

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ



**$^{135,137,138,139}\text{La}$ (n,el) SAÇILMA DİFERANSİYEL TESİR KESİTLERİNİN
NÜKLEON YOĞUNLUKLARINDAN ELDE EDİLEN ETKİLEŞİM
POTANSİYELLERİ KULLANILARAK HESAPLANMASI**

Ferhan AKDENİZ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

TEMMUZ 2024

ANTALYA

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

^{135,137,138,139}La (n,el) SAÇILMA DİFERANSİYEL TESİR KESİTLERİNİN
NÜKLEON YOĞUNLUKLARINDAN ELDE EDİLEN ETKİLEŞİM
POTANSİYELLERİ KULLANILARAK HESAPLANMASI

Ferhan AKDENİZ

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

TEMMUZ 2024

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**^{135,137,138,139}La (n,el) SAÇILMA DİFERANSİYEL TESİR KESİTLERİNİN
NÜKLEON YOĞUNLUKLARINDAN ELDE EDİLEN ETKİLEŞİM
POTANSİYELLERİ KULLANILARAK HESAPLANMASI**

Ferhan AKDENİZ

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

Bu tez 12/07/2024 tarihinde jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.

Prof.Dr. İsmail Hakkı SARPÜN (Danışman)

Prof.Dr. Melike Behiye Yücel

Prof.Dr. Abdullah Kaplan

Prof.Dr. Abdullah Aydın

Doç.Dr. Ramazan Şahin

ÖZET

^{135,137,138,139}La (n,el) SAÇILMA DİFERANSİYEL TESİR KESİTLERİNİN NÜKLEON YOĞUNLUKLARINDAN ELDE EDİLEN ETKİLEŞİM POTANSİYELLERİ KULLANILARAK HESAPLANMASI

Ferhan AKDENİZ

Doktora Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof.Dr. İsmail Hakkı SARPÜN

Temmuz 2024, 79 sayfa

Nükleer fizik alanında yapılan araştırmalarda nükleer reaksiyon deneyleri büyük öneme sahiptir. Ancak nükleer reaksiyon deneyleri tekrar tekrar yapılamamaktadır. Bu noktada ortaya çıkan boşluğu, teorik hesaplamalar ve farklı nükleer modellerin kullanıldığı simülasyon (benzetim) çalışmaları doldurmaktadır. Bu çalışmada nükleon yoğunlukları ile folding potansiyeli davranışı ve elastik saçılma tesir kesitleri arasındaki korelasyona odaklanılmaktadır. Dolayısıyla da yoğunluğa bağlı reaksiyon parametreleri kullanılarak, elastik saçılmalarda en önemli göstergelerden biri olan açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti elde edilmiştir. Bu amaçla, Lantanit grubu elementlerinden Lantan izotoplarının çekirdek içi nükleon dağılım yoğunlukları dört ayrı model ile hesaplanmıştır. Çekirdeklerin taban durum özelliklerinden olan nükleon yoğunlukları genellikle Skyrme ve Gogny etkileşimlerini içeren Hartree-Fock (HF) ve Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) yaklaşımları kullanılarak hesaplanmaktadır. Skyrme etkileşimli HF yaklaşımında Woods-Saxon (WS) potansiyeli (SHF-WS) ve Harmonik osilatör (HO) potansiyeli (SHF-HO) ile HFB yaklaşımında Skyrme etkileşimi (HFB-S) ve Gogny etkileşimi (HFB-G) yöntemleriyle hesaplanmıştır. Bu yöntemlerle yük yarıçapları da hesaplanarak deneysel veriler ile kıyaslanarak Skyrme parametre setlerinden en iyisi belirlenmiştir. Elde edilen yoğunluk verileri ile, uygun hacim integrali eşliğinde single folding yöntemi kullanılarak çekirdek içi potansiyel parametreleri tespit edilmiş ve literatürde varolan parametrelerle karşılaştırılmıştır. Sonrasında, bu parametreler kullanılarak elastik saçılma tesir kesitleri hesaplanmış ve literatürdeki değerlerle karşılaştırılmıştır. Sonuçlar üzerinde SHF-WS, SHF-HO, HFB-S, HFB-G modellerinin etkisi gözlemlenmiştir. Amaç, nükleon yoğunluğu verileri mevcut olan çekirdekler için uygun modelin ve single folding için uygun hacim integralinin kullanılması ile teorik olarak reaksiyon verilerinin elde edilmesidir. Reaksiyon parametrelerine bağlı olarak diferansiyel tesir kesitlerinin açısal dağılımı elde edilmiştir.

ANAHTAR KELİMELELER: Skyrme, Gogny, Folding Potansiyel, Hartree-Fock, Bogolyubov, Woods-Saxon, Kabuk Model, Nükleon Yoğunluğu, Tesir Kesiti.

JÜRİ: Prof.Dr. İsmail Hakkı SARPÜN

Prof.Dr. Abdullah Aydın

Prof.Dr. Melike Behiye Yücel

Prof.Dr. Abdullah Kaplan

Doç.Dr. Ramazan Şahin

ABSTRACT

CALCULATION OF ^{135,137,138,139}La (n,el) SCATTERING DIFFERENTIAL CROSS SECTIONS USING THE INTERACTION POTENTIALS OBTAINED FROM NUCLEON DENSITIES

Ferhan AKDENİZ

PhD. Thesis in PHYSICS

Supervisor: Prof.Dr. İsmail Hakkı SARPÜN

July 2024, 79 pages

Research in the field of nuclear physics often places great importance on nuclear reaction experiments. However, nuclear reaction experiments cannot be repeated multiple times. At this point, this gap is filled by theoretical calculations and simulation studies using different nuclear models. This study focuses on the correlation between nucleon densities, folding potential behavior, and elastic scattering cross-sections. Depending on the density, data on reaction parameters and cross-sections, which give the probability of the occurrence of the nuclear reaction, have been obtained. The nucleon density distributions within the nuclei of the Lanthanum isotopes, which are part of the lanthanide group elements, have been calculated using four different models. The ground state properties of nuclei, especially nucleon densities, are generally calculated using Hartree-Fock (HF) and Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) approaches with Skyrme and Gogny interactions. The nucleon densities of Lanthanum isotopes have been calculated using the Skyrme interaction with the Woods-Saxon (WS) potential in the HF approach (SHF-WS), the Skyrme interaction with the Harmonic oscillator (HO) potential in the HF approach (SHF-HO), the Skyrme interaction in the HFB approach (HFB-S), and the Gogny interaction in the HFB approach (HFB-G). The best set was determined using the experimental charge radius. Based on these density data, nuclear potential parameters were identified using the single folding method along with the appropriate volume integral. Subsequently, using these parameters, elastic scattering cross-sections were calculated and compared with values found in the literature. The impact of the SHF-WS, SHF-HO, HFB-S, and HFB-G models on the results was observed. The aim was to theoretically obtain reaction data using an appropriate model and suitable volume integral for single folding for nuclei with available nucleon density data. Based on the reaction parameters, the angular distribution of differential cross-sections was obtained.

KEYWORDS: Skyrme, Gogny, Folding Potential, Hartree-Fock, Bogolyubov, Woods-Saxon, Shell Model, Nucleon Density, Cross-Section.

COMMITTEE: Prof.Dr. İsmail Hakkı SARPÜN

Prof.Dr. Abdullah Aydın

Prof.Dr. Melike Behiye Yücel

Prof.Dr. Abdullah Kaplan

Assoc.Prof.Dr. Ramazan Şahin

ÖNSÖZ

Akademik süreçte birikimiyle Fizik bilgimin ve beceremin gelişmesinde katkıda bulunan, bu tezin yazılma sürecinde değerli bilgi ve tecrübeleriyle desteğini esirgemeyen, hem akademik hem de insani olarak varlığını hep hissettiğim çok kıymetli danışman hocam Prof. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN 'e içtenlikle teşekkür ederim.

Çalışmamı inceleyerek yararlı görüş, eleştiri ve katkılarından dolayı tez izleme komitesi üyesi saygıdeğer hocalarım Prof. Dr. Abdullah Aydın, Prof. Dr. Melike Behiye YÜCEL, Prof. Dr. Abdullah KAPLAN ve Doç. Dr. Ramazan Şahin 'e teşekkürlerimi sunarım.

Tez yazım sürecinde fikir alışverişleri ve destekleri için çalışma arkadaşım Dr. Ramazan DAĞTAŞ 'a teşekkür ederim.

Doktora eğitimim boyunca ders aldığım, bilgisinden istifade ettiğim Akdeniz Üniversitesi Fizik Bölümü hocalarına emeklerinden ötürü teşekkür ederim.

Canım ailem; annem Fatma BIÇAKCI, babam Ahmet BIÇAKCI, ablam Bedia ALTUNIŞIK, kardeşim Av. Zehra Ece KARAMAN ve çok sevgili arkadaşlarım bana hep inandınız, desteğinizi hiç esirgemediniz. İyi ki varsınız !

Sevgili eşim Hakim Süleyman AKDENİZ; bu çalışma vesilesiyle bir kez daha beni yüreklendirdiğin, hiç esirgemediğin maddi-manevi desteğin ve sevgin için sonsuz teşekkürler.

...ve tabii ki varlığıyla bu dünyayı güzelleştiren canım kızım Ayşe Hande AKDENİZ; çalışkan, enerjik, sevgi dolu ve savaşçı kişiliğinle bana hep ilham kaynağı olaktasın. Tez yazım sürecimde sergilediğin anlayışlı ve destekleyici tavrının bu çalışmadaki katkısı tabi ki paha biçilemez.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
ÖNSÖZ	iii
AKADEMİK BEYAN	v
SİMGELER VE KISALTMALAR	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
1. GİRİŞ	1
2. KAYNAK TARAMASI	6
3. MATERYAL VE METOT	13
3.1. Nükleer Reaksiyonlar	13
3.2. Optik Model	15
3.3. Ortalama Alan Teorisi	17
3.4. Kabuk Modeli	19
3.5. Yoğunluk Dağılımının Woods-Saxon Temsili	20
3.6. Hartree-Fock Yaklaşımı	22
3.7. Skyrme Kuvveti	23
3.8. Skyrme Hartree-Fock Metodu	28
3.9. Gogny Kuvveti	32
3.10. Hartree-Fock-Bogolyubov Yaklaşımı	35
3.10.1. Hartree-Fock-Bogolyubov-Skyrme Metodu	38
3.10.2. Hartree-Fock-Bogolyubov-Gogny Metodu	42
3.11. Folding Potansiyel	42
3.11.1. Single Folding Potansiyel	44
3.12. Nükleer Yoğunluk ve Tesir Kesiti Hesaplamaları	46
3.12.1. Nükleer Reaksiyon Kodları	47
3.13. Tesir Kesiti	47
3.13.1. Diferansiyel Tesir Kesiti	48
3.13.2. Toplam Tesir Kesiti	49
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	51
5. SONUÇLAR	63
6. KAYNAKLAR	68
ÖZGEÇMİŞ	

AKADEMİK BEYAN

Doktora Tezi olarak sunduğum “^{135,137,138,139}La (n,el) Saçılma Diferansiyel Tesir Kesitlerinin Nükleon Yoğunluklarından Elde Edilen Etkileşim Potansiyelleri Kullanılarak Hesaplanması” adlı bu çalışmanın, akademik kurallar ve etik değerlere uygun olarak bulunduğunu belirtir, bu tez çalışmasında bana ait olmayan tüm bilgilerin kaynağını gösterdiğimi beyan ederim.

12/07/2024

Ferhan AKDENİZ



SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler:

M_i : Atalet parametresi

Z : Atom numarası

b : Barn

$B_{q,ij}$: Dönüş yörüngesi

E : Enerji

Δ : Eşleşme alanı

V_0 : Etkileşim potansiyeli

$\mathcal{H}$: Genelleştirilmiş ortalama alan Hamiltoniyeni

r_v : Geometrik yarıçap parametresi

a_i : Yaygınlık parametresi

$\vec{k}$: Göreli dalga vektörü

H : Hamiltoniyen

Γ : Hartree-Fock alanı

H_i : İzospin değiştirme operatörü

$\vec{\tau}$: İzospin vektörü

$d\Omega$: Katı açı

$\tau_q(\vec{r})$: Kinetik enerji yoğunluğu

m : Kütle

A : Kütle numarası

λ : Lagrange parametresi

Simgeler:

ρ_0	: Merkezi yoğunluk
N	: Nötron sayısı
R	: Nükleer yarıçap
$V(r)$	: Nükleer potansiyel
V_{NN}	: Nükleonlar arasındaki nükleer potansiyel
$\rho_q(\vec{r})$	: Nükleon yoğunluğu
ρ	: Nükleon yoğunluğu
U_q	: Potansiyel enerji
P	: Proton sayısı
$W(r)$	: Sanal potansiyel
P_σ	: Spin değişim operatörü
B_i	: Spin değiştirme operatörü
M_i	: Spin, izospin değiş tokuş operatörü
W_i	: Spin, izospin ile parçacıklar arası etkileşim
$\vec{\sigma}$	: Spin vektörü
$\vec{J}_q(\vec{r})$	: Spin-yörünge yoğunluğu
$\varphi(r)$	: Tek parçacık dalga fonksiyonu
σ	: Tesir kesiti
$\vec{V}_{DD}$	: Yoğunluğa bağlı iki cisim kuvveti

Kısaltmalar:

BCS	: Bardeen-Cooper-Schrieffer
HO	: Harmonik Osilatör
HF	: Hartree-Fock
HFB	: Hartree-Fock Bogoliubov
$HFB - G$	: Hartree-Fock Bogoliubov Gogny
$HFB - S$	: Hartree-Fock Bogoliubov Skyrme
$M3Y$	: Michigan 3 Yukawa
NN	: Nükleon-Nükleon
(n, el)	: Nötron, Elastik
OM	: Optik Model
OMP	: Optik Model Potansiyeli
SHF	: Skyrme Hartree-Fock
$SHF - HO$	: Skyrme Hartree-Fock Harmonik Osilatör
$SHF - WS$	: Skyrme Hartree-Fock Woods-Saxon
WS	: Woods-Saxon
MeV	: Mega electron-volt

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1	Nükleer reaksiyonlar - Çıkan parçacık spektrumunun şematik çizimi. Bileşik Çekirdek (A), Denge Öncesi (B) ve Direkt (C) Reaksiyonlar'ın katkıda bulunduğu enerji bölgeleri şematize edilmiştir. E enerjisi, t ise süreyi ifade etmektedir. Kesikli eğri, geçiş enerjisi bölgesinde bileşik katkıyı diğerlerinden ayırmaktadır (Koning vd. 2023)	14
Şekil 3.2	OMP'nin grafik gösterimi (Krane 1988)	15
Şekil 3.3	İki nükleon arasındaki kuvvet alanının şematik gösterimi	18
Şekil 3.4	Kabuk model ve sihirli sayıların gösterimi	20
Şekil 3.5	WS potansiyeli için tek parçacıklı spektrum ve kuantum sayıları	21
Şekil 3.6	NN etkileşimi için Double Folding potansiyeli şematik gösterimi	44
Şekil 3.7	NN etkileşimi için Single Folding potansiyeli şematik gösterimi	45
Şekil 3.8	Diferansiyel saçılma tesir kesitini ölçmek için standart saçılma geometrisi (Thornton ve Rex 2013).	49
Şekil 4.1	^{135}La izotopunun dört farklı yöntemle hesaplanan proton (a) ve nötron (b) yoğunlukları	54
Şekil 4.2	^{137}La izotopunun dört farklı yöntemle hesaplanan proton (a) ve nötron (b) yoğunlukları	55
Şekil 4.3	^{138}La izotopunun dört yöntemle hesaplanan proton (a) ve nötron (b) yoğunlukları	56
Şekil 4.4	^{139}La izotopunun dört farklı yöntemle hesaplanan proton (a) ve nötron (b) yoğunlukları	57
Şekil 4.5	$^{135}\text{La}(n, el)$, 14 MeV Saçılma reaksiyonu açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti	60
Şekil 4.6	$^{137}\text{La}(n, el)$, 14 MeV Saçılma reaksiyonu açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti	60
Şekil 4.7	$^{138}\text{La}(n, el)$, 14 MeV Saçılma reaksiyonu açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti	61
Şekil 4.8	$^{139}\text{La}(n, el)$, 14 MeV Saçılma reaksiyonu açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti	61
Şekil 4.9	$^{139}\text{La}(n, el)$, 1.571 MeV Saçılma reaksiyonu açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti	62
Şekil 5.1	La izotoplarının SHF-WS modeline göre proton (a) ve nötron (b) yoğunluk dağılımları	64
Şekil 5.2	SHF-WS metodu, nötron yoğunluğu detaylı gösterimi	65

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1	Bazı Skyrme parametre setleri ve katsayıları.	27
Çizelge 3.2	Gogny Parametre setleri-1	35
Çizelge 3.3	Gogny Parametre setleri-2	35
Çizelge 4.4	SHF-WS Modeli için Skyrme parametre setleri	52
Çizelge 4.5	SHF-HO Modeli için Skyrme parametre setleri	52
Çizelge 4.6	Teorik Parametreler	58
Çizelge 4.7	Nümerik ve Deneysel Parametreler	59
Çizelge 5.8	Koning ve Delaroche 'nin çalışması (Koning ve Delaroche 2003) ile bu çalışmada elde edilen açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti değerlerine ait korelasyon katsayıları	66
Çizelge 5.9	1.571 <i>MeV</i> nötronlarla oluşturulan elastik saçılma reaksiyonunda Malan vd. deneysel değerleri (Malan vd. 1969) ile bu çalışmada elde edilen açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti değerlerine ait korelasyon katsayıları	67

1. GİRİŞ

Thomson tarafından elektronun gözlemlenmesi atomun içyapısına ısrarcı bir davet niteliğindeydi (Thomson 1897). Becquerel 'in uranyum tuzlarının fosforesans olayını araştırırken radyoaktiviteyi bulması ise nükleer enerjinin keşfinde ilk adımlardır (Becquerel 1896). Becquerel radyumun radyoaktif ışına yaptığını keşfetmiştir. Daha sonra Marie ve Pierre Curie bu ışınmayı toryum elementinde de saptamıştır ve devamında radyum, polonyum gibi radyoaktif elementlerin varlığı da keşfedilmiştir (Becquerel 1901; Sklodowska-Curie 1898; Curie 1899; Curie ve Curie 1900). Böylece atom fizikinden farklı bir disiplin olan, atomdan on bin kez küçük olan atom çekirdeklerinin birbirleriyle olan etkileşimlerini inceleyen, nükleer fizik araştırmaları hız kazanmıştır. Kimya, biyoloji, arkeoloji, jeoloji, mühendislik, astrofizik, kozmoloji gibi bilim dallarının yanı sıra sanayi, çevre, tıp, savunma, kriminoloji, güçüretimi ve daha birçok sahada da etkin bir biçimde nükleer fizikten faydalanılmaktadır. Çekirdeğin yapısını meydana getiren nükleer özellikler ve kuralları, fiziksel araştırmaların önemli ve gelişmelere ışık tutan bir alanıdır. Atom çekirdeğini; kütle, yarıçap, kararlı çekirdekler için bağıl bolluk, bozunma modları; radyoaktif çekirdekler için yarı ömür, reaksiyon modları, tesir kesitleri, spin, manyetik dipol, elektrik kuadropol momentler ve uyarılmış durumlar gibi ölçülebilir temel özellikler ile tanımlarız. Ne var ki çekirdek yapısını ve nükleer davranışı betimleyen kuralları ve özellikler birbiri ile bağlantılı ve uyumlu teorik bir formülasyona veya temel bir tanımlamaya sahip değildir. Bu karmaşık yapıyı anlaşılır hale getirmek için yaklaşımlar sunan kavramsal modeller geliştirilmiştir. Tüm bu modeller ve hesaplama yöntemleri deneysel veriler ile uyum içindedir. Tam bu noktada verilebilecek en iyi örneklerden biri, bu çalışmada da bahsi geçecek olan optik modeldir (OM). OM, nükleer saçılmaları açıklamada oldukça başarılı olup, özellikle elastik saçılmanın analizinde büyük önem taşır. Bu model, saçılma problemini daha anlaşılır hale getirir ve mermi ile hedef arasındaki iki cisim etkileşmesini, indirgenmiş kütlelerin bir potansiyelden saçılmasına indirger. Hedefe doğru gönderilen mermi parçacığı, bir potansiyel kuyusuyla karşılaşır, bu potansiyel sanal bir bileşen de içerir. Nükleer etkileşme durumunda, mermi ve hedef arasındaki iki cisim etkileşmesini temsil eden potansiyel, mermi ve hedef arasında meydana gelen tüm elastik saçılma ve reaksiyonlara uygun olmalıdır. Genellikle, etkileşme potansiyelinin gerçek kısmı elastik saçılmayı, sanal kısmı ise inelastik temsil eder (Satchler 1983).

