difference between ^{209}Bi and ^{208}Pb . *Nucl. Phys. A*, 268(2):301-331.
- Friedrich J and Reinhard P G** (1986) Skyrme-force parametrization: Least-squares fit to nuclear ground-state properties. *Phys. Rev. C*, 33: 335-351.
- Friedrich J and Vögler N** (1982) The salient features of charge density distributions of medium and heavy even-even nuclei determined from a systematic analysis of elastic electron scattering form factors. *Nucl. Phys. A*, 373 (2): 192-224.
- Hohenberg P and Kohn W** (1964) Inhomogeneous Electron Gas, *Phys. Rev.* 136: 864-871.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Koçak S ve Erişen A** (2002) Güç Üretimi Düzgünleştirilmiş THO₂+CMO₂ Karışık Nükleer Yakıtlı Hybrid Blankettin Nötronik Analizi, *DEÜ Mühendislik Fakültesi Fen ve Mühendislik Dergisi*, 4 (3): 137-158.
- Kohler H S** (1976) Skyrme force and the mass formula. *Nucl. Phys. A*, 258 (2): 301-316.
- Krevald S, Klemt V, Speth J and Faessler A** (1977) On the use of Skyrme forces in selfconsistent RPA calculations. *Nucl. Phys. A*, 281(2): 166-206.
- Krivine H, Treiner J and Bohigas O** (1980) Derivation of a fluid-dynamical lagrangian and electric giant resonances. *Nucl. Phys. A*, 336(2): 155-184.
- Lalazissis G A, Raman S and Ring P** (1999) Ground-state properties of even-even nuclei in the relativistic mean-field theory. *Atom. Data and Nucl. Data. Tabl.*, 71 (1): 1-40.
- Machleidt R and Slaus I** (2001) The nucleon-nucleon interaction. *J. Phys. G: Nucl. Part Phys.*, 27: 69-108.
- Maniscalco J A, Berwald D H, Moir R W and Lee J D** (1981) Recent progress in Fusion-Fission (Hybrid) Reactor Desing Studies. *Nuclear Technology / Fusion*, 1 (4): 419-478.
- Myers W D and Swiatecki W J** (1982) The macroscopic Approach to Nuclear Masses and Deformations. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 32: 309-334.
- Qiang L G** (1991) A systematic study of nuclear properties with Skyrme forcest. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 17: 1-34.
- Reinhard P G and Flocard H** (1995) Nuclear effective forces and isotope shifts. *Nucl. Phys. A*, 584 (3): 467-488.
- Reinhard P G** (1991) *Skyrme-Hartree-Fock Model in: Computational Nuclear Physics I - Nuclear Structure*. Edited by Langanke K, Maruhn J E and Koonin S E (Springer, New York 1991) pp.28-50.
- Reinhard P G, Grümmer F and Goeke K** (1984) Collective mass parameters and linear response techniques in three-dimensional grids. *Z. Phys. A*, 317 (3): 339-346.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

Reinhard P G and Cusson R Y (1982) A comparative study of Hartree-Fock iteration techniques. *Nucl. Phys. A*, 378 (3): 418-442.

Riisager K, Jensen A S and Moller P (1992) Two-body halos. *Nucl. Phys. A*, 548(3): 393-413.

Ring P and Schuck P (1980) The nuclear many body problem, *Springer*, Berlin, Heidelberg, 715 s.

Serot B D and Walecka J D (1986) The Relativistic Nuclear Many-Body Problem. *Adv. Nucl. Phys.* 16, 1.

Stone J R and Reinhard P G (2007) The Skyrme interaction in finite nuclei and nuclear matter. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 58:587-657.

Skyrme T H R (1956) The Nuclear Surface. *Phil. Mag.*, 1: 1043-1054.

Skyrme T H R (1959) The effective nuclear potential. *Nucl. Phys.*, 9 (2): 615-634.

Soloviev V G (1976) Theory of Complex Nuclei, *Pergamen Press*, Oxford, 455 s.

Tanihata I, Hamagaki H, Hashimoto O, Shida Y and Yoshikawa N (1985) Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light *p*-Shell Region. *Phys. Rev. Lett.*, 55: 2676-2679.

Tel E, Aktı N N, Okuducu Ş, Aydın A, Şahan M, Uğur F A and Şahan H (2011) A Study on ⁸⁻¹⁸Be Isotopes Used on Neutron Multiplier in Reactor Design. *J Fusion Energ*, 30 (1): 58-63.

Tel E, Sahin H M, Kaplan A, Aydın A and Altınok T (2008) Investigation of the properties of the nuclei used on the new generation reactor technology systems. *Annals of Nuclear Energy*, 35 (2): 220-227.

Tel E, Şahin H M, Arasoğlu A, Aytekin H (2006) The investigation of the neutron emission spectra of ²³²Th and ²³⁸U for neutron incident energy from 2 to 18 MeV, *Annals of Nuclear Energy*, 33: 310– 324.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Tel E** (1995) Skyrme Kuvvetleri Kullanılarak Hartree-Fock Hesaplamaları ile Ca ve Pb 'nin taban Durum Özelliklerinin incelenmesi. *Yüksek Lisans Tezi*, GÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Ankara, 46 s.
- Titin-Schnaider C and Quentin P** (1974) Coulomb exchange contribution in Nuclear Hartree-Fock calculations. *Phys. Lett. B*, 49 (5): 397-400.
- Ubeyli M and Tel E** (2003) Effect of different structural materials on neutronic performance of a hybrid reactor. *J. Fusion Energ.* 22 (2): 173–179.
- Ubeyli M and Yalçın Ş** (2006) Utilization of Refractory Metals and Alloys in Fusion Reactor Structures. *Journal of Fusion Energy*, 25 (3/4): 197-205.
- URL-1** (2011) <http://cdfc.sinp.msu.ru/services/index.en.html>, Centre for Photonuclear Experiments Data, Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, 20 Aralık 2011.
- URL-2** (2007) <http://phys.lsu.edu/graceland/faculty/cjohnson/skhafo.f>, Louisiana State University, 28 Ocak 2007.
- Vauthering D and Brink D M** (1972) Hartree-Fock calculations with Skyrme's interaction. I. Spherical Nuclei. *Phys. Rev. C*, 5 (3): 626-647.
- Yıldız K ve Acır A** (2005) Doğal Li Soğutuculu-ThSi₂ Yakıtlı Bir Füzyon-Fisyon Hibrid Reaktöründe Farklı Trityum Üretim Malzemelerinin Etkinliğinin İncelenmesi. *Gazi Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Dergisi*, Ankara, 20 (4): 463-471.
- Zhukov M V, Forssen C, Efros V D** (1995) Halo structure of ¹⁴Be in a microscopic ¹²Be + n+n cluster model. *Phys. Rev. C*, 52 (2): 704-710.

ÖZGEÇMİŞ

Derya DEMİRBAĞ 1985'de Trabzon'da doğdu. İlk ve orta öğrenimini Tekirdağ'ın Çerkezköy ilçesinde tamamladı. Çerkezköy Pakize Narin Süper Lisesinden mezun olduktan sonra 2004 yılında Zonguldak Karaelmas Üniversitesi (ZKÜ) Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümüne girdi. 2009 yılında lisans eğitimini tamamladıktan sonra aynı yıl ZKÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans öğrenimine başladı. 2009 yılında girdiği ZKÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Füzyon ve Hibrid Reaktörlerde Kullanılan Bazı Yapı Materyallerinin Nükleer Özelliklerinin İncelenmesi tez konulu yüksek lisans programını sürdürmektedir.

ADRES BİLGİLERİ

Adres: Zonguldak Karaelmas Üniversitesi
Fizik Bölümü
67100 ZONGULDAK

Tel: 0544 733 99 24

E-posta: demirbaderya@gmail.com