

**NADİR TOPRAK ELEMENTLERİNİN SKYRME-HARTREE-FOCK METODU
KULLANILARAK BAZI NÜKLEER TABAN DURUM ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

Hakan ALICI

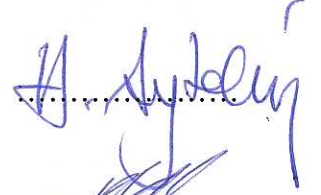
**Bülent Ecevit Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalında
Yüksek Lisans Tezi
Olarak Hazırlanmıştır**

**ZONGULDAK
Temmuz 2012**

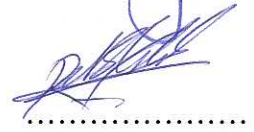
KABUL:

Hakan ALICI tarafından hazırlanan “NADİR TOPRAK ELEMENTLERİNİN SKYRME-HARTREE-FOCK METODU KULLANILARAK BAZI NÜKLEER TABAN DURUM ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ” başlıklı bu çalışma jürimiz tarafından değerlendirilerek, Bülent Ecevit Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak oybirliği ile kabul edilmiştir. 06/07/2012

Başkan : Doç. Dr. Hüseyin AYTEKİN (BEÜ)



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



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



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.”



Hakan ALICI

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

NADİR TOPRAK ELEMENTLERİNİN SKYRME-HARTREE-FOCK METODU KULLANILARAK BAZI NÜKLEER TABAN DURUM ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Hakan ALICI

**Bülent Ecevit Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı**

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Rıdvan BALDIK

Temmuz 2012, 95 sayfa

Her geçen gün yüksek teknoloji ürünleri için daha da önemli hale gelen, 17 nadir toprak elementi gün geçtikçe önemini artırmaktadır. Plazma, LCD ve LED ekranı, dizüstü bilgisayar, tablet bilgisayar, cep telefonu gibi elektronik cihazlar, çevre dostu teknolojiler, hafif pil yapımında ve birçok yüksek teknoloji ürününün üretiminde hayati öneme sahip olan bu tür metallere ihtiyaç duyulmaktadır. Aynı zamanda bu metallerin bir kısmı da nükleer teknoloji ve radyasyon tespitinde kullanılmaktadır. Dünya rezervlerinin önemli bir kısmına sahip ülkemiz için Nadir Toprak Elementlerinin nükleer yapılarının iyi anlaşılması önemlidir. Bu çalışmada, Nadir Toprak Elementleri'nin yük, proton ve nötron yoğunluk yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü, nötron deri kalınlıkları ve parçacık başına bağlanma enerjisi gibi taban durum özellikleri Skyrme-Hartree-Fock (SHF) yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır. Hesaplanan taban durum özellikleri elde edilebilen deneysel veriler ve rölativistik ortalama alan teorisi sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır.

ÖZET (devam ediyor)

Anahtar Sözcükler: Skyrme kuvveti, Hartree-Fock yöntemi, Taban durum özellikleri, Nadir

Toprak Elementleri

Bilim Kodu: 404.04.01

ABSTRACT

M. Sc. Thesis

INVESTIGATION OF SOME NUCLEAR GROUND STATE FEATURES OF THE RARE EARTH ELEMENTS USING SKYRME HARTREE FOCK METHOD

Hakan ALICI

**Bülent Ecevit University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics**

**Thesis Advisor: Assist. Prof. Rıdvan BALDIK
July 2012, 95 pages**

The seventeen-rare-earth-elements, which become more important for high-tech products, have increased their importance every passing day. These kinds of metals are used to produce many products, such as; plasma screen, computer screen, laptop, tablet computers, mobile phones and other electronic devices, environmentally-friendly technologies, lighter batteries and many high-tech product manufacturing. Some parts of these metals are also used for nuclear technology and detection of radiation. The understanding of nuclear structures of the rare earth element is important not only for Turkey, which has a significant part of world reserves, but also for all world. In this study, the ground state features such as the root mean square (rms) of charge, proton and neutron density radii, the neutron skin thickness and binding energies per particle of the rare earth elements are calculated by using Skyrme-Hartree-Fock (SHF) method. The calculated ground state features are compared with available experimental data and results of relativistic mean field theory.

ABSTRACT (continued)

Key Words: Skyrme force, Hartree-Fock method, Ground states features, The Rare Earth Elements

Science Code: 404.04.01

TEŞEKKÜR

Bu tezde yapılan alıŐma boyunca yardımlarını esirgemeyen, gösterdiği yapıcı ve yönlendirici önerilerinden ötürü tez danıŐmanım Yrd. Doç. Dr. Rıdvan BALDIK'a (BEÜ) teŐekkürlerimi sunmayı borç bilirim.

Tez çalıŐmam sırasında gösterdiği yapıcı ve yönlendirici nerileri için tez jriyeleri Doç. Dr. Hüseyin AYTEKİN'e (BEÜ) ve Yrd. Doç. Dr. Abdullah KORAY'a (BEÜ) teşekkür ediyorum.

Tez çalıŐmam süresince verdiği destekler için Fizik Bölüm BaŐkanı Prof. Dr. Yüksel AYZ'a (BEÜ) sonsuz teŐekkürlerimi sunuyorum.

Tez çalıŐmam süresince fikir alıŐ veriŐleri, sabırları ve destekleri için arkadaŐlarım ArŐ. Gör. Eda KARAKÖSE ve M. Gürkan KAPTAN'a sonsuz teŐekkürlerimi sunuyorum.

Tez hazırlanması sırasında bana maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen anneme, babama ve kardeŐime sayĐı, sevgi ve teŐekkürlerimi sunuyorum.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
KABUL.....	ii
ÖZET	iii
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vii
İÇİNDEKİLER	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xiv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xvii
BÖLÜM 1 GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2 ÇEKİRDEĞİN TABAN DURUM ÖZELLİKLERİNİN SKYRME HARTREE- FOCK YAKLAŞIMINDA İNCELENMESİ.....	5
2.1 GİRİŞ.....	5
2.2 HARTREE-FOCK YAKLAŞIMI	6
2.3 SKYRME TİPİ ETKİLEŞMELER	8
2.4 SKYRME HARTREE-FOCK METODU	12
2.4.1 Skyrme Enerji Fonksiyonu	14
2.4.2 Coulomb Etkileşim Enerjisi	15
2.4.3 Çift Etkileşimi Enerjisi.....	16
2.4.4 Kütle Merkezi Düzeltmesi.....	17
2.4.5 Hartree-Fock Denklemleri.....	18
2.4.6 Taban Durum Özelliklerinin Hesaplanması	21
BÖLÜM 3 NADİR TOPRAK ELEMENTLERİNİN NÜKLEER TABAN DURUM ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ	25
3.1 GİRİŞ.....	25
3.2 Sc İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI.....	26

İÇİNDEKİLER (devam ediyor)

	<u>Sayfa</u>
3.3 Y İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI	29
3.4 La İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI	33
3.5 Ce İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI	37
3.6 Pr İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI	41
3.7 Nd İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI	45
3.8 Pm İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI	49
3.9 Sm İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI	51
3.10 Eu İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI	55
3.11 Gd İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI	58
3.12 Tb İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI	62
3.13 Dy İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI	65
3.14 Ho İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI	68
3.15 Er İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI	71
3.16 Tm İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI	75
3.17 Yb İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI	78
3.18 Lu İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI	82
BÖLÜM 4 SONUÇLAR	86
KAYNAKLAR	90
BİBLİYOGRAFYA	94
ÖZGEÇMİŞ	96

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
3.1 Sc izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin deneyle karşılaştırılması	26
3.2 Sc izotoplarının hesaplanan r_p değerleri	27
3.3 Sc izotoplarının hesaplanan r_n değerleri	27
3.4 Sc izotoplarının hesaplanan t_n değerleri.....	28
3.5 Sc izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması	29
3.6 Y izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin deneyle karşılaştırılması.....	30
3.7 Y izotoplarının hesaplanan r_p değerleri	30
3.8 Y izotoplarının hesaplanan r_n değerleri	31
3.9 Y izotoplarının hesaplanan t_n değerleri.....	32
3.10 Y izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması	33
3.11 La izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin deneyle karşılaştırılması	34
3.12 La izotoplarının hesaplanan r_p değerleri	34
3.13 La izotoplarının hesaplanan r_n değerleri	35
3.14 La izotoplarının hesaplanan t_n değerleri	36
3.15 La izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması	36
3.16 Ce izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin ROAT sonuçları ve deneyle karşılaştırılması	37
3.17 Ce izotoplarının hesaplanan r_p değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	38
3.18 Ce izotoplarının hesaplanan r_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	39
3.19 Ce izotoplarının hesaplanan t_n değerleri nin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması.....	40
3.20 Ce izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin ROAT sonuçları ve deneyle karşılaştırılması	41
3.21 Pr izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin deneyle karşılaştırılması	42
3.22 Pr izotoplarının hesaplanan r_p değerleri	42
3.23 Pr izotoplarının hesaplanan r_n değerleri.....	43
3.24 Pr izotoplarının hesaplanan t_n değerleri	44
3.25 Pr izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması.....	44

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
3.26 Nd izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin ROAT sonuçları ve deneyle karşılaştırılması	45
3.27 Nd izotoplarının hesaplanan r_p değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	46
3.28 Nd izotoplarının hesaplanan r_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	47
3.29 Nd izotoplarının hesaplanan t_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	47
3.30 Nd izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin ROAT sonuçları ve deneyle karşılaştırılması	48
3.31 Pm izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerleri.....	49
3.32 Pm izotoplarının hesaplanan r_p değerleri	49
3.33 Pm izotoplarının hesaplanan r_n değerleri	50
3.34 Pm izotoplarının hesaplanan t_n değerleri	50
3.35 Pm izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması	51
3.36 Sm izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin ROAT sonuçları ve deneyle karşılaştırılması	52
3.37 Sm izotoplarının hesaplanan r_p değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması.....	53
3.38 Sm izotoplarının hesaplanan r_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması.....	53
3.39 Sm izotoplarının hesaplanan t_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması.....	54
3.40 Sm izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin ROAT sonuçları ve deneyle karşılaştırılması	55
3.41 Eu izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin deneyle karşılaştırılması	55
3.42 Eu izotoplarının hesaplanan r_p değerleri	56
3.43 Eu izotoplarının hesaplanan r_n değerleri	57
3.44 Eu izotoplarının hesaplanan t_n değerleri	57
3.45 Eu izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin ROAT deneyle karşılaştırılması.....	58
3.46 Gd izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin ROAT sonuçları ve deneyle karşılaştırılması	59
3.47 Gd izotoplarının hesaplanan r_p değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	59
3.48 Gd izotoplarının hesaplanan r_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	60
3.49 Gd izotoplarının hesaplanan t_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	61
3.50 Gd izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin ROAT sonuçlarıyla ve deneyle karşılaştırılması	61

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
3.51 Tb izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin deneyle karşılaştırılması	62
3.52 Tb izotoplarının hesaplanan r_p değerleri	63
3.53 Tb izotoplarının hesaplanan r_n değerleri	63
3.54 Tb izotoplarının hesaplanan t_n değerleri	64
3.55 Tb izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması	65
3.56 Dy izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin ROAT sonuçları ve deneyle karşılaştırılması	65
3.57 Dy izotoplarının hesaplanan r_p değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	66
3.58 Dy izotoplarının hesaplanan r_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	67
3.59 Dy izotoplarının hesaplanan t_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	67
3.60 Dy izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin ROAT sonuçları ve deneyle karşılaştırılması	68
3.61 Ho izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin deneyle karşılaştırılması	69
3.62 Ho izotoplarının hesaplanan r_p değerleri	69
3.63 Ho izotoplarının hesaplanan r_n değerleri	70
3.64 Ho izotoplarının hesaplanan t_n değerleri	70
3.65 Ho izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması	71
3.66 Er izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin ROAT sonuçları ve deneyle karşılaştırılması	72
3.67 Er izotoplarının hesaplanan r_p değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	72
3.68 Er izotoplarının hesaplanan r_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	73
3.69 Er izotoplarının hesaplanan t_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	74
3.70 Er izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin ROAT sonuçları ve deneyle karşılaştırılması	74
3.71 Tm izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin ROAT sonuçları ve deneyle karşılaştırılması	75
3.72 Tm izotoplarının hesaplanan r_p değerleri	76
3.73 Tm izotoplarının hesaplanan r_n değerleri	76
3.74 Tm izotoplarının hesaplanan t_n değerleri	77
3.75 Tm izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması	78

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
3.76 Yb izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin ROAT sonuçları ve deneyle karşılaştırılması	79
3.77 Yb izotoplarının hesaplanan r_p değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	79
3.78 Yb izotoplarının hesaplanan r_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	80
3.79 Yb izotoplarının hesaplanan t_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması	81
3.80 Yb izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin ROAT sonuçları ve deneyle karşılaştırılması	82
3.81 Lu izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin deneyle karşılaştırılması	82
3.82 Lu izotoplarının hesaplanan r_p değerleri	83
3.83 Lu izotoplarının hesaplanan r_n değerleri	84
3.84 Lu izotoplarının hesaplanan t_n değerleri	84
3.85 Lu izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması	85

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
1.1 NTE'nin kullanım alanları	2
2.1 Skyrme kuvvet parametreleri	11

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 kalınlıkları

KISALTMALAR

- HF : Hartree-Fock
H-FP : HARTREE-FOCK Programı
HP : HAFOMN Programı
NTE : Nadir Toprak Elementleri
ROAT : Rölativistik Ortalama Alan Teorisi
SHF : Skyrme-Hartree-Fock

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Çok parçacıklı bir kuantum sistemi olan atom çekirdeğinin değişik özelliklerinin tayin edilebilmesi için Schrödinger denkleminin çözülmesi gerekmektedir. Fakat çok parçacıklı çekirdekler için Schrödinger denkleminin analitik çözümü pek kolay olmamaktadır. Bunun nedeni çok parçacıklı sistemlerde parçacıklar arası etkileşmelerin formülasyonlarının tam olarak yapılamamasıdır. Bu nedenle bu etkileşmelerin açıklanabilmesi için çeşitli yaklaşık modellere ihtiyaç duyulmuştur. Çekirdeğin çeşitli özelliklerini tanımlayabilmek için farklı çekirdek modelleri geliştirilmiştir. Bu modeller yaklaşık yöntemler olup deneysel verilerle uyumlu hale getirilmiş ve çoğu özel bir amaç için üretilen fenomenolojik kuvvetler kullanılmıştır.

Çekirdek için toplam enerjinin, Schrödinger denkleminin yaklaşık çözümüyle elde edilmesini mümkün hale getiren Hartree-Fock (HF) teorisi kullanılmaktadır. Ayrıca, HF metodu iki parçacık etkileşiminden tek parçacık potansiyeli türetilmesi için olanak sağlamakla birlikte, çekirdeğin taban durum enerjisi ve taban durum dalga fonksiyonunun belirlenmesi için bir yaklaşım metodudur. Çekirdeğin taban durum özelliklerini açıklamak için en uygun fenomenolojik kuvvet ise Skyrme tarafından tanımlanan Skyrme kuvvetidir (Skyrme 1956, 1959). Skyrme kuvveti içerisinde barındırdığı kuvvet parametreleri, deneysel verilerle teorik sonuçların karşılaştırılması veya sadece teorik yaklaşımlarla ayarlanmaktadır.

Skyrme etkileşmesinin, HF metoduyla birlikte kullanıldığı Skyrme-Hartree-Fock (SHF) metodu çekirdeğin taban durumunun tanımlanmasında çok faydalı bir yöntemdir. SHF yöntemi, nükleer yapı fiziğinde kuvvet değişkenlerinin çalışılması, elektron saçılma deney verilerinin anlaşılması, çekirdekteki taban durumun RFY (rastgele faz yaklaşımı) titreşimleri gibi birçok uygulamanın temeline hizmet etmiştir (Friedrich and Reinhard 1986; Reinhard 1991). İlk olarak Vautherin ve Brink (1972) tarafından çekirdeğe uygulanan SHF yöntemi ilk günlerinde genellikle küresel çift kapalı kabuk çekirdeklerine uygulanmıştır. Günümüzde ise Skyrme kuvvetinin geliştirilmesi ve yeni parametre setlerinin tanımlanmasıyla küresel

yapıdan uzak olan çekirdeklere uygulanmaktadır. Bu sebeple SHF yöntemi, çekirdeğin taban durum özelliklerini elde etmek için oldukça etkili bir yöntemdir.

Bu çalışmada SHF yönteminin periyodik tabloda Nadir Toprak Elementleri (NTE) olarak adlandırılan çekirdeklerin ve bunların izotop zincirlerine uygunluğunun araştırılması amaçlanmaktadır. Bu çekirdekler, proton sayısı 57 olan Lantan ile proton sayısı71 olan Lütisyum arasında yer alan 15 elementten oluşan Lântanitler ile proton sayısı21 olan skandiyum ve proton sayısı39 olan itriyum ile birlikte toplam 17 elementten oluşmaktadır. NTE'lerin genel kullanım alanlarıÇizelge 1. 1 de gösterilmiştir.

Çizelge 1.1 NTE'nin kullanım alanları.

NTE	Sembol	Z	Kullanım Alanları
Skandiyum	Sc	21	Havacılık bileşenlerini, Mercury-buhar lambaları.
İtriyum	Y	39	Lazerler, mikrodalga filtreleri
Lantan	La	57	Kamera lensleri, pil electrotları
Seryum	Ce	58	Petrol rafineleri için akışkan katalitik çatlama katalizörü
Praseodimiyim	Pr	59	Mıknatıslar, lazerler, karbon ark aydınlatma
Neodimiyim	Nd	60	Mıknatıslar, lazerler, seramik kapasitörler
Prometyum	Pm	61	Nükleer piller
Samaryum	Sm	62	Mıknatıslar, lazerler, nötron yakalama, maserler
Evropiyum	Eu	63	Fosfor, lazerler, NMR rahatlatma üniteleri
Gadolinyum	Gd	64	Bilgisayar hafızaları, mıknatıslar, lazerler
Terbiyum	Tb	65	Fosfor, lazerler, floresan lambalar
Disprosyum	Dy	66	Mıknatıslar, lazerler
Holmiyum	Ho	67	Lazerler
Erbiyum	Er	68	Lazerler, vanadyum çelik
Tulyum	Tm	69	Portatif X-ray makineleri
Ytterbiyum	Yb	70	Kızılötesi lazer, kimyasal indirgenler
Lütisyum	Lu	71	PET tarama detektörleri, yüksek kırılma endeksli camlar

Prometyum dışındaki bütün NTE'ler, doğada bileşik halinde bulunmaktadırlar. Kararlı bir izotopu olmayan prometyum'a doğada çok az rastlanmakta ve endüstriyel açıdan da büyük bir önemi bulunmamaktadır. Ayrıca, skandiyum dışında hiçbir NTE, bir mineralle tek başına bileşik yapmamaktadır. Ancak, bazı elementler mineral yapısında, diğerlerine göre daha çok veya az miktarda bulunabilmektedirler. NTE'lerin yer kabuğundaki miktarları, bilinen bazı metallere daha fazladır, örneğin, seryum'un yer kabuğundaki ortalama dağılımı, bakır ve çinko kadardır. Bu yönden bakıldığında, NTE'lerin aslında nadir elementler olmadıkları söylenebilir. Ancak, mineral yataklarındaki konsantrasyonlarının diğer metallere göre çok düşük olması bu elementlere nadir olma özelliğini kazandırmaktadır(URL-1 2012).

Eski zamanlarda yalnız çakmak taşlarını meydana getiren ve ferroseryum alaşımları olarak bilinen nadir toprak elementleri, son yıllarda değişen teknoloji ve artan enerji ihtiyaçları bu elementlerin önemini artırmaktadır (TMMOB 2012). Plazma, LCD ve LED ekran, dizüstü bilgisayar, tablet bilgisayar, cep telefonu gibi elektronik cihazlar, çevre dostu teknolojiler, hafif pil yapımında ve birçok yüksek teknoloji ürününün üretiminde hayati öneme sahip olan bu tür metallere ihtiyaç duyulmaktadır. Somut örnekler vermek gerekirse, markası ne olursa olsun televizyonlarda kırmızı rengi onlar vermekte ya da kulaklıkların bu kadar küçük olabilmesini onlar sağlamaktadır. Sabit mıknatıslar, nadir metallere en yaygın kullanıldığı alanlardan biridir. Bu mıknatıslar, yeni nesil rüzgâr (yel) türbinlerini daha verimli ve daha güvenilir kılmaktadır. Manyetik özelliği olan ya da düşük ışıpta parlayan bu metallere; elektrikle çalışan hibrit (*melez*) arabalarda, füze savunma sistemlerinde, güneş enerjisi panellerinde ve hatta F-16 uçaklarında da bulunmaktadır (URL-2 2011). Sonuç olarak özellikle çok değişken nükleer özellikleri ile özel laboratuvarların ilgisini çeken. nadir toprak elementlerine ihtiyaç artmış ve sanayide işleme usulleri geliştirilmiştir.

NTE, yeryüzünde yaygın olarak dağılmıştır. Çin NTE rezervlerinin yaklaşık% 35'ininde bulundurmaktadır. Amerika Birleşik Devletleri (ABD) ve Hindistan, Çin'den sonra NTE bakımından rezervleri zengin olan diğer ülkelerdir. Ayrıca, ülkemizde ise yaklaşık NTE dünya rezervlerinin %3,4'ü (yaklaşık 400000 ton) bulunmaktadır (DPT 2001). Tüm dünya, NTE kaynaklarının yüzde 97'sini üreten Çin'e bağımlı durumdadır. Çin'de işçiliğin ucuz olması, ayrıca çevre kurallarının sıkı denetim altında olmaması ve Pekin'in bu ürünü çok ucuza satması dünyada tekel haline gelmesini sağlamaktadır. Dünyada çok az yerde maden ocağı açılmasına degecek ölçüde rezerv bulunmaktadır. Örneğin, ABD'nin tek nadir metal madeni Mojave Çölü'nde bulunmaktadır. Ülkemizde özellikle Eskişehir Sivrihisar Bölgesinde

ETİ Maden İşletmeleri Genel Müdürlüğüne ait sahada NTE cevherlerinin çıkarılması için yapılan ihale ve çalışmalar hız kazanmaktadır (Kaplan 1997). Yalnız bu havzanın işler duruma gelmesi ülkemize yıllık 1 000 000 \$ (yıllık hedeflenen 10 000 ton üretime karşılık) kar getirecektir (MMG 2012). Ülkemizde bu nadir toprak elementlerinin çıkarılıp değişen teknolojilere uygulanabilmesi ve araştırılması, bu elementlere artan talep karşısında kendi ihtiyaçlarını karşılayabilecek konuma gelmesi çok önemlidir.

Yukarıda bahsi geçen SHF metodunun uygulamasını kapsayan bu tez çalışmasının amacı, nadir toprak elementlerinin tümü için bazı nükleer taban durum özelliklerinin SLY4, SKM*, SKP ve SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri ile birlikte SHF yöntemi kullanılarak incelenip, mevcut deneysel veriler ve ROAT (Rölativistik Ortalama Alan Teorisi) sonuçları ile karşılaştırılması temeline dayanmaktadır. SHF yöntemiyle seçilen çekirdeklerin taban durum özellikleri HAFOMN (URL-4 2007) ve HARTREE-FOCK (Reinhard and Flocard 1995) bilgisayar programlarında hesaplanmıştır. Elde edilen bulgular deneysel veriler ve ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır.

Bu tez çalışması sonucunda, nadir toprak elementlerinin tüm izotopları için SHF yönteminin uygunluğu test edilmiş olacaktır. Ayrıca nadir toprak elementleri için literatürde en çok kullanılan SLY4 ve SKM* Skyrme kuvvet parametreleri ile literatürde fazla kullanılmayan SKP ve SKPNEW Skyrme kuvvet parametrelerinin uygunluğu test edilmiş olacaktır. Bu tez çalışmasının içeriği şöyledir: Tezin ikinci bölümünde SHF yöntemi hakkında genel bilgiler verilmektedir. Üçüncü bölümde, SHF yöntemi kullanılarak, nadir toprak element çekirdeklerinin bazı taban durum özellikleri incelenmiştir. Son olarak dördüncü bölümde ise bu analizlerden elde edilen sonuçların karşılaştırılmasıyla genel bir değerlendirme yapılmıştır.

BÖLÜM 2

ÇEKİRDEĞİN TABAN DURUM ÖZELLİKLERİNİN SKYRME HARTREE-FOCK YAKLAŞIMINDA İNCELENMESİ

2.1 GİRİŞ

Moleküller, atomlar ve çekirdek gibi çok parçacıklı sistemlerin kesin ve tam olarak tanımlanabilmesi fiziğin ve kimyanın en önemli problemlerinden biri olmuştur. Bu yöndeki çalışmalar günümüzde yoğun olarak sürmektedir. Çekirdeğin fiziksel özelliklerini tam olarak tanımlamak, nükleer yapı özelliklerini belirlemeyi gerektirmektedir. Bu ise oldukça karmaşık bir iştir. Nükleonların De Broglie dalga boyu ile aralarındaki ortalama mesafe karşılaştırılabilir olduğundan kuantum etkiler ortaya çıkmaktadır. Bu çok parçacıklı sistemlerini tanımlamak içinde kuantum mekaniğinin yasalarını kullanmak gerekmektedir. Ayrıca nükleon sayısı arttıkça, bu nükleonların birbirleriyle olan etkileşimleri oldukça karmaşıklaşmaktadır (KOÇ 2010). Sonuç olarak çekirdek çok parçacıklı bir kuantum sistemi olarak ele alınmak zorundadır.

Nükleer yapı üzerindeki teorik çalışmalar, temel nükleon-nükleon etkileşimi kullanılarak yapılmaktadır. Çekirdeğin taban durum özelliklerini hesaplamak için kullanılan en uygun nükleon-nükleon etkileşimi fenomenolojik Skyrme etkileşimidir. Skyrme kuvvetinin basit yapısı, nükleer ve kinetik enerji yoğunluklarının bir fonksiyonu olarak Slatter 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, parçacık başına bağlanma enerjileri vb. çekirdeğin taban durum özellikleri başarılı bir şekilde hesaplanabilmektedir. Bu tezin konusu yukarıda bahsedilen taban durum özelliklerinin, Skyrme tipi nükleon-nükleon etkileşmesi kullanılarak, HF yaklaşımında incelenmesidir. Bu amaç için tezin bu bölümünde SHF yönteminin formalizmi hakkında bilgi verilmektedir.

2.2 HARTREE-FOCK YAKLAŞIMI

Zamandan bağımsız bir kuantum sisteminin özelliklerini tanımlamak için zamandan bağımsız Schrödinger denklemi 1926 yılında tanımlanmıştır. Bu denklemin yazılmasından itibaren bu denklem yardımıyla tüm kuantum mekaniksel uygulamalar yapılmaya çalışılmıştır. Ancak çok az sayıda parçacık içeren basit sistemler için bu denklemi tamamen analitik olarak çözmek mümkündür. Bu karmaşık problemi kolaylaştıracak ilk katkıyı Born ve Oppenheimer yapmıştır (Born and Oppenheimer 1927). Born-Oppenheimer yaklaşımı olarak bilinen bu yaklaşımdan sonra artık atom sistemlerindeki elektron ve çekirdeklerin kütleleri ve dolayısıyla etkiye cevap verme zamanları birbirinden çok farklı olduğundan sistemin dalga fonksiyonu sadece elektronların serbestlik derecesine bağlıdır. Çekirdekler klasik mekanik yöntemleri ile belirlenmiş yerlerinde elektronlara göre hareketsiz durmaktadır. Bu yaklaşım, atom çekirdeklerinin kinetik enerjileri kararlı olacaklarından sıfır alınabilmesine olanak sağlayarak çok parçacıklı atom sistemleri için Hamiltoniyenin basit bir şekilde yazılmasına olanak sağlamıştır. Fakat Hamiltoniyenin bu basit haline rağmen Schrödinger denklemi çözülemeyecek kadar karmaşıktır. Atom ve molekül yapılarının incelenmesi için 1928 yılında D. Hartree tarafından Hartree denklemlerinin yazılmasıyla birlikte Schrödinger denklemi birden fazla parçacık içeren sistemlere uygulanmaya başlanmıştır (Hartree 1928, Adamson'dan 1998). Hartree yaklaşımının temeli çok parçacıklı bir sistemin dalga fonksiyonunu, tek parçacık dalga fonksiyonlarının çarpımı olarak yazmaya dayanır. Ancak bu yöntem elektronların birer fermiyon olarak antisimetrik kuantum durumları ile temsil edilmesi gerektiğini hesaba katmamaktaydı. Bu metoda antisimetrisasyonun eklenmesi V. Fock'un çalışmaları ile gerçekleşti (Fock 1930, Adamson'dan 1998). Böylece "Hartree-Fock teorisi" adı verilen ve günümüzde hala geçerliliğini koruyan bir teorinin temelleri atılmıştır (Adamson 1998).

Hartree-Fock metodu temelde, 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 metodu, 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 yöntemde

sistemin toplam dalga fonksiyonu ϕ , çekirdeğin ϕ_i tek parçacık dalga fonksiyonlarının bir Slater determinanı formunda aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$\phi(r_1, \dots, r_N) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{vmatrix} \phi_1(r_1)\phi_1(r_2)\dots\dots\phi_1(r_N) \\ \phi_2(r_1)\phi_2(r_2)\dots\dots\phi_2(r_N) \\ \vdots \quad \quad \quad \ddots \quad \quad \quad \vdots \\ \phi_N(r_1)\phi_N(r_2)\dots\dots\phi_N(r_N) \end{vmatrix} \quad (2.1)$$

Burada A nükleon sayısını temsil etmektedir. ϕ_i tek parçacık dalga fonksiyonu için uygun bir seçim yapılmalıdır. Aslında HF yaklaşımında oluşturulan denklemler bir iterasyon kullanarak çözülmektedir. Bu iterasyon en genel olarak aşağıdaki gibidir:

- $\Psi^{(0)}$ bilinmeyen dalga fonksiyonu için bir ilk yaklaşım önerilir (Çekirdek fiziğinde harmonik osilatör, Woods Saxon dalga fonksiyonu vb.).
- Bu dalga fonksiyonlarına bağlı $\rho^{(0)}$ yoğunluğu oluşturulur.
- Bu yoğunluklara bağlı olarak $U^{(0)}(\rho)$ potansiyeli enerjisi oluşturulur.
- Bu potansiyel enerji kullanılarak Schrödinger denklemi çözüldüğünde, yeni $\Psi^{(1)}$ dalga fonksiyonu elde edilir. Bu yeni dalga fonksiyonu ile yeniden $U^{(1)}(\rho)$ potansiyel enerjisi oluşturulur,vs.

Bu iterasyon dalga fonksiyonu değişmeyene kadar devam eder. Yakınsama sağlanınca çekirdeğin taban durum özellikleri hesaplanır (Baldık 2010). Hartree-Fock yaklaşımında bir etkin etkileşme seçilerek çekirdeğin taban durum özellikleri hesaplanmaktadır. Bu hesaplamalar için bu tez çalışmasında Skyrme tipi etkin etkileşmeleri kullanılmaktadır.

2.3 SKYRME TİPİ ETKİLEŞMELER

Nükleer fiziğin ilk günlerinden bu yana deneysel verilere uydurulmuş parametreleri içeren fenomenolojik kuvvetler kullanılmış ve büyük ölçüde başarı getirmiştir. Nükleer fizikte problemlere uygulanan fenomenolojik etkileşimlerin sayısı oldukça fazladır. Bu kuvvetlerin çoğu sadece özel bir amaç için kullanılmaktadır. Çekirdeğin taban durum özelliklerini açıklamak için en uygun fenomenolojik kuvvet ise Skyrme kuvvetidir (Ring and Schuck 1980).

1956'da Skyrme iki cisim etkileşmesiyle birlikte üç cisim etkileşmesini de içeren bir etkin etkileşme tanımlamıştır (Skyrme 1956, Skyrme 1959). Bu etkin etkileşme formu

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

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

İki cisim kısa menzilli etkileşmesi aşağıdaki formdadır,

$$V_{ij} = t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) \{ \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k}^2 + \vec{k}^2 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \} \\ + t_2 (1 + x_2 P_\sigma) \vec{k}' \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} + i t_4 (\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j) \cdot (\vec{k}' \times \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k}) \quad (2.3)$$

Burada $\delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$, Dirac delta fonksiyonudur, $\vec{k} = \frac{(\vec{\nabla}_i - \vec{\nabla}_j)}{2i}$, sağa doğru hareket eden dalga

fonksiyonlarına etki eden görel momentum operatörü, $\vec{k}' = -\frac{(\vec{\nabla}_i - \vec{\nabla}_j)}{2i}$, sola doğru hareket

eden dalga fonksiyonlarına etki eden görel momentum operatörüdür. P_σ , spin değiş tokuş operatörü, $\vec{\sigma}_i$ ve $\vec{\sigma}_j$ ise Pauli spin matrisleridir. İki cisim etkileşmesi yedi parametreye (t_0 , t_1 , t_2 , x_0 , x_1 , x_2 ve t_4) bağlıdır (Stone and Reinhard 2007).

Skyrme kuvvetinin üç cisim etkileşme kısmı sıfır menzilli kuvvet olarak varsayılır

$$V_{ijk} \equiv V_{ij} = \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \rho^\alpha \left(\frac{\vec{r}_i + \vec{r}_j}{2} \right). \quad (2.4)$$

ile ifade edilir. t_3 ve x_3 Skyrme kuvvet parametreleri ve ρ yoğunluktur. Çekirdeğin taban ve düşük enerji durumlarını incelerken iki cisimden daha yüksek terimler önemsizdirler. Bu sebeple, çekirdeğin taban durum özellikleri hesaplanırken, orijinal Skyrme kuvvetindeki sıfır menzilli üç cisim kuvveti, yoğunluğa bağlı iki cisim etkileşimine eşdeğer olduğu kabul görmektedir (Qiang 1991)

$$\begin{aligned} V_{Skyrme} = \sum_{i < j} V_{ij} = & t_0 (1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) \{ \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k}^2 + \vec{k}^2 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \} \\ & + t_2 (1 + x_2 P_\sigma) \vec{k}' \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} + it_4 (\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j) \cdot \vec{k}' \times \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} \\ & + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \rho^\alpha \left(\frac{\vec{r}_i + \vec{r}_j}{2} \right). \end{aligned} \quad (2.5)$$

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, ^{208}Pb ve ^{16}O çekirdekleri için deneysel bağlanma enerjileri, nükleon yoğunlukları ve yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökünü fit ederek sırasıyla SI, SII ve SIII Skyrme kuvvet parametreleri olarak bilinen parametreleri belirlemişlerdir (Vautherin and Brink 1972). Düzeltilmiş Skyrme kuvveti ilk kez Kohler, ^{40}Ca , ^{48}Ca ve ^{208}Pb çekirdeklerinin spectrumdan yoğunluk parametresi t_3 'ü 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 (Krewald 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). Bartel ve arkadaşları bu kuvveti esas alarak ağır deforme çekirdeklerin fisyon engellerine uydurularak SKM parametre setinin yeni bir şekli olan SKM* parametre setini önermişlerdir (Bartel et al. 1982). Dobaczewski ve arkadaşları SKP parametre setini önermişlerdir. Bu parametre seti ile çiftlenme ve ortalama alanın eş zamanlı bir tanımı amaçlanmıştır (Dobaczewski et al. 1984). Gia ve Sagawa, Landau-Migdal

parametrelerinin sınırlamalarını göz önüne alarak SKa ve SKM Skyrme kuvvetlerini esas alan düzeltilmiş SG1 ve SG2 Skyrme kuvvet parametrelerini önermişlerdir (Gia 1986). 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). Son olarak Bhattacharya kapalı kabuk yapılarındaki seviye değişimlerinin taban durum özelliklerine etkisini açıklamak için SKPNEW parametre setini tanımladı (Bhattacharya 1999). Burada bahsi geçen Skyrme kuvvet parametreleri Çizelge 2.1’de listelenmiştir.

Çizelge 2.1 Skyrme kuvvet parametreleri.

	$t_0 (MeV \cdot fm^3)$	$t_1 (MeV \cdot fm^5)$	$t_2 (MeV \cdot fm^5)$	$t_3 (MeV \cdot fm^{3\alpha})$	$t_4 (MeV \cdot fm^5)$	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
SKP	-2931.7	320.62	-337.41	18708.97	100	0.292115	0.65318	-0.53732	0.1813	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
SKPNEW	-2930	325.11	-339.41	18700.09	100	0.25921	0.64981	-0.53732	0.18079	1/6

2.4 SKYRME HARTREE-FOCK METODU

HF yaklaşımı, çekirdeğin çeşitli özelliklerini açıklamak için, uzay bağımlı bir ortalama potansiyel altında hareket eden bağımsız parçacıklardan oluşan bir sistemi ele almıştır. Etkileşen çok cisim problemini, dış potansiyelde hareket eden tek parçacık problemine indirgeyen bu yaklaşımda bağımsız parçacıklar için tek parçacık potansiyeli iki-cisim etkileşmesinden elde edilebilir. Çok parçacıklı bir yapı olan çekirdeğin özelliklerini açıklamakta büyük kolaylık sağlayan bu yaklaşımda çekirdeğin çeşitli özelliklerini açıklamak için farklı etin etkileşmeler kullanılmıştır. Çekirdeğin taban durum özelliklerini açıklamak için en uygun etkin etkileşim Skyrme tipi etkileşimdir (Beiner et al. 1975).

Basit bir matematiksel yapıya sahip Skyrme etkileşmesi, 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:

$$\varphi(x_1, x_2, \dots, x_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det|\varphi_i(x_j)|. \quad (2.6)$$

Burada x uzay koordinatlarını, A ise çekirdekdeki toplam nükleon sayısını temsil etmektedir (Vautherin and Brink 1972).

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

$$\begin{aligned}
\rho_q(\vec{r}) &= \sum_{i,\sigma} w_i |\varphi_i(\vec{r}, \sigma, q)|^2 \\
\tau_q(\vec{r}) &= \sum_{i,\sigma} w_i |\vec{\nabla} \varphi_i(\vec{r}, \sigma, q)|^2 \\
\vec{J}_q(\vec{r}) &= (-i) \sum_{i,\sigma,\sigma'} w_i \varphi_i^*(\vec{r}, \sigma, q) [\vec{\nabla} \varphi_i(\vec{r}, \sigma', q) \times \langle \sigma | \vec{\sigma} | \sigma' \rangle].
\end{aligned} \tag{2.7}$$

Burada r uzay, σ spin, q izospin ($q=+1/2$ proton için, $q=-1/2$ nötron için) koordinatları, 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 protonlar için işgal olasılığı $w_i=1$ 'dir. ^{17}O çekirdeği için nötronların son kabuğu olan $1d_{5/2}$ kabuğunda en fazla $2(5/2)+1=6$ nötron bulunabilir, fakat bu kabukta 1 nötron bulunmaktadır. Bu sebeple bir nötronun $1d_{5/2}$ kabuğunda işgal olasılığı $w_i=1/6=0.1666667$ değerine sahip olmaktadır (Baldık 2010).

Çekirdeğin toplam taban durum enerjisi denklem (2.7)'daki yoğunluklar kullanılarak

$$E_{HF} = \int H(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q) d^3r \tag{2.8}$$

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

$$E_{HF} = E_{\text{Skyrme}} + E_{\text{Coulomb}} + E_{\text{çift}} - E_{\text{km}}. \tag{2.9}$$

Burada E_{Skyrme} , Skyrme kuvvetinin enerji fonksiyonu, E_{Coulomb} , Coulomb etkileşme enerjisi, $E_{\text{çift}}$, iki nükleonun çift etkileşimi 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.

2.4.1 Skyrme Enerji Fonksiyonu

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

$$\begin{aligned}
 E_{Skyrme} &= \langle \varphi | (T + V_{Skyrme}) | \varphi \rangle = \sum_i \langle i | \frac{p^2}{2m} | i \rangle + \frac{1}{2} \sum_{ij} \langle ij | V_{ij} | ij \rangle + \frac{1}{6} \sum_{ijk} \langle ijk | V_{ijk} | ijk \rangle \\
 &= \int H_{Skyrme}(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q) d^3r.
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

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 yoğunluğu açık formu aşağıdaki gibi elde edilir:

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

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 direk olarak Hartree-Fock denklemlerinin türetilmesine olanak sağlamaktadır.

2.4.2 Coulomb Etkileşim Enerjisi

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

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

$$E_{\text{Coul,dir}} = \frac{1}{2} e^2 \int d^3 r \int d^3 r' \rho_{\text{yük}}(\vec{r}) \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \rho_{\text{yük}}(\vec{r}') \quad (2.13)$$

$$E_{\text{Coul,değ-tok}} = -\frac{3}{4} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} 4\pi \int_0^\infty dr r^2 \rho_p^{4/3}. \quad (2.14)$$

Fakat bu denklemleri kullanmak diferansiyel Hartree-Fock denklemlerinin basitliğini bozmakta ve Hartree-Fock hamiltonyeni bir integro-diferansiyel operatöre dönüştürmektedir. Buda, Hartree-Fock denklemlerinin nümerik çözümünü daha da güçleştirir. Bu sebeple, Coulomb etkileşmesinin Hartree-Fock potansiyeline katkısı aşağıdaki denklemlerin varyasyonu ile hesaplanmaktadır:

$$U_{\text{Coul}} = U_{\text{Coul,dir}} + U_{\text{Coul,değ-tok}} \quad (2.15)$$

$$-\nabla^2 U_{\text{Coul,dir}} = 4\pi e^2 \rho_{\text{yük}} \quad (2.16)$$

$$U_{\text{Coul,değ-tok}} = -\left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} \rho_p^{1/3}. \quad (2.17)$$

Direk kısım integral yerine Denklem (2.16) ile verilen radyal Poisson denkleminin çözümü ile hesaplanmaktadır. $\rho_{\text{yük}}$ nükleer yük dağılımı yerine, hesaplamada kolaylık sağlaması açısından bir yaklaşım olarak ρ_p proton yük yoğunluğu alınabilmektedir (Friar and Negele 1975, Reinhard'dan 1991). Aslında, Coulomb etkileşmesinin uzun menzilli olması, değiş tokuş teriminden gelen katkının toplam Coulomb enerjisinin küçük bir kesirini oluşturmasına neden olmaktadır ($A > 40$ olan çekirdekler için % 10 dan daha küçük) (Titin-Schnaider and Quentin 1974, Beiner'den 1975). Bu nedenle Hartree-Fock hesaplamalarında değiş tokuş

teriminin hesaba katılıp katılmaması keyfidir (Beiner 1975). Bu tez çalışmasında değiş tokuş terimi hesaba katılmış ve $\rho_{yük} \rightarrow \rho_p$ yaklaşımı dikkate alınmıştır.

2.4.3 Çift Etkileşimi Enerjisi

İki nükleon toplam açısai momentumları sıfır olacak biçimde çiftlendikleri zaman çiftlenme etkileşmesi denilen bir etkileşim söz konusudur. Çift etkileşme kuvveti, aşağıda verilen enerji fonksiyonu ile bulunabilir (Bardeen et al. 1957, Reinhard and Cusson 1982, Tel 1995).

$$E_{çift} = -\sum_q G_q \left[\sum_{j \in q} \sqrt{w_j(1-w_j)} \right]^2 \quad (2.18)$$

ile verilmektedir (Reinhard and Cusson 1982). Burada G_q çiftlenme matris elemanı nötron ve protonların her biri için sabit değerdedir. w_j çift oluşum ağırlığıdır. Eşitlik (2.18) ile verilen enerji fonksiyonunu w_j ye göre değiştirerek çift oluşum ağırlıklarını ifade eden ve aşağıda verilen Bardeen-Cooper-Schrieffer denklemleri sağlanır (Bardeen et al. 1957 Tel 1995).

$$\left. \begin{array}{l} u_j^2 \\ v_j^2 \end{array} \right\} = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{\epsilon_j - \epsilon_{F,q}}{\sqrt{(\epsilon_j - \epsilon_{F,q})^2 + \Delta_q^2}} \right] \quad (2.19)$$

Burada v_j^2 ve u_j^2 faklı tek parçacık durumları için işgal olasılığıdır (Ring and Schuck 1980).

$v_j^2 = w_j$ alınırsa w_j işgal olasılığı aşağıdaki gibi ifade edilmektedir:

$$w_j = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_j - \epsilon_{F,q}}{\sqrt{(\epsilon_j - \epsilon_{F,q})^2 + \Delta_q^2}} \right). \quad (2.20)$$

Gap enerjisi aşağıdaki gap denklemiyle,

$$\frac{\Delta_q}{G_q} = \sum_{j \in q} \sqrt{w_j(1-w_j)}, \quad (2.21)$$

ve A_q proton veya nötron sayısı olmak üzere parçacık sayısı koşulunun,

$$A_q = \sum_{j \in q} w_j, \quad (2.22)$$

birlikte çözümüyle elde edilmektedir. 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. Gap denklemi, Denklem (2.21)'e göre çiftlenme enerjisinin hesaplanması için gerekli olan G_q 'nin hesaplanmasında kullanılmaktadır. Bu yöntemle sabit gap yaklaşımı denir. Bu yaklaşıma göre,

$$\Delta_q = \frac{11.2 \text{ MeV}}{\sqrt{A}} \quad (2.23)$$

ile ifade edilmektedir. Bu durumda yalnız $\varepsilon_{F,q}$ fermi enerjisini bulmak için, ilk olarak Denklem (2.22) parçacık sayısı koşulunu sağlayacak biçimde w_j ayarlanmaktadır. Daha sonra bu w_j ve Δ_q Denklem (2.20)'de kullanılarak fermi enerjisi de hesaplanabilir.

2.4.4 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,

$$E_{km} = \frac{\langle P_{km}^2 \rangle}{2mA} \quad (2.24)$$

ile verilen enerji 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:

$$\langle P_{km}^2 \rangle = \sum_i w_i \langle \phi_i | \hat{p}_i^2 | \phi_i \rangle - \sum_{i,j} (w_j w_i + \sqrt{w_j(1-w_j)w_i(1-w_i)}) \left| \langle \phi_i | \hat{p}_i^2 | \phi_j \rangle \right|^2. \quad (2.25)$$

Görüldüğü gibi toplam momentum operatörü bir ve iki cisim olmak üzere iki kısımdan ibarettir. İki cisim operatörünün hesaplanmasında çift toplama yapılır. Denklem (2.24) ve (2.25) 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 $P_{km}^2 \approx \sum_i \hat{p}_i^2$ alınır, toplam kinetik enerji teriminde m nükleon kütlesinin düzeltilmesi,

$$\frac{1}{2mA} \rightarrow \frac{1}{2m} \left(\frac{A-1}{A} \right) \quad (2.26)$$

şeklinde ifade edilmektedir

2.4.5 Hartree-Fock Denklemleri

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

$$\langle \phi | \phi \rangle = 1 \quad (2.27)$$

normalizasyon koşulunu bozmadığı varsayılmaktadır,

$$\frac{\delta}{\delta\varphi_i} \left(E - \sum_i^A e_i \int |\varphi_i(\vec{r})|^2 d^3r \right) = 0 \quad (2.28)$$

$\delta\varphi$ küçük değişimlerinde enerjinin değişimi

$$\delta E = E(\varphi_i + \delta\varphi_i) - E(\varphi_i) \quad (2.29)$$

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

$$E_{\text{HF}} = \int H(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q) d^3r, \quad (2.30)$$

yazılırsa ve enerjideki küçük değişimler integral içindeki enerji yoğunluğuna uygulanmasıyla,

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

$$\delta E_{\text{HF}} = \int d^3r \left[\frac{\partial H}{\partial \tau_q(r)} \delta \tau_q + \frac{\partial H}{\partial \rho_q(r)} \delta \rho_q + \frac{\partial H}{\partial J_q(r)} \delta J_q \right] \quad (2.31)$$

elde edilir, ve H yerine yazılarak

$$\delta E_{\text{HF}} = \sum_{q=(n,p)} \int d^3r \left[\frac{\hbar^2}{2m_q^*} \delta \tau_q(\vec{r}) + U_q(\vec{r}) \delta \rho_q(\vec{r}) + W_q \delta j_q(\vec{r}) \right] \quad (2.32)$$

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:

$$\frac{\hbar^2}{2m_q^*} = \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{8} [t_1(2+x_1) + t_2(2+x_2)] \rho - \frac{1}{8} [t_1(1+2x_1) + t_2(1+2x_2)] \rho_q \quad (2.33)$$

$$\begin{aligned}
U_q &= \frac{1}{2}t_0[(2+x_0)\rho - (1+2x_0)\rho_q] \\
&+ \frac{1}{24}t_3\{(2+x_3)(2+\alpha)\rho^{\alpha+1} - (2x_3+1)[2\rho^\alpha\rho_q + \alpha\rho^{\alpha-1}(\rho_p^2 + \rho_n^2)]\} \\
&+ \frac{1}{8}[t_1(2+x_1) + t_2(2+x_2)]\tau \\
&+ \frac{1}{8}[t_2(2x_2+1) - t_1(2x_1+1)]\tau_q \\
&+ \frac{1}{16}[t_2(2+x_2) - 3t_1(2+x_1)]\bar{\nabla}\rho \\
&+ \frac{1}{16}[3t_1(2x_1+1) + t_2(2x_2+1)]\nabla^2\rho \\
&+ \frac{1}{8}(t_1 - t_2)\bar{J}_q - \frac{1}{8}(t_1x_1 - t_2x_2)\bar{J} + \delta_{q,p}U_{coul}
\end{aligned} \tag{2.34}$$

$$W_q = -\frac{1}{2}t_4(\rho\bar{\nabla}\cdot\bar{J} + \rho_n\bar{\nabla}\cdot\bar{J}_n + \rho_p\bar{\nabla}\cdot\bar{J}_p). \tag{2.35}$$

Denklem (2.7) de yoğunluk ifadelerinin yerine yazılmasıyla,

$$\delta E_{HF} = 2\sum_{i=1}^A \int d^3r \delta\varphi_i^* \left\{ -\bar{\nabla}\cdot\left(\frac{\hbar^2}{2m_{qi}^*}\bar{\nabla}\varphi_i\right) + [U_{qi} + \frac{1}{r}W_{qi}\bar{I}\cdot\bar{\sigma}]\varphi_i \right\} \tag{2.36}$$

ifadesi elde edilmektedir. Toplam enerjinin sabit olma şartı,

$$\delta \left[E_{HF} - \sum_i^A e_i \int |\varphi_i(\vec{r})|^2 d^3r \right] = 0, \tag{2.37}$$

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

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m_q^*(\vec{r})}\nabla^2 - \left(\bar{\nabla}\frac{\hbar^2}{2m_q^*(\vec{r})} \right) \cdot \bar{\nabla} + \left[U_q(\vec{r}) + \frac{1}{r}W_q(r)\bar{I}\cdot\bar{\sigma} \right] \right] \varphi_i = e_i \varphi_i. \tag{2.38}$$

Bu Schrödinger denkleminin nümerik çözümünde ilk olarak $\phi_i^{(0)}$ radyal tek parçacık dalga fonksiyonu için harmonik osilatör veya Woods Saxon dalga fonksiyonu seçilmektedir. Denklem (2.7) deki 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 $\phi_i^{(1)}$ 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 (Baldık 2010).

2.4.6 Taban Durum Özelliklerinin Hesaplanması

Bu çalışmada Skyrme kuvvetleri kullanılarak, nükleer yapı analizi için oldukça önemli nükleer taban durum özelliklerinden çekirdeğin nötron, proton ve yük yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü, nötron deri kalınlığı (neutron skin thickness) ve parçacık başına bağlanma enerjileri hesaplanmıştır. Bu özellikleri bulmakta kullanılan 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 (2.6) ile verilen ifadede yerine yazılarak nötron ve proton yoğunluk dağılımları aşağıdaki ifade ile hesaplanmaktadır (Reinhard et al. 1984):

$$\rho_q(\vec{r}) = \sum_{i \in q} w_i \phi_i^+(\vec{r}) \phi_i(\vec{r}) \quad q = n \text{ veya } p. \quad (2.39)$$

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 (2.39) ile tanımlanan proton yoğunluğu da kullanılmaktadır (Dreher et al. 1974). Nükleon yoğunluğu basit bir Fourier dönüşümüyle form faktörleri olarak adlandırılan aşağıdaki nicelik elde edilmektedir:

$$F_q(k) = 4\pi \int_0^{\infty} r^2 j_0(kr) \rho_q(r) dr. \quad (2.40)$$

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

$$F_{yük}(k) = \sum_q [F_q(k)G_{E,q}(k) + F_{ls,q}(k)G_M(k)] \exp\left(\frac{(\hbar k)^2}{\langle p_{km}^2 \rangle}\right), \quad (2.41)$$

ile verilmektedir. Burada $F_{ls,q}(k)$ spin-yörünge akısının $\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_q$ form faktörüdür (yük yoğunluğuna nükleonların manyetik momentlerinin katkısıdır), $G_{E,q}(k)$ çekirdeğin elektrik form faktörü, $G_M(k)$ çekirdeğin manyetik form faktörüdür (nötron ve proton için eşit olduğu varsayılır) ve eksponansiyel faktör ise Bölüm 2.4.4 de tartışılan çekirdeğin kütle merkezinde ortaya çıkan sahte kütle merkezi enerjisini hesaba katar ve $\langle p_{km}^2 \rangle$ açık ifadesi Denklem (2.25) ile verilen denkleme eşittir (Butler et al. 1984, Stone and Reinhard'dan 2007). Nükleon form faktörleri $G_{E,q}(k)$ ve $G_M(k)$ form faktörlerinin değerleri, nükleon saçılma deneylerinin verilerinden alınmaktadır (Simon et al. 1980, Stone and Reinhard'dan 2007).

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

$$\rho_{yük} = \frac{1}{2\pi^2} \int k^2 j_0(kr) F_{yük}(k) dk. \quad (2.42)$$

Nötron, proton yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü Denklem (2.39) ve yük yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü Denklem (2.42) kullanılarak aşağıdaki bağıntıyla hesaplanmaktadır:

$$r_a = \langle r_a^2 \rangle^{1/2} = \left[\frac{\int r^2 \rho_a(\vec{r}) d^3 r}{\int \rho_a(\vec{r}) d^3 r} \right]^{1/2}. \quad (2.43)$$

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):

$$t_n = r_n - r_p \cdot \quad (2.44)$$

Hartree-Fock yaklaşımında yoğunluktan bağımsız kuvvetler için parçacık başına bağlanma enerjisi,

$$\frac{E}{A} = \frac{1}{2A} \sum_i (t_i + e_i) \quad (2.45)$$

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 (Vautherin and Brink 1972):

$$\frac{E}{A} = \frac{1}{A} \left[\frac{1}{2} \sum_i (t_i + e_i) + E_R \right] \quad (2.46)$$

Burada E_R ,

$$\begin{aligned} E_R &= -\frac{1}{12} \sum_{ijk} \langle ijk | v_{ijk} | ijk \rangle \\ &= -\frac{1}{8} t_3 \int \rho_n(\vec{r}) \rho_p(\vec{r}) \rho(\vec{r}) d^3 r \end{aligned} \quad (2.47)$$

ile elde edilir. E_R enerjisi etkileşimin yoğunluğa bağlı kısımdan gelir ve yeniden düzenlenen enerji (rearrangement energy) olarak adlandırılmaktadır. Ayrıca Denklem (2.46)'daki t_i ve e_i Hartree-Fock iterasyonu sonucu elde edilen enerji değerleridir (Vautherin and Brink 1972).

Bu tez çalışmasında seçilen çekirdekler için SHF yöntemi ile yukarıda bahsi geçen taban durum özellikleri fortran dilinde yazılmış HAFOMN (HP) (URL-4 2007) ve HARTREE-FOCK (H-FP) (Reinhard and Flocard 1995) programlarıyla hesaplanmıştır. Bu programlar arasındaki tek fark, HP’de tek parçacık deneme fonksiyonu olarak harmonik osilatör dalga fonksiyonu kullanılırken H-FP’de ise Woods Saxon dalga fonksiyonunu kullanılmasıdır (Baldık 2010). Bu çalışmada bu iki program kullanılarak nadir toprak elementleri çekirdeklerin taban durum özellikleri incelenmiştir.

BÖLÜM 3

NADİR TOPRAK ELEMETLERİNİN NÜKLEER BAZI NÜKLEER TABAN DURUM ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

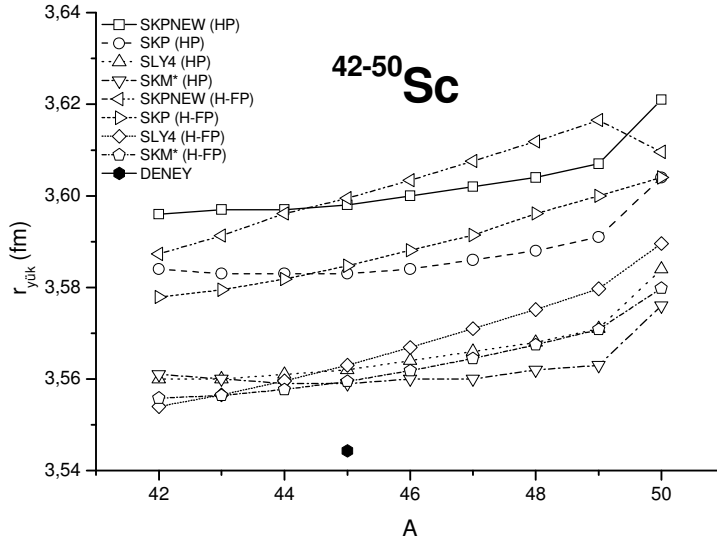
3.1 GİRİŞ

Bu bölümde proton sayısı 57 olan Lantan ile proton sayısı 71 olan Lütisyum arasında yer alan 15 elementten oluşan lantanitler ile proton sayısı 21 olan skandiyum ve proton sayısı 39 olan itriyum ile birlikte toplam 17 adet NTE izotoplarının bazı nükleer taban durumu özellikleri incelenecektir. Dünya üzerinde NTE'nin giderek artan önemleri sebebiyle bu elementlerin izotoplarının nükleer yapı analizi sonuçları birçok deney, araştırma ve geliştirme (AR-GE) çalışmalarında kullanılabilir.

NTE'nin tümü için, Bölüm 2'de tanımlanan SHF yöntemiyle bazı nükleer taban durumu özellikleri ilk kez bu çalışmada incelenmiştir. Seçilen çekirdeklerin parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A), yük, proton ve nötron yoğunluk yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü ($r_{yük}$, r_p ve r_n) ve nötron deri kalınlığı (t_n) için literatürde en çok kullanılan SLY4 ve SKM* Skyrme kuvvet parametreleri ile literatürde fazla kullanılmayan SKP ve SKPNEW Skyrme etkileşme parametreleri HAFOMN (URL-4 2007) ve HARTREE-FOCK bilgisayar programlarında hesaplanmıştır. Bu iki yöntem ile hesaplanan taban durumu özellikleri ROAT sonuçlar (Lalazissis et al. 1999) ve deneysel verilerle (URL-5 2009, Angeli 2004) karşılaştırılmıştır.

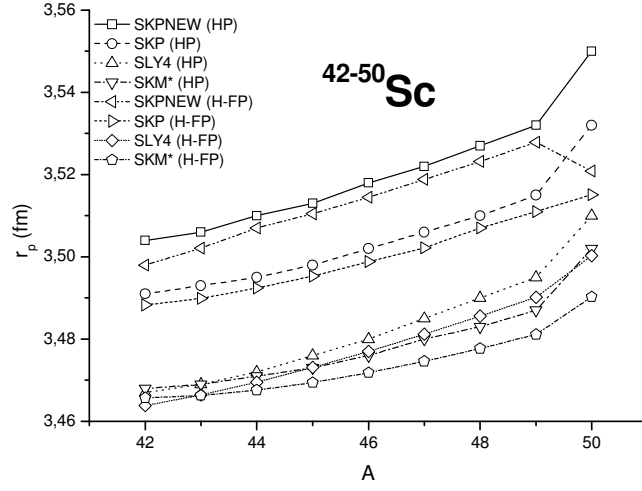
3.2 Sc İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

Sc izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ ve r_p değerleri, sırasıyla Şekil 3.1 ve Şekil 3.2’de gösterildiği gibi, aynı eğrisel davranışı göstermektedirler. Sadece doğal izotop ^{45}Sc için deneysel sonuç ($\sim 3,544$ fm) vardır. ^{45}Sc izotopu için SKM* (HP) ve SKM* (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri ($\sim 3,559$ fm) deneyle en yakın sonuçları vermektedir. En küçük hesaplanan $r_{yük}$ değeri ^{42}Sc için ($\sim 3,555$ fm) SLY4 (HF-P) parametresi kullanılarak, en büyük yarıçap ise ^{50}Sc için ($\sim 3,610$ fm) SKPNEW (H-FP) parametresi ile elde edilmektedir.



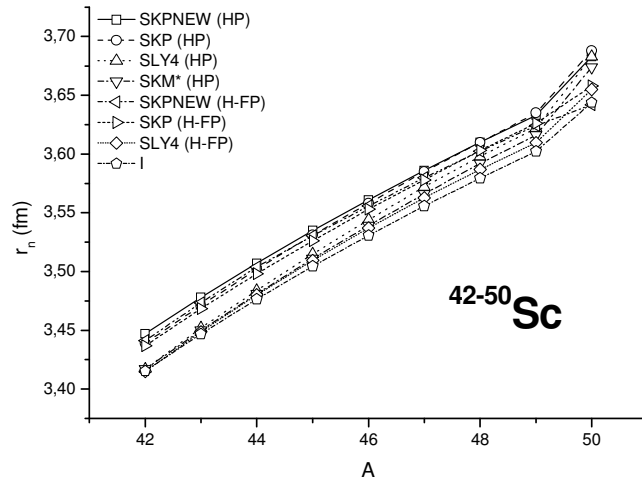
Şekil 3.1 Sc izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin deneyle (Angeli 2004) karşılaştırılması.

$^{42-50}\text{Sc}$ izotoplarının SHF yaklaşımında hesaplanan r_p değerleri Şekil 3.2 de görülmektedir. Burada dikkat çekici nokta ise SKPNEW (HP) ile SKPNEW (H-FP) ve SKP (HP) ile de SKP (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan r_p değerlerinin birbiri ile uyumlu olmasıdır. Hesaplanan r_p değerlerinin artan nükleon sayısı ile birlikte arttığı görülmektedir. Ayrıca sihirli sayıda nötrona sahip ($N=28$) olan ^{49}Sc izotopundan sonra ^{50}Sc izotopu için SKP (H-FP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan r_p değerleri hariç diğer parametrelerle hesaplanan değerlerde artış olduğu görülmektedir. Bu da ^{50}Sc için nötronların kapalı kabuk yapısından uzaklaşmasına atfedilebilir.



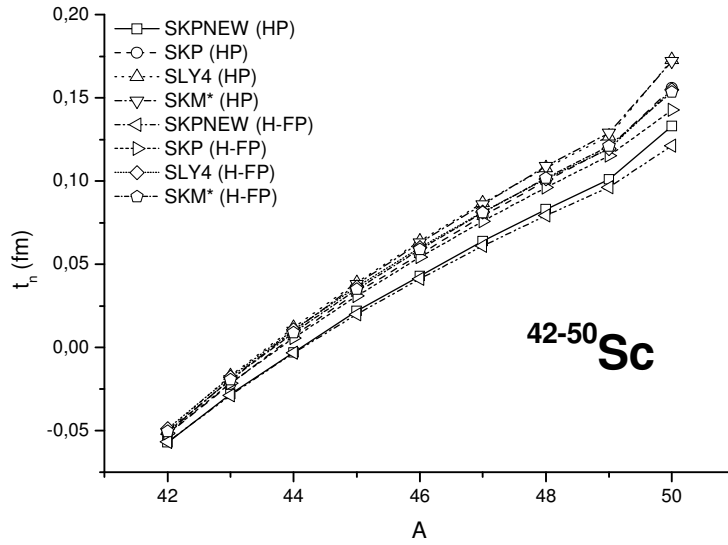
Şekil 3.2 Sc izotoplarının hesaplanan r_p değerleri.

Sc izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.3'de sunulmuştur. Hesaplanan r_n değerleri birbirine yakın sonuçlar vermektedir. Elde edilen sonuçları kendi aralarında kıyaslandığında, izotop başına hesaplanan en büyük r_n değeri ile en küçük r_n değeri arasında ortalama 0,03 fm lik bir fark vardır. Nötron yoğunluk yarıçapları ^{49}Sc izotopuna kadar tüm HP ve H-FP hesaplamaları için düzgün bir artış eğilimindedir, bu izotoptan sonra ($N=28$) bu eğilimin arttığı gözlenmektedir. Bunun nedeninin, $A>49$ izotoplar için nötronların kapalı kabuk yapısından uzaklaşması olduğu söylenebilir.



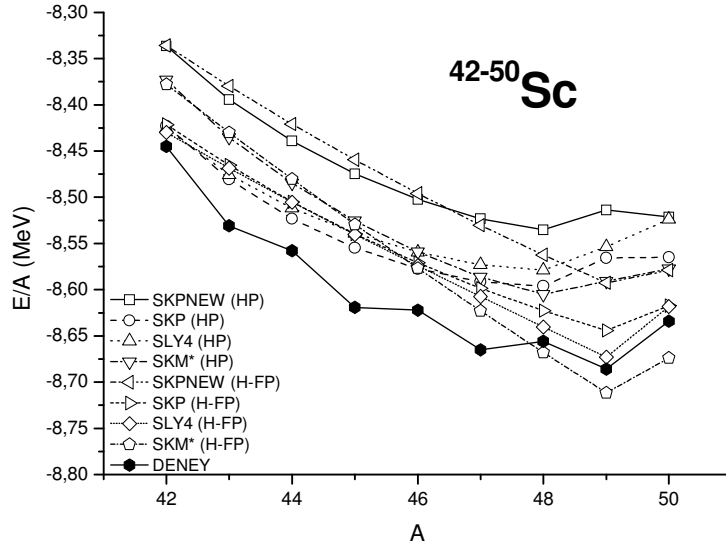
Şekil 3.3 Sc izotoplarının hesaplanan r_n değerleri.

Sc izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.4’de sunulmuştur. Nötron deri kalınlığı değerlerinin artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. $^{42,43}\text{Sc}$ izotopları için hesaplanan t_n değerlerinin negatif çıkması, bu izotoplar için protonların çekirdeğin yüzeyinde nötronlara göre daha yoğun olarak bulunduğunu göstermektedir. ^{44}Sc izotopu için çekirdeğin yüzeyinde nötron ve proton yoğunluklarının yaklaşık aynı olduğu, bu izotoptan sonra artan nötron sayısı ile birlikte t_n değerlerinde artışın olduğu gözlenmektedir.



Şekil 3.4 Sc izotoplarının hesaplanan t_n değerleri.

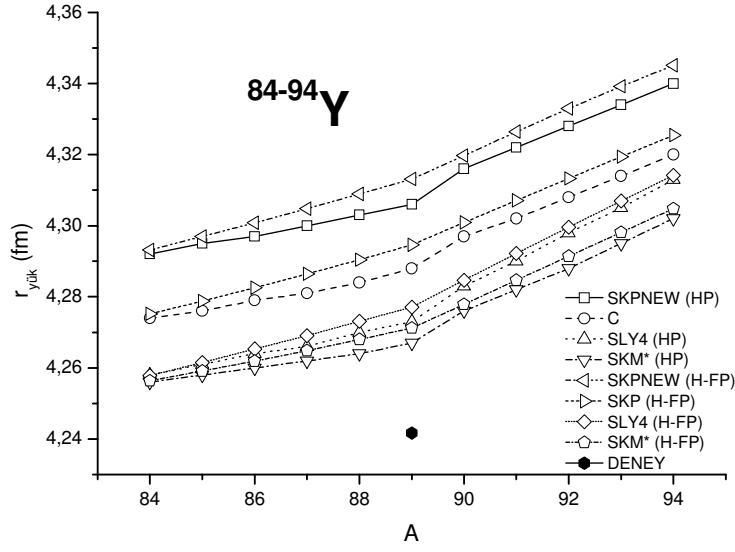
SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.5’de gösterilmiştir. HP ve H-FP yöntemleriyle SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri genel olarak deneyle aynı eğrisel davranışı göstermektedir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneyle diğer parametrelerle hesaplanan E/A değerlerine göre uzak kalmaktadır. En büyük deneysel bağlanma enerjisi beklenildiği gibi sihirli sayıda nötrona sahip ^{49}Sc izotopu için ($\sim -8,686$ MeV) ölçülmüştür. Dolayısıyla ^{49}Sc izotopunun diğer ilgilenilen Sc izotoplarına göre daha kararlı olduğu söylenebilir. Genel olarak SLY4 (H-FP) Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneyle en uyumlu sonuçları vermektedir.



Şekil 3.5 Sc izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması (URL-5 2009).

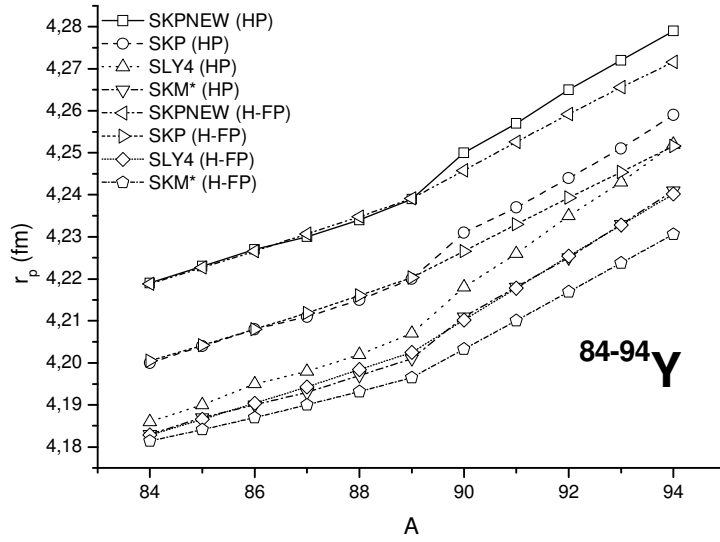
3.3 Y İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

Y izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ ve r_p değerleri, sırasıyla Şekil 3.6 ve Şekil 3.7’de gösterildiği gibi, aynı eğrisel davranışı göstermektedirler. Sadece doğal radyoizotop ^{89}Y (~ 4,242 fm) için deneysel sonuç bulunmaktadır. ^{89}Y izotopu için SKM* (HP) Skyrme kuvvet parametresi kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değeri (4,267 fm) deneyle en yakın sonuçları vermektedir. Her bir izotop için hesaplanan en küçük ve en büyük $r_{yük}$ değeri arasında 0,035 fm lik fark vardır. Hesaplanan en küçük $r_{yük}$ değeri SKM* (HP) parametresi ile hesaplanan ^{84}Y izotopuna (~ 4,256 fm) ait iken, en büyük $r_{yük}$ değeri ^{94}Y izotopu için SKPNEW (H-FP) parametresi (~ 4,345 fm) ile elde edilmektedir. Y izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=39$) olmasına rağmen, $r_{yük}$ değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



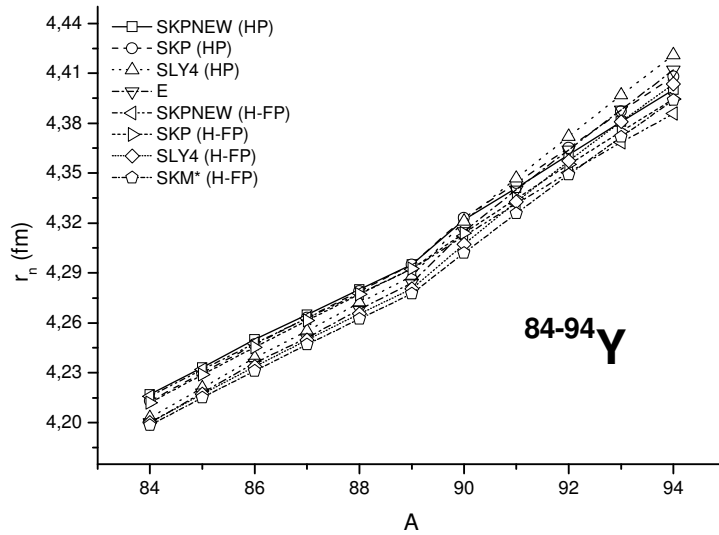
Şekil 3.6 Y izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin deneyle karşılaştırılması (Angeli 2004).

Y izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan r_p değerleri Şekil 3.7’de gösterilmiştir. Her bir izotop için hesaplanan en büyük ve en küçük r_p değeri arasında ortalama 0,04 fm lik bir fark vardır. Y izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=39$) olmasına rağmen, r_p değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



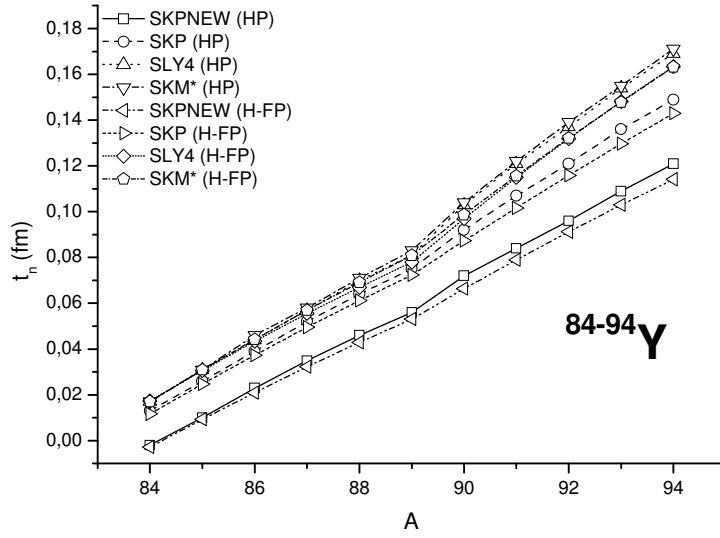
Şekil 3.7 Y izotoplarının hesaplanan r_p değerleri.

Y izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.8’de sunulmuştur. Her bir izotop için hesaplanan en büyük ve en küçük r_n değeri arasında ortalama 0,02 fm lik bir fark vardır. Nötron yoğunluk yarıçapları ^{89}Y izotopuna kadar tüm HP ve H-FP için hesaplamaları hafif bir artış eğiliminde iken, bu izotoptan sonra (N=50) bu eğilimin arttığı gözlenmektedir. Bu hafif artış eğiliminin nedeninin, A>89 izotoplar için nötronların kapalı kabuk yapısından uzaklaşması olduğu söylenebilir.



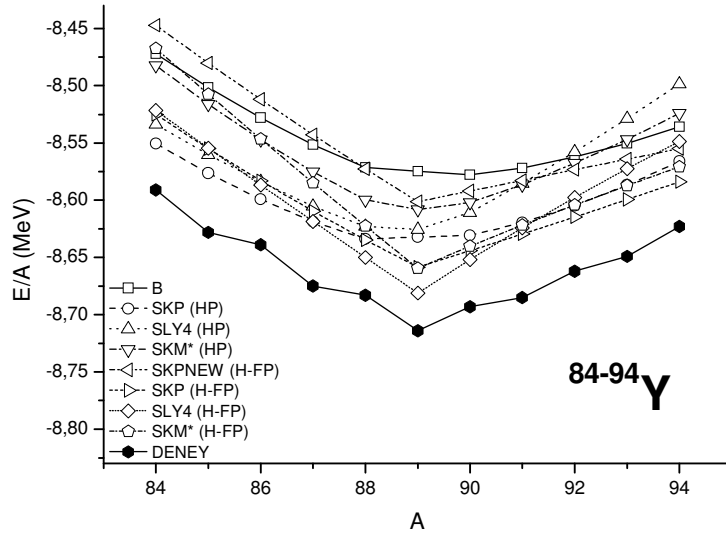
Şekil 3.8 Y izotoplarının hesaplanan r_n değerleri.

Y izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.9’da sunulmuştur. Nötron deri kalınlığı değerlerinin artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. ^{84}Y izotopu için çekirdeğin yüzeyinde nötron ve proton yoğunluklarının yaklaşık aynı olduğu ve bu izotoptan sonra artan nötron sayısı ile birlikte t_n değerlerinde artışın olduğu gözlenmektedir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri ile hesaplanan t_n değerleri birbirine yakın sonuçlar veririrken diğer parametreler ile hesaplanan sonuçlara uzak kalmaktadırlar.



Şekil 3.9 Y izotoplarının hesaplanan t_n değerleri.

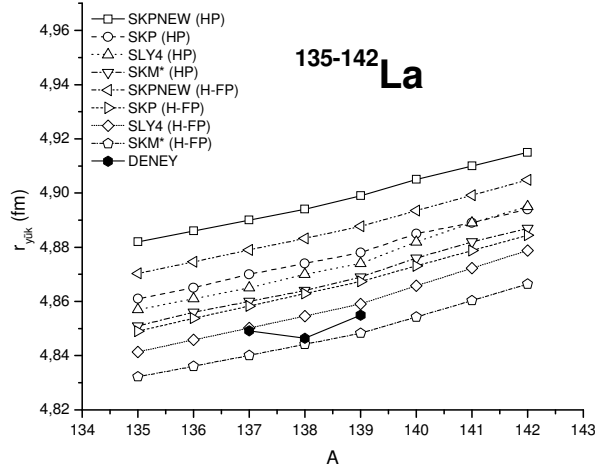
SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.10'da gösterilmiştir. HP ve H-FP programlarıyla SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri genel olarak deneyle aynı eğrisel davranışı göstermektedir. $^{84,85,86}\text{Y}$ izotopları için SKP (HP), ^{87}Y izotopu için SKP (HP) ve SLY4 (H-FP), $^{88,89,90}\text{Y}$ izotopları için SLY4 (H-FP), $^{91-94}\text{Y}$ izotopları için SKP (H-FP) Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneyle en yakın sonuçları vermektedir. En büyük deneysel bağlanma enerjisi değeri beklenildiği gibi doğal ve sihirli sayıda nötrona sahip ^{89}Y izotopu için ($\sim -8,714$ MeV) elde edilmiştir. Hesaplanan en büyük bağlanma enerjisi değerleri de yine bu izotop için elde edilmiş olup $\sim 0,03$ MeV- $\sim 0,15$ MeV aralığında deneye yaklaşan sonuçlar vermişlerdir. $A < 89$ olan Y izotopları için azalma eğiliminde olan E/A değerleri, $A > 89$ olan Y izotopları için artma eğilimindedir. Bunun nedeni ise $A > 89$ izotopları için kapalı kabuk yapısından uzaklaşmasıdır.



Şekil 3.10 Y izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması (URL-5 2009).

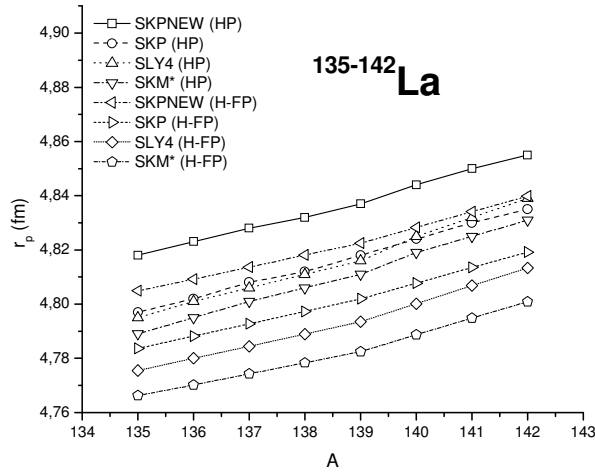
3.4 La İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

La izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ ve r_p değerleri, sırasıyla Şekil 3.11 ve Şekil 3.12’de gösterildiği gibi, aynı eğrisel davranışı göstermektedirler. $^{137,139}\text{La}$ izotopları için SLY4 (H-FP) ve ^{138}La izotopu için SKM* (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri deneyle neredeyse birebir uyumlu sonuçlar vermektedirler. Her bir izotop için hesaplanan en büyük ve en küçük $r_{yük}$ değeri arasında ortalama 0,045 fm lik fark bulunmaktadır. Hesaplanan en küçük $r_{yük}$ değeri ^{135}La izotopu için SKM* (H-FP) (~ 4,832 fm) parametresi ile elde edilirken en büyük $r_{yük}$ değeri ^{142}La izotopu için SKPNEW (H-FP) (~ 4,900 fm) parametresi ile edilmektedir. La izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=57$) olmasına rağmen, $r_{yük}$ değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



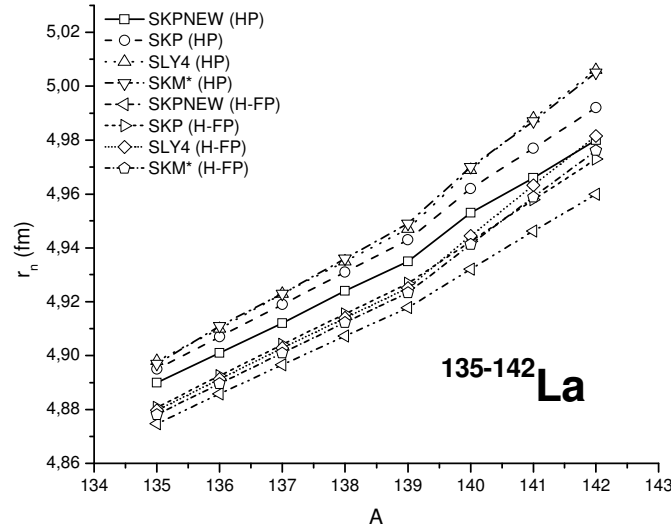
Şekil 3.11 La izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin deneyle karşılaştırılması (Angeli 2004).

La izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan r_p değerleri Şekil 3.12’ de gösterilmiştir. Elimizde hesaplanan sonuçlarla kıyaslanacak deneysel veri ve ROAT sonuçları bulunmamaktadır. Ancak r_p değerleri $r_{yük}$ değerleri ile aynı eğrisel davranışı sergilediğinden hesaplamaların deneyle uyumunu benzer şekilde yorumlayabiliriz. $^{135-142}\text{La}$ izotopları için hesaplanan en büyük değerler SKPNEW (HP) parametresi kullanılarak elde edilirken en küçük değerler ise SKM* (H-FP) parametresi ile elde edilmiştir. La izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=58$) olmasına rağmen, r_p değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



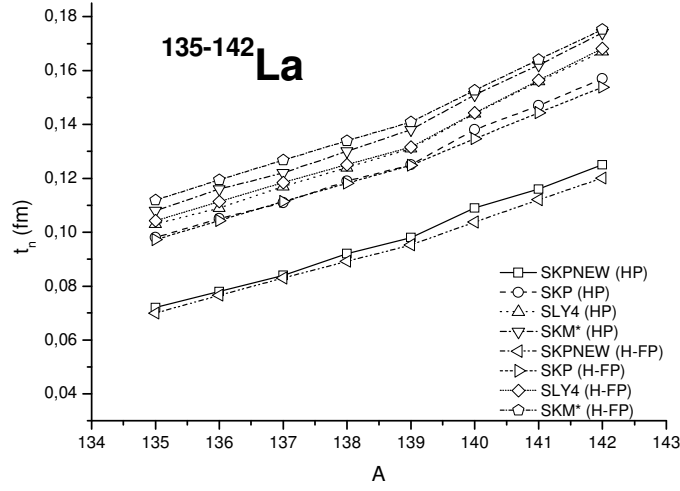
Şekil 3.12 La izotoplarının hesaplanan r_p değerleri.

La izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.13’de sunulmuştur. Nötron yoğunluk yarıçapları ^{139}La izotopuna kadar tüm HP ve H-FP hesaplamaları için birbirine yakın değerlere sahipken, bu izotoptan sonra (N=82) hafif bir eğim göstermektedir. Bu hafif eğimin nedeninin, $A>139$ izotoplar için nötronların kapalı kabuk yapısından uzaklaşması olduğu söylenebilir. HP programıyla hesaplanan r_n değerleri kendi aralarında birbiri ile uyumlu sonuçlar vermektedir. Aynı zamanda, H-FP programı kullanılarak elde edilen r_n değerleri de kendi aralarında birbiri ile uyumlu sonuçlar vermektedir.



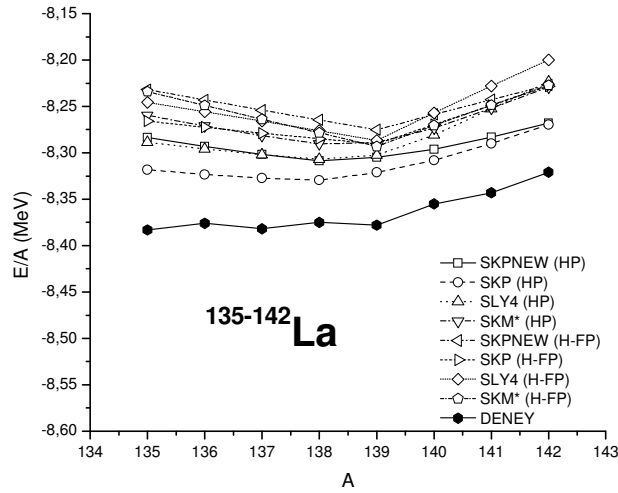
Şekil 3.13 La izotoplarının hesaplanan r_n değerleri.

La izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.14’de sunulmuştur. Nötron deri kalınlığı değerleri artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n değerleri birbirine yakın fakat diğer parametrelerle hesaplanan değerlere göre ortalama her bir izotop için 0,03 fm uzak sonuçlar vermektedir. Hesaplanan t_n değerleri aynı eğrisel davranışı göstermektedirler.



Şekil 3.14 La izotoplarının hesaplanan t_n değerleri.

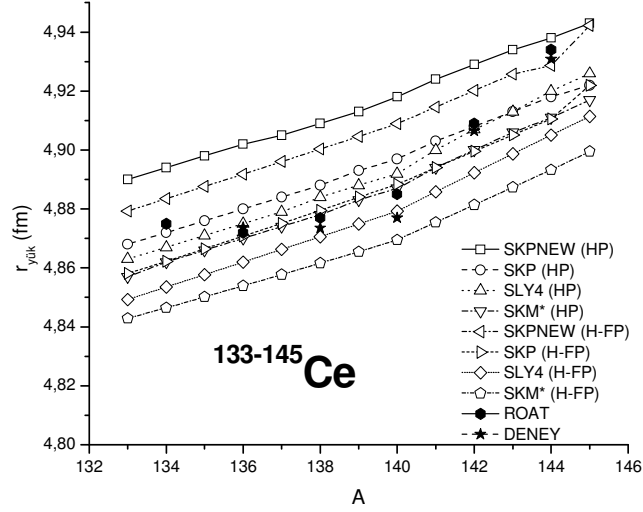
SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.15’de gösterilmiştir. SKP (HP) parametreleriyle hesaplanan E/A değerleri deneyle en yakın sonuçları verirken ayrıca, aynı eğrisel davranışı göstermektedir. E/A değerleri sihirli sayıda nötrona sahip ($N=82$) ^{139}La izotopuna kadar yaklaşık olarak doğrusal bir davranış gösterirken, bu izotoptan sonra hafif bir artma eğilimi göstermektedir. Bu artma eğiliminin nedeninin, $A>139$ izotoplar için nötronların kapalı kabuk yapısından uzaklaşması olduğu söylenebilir. Hesaplanan en büyük deneysel bağlanma enerjisi değeri ^{135}La izotopu için yaklaşık $-8,383$ MeV dir.



Şekil 3.15 La izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması (URL-5 2009).

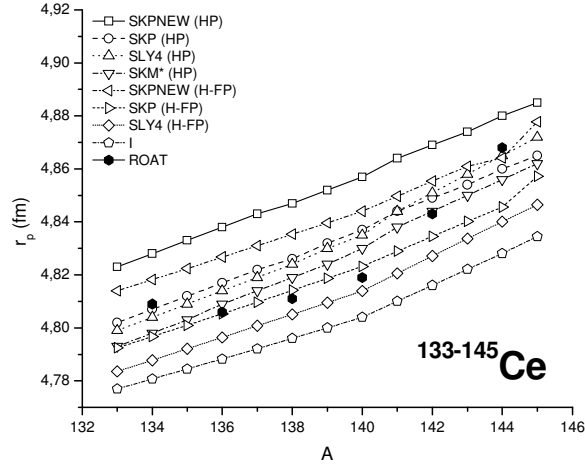
3.5 Ce İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

Ce izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ ve r_p değerleri, sırasıyla Şekil 3.16 ve Şekil 3.17’de gösterildiği gibi, aynı eğrisel davranışı göstermektedirler. SKPNEW (HP) ve SKM* (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri deney ve ROAT sonuçlarıyla diğer parametrelerle hesaplanan sonuçlara göre uyumlu değildir. 136,142 Ce izotopları için SLY4 (HP), 138,140 Ce izotopları için SLY4 (H-FP) ve 144 Ce izotopları için SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri deneyle birebir örtüşmektedir. Ce izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=58$) olmasına rağmen, $r_{yük}$ değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



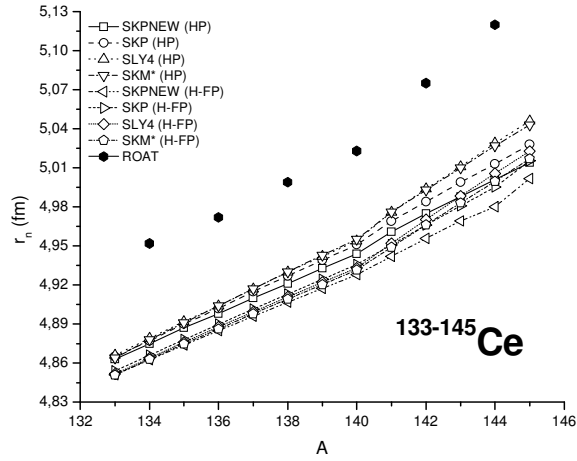
Şekil 3.16 Ce izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin ROAT sonuçları (Lalazissis et al. 1999) ve deneyle (Angeli 2004) karşılaştırılması.

Ce izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan r_p değerleri ve ROAT sonuçları Şekil 3.17’de gösterilmiştir. Elimizdeki mevcut ROAT sonuçları ile 134 Ce izotopları için SKP (HP), 136,138,140 Ce izotopları için SKP (H-FP), 142 Ce izotopları için SKM* (HP) ve 144 Ce izotopları için SKPNEW (H-FP) parametreleriyle hesaplanan değerler örtüşmektedir. Ce izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=58$) olmasına rağmen, r_p değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



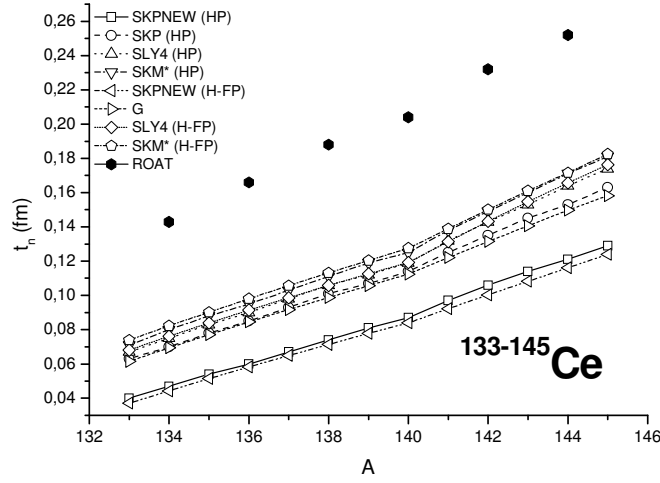
Şekil 3.17 Ce izotoplarının hesaplanan r_p değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

Ce izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.18'de sunulmuştur. Nötron yoğunluk yarıçapları ^{140}Ce izotopuna kadar tüm HP ve H-FP hesaplamaları için birbirine yakın değerlere sahipken, bu izotoptan sonra (sihirli sayıda nötrona sahip, $N=82$) hafif bir eğim göstermektedir. Bu hafif eğimin nedeninin, $A>140$ izotoplar için nötronların kapalı kabuk yapısından uzaklaşması olduğu söylenebilir. Ayrıca, SLY4 (HP) ve SKM* (HP) kuvvet parametreleri kullanılarak hesaplanan r_n değerleri, diğer parametreler kullanılarak hesaplanan r_n değerlerine göre ROAT sonuçlarına en yakın sonuçları vermektedir. Ayrıca, bu değerler her bir izotop için ROAT'a ortalama 0,07 fm yaklaşmıştır.



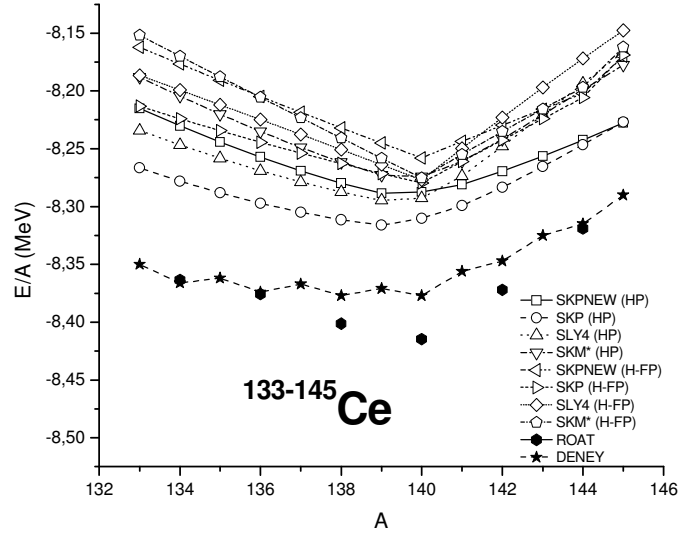
Şekil 3.18 Ce izotoplarının hesaplanan r_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

Ce izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.19’da sunulmuştur. Nötron deri kalınlığı değerlerinin artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. Tüm parametrelerle hesaplanan t_n değerleri ROAT sonuçları ile uzak kalsa da aynı eğrisel davranışı göstermektedir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n sonuçları birbirine yakın fakat diğer parametrelerle hesaplanan değerlere(ortalama her bir izotop için 0,03 fm) ve ROAT sonuçlarına (ortalama her bir izotop için 0,1 fm) uzak kalmaktadır. ROAT sonuçları ile SKM* (HP) ve SKM* (H-FP) parametreleri ile hesaplanan t_n değerleri en uyumlu sonuçları vermektedir.



Şekil 3.19 Ce izotoplarının hesaplanan t_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

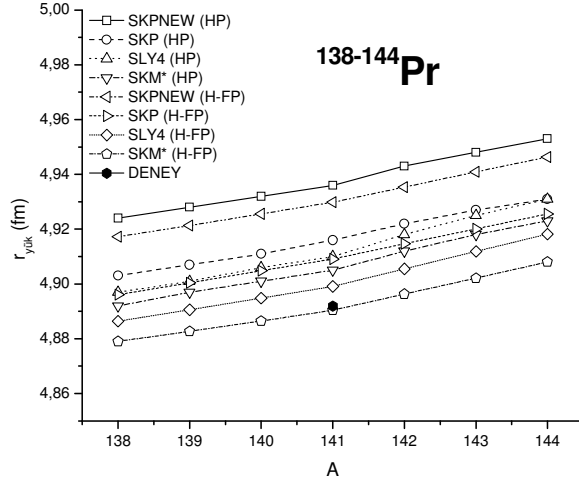
SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.20’de gösterilmiştir. HP ve H-FP yöntemleriyle SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri genel olarak ROAT sonuçlarına göre deneye uzak kalsa da deney sonuçları ile aynı eğrisel davranışı göstermektedir. ROAT sonuçları genel olarak deneye uyumlu olup tek sihirli ^{140}Ce izotopu ve civarında azda olsa sapmaya uğramıştır. En büyük deneysel bağlanma enerjisi değeri ^{140}Ce izotopu için $-8,377$ MeV dir. Buda doğada en bol bulunan ve sihirli sayıda nötrona sahip olan bu izotopun, ilgilenilen diğer Ce izotoplarına göre daha kararlı yapıda olduğunu göstermektedir. Her bir izotop için hesaplanan bağlanma enerjisi değerleri ortalama olarak deneysel sonuçlara $0,05$ MeV lik yakınlıkta sonuçlar vermiştir. $A < 140$ olan Ce izotopları için SLY4 (HP) ve SKP (HP) Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneye en yakın sonuçları vermektedir. $A > 140$ olan Ce izotopları için ise SKP (HP) ve SKPNEW (HP) Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneye diğer parametrelere göre daha iyi uyum göstermektedir.



Şekil 3.20 Ce izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin ROAT sonuçları (Lalazissis et al. 1999) ve deneyle (URL-5 2009) karşılaştırılması.

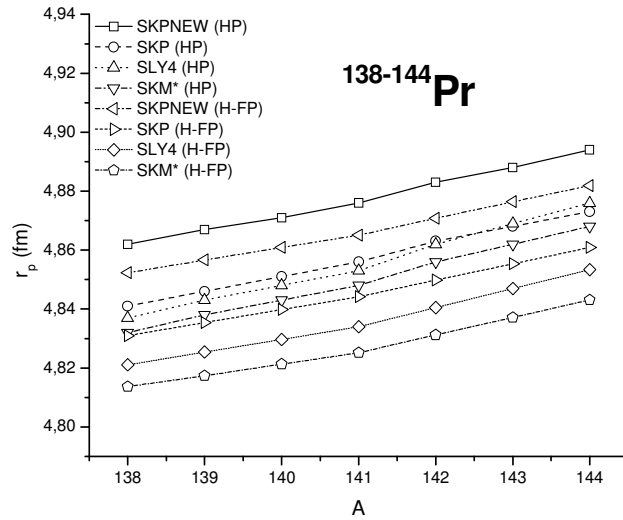
3.6 Pr İZOTOPLARININ E/A , $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

Pr izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ ve r_p değerleri, sırasıyla Şekil 3.21 ve Şekil 3.22’de gösterildiği gibi, aynı eğrisel davranışı göstermektedirler. Sadece doğal izotop olan ^{141}Pr için deneysel sonuç ($\sim 4,892$ fm) vardır. ^{141}Pr izotopu için SKM* (H-FP) parametresi kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değeri birebir örtüşmektedir. Hesaplanan en küçük $r_{yük}$ değeri ^{138}Pr izotopu için SKM* (H-FP) parametresi ($\sim 4,88$ fm) ile elde edilir iken hesaplanan en büyük $r_{yük}$ değeri ^{144}Pr izotopu için SKPNEW (H-FP) parametresi ($\sim 4,946$ fm) ile elde edilmektedir. Pr izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=59$) olmasına rağmen, $r_{yük}$ değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



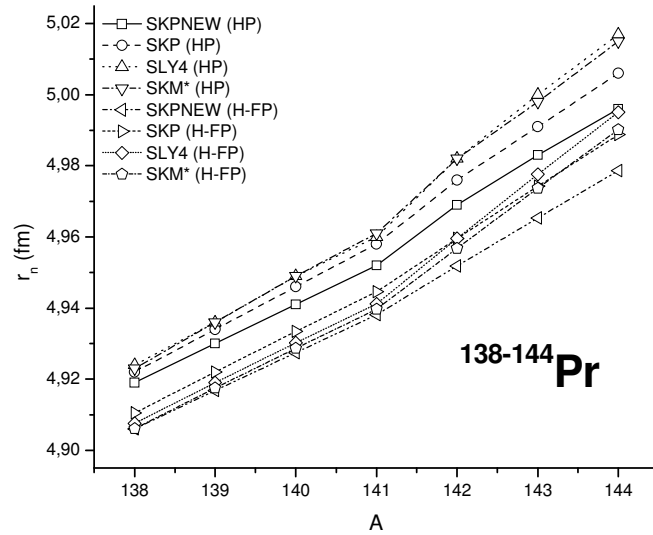
Şekil 3.21 Pr izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin deneyle karşılaştırılması (Angeli 2004).

Pr izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan r_p değerleri Şekil 3.22’de gösterilmiştir. Elimizde hesaplanan sonuçlarla kıyaslanacak deneysel veri ve ROAT sonuçları bulunmamaktadır. Ancak r_p değerleri r_n değerleri ile benzer eğrisel davranışı sergilediğinden hesaplamaların deneyle uyumu benzer şekilde yorumlanabilir Her bir izotop için hesaplanan en büyük ve en küçük r_p değeri arasında ortalama 0,05 fm fark vardır. Pr izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=59$) olmasına rağmen, r_p değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



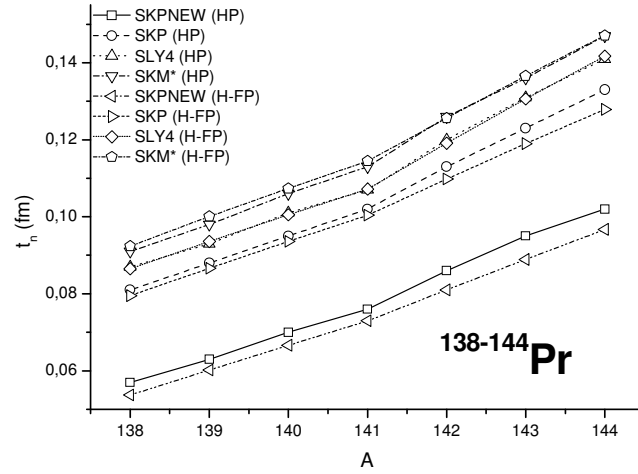
Şekil 3.22 Pr izotoplarının hesaplanan r_p değerleri.

Pr izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.23'de sunulmuştur. Nötron yoğunluk yarıçapları ^{141}Pr izotopuna kadar tüm HP ve H-FP hesaplamaları için birbirine yakın değerlere sahip ve hafif bir artış eğiliminde iken, bu izotoptan sonra (sihirli sayıda nötrona sahip, $N=82$) bu eğilimin arttığı görülmektedir. Bu artışın nedeninin, $A>141$ izotoplar için nötronların kapalı kabuk yapısından uzaklaşması olduğu söylenebilir. HP programıyla hesaplanan r_n değerleri kendi aralarında birbiri ile uyumlu sonuçlar verirken H-FP programı kullanılarak hesaplanan r_n değerleri de kendi aralarında birbiri ile uyumlu sonuçlar vermektedir. Hesaplanan en küçük r_n değeri ^{138}Pr izotopu için SKPNEW (H-FP) ve SKM* (H-FP) parametresi ($\sim 4,906$ fm) ile elde edilir iken hesaplanan en büyük $r_{\text{yük}}$ değeri ^{144}Pr izotopu için SLY4 (HP) parametresi ($\sim 5,017$ fm) ile elde edilmektedir.



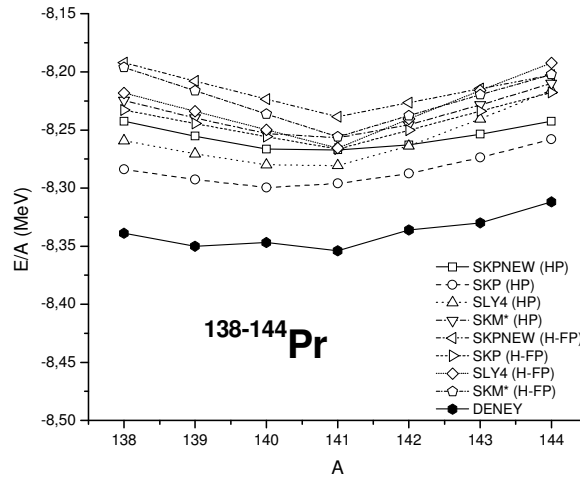
Şekil 3.23 Pr izotoplarının hesaplanan r_n değerleri.

Pr izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.24'de sunulmuştur. Nötron deri kalınlığı değerlerinin artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n değerleri birbirine yakın fakat diğer parametrelerle hesaplanan değerlere göre uzak (her bir izotop için ortalama 0,03 fm) sonuçlar verseler de aynı eğrisel davranışı göstermektedirler.



Şekil 3.24 Pr izotoplarının hesaplanan t_n değerleri.

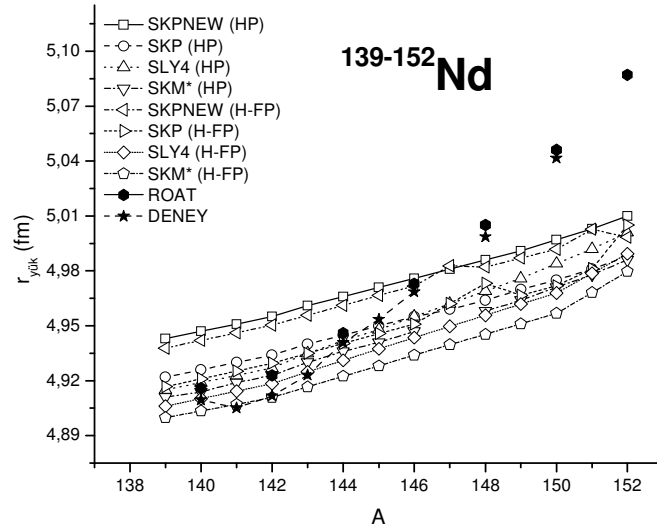
SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.25’de gösterilmiştir. SKP (HP) parametreleriyle hesaplanan E/A değerleri deneyle en yakın sonuçları verirken (her bir izotop ortalama 0,05 MeV) aynı zamanda benzer eğrisel davranış sergilemektedir göstermektedir. E/A değerleri ^{141}Pr izotopuna kadar yaklaşık doğrusal bir davranış gösterirken, bu izotoptan sonra (sihirli sayıda nötrona sahip, $N=82$) hafif bir artma eğilimi göstermektedir. Bu artma eğiliminin nedeninin, $A>141$ izotoplar için nötronların kapalı kabuk yapısından uzaklaşması olduğu söylenebilir. Ayrıca beklenildiği gibi doğal ve sihirli izotop olan ^{141}Pr en büyük deneysel bağlanma enerjisi (-8,354 MeV) değerine sahiptir. Buda ^{141}Pr in en kararlı Pr izotopu olduğunu göstermektedir.



Şekil 3.25 Pr izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması (URL-5 2009).

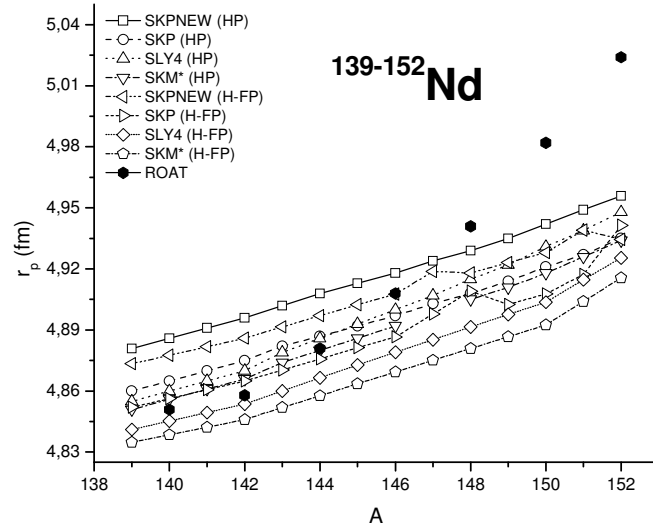
3.7 Nd İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

Nd izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ ve r_p değerleri, sırasıyla Şekil 3.26 ve Şekil 3.27'de gösterildiği gibi, aynı eğrisel davranışı göstermektedirler. Deneysel ve ROAT sonuçları da birbirine benzer eğrisel davranış göstermektedir. 140,143 Nd izotopları için SLY4 (H-FP), 141,142 Nd izotopları için SKM* (H-FP), 144 Nd izotopu için SKP (H-FP), 145 Nd izotopu için SKP (HP), 145 Nd izotopu için SKPNEW (H-FP) kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri deneyle birebir örtüşmektedir. $^{148-150}$ Nd izotopları için hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin mevcut deneysel veriler ve ROAT sonuçlarından giderek uzaklaştığı görülmektedir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri ile hesaplanan $r_{yük}$ değerleri birbirleri ile uyumlu sonuçlar verirken, diğer parametreler kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerlerine her bir izotop için ortalama 0,03 fm uzak sonuçlar vermektedir. Nd izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=60$) olmasına rağmen, $r_{yük}$ değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



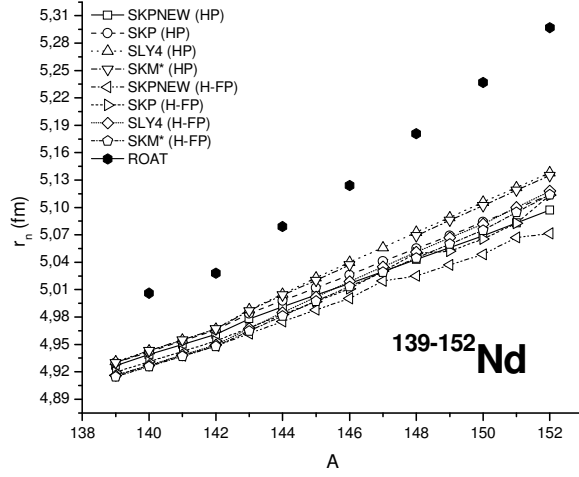
Şekil 3.26 Nd izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin ROAT sonuçları (Lalazissis et al. 1999) ve deneyle (Angeli 2004) karşılaştırılması.

Nd izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan r_p değerleri ve ROAT sonuçları Şekil 3.27’de gösterilmiştir. $^{140,144}\text{Nd}$ izotopları için SKM* (HP), ^{142}Nd izotopu için SLY4 (H-FP), ^{146}Nd izotopu için SKPNEW (H-FP) parametreleri ile hesaplanan r_p değerleri ROAT sonuçları ile birebir uyuşmaktadır. Her bir izotop için hesaplanan en büyük ve en düşük r_p değeri arasında 0,05 fm lik bir fark bulunmaktadır. Nd izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=60$) olmasına rağmen, r_p değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



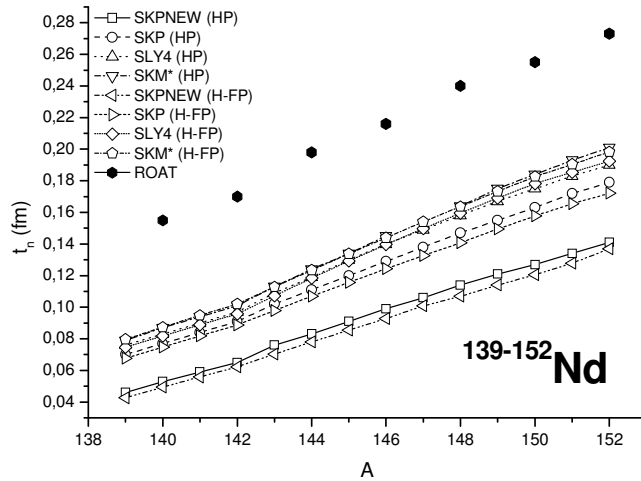
Şekil 3.27 Nd izotoplarının hesaplanan r_p değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

Nd izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.28’de sunulmuştur. Nötron yoğunluk yarıçapları ^{141}Nd izotopuna kadar tüm HP ve H-FP hesaplamaları için birbirine yakın değerlere sahipken, bu izotoptan sonra (sihirli sayıda nötrona sahip, $N=82$) hafif bir artış eğilimi göstermektedir. Bu eğilimin nedeninin, $A>142$ izotoplar için nötronların kapalı kabuk yapısından uzaklaşması söylenebilir. Ayrıca, SLY4 (HP) ve SKM* (HP) kuvvet parametreleriyle kullanılarak hesaplanan r_n değerleri ROAT sonuçlarına en yakın sonuçları vermektedir. Her bir izotop için hesaplanan r_n değeri ortalama olarak ROAT sonuçlarından 0,1 fm uzak kalmaktadır.



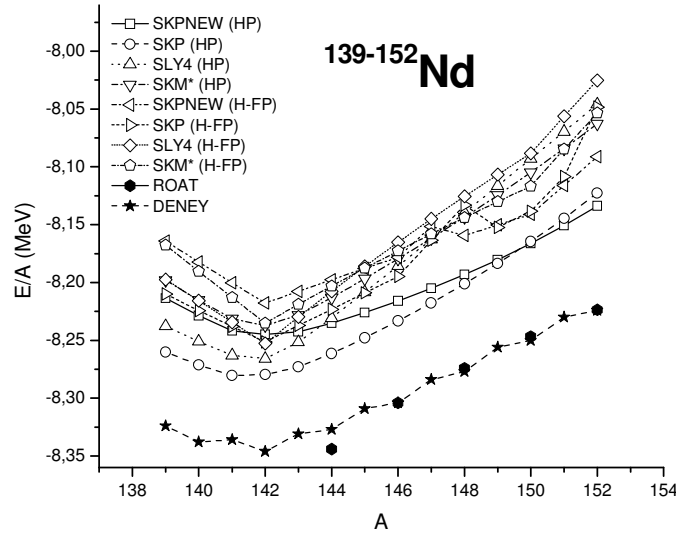
Şekil 3.28 Nd izotoplarının hesaplanan r_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

Nd izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.29’da sunulmuştur. Nötron deri kalınlığı değerlerinin artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. Tüm parametrelerle hesaplanan t_n değerleri ROAT sonuçları ile uzak kalsa da benzer eğrisel davranış göstermektedir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n sonuçları birbirine yakın, fakat diğer parametrelerle hesaplanan değerlere ve ROAT sonuçlarına uzak kalmaktadır. ROAT sonuçları ile SKM* (HP) ve SKM* (H-FP) parametreleri ile hesaplanan t_n değerleri en uyumlu sonuçları vermektedir.



Şekil 3.29 Nd izotoplarının hesaplanan t_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

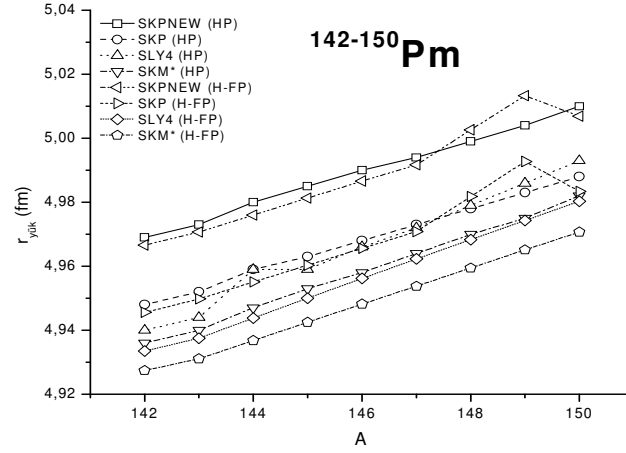
SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.30'da gösterilmiştir. HP ve H-FP yöntemleriyle SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri, genel olarak ROAT sonuçlarına göre deneye uzak kalsa da deney sonuçları ile aynı eğrisel davranışı göstermektedir. A<142 olan. Nd izotopları için SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri hafif bir artış eğilimindedir. A>142 olan. Nd izotopları için ise SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri hızlı bir şekilde azalma eğilimindedir. Bu azalma eğiliminin nedeninin, A>142 izotoplar için nötronların kapalı kabuk yapısından uzaklaşması olduğu söylenebilir. En büyük deneysel bağlanma enerjisi değeri doğada en bol bulunan ve sihirli sayıda nötrona sahip ¹⁴²Nd izotopuna aittir (-8,346 MeV). Buda ¹⁴²Nd izotopunun ilgilenilen diğer Nd izotoplarına göre daha kararlı yapıya sahip olduğunu göstermektedir. Ayrıca genel olarak SKP (HP) parametresi kullanılarak hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjisi değerleri diğer parametrelere kıyasla deney ve ROAT'a en yakın sonuçları vermiştir. Her bir izotop için SKP (HP) parametresi ile hesaplanan bağlanma enerjisi değerleri, deneysel verilere ortalama olarak 0,07 MeV yakın sonuçlar vermişlerdir.



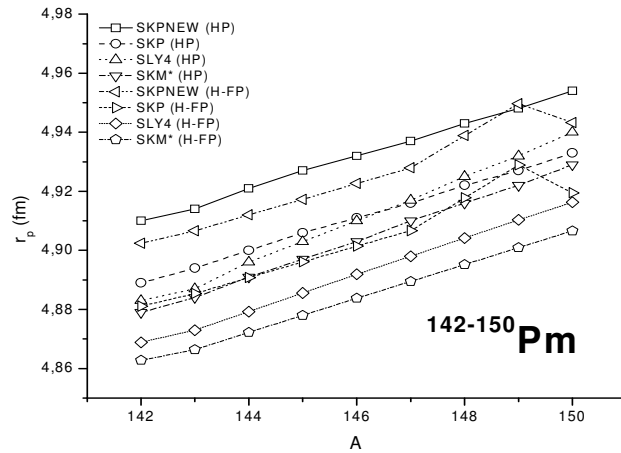
Şekil 3.30 Nd izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin ROAT sonuçları (Lalazissis et al. 1999) ve deneyle (URL-5 2009) karşılaştırılması.

3.8 Pm İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

Pm izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ ve r_p değerleri, sırasıyla Şekil 3.31 ve Şekil 3.32’de gösterildiği gibi, aynı eğrisel davranışı göstermektedirler. Pm izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=61$) olmasına rağmen, $r_{yük}$ ve r_p değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır. Ayrıca $r_{yük}$ değerleri r_p değerlerinden daha büyüktür. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) ile hesaplanan $r_{yük}$ değerleri birbiri ile uyumlu iken, diğer parametreler kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerlerine her bir izotop için ortalama 0,03 fm uzak kalmaktadır. Öte yandan her bir izotop için hesaplanan en büyük ve en küçük r_p değeri arasında 0,05 fm fark bulunmaktadır.

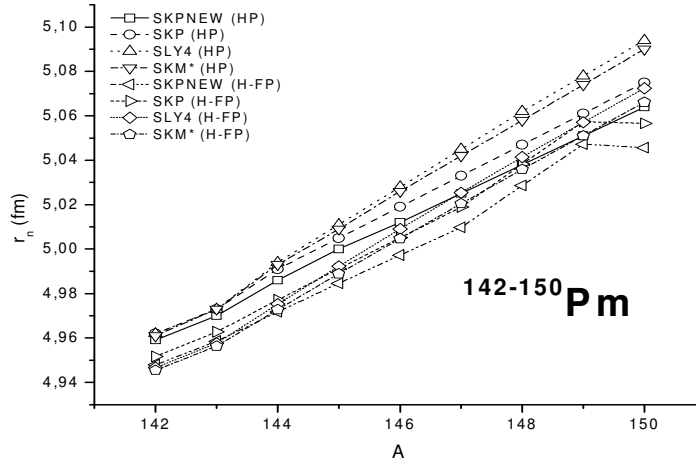


Şekil 3.31 Pm izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerleri.



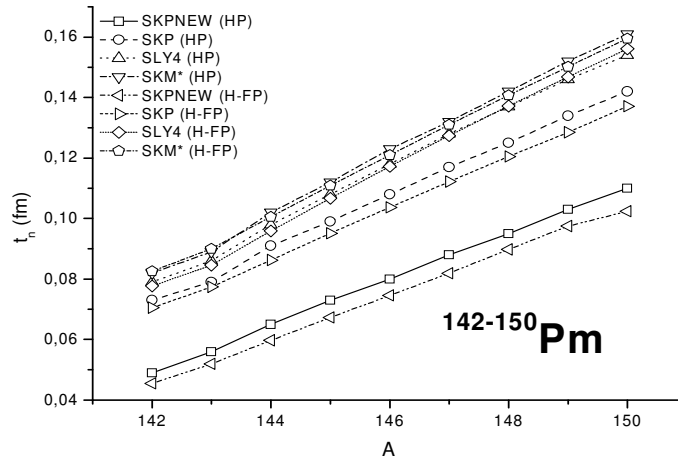
Şekil 3.32 Pm izotoplarının hesaplanan r_p değerleri.

Pm izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.33’de sunulmuştur. Nötron yoğunluk yarıçapları ^{143}Pm izotopuna kadar tüm HP ve H-FP hesaplamaları için birbirine yakın değerlere sahipken, bu izotoptan sonra (sihirli sayıda nötrona sahip, $N=82$) hafif bir eğim göstermektedir. Bu hafif eğimin nedeninin, $A>143$ izotoplar için nötronların kapalı kabuk yapısından uzaklaşması olduğu söylenebilir.



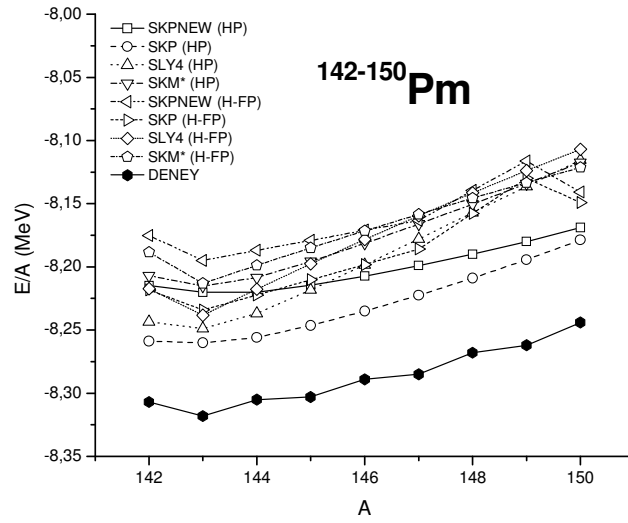
Şekil 3.33 Pm izotoplarının hesaplanan r_n değerleri.

Pm izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.34’de sunulmuştur. Nötron deri kalınlığı değerlerinin artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n değerleri birbirine yakın fakat diğer parametrelerle hesaplanan değerlere göre farklı sonuçlar verseler de aynı eğrisel davranışı göstermektedirler.



Şekil 3.34 Pm izotoplarının hesaplanan t_n değerleri.

SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.35’de gösterilmiştir. HP ve H-FP yöntemleriyle SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri genel olarak deneyle aynı eğrisel davranışı göstermektedir. $^{142-150}\text{Pm}$ izotopları için ise SKP (HP) Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneyle en yakın sonuçları vermektedir. Her bir izotop için SKP (HP) parametresi kullanılarak hesaplanan bağlanma enerjisi değerleri deneye ortalama 0,05 MeV yaklaşmıştır. En büyük deneysel Bağlanma enerjisi değeri sihirli sayıda nötrona sahip ^{143}Pm izotopu için (-8,318 MeV) elde edilmiştir.

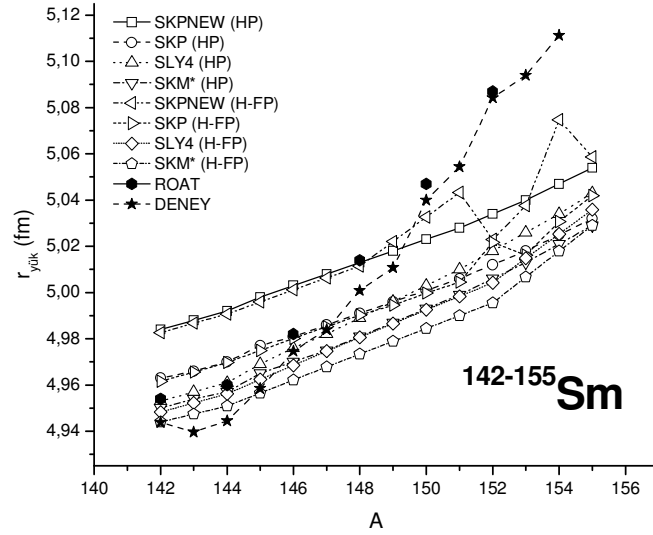


Şekil 3.35 Pm izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması (URL-5 2009).

3.9 Sm İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

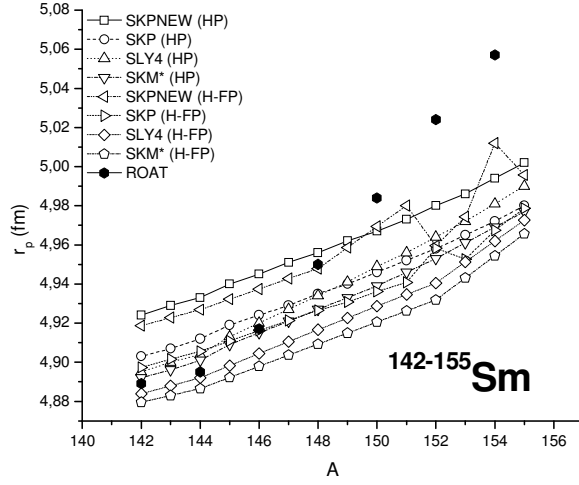
Sm izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ ve r_p değerleri, sırasıyla Şekil 3.36 ve Şekil 3.37’de gösterildiği gibi, aynı eğrisel davranışı göstermektedirler. $A < 148$ Sm izotopları için SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri deneyle ve ROAT sonuçlarına diğer parametrelere göre uzak kalırken $A \geq 148$ Sm izotopları için SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri deneyle ve ROAT sonuçlarına en yakın sonuçları vermiştir. $^{142,145}\text{Sm}$ izotopları için SKM*

(H-FP), ^{146}Sm izotopu için SLY4 (HP) ve ^{147}Sm izotopu için SKP (HP), SKP (H-FP) ve SLY4(HP) parametreleri kullanılarak hesaplanan $r_{\text{yük}}$ değerleri deneyle birebir örtüşmektedir. $^{143,144}\text{Sm}$ izotopu için SKM* (H-FP) parametresi kullanılarak hesaplanan $r_{\text{yük}}$ değeri deneye en yakın sonucu vermektedir.



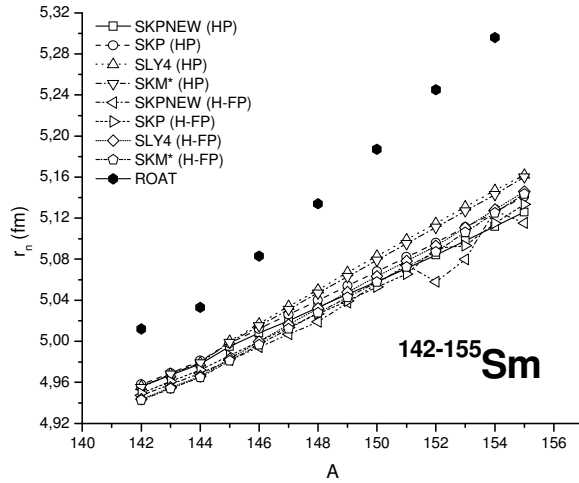
Şekil 3.36 Sm izotoplarının hesaplanan $r_{\text{yük}}$ değerlerinin ROAT sonuçları (Lalazissis et al. 1999) ve deneyle (Angeli 2004) karşılaştırılması.

Sm izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan r_p değerleri ve ROAT sonuçları Şekil 3.37'de gösterilmiştir. Elimizdeki mevcut ROAT sonuçlarına, $^{142,144}\text{Ce}$ izotopları için SLY4 (H-FP), SKM* (HP), ^{146}Sm izotopu için SKP (H-FP), ^{148}Sm izotopu için SKPNEW (H-FP) ve $A > 148$ Sm izotopları için SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleriyle hesaplanan değerler en yakın sonuçları vermektedir. Her bir izotop için hesaplanan en büyük ve en küçük r_p değeri arasında ortalama 0,04 fm lik bir fark bulunmaktadır. Sm izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=62$) olmasına rağmen, r_p değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



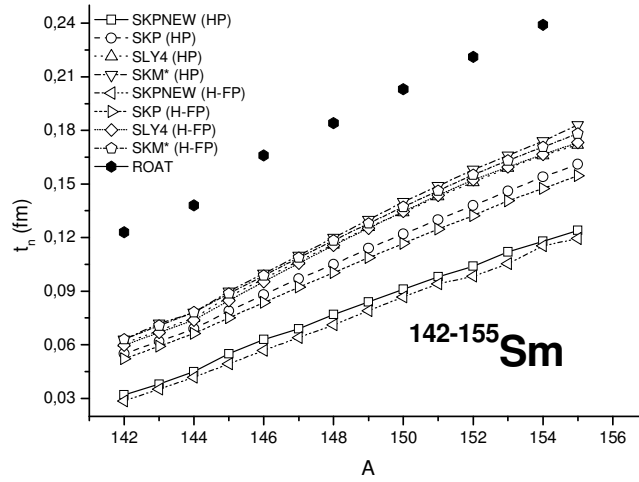
Şekil 3.37 Sm izotoplarının hesaplanan r_p değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

Sm izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.38’de sunulmuştur. Nötron yoğunluk yarıçapları ^{144}Sm izotopuna kadar tüm HP ve H-FP hesaplamaları için birbirine yakın değerlere sahipken, bu izotoptan sonra (sihirli sayıda nötrona sahip, $N=82$) hafif bir eğim göstermektedir. Bu hafif eğimin nedeninin, $A > 140$ izotoplar için nötronların kapalı kabuk yapısından uzaklaşması olduğu söylenebilir. Ayrıca, SLY4 ve SKM* kuvvet parametreleriyle kullanılarak HP programıyla hesaplanan r_n değerleri ROAT sonuçları ile diğer parametrelere göre daha uyumludur. Her bir izotop için hesaplanan r_n değeri ROAT’dan ortalama 0,07 fm uzak kalmaktadır.



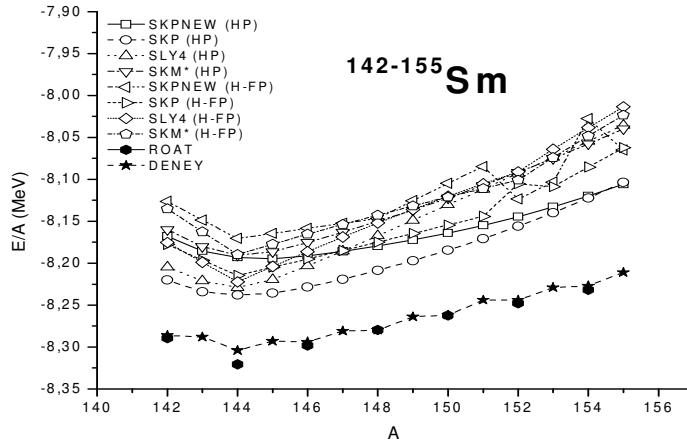
Şekil 3.38 Sm izotoplarının hesaplanan r_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

Sm izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.39’da sunulmuştur. Nötron deri kalınlığı değerlerinin artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. Tüm parametrelerle hesaplanan t_n değerleri ROAT sonuçları ile uzak kalsa da aynı eğrisel davranışı göstermektedir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n sonuçları birbirine yakın fakat diğer parametrelerle hesaplanan değerlere (her bir izotop başına ortalama 0,06 fm) ve ROAT sonuçlarına (her bir izotop başına ortalama 0,09 fm) uzak kalmaktadır. ROAT sonuçları ile SKM* (HP) ve SKM* (H-FP) parametreleri ile hesaplanan t_n değerleri en uyumlu sonuçları vermektedir.



Şekil 3.39 Sm izotoplarının hesaplanan t_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

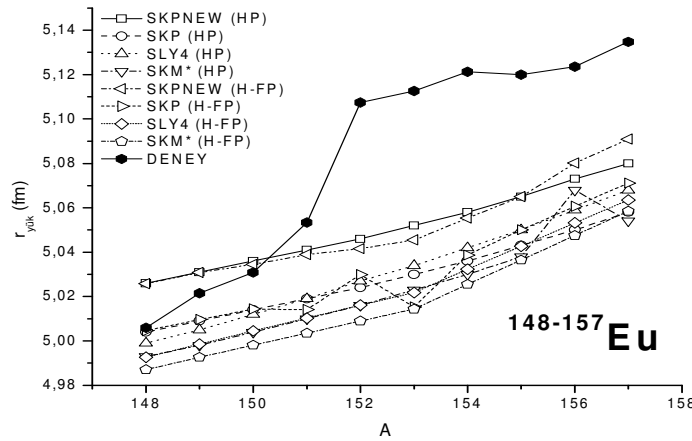
SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.40’da gösterilmiştir. HP ve H-FP yöntemleriyle SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri genel olarak ROAT sonuçlarına göre deneye uzak kalsa da deney sonuçları ile aynı eğrisel davranışı göstermektedir. ROAT sonuçları genel olarak deneye uyumlu olup tek sihirli ^{144}Sm izotopunda azda olsa sapmaya uğramıştır. En büyük deneysel bağlanma enerjisi değeri sihirli sayıda nötrona sahip olan ^{144}Sm izotopudur (-8,321 MeV). Buda ^{142}Nd izotopunun en kararlı yapıya sahip olduğunu göstermektedir. Ayrıca genel olarak SKP (HP) parametresi kullanılarak hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjisi değerleri diğer parametrelere kıyasla deney ve ROAT’a en yakın sonuçları vermiştir. Her bir izotop için SKP (HP) parametresi ile hesaplanan bağlanma enerjisi değerleri, deneysel verilere ortalama 0,06 MeV yakın sonuçlar vermişlerdir.



Şekil 3.40 Sm izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin ROAT sonuçları (Lalazissis et al. 1999) ve deneyle (URL-5 2009) karşılaştırılması.

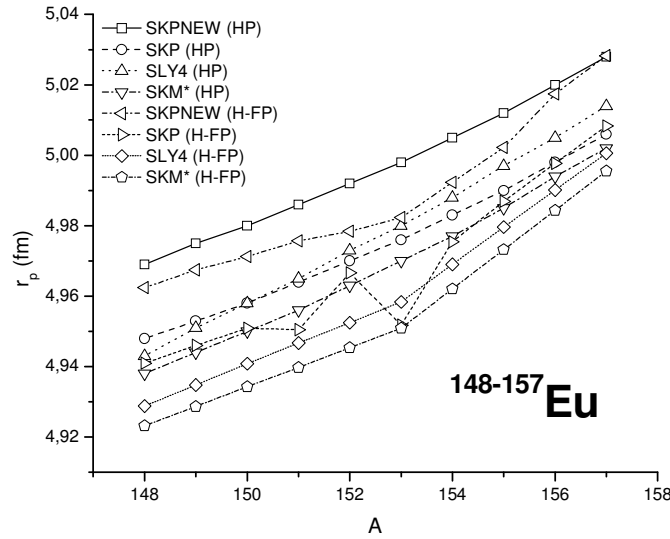
3.10 Eu İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

Eu izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ ve r_p değerleri, sırasıyla Şekil 3.41 ve Şekil 3.42’de gösterildiği gibi, aynı eğrisel davranışı göstermektedirler. ^{148}Eu izotopu için SKP (HP) ve SKP (H-FP) kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri deneyle uyuşmakta iken $A > 148$ Eu izotopları için SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP), parametreleri kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri deneyle en yakın sonuçları vermektedir. Eu izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=63$) olmasına rağmen, $r_{yük}$ değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



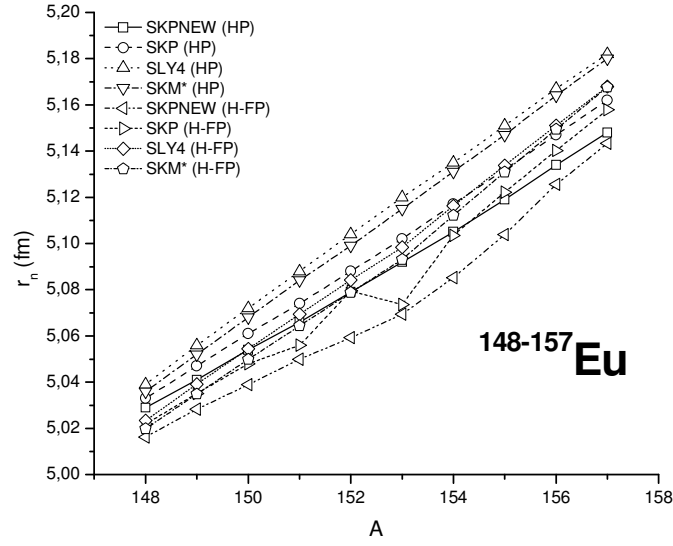
Şekil 3.41 Eu izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin deneyle karşılaştırılması (Angeli 2004).

Eu izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan r_p değerleri Şekil 3.42’de gösterilmiştir. Hesaplanan en küçük r_p değeri ^{148}Eu izotopu için ($\sim 4,92$ fm) SKM* (H-FP) ile en büyük r_p değeri ^{157}Eu izotopu için ($\sim 5,03$ fm) SKPNEW (H-FP) ile edilmiştir. Her bir izotop için hesaplanan en küçük ve en büyük r_p değeri arasında ortalama 0,04 fm fark bulunmaktadır. Eu izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=63$) olmasına rağmen, r_p değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



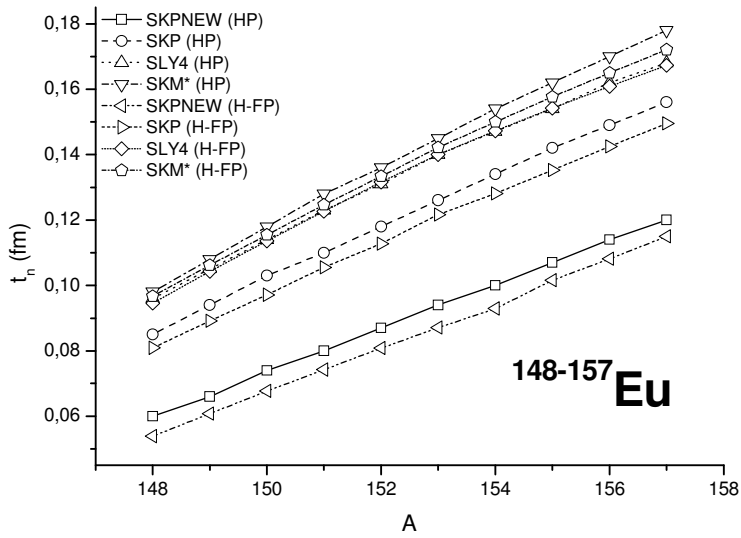
Şekil 3.42 Eu izotoplarının hesaplanan r_p değerleri.

Eu izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.43’de sunulmuştur. Hesaplanan en küçük r_n değeri ^{148}Eu izotopu için ($\sim 5,14$ fm) SKPNEW (H-FP) ile en büyük r_n değeri ^{157}Eu izotopu için ($\sim 5,18$ fm) SLY4 (HP) ile edilmiştir. Her bir izotop için hesaplanan en küçük ve en büyük r_n değeri arasında ortalama 0,04 fm fark bulunmaktadır. Eu izotopları serisi için hesaplanan r_n değerleri birbirine yakın sonuçlar vermektedir ve nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



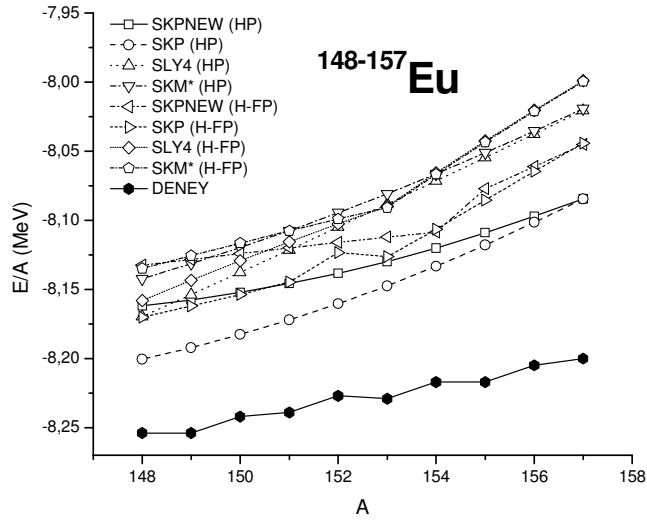
Şekil 3.43 Eu izotoplarının hesaplanan r_n değerleri.

Eu izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.44'de sunulmuştur. Nötron deri kalınlığı değerlerinin artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. SKPNEW (HP) ile SKPNEW (H-FP) ve SKP (HP) ile SKP (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n değerleri kendi aralarında birbirine yakın sonuçlar verirken, bu sonuçlar diğer dört parametreyle hesaplanan t_n değerlerinden uzak kalmaktadır. Tüm parametrelerle hesaplanan t_n değerleri aynı eğrisel davranışı sergilemektedir.



Şekil 3.44 Eu izotoplarının hesaplanan t_n değerleri.

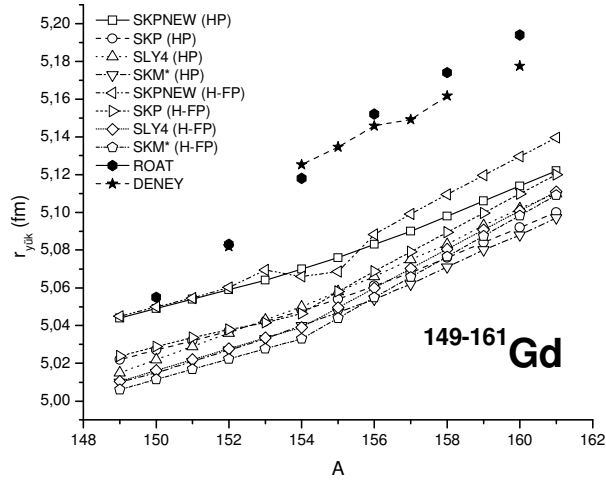
SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.45’de gösterilmiştir. Eu izotopları serisi için SKP (HP) Skyrme kuvvet parametresi kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneyle daha uyumlu sonuçlar vermiştir. Her bir izotop için SKP (HP) parametresi kullanılarak hesaplanan bağlanma enerjisi değerleri deneye ortalama 0,07 MeV yaklaşmıştır. En büyük deneysel bağlanma enerjisi değeri $^{148,149}\text{Eu}$ izotopları için (-8,254 MeV) elde edilmiştir. Buda bu izotopların, bağlanma enerjisi değerleri hesaplanan diğer izotoplara göre daha karalı yapıya sahip olduklarını göstermektedir.



Şekil 3.45 Eu izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması (URL-5 2009).

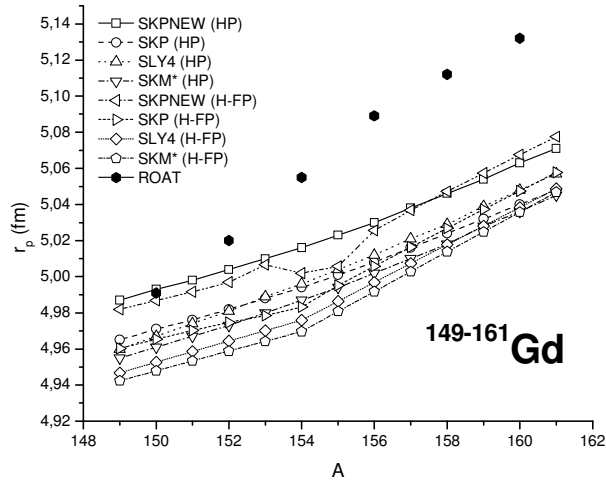
3.11 Gd İZOTOPLARININ E/A , $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

Gd izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ ve r_p değerleri, sırasıyla Şekil 3.46 ve Şekil 3.47’de gösterildiği gibi, aynı eğrisel davranışı göstermektedirler. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri diğer parametrelere göre deneyle ve ROAT sonuçlarıyla en yakın sonuçları vermiştir. Bu sonuçlar ^{150}Gd izotopu için neredeyse tam olarak örtüşüyor gözükmele birlikte bu izotoptan sonra hesaplanan $r_{yük}$ değerleri için deneyden giderek uzaklaşmaktadır (her bir izotop için ortalama 0,06 fm). Gd izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=64$) olmasına rağmen, $r_{yük}$ değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



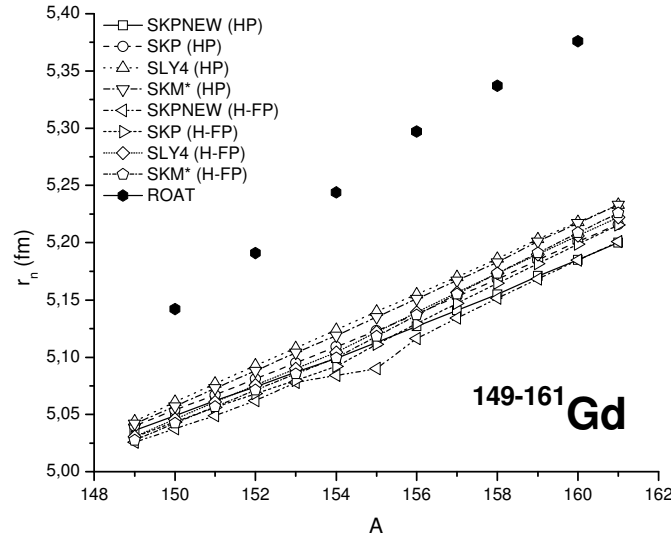
Şekil 3.46 Gd izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin ROAT sonuçları (Lalazissis et al. 1999) ve deneyle (Angeli 2004) karşılaştırılması.

Gd izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan r_p değerleri ve ROAT sonuçları Şekil 3.47’de gösterilmiştir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri ROAT’a en yakın sonuçları vermiştir. Bu sonuçlar ^{150}Gd izotopu için birebir olarak örtüşüyor gözükmeyle birlikte bu izotoptan sonra hesaplanan r_p değerleri için deneyden giderek uzaklaşmaktadır (her bir izotop için ortalama 0,06 fm). Gd izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=64$) olmasına rağmen, r_p değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



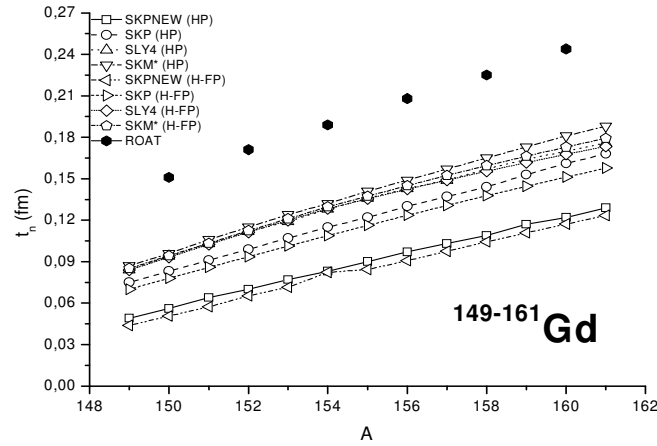
Şekil 3.47 Gd izotoplarının hesaplanan r_p değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

Gd izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.48'de sunulmuştur. Gd izotopları serisi için hesaplanan r_n değerleri birbirine yakın sonuçlar verirken ROAT sonuçlarına uzak (her bir izotop için ortalama 0,1 fm) kalmaktadır. SLY4 (HP) ve SKM* (HP). Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak hesaplanan r_n değerleri ROAT sonuçlarına en yakın sonuçlar gibi gözükmektedir. Ayrıca r_p değerlerinin artan nötron sayısı ile birlikte arttığı görülmektedir.



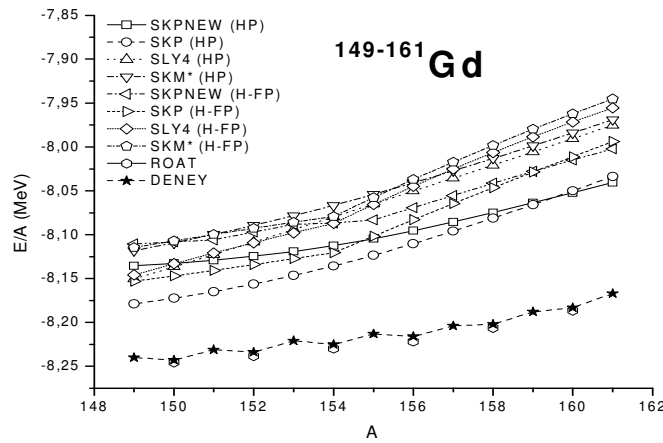
Şekil 3.48 Gd izotoplarının hesaplanan r_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

Gd izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.49'da sunulmuştur. Nötron deri kalınlığı değerlerinin artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. Tüm parametrelerle hesaplanan t_n değerleri ROAT sonuçları ile uzak kalsa da aynı eğrisel davranışı göstermektedir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n sonuçları birbirine yakın fakat diğer parametrelerle hesaplanan değerlere (ortalama her bir izotop için 0,03 fm) ve ROAT sonuçlarına uzak kalmaktadır (ortalama her bir izotop için 0,1 fm). ROAT sonuçları ile SKM* (HP) ve SKM* (H-FP) parametreleri ile hesaplanan t_n değerleri en yakın sonuçları vermektedir (ortalama her bir izotop için 0,06 fm).



Şekil 3.49 Gd izotoplarının hesaplanan t_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

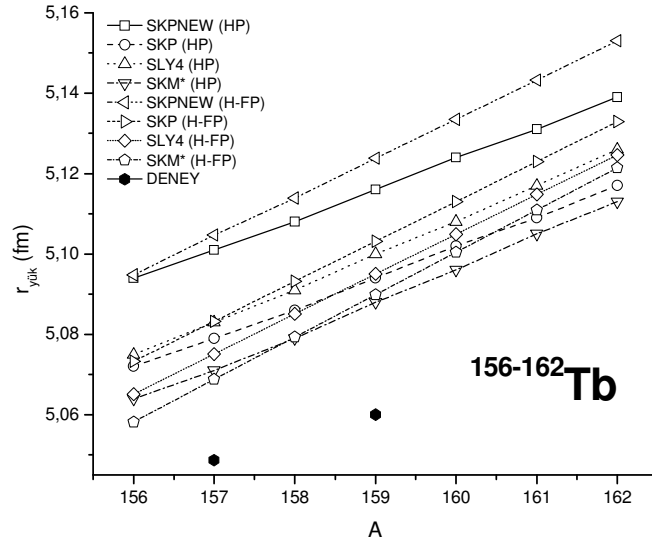
SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.50'de gösterilmiştir. HP ve H-FP yöntemleriyle SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri genel olarak ROAT sonuçlarına göre deneye uzak kalsa da deney sonuçları ile aynı eğrisel davranışı göstermektedir. Gd izotopları serisi için SKP (HP) Skyrme kuvvet parametresi kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneye en yakın sonuçları vermektedir. Her bir izotop için SKP (HP) parametresi kullanılarak hesaplanan bağlanma enerjisi değerleri deneye ortalama 0,08 MeV yaklaşmıştır. En büyük deneysel Bağlanma enerjisi değeri ^{150}Gd izotopu için (-8,243 MeV) elde edilmiştir. Buda bu izotopun hesaplan diğer Gd izotoplarına göre daha kararlı yapıya sahip olduğunu gösterir.



Şekil 3.50 Gd izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin ROAT sonuçlarıyla (Lalazissis et al. 1999) ve deneyle (URL-5 2009) karşılaştırılması.

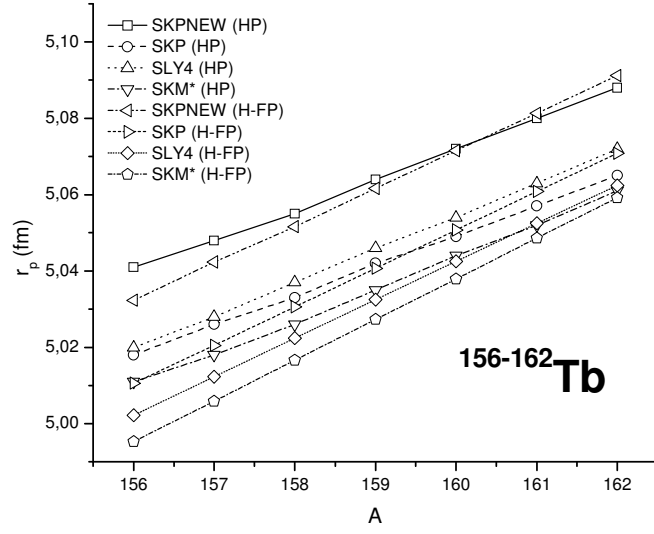
3.12 Tb İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

Tb izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ değerleri Şekil 3.51’de gösterilmektedir. Elimizde yalnızca ^{157}Tb (~5,049 fm) izotopu ve doğal izotop olan ^{159}Tb (~5,06 fm) için deneysel veri mevcuttur. Bu izotoplar için hesaplanan $r_{yük}$ değerlerine en yakın sonuçlar SKM* (HP) ve SKM* (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan sonuçlardan elde edilmiştir. Bu hesaplanan sonuçlar her bir izotop için deneye ortalama 0,02 fm yaklaşmıştır. Tb izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=64$) olmasına rağmen, $r_{yük}$ değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



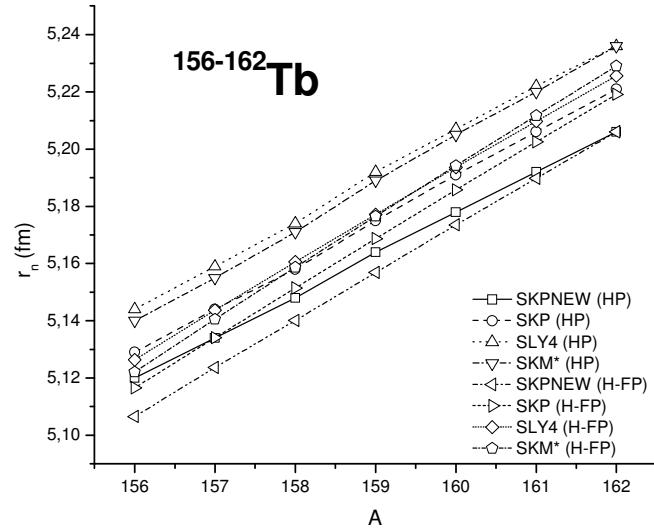
Şekil 3.51 Tb izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin deneyle karşılaştırılması (Angeli 2004).

Tb izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan r_p değerleri Şekil 3.52’de gösterilmiştir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan r_p değerlerinin birbiri ile uyumlu sonuçlar verdiği gözlemlenirken diğer parametreler kullanılarak hesaplanan r_p değerlerinden uzak kalmaktadırlar. Hesaplanan en küçük r_p değeri ^{156}Tb izotopu için SKM* (H-FP) parametresi kullanılarak (~5,0 fm) ve en büyük r_p değeri ise ^{162}Tb izotopu için SKPNEW (H-FP) parametresi kullanılarak (~5,09 fm) elde edilmiştir. Tb izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=64$) olmasına rağmen, r_p değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



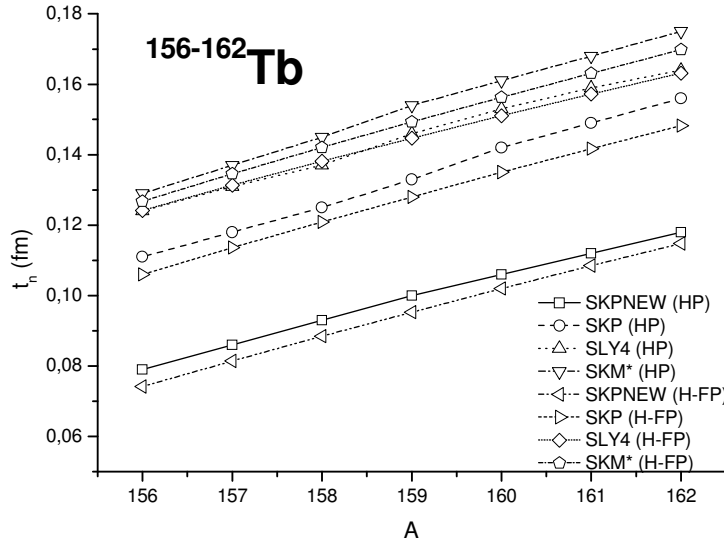
Şekil 3.52 Tb izotoplarının hesaplanan r_p değerleri.

Tb izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.53'de sunulmuştur. Tb izotopları serisi için hesaplanan r_n değerleri birbirine uyumlu sonuçlar vermiştir. Her bir izotop için hesaplanan en büyük ve en küçük r_n değeri arasında ortalama 0,03 fm fark bulunmaktadır. Tb izotopları için hesaplanan, r_n değerlerinin artan nötron sayısı ile birlikte arttığı gözlenmektedir.



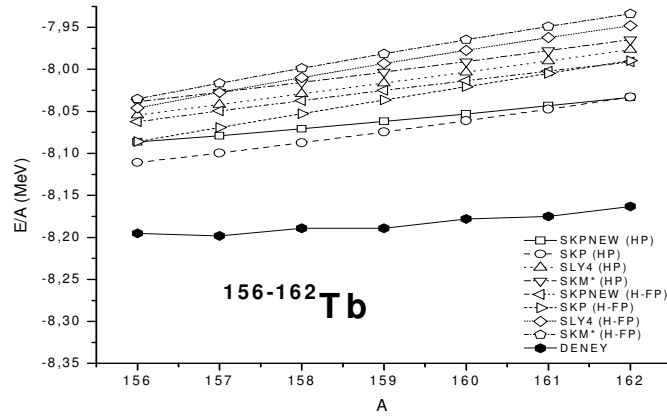
Şekil 3.53 Tb izotoplarının hesaplanan r_n değerleri.

Tb izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.54’de sunulmuştur. Nötron deri kalınlığı değerlerinin artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. SKPNEW (HP) ile SKPNEW (H-FP) ve SKP (HP) ile de SKP (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n değerleri kendi aralarında birbirine yakın sonuçlar verirken, bu sonuçlar diğer dört parametreyle hesaplanan t_n değerlerinden uzak kalmaktadır. Tüm parametrelerle hesaplanan t_n değerleri aynı eğrisel davranışı sergilemektedir. Ayrıca t_n değerlerinin artan nötron sayısı ile birlikte arttığı gözlenmektedir.



Şekil 3.54 Tb izotoplarının hesaplanan t_n değerleri.

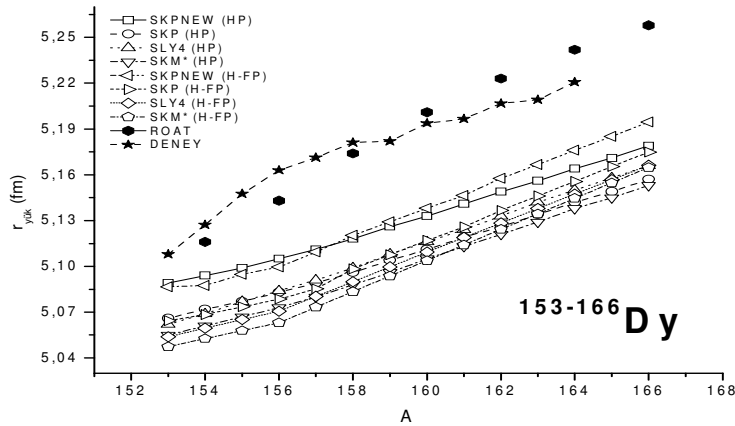
SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.55’de gösterilmiştir. HP ve H-FP yöntemleriyle SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri genel olarak aynı eğrisel davranışı göstermektedir. Tb izotopları serisi için SKP (HP) Skyrme kuvvet parametresi kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneyle diğer parametrelere göre daha iyi uyum göstermektedir. Her bir izotop için SKP (HP) parametresi kullanılarak hesaplanan bağlanma enerjisi değerleri deneye ortalama 0,09 MeV yaklaşmıştır. En büyük deneysel bağlanma enerjisi değeri ^{157}Tb izotopu için (-8,198 MeV) elde edilmiştir. Buda bu izotopun diğer bağlanma enerjisi değerleri hesaplanan Tb izotoplarına göre daha karalı yapıya sahip olduklarını göstermektedir.



Şekil 3.55 Tb izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması (URL-5 2009).

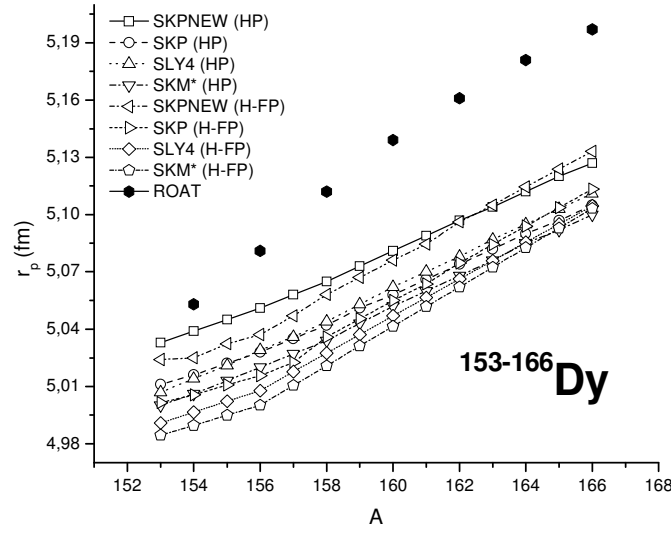
3.13 Dy İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

Dy izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ değerleri Şekil 3.56'da gösterilmiştir. Deneyle ROAT sonuçlarının birbiri ile uyumlu sonuçlar verdiği görülmektedir. Dy izotopları serisi için SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri deneyle ve ROAT sonuçlarına diğer parametrelere göre daha yakın sonuçlar vermiştir. Bu sonuçlarında her bir izotop için deneye ortalama 0,03 fm yaklaştığı görülmektedir. Dy izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=66$) olmasına rağmen, $r_{yük}$ değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



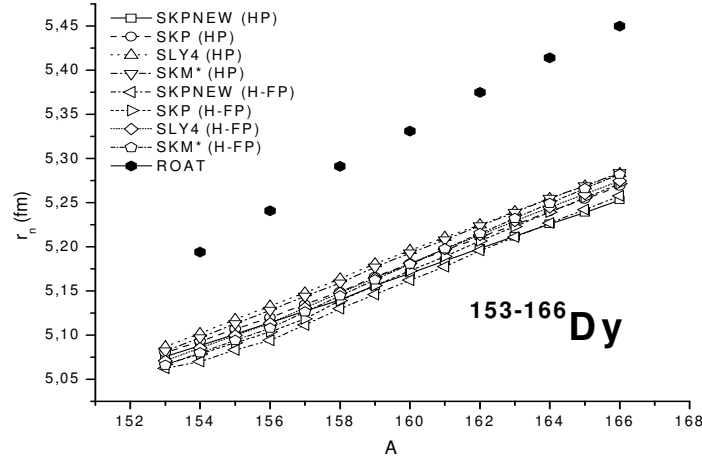
Şekil 3.56 Dy izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin ROAT sonuçları (Lalazissis et al. 1999) ve deneyle (Angeli 2004) karşılaştırılması.

Dy izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan r_p değerleri ve mevcut ROAT sonuçları Şekil 3.57’de gösterilmiştir. Dy izotopları serisi için SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan r_p değerlerinin diğer parametrelere göre mevcut ROAT sonuçlarına daha yakın sonuçlar verdiği gözlenmektedir. Dy izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=66$) olmasına rağmen, r_p değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



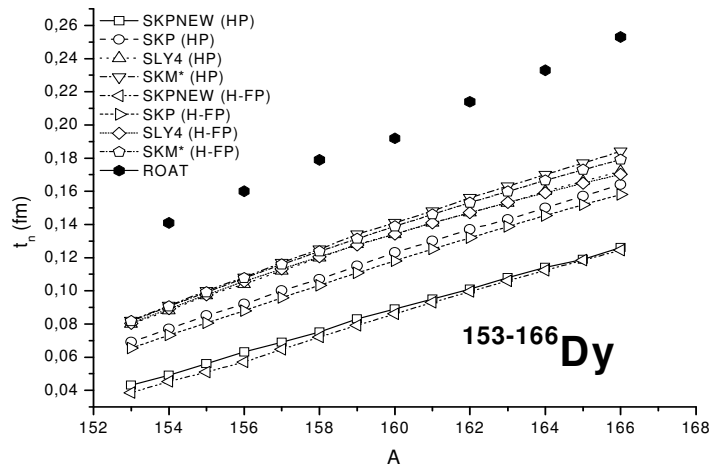
Şekil 3.57 Dy izotoplarının hesaplanan r_p değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

Dy izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.58’de sunulmuştur. Dy izotopları serisi için Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri birbirine çok yakın sonuçlar verirken ROAT sonuçlarına uzak kalmaktadır. Her bir izotop için hesaplanan r_n değeri ortalama olarak ROAT sonuçlarından 0,13 fm uzak kalmıştır. Ayrıca, SLY4 ve SKM* kuvvet parametreleriyle kullanılarak HP programı kullanılarak hesaplanan r_n değerleri ROAT sonuçları ile en yakın değerleri vermektedir.



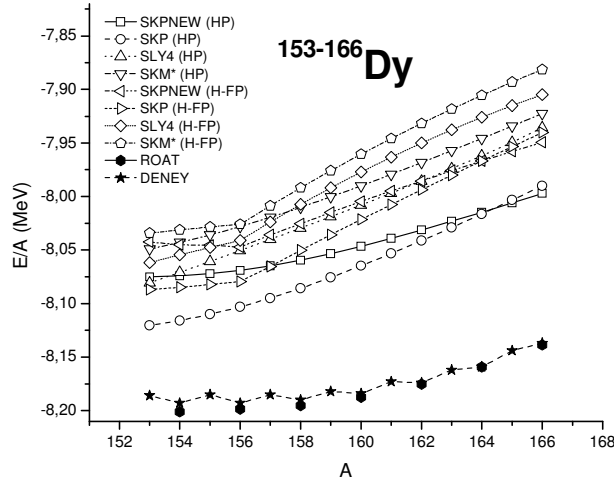
Şekil 3.58 Dy izotoplarının hesaplanan r_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

Dy izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.59’da sunulmuştur. Nötron deri kalınlığı değerlerinin artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. Tüm parametrelerle hesaplanan t_n değerleri ROAT sonuçları ile uzak kalsa da aynı eğrisel davranışı göstermektedir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n sonuçları birbirine yakın fakat diğer parametrelerle hesaplanan değerlere (her bir izotop için ortalama 0,04 fm) ve ROAT sonuçlarına (her bir izotop için ortalama 0,11 fm) uzak kalmaktadır. ROAT sonuçları ile SKM* (HP) ve SKM* (H-FP) parametreleri ile hesaplanan t_n değerleri en yakın sonuçları (her bir izotop için ortalama 0,06 fm) vermektedir.



Şekil 3.59 Dy izotoplarının hesaplanan t_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

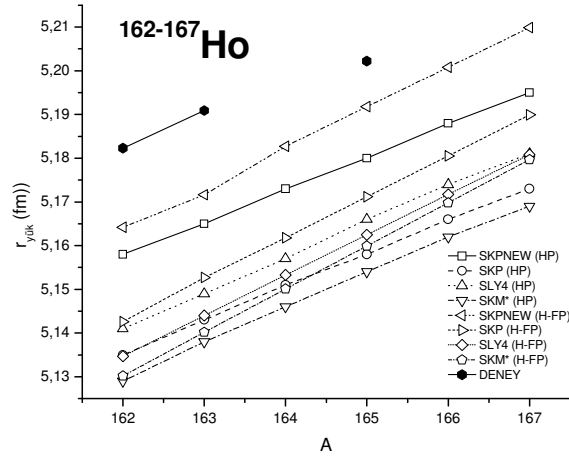
SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.60'da gösterilmiştir. HP ve H-FP yöntemleriyle SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri genel olarak ROAT sonuçlarına göre deneye uzak kalsa da deney sonuçları ile benzer eğrisel davranışları göstermektedirler. Dy izotopları serisi için SKP (HP) Skyrme kuvvet parametresi kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneye en yakın sonuçları vermektedir. Her bir izotop için SKP (HP) parametresi kullanılarak hesaplanan bağlanma enerjisi değerleri deneye ortalama 0,08 MeV yaklaşmıştır. En büyük deneysel bağlanma enerjisi değeri $^{154,156}\text{Dy}$ izotopları için (-8,193 MeV) elde edilmiştir. Buda bu izotopun ilgilenilen Dy izotoplarına göre daha kararlı yapıya sahip olduğunu gösterir.



Şekil 3.60 Dy izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin ROAT sonuçları (Lalazissis et al. 1999) ve deneye (URL-5 2009) karşılaştırılması.

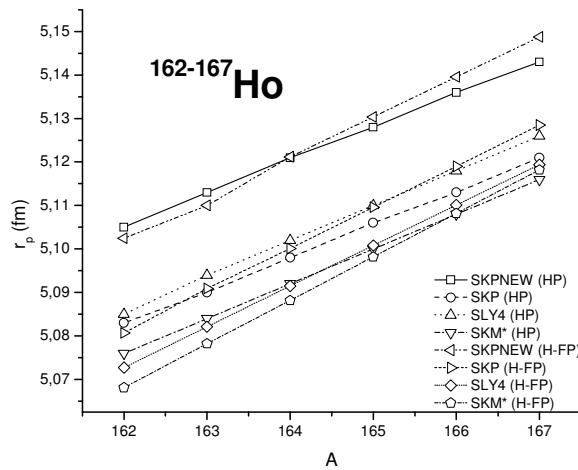
3.14 Ho İZOTOPLARININ E/A , $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

Ho izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ değerleri Şekil 3.61'de gösterilmiştir. . Elimizde yalnızca ^{162}Ho (~5,182 fm), ^{163}Ho (~5,190 fm) izotopları ve doğal izotop olan ^{165}Ho (~5,202 fm) için deneysel veri mevcuttur. Bu izotoplar için hesaplanan $r_{yük}$ değerlerine en yakın sonuçlar SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan sonuçlardan elde edilmiştir. Bu hesaplanan sonuçlar her bir izotop için deneye ortalama 0,015 fm yaklaşmıştır. Ho izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=67$) olmasına rağmen, $r_{yük}$ değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



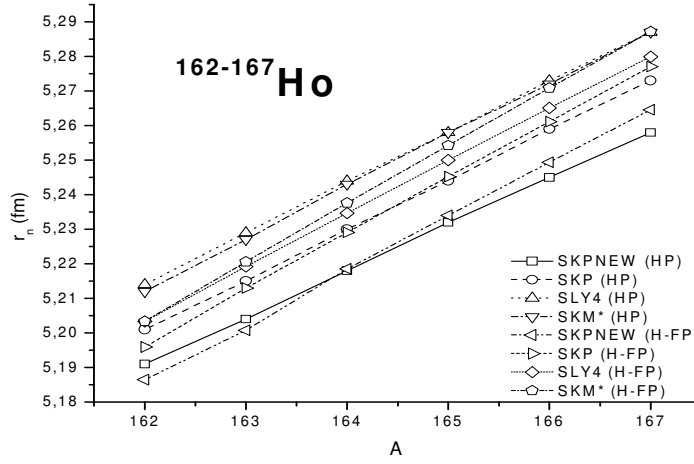
Şekil 3.61 Ho izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin deneyle karşılaştırılması (Angeli 2004).

Ho izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan r_p değerleri Şekil 3.62'de gösterilmiştir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan r_p değerlerinin birbiri ile uyumlu sonuçlar verdiği gözlemlenirken diğer parametreler kullanılarak hesaplanan r_p değerlerinden uzak kalmaktadırlar. Hesaplanan en küçük r_p değeri ^{162}Ho izotopu için SKM* (H-FP) parametresi kullanılarak (~5,068 fm) ve en büyük r_p değeri ise ^{167}Ho izotopu için SKPNEW (H-FP) parametresi kullanılarak (~5,148 fm) elde edilmiştir. Ho izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=67$) olmasına rağmen, r_p değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



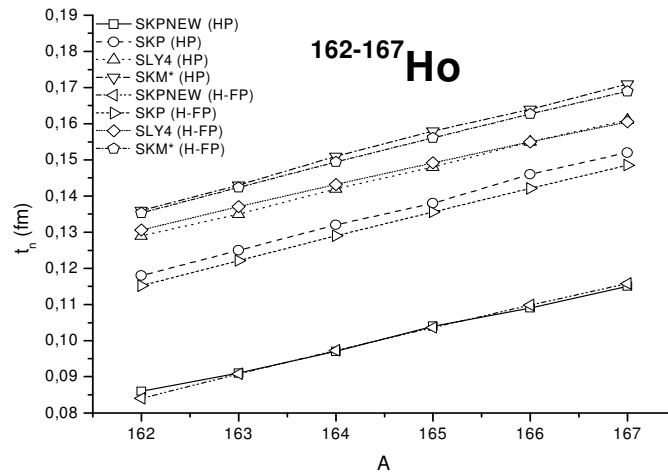
Şekil 3.62 Ho izotoplarının hesaplanan r_p değerleri.

Ho izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.63’de sunulmuştur. Her bir izotop için hesaplanan en büyük ve en küçük r_n değeri arasında ortalama 0,04 fm fark bulunmaktadır. Ho izotopları serisi için hesaplanan r_n değerleri birbirine yakın değerlere sahip ve nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



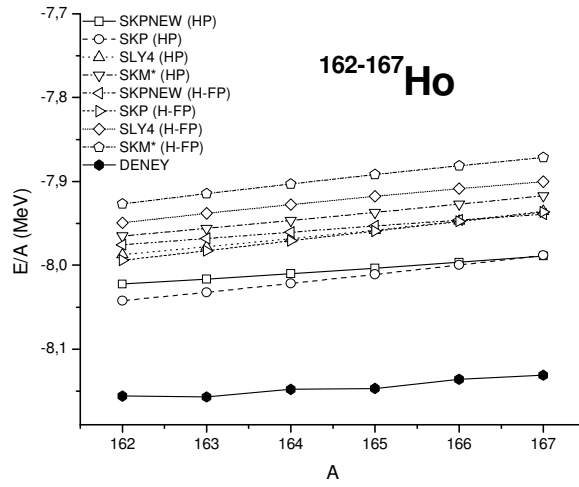
Şekil 3.63 Ho izotoplarının hesaplanan r_n değerleri.

Ho izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.64’de sunulmuştur ve yaklaşık hepsi aynı eğrisel davranışı sergilemektedirler. Nötron deri kalınlığı değerlerinin artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. SKPNEW (HP) ile SKPNEW (H-FP), SKP (HP) ile SKP (H-FP), SKM* (HP) ile SKM* (H-FP) ve SLY4 (HP) ile de SLY4 (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n sonuçları kendi aralarında birbirine yakın sonuçlar vermektedir.



Şekil 3.64 Ho izotoplarının hesaplanan t_n değerleri.

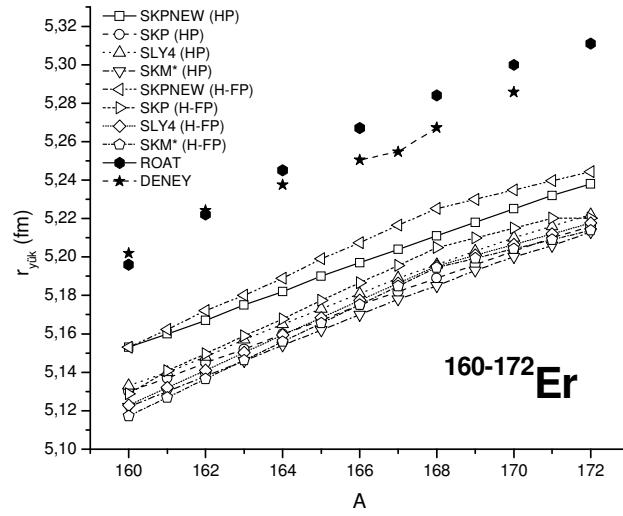
SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.65’de gösterilmiştir. HP ve H-FP yöntemleriyle SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneyle aynı eğrisel davranışı göstermektedir. Ho izotopları serisi için SKP (HP) Skyrme kuvvet parametresi kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneyle diğer parametrelere göre daha iyi uyum göstermektedir. Her bir izotop için SKP (HP) parametresi kullanılarak hesaplanan bağlanma enerjisi değerleri deneye ortalama 0,11 MeV yaklaşmıştır. En büyük deneysel bağlanma enerjisi değeri ^{163}Ho izotopu için (-8,157 MeV) elde edilmiştir. Buda bu izotopun diğer bağlanma enerjisi değerleri hesaplanan Ho izotoplarına göre daha karalı yapıya sahip olduklarını göstermektedir.



Şekil 3.65 Ho izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması (URL-5 2009).

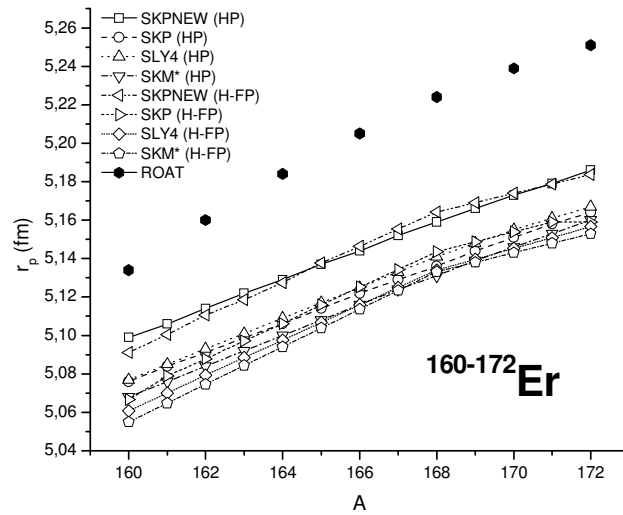
3.15 Er İZOTOPLARININ E/A , $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

Er izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ ve r_p değerleri, sırasıyla Şekil 3.66 ve Şekil 3.67’de gösterildiği gibi, aynı eğrisel davranışı göstermektedirler. Deneyle ROAT sonuçlarının birbiri ile uyumlu sonuçlar verdiği görülmektedir. Er izotopları serisi için SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri deneyle ve ROAT sonuçlarına diğer parametrelere göre daha yakın sonuçlar vermiştir. Bu sonuçlarında her bir izotop için deneye ortalama 0,05 fm yaklaştığı görülmektedir. Er izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=68$) olmasına rağmen, $r_{yük}$ değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



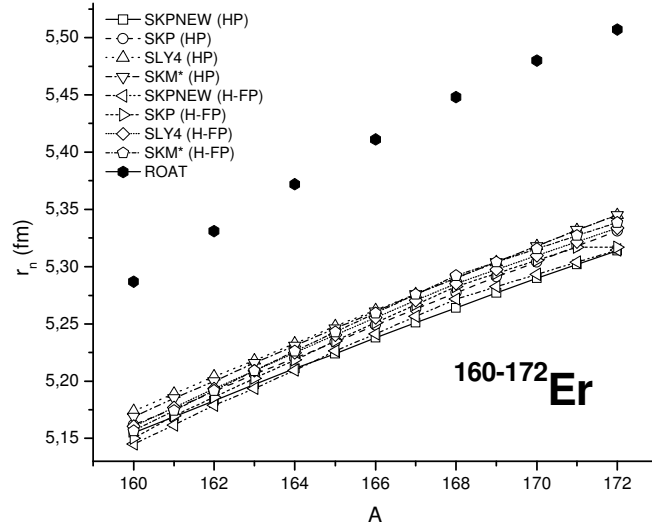
Şekil 3.66 Er izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin ROAT sonuçları (Lalazissis et al. 1999) ve deneyle (Angeli 2004) karşılaştırılması.

Er izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan r_p değerleri ve ROAT sonuçları Şekil 3.67’de gösterilmiştir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan r_p değerleri ROAT sonuçlarına en yakın sonuçları vermektedir. Bu sonuçlarda her bir izotop için ROAT’a ortalama 0,04 fm yaklaşmıştır. Er izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=68$) olmasına rağmen, r_p değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



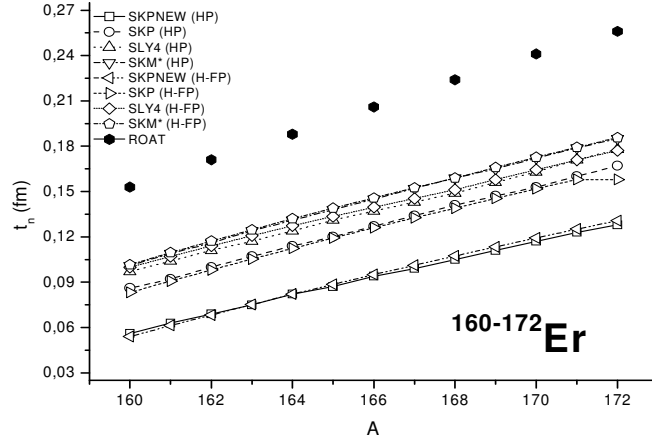
Şekil 3.67 Er izotoplarının hesaplanan r_p değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

Er izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.68’de sunulmuştur. Er izotopları serisi için tüm HP ve H-FP hesaplamaları birbirine yakın değerlere sahipken ve ROAT sonuçlarına uzak kaldıkları görülmektedir. Her bir izotop için hesaplanan r_n değeri ortalama olarak ROAT sonuçlarından 0,13 fm uzak kalmıştır.



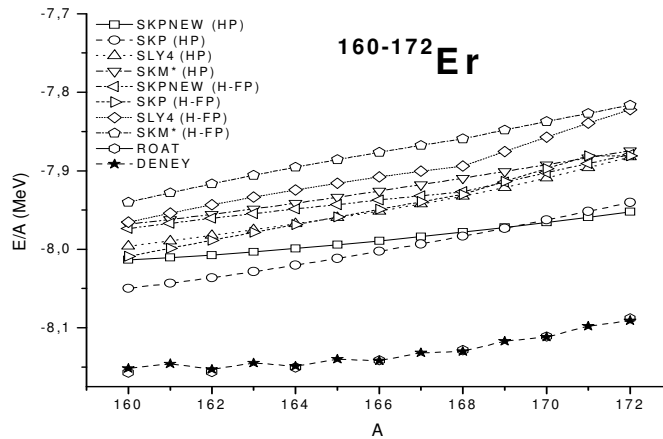
Şekil 3.68 Er izotoplarının hesaplanan r_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

Er izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.69’da sunulmuştur. Nötron deri kalınlığı değerlerinin artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. Tüm parametrelerle hesaplanan t_n değerleri ROAT sonuçları ile uzak kalsa da aynı eğrisel davranışı göstermektedir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n sonuçları birbirine yakın fakat diğer parametrelerle hesaplanan değerlere (her bir izotop için ortalama 0,04 fm) ve ROAT sonuçlarına (her bir izotop için ortalama 0,10 fm) uzak kalmaktadır. ROAT sonuçları ile SKM* (HP) ve SKM* (H-FP) parametreleri ile hesaplanan t_n değerleri en yakın (her bir izotop için ortalama 0,06 fm) sonuçları vermektedir.



Şekil 3.69 Er izotoplarının hesaplanan t_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla (Lalazissis et al. 1999) karşılaştırılması.

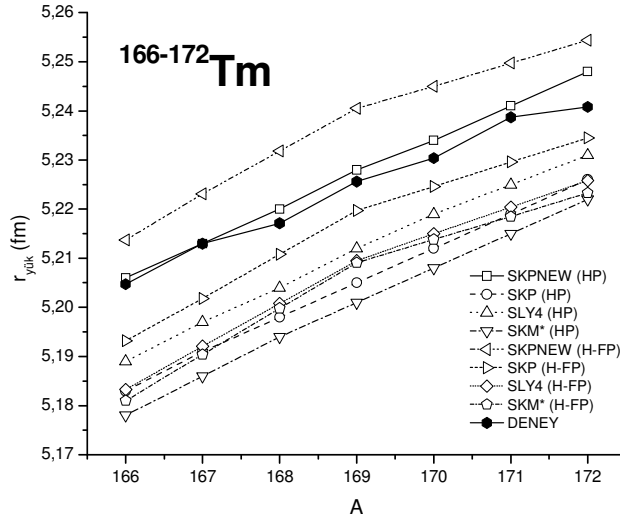
SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.70'de gösterilmiştir. HP ve H-FP yöntemleriyle SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri genel olarak ROAT sonuçlarına göre deneye uzak kalsa da deney sonuçları ile aynı eğrisel davranışı göstermektedir. Er izotopları serisi için SKP (HP) ve SKPNEW (HP) Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneyle en uyumlu sonuçları vermektedir. Her bir izotop için SKP (HP) ve SKPNEW (HP) parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneye ortalama 0,1 MeV yaklaşmıştır. En büyük deneysel bağlanma enerjisi değeri ^{162}Er izotopu için (-8,153 MeV) olarak elde edilmiştir. Buda bu izotopun ilgilenilen diğer Er izotoplarına göre daha kararlı yapıya sahip olduğunu gösterir.



Şekil 3.70 Er izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin ROAT sonuçları (Lalazissis et al. 1999) ve deneyle (URL-5 2009) karşılaştırılması.

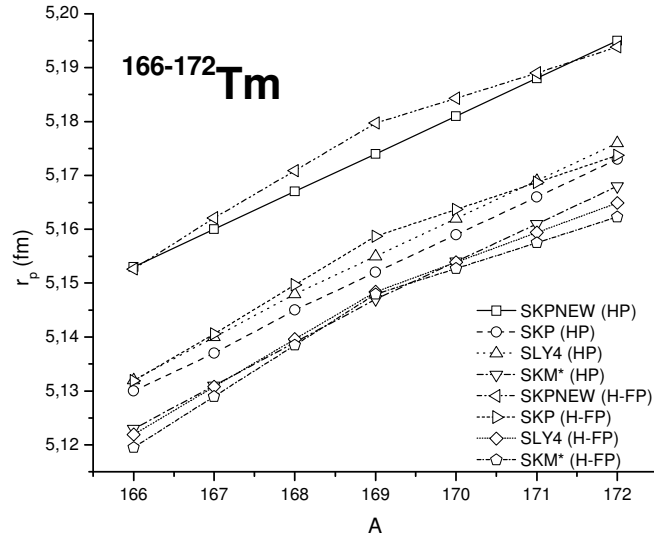
3.16 Tm İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

Tm izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ ve r_p değerleri, sırasıyla Şekil 3.71 ve Şekil 3.72’de gösterildiği gibi, aynı eğrisel davranışı göstermektedirler. SKPNEW (HP) parametreleri kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri deneyle neredeyse birebir örtüşmektedir. En küçük deneysel $r_{yük}$ değeri ^{166}Tm izotopu ($\sim 5,205$ fm) için elde edilirken en büyük değer ^{172}Tm izotopu ($\sim 5,241$ fm) için elde edilmiştir. Tm izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=69$) olmasına rağmen, $r_{yük}$ değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



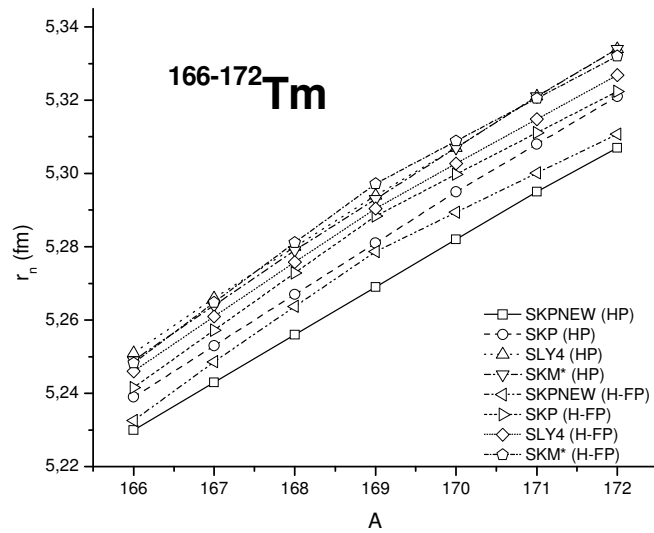
Şekil 3.71 Tm izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin ROAT sonuçları (Lalazissis et al. 1999) ve deneyle (Angeli 2004) karşılaştırılması.

Tm izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan r_p değerleri Şekil 3.72’de gösterilmiştir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan r_p değerlerinin birbiri ile uyumlu sonuçlar verdiği gözlemlenirken diğer parametreler kullanılarak hesaplanan r_p değerlerinden uzak kalmaktadırlar. Hesaplanan en küçük r_p değeri ^{166}Tm izotopu için SKM* (H-FP) parametresi kullanılarak ($\sim 5,12$ fm) ve en büyük r_p değeri ise ^{172}Tm izotopu için SKPNEW (HP) parametresi kullanılarak ($\sim 5,195$ fm) elde edilmiştir. Tm izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=69$) olmasına rağmen, r_p değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır. Burada şaşırtıcı diğer bir nokta ise doğal izotop olan ^{169}Tm izotopu için hesaplanan r_p değerlerindeki hafif artıştır.



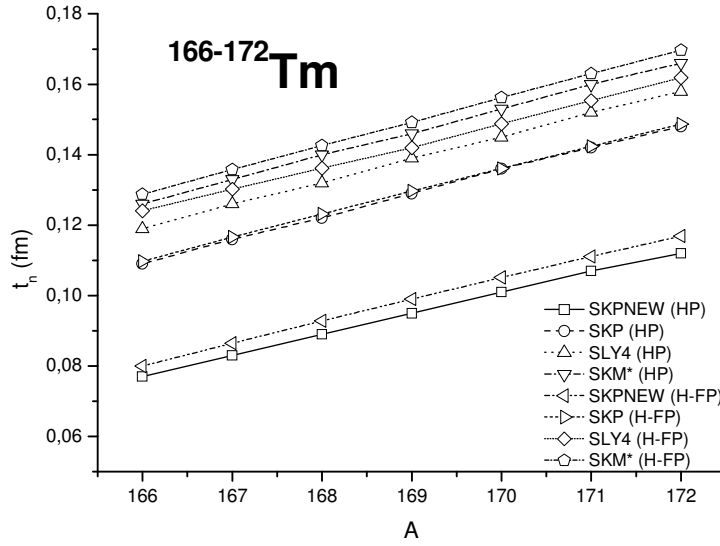
Şekil 3.72 Tm izotoplarının hesaplanan r_p değerleri.

Tb izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.73’de sunulmuştur. Tm izotopları serisi için hesaplanan r_n değerleri birbirine yakın değerlere sahip ve nötron sayısının artmasıyla artmaktadır. Her bir izotop için hesaplanan en büyük ve en küçük r_n değeri arasında ortalama 0,02 fm fark bulunmaktadır. Yine burada da r_p değerlerindeki kadar olmasa da doğal izotop olan ^{169}Tm izotopu için hesaplanan r_n değerlerindeki hafif artış eğilimi görülmektedir.



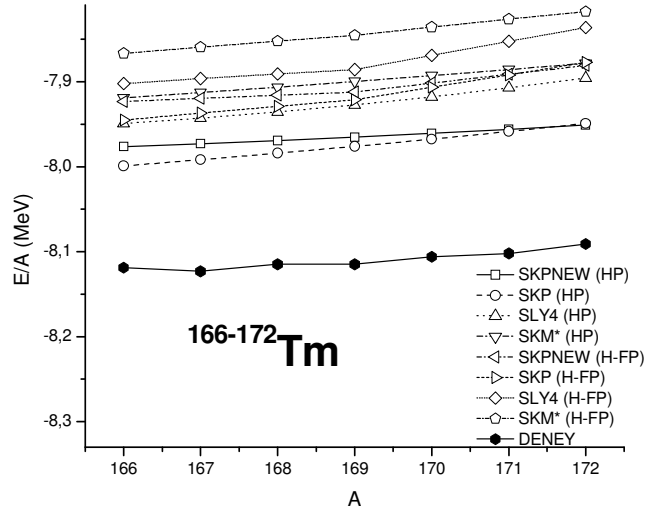
Şekil 3.73 Tm izotoplarının hesaplanan r_n değerleri.

Tm izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.74’de sunulmuştur. Nötron deri kalınlığı değerlerinin artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. SKPNEW (HP) ile SKPNEW (H-FP) ve SKP (HP) ile de SKP (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n değerleri kendi aralarında birbirine yakın sonuçlar verirken, bu sonuçlar diğer dört parametreyle hesaplanan t_n değerlerinden uzak kalmaktadır. Tüm parametrelerle hesaplanan t_n değerleri benzer eğrisel davranış sergilemektedir.



Şekil 3.74 Tm izotoplarının hesaplanan t_n değerleri.

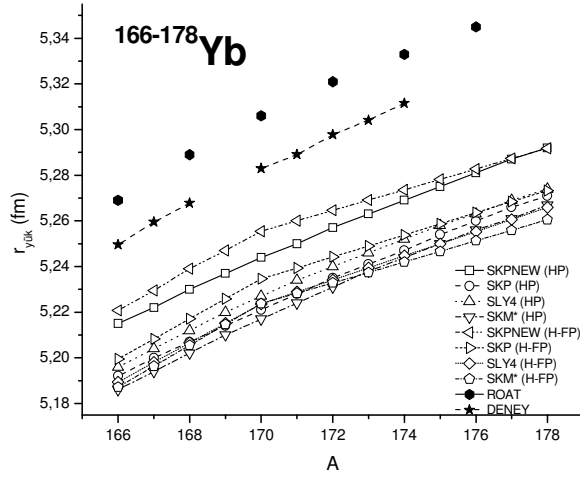
SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.75’de gösterilmiştir. HP ve H-FP yöntemleriyle SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneyle aynı eğrisel davranışı göstermektedir. Tm izotopları serisi için SKP (HP) Skyrme kuvvet parametresi kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneyle diğer parametrelere göre daha iyi uyum göstermektedir. Her bir izotop için SKP (HP) parametresi kullanılarak hesaplanan bağlanma enerjisi değerleri deneye ortalama 0,12 MeV yaklaşmıştır. En büyük deneysel bağlanma enerjisi değeri beklenenin aksine doğal izotop olan ^{169}Tm (-8,115 MeV) izotopu için değil, ^{167}Tm izotopu için (-8,123 MeV) elde edilmiştir.



Şekil 3.75 Tm izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması (URL-5 2009).

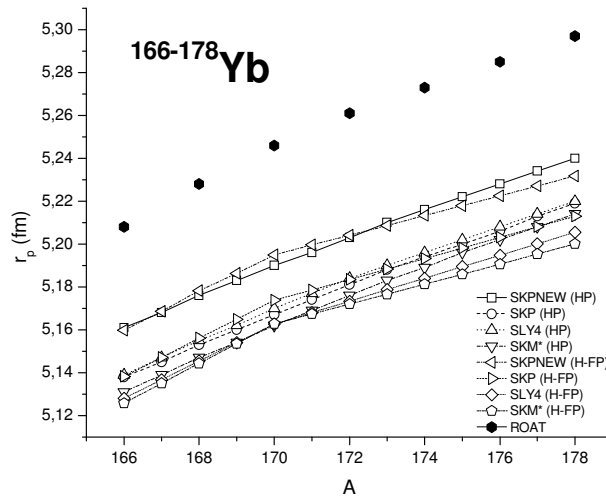
3.17 Yb İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

Yb izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ ve r_p değerleri, sırasıyla Şekil 3.76 ve Şekil 3.77’de gösterildiği gibi, aynı eğrisel davranışı sergilemektedirler. Deneye en yakın sonuçlar ROAT’dan elde edilmiştir. ROAT sonuçları deneye ortalama her bir izotop için 0,02 fm yaklaşırken, SKPNEW (H-FP) parametresi kullanılarak her bir izotop için hesaplanan $r_{yük}$ değerleri deneye ortalama 0,03 fm yaklaşarak diğer hesaplanan sonuçlara göre deneye daha yakın sonuç vermiştir. SKPNEW (H-FP) parametresi kullanılarak hesaplanan değerlere en uyumlu sonuçlar ise SKPNEW (HP) parametresi kullanılarak hesaplanan değerlerden elde edilmiştir. Her bir izotop için hesaplanan en küçük ve en büyük $r_{yük}$ değeri arasında ortalama 0,35 fm lik bir fark bulunmaktadır. Mevcut deneysel en küçük $r_{yük}$ değeri ^{166}Yb izotopu için ($\sim 5,245$ fm) elde edilirken mevcut en büyük değer ^{174}Yb izotopu için ($\sim 5,312$ fm) elde edilmiştir. Yb izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=70$) olmasına rağmen, $r_{yük}$ değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



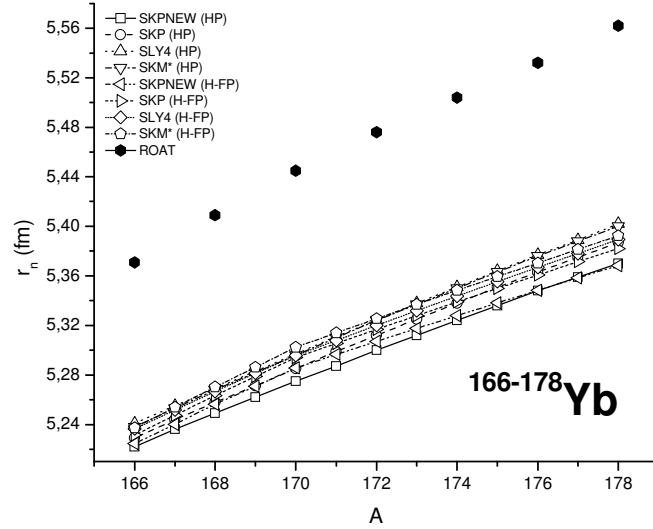
Şekil 3.76 Yb izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin ROAT sonuçları (Lalazissis et al. 1999) ve deneyle (Angeli 2004) karşılaştırılması.

Yb izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan r_p değerleri ve ROAT sonuçları Şekil 3.77'de gösterilmiştir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan r_p değerleri ROAT sonuçlarına her bir izotop için ortalama 0,05 fm yaklaşırken diğer parametrelerle hesaplanan değerlerle aralarında ortalama 0,03 fm lik bir fark bulunmaktadır. Yb izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=70$) olmasına rağmen, r_p değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



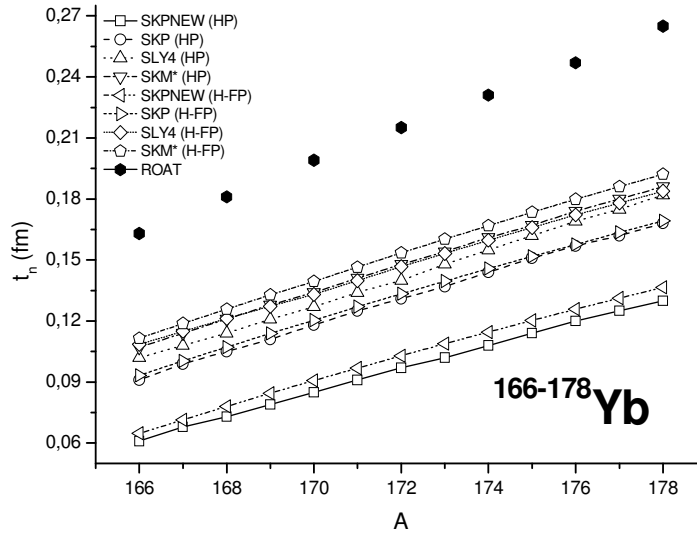
Şekil 3.77 Yb izotoplarının hesaplanan r_p değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

Yb izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.78’de sunulmuştur. Er izotopları serisi için tüm HP ve H-FP hesaplamaları birbirine yakın değerlere sahip iken mevcut ROAT sonuçlarına uzak kalmaktadırlar. Her bir izotop için hesaplanan r_n değerleri mevcut ROAT sonuçlarından ortalama 0,14 fm uzak kalmaktadır. r_n değerlerinin artan nötron sayısı ile birlikte arttığı görülmektedir.



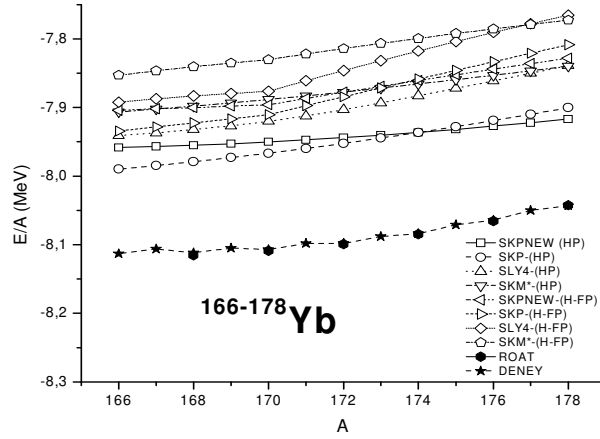
Şekil 3.78 Yb izotoplarının hesaplanan r_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

Yb izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.79’da sunulmuştur. Nötron deri kalınlığı değerlerinin artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. Tüm parametrelerle hesaplanan t_n değerleri ROAT sonuçlarına uzak kalsa da aynı eğrisel davranışı göstermektedir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n sonuçları birbirine yakın fakat diğer parametrelerle hesaplanan değerlere (her bir izotop için ortalama 0,03 fm) ve ROAT sonuçlarına (her bir izotop için ortalama 0,11 fm) uzak kalmaktadır. ROAT sonuçları ile SKM* (HP) ve SKM* (H-FP) parametreleri ile hesaplanan t_n değerleri en yakın sonuçları vermektedir.



Şekil 3.79 Yb izotoplarının hesaplanan t_n değerlerinin ROAT sonuçlarıyla karşılaştırılması (Lalazissis et al. 1999).

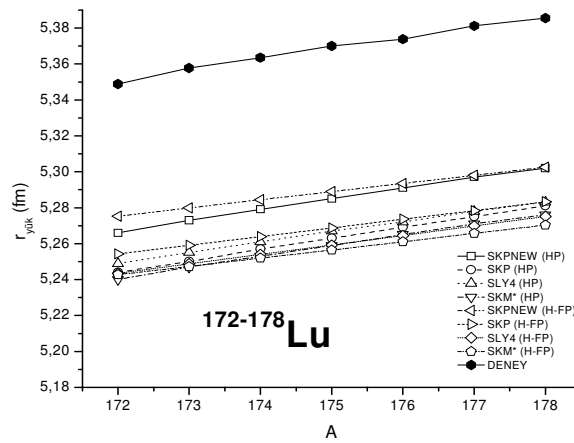
SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.80'de gösterilmiştir. HP ve H-FP yöntemleriyle SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri genel olarak ROAT sonuçlarına göre deneye uzak kalsa da deney sonuçları ile aynı eğrisel davranışı göstermektedir. Yb izotopları serisi için SKP (HP) ve SKPNEW (HP) Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneye en uyumlu sonuçları vermektedir. Her bir izotop için SKP (HP) ve SKPNEW (HP) parametreleri kullanılarak hesaplanan bağlanma enerjisi değerleri deneye ortalama 0,12 MeV yaklaşmıştır. En büyük deneysel bağlanma enerjisi değeri ^{166}Yb izotopu için (-8,113 MeV) olarak elde edilmiştir. Buda bu izotopun ilgilenilen diğer Yb izotoplarına göre daha kararlı yapıya sahip olduğunu gösterir.



Şekil 3.80 Yb izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin ROAT sonuçları (Lalazissis et al. 1999) ve deneyle (URL-5 2009) karşılaştırılması.

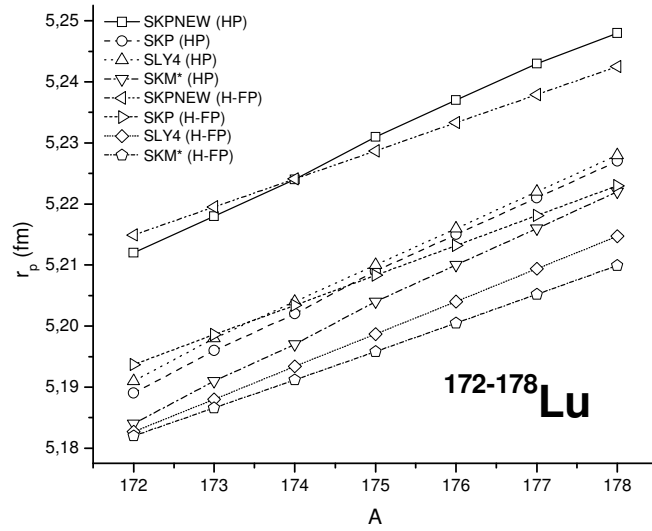
3.18 Lu İZOTOPLARININ E/A, $r_{yük}$, r_p , r_n ve t_n SONUÇLARI

Lu izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan $r_{yük}$ değerleri Şekil 3.81’de gösterilmiştir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri deneye uzak kalsalar da (her bir izotop için ortalama 0,07 fm) diğer parametrelere göre daha iyi sonuçlar vermiştir. En küçük deneysel $r_{yük}$ değeri ^{172}Lu izotopuna ($\sim 5,349$ fm) ait iken en büyük $r_{yük}$ değeri ^{178}Lu izotopu ($\sim 5,386$ fm) için elde edilmiştir. Her bir izotop için hesaplanan en küçük ve en büyük $r_{yük}$ değeri arasında ortalama 0,035 fm lik bir fark bulunmaktadır.



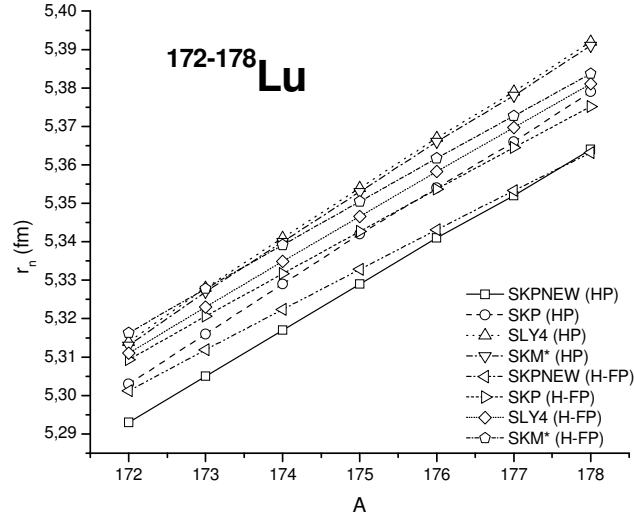
Şekil 3.81 Lu izotoplarının hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin deneye karşılaştırılması (Angeli 2004).

Lu izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak HP ve H-FP programlarıyla hesaplanan r_p değerleri Şekil 3.82’da gösterilmiştir. SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan r_p değerleri birbiri ile uyumlu sonuçlar verirken diğer parametrelere uzak kalmaktadırlar. Hesaplanan en küçük r_p değeri ^{172}Lu izotopu için SKM* (H-FP) parametresi kullanılarak (~ 5,182 fm) elde edilirken en büyük r_p değeri ise ^{178}Lu izotopu için SKPNEW (HP) parametresi (~ 5,248 fm) ile elde edilmiştir. Lu izotopları serisinde proton sayısının sabit ($Z=58$) olmasına rağmen, r_p değerleri nötron sayısının artmasıyla artmaktadır.



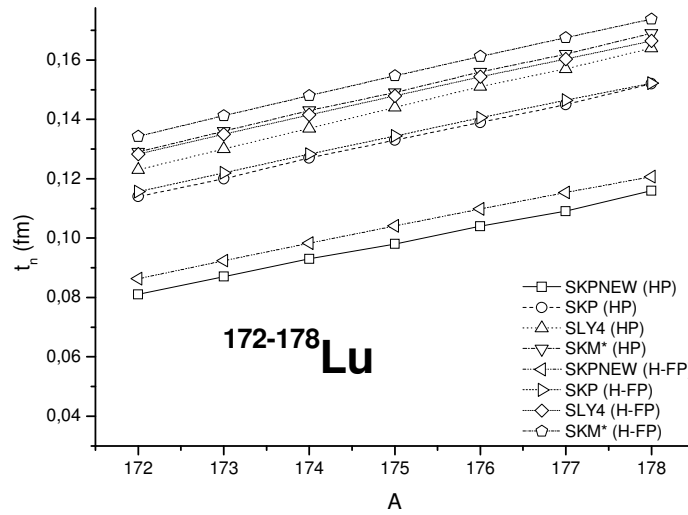
Şekil 3.82 Lu izotoplarının hesaplanan r_p değerleri.

Lu izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan r_n değerleri Şekil 3.83’de sunulmuştur. Lu izotopları serisi için hesaplanan r_n değerleri birbirine yakın değerlere sahip ve nötron sayısının artmasıyla artmaktadır. Her bir izotop için hesaplanan en küçük ve en büyük r_n değeri arasında ortalama 0,03 fm lik fark bulunmaktadır. Hesaplanan en küçük r_n değeri ^{172}Lu izotopu için SKPNEW (HP) parametresi kullanılarak (~ 5,293 fm) elde edilirken en büyük r_p değeri ise ^{178}Lu izotopu için SLY4 (HP) parametresi ile (~ 5,392 fm) elde edilmiştir.



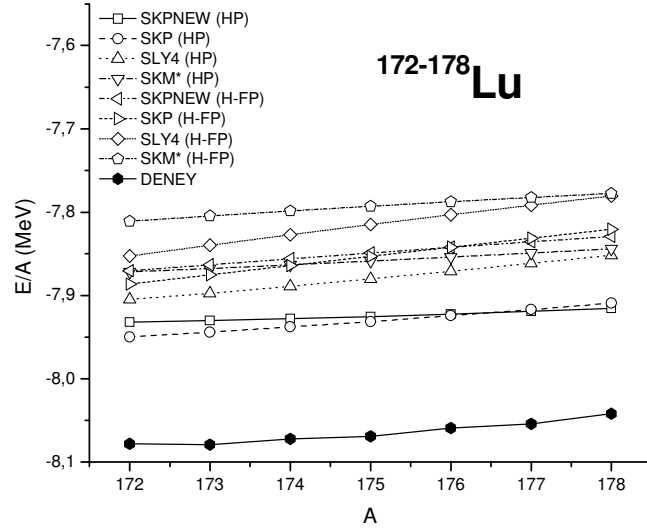
Şekil 3.83 Lu izotoplarının hesaplanan r_n değerleri.

Lu izotoplarının SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan t_n değerleri Şekil 3.84’de sunulmuştur. Nötron deri kalınlığı değerlerinin artan nötron sayısı ile arttığı gözlenmektedir. SKPNEW (HP) ile SKPNEW (H-FP) ve SKP (HP) ile de SKP (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n değerleri kendi aralarında birbirine yakın sonuçlar verirken, bu sonuçlar diğer dört parametreyle hesaplanan t_n değerlerinden uzak kalmaktadır. Tüm parametrelerle hesaplanan t_n değerleri aynı eğrisel davranışı sergilemektedir.



Şekil 3.84 Lu izotoplarının hesaplanan t_n değerleri.

SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW Skyrme kuvvet parametreleriyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjileri (E/A) Şekil 3.85’de gösterilmiştir. HP ve H-FP yöntemleriyle SKM*, SLY4, SKP, SKPNEW parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneyle aynı eğrisel davranışı göstermektedir. Lu izotopları serisi için SKP (HP) ve SKPNEW (HP) Skyrme kuvvet parametreleri kullanılarak hesaplanan E/A değerleri deneyle en uyumlu sonuçları vermektedir. Her bir izotop için SKP (HP) ve SKPNEW (HP) parametreleri kullanılarak hesaplanan bağlanma enerjisi değerleri deneye ortalama 0,12 MeV yaklaşmıştır. En büyük deneysel bağlanma enerjisi değeri ^{173}Lu izotopu için (-8,079 MeV) elde edilmiştir. Buda bu izotopun ilgilenilen diğer Lu izotoplarına göre daha kararlı yapıya sahip olduğunu gösterir. En küçük deneysel bağlanma enerjisi değeri ^{178}Lu izotopu için (-8,042 MeV) elde edilmiştir. Buda bu izotopun ilgilenilen diğer Lu izotoplarına göre daha kararsız yapıya sahip olduğunu gösterir.



Şekil 3.85 Lu izotoplarının hesaplanan E/A değerlerinin deneyle karşılaştırılması (URL-5 2009).

BÖLÜM 4

SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında yoğunluk bağımlı, sıfır menzilli Skyrme kuvveti HF yöntemi ile birlikte kullanılarak çekirdeğin yapı analizinde önemli rol oynayan taban durum özellikleri hesaplanmıştır. Hesaplanan bu taban durum özellikleri, çekirdeğin önemli gözlenebilirlerinden parçacık başına bağlanma enerjisi, nükleer yapı analizinde çekirdeğin şekli hakkında önemli bilgileri barındıran yük, nötron ve proton yoğunluk yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü ve nötron deri kalınlıklarıdır. Hesaplanan bu özellikler mevcut deneysel sonuçlar ve ROAT ile karşılaştırılmıştır.

Tez çalışmasının kapsamında incelenen NTE'nin SHF metodu kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri literatürden alınan ROAT sonuçları ile kıyaslandığında, genel olarak ROAT sonuçlarının deneye daha yakın olduğu gözlenmiştir. SHF metodu ile hesaplanan $r_{yük}$ değerleri kendi aralarında karşılaştırıldığında ise deneye en yakın sonuçlar genel olarak SKM* (HP), SKM* (H-FP), SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleriyle elde edilmiştir. Burada dikkat çekici nokta $A < 60$ NTE çekirdek izotoplarında SKM* (HP) ve SKM* (H-FP) parametreleriyle elde edilen sonuçlar, genel olarak mevcut deneysel verilerle en uyumlu sonuçları vermektedir. $A > 61$ olan NTE çekirdekleri ($^{156-162}\text{Tb}$ hariç) için SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan $r_{yük}$ değerleri mevcut deneysel verilerle en uyumlu sonuçları vermektedir. $^{156-162}\text{Tb}$ izotopları için ise SKM* (HP) ve SKM* (H-FP) parametreleriyle hesaplanan $r_{yük}$ değerleri mevcut deneysel verilerle en uyumlu sonuçları vermektedir. Hesaplamalarda kullanılan SHF yöntemi, çekirdekleri küresel kabul edip buna göre nükleer taban durum özelliklerini incelemektedir. Bu çalışmada incelenen çekirdeklerin bazıları deforme çekirdek olduğundan, bu çekirdekler için hesaplanan $r_{yük}$ değerlerinin, mevcut deneysel veriler ve ROAT sonuçlarından farklı eğrisel davranışlar sergilediği görülmektedir. Hesaplanan en büyük $r_{yük}$ değerleri genel olarak SKPNEW (HP) ve SKPNEW(H-FP) parametreleri kullanılarak elde edilirken, en küçük $r_{yük}$ değerleri ise genel olarak SKM* (HP) ve SKM* (H-FP) parametreleri kullanılarak elde edilmiştir. Ayrıca

hesaplanan $r_{yük}$ değerleri tüm çekirdeklerinin nükleon sayılarının artmasına bağlı olarak artmaktadır.

NTE'nin SHF yöntemiyle hesaplanan r_p değerleriyle, $r_{yük}$ değerleri genel olarak aynı eğrisel davranışı göstermektedir. Hesaplanan r_p değerleri ile elimizde kıyaslayabileceğimiz deneysel veriler bulunmamaktadır. Elimizdeki mevcut ROAT sonuçlarıyla r_p değerleri kıyaslandığında ise, $A < 63$ NTE çekirdekleri için tüm parametrelerle hesaplanan r_p değerlerinin tümü genel olarak ROAT sonuçlarıyla uyumlu iken, $A > 63$ NTE'nin çekirdekleri için SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak r_p değerleri ROAT sonuçlarıyla uyumlu olduğu gözlenmiştir. Yine burada da hesaplanan en büyük r_p değerleri genel olarak SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak elde edilirken, en küçük r_p değerleri ise genel olarak SKM* (HP) ve SKM* (H-FP) parametreleri kullanılarak elde edilmiştir.

NTE'nin SHF yöntemiyle hesaplanan r_n değerleri ile kıyaslanacak deneysel veri bulunmamaktadır. SHF yöntemiyle hesaplanan r_n değerleri ile mevcut ROAT'un r_n değerleriyle kıyaslandığında genel olarak bu iki teorik sonuçların birbirine yakın oldukları gözlenmiştir. SLY4 (HP) ve SKM* (HP) parametreleri kullanılarak hesaplanan r_n değerleri, ROAT sonuçları en uyumlu sonuçları verirken, SKPNEW (HP) ve SKPNEW(H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan r_n değerleri ROAT'a en uzak sonuçları vermiştir. Hesaplanan ve ROAT'dan elde edilen r_n değerlerinin artan nötron sayısı ile birlikte artış eğiliminde olduğu gözlenmektedir. Ayrıca sihirli sayıda nötrona sahip ^{49}Sc , ^{89}Y , ^{139}La , ^{140}Ce , ^{141}Pr , ^{142}Nd , ^{143}Pm , ^{144}Sm izotoplarından sonra bu eğilimin arttığı gözlenmektedir. Bunun nedeninin, nötronların kapalı kabuk yapısından uzaklaşması olduğu söylenebilir.

NTE'nin SHF yöntemiyle hesaplanan nötron deri kalınlığı değerleri ile mevcut ROAT sonuçları ile kıyasladığımızda, SKM* (HP) ve SKM* (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n değerleri ROAT sonuçları en uyumlu sonuçları vermektedir. Mevcut ROAT sonuçlarına, SKPNEW (HP) ve SKPNEW (H-FP) parametreleri kullanılarak hesaplanan t_n değerleri ise uzak kalmaktadır.

NTE'nin SHF yöntemiyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerji değerleri ile deney ve mevcut ROAT sonuçları genel olarak aynı eğrisel davranışı sergilemektedir. Mevcut ROAT sonuçlarının SHF sonuçlarına göre deney sonuçlarına göre daha yakın olduğu görülmektedir SHF yöntemiyle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerji değerleri ile deneyle en uyumlu

sonuçlar, $A > 56$ olan ve Lântanitler olarak adlandırılan 15 NTE için SKP (HP) parametresi kullanarak hesaplanan değerlerden elde edilmiştir. Aynı zamanda $A > 65$ olan NTE için SKP (HP) ve SKPNEW (HP) parametreleri ile hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjisi değerleri için deneyle uyumlu sonuçlar elde edilmiştir. Lântanitler dışında kalan Sc ve Y çekirdekleri için ise tüm parametrelerle hesaplanan parçacık başına bağlanma enerjisi değerleri genel olarak deneyle benzer davranışı göstermektedir. Ayrıca sihirli sayıda nötrona sahip ^{49}Sc , ^{89}Y , ^{140}Ce , ^{141}Pr , ^{142}Nd , ^{143}Pm , ^{144}Sm izotopların, her biri kendi çekirdeğinin ilgilenilen diğer izotoplarına göre en büyük deneysel E/A değerine sahiptir. Buda bu izotopların ilgilenilen diğer aynı çekirdek izotoplarına göre daha kararlı yapıya sahip olduğunu göstermektedir.

KAYNAKLAR

- Adamson R D** (1998) Novel Methods for Large Molecules in Quantum Chemistry. Ph. D. Thesis, University of Cambridge, Cambridgeshire, England, 141 p.
- 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.
- Baldık R** (2010) Skyrme Etkileşmesi Kullanılarak Bazı Egzotik Çekirdeklerin Taban Durum Özelliklerinin İncelenmesi, Doktora Tezi, ZKÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, 93 s.
- Bhattacharya R** (1999) Skyrme–Hartree–Fock approach to the change of level occupancy of low mass halo nuclei. *PRAMANA Jour. of Phys.*, 54(2): 247-253.
- Born M and Oppenheimer R** (1927) Zur Quantentheorie der Molekeln. *Ann. Phys. (Leipzig)*, 84 (20): 457-484.
- 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.
- Bartel J, Quentin P, Brack M, Guet C and Hakansson H B** (1982) Towards a better parametrisation of Skyrme-like effective forces: A critical study of the SkM force. *Nucl. Phys.A*, 386:79-100.
- Dobaczewski J, Flocard H and Treiner J** (1984) Hartree-Fock-Bogolyubov description of nuclei near the neutron-drip line. *Nucl. Phys. A*, 422: 103-139.
- 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.
- DPT** (2001) Sekizinci Beş Yıllık Kalkınma Planı, Devlet Planlama Teşkilatı, Ankara.
- 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.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Friedrich J and Reinhard P G** (1986) Skyrme-force parametrization. Least-squares fit to nuclear ground-state properties. *Phys. Rev. C*, 33: 335-351.
- Gia N V and Sagawa H** (1986) Spin-isospin and pairing properties of modified Skyrme interactions. *Phys. Lett. B*, 106: 379-382.
- Kaplan H** (1997) Eskişehir-Sivrihisar-Kızılcaören Köyü Yakın Güneyi Bastnasit-Barit-Florit Kompleks Cevher Yatağı Nihai Etüt Raporu, 1997.
- KOÇ H** (2010) Sb₂S₃ Ve SbI₃ Kristallerin Enerji Band Yapısı Ve Optik Özellikleri: Ab-İnitio (Temel Prensipte) Hesaplamaları, Doktora Tezi, ÇÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, 137 s.
- 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 self-consistent 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.
- MMG** (2012) Türkiye'nin hammaddesi madenlerimiz. *Madencilik Türkiye*, 22: 30.
- Qiang L G** (1991) A systematic study of nuclear properties with Skyrme force. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 17:1-34.
- Reinhard P G and Cusson R Y** (1982) A comparative study of Hartree-Fock iteration techniques. *Nucl. Phys. A*, 378(3): 418-442.
- 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 and Flocard H** (1995) Nuclear effective forces and isotope shifts. *Nucl. Phys. A*, 584(3): 467-488.
- Ring P and Schuck P** (1980) The nuclear many body problem, *Springer*, Berlin, Heidelberg, 715 s.
- 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.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Soloviev V G** (1976) Theory of Complex Nuclei. *Pergamen Press*, Oxford, 455 s.
- TMMOB** (2012) Türkiye Maden Mühendisleri Odası Birliği, www.maden.org.tr/resimler/ekler/173.pdf, (13.04.2012).
- URL-1** (2012) <http://nte-ree.blogspot.com/2012/01/nadir-toprak-elementleri.html>, <http://nte-ree.blogspot.com/>, 07 Ocak 2012.
- URL-2** (2011) <http://www.yerbilimleri.com/nadir-toprak-metalleri-periyodik-tablodadurdugu-gibi-durmuyor/>, <http://www.yerbilimleri.com/>, 23 Temmuz 2011.
- URL-3** (2011) <http://www.cri-report.com/19-research-report-on-chinese-rare-earth-industry-2010-2011.html>, Research Report on Chinese Rare Earth Industry 2010-2011, (27.02.2012).
- URL-4** (2007) <http://phys.lsu.edu/graceland/faculty/cjohnson/skhafo.f>, Louisiana State University, 28 Ocak 2007.
- URL-5** (2009) <http://cdfc.sinp.msu.ru/services/index.en.html>, Centre for Photonuclear Experiments Data, Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, 20 Ocak 2009.
- Vauthering D and Brink D M** (1972) Hartree-Fock calculations with Skyrme's interaction. I. Spherical Nuclei. *Phys. Rev. C*, 5(3): 626-647.

BİBLİYOGRAFYA

- Bardeen J, Cooper L N and Schrieffer J R** (1957) Theory of Superconductivity. *Phys. Rev.*, 108(5): 1175-1204.
- 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.
- Fock V** (1930) Näherungsmethode zur lösung des quantenmechanischen Mehrkörperproblems. *Z. Physik.*, 61: 126-148.
- Friar J L and Negele J W** (1975) In *Advances in Nuclear Physics*. edited by M. Baranger and E. Vogt, Plenum, New York, 8: p. 219.
- 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.
- Hartree D R** (1928) The wave mechanics of an atom with a non-Coulomb central field. part I. theory and methods. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 24(1): 89-110.
- Simon G G, Schmitt C, Borkowski F and Walther V H** (1980) Absolute electron-proton cross sections at low momentum transfer measured with a high pressure gas target system. *Nucl. Phys. A*, 333(3): 381-391.
- Tel E** (1995) Skyrme Kuvvetleri Kullanılarak Hartree-Fock Hesaplamaları ile Ca ve Pb 'nin Taban Durum Özelliklerinin İncelenmesi. Yüksek Lisans Tezi, GÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Ankara, 46 s.
- Titin-Schnaider C and Quentin P** (1974) Coulomb exchange contribution in nuclear Hartree-Fock calculations. *Phys. Lett. B*, 49(5): 397-400.

ÖZGEÇMİŞ

Hakan ALICI 1987’de Ankara’da doğdu. İlköğrenimini Ankara Kurtuluş İlköğretim Okulunda tamamladı. Ankara Kurtuluş Lisesinden mezun olduktan sonra 2004 yılında Gazi Üniversitesi (GÜ) Kastamonu Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümüne girdi. 2008 yılında lisans eğitimini tamamladıktan sonra aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi (KTÜ) Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans öğrenimine başladı. 2010 yılında Bülent Ecevit Üniversitesi (BEÜ) Fizik Bölümü Genel Fizik Anabilim Dalında Araştırma Görevlisi olarak göreve başladı. Aynı yıl BEÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans öğrenimine devam etti. 2010 yılında girdiği BEÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans programını sürdürmektedir.

ADRES BİLGİLERİ

Adres : Bülent Ecevit Üniversitesi
Fizik Bölümü
67100 ZONGULDAK
Tel : 0531 361 77 77
E-posta : hakanalici@hotmail.com.tr