Bir nükleer reaksiyon esnasında meydana gelebilecek çekirdek-çekirdek etkileşmesinde esas olarak yüzey bölgesindeki nükleonlar arasındaki etkileşim sorumluyken, nükleer yapı esas olarak çekirdek içindeki nükleon-nükleon (NN) etkileşimi ile tanımlanır. İki çekirdeğin nükleon yoğunluk dağılımları, çekirdek-çekirdek potansiyelini hesaplamak için NN etkileşimini belirleme noktasında önemlidir. Nükleon-nükleon etkileşimini tanımlayan iki cisim potansiyelini dikkate almaktır. Nükleonlar arasındaki etkileşimler, serbest NN etkileşimi şeklinde değerlendirilecektir. Bu bağlamda, bu etkileşimler Coulomb kuvvetlerinden bağımsız olup, nükleonlar arasındaki güçlü etkileşimlere dayanmaktadır. Ayrıca, nükleonlar bir potansiyel (alan) aracılığıyla etkileşime girerler. Rölativistik etkiler göz ardı edilir ve sadece iki cisim kuvvetleri dikkate alınır.

Bir nükleer reaksiyon esnasında meydana gelebilecek NN etkileşmesinde etkin potansiyeller, ölçülen özellikleri açıklamak açısından önem taşır. Bu noktada eklenen terimler bizi daha kesin sonuçlara götürecektir. Tabii ki potansiyeller ve doğru parametre terimlerinin tespiti yeterli olmayacaktır. Bir nükleon ile yalnız yakın komşu nükleonlar

arasında kuvvetli etkileşimler vardır bu nedenle çekirdek, uzun menzilli bir yapı göstermez. Nükleonlar arasındaki etkileşim potansiyeli, orta mesafelerde çekici, ancak kısa mesafelerde oldukça itici bir karakter sergiler. Burada hesaba katılacak etki, nükleonları çekirdeğe bağlayan orta mesafeli etkileşimin ve korelasyonların, tek piyon değiş-tokuşu potansiyeli (One Pion Exchange Potential (OPEP)) yoluyla oluşan bir birleşimin etkisidir.

Nükleer maddedeki her parçacık, tek-parçacık enerji düzeylerinde, ortamdaki diğer parçacıkların oluşturduğu bir ortalama alan (mean-field) içerisinde hareket ederler. Atom çekirdeğini oluşturan nükleonlar birbirleriyle nükleer kuvvet vasıtası ile etkileşirler. Çekirdek içinde var olan nükleer kuvvetler kısa menzilli, çok güçlüve çekici kuvvetlerdir. Nükleer kuvvetlerin çekici rolleri ortalama alana karşı genelde katkıda bulunur. Etkin, kısa mesafeli, dolayısıyla da doyma özelliğine sahip bu kuvvetlerin varlığını en çok destekleyen iki etken vardır;

- Nükleon başına bağlanma enerjisi
- Nükleer yoğunluk.

Fenomenolojik nükleer kuvvet kullanan HF hesaplamaları, Skyrme (Skyrme 1956, 1959) tarafından geliştirilen fenomenolojik kuvveti kullanır ve SHF hesaplamaları adıyla bilinmektedir (Vautherin ve Brink 1972). Nükleer fizikte, parametreleri deneysel sonuçlara göre ayarlanmış başarılı bir şekilde çalışan fakat çoğu sadece özel bir amaç için kullanılan bir çok fenomenolojik kuvvet kullanılmaktadır. Skyrme kuvvetlerinin tanımlanmasıyla, nükleer fizikte HF hesapları yapılmaya başlanmıştır. O zamandan beri bu hesaplamalar, deformasyon özellikleri, süper ağır çekirdekler, titreşimler ve ağır iyon çarpışmaları gibi çeşitli hesaplamalarda uygulanmıştır. Bununla birlikte, küresel çekirdeğin taban durumu- nun tanımlanmasında, bu hesaplamaların çoğunun uygulamaları, faydalı bir araç olmuştur.

Küresel çekirdekler için nükleon yoğunluğu

$$\rho = \frac{A}{V} = \frac{3}{4\pi r_0^3} \quad (1.1)$$

olarak verilir. Burada, A Kütle numarası ve V çekirdeğin hacmini ifade etmektedir.

Çekirdek içerisinde var olan nükleonların uzaysal işgal bölgelerinin yarıçaplarının ortalaması, çekirdeğin yarıçapıdır. Çekirdek boyutu, dolayısıyla da çekirdek yarıçapı sözkonusu olduğunda sıklıkla kare ortalama karekök (RMS) yarıçapı kavramı kullanılır.

Küresel çekirdekler sözkonusu olduğunda, çekirdeği sabit yoğunluklu keskin bir yüzeye sahip bir küre olarak düşünürsek çekirdeğin yarıçapı

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (1.2)$$

eşitliğinde yarıçap parametresi olan r_0 oransal katsayısı, kararlı çekirdekler için kütle sayısından bağımsızdır ve sabittir. Deneysel olarak

$$r_0 \sim 1.1 - 1.2 fm \quad (1.3)$$

değerinde olduğu bulunmaktadır. Nükleonların çekirdek içerisinde hemen hemen sabit yoğunlukta olmaları ve çekirdeğin keskin bir şekle sahip olduğu varsayımı doygunluğun bir göstergesidir. Bu durum çekirdeğin sıvı damlası modeli olarak ifade edilen, çekirdeğin sıvı benzeri davranışının gözlemlendiği deneysel kanıtlardan biridir. Bu ifadeleri bir sıvı damlasına benzetilen bir çekirdek için ele alırsak, çekirdeğin kütle numarasının parçacık başına düşen bağlanma enerjisi ile düzenli bir şekilde değiştiğini görebiliriz. Nötron ve proton sayılarının toplamı olan nükleon sayısı A arttıkça, toplam bağlanma enerjisi de artar ve on iki nükleondan daha fazlasına sahip çekirdekler için neredeyse sabit kalır (Reid 1984).

Ancak, ortalama alanın ve tüm çekirdeğin yanı sıra çekirdek içindeki nükleonların bireysel durumlarının da kendi içinde tutarlı bir şekilde belirlenmesi gerekir, çünkü ortalama alanın kendisi bileşen nükleonlar arasındaki etkileşime dayalı olarak belirlenir.

HF denklemlerinin yazılabilmesi, kolaylıkla çözümlenebilen Skyrme etkileşmesi sayesinde basitleşmektedir. Kabuk modelini de içeren SHF metodu, en genel şekliyle, bir nükleonun diğer nükleonların oluşturduğu ortalama merkezi bir potansiyel içerisinde bağımsız olarak hareket ettiği bir modeli tasvir etmektedir. Ancak nicel tanımlamalar neticesinde; yüksek dereceli korelasyonların dahil edilmesini gerektiren böyle bir hesaplama karmaşaya açıktır. Diğer bir ampirik yöntem ise gerçekçi bir kuvvetten türetilen iki cisim matris elemanının etkileşiminin deneysel verilere uydurulmasıdır (Warburton ve Brown 1992; Brown ve Richter 2006; Honma vd. 2002). Nükleer fizikte çok cisim içeren sistemlerde, sonlu çekirdekler için, genel bir enerji yoğunluğu fonksiyonu deneysel verilere fenomenolojik olarak uyarlanır. Böylelikle çok cisim korelasyonları, yani ortam içi etkiler, etkin bir potansiyel kullanılarak yeniden toplanır (Li 2015). En ağır elementlerden hafif elementlere, uç durumlardan β -kararlılığı vadisine ve uyarılmış hallerden temel hallere kadar bir çok nükleer olayın kolaylıkla tanımlanabilmesi için rölativistik ve rölativistik olmayan bir çok yoğunluk fonksiyon teorisi (DFT, Density Function Theory) geliştirilmiş olup bugün hala bir başarıyla uygulanmaktadır. Rölativistik enerji fonksiyonu, sonlu aralık Gogny / BCP / M3Y enerji fonksiyonu (Decharge ve Gogny 1980; Chappert vd. 1995; Baldo vd. 2008, 2013; Hofmann ve Lenske 1998; Nakada 2008) ve Skyrme enerji fonksiyonu (Stone ve Reinhard 2007; Beiner vd. 1995; Chabanat vd. 1997) yaygın olarak kullanılan fonksiyonlardır. Atomik çekirdekler ilginç bir şekilde, ortalama alan yaklaşımı çerçevesinde tanımlı tek parçacık hareketi sergiler. Literatürde M3Y etkin NN etkileşimini nükleer maddenin taban durum özelliklerini HF yaklaşımında kullanan çalışmalar mevcuttur (Khoa vd. 1996; Nakada 2003). Bağlanma enerjisi, nükleon yoğunluğu, elektromanyetik moment, bazı ağır radyoaktif çekirdeklerin kütle ve yük yarıçapları gibi önemli çekirdek özelliklerini belirlemek için Skyrme Hartree-Fock (SHF) metodu ile hesaplamalar yapılabilmektedir (Vautherin ve Brink 1972; Beiner vd. 1975). SHF metodunun WS potansiyeli (SHF-WS) ve HO potansiyeli (SHF-HO) kullanan yöntemleriyle, HFB-S ve HFB-G metotları da aynı amaç için kullanılan yöntemlerdir (Bogolyubov 1958; Ring ve Schuck 1980). Bu tez çalışmasında ^{135,137,138,139}La izotoplarının SHF-WS, SHF-HO, HFB-S ve HFB-G metotları ile hesaplanan nükleon yoğunlukları, yoğunluğa bağlı M3Y etkin NN etkileşmesi Folding model ile birlikte, nükleer potansiyel parametrelerinin hesabında kullanılmıştır.

Nükleer potansiyel veya etkileşimlerin belirlenmesinde, genel yapıyı oluşturan temel deneyler çerçevesinde önerilmiş korunum yasalarını ve bunlardan gelen kısıtlamaları

dikkate almak gerekir. Korunum yasaları, ilişkili bir dönüşüm altında simetri ile ilgilidir veya invaryanttır. Buradaki invaryantlık, skaler bir büyüklük olan nükleer potansiyelin, uzay yansıması altında değişmez yani parite ve zamanın invaryant olmasıdır ki bunlar temel özellik olarak kabul görür.

Nükleer kuvvet hakkında gerekli bilgiler, nötron-proton ve proton-proton saçılma verilerinden sağlanır. Bu verilerin elde edildiği deneysel sonuçlar diferansiyel tesir kesiti ve saçılma tesir kesiti başlıkları altında incelenebilir.

Bu tez çalışmasında mermi parçacık olarak nötronun kullanıldığı bir elastik saçılma (n, el) incelenmektedir. Günümüzde nötron-çekirdek reaksiyonları artan bir hassasiyetle araştırılmaktadır. çünkü nükleer enerji, fosil yakıtlara karşı karbonsuz ana alternatiflerden biridir ve iklim değişikliğinin etkilerini azaltmada ve artan enerji talebiyle başa çıkmada önemli bir rol oynamaktadır. Filyon ve füzyon teknolojilerinin güvenli bir şekilde işlenmesi ve ilerletilmesi için, gelişmiş doğrulukta ve güvenilirlikte nötron reaksiyonu veri setleri (reaksiyon ürünleri ile açığa ve enerjiye bağlı tesir kesitleri, vb.) gerektirmektedir. Uygulamalar yalnızca deneysel verilere dayanmaz; kapsamlı teorik hesaplamaların modellere dayandırılması ve deneysel verilerle karşılaştırılmasıyla elde edilen sonuçların değerlendirilmesi nükleer veri mühendisliğinin temelini oluşturur. Nötron saçılması çekirdeği incelemek için önemli bir araçtır ve nükleer bilimin çeşitli dalları için de önem taşır.

Nükleer etkileşimlerin teorik çalışmalarında, örneğin, NN potansiyellerini tanımlayan parametrelerin belirlenmesi için nötron saçılma verileri gereklidir. Özellikle, optik potansiyel modeli dikkate alındığında, proton ve nötron elastik saçılma verileri, potansiyel parametrelerinin belirlenmesi için kısıtlamalar sağladığından gereklidir. Genel olarak, diferansiyel tesir kesitleri, hesaplamaların fenomenolojik optik potansiyellere mi yoksa temel NN etkileşiminin mevcut seçeneklerinden türetilen mikroskobik potansiyeller ve etkileşimlere mi dayandığına bakılmaksızın teorik tahminleri doğrulama aracı olarak kullanılır.

Nötronlar, enerji üretiminin yanısıra parçacık hızlandırıcı tasarımı, dedektör geliştirme, uzay yolculuğu gibi malzemeye dayalı alanlarda önemli uygulamalara sahiptir. Elastik saçılma ise nötron taşınımının modellendiği problemlerinde kritik öneme sahip baskın saçılma mekanizmasını temsil eder.

Bu çalışmanın temel hedeflerini üç aşamada sıralayabiliriz:

- Çekirdek nükleon yoğunluklarını hesaplamak
- Hesaplanan nükleon yoğunluklarından elastik saçılmaya ait etkileşim potansiyelini hesaplamak
- Bu potansiyelleri kullanarak (n, el) saçılmasına ait açığa bağımlı diferansiyel tesir kesitlerini hesaplamak.

Hesaplanan veriler, nükleer uygulamalarda kullanılabilecek doğrulukta olmalıdır. Bu amaç doğrultusunda, en yakın korelasyon katsayılarını veren, nötron enerjisinin bir fonksiyonu olarak saçılma tesir kesitlerini belirleyen ve açısal dağılımlarını gösteren grafiklerin elde edildiği en uygun model, sayısal değerler ve parametre setleri ile hesaplamalar yapılmalıdır. Bu nedenle nükleon yoğunlarının hesabında dört farklı model olarak SHF-

WS, SHF-HO, HFB-S ve HFB-G kullanılmış olup, SHF-WS ve SHF-HO modellerinde ise 10 farklı Skyrme parametre seti kullanılmıştır. Nükleer hesaplamalarda büyük öneme sahip teorik etkileşme potansiyel parametreleri tam bir yaklaşıklık ile hesaplanmıştır. Bu etkileşim potansiyel değerleri kullanılarak elde edilen açığa bağımlı diferansiyel tesir kesitleri, var olan deneysel sonuçlar ve literatürde yer alan diğer teorik çalışmalar ile kıyaslanmıştır. HFB hesaplamaları, Skyrme etkileşimlerine ek olarak Gogny etkileşimi de kullanılarak, gerçekleştirilmiştir. SHF yaklaşımının, WS ve HO potansiyelleri ile birlikte kullanılmasının yanısıra HFB yaklaşımı Skyrme ve Gogny etkileşimi ile birlikte kullanılmıştır. Literatürde bu dört modelin (SHF-WS, SHF-HO, HFB-S, HFB-G) birlikte kullanıldığı bir çalışmaya rastlanmamıştır. Bu modellerde elde edilen yoğunluklar, yoğunluğa bağlı M3Y etkileşmesi Folding model ile birlikte nükleer etkileşimlerinin hesaplanmasında kullanılmıştır. Elde edilen ^{135,137,138,139}La izotoplarında (n, el) saçılmasına ait etkileşim potansiyelleri ve literatürde tanımlı a_V ve r_V değerleri kullanılarak $La(n, el)$ saçılma diferansiyel tesir kesitleri hesaplanmıştır.

Kaynak Taraması bölümünde, bu fiziksel kavramların kronolojik gelişmelerine, teorik anlatımlarına ve literatürde hangi çalışmalarda kullanıldıklarına dair detaylı anlatımlara yer verilmiştir.

Materyal ve Metot bölümünde ise yukarıda ifade edilen bu değerler, metotlar, teoriler ve modeller ile ilgili detaylı bilgelere yer verilmiş ve yapılan teorik hesaplamalar detaylı olarak anlatılmıştır. ^{135,137,138,139}La izotoplarının nükleon yoğunluklarının; SHF-WS ve SHF-HO yöntemleriyle kullanılan HAFOMN (Louisiana-State-University 2007; Reinhard 1991; Langanke vd. 1991) ve HARTREE-FOCK (Reinhard ve Flocard 1995) bilgisayar programları ile HFB-S ve HFB-G yöntemleriyle kullanılan TALYS 1.96 (Koning vd. 2017) bilgisayar programları hakkında bilgiler verilmiştir.

SHF-WS ve SHF-HO yöntemleri ile yapılan hesaplamalarla elde edilen rms nükleer yük yarıçapları, deneysel sonuçlarla kıyaslanarak en uyumlu parametre setleri tespitlerinin belirlendiği tablolar Bulgular bölümünde verilmiştir. Zaten, ^{135,137,138,139}La izotoplarından sadece 135, 137, 138 ve 139 kütle numaralı izotoplar için hesaplama yapılmasının nedeni de sadece bu izotoplar için deneysel rms nükleer yük yarıçapı verilerinin olmasından dolayıdır (Angeli ve Marinova 2013). Nükleon yoğunluğu grafikleri ve yorumları yine bu bölümde yer almaktadır. çekirdek içi nükleon yoğunluğuna bağlı M3Y etkin NN etkileşmesinin Folding model ile birlikte yapılan nümerik hesaplamalarından elde edilen nükleer potansiyel parametrelerinin, teorik ve deneysel sonuçlar ile karşılaştırıldığı tablo da bulgular bölümünde yer almaktadır. Bu tabloda yapılan kıyaslama, çizilen diferansiyel tesir grafiklerinde net bir şekilde görülmüştür.

Yapılan hesaplamaların yorumlandığı ve hata hesaplamalarının yapıldığı Sonuç bölümünde, bu tez çalışmasının literatüre katkısının bir sonucu olarak, ilerleyen zamanlarda yapılması hedeflenen çalışmalardan bahsedilmiştir.

2. KAYNAK TARAMASI

Genel olarak bir çekirdek, hem itici hem de çekici kuvvet etkisi altındadır. Atom çekirdeğini bir arada tutma etkisini sağlayan çekici kuvvet, güçlü nükleer kuvvet olarak bilinmektedir ve temelde, bileşenleri birbirleri ile temas halinde olduğu sürece çekirdeği bir arada tutan bir tutkal özelliğine sahip gibi davranır. Birbirlerine yapışmış haldeki proton ve nötron topları biçiminde resmedilen popüler çekirdek modelinin ortaya çıkmasındaki neden de budur zaten. Yaklaşık 339 kadar çekirdek doğal olarak oluşmuştur ve bunların içindeki kararlı çekirdek sayısı 269 'dur. Elektronlar tarafından değil de çekirdek tarafından üretilen bir olgu olduğu bilinen radyasyon kullanılarak, çekirdekleri yapay olarak dönüştürme fikri beklenen bir durumdur. α - parçacıklarının bir Azot hedefine çarpmasıyla protonları gözlemleyen Rutherford, bu şekilde ilk nükleer reaksiyonu diğer bir ifadesi ile transmutasyonu gerçekleştirmiştir (Rutherford 1919).

İlk başlarda çekirdeğin protonlar ve elektronlardan meydana geldiği düşüncesindeki temel sorunlar, Chadwicks 'in 1932 yılında Curie ve Joliot tarafından yapılmış bir deneyi yorumlamasıyla çözüldü (Chadwick 1932; Curie ve Joliot 1932). Aynı deneyi tekrarlayan Chadwick, farklı hedeflerden geri dönen yüklü parçacıkların enerjilerini karşılaştırarak nötronun varlığını kanıtladı. Chadwick, nötronu ilk defa tarif ederken; elektriksel olarak nötr olan büyük bir parçacık olduğunu fakat nüfuz eden radyasyon sayesinde doğru bir şekilde protonun kütlesine benzer bir kütleyle sahip olduğundan bahsetmiştir (Chadwick 1932). Nötronun keşfedilmesinden hemen sonra, Bohr tarafından nükleer sistemi modellemeye yönelik ilk adım atılmıştır (Bohr 1913a,c,b). Deneyler sırasında, mermi parçacığının hedef çekirdeğin hacmi boyunca ilerleyip geçip gitme süresinin, olması beklenen süreye göre, daha uzun sürdüğü gözlemlenmiştir. Bohr, şimdilerde literatürde sıklıkla karşımıza çıkan meşhur bileşik çekirdek fikrini, reaksiyonu geciktiren sebep olarak bilim dünyasına tanıttı (Bohr 1936).

Fröbrich ve Lipperheide (1996), Takigawa ve Washiyama (2017), Kawano vd. (2008) ve Koning vd. (2023) yaptıkları çalışmalarda nükleer fizikte önemli bir yere sahip nükleer reaksiyonlar ile ilgili, analizler ve uygulamalara yer vermişlerdir.

Mayer ve Jensen 'in 1949 'da geliştirdiği nükleer kabuk modeli, nükleer modellerdeki bileşik çekirdeklerden sonraki önemli bir adımıdır (Mayer ve Jensen 1955). Bu nükleer model, atomik elektronlar için kabuk modelinde olduğu gibi bir ortalama alan modelidir. Sıvı damlası modelinin çeşitli şekillerde modifiye edilmesi, çekirdeğin deformasyonunu açıklamada etkili olmuştur. Nükleer deformasyon ve rotasyon teorisi, 1975 yılında, Bohr ve Mottelson 'a Nobel Ödülü aldırıştır. Günümüzde de Nükleer fizik alanında nükleer kabuk modelini kullanılarak yapılan çok fazla çalışmaya ulaşmak mümkündür. Hammer vd. (2020) ve Dytrych vd. (2020) ab-initio hesaplamalarını, Malbrunot-Ettenauer vd. (2022) ab-initio hesaplamalarını DFT, Skyrme etkileşmesi ile birlikte kullanmışlardır.

Moleküler alan kavramı olarak da adlandırılan ortalama alan teorisi ilk olarak, Pierre Curie tarafından fizikte istatistiksel mekanik alanında (Kadanoff 2009) ve faz geçişlerini tanımlamak için Weiss tarafından yapılan çalışmalarda ortaya atılmıştır (Weiss 1907). Bu yaklaşım şimdilerde genel olarak ortalama alan teorisi olarak bilinmektedir. En genel tanımı ile ortalama alan teorisi; karmaşık sistemleri, sistemin ilgili dinamiklerini yakalayan daha basit bir yaklaşıma indirgeyen bir modeldir (Sakthivadivel 2022). Bir yaklaşım modeli olmasına karşın ortalama alan teorisi, ilkeli ve kullanışlı bir yöntem olmasının yanı

sıra büyük sistemler için de geçerliliğini korumaktadır (Kittel 2004). Birkaç parçacıklı sistemler için analitik çözümlerin mümkün olmasına karşın çok cisimli sistemler için analitik çözümler zorlayıcı ya da çoğunlukla mümkün olamayabilmektedir (Koksharov 2020). Ortalama alan teorisinin ise yüksek boyutluluğa doğru ilerledikçe daha iyi olması beklenir (Janiš 1995).

Ring ve Schuck (2004); ile Kolomietz ve Shlomo (2020); yaptıkları çalışmalarda ortalama alan teorisini farklı problemlerin çözümünde yer vermişlerdir.

Esasen bir çekirdeğe gelen nükleon ya elastik olarak saçılabilir ya da farklı reaksiyonlara neden olabilir. Bu olguyu açıklamak için etkileşimin çok cisimli doğası tek cisimli bir potansiyel ile temsil edilir. Bethe (Bethe 1935) tarafından tamamen gerçek bir potansiyel kullanılarak bir nötron reaksiyonunun ele alındığı çalışması deneysel değerlerle uyumlu olarak fiziksel büyüklükleri vermemekteydi. Böyle bir gerçek potansiyelin elastik olmayan nicelikleri açıklayamaması, Bohr'un bileşik çekirdek modeliyle aşılmıştır (Bohr 1936). Ancak Bohr modelinin de daha yüksek enerjilerdeki deneysel sonuçları açıklamakta yetersiz olduğu gösterilmiştir. Daha sonra gerçek ve sanal kısımlardan oluşan, karmaşık bir potansiyel olarak tanımlanan Optik Model Potansiyeli (OMP); ışığın optik bir ortam tarafından saçılmasının bir tasviridir. Bu fikir Fernbach ve arkadaşları (Fernbach vd. 1949) tarafından yarı klasik bir şekilde uygulanmıştır. Aslında proton saçılmasını tanımlamak için karmaşık bir potansiyelin kullanımı ilk olarak Ostrofsky ve arkadaşları (Ostrofsky vd. 1936) tarafından kullanılmıştır. Literatürdeki ilk OMP ifadesi ise kare kuyu potansiyelidir (Feshbach vd. 1954). Ancak karmaşık bir potansiyel kullanan tam bir kuantum mekaniksel hesaplama daha sonra Le Levier ve Saxon (Levier ve Saxon 1952) tarafından 17 MeV protonların alüminyum tarafından saçılması için yapıldı ve o zamanki oldukça kesin olmayan verilerin iyi bir açıklamasını verdiler. OMP terimi ilk kez bu çalışmada kullanılmıştır. OMP, günümüzde de birçok çalışmada kullanılan nükleer bir modeldir.

Koning ve Delaroche (2003); $24 \leq A \leq 209$ kütle numarası aralığında ve $1 \text{ keV} \leq E \leq 200 \text{ MeV}$ gelme enerjine sahip küresel çekirdeklerin OMP'ni hesaplamışlardır. Lütfüoğlu vd. (2016); OMP'ni kullanarak detaylı analitik çözümler yapmışlardır. Arnould ve Goriely (2020); Nükleer Astrofizik alanında yaptığı çalışmalarında OM kullanmışlardır. Herrmann (2023); inelastik saçılma hesaplamalarında OM'e yer vermişlerdir.

1960'lerde, HF metoduna alternatif olarak daha basit bir şekilde hesaplama yapmayı amaçlayan DFT geliştirilmiştir. Bu yöntem, dalga fonksiyonlarının yerine uzaysal olarak bağımlı elektron yoğunluğunun fonksiyonlarını kullanarak çok elektronlu bir sistemin özelliklerini belirlemektedir. Bir atomdaki elektronların yaklaşık olarak tekdüze dağıldığını varsayan 1927'deki Thomas-Fermi modeli (Thomas 1927; Fermi 1927) hala değişim enerjisinde hatalara sahiptir ve elektron korelasyonunu ihmal etmektedir. DFT, Hohenberg-Kohn teoremlerinin (Hohenberg ve Kohn 1964) yayınlanmasıyla sağlam bir teorik temele oturtulmuştur. DFT ile HF arasındaki en büyük ve temel fark, DFT'nin elektron yoğunluğunu, HF'nin ise dalga fonksiyonlarını kullanmasıdır. Bu nedenle, özelliklerin elektron yoğunluğuna nasıl bağlı olduğunu bilmek gerekir (Cramer 2004).

DFT'nin özellikleri bir çok hesaplamada kullanılmasına inkam tanımaktadır. HF yaklaşımı ile birlikte kullanıldığı çalışmalar literatürde bulunmaktadır. Said vd. (2017); çalışmada DFT ile kıyaslamalar yapmıştır. Zangwill (2013); Hartree ve Thomas'ın DFT'yi nasıl geliştirdiğini, modern DFT'ye katkılarını anlattığı detaylı bir çalışmayı

literatüre kazandırmıştır. Li vd. (2018) ise HF motodu temelinde DFT parametrizasyonları yapmışlardır. Bender vd. (2003); Skyrme ve Gogny kuvvetlerinin de dahil olduğu üç ortalama alan metodunu detaylı incelemişlerdir..

Schrödinger tarafından 1926 yılında yazılan, bir kuantum sisteminin özelliklerini tanımlayan denklem; dalga denklemlerinin yazılıp çözümlenmesine imkan tanıyordu (Schrödinger 1926). Basit bir şekilde hamiltoniyeni, çok parçacıklı atom sistemlerinde yazan Born ve Oppenheimer 'in katkısına rağmen Schrödinger denklemi hala çözülemeyecek kadar karmaşıktı (Born ve Oppenheimer 1927). 1928 yılına gelindiğinde Hartree, Schrödinger denklemini birden fazla parçacık içeren sistemlere uygulayarak atom ve molekül yapılarının incelenmesini amaçlamıştır (Hartree 1928; Adamson 1998). Bunu yaparken de temelde çok parçacıklı bir sistemin dalga fonksiyonunu, tek parçacık dalga fonksiyonlarının çarpımı olarak yazmıştır. Ancak elektron korelasyonunu hesaba katmadığı için HF yönteminin kendisi yetersiz doğruluğa sahipti. Yani, elektronlar birer fermiyon olarak antisimetrik kuantum durumları ile temsil edilmiyordu. Fock 'un bu metoda antisimetrisasyonu ekleyen çalışmaları sayesinde bu eksiklik giderilmiştir (Fock 1930; Adamson 1998). Böylece günümüzde hala geçerliliğini koruyan "Hartree-Fock Teorisi" 'nin temelleri atılmıştır (Adamson 1998). HF denklemleri için ciddi bir sorun olan elektron korelasyon problemlerine çözüm olarak; Thomas ve Fermi (Thomas 1927; Fermi 1928) tarafından ortaya atılan ve ilerleyen yıllarda Hohenberg ve Kohn tarafından geliştirilen DFT ile bir yaklaşım sunulmuştur. Bu yaklaşım sisteme ait dalga fonksiyonlarının yerine, sistemin elektron yoğunluk fonksiyonlarının yazılmasıyla elde edilen alternatif bir çözümdür (Hohenberg ve Kohn 1964). Atomlara etki eden kuvvetlerin ab-initio metotlarda analitik olarak elde edilebileceği 1969 yılında Pulay tarafından gösterilmiştir (Pulay 1969). Bu teori genel anlamda zamandan bağımsız Schrödinger denklemini çözmek için yaklaşık, tekrarlayan bir hesaplama yöntemidir. Bu yaklaşım, Schrödinger denkleminin çözümünü bulmak için kendine özgü bir iterasyon içermesi nedeniyle öz uyumlu alan metodu olarak da bilinmektedir. Tek parçacığa indirgenmiş sistemin dalga fonksiyonlarının antisimetrisasyonu, sistemin dalga fonksiyonunu temsil eder (Soloviev 1976). HF yöntemi varyasyonel yöntemin özel bir şekli olarak kabul edilmektedir (Vautherin vd. 1970). Bunun sebebi Pauli 'nin dışarlama ilkesi ile bağımsız parçacık yaklaşıklığına uygun olarak (Pauli 1925), N elektronlu dalga fonksiyonunun bir Slater determinantı veya başka bir deyişle, bireysel elektron spin yörüngemsilerinin anti-simetrik bir çarpımı olduğu varsayılmasıdır. Spin orbitallerinin determinantı, Slater determinantı olarak adlandırılır (Slater 1929).

Fenomenolojik nükleer kuvvet kullanan HF hesaplamaları, 1970 'lerin başında başlamış ve günümüze kadar oldukça popüler olmuştur. Özellikle Skyrme (Skyrme 1956, 1959) tarafından icat edilen basit kuvveti kullanan HF hesaplamaları SHF hesaplamaları adıyla bilinmektedir (Vautherin ve Brink 1972) ve nükleer yapı için standart bir hesaplama haline gelmiştir. İlk defa 1956 'da, Skyrme (Skyrme 1956, 1959) çok cisimli etkileşimlerde nükleer kuvvetin düşük momentumlu bir versiyonunu momentum uzayında tanıttı. Skyrme kuvveti, çekirdeğin taban durum özelliklerini açıklamak için oldukça başarılı bir fenomenolojik kuvvettir (Ring ve Schuck 1980).

Elbette, nükleer fizikteki problemlere uygulanmış çok sayıda farklı fenomenolojik etkileşim vardır. En dikkate değer iki örnek, Skyrme ve Gogny (Gogny 1975) kuvvetleri, tüm nükleonlar dikkate alınarak HF ve HFB hesaplamaları için özel olarak tasarlanmıştır. Skyrme ve Gogny kuvvetlerini kıyaslamak için HF yaklaşımında birklikte kullanıldığı

çalışmaları incelemek faydalı olacaktır. Than vd. (2009); M3Y etkileşiminin yoğunluğa bağlı iki yeni versiyonunu kullanarak HF metodunu ile Skyrme (SLy4) ve Gogny (D1S ve D1N) etkileşimleri ile birlikte kullandığı nükleer yapı hesaplamaları yapmıştır. Chen vd. (2012); tek nükleon için hesaplamalar yapmıştır. Dolayısıyla single fonding potansiyelini kullanarak SHF ve Gogny-HF metodlarıyla kullanmıştır.

Çekirdeğin proton, nötron yoğunlukları ve rms yük yarıçapları, parçacık başına bağlanma enerjileri gibi taban durum özelliklerini açıklamak için en uygun etkin etkileşimden biri Skyrme etkileşimidir (Beiner vd. 1975).

Bu alanda, Seif vd. (2024); Skyrme-BSk19 ve M3Y-Reid NN etkileşimlerine dayanan potansiyeller için tesir kesiti hesaplamaları yapmışlardır.

Nükleer HF hesaplamalarında etkileşim olarak Skyrme kuvvetlini kullanan, NN etkileşmesinin kullanılması 1970 'lerde başlamıştır (Ng vd. 1970; Thomas vd. 1981) ve bugün de hala etkili bir şekilde kullanılmaktadır. Stone ve Reinhard (2016) yaptıkları çalışmada, SHF 'nin bazı korelasyonlar dahil edilerek ortalama alan yaklaşımının ötesine genişletilmiş modellerde kullanımı tartışılmıştır. Sun vd. (2024) , SHF modelini kullanarak yayınlanmış teorik nükleer etkileşimleri derlemiştir.

Skyrme etkileşim parametrelerini tanımlayarak, parçacık başına bağlanma enerjisi, doyma yoğunluğu, sıkıştırılabilirlik, etkin kütle ve simetri enerjisi gibi nükleer maddenin deneysel özellikleri, 1972 yılında, Vautherin ve Brink tarafından HF hesaplamaları ile ifade edilmiştir (Vautherin ve Brink 1972). Nükleer yapı fiziğinde kuvvet değişkenlerinin çalışılması, elektron saçılma deney verilerinin anlaşılması, çekirdekteki taban durumun RFY (rastgele faz yaklaşımı) titreşimleri gibi bir çok çalışma için zemin oluşturmuştur (Friedrich ve Reinhard 1986; Reinhard 1991). Dutra vd. (2012), literatürdeki 240 Skyrme etkileşim parametre setinin bazı kriteri karşılama kabiliyetinin ayrıntılı bir değerlendirmesini sunmaktadırlar. Krieger vd. (1990), Skyrme etkileşmesinin sıfır aralıklı eşleşme etkisini kullanan hesaplamalar yapmıştır.

SHF yöntemi kullanılarak rms yük yarıçapı, nükleon yoğunluğu hesaplamalarında ve nükleon yoğunlukları kullanılarak tesir kesiti hesaplamalarında sıklıkla başvurulmuş bir hesaplama yöntemidir. Shen ve Ren (1996); SHF motodu ile He, Li ve Be izotoplarının bağlanma enerjisi ve yarıçapları hesaplamıştır. Brown (2000); çekirdeklerdeki nötronlar için rms yarıçapını SHF modelinde incelenmiştir. Tel vd. (2008); SHF yöntemini kullanılarak rms yük yarıçapı, rms kütle yarıçapı, nötron yoğunluğu ve proton yoğunluğu hesaplanmıştır. Sekizawa ve Yabana (2016); üç boyutlu, zamana bağlı SHF hesaplamaları gerçekleştirmiştir. Sarriguren (2024); SHF yaklaşımı kullanarak çekirdek taban durum özelliklerini ve tesir kesiti hesaplamaları yapmıştır.

Papoulias vd. (2018); HF yaklaşımını kabuk modeli hesaplamalarında ve de nükleer model parametrelerinin kapsamlı korelasyon analizinin yapıldığı (Alam vd. 2024) çalışmaları literatürde bulabiliriz.

Üç farklı kısımda incelenen öz uyumlu alan metodu; SHF metodu, Gogny etkileşiminin esas alındığı Gogny model ve son olarak rölativistik etkilerin de hesaba katıldığı rölativistik ortalama alan teorisinden (ROAT) meydana gelmektedir (Stone ve Reinhard 2007). Ortalama alan söz konusu olduğunda, basitleştirilmiş Skyrme etkileşiminin ana dezavantajı, Brueckner etkileşimi (Brueckner ve Goldman 1960; Brueckner vd. 1960) ile

elde edilen kuvvetin ve sonuçtaki etkin kütleinin momentum bağımlılığının ihmal edilmesidir. Gogny (Gogny 1975) tarafından önerilen etkili etkileşim, bu amaca ulaşmayı sağlar. Baskın değiş tokuş terimlerine dayanan bu kuvvet, nükleer madde özelliklerinin (Decharge ve Gogny 1980) ve nükleer madde stabilitesinin (Gogny ve Padjen 1977) tatmin edici bir tanımını sağlar. Gogny etkileşimi sonlu menzilli (finite-range) etkin kuvvet (Decharge ve Gogny 1980) ile eş zamanlı olarak ortalama alanı ve eşleştirme alanını tanımlamayı amaçlayarak önerilmiştir. Gogny etkileşimi, tıpkı Skyrme etkileşimi gibi rölativistik olmayan bir yaklaşımdır.

Gogny kuvvetinin parametreleri, sonlu çekirdeklerin deneysel verilerine ve sonsuz nükleer maddenin özelliklerine uyan ortalama alan hesaplamalarıyla belirlenmektedir. Chappert vd. (2008); çalışmalarında etkin NN Gogny etkileşiminin yeni bir parametrelendirmesi önerilmiştir. Goriely vd. (2009); Gogny kuvvetinin nükleer ve nötron madde özelliklerini, iki ve üç cisim kuvvetlerine dayalı olarak hesaplamıştır.

İlk Gogny kuvveti, 1980 'de inşaa edilen “ $D1$ ” etkileşimiydi (Perlińska vd. 2004) ve doğası gereği fenomenolojik olması bakımından Skyrme kuvvetine benzerdir. Gogny kuvveti, yoğunluğa bağlı bir terim ve bir Gauss terimi için katsayılar olarak işlev gören 16 tane serbest parametreden oluşur.

Her parametre, kuvvetin özelliklerini bilinen özelliklere uydurarak hesaplanır. Literatürde şu anda 11 tane Gogny etkileşimi mevcuttur. İlk Gogny kuvveti olan $D1$, sonlu bir aralık bileşeni sağlamak ve Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) hesaplamalarında eşleştirme için tanımlandı (Perlińska vd. 2004). $D1S$ ise ilk olarak 1991 'de büyük genlikli kolektif hareketleri sürekli olarak incelemek için tanımlandı (Decharge ve Gogny 1980). 1999 'da Farine ve arkadaşları $D1P$ 'yi, OMP 'in tahmin edilen derinliğinin deneysel sonuçlarla uyumunu iyileştirmek için tasarladı ve ilginç bir şekilde, aynı zamanda yüksek yoğunluklarda saf nötron maddesi için daha gerçekçi bir hal deklemini üretmeyi amaçladı (Farine vd. 1999). $D1M$, kütleleri en iyi kütle formüllerine benzer bir doğrulukta yeniden üretmek için 2009 yılında tanıtıldı. Ayrıca mikroskobik iki ve üç cisim kuvvetlerinden (Berger vd. 1991) yapılan hesaplamalarla uyumlu olarak sonsuz nükleer madde ve yüksek yoğunluklarda saf nötron maddesinin özelliklerini yeniden üretmeye çalıştı. Belirli sıkıştırılabilirlikleri yeniden oluşturmak için tasarlanmış bir dizi kuvvet, Blaizot ve arkadaşları (Blaizot vd. 1995) tarafından üretilmiştir; $D250$, $D260$, $D280$, $D300$ teorik olarak sırasıyla 250 MeV , 260 MeV , 280 MeV ve 300 MeV sıkıştırılabilirlik üretecektir (Goriely vd. 2009). $D1N$ aynı zamanda gerçekçi yüksek yoğunluklarda saf nötron maddesi durum denklemini oluşturmak ve aynı zamanda izotopik zincirlerin parçaları için bağlanma enerjilerindeki sürüklenmeyi azaltmak için parametrize edildi (Chappert vd. 2008). $D1AS$, hesaplamalar bağlamında kullanılan $D1$ 'in bir uzantısıdır (Blaizot vd. 1995). Bu kuvvet için ana motivasyon, daha sert bir simetri enerjisi sağlamaktır. $GT2$, aksine, nötron açısından zengin sistemlerde değişen kabuk yapısını hesaba katmak için bir tensör terimi de dahil olmak üzere gerçekçi nükleer yapı hesaplamaları sağlamak üzere geliştirilmiştir (Ono vd. 2003).

Nükleer fizikte teorik hesaplamalar geliştirmekte olan birçok araştırma alanına sahiptir. Bunlar, hesaplamalarda Gogny kuvvetini kullanarak kütle fazlalığı, iki nötron ayırma enerjisi, nötron ve protonların rms yarıçapları ve yük yarıçapları gibi çeşitli temel hal özellikleri de nötron sayısının belirlenmesi (Sharma ve Devi 2024) ; Gogny enerji yoğunluk fonksiyonlarının kullanıldığı (Bonneau vd. 2024); nötron deri kalınlıklarının ölçümü gibi

çok küçük deneylerden (Horowitz vd. 2001; Chen vd. 2005; Centelles vd. 2009); nötron yıldızlarının özellikleri ve nötron yıldızı birleşmeleri gibi daha makroskopik olaylara kadar uzanmaktadır (Stone vd. 2003; Lattimer ve Prakash 2000).

Standart HF metodu, HFB metodunun öncüsüdür. HF yaklaşımında, nükleonlar bağımsız parçacıklar olarak tanımlanır ve yalnızca Pauli dışarlama ilkesinden kaynaklanan korelasyonlar açıkça ele alınır (Pauli 1925). Tek parçacık varsayımına dayanan HF yaklaşımı, eşleştirme korelasyonlarını içermez. Eşleştirme etkileri, sınırdaki çekirdekler için daha güçlüdür ve bunların dahil edilmesi gerekir, dolayısıyla HFB metodunun kullanılması gerekli hale gelir (Balbuena 2003). Nükleonlar arasındaki etkili etkileşimler, ortalama alan düzeyinde ayarlanır, böylece çözümler, bağlanma enerjileri ve yük yoğunlukları gibi toplu özelliklerin iyi bir tanımını verir (Dobaczewski vd. 1984; Terán vd. 2003). Doldurulmamış kabuklarla, bu parçacıklar arasında ek korelasyonlar bulunmaktadır. BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) modelinde (Bardeen vd. 1957; Tel 1995), quasi parçacıklar ve yeni bir alan türü olarak "eşleşme potansiyeli" tanımlanarak bu bağıntıları genelleştirilir, tek parçacıklı bir sistem olarak incelenir. HFB teorisi, her iki yöntemi de genelleştirir ve birleştirir. HFB teorisi hem HF hem de BCS teorisinin bir kombinasyonu olduğu için, ilgili problemlerin çoğu için kullanışlıdır. HF yaklaşımı ile BCS teorisini, 1958 yılında Bogolyubov, tek bir varyasyonel teoriye dönüştürmüştür (Bogolyubov 1958). Ring ve Schuck (1980) çalışmalarında detaylı çözümlerine yer verilmişlerdir. Griffin (1996); HFB yaklaşımı ile Bose gazı için hareket denklemlerini türeterek analiz etmiştir. Vretenar vd. (2005); Rölativistik HFB modelini nükleer yapı çalışmalarında kullanılmışlardır. Anjana vd. (2024); HFB metodunu kullandıkları çalışmada nükleon başına bağlanma enerjisi, iki nötron ayırma enerjisi, iki nötron kabuk boşluğu, nötron-eşleşme boşluğu, nötron rms yarıçapı, proton rms yarıçapı, yük yarıçapı, nötron deri kalınlığı ve nükleon yoğunluk dağılımları gibi temel hal özelliklerinin incelemişlerdir. Kamel ve Lattoofi (2024); HFB aracılığıyla farklı seviye yoğunluğu modellerini dikkate almanın hesaplanan fisyon tesir kesitleri üzerindeki etkisi incelenmişlerdir.

HF yaklaşımı ile BCS teorisini, 1958 yılında Bogolyubov, tek bir varyasyonel teoriye dönüştürdü (Bogolyubov 1958). Bu varyasyon yöntemi, Skyrme-HFB (HFB-S) denklemlerinin türetilmesinde, taban durum enerjisini minimize ederek bulmayı amaçlamıştır. HFB-S teorisi, nükleer fizik çalışmalarda yaygın olarak kullanılmaktadır.

Stoitsov vd. (2005); küresel hem de eksenel olarak deforme olmuş geniş çekirdekler için HFB-S metodu için hesaplamalar yapmışlardır. Kortelainen vd. (2010); Skyrme enerji yoğunluğu fonksiyoneli için yeni bir parametrelendirme yöntemi kullanarak HFB-S metodu ile hesaplamalar yapmışlardır. Indira ve Anbalagan (2023), Np-237 ve Pu-238 çekirdekleri için HFB-S ile tesir kesiti hesaplamaları yapmışlardır.

Gogny kuvveti, iyi bilinen ve yaygın olarak kullanılan etkili bir nükleer etkileşimdir (Ring ve Schuck 1980). Temas etkileşimleri ve türevleri ile göreceli mesafeye bağımlılığı parametrize eden yaygın Skyrme yoğunluk fonksiyonundan farklı olarak, Gogny kuvveti yerleşik bir sonlu aralık terimine sahiptir (Bender vd. 2003). Bu, Gogny kuvvetini genel olarak gerçekçi etkileşimlere yaklaştırır. Dahası, HFB nükleer yapı hesaplamalarında eşleme kanalındaki sahte kesintilerden kaçınmak için sıfır olmayan aralık esastır ve Bruyères grubu (Fransız Atom Enerjisi Komisyonu) tarafından 1980'lerde başlatılan çalışmaların arkasındaki ana motivasyon da buydu (Decharge ve Gogny 1980). İki Gauss'un toplamı ilk olarak 1967'de sonlu aralık etkileşimlerini tanımlamak için kullanılmıştır (Brink ve

Boeker 1967), ancak bu, bir HF yaklaşımından bağlanma enerjilerini doğru bir şekilde yeniden üretememiştir (Bender vd. 2003). Gogny daha sonra bir yoğunluk bağımlılığını ve küresel çekirdeklerin bağlanma enerjilerini doğru bir şekilde yeniden üreten bir spin-yörünge terimini tanıtmıştır (Decharge vd. 1975). Takip eden yıllarda, Gogny kuvvetleri özellikle nükleer fisyon çalışmalarında kullanılmıştır (Berger vd. 1991). Bu bağlamda, Gogny etkileşimleri çeşitli nedenlerle hala popüler bir başlangıç noktasıdır (Goutte vd. 2005).

Wang vd. (2024), HFB-G metodu ile $40 \leq A \leq 225$ aralığındaki uranyum izotoplarının temel durumlarını sistematik olarak analiz etmişlerdir.

Son zamanlarda, Gogny 'nin zamana bağlı hesaplamaları bile kullanılabilir hale gelmiştir (Hashimoto 2013; Tong vd. 2020). Her parametre, kuvvetin özelliklerini bilinen özelliklere uydurarak hesaplanır. Literatürde şu anda 11 Gogny etkileşimi mevcuttur. İlk Gogny kuvveti olan D1, sonlu bir aralık bileşeni sağlamak ve HFB hesaplamalarında açık eşleştirmenin getirilmesine izin vermek için tanıtılmıştır (Perlińska vd. 2004). Gogny etkili NN etkileşimini (Decharge ve Gogny 1980; Berger vd. 1991) kullanan mikroskobik HFB yöntemi, yapılan çalışmalarda nükleer yapının çeşitli yönlerindeki öngörü gücünü göstermiştir. Bu tür çalışmaların ana avantajı, çalışılan tüm özellikler ve tüm çekirdekler için benzersiz bir parametre seti ile tutarlı bir yöntem kullanılmasıdır. Hilaire ve Girod (2007); ortalama alan hesaplamalarını, D1S Gogny kuvvetine dayalı HFB yöntemiyle gerçekleştirmişlerdir. Goriely vd. (2016); çalışmalarında Gogny kuvvetini iki ve üç cisim kuvvetlerine dayalı mikroskobik hesaplamalarda kullanarak, HFB modeline yer verilmişlerdir. Schunck ve Robledo (2016); HFB metodunu, Skyrme ve Gogny kuvveti ile kullanarak etkin iki cisim nükleer potansiyelleri, sonlu sıcaklık uzantıları ve ortalama alan düzeltmeleri gibi bazı iyi bilinen araçları içeren yöntemin temel ilkelerini vermişlerdir.

Folding modelde, çekirdek-çekirdek potansiyelinin NN etkileşimi tercih edilir. Nükleer potansiyel, iki çekirdeğin madde dağılımları üzerinden NN etkileşiminin entegre edilmesiyle elde edilebilir. Bu yöntem Folding modeli olarak adlandırılır ve Satchler ile Love tarafından detaylı incelenmiştir (Satchler ve Love 1979; Satchler 1983). Bir hedef çekirdeğin tek bir nükleonla saçılması durumunda, nükleon-çekirdek saçılması için OMP 'in gerçek kısmı, NN etkin etkileşiminin ile hedefin yoğunluk dağılımının entegre edilmesi sonucu türetilir (Satchler ve Love 1979).

Greenles ve arkadaşları (Greenles vd. 1968), nükleon-çekirdek elastik saçılma verilerini açıklamak amacıyla Folding model potansiyelini geliştirmişlerdir. Nükleon-çekirdek potansiyeli, hedefin yoğunluk dağılımının uygun bir NN etkili etkileşimi ile tek katlı integrali hesaplanabilir. Buna uygun olarak, standart tek katlı OMP aracılığıyla Single Folding modeli oluşturulur (Satchler ve Love 1979).

Khoa vd. (1996); M3Y etkileşiminin gerçekçi yoğunluğa bağlı versiyonlarını, HF hesaplamasında kullanmışlardır. Moumene ve Bonaccorso (2023); $n - ^{12}C$ sistemi için $20 - 500 \text{ MeV}$ gelme enerji aralığında fenomenolojik optik potansiyel, optik model ve single folding ile hesaplanan toplam tesir kesitini analiz etmişlerdir.. Alsheddi (2023); çalışmasında $11Be + p$ reaksiyonunun elastik saçılmasını, nükleon etkileşimlerinde single folding ve optik model çerçevesinde hesaplanmıştır. Furumoto vd. (2019), çalışmasında $10 \leq A \leq 276$ kütle numarasında ve $50 \leq E \leq 400$ gelme enerjisinde, nükleon-çekirdek sistemleri için SF modeline dayalı olarak mikroskobik olarak analizler yapılmıştır.

3. MATERYAL VE METOT

3.1. Nükleer Reaksiyonlar

Nükleer reaksiyon meydana gelmesi için, genellikle bir tür çekirdek ile bir diğer çekirdeğin bombardıman edilmesi gerekir. Bunun sebeplerinden biri, daha şiddetli bir bileşim değişikliğine zorlamak amacıyla çekirdeklerin birbirleriyle tepkimeye sokulmasıdır. Parçacık çarpışmaları tarafından tetiklenen bir dizi süreci ifade eden nükleer reaksiyonların etkisi ya transmutasyonlara ya da nükleer parçacıkların içsel durumlarını değiştirmek şeklindedir. Bir nükleer reaksiyon $A + a \rightarrow b + B$ veya $A(a, b)B$ şeklinde ifade edilir.

Doğrudan gerçekleşen reaksiyonlardan direkt reaksiyonlar, ara basamaklı reaksiyonlardan ise bileşik çekirdek reaksiyonları etkili ve başarılı bir şekilde kullanılmaktadır. Nükleon-çekirdek etkileşmesinin çeşitli yönleri, bileşik çekirdeklerin oluşumundan direkt reaksiyonlara kadar türlü nükleer reaksiyon ve saçılma olaylarında ortaya çıkar. Bu süreçler, farklı deneysel koşullar altında nükleer çok cisim sistemlerinin temel özelliklerini gösterdiği için, her biri belirli bir reaksiyon mekanizmasının farklı bir yönünü açığa çıkarmak için farklı reaksiyon formalizmleriyle incelenebilir.

Belirli bir nükleer reaksiyonda gerçekleşebilecek tüm muhtemel reaksiyon süreçlerini tanımlayan ilkeleri içeren ve aynı zamanda bu süreçlerin meydana gelmesini çoklu cisim sistemlerinin daha temel özellikleriyle ilişkilendirmek için bir araç sunan genel bir reaksiyon teorisi tabi ki çok işlevsel olacaktır. Bu hedefe ulaşmak için, Wigner ve çalışma arkadaşlarının R-matris teorisindeki ilk sistemli girişimine atıfta bulunabiliriz (Wigner ve Eisenbud 1947; Teichmann ve Wigner 1952). Bu bağlamda, Wigner 'in yaklaşımını takip eden çalışmalarda bir çok önemli formalizm sunulmuştur (Thomas 1955a,b; Bloch 1957; Brown ve de Dominicis 1957; Humblet ve Rosenfeld 1961; Kapur ve Peierls 1938; Lemmer 1966).

Nükleer bir reaksiyon sırasında, enerji ölçeğimizin sıfırına yerleştirdiğimiz temel durumdaki A nükleonlarından oluşan bir hedef çekirdeğine, enerjisi E olan bir a mermi parçacığı gelir. a parçacığı ile hedef çekirdekte yer alan nükleonlar arasında bir $V_{(a,A)}$ etkileşimi gerçekleşir. Bu etkileşim sırasında, A ile a arasındaki çarpışmada hangi saçılma ve tepkime süreçlerinin gerçekleşeceği ve hangi geçiş hızlarının olacağı sorusu ortaya çıkar. Bu soru genel olarak oldukça karmaşıktır. Öncelikle, a mermi parçacığının enerjisinin, sadece elastik saçılmanın gerçekleşmesine olanak sağlayacak kadar düşük olduğu en basit bir durumu ele alalım. Bu durumda, hedef çekirdeği uyarılmış bir durumda bırakarak, bir nükleonun sonsuza kaçması için yeterli enerjinin varlığından söz edemeyiz. Ayrıca, bu aşamada, bileşik parçacıkların yayıldığı (a, α) gibi veya gama ışınlarının yayıldığı (a, γ) gibi reaksiyonları tartışmadan çıkarıyoruz ve bu problemi, aynı enerji seviyesinde tek bir nükleonun girdiği ve çıktığı durumla sınırlandırıyoruz.

Dolayısıyla sorununuz çok cisim probleminin tek nükleon kanallarından oluşan saçılma durumlarını çözmektir.

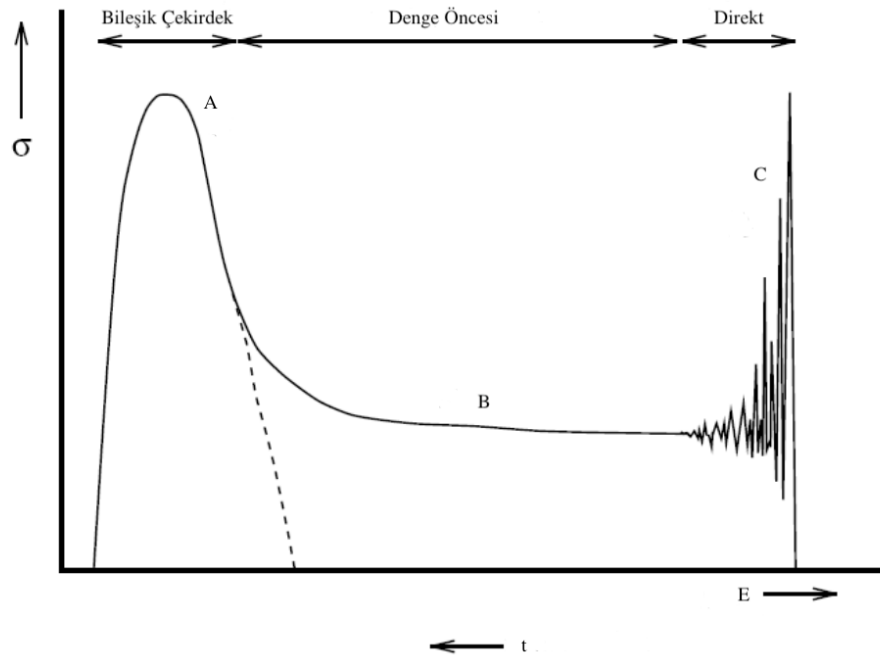
$$(E - H)\Psi = 0 \quad (3.1)$$

Burada, $A + 1$ etkileşimli parçacıkların hamiltonyeni H ile verilmektedir.

Elastik saçılma olarak adlandırılan $A(a, a)A$ durumu, çarpışan parçacıkların içsel durumlarında herhangi bir değişiklik meydana getirmez. Bunun dışındaki diğer tüm olası reaksiyonlar ise elastik olmayan süreçlerdir; bu durumda, çarpışan parçacıkların farklı bir son durumunu ve hatta başlangıçta bulunmayan parçacıkların oluşumunu gözlemleyebiliriz. Ayrıca, bir nükleer reaksiyonun sonucu, reaksiyonun enerjisine bağlıdır.

Nükleer reaksiyonlarda görülen süreçleri açıklamak için, ortaya çıkan parçacık spektrumunda üç farklı enerji bölgesini göz önünde bulundurmak yararlıdır: düşük enerjili bir bölüm, ara bir süreklilik ve yüksek enerjili bir uç. Bu spektrum, Şekil 3.1 'de şematik olarak gösterilmiştir.

Düşük enerjili olarak yayılan parçacıklar, istatistiksel dengeye ulaşmış bir bileşik sistemde buharlaşmadan kaynaklanan sonuçtur (Şekil 3.1 'de A bölgesi). Bu bölge, uzun bir reaksiyon süresi ve birkaç çekirdek içi çarpışma ile ilişkilendirilir. En yüksek enerjili parçacıklar ise sistemden ayrılmıştır ve bu, doğrudan reaksiyonların sonucudur (Şekil 3.1 'de C bölgesi). Bu parçacıkların reaksiyon süreleri kısadır ve genellikle bir veya iki çekirdek içi çarpışma gerçekleşmiştir. Ara bölgelerde ise denge öncesi süreçlerin meydana geldiği ve az sayıda çekirdek içi çarpışmanın gerçekleştiği geniş bir geçiş bölgesi bulunmaktadır (Şekil 3.1 'de B bölgesi).



Şekil 3.1. Nükleer reaksiyonlar - Çıkan parçacık spektrumunun şematik çizimi. Bileşik Çekirdek (A), Denge Öncesi (B) ve Direkt (C) Reaksiyonlar 'ın katkıda bulunduğu enerji bölgeleri şematize edilmiştir. E enerjii, t ise süreyi ifade etmektedir. Kesikli eğri, geçiş enerjisi bölgesinde bileşik katkıyı diğerlerinden ayırmaktadır (Koning vd. 2023)

3.2. Optik Model

OMP 'i tanımlayabilmek için iki yaklaşım kullanılmaktadır; ilk yaklaşımda nükleonların etkileşimleri ele alınarak temel nükleer yapı teorisinden hareket edilmekte, ikinci yaklaşımda ise deneysel verilere en iyi uyan potansiyel formu belirlenmektedir. Tatmin edici bir OMP, bu iki yaklaşımın birleşmesinden ve potansiyel için mevcut temel teorilerin kullanılmasından elde edilebilmektedir (Aydın 1997). OM 'i uygulayabilmek için öncelikle uygun bir potansiyel formu belirlenmelidir. Gelen parçacık ve hedef arasındaki NN etkileşmesi büyük uzaklıklarda üstel olarak azaldığı için aranan OMP 'in de aynı davranışı göstermesi beklenir (Krane 1988). OMP 'in gerçek merkezi kısmı ve sanal hacim kısmı için en uygun şeklin, artan yarıçapla üstel olarak azalan ve çekirdek kuvvetlerinin doyum özelliğini sağlayacak biçimde sabit olan WS formunda olduğu 1954 'de bildirilmiştir (Woods ve Saxon 1954). OMP 'de kullanılan WS şekil çarpanının genel yapısı, $f^n(r, r_i, a_i)$ form faktörü olmak üzere,

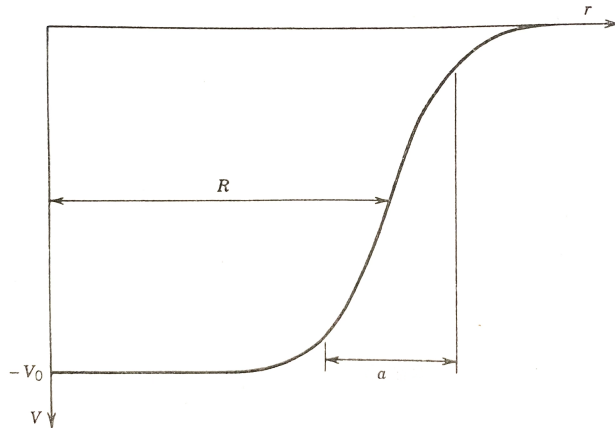
$$f^n(r, r_i, a_i) = \frac{1}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - r_i A^{\frac{1}{3}}}{a_i}\right)\right]^n} \quad (3.2)$$

ile gösterilmektedir. Burada, mermi ile hedef parçacığın merkezleri arasındaki uzaklık r , çekirdek potansiyelinin merkez değerinin yarısına düştüğü yarıçap r_i , ve kütle numarası A ile gösterilmiştir. Yaygınlık parametresi olarak adlandırılan a_i ise potansiyelin maksimum değerinin %90 'dan %10 'a düştüğü noktalar arasındaki uzaklıktan elde edilen bir parametredir.

Buraya kadar, OMP için yapılan tanımlamalardan hareketle bu potansiyelin

$$V_N(\vec{r}) = -\frac{V_0}{1 + \exp[(r - R)/\alpha]} \quad (3.3)$$

biçiminde olacağı açıktır. Artan yarıçapla üstel olarak azalan OMP 'nin gösterimi ise Şekil 3.2 grafiğini verecektir (Woods ve Saxon 1954).



Şekil 3.2. OMP 'nin grafik gösterimi (Krane 1988)

OMP, bir nükleon (veya nükleon grubu) ile bir çekirdek arasındaki etkileşimi temsil eden bir potansiyel olarak tanımlanır. Böyle bir potansiyel Schrödinger denklemine eklenir. Elastik tesir kesiti, Schrödinger dalga denklemi çözülerek OMP $V(r)$ 'den hesaplanabilir

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Psi + (2m/\hbar^2)(E - V(r))\Psi &= \\ \nabla^2 \Psi + (2m/\hbar^2)(E + V_0 + iW)\Psi &= 0 \end{aligned} \quad (3.4)$$

Bu denklem verilen herhangi bir $V(r)$ için uygun sayısal teknik kullanılarak orijinden dışarıya doğru adım adım entegre edilerek çözülebilir. Nükleon-çekirdek saçılması için fenomenolojik OMP, şu şekilde tanımlanır (Koning ve Delaroche 2003):

$$\begin{aligned} V(r, E) &= -V_0(E)f(r, r_V, a_V) - iW_V(E)f(r, r_V, a_V) \\ &\quad - 4a_D W_D(E) \frac{d}{dr} f(r, r_D, a_D) \\ &\quad + \left(V_{SO}(E) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, r_{SO}, a_{SO}) \right. \\ &\quad \left. + iW_{SO}(E) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, r_{SO}, a_{SO}) \right) (\vec{l} \cdot \vec{\sigma}) + V_C(r) \end{aligned} \quad (3.5)$$

burada $V_{V,SO}$ ve $W_{V,D,SO}$ sırasıyla hacim (V), yüzey (D) ve spin-yörünge (SO) potansiyellerinin gerçek ve sanal bileşenleridir. V_0 etkileşim potansiyeli olmak üzere $V_V(r, E) = V_0(E)f(r, r_V, a_V)$ 'dir. E , gelen parçacığın MeV cinsinden laboratuvar enerjisidir. OMP; $r_V, a_V, r_D, a_D, r_{SO}, a_{SO}$ geometrik ve $V_0, W_V, V_{SO}, W_{SO}, W_D$ dinamik olarak ifade edilen ve ayarlanabilen parametlerden oluşmaktadır.

Gelen düzlem dalga ve giden saçılmış dalga sınır koşullarına tabi olarak aşağıda verildiği gibidir.

$$\Psi \sim e^{ikz} + (1/r)e^{ikr} f(\theta) \quad (3.6)$$

Bu, tüm kısmi dalgalar için yapılabilir ve dolayısıyla diferansiyel tesir kesiti aşağıdaki gibidir.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (3.7)$$

Burada $f(\theta)$; saçılma genliği diye bilinen $f(\Omega)$ karmaşık fonksiyonu olarak da ifade

edilebilen, saçılma deneylerinde önemli bir yere sahip bir büyüklüktür. Bu fonksiyon, problemin girdilerine dayanarak parçacığın farklı yönlerde nasıl saçıldığını gösterir.

Bu formalizm, gelen parçacıklar polarize olduğunda polarizasyondaki değişimi hesaplamak için de uygulanabilir. Gerçekçi potansiyeller kullanıldığında, hesaplamalar sayısal olarak ve bir bilgisayar kodu kullanılarak hesaplanabilir. Bu bilgisayar programları diferansiyel tesir kesitlerinin, polarizasyonların ve diğer ölçülebilir büyüklüklerin herhangi bir potansiyel için hesaplanmasını sağlar.

3.3. Ortalama Alan Teorisi

Ortalama alan teorisinin ana fikri, herhangi bir çok cisim problemini etkili bir tek cisim problemine indirgemektir. Bir cisimle olan tüm etkileşimleri, etkili veya ortalama bir etkileşimle değiştirmektir. Çekirdeğin mikroskobik yapısını tanımlamak için burada etkili etkileşim kullanılır ve nükleonlar, diğer nükleonların oluşturduğu ortalama bir potansiyelde hareket ederler.

Pauli dışarlama ilkesine uyan nükleonların çekirdek içinde birbirlerinden bağımsız hareket ettiklerini varsayarak sihirli sayılar türetilebilir (Pauli 1925). Herbir nükleonun, diğer nükleonların oluşturduğu bir ortalama alanda hareket ettiğini varsayıyoruz. Bu durumda, r konumundaki kuvvet alanı için

$$\begin{aligned} V(\vec{r}) &= \sum_{i=1}^A \nu_{NN}(\vec{r} - \vec{r}_i) \\ &= \int \nu_{NN}(\vec{r} - \vec{r}') \rho(\vec{r}') d\vec{r}' \end{aligned} \quad (3.8)$$

yazılmaktadır.

$\nu_{NN}(\vec{r} - \vec{r}')$; Şekil 3.3 'de gösterildiği gibi, $\vec{r}$ ve $\vec{r}'$ konumlarındaki iki nükleon (n_1 ve n_2) arasında varolan nükleer potansiyeli, A toplam nükleon sayısını temsil eder. $\rho(\vec{r})$ ise $\vec{r}$ konumundaki nükleonların yoğunluğudur (Takigawa ve Washiyama 2017).

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{i=1}^A \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (3.9)$$

Son eşitlik, Denklem (3.8) 'de yerine yazıldığında

$$\nu_{NN}(\vec{r}) = -V_0 \delta(\vec{r}) \quad (V_0 > 0) \quad (3.10)$$

elde edilir ve nükleer kuvvetin kısa menzilli karakterini vurgulayarak nükleer potansiyel için

$$V_N(\vec{r}) = -V_0 \rho(\vec{r}) \quad (3.11)$$

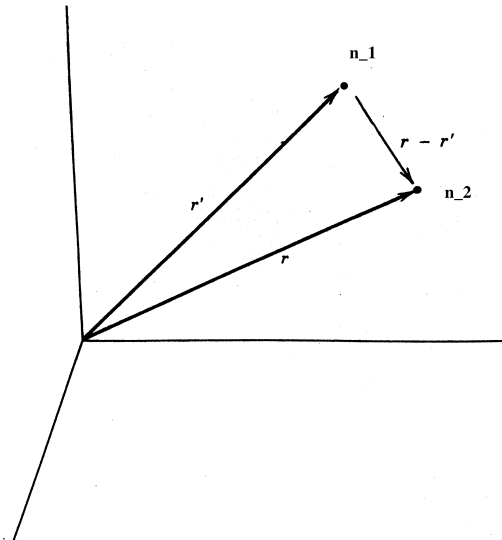
elde ederiz. Denklem (3.11), çekirdek içindeki nükleonların sayı yoğunluğu ile nükleonların çekirdek içinde etkisinde oldukları ortalama potansiyelin nükleer kısmının benzer radyal bağımlılığa sahip olduğunu göstermektedir. Buradan hareketle, çekirdek içerisindeki nükleonlar için nükleer potansiyel genellikle şu şekilde olduğu varsayılır:

$$V_N(\vec{r}) = -\frac{V_0}{1 + \exp[(r - R)/\alpha]} \quad (3.12)$$

Burada görülen fonksiyon formu, WS potansiyeli olarak adlandırılır (Woods ve Saxon 1954). Bunun nedeni bir atom çekirdeğindeki var olan nükleonların yoğunluk dağılımıyla ilgili yeterli bilgiyi, elektron saçılması deneyleri sonucunda elde edilen form faktörünün Fourier dönüşümü yapılmısayla ulaşılabilir. Devamında ise önce uygun bir fonksiyon formu önerilir, ardından deneysel verileri yeniden belirlemek için mevcut parametreleri belirleme yöntemi kullanılır. Burada küresel bir çekirdek varsayıldığı unutulmamalıdır. Bu durumda, yaygın olarak benimsenen bir seçim olan WS tipi fonksiyonel formu için aşağıda eşitliği yazabiliriz (Takigawa ve Washiyama 2017).

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R)/\alpha]} \quad (3.13)$$

Burada R , ortalama çekirdek yarıçapını temsil eden parametredir. α , yaygınlık veya sızma parametresi olarak da adlandırılan parametredir. α parametresi, kalınlık bölgesi boyunca merkezi yoğunluğun %90 'ından %10 'una düştüğü uzaklıktan elde edilir. ρ_0 ise merkezi yoğunluktur (Takigawa ve Washiyama 2017).



Şekil 3.3. İki nükleon arasındaki kuvvet alanının şematik gösterimi

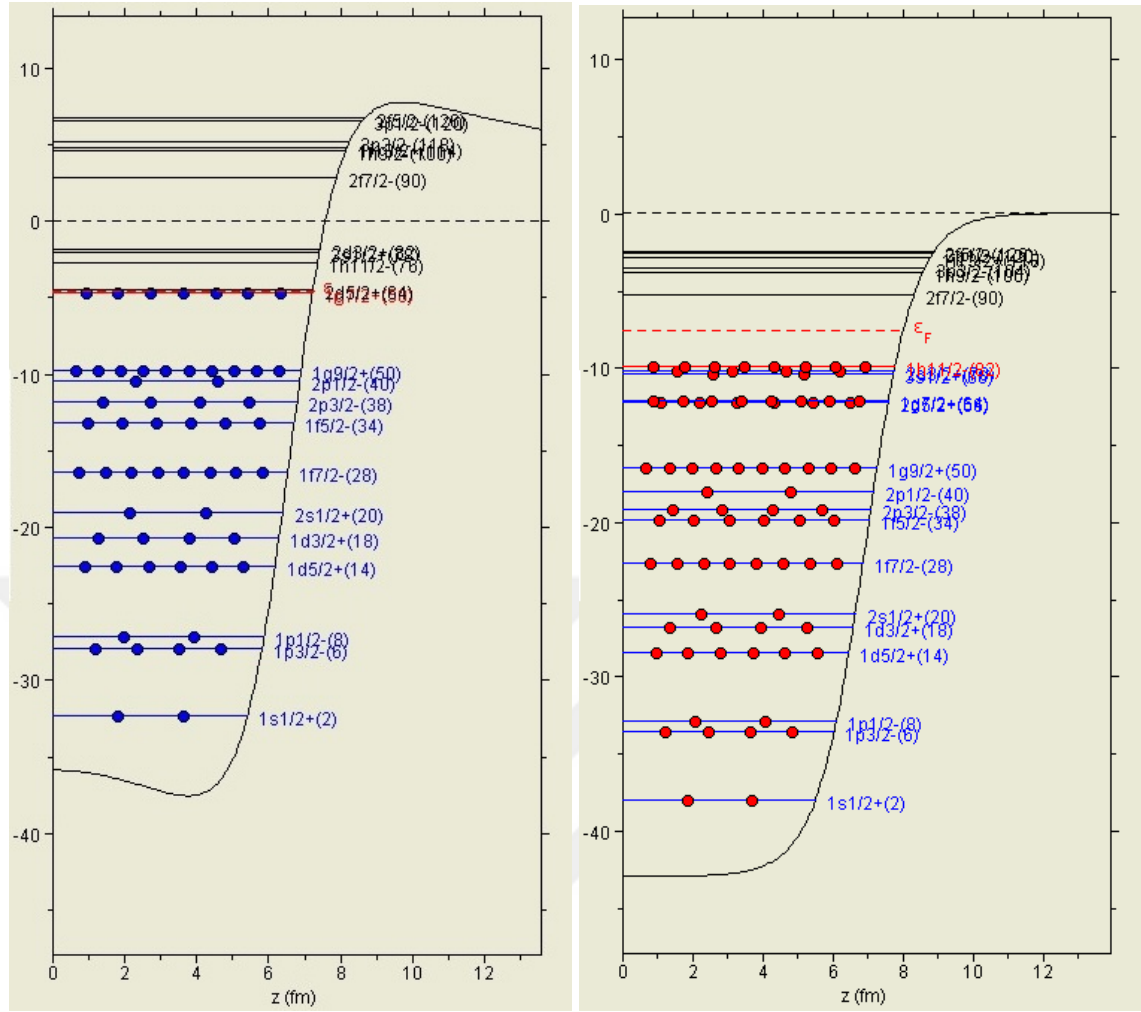
3.4. Kabuk Modeli

Atom çekirdeklerinin bağlanma enerjisini, yani çekirdekten bir proton ya da nötronu çıkarmak için gereken enerji miktarını başarılı bir şekilde açıklayan kabuk modeli, nükleer uyarılma enerjileri ve bu uyarılmaların spin kuantum sayılarını açıklama konusunda da etkilidir. Bu da NRV sitesinden (Karpov vd. 2016, 2017; Zagrebaev vd. 2024) alınan Şekil 3.4 'de gösterilen resmin oluşmasına yol açmaktadır. ^{135}La 'a karşılık gelen 57 proton (solda, mavi parçacık yerleşimi) ve 78 nötron (sağda, kırmızı parçacık yerleşimi) görülmektedir. Her spinden bir tane olmak üzere iki parçacık $s_{1/2}$ olarak adlandırılan ilk seviyede, ikinci kabuk olan $p_{3/2}$ dört nükleon yer almaktadır ve şema benzer şekilde devam etmektedir. Temel kabukların ve alt seviyelerin farklı gruplara ayrılması Şekil 3.4 'de ^{135}La için örnek olarak verilen şekillerde görülmektedir. Bu bölünme, bireysel nükleer spinlerin yörüngesel açısal momentumla etkileşime girmesinden kaynaklanır ve belirli bir dizi Sihirli Sayı veya kabuk boşluğuna yol açar. Sihirli seviyeler için bir sonraki seviyeye olan enerji farkı nispeten büyük olduğundan, sihirli sayıda nükleona sahip çekirdekler daha sıkı bağlanır ve bu nedenle komşu çekirdeklere göre daha kararlı hale gelir.

Protonlar ve nötronlar da elektronlar gibi fermiyonlardır ve elektronik kabuk modeli gibi Pauli dışarlama prensibine dayanmaktadır (Pauli 1925). Protonlar ve nötronlar farklı parçacıklar olduğu için, her birinin kendi kabuk yapısı bulunur. Enerji seviyelerinin sıralanması, nükleon spinlerini eşleştiren açısal momentum kuralları tarafından belirlenir. Her her nükleer kabukda (veya enerji seviyesinde) belirli sayıda parçacık bulunabilir.

Kabuk modeli, her bir nükleonu bağımsız bir parçacık olarak ele alır ve reaksiyon verilerini oldukça etkili bir şekilde açıklarken, kolektif modeller nükleer yapının diğer yönlerini tanımlamada büyük başarı sağlamıştır. İlk kolektif modellerden biri, güçlü nükleer kuvvetin çok kısa bir menzile sahip olduğu ve dolayısıyla bir nükleonun yalnızca en yakın komşularıyla etkileşime girdiği gözlemi üzerine kurulmuştur. Bu durum, sıvıların davranışına benzerlik gösterir ve bu nedenle nükleer davranışın sıvı-damlası modeli öne sürülmüştür (Bohr 1936).

SHF-WS metodu ile yoğunluk hesabı yapılırken kabuk modeline göre nükleon yerleşimi yapılmıştır.



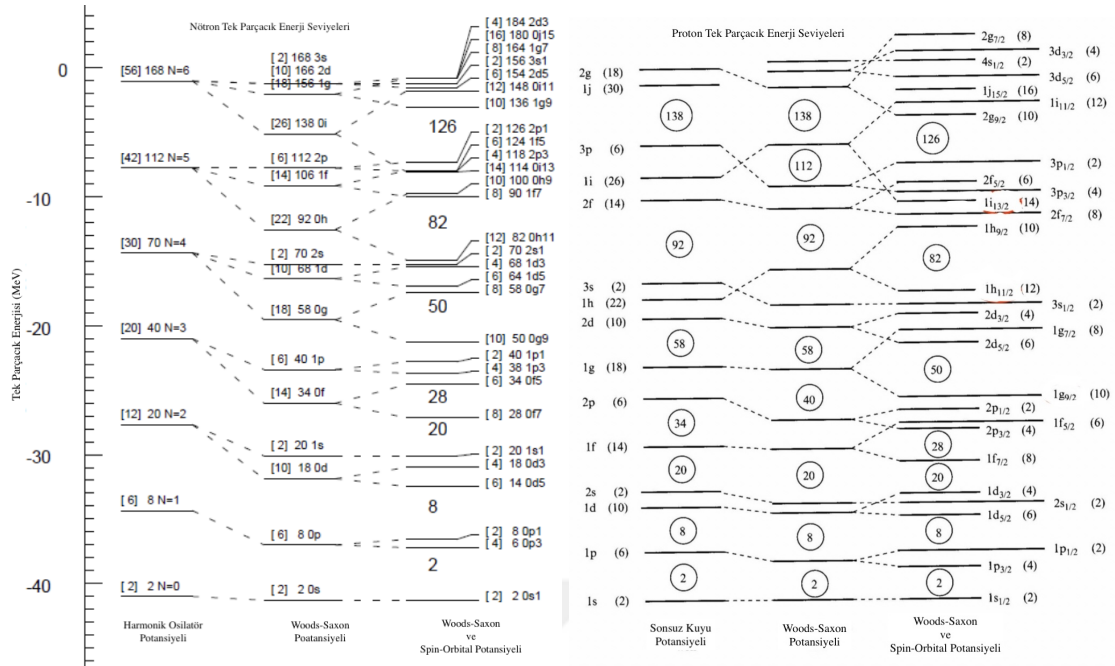
Şekil 3.4. Kabuk model ve sihirli sayıların gösterimi

3.5. Yoğunluk Dağılımının Woods-Saxon Temsili

Nükleonların çekirdeklerdeki dağılımı, protonların ve nötronların bir atomun çekirdeğinde nasıl düzenlendiğini ve dağıldığını ifade eder. Bu düzenleme, nükleonları birbirine bağlayan güçlü nükleer kuvvet tarafından belirlenir. Bir atom çekirdeğinde yer alan nükleonların yoğunluğunun dağılımını veren gerçek bilgilere, elektron saçılması deneyleri sonucunda elde edilen form faktörünün Fourier dönüşümü yapılarak ulaşılabilir. Genel olarak uygulanan yöntem; bir varsayım olarak bir fonksiyon formu ile bu formda var olan parametrelerin belirlenmesi için deneysel verileri yeniden üretmek şeklindedir. Buradan hareketle, sıklıkla uygun görülen, benimsenmiş fonksiyon form WS olarak adlandırılan (Woods ve Saxon 1954) Denklem (3.14) makul ve yaygın bir varsayımdır.

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R)/\alpha}} \quad (3.14)$$

Burada, yarıçap; R ve yüzey alanının kalınlığı; α parametreleri ile temsil edilmektedir. α kalınlık bölgesi boyunca nükleon yoğunluğu, R etrafındaki merkezi yoğunluğun %90'ından %10'una düştüğü bölgedir. ρ_0 ise merkezi yoğunluktur ve normalizasyon koşulu



Şekil 3.5. WS potansiyeli için tek parçacıklı spektrum ve kuantum sayıları

aracılığıyla R ve α 'nın bir fonksiyonu olarak verilir,

$$\int \rho dr \sim \rho_0 \frac{4\pi}{3} R^3 \left[1 + \pi^2 \left(\frac{\alpha}{R} \right)^2 \right] = A \quad (3.15)$$

Aşağıdaki değerler, WS parametrizasyonundaki parametreler olarak çok sayıda kararlı hedef çekirdek için deneysel verilerin analizlerinden elde edilmiştir (Takigawa ve Washiyama 2017).

$$R \sim (1.1 - 1.2) A^{1/3} fm, \quad \alpha \sim 0.6 fm, \quad \rho_0 \sim (0.14 - 0.17) fm^{-3} \quad (3.16)$$

Mevcut nükleon yoğunluğunun kütle sayısından bağımsız oluşu ve yarıçapın çekirdeği oluşturan nükleon sayısının $1/3$ kuvvetiyle ilişkili olması, çekirdeğin sıvı damlası modeline uygun özelliklerdendir. Burada bahsi geçen durum nükleer yoğunluğun doygunluk özelliği olarak adlandırılan, nükleon yoğunluğunun kütle sayısından bağımsız olmasıdır. Hafif çekirdeklere yüzey alanının baskın olması da önemli bir detaydır. Bu sebepten, WS tipi yerine daha gerçekçi bir fonksiyon olmasından dolayı Gauss tipi

$$\rho(r) = \rho_0 (1 + wr^2) e^{-\beta r^2} \quad (3.17)$$

fonksiyon sıklıkla tercih edilir. Bu çalışmada yapılan hesaplamalarda nükleon yoğunluk

dağılımı Gauss fonksiyonu ile hesaplanmıştır.

WS formunun modellenmesiyle de nükleon yoğunluğu dağılım fonksiyonu olarak Fermi dağılımı

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + e^{\frac{r-c}{\alpha}} \right]^{-1} \quad (3.18)$$

iki parametrelili yoğunluk dağılım fonksiyonu da sıklıkla literatürde karşımıza çıkar (Satchler ve Love 1979).

Protonlar ve nötronlar kararlı çekirdeklerde neredeyse aynı şekilde dağılırken bunların dışındaki çekirdeklerde çok farklı dağılımlara sahip olduğu bilinmektedir (Takigawa ve Washiyama 2017).

3.6. Hartree-Fock Yaklaşımı

Genel olarak, N elektron için Hartree yaklaşımındaki çok cisim dalga fonksiyonu şu şekilde verilir:

$$\Psi_{r_1, r_2, \dots, r_N} = \varphi_1(r_1) \varphi_2(r_2) \dots \varphi_N(r_N) \quad (3.19)$$

burada $\varphi_i(r_i)$; (r_i) konumunda bulunan i 'inci elektron dalga fonksiyonunu temsil eder. i 'inci verilen elektronun öz durumları $\varphi_i(r_i)$ ve Özdeğerleri ε_i olmak üzere, gösterimi basitleştirmek için özel bir gösterim olarak $\hbar = m = e = 1$ aldığımız değerler ile Schrödinger denklemi şu şekilde belirlenir:

$$-\frac{1}{2} \nabla_i^2 \varphi_i(r) + [V_{\text{çekirdek}}(r) + V_e(r)] \varphi_i(r) = \varepsilon_i \varphi_i(r) \quad (3.20)$$

Potansiyelin ilk terimi, çekirdek ile etkileşimi temsil eder. Sırasıyla ortalama alan olarak diğer elektronlardan kaynaklanır. Bir elektronun i durumundaki etkileşim potansiyeli, sonraki potansiyelde çıkarılır. Unutulmamalıdır ki Denklem (3.20), çok-cisimli bir durumda hamiltoniye'nin (H) beklenen değeri alınarak ve varyasyon ilkesi uygulanarak elde edilir. Bağımsız elektron varsayımının bir sonucu olarak, elektron yük yoğunluğu, işgal edilmiş durumların üzerinde olan i toplamı ile tek cisim öz durumlarından basitçe oluşturulur:

$$\rho(r) = \sum_i |\varphi_i(r)|^2 \quad (3.21)$$

Schrödinger denklemi şimdi Hartree potansiyeli $V_H(r) = V_{\text{çekirdek}}(r) + V_e(r)$ ile çözümlenmelidir. Denklem (3.20) için sorunun karmaşıklığı açıktır. Denklem (3.19) ve (3.20) tutarlı bir şekilde şöyle çözümlenmelidir: Hartree potansiyeli, elektron yoğunluğu için bir tahmin yoluyla bilinmeyen dalga fonksiyonu için ilk yaklaşım önerilir; HO ve WS

dalga fonksiyonu bunun için elverişlidir. Bundan sonra, bir elektronlu Schrödinger denklemi çözülür ve ardından yeni bir elektronlu dalga fonksiyonları ve eski bir elektronlu dalga fonksiyonları karıştırılarak ortalama elektron yük yoğunluğu yeniden oluşturulur. Bu yoğunluklara bağlı olarak potansiyel elde edilir. Yoğunluğa bağlı bu potansiyel enerji kullanılarak Schrödinger denklemi çözüldüğünde, yeni bir dalga fonksiyonu elde edilir. Bu yeni dalga fonksiyonu ile yeni bir potansiyel enerji elde ederiz. Bu eğilim kendi kendine tutarlılığa ulaşılana kadar devam edecektir.

Pauli ilkesine göre (Pauli 1925) , herhangi iki elektronun konumu değiş tokuş edildiğinde, çok fermiyonlu bir sistemin çok cisim dalga fonksiyonu antisimetrik olmalıdır. Bu nedenle, Hartree dalga fonksiyonu, tek elektronlu dalga fonksiyonunun bir Slater determinantı aracılığıyla antisimetrik özellik sağlanacak şekilde, aşağıdaki gibi genelleştirilir:

$$\Psi_{HF}(r_1, r_2, \dots, r_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \varphi_1(r_1) & \varphi_2(r_1) & \dots & \varphi_N(r_1) \\ \varphi_1(r_2) & \varphi_2(r_2) & \dots & \varphi_N(r_2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \varphi_1(r_N) & \varphi_2(r_N) & \dots & \varphi_N(r_N) \end{vmatrix} \quad (3.22)$$

Buradan sonra ihtiyacımız olan, taban durum özellikleri hesaplamak için, bir etkin etkileşmedir. HF yaklaşımı korelasyon hesaplarında sıklıkla kullanılan bir metottur.

3.7. Skyrme Kuvveti

Skyrme kuvvetinin yapısı, ortalama alan çerçevesinde sonsuz nükleer maddeyi karakterize eden tüm değişkenlerin analitik ifadesinin türetilmesine izin verir. Skyrme, nükleer kuvvetin kısa menzilli özelliğini vurgulamak için, δ -fonksiyon tipi nükleer kuvveti icat etti. Buna ek olarak, doyumluk özelliğini garanti altına almak için üç cisim kuvvetini tanıttı. Skyrme kuvveti, sıfır menzilli bir kuvvettir. Skyrme kuvveti koordinatlar uzayında sıfır aralıklı bir kuvvet olarak formüle edilmiş olsa da, bazı sonlu aralık özellikleri sergileyen uzamsal yerel olmayan terimlere (veya hıza bağlı terimlere) sahiptir. Bu, bazı korelasyon etkilerinin kuvvetin parametrelerine dahil edildiği anlamına gelir.

Skyrme kuvvetinin iki cisim etkileşme kısmını veren kısa menzilli kuvvet ifadesi aşağıdaki formdadır,

$$\begin{aligned}
\vec{V}_{ij} = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \\
& + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) [\delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k}^2 + \vec{k}'^2 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j)] \\
& + t_2 (1 + x_2 P_\sigma) \vec{k}' \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} \\
& + i t_4 (\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j) \cdot \vec{k}' \times \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k}
\end{aligned} \tag{3.23}$$

Burada $P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j)$ spin değişim operatörü ve $\vec{\sigma}_i$ ile $\vec{\sigma}_j$ ise Pauli spin matris vektörleridir. İki nükleon etkileşime girdiğinde çeşitli değiş tokuşlar gerçekleşir. Örneğin, spin-yukarı durumundaki bir proton spin-aşağı durumundaki başka bir protonla çarpıştığında, spinin yönü belirli bir olasılıkla aralarında değişir (spin değişimi). Bunun nedeni, nükleer kuvvetin iki nükleonun spinlerinin $\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j$ iç çarpımıyla orantılı terimler içermesidir. İç çarpımı şu şekilde yeniden yazabiliriz

$$\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j = \frac{1}{2}(\sigma_{i+} \sigma_{j-} + \sigma_{i-} \sigma_{j+}) + (\sigma_{iz} \sigma_{jz}) \tag{3.24}$$

Spin değişim süreçleri sağ taraftaki birinci ve ikinci terimlerden kaynaklanır.

Denklem (3.29) 'da yer alan $\vec{k} = \frac{\vec{\nabla}_i - \vec{\nabla}_j}{2i}$ ve $\vec{k}' = \frac{\vec{\nabla}_i - \vec{\nabla}_j}{2i}$, iki nükleonun sırasıyla sağ ve sol taraftan gelen, görelî dalga vektörleridir ve spin-yörünge eşleşmesidir. Yine aynı eşitlikte yer verilen orijinal etkileşimlere ek olarak $t_1 x_1 P_\sigma$ ve $t_2 x_2 P_\sigma$ ile orantılı iki spin değişim momentumuna bağlı terim ($\vec{P}_{ij} = \vec{P}_i - \vec{P}_j$) içerir (Giai ve Sagawa 1981).

Bunlara ilave olarak iki cisim etkileşmesi V_{ij} , yedi tane daha parametreye ($x_0, x_1, x_2, t_0, t_1, t_2, t_4$) bağlıdır. t_0, t_1, t_2 sabitleri, x_0, x_1, x_2 ile belirtilen bir değişim karakterine sahip ortalama merkezi potansiyelin bir ölçüsüdür (Skyrme 1959). Bu parametrelerden t_0 ve t_1 parametreleri etkileşimin bağıl çift durumlarına (aslında sadece s ve d durumlarına) etkiyen kısmına karşılık gelirken; t_0 terimi detaylı olarak, sıfır menzilli nükleer kuvvetin limitine karşılık gelir ve çekirdeğin kendine bağlı bir sistem olarak var olması için vazgeçilmez olan çekici ve merkezi terimdir. t_2 parametresi, bağıl tek durumlardaki etkileşmelere (p durumları) karşılık gelen etkileşimleri temsil eder. Biraz daha detaylandırmak gerekirse, t_1 ve t_2 terimleri, hıza bağlı ve nükleer kuvvetin sonlu menzil özelliğinin etkilerini hesaba katmak için getirilmiştir t_4 parametresi ise bir cisim spin yörünge kuvvetini belirlemektedir. x_0 parametre değerinin değişmesi, nötron proton asimetrik özelliklerine etki etmenin pratik bir yolunu oluşturmaktadır (Beiner vd. 1975). Bazı çalışmalarda t_4 parametresi yerine W_0 kullanılmıştır (Denklem (3.29)).

Skyrme kuvvetinin üç cisim etkileşmesini veren kısmı da sıfır menzilli kuvvet olarak varsayılır

$$\vec{V}_{ijk} = t_3 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \delta(\vec{r}_j - \vec{r}_k) \tag{3.25}$$

Etkileşmenin yoğunluğa bağlılığını belirleyen, t_3 parametresidir. Etkileşimlerde yer alan $(x_0, x_1, x_2, t_0, t_1, t_2, t_3, t_4, \alpha)$ parametreler ayarlanabilmektedir. Hesaplamalar neticesinde parametrelerin alabileceği değerlere göre parametre setleri oluşturulmuştur. Literatürde var olan parametre setlerinden bazıları; *SI*, *SII* (Vautherin ve Brink 1972), *SIII* (Beiner vd. 1975), *SKa*, *SKb* (Köhler 1976), *GS1*, *GS2*, *GS3*, *GS5*, *GS6* (Guo-Qiang 1991), *SKM* (Krivine vd. 1980), *SKM** (Bartel vd. 1982), *SGI*, *SGII* (Giai ve Sagawa 1981), *SLy4*, *SLy5*, *SLy6*, *SLy7*, *SLy10* (Chabanat vd. 1998), *SLy8*, *SLy9* (Chabanat 1995) Tablo 3.1 'de verilmiştir.

ρ^α ile t_3 parametresinin oranı, altta yatan mikroskobik etkin etkileşimin veya enerji yoğunluğunun değişimi ile değişmektedir (Negele ve Vautherin 1972). Parametre $\alpha = 1$ ise, bu yoğunluğa bağlı kuvvet, örneğin *SIII* parametrelendirmesinde olduğu gibi (Tablo3.1), tam olarak üç cisim terimini tanımlar (Beiner vd. 1975). Yoğunluğa bağlı terim, uygun doyma noktasını sağladığından ve böylece SHF modelinin sonlu çekirdeklerin tanımlanmasındaki başarısını güvence altına aldığından özellikle önemlidir. Chang (Chang 1975) orijinal üç cisim kuvvetiyle Skyrme etkileşiminin, HF temel durumlarını sağladığını göstermiştir.

Sıfır menzilli, yoğunluk ve momentuma bağlı Skyrme etkileşmesi aşağıdaki gibi yazılmaktadır.

$$\begin{aligned} \vec{V}_{Skyrme} = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \\ & + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) [\delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k}^2 + \vec{k}^2 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j)] \\ & + t_2(1 + x_2 P_\sigma) \vec{k}' \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} \\ & + i t_4(\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j) \cdot \vec{k}' \times \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} \\ & + \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P_\sigma) \rho^\alpha \left(\frac{\vec{r}_i - \vec{r}_j}{2} \right) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \end{aligned} \quad (3.26)$$

Daha sonra, 1970 'lerde Vautherin ve Brink 'in yaptığı çalışmalarda temel durum özelliklerinin hesaplanmasında (Vautherin vd. 1970), sıfır menzilli üç cisim kısmı, iki cisim yoğunluğuna bağlı bir terim ile değiştirilmiştir. Sonuç olarak, Skyrme benzeri etkin etkileşimler, standart form olarak adlandıracağımız aşağıdaki analitik forma göre oluşturulmuştur.

$$\vec{V}_{DD}(i, j) = \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P_\sigma) \rho^\alpha \left(\frac{\vec{r}_i - \vec{r}_j}{2} \right) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \quad (3.27)$$

Burada $\sum_{i < j} \vec{V}_{DD}$ yoğunluğa bağlı iki cisim kuvvetini ifade etmektedir. $\rho = \rho_n + \rho_p$ olmak üzere nükleon yoğunluğunu ifade etmektedir. Üç cisim kuvveti terimi yerine bu model, doygunluğu garanti etmek ve genellikle değeri 1/3 veya 1/6 olduğu varsayılan

α değeri aracılığıyla nükleer sıkıştırılamazlığı kontrol etmek için tasarlanmıştır. İkincisi elbette daha küçük bir sıkıştırılamazlık verir. Sonuç olarak çekirdeğin taban özelliklerini ve düşük enerji durumları hesaplanırken iki cisimden daha yüksek terimler önemsizdir. Dolayısıyla da sıfır menzilli orijinal Skyrme üç cisim kuvveti, yoğunluğa bağlı iki cisim etkileşimine eşdeğer olarak

$$\vec{V}_{ijk} \cong \vec{V}_{ij} = \frac{1}{6}t_3(1 + x_3P_\sigma)\rho^\alpha \left(\frac{\vec{r}_i - \vec{r}_j}{2}\right) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \quad (3.28)$$

yazılabilir. Bu eşitlik, iki nükleon arasındaki etkileşmenin diğer nükleonlar tarafından nasıl etkilendiğini gösteren, çok cisim etkileşmesinin fenomenolojik olarak ifade edilen en basit ifadesidir (Köhler 1976; Tel 1995; Stone ve Reinhard 2007; Baldık 2010; Tong vd. 2018; Dallaire-Demers vd. 2019).

Çizelge 3.1. Bazı Skyrme parametre setleri ve katsayıları.

	$t_0(MeV.f.m^3)$	$t_1(MeV.f.m^5)$	$t_2(MeV.f.m^5)$	$t_3(MeV.f.m^{3\alpha})$	$t_4(MeV.f.m^5)$	x_0	x_1	x_2	x_3	α
<i>SI</i>	-1057.3	235.9	-100.0	14463.5	120	0.56	0	0	1	1
<i>SII</i>	-1169.9	586.6	-27.1	9331.1	105	0.34	0	0	0	1
<i>SIII</i>	-1128.75	395.0	-95.0	14000	120	0.45	1	0	0	1
<i>SKa</i>	-1602.78	570.88	-67.70	8000	125	-0.02	0	0	-0.286	1/3
<i>SKb</i>	-1602.78	570.88	-67.70	8000	125	-0.165	0	0	-0.286	1/3
<i>GS1</i>	-1268	887	-77.3	14485	105	0.15	0	0	1	1
<i>GS2</i>	-1177	670	-49.7	11054	105	0.124	0	0	1	1
<i>GS3</i>	-1037	336	-76.3	5774	105	0.074	0	0	1	1
<i>GS4</i>	-1242	760	-146.2	19362	105	0.026	0	0	1	1
<i>GS5</i>	-1152	543	-118.6	15989	105	0.182	0	0	1	1
<i>GS6</i>	-1012	209	-76.3	10619	105	0.139	0	0	1	1
<i>SKM</i>	-2645	385	-120.0	15595.0	130	0.09	0	0	0	1/6
<i>SKM*</i>	-2645	410	-135.0	15595.0	130	0.09	0	0	0	1/6
<i>SGI</i>	-1603	515.9	84.5	8000	115	-0.02	-0.5	-1.731	0.1381	1/3
<i>SGII</i>	-2645	340	-41.9	15595	105	0.09	-0.0588	1.425	0.06044	1/6
<i>SLy4</i>	-2488.91	486.82	-546.39	13777	123	0.834	-0.344	-1	1.354	1/6
<i>SLy5</i>	-2483.45	484.23	-556.69	13757	125	0.776	-0.317	-1	1.263	1/6
<i>SLy6</i>	-2479.50	462.18	-448.61	13673	122	0.825	-0.465	-1	1.355	1/6
<i>SLy7</i>	-2480.8	461.29	-433.93	13669	125	0.848	-0.492	-1	1.393	1/6
<i>SLy8</i>	-2481.41	480.78	-538.34	13731	125	0.8024	-0.3424	-1	1.3061	1/6
<i>SLy9</i>	-2511.13	510.6	-429.8	13716	110	0.7998	-0.6213	-1	1.3727	1/6
<i>SLy10</i>	-2506.77	430.98	-304.95	13826.41	105	1.0398	-0.6745	-1	1.6833	1/6

3.8. Skyrme Hartree-Fock Metodu

HF yaklaşımında, yoğunluk bağımlı Skyrme tipi etkin NN etkileşmesine yer vermek hesaplamaları kolaylaştırmaktadır. Uygun Skyrme parametre setleri, deneysel sonuçlar ile kıyaslanarak bulunabiliyor.

Nükleer ve kinetik enerji yoğunluklarının bir fonksiyonu olarak Slater determinantıyla ifade edilen bir sistemin hamiltoniyen yoğunluk fonksiyonunun yazılabilmesi, Skyrme etkileşimin karmaşık olmayan yapısından kaynaklanır.

HF denklemlerinin yazılabilmesi, kolaylıkla çözümlenebilen Skyrme etkileşmesi sayesinde basitleşmektedir. Kabuk modelini esas alan SHF metodu, en genel şekliyle, bir nükleonun diğer nükleonların oluşturduğu ortalama merkezi bir potansiyel içerisinde bağımsız olarak hareket ettiği bir modeli tasvir etmektedir. Skyrme etkin iki cisim etkileşimi standart formu:

$$\begin{aligned}
 \vec{V}_{Skyrme} = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \\
 & + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) \left[\delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k}^2 + \vec{k}^2 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \right] \\
 & + t_2(1 + x_2 P_\sigma) \vec{k}' \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} \\
 & + i t_4 (\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j) \cdot \vec{k}' \times \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} \\
 & + \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P_\sigma) \rho^\alpha \left(\frac{\vec{r}_i - \vec{r}_j}{2} \right) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j)
 \end{aligned} \tag{3.29}$$

Skyrme etkileşiminin parametreleri, HF sonuçlarının deneysel verilere uydurulmasıyla elde edilir. Tablo 3.1 'de, Skyrme parametre setlerinden bazıları verilmektedir.

φ durum dalga fonksiyonu olmak üzere çekirdeğin toplam Hamiltoniyeni şöyledir:

$$H = T + V \tag{3.30}$$

Burada T kinetik enerji operatörü olmak üzere çekirdeğin Skyrme enerji fonksiyonu toplam enerjinin beklenen değeri olarak aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$\begin{aligned}
E &= \langle \varphi | H | \varphi \rangle \\
&= \langle \varphi | T + V_{Skyrme} | \varphi \rangle \\
&= \langle \varphi | T + \frac{1}{2} \sum_{i < j} (V_{ij}^{NN} + V_{Coulomb}^{NN}) | \varphi \rangle
\end{aligned} \tag{3.31}$$

$$\begin{aligned}
&= \int [\mathcal{K}(r) + \mathcal{H}_{Skyrme}(r) + \mathcal{H}_{Coulomb}(r)] dr \\
&= \int \mathcal{H}(r) dr
\end{aligned}$$

Bu eşitlikte

$$\mathcal{K}(r) = \frac{\hbar^2}{2m_p} \tau_p(r) + \frac{\hbar^2}{2m_n} \tau_n(r) \tag{3.32}$$

kinetik enerji yoğunluğudur. Yerel enerji yoğunluğu $\mathcal{H}_{Skyrme}$ için ifade, Vautherin ve Brink 'in çalışmasında ayrıntılı olarak türetilmiştir (Vautherin ve Brink 1972).

$$\mathcal{H}_{Skyrme} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_3 + \mathcal{H}_{eff} + E_{fin} + \mathcal{H}_{so} + \mathcal{H}_{sg} \tag{3.33}$$

Burada $\mathcal{H}_0$ sıfır-aralıklı terimdir, $\mathcal{H}_3$ yoğunluğa bağımlı terimdir, $\mathcal{H}_{eff}$ etkin kütle terimidir, $\mathcal{H}_{fin}$ sonlu aralıklı bir terimdir, $\mathcal{H}_{so}$ bir spin yörünge terimidir ve $\mathcal{H}_{sg}$, dönüş ve gradyan ile tensör eşleşmesinden kaynaklanan bir terimdir. Skyrme etkileşimi için,

$$\mathcal{H}_0 = \frac{1}{4} t_0 \left[(2 + x_0) \rho^2 - (2x_0 + 1) (\rho_p^2 + \rho_n^2) \right], \tag{3.34}$$

$$\mathcal{H}_3 = \frac{1}{24} t_3 \rho^\alpha \left[(2 + x_3) \rho^2 - (2x_3 + 1) (\rho_p^2 + \rho_n^2) \right], \tag{3.35}$$

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{1}{8} \left[t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right] \tau \rho \tag{3.36}$$

$$+ \frac{1}{8} \left[t_2 (2x_2 + 1) - t_1 (2x_1 + 1) \right] (\rho_p \rho_p + \rho_n \rho_n),$$

$$\mathcal{H}_{fin} = \frac{1}{32} \left[3t_1 (2 + x_1) - t_2 (2 + x_2) \right] (\nabla \rho)^2 - \frac{1}{32} \left[3t_1 (2 + x_1) \right. \tag{3.37}$$

$$\left. + t_2 (2x_2 + 1) \right] \left[(\vec{\nabla} \rho_p)^2 + (\vec{\nabla} \rho_n)^2 \right],$$

$$\mathcal{H}_{so} = \frac{W_0}{2} \left[\vec{J} \cdot \nabla \rho + \vec{j}_p \cdot \nabla \rho_p + \vec{j}_n \cdot \nabla \rho_n \right], \quad (3.38)$$

$$\mathcal{H}_{sg} = -\frac{1}{6}(t_1 x_1 + t_2 x_2) \vec{J}^2 + \frac{1}{6}(t_1 - t_2) \left[\vec{J}_p^2 + \vec{J}_n^2 \right]. \quad (3.39)$$

burada nükleon $\rho_q(\vec{r})$, kinetik enerji $\tau_q(\vec{r})$ ve spin-yörünge yoğunlukları $\vec{J}_q(\vec{r})$; tek parçacık dalga fonksiyonu $\varphi_i(\vec{r}_i, \sigma_i, q_i)$ 'den elde edilir;

$$\rho_q(\vec{r}) = \sum_{i\sigma} \varphi_i^*(\vec{r}, \sigma, q) \varphi_i(\vec{r}, \sigma, q), \quad \rho(\vec{r}) = \sum_q \rho_q(\vec{r}), \quad (3.40)$$

$$\tau_q(\vec{r}) = \sum_{i\sigma} \vec{\nabla} \varphi_i^*(\vec{r}, \sigma', q) \sum_{i\sigma} \vec{\nabla} \varphi_i(\vec{r}, \sigma', q), \quad \tau(\vec{r}) = \sum_q \tau_q(\vec{r}), \quad (3.41)$$

$$\vec{J}_q(\vec{r}) = -i \sum_{i\sigma\sigma'} \varphi_i^*(\vec{r}, \sigma', q) \left[\vec{\nabla} \varphi_i(\vec{r}, \sigma, q) \times \vec{\sigma} | \vec{\sigma} | \sigma' \right], \quad \vec{J}(\vec{r}) = \sum_q \vec{J}_q(\vec{r}), \quad (3.42)$$

Toplam enerji yoğunluğu $\mathcal{H}(r)$

$$\mathcal{H}(r) = \frac{\hbar^2}{2m_p} \tau_p(r) + \frac{\hbar^2}{2m_n} \tau_n(r) + E_{Skyrme}(r) + \mathcal{H}_{Coulomb}(r) \quad (3.43)$$

Burada Skyrme etkileşmesi için $\mathcal{H}(r)$ enerji yoğunluğu; nükleon yoğunlukları, kinetik enerji ve spin-yörünge yoğunluklarının cebirsel bir fonksiyonu $\mathcal{H}(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q)$ olarak da ifade edilebilir ve açık formu aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\begin{aligned}
\mathcal{H}(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q) = & \frac{\hbar^2}{2m} \tau(\vec{r}) + \frac{1}{2} \rho^2 \left[t_0 \left(1 + \frac{x_0}{2} \right) + \frac{1}{6} t_3 \rho^\alpha \left(1 + \frac{x_3}{2} \right) \right] \\
& - \frac{1}{2} (\rho_n^2 + \rho_p^2) \left[t_0 \left(1 + \frac{x_0}{2} \right) + \frac{1}{6} t_3 \rho^\alpha \left(\frac{1}{2} + x_3 \right) \right] \\
& + \frac{\rho^\tau}{2} \left[t_1 \left(1 + \frac{x_1}{2} \right) + t_2 \left(1 + \frac{x_2}{2} \right) \right] \\
& + \frac{1}{4} (\rho_n \tau_n + \rho_p \tau_p) \left[-t_1 \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) + t_2 \left(\frac{1}{2} + x_2 \right) \right] \\
& + \frac{1}{16} \rho \nabla^2 \rho \left[-3t_1 \left(1 + \frac{x_1}{2} \right) + t_2 \left(1 + \frac{x_2}{2} \right) \right] \\
& + \frac{1}{16} (\rho_n \nabla^2 \rho_n + \rho_p \nabla^2 \rho_p) \left[3t_1 \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) + t_2 \left(\frac{1}{2} + x_2 \right) \right] \\
& + \frac{1}{2} t_4 (\rho \vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \rho_n \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n + \rho_p \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p)
\end{aligned} \tag{3.44}$$

Burada nötron ve proton sayıları n ve p ile ifade edilmektedir. Dolayısıyla da $\rho = \rho_n + \rho_p$, $\tau = \tau_n + \tau_p$ ve $J = J_n + J_p$ toplamaları eşitliklerde temsil edilmiştir. Skyrme enerji yoğunluğunun yoğunluklara bağlı yazılması, Skyrme etkileşiminin iki ve üç cisim matris elemanlarını hesaplamadan doğrudan HF denklemlerinin türetilerek elde edilmesini sağlamaktadır. 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.

$$E_{Skyrme} = \int H_{Skyrme}(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q) d^3r \tag{3.45}$$

3.9. Gogny Kuvveti

Sonlu aralıklı Gogny kuvveti (Gogny 1975; Decharge ve Gogny 1980);

$$\begin{aligned}
 V_{NN,12} = & \sum_{i=1}^2 e^{-[(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2 / \mu_i^2]} \left(W_i + B_i P_\sigma - H_i P_\tau - M_i P_\sigma P_\tau \right) \\
 & + t_3 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) (1 + x_0 P_\sigma) \left[\rho \left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right) \right]^\alpha \\
 & + i W_{LS} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{k}' \times \vec{k}
 \end{aligned} \tag{3.46}$$

Bu ifadede, ilk sonlu aralık terimi, bir kısa ve bir orta aralığı simüle eden iki Gaussian 'den oluşur ve sırasıyla P_σ , P_τ olarak belirtilen spin ve izospin operatörlerinin tüm olası karışımlarını içerir. Bu sonlu aralık terimi, tek parçacık uzayında herhangi bir keyfi kesmeye yol açmadan, HF ve eşleşme alanlarını aynı temelde ele almayı sağlar. İkinci terim sıfır aralıklı yoğunluğa bağlı kısımdır, son terim ise Skyrme (Skyrme 1956, 1959) tarafından seçilen forma benzer şekilde spin-yörünge kısmıdır. Bu ifadenin 14 parametreye; $[W_i, B_i, H_i, M_i]_{i=1,2}, t_0, \alpha, x_0, W_{LS}$ ve iki sonlu aralık μ_1 ve μ_2 'ye bağlı olduğuna dikkat edilmelidir (Gogny 1975).

Burada $P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$ spin ve $P_\tau = \frac{1}{2}(1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)$ izospin değişim operatörleridir, $\vec{\sigma}_i$ ve $\vec{\tau}_i$ sırasıyla spin ve izospin matris vektörleridir. İki nükleon etkileşime girdiğinde çeşitli değiş tokuşlar gerçekleşir. Örneğin, spin-yukarı durumundaki bir proton spin-aşağı durumundaki başka bir protonla çarpıştığında, spinin yönü belirli bir olasılıkla aralarında değişir (spin değişimi). Bunun nedeni, nükleer kuvvetin iki nükleonun spinlerinin $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$ iç çarpımıyla orantılı terimler içermesidir. İç çarpımı şu şekilde yeniden yazabiliriz

$$\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 = \frac{1}{2}(\sigma_{1+} \sigma_{2-} + \sigma_{1-} \sigma_{2+}) + (\sigma_{1z} \sigma_{2z}) \tag{3.47}$$

Spin değişim süreçleri sağ taraftaki birinci ve ikinci terimlerden kaynaklanır. Spin değişim etkisini tanımlamak için aşağıdaki operatörü tanıtmak uygundur,

$$P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \tag{3.48}$$

P_σ spin-değişim operatörü, alternatif olarak Bartlett operatörü olarak da adlandırılır.

İzospin değişimi iki nükleonlu sistemlerde de meydana gelebilir. Örneğin, bir proton ve bir nötron çarpıştıklarında birbirleriyle yer değiştirirler (yük değişimi). Bu fenomeni tanımlamak için, her bir nükleonun izospin operatörü τ 'yu kullanarak izospin değişim operatörü veya Heisenberg operatörü olarak da adlandırılan aşağıdaki yük değişim operatörünü tanıtmak uygundur,

$$P_\tau = \frac{1}{2}(1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \quad (3.49)$$

$\rho = \rho_n + \rho_p$ etkileşen iki nükleonun kütle merkezi konumundaki çekirdeğin yoğunluğudur. Kuvvetin iki aralığını simüle eden $\mu_i = 0.7$ ve $1.2 fm$ ile ilk terim, nükleonlar arasında sonlu aralıkta bir çekim sağlar. Yoğunluğa bağlı terim, uygun bir itici etki oluşturan üç cisim kuvvetinden kaynaklanır. Denklem (3.46) 'da yer alan spin-yörünge eşleşmesi, burada $\vec{k} = \frac{\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2}{2i}$ ve $\vec{k}' = \frac{\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2}{2i}$ iki nükleonun, sırasıyla sağ ve sol taraftan gelen, göreceli dalga vektörleridir.

Uydurma deneysel verilerle belirlenen ve şu anda ortalama alan hesaplamalarında kullanılan 5 adet Gogny-kuvvet parametre seti vardır. Mevcut hesaplamalarda, Tablo 3.2 'de verilen en popüler Gogny etkileşimlerinden biri olan *D1S* kullanılmıştır.

Burada i alt indisli her karakter bir serbest parametreyi temsil eder. Sonlu aralık bileşeni ile ilgili olarak 5 farklı iki boyutlu parametre vardır. Bunlardan ilk ikisi, μ_1 ve μ_2 , kuvvetin etkili aralığını kontrol eder ve genellikle $1 fm$ parantez içindeki değerlere sahiptir. HO temelinde (Otsuka vd. 2006) hesaplanırken hesaplama avantajları nedeniyle seçilen kuvvetin yapı olarak Gauss olması nedeniyle, μ_i bu Gaussian 'in varyansıdır. Sonlu menzil kuvvetini oluşturan geri kalan 4 adet iki boyutlu parametrenin (W_i , B_i , H_i ve M_i), her biri, ilgili spin ve izospin değişim operatörlerine bağlı olarak iki cisim etkileşiminin matris elemanları üzerinde farklı bir etkiye sahiptir.

Bir değiş tokuş operatörüyle eşleşmeyen diğer tek parametre W_i 'dir. Bu nedenle doğrudan terim için bir spin ve izospin bağımsız eşleşmeyi tanımlar ve belirli bir yoğunlukta asimetriden bağımsız bir katkı sağlar. Tersine, değişim terimi yalnızca aynı spin ve izospin ile parçacıklar arasındaki W_i etkileşimlerini içerecektir.

B_i , spin değiştirme operatörü ile birleştirilir ve bu nedenle yalnızca aynı izospinli parçacıklar için B_i 'nin katkılarını içerecek ve toplam B_i katkısı asimetrisini spin polarizasyonundan etkilenmeden bağımlı hale getirecektir. Değiştirme terimi asimetriden bağımsızdır, ancak polarizasyon etkilerine karşı hassastır.

H_i , izospin değişim operatörü nedeniyle B_i 'nin zıt davranışına sahiptir ve doğrudan terimin polarizasyona duyarlı olmasına ve değişim teriminin asimetriye duyarlı olmasına neden olur.

M_i , hem spin hem de izospin değiş tokuş operatörlerine bağlanır ve bu nedenle W_i 'ye zıt bir şekilde hareket eder. Bu nedenle yalnızca aynı dönüşe sahip parçacıklar ve izospin arasındaki etkileşimleri içerecektir. Oysa değişim terimi tamamen yoğunluğa bağlı olacak ve asimetrideki değişikliklerden etkilenmeyecektir. Gogny parametrizasyonunun tam bir tablosu Tablo 3.2 ve 3.3 'de verilmiştir. Etkili aralıklar, μ_i tüm kuvvetler için benzerdir. α parametresi, tüm kuvvetler için $\frac{1}{3}$ veya $\frac{2}{3}$ 'tür ve α , *D1P* hariç tümü için birdir. Sıfır aralığı parametresi t_0 , tüm parametreler, *D1P* ve *D1AS* için sıfıra ayarlanmıştır, ancak *D1AS* 'de değer nispeten sıfıra yakındır. Tersine, W_i , B_i , H_i ve M_i parametreleri hem büyüklük hem de işaret açısından büyük model bağımlılığı gösterir.

Kuvvetin sonlu menzilli doğası, HF gibi kendiliğinden sürekli yöntemler kullanılarak sonlu çekirdeklerin özelliklerini hesaplarken hesaplama açısından daha yoğun olmasına neden olur. İşlem sürecindeki bu artış, kendi içinde tutarlı yinelemeye gerek ol-

madığından, sonsuz nükleer maddenin özellikleri hesaplanırken önlenir. Bu avantaj, Fermi yüzeyine kadar tüm tek parçacık momentum durumlarının işgal edildiği sonsuz nükleer maddenin homojen doğasından gelir. Homojen madde aynı zamanda, sıfır ile Fermi yüzeyi arasında sürekli bir integralle, kendi kendine tutarlı tek parçacık momentumlarının ayrık toplamını değiştirir. HFB sonlu aralık etkileşimli karmaşık sayısal hesaplaması nedeniyle de sadece birkaç parametrelendirme mevcuttur.

Skyrme etkileşiminin büyük başarısına rağmen, sıfır menzilli kuvvetlerin; gerçekçi etkili etkileşimin uzun menzili ve hatta orta menzilli kısımlarını simüle edemeyebileceği iddia edildi. Özellikle, Skyrme kuvvetinin mevcut versiyonları, çekirdeklerdeki çiftleşme korelasyonlarını düzgün bir şekilde tanımlayamaz, bu nedenle Gogny, Skyrme kuvvetinin t_0 , t_1 ve t_2 iz kısımlarını bir toplamla değiştirdi. spin-izospin değişim karışımları ile Gauss (başlangıçta Brink ve Booker (Brink ve Boeker 1967) tarafından kullanılan bir kuvvet) ve elde edilen Parametreler, sonlu çekirdeklerin ve nükleer maddenin özelliklerine göre ayarlanmıştır.

Gogny kuvveti tarafından verilen parçacık başına enerjiyi belirlemek için kuvvetin matris elemanları ifade edilir. Parçacıkların her biri üç kuantum sayısı kullanılarak tanımlanır: momentum (k), izospin (τ) ve spin (σ). Daha sonra matris elemanlarını momentum uzayı üzerinde 0 'dan Fermi momentumu olan k_F 'ye kadar toplanır. Sonsuz nükleer maddede enerji seviyelerini Fermi momentumuna kadar toplarken, toplam bir entegrasyon haline gelir.

Parçacık başına toplam enerjiye Gogny katkısı ise şu şekilde olur:

$$E_{Gogny} = \frac{1}{2} \sum_{\sigma_1, \sigma_2, \tau_1, \tau_2} \left[A \int_0^{k_F^{\tau_1}} \frac{d^3 k_1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^{\tau_2}} \frac{d^3 k_2}{(2\pi)^3} \right. \\ \left. + B \int_0^{k_F^{\tau_1}} \frac{d^3 k_1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^{\tau_2}} \frac{d^3 k_2}{(2\pi)^3} e^{-\frac{\vec{q}^2 \mu_i^2}{4}} \right] \quad (3.50)$$

Burada

$$\vec{q} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$$

şeklinde. Sıfır menzilli doğrudan ve değişim terimleri ile sonlu menzilli doğrudan terimin tümü momentumdan bağımsızdır. Bu nedenle keyfi sabit A altında gruplandırılmıştır. Gauss bağımlı sonlu aralık değişim terimi faktörleri de benzer şekilde gruplandırılarak B ile ifade edilmiştir.

Çizelge 3.2. Gogny Parametre setleri-1

<i>Model</i>	W_1	W_2	B_1	B_2	H_1	H_2	M_1	M_2
<i>D1</i>	-402.4	-21.3	-100.0	-11.77	-496.2	37.27	-23.56	-68.81
<i>D1S</i>	-1720.3	103.639	1300.0	-163.483	-1813.53	162.812	1397.6	-223.934
<i>D1P</i>	-372.89	34.62	62.69	-14.08	-464.51	70.95	-31.49	-20.96
<i>D1M</i>	-12797.57	490.95	14048.85	-752.27	15144.43	675.12	11963.89	-693.57
<i>D250</i>	-1045.96	45.731	900.0	-121.465	-1127.639	102.549	1009.162	-184.271
<i>D260</i>	1396.2	-171.827	-2000	174.285	1232.414	-105.179	-1972.945	121.308
<i>D280</i>	1689.093	-194.420	-2000	190.813	1097.591	-89.561	-2400.662	176.047
<i>D300</i>	673.794	-115.173	-1000	103.365	446.057	-43.235	-1036.879	55.678
<i>D1N</i>	-2047.61	293.02	1700	-300.78	-2414.93	414.59	1519.35	-316.84
<i>DGT2</i>	2311	-339	-3480	388	2962	-370	-2800	260
<i>D1AS</i>	402.4	-21.3	-100.0	-11.77	-496.20	37.27	-23.56	-68.81

Çizelge 3.3. Gogny Parametre setleri-2

<i>Model</i>	μ_1	μ_2	t_0^1	t_0^1	x_{0_1}	x_{0_2}	α_1	α_2
<i>D1</i>	0.7	1.2	1350	0	1.0	0	$\frac{1}{3}$	1.0
<i>D1S</i>	0.7	1.2	1390.6	0	1.0	0	$\frac{1}{3}$	1.0
<i>D1P</i>	0.9	1.44	1025.9	256.02	$\frac{1190.04}{t_{0_1}}$	$\frac{-513.84}{t_{0_2}}$	$\frac{1}{3}$	0.92
<i>D1M</i>	0.5	1.2	1562.22	0	1.0	0	$\frac{1}{3}$	1.0
<i>D250</i>	0.7	1.2	1350.00	0	1.0	0	$\frac{1}{3}$	1.0
<i>D260</i>	0.7	1.2	1300.50	0	1.0	0	$\frac{1}{3}$	1.0
<i>D280</i>	0.7	1.2	1301.00	0	1.0	0	$\frac{1}{3}$	1.0
<i>D300</i>	0.7	1.2	1450.00	0	1.0	0	$\frac{1}{3}$	1.0
<i>D1N</i>	0.8	1.2	1609.46	0	1.0	0	$\frac{1}{3}$	1.0
<i>DGT2</i>	0.7	1.2	1400.00	0	1.0	0	$\frac{1}{3}$	1.0
<i>D1AS</i>	0.7	1.2	1350.00	1e-10	-0.5	$1.5t_{0_1} \frac{0.16^{\frac{1}{3}}}{t_{0_2}}$	$\frac{1}{3}$	1.0

3.10. Hartree-Fock-Bogolyubov Yaklaşımı

Öncelikle bir HFB dalga fonksiyonu, quazi parçacık operatörleri cinsinden tanımlanabilir,

$$\beta_k^\dagger = \sum_l U_{lk} a_l^\dagger + V_{lk} a_l \quad (3.51)$$

burada $a_l^\dagger$ operatörü bir parçacık yaratır ve a_l , l durumundaki bir parçacığı yok eder. U ve V matrisleri, operatörler kümesinden $(a^\dagger, a)$ kümesine üniter bir dönüşümü tanımlar. quazi parçacık operatörleri $(\beta^\dagger, \beta)$,

$$\begin{pmatrix} \beta \\ \beta^\dagger \end{pmatrix} = \mathcal{W}^\dagger \begin{pmatrix} a \\ a^\dagger \end{pmatrix} \quad (3.52)$$

ve

$$\mathcal{W} = \begin{pmatrix} U & U^* \\ V & V^* \end{pmatrix} \quad (3.53)$$

HFB durumu $|HFB\rangle$, quasi parçacık uyarımlarını verir (Denklem (3.51)),

$$\beta_k |HFB\rangle = 0, \quad \forall k \quad (3.54)$$

Bu yapının faydası, bir çarpım durumunun özelliklerini korurken, hesaplamaları basitleştirerek, durumun açıkça çift korelasyonları içermesidir (Dobaczewski ve Nazarewicz 2013). quasi parçacıklar (Denklem (3.54)) ve Wick teoremi (Fetter ve Walecka 2003) ile birlikte fermiyon komütasyon ilişkilerine uyar. Bu, operatörlerin beklenen değerlerinin yoğunluk matrisi $\rho_{ij} = \langle HFB | a_j^\dagger a_j | HFB \rangle$ cinsinden ifade edilebileceği anlamına gelir. Eşleştirme tensörü $\kappa_{ij} = \langle HFB | a_j a_j | HFB \rangle$ olur.

Yoğunluk matrisi ve eşleştirme tensörü, $|HFB\rangle$ durumunu benzersiz bir şekilde (bir faza kadar) tanımlar (Ring ve Schuck 1980) ve $\rho = V^* V^T$, $\kappa = V^* U^T$ yoluyla U ve V matrisleriyle ilişkilidir. Bir durum, ancak ve ancak genelleştirilmiş yoğunluk matrisi,

$$\mathcal{R} = \begin{pmatrix} \rho & \kappa \\ -\kappa^* & 1 - \rho^* \end{pmatrix} \quad (3.55)$$

$\mathcal{R}^2 = \mathcal{R}$ (Ring ve Schuck 1980) uyar. Böylece $\mathcal{R}$ 'nin özdeğerleri ya 0 veya 1 olur. $\mathcal{R}$, quasi parçacık bazında köşegendir,

$$\mathcal{W}^\dagger \mathcal{R} \mathcal{W} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.56)$$

quasi parçacıklar $\beta^\dagger$, yok etme ve oluşturma operatörlerinin doğrusal kombinasyonlarıdır ve bu nedenle parçacıkların sayısını korumazlar. Ortalama olarak doğru parçacık sayısını elde etmek için, enerji bir kısıtlama ile en aza indirilir. İki cisim etkileşimli bir nükleer hamiltoniyen şu şekilde yazılabilir:

$$H = \sum_{ij} t_{ij} a_i^\dagger a_j + \frac{1}{4} \sum_{ijkl} \bar{v}_{ijkl} a_i^\dagger a_j^\dagger a_l a_k \quad (3.57)$$

burada t_{ij} , kinetik enerjinin bir matris elemanıdır ve $\bar{v}_{ijkl}$, NN etkileşiminin simetrisi olmayan iki cisim matris elemanıdır. Ortalama parçacık sayısını sabitlemek için, parçacık sayısı operatörü N ile çarpılan bir Lagrange parametresi λ , $H' = H - \lambda N$ verecek şekilde H 'ye eklenir. H' 'nin beklenti değeri şu şekilde verilir:

$$\begin{aligned}
E' &= \langle HFB | H' | HFB \rangle \\
&= \sum_{ij} (t_{ij} - \lambda \delta_{ij}) \rho_{ji} + \frac{1}{4} \sum_{ijkl} \bar{v}_{ijkl} (\kappa_{ij}^* \kappa_{kl} - \rho_{li} \rho_{kj} + \rho_{ki} \rho_{lj}) \\
&= Tr \left[\left(t - \lambda + \frac{1}{2} \Gamma \right) \rho \right] - \frac{1}{2} Tr [\Delta \kappa^*]
\end{aligned} \tag{3.58}$$

Kendiliğinden sürekli parçacık alanı $\Gamma_{ik} = \sum_{il} \bar{v}_{ijkl} \rho_{li}$ ve parçacık-parçacık alanı $\Delta_{ij} = \frac{1}{2} \sum_{kl} \bar{v}_{ijkl} \kappa_{kl}$ 'dir. $\mathcal{R}^2 = \mathcal{R}$ kısıtlaması altında, ρ ve κ 'nın bağımsız matris elemanlarına göre Denklem (3.58) 'in değişimi, enerjinin durağan bir noktası için bir koşula yol açar,

$$[\mathcal{H}, \mathcal{R}] = 0 \tag{3.59}$$

burada $\mathcal{H}$, genelleştirilmiş ortalama alan hamiltoniyenidir,

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} h & \Delta \\ -\Delta^* & h^* \end{pmatrix} \tag{3.60}$$

burada $h = t + \Gamma - \lambda$ 'dır. $\mathcal{R}$ matrisi, quasi parçacıklar temelinde köşegendir. Bu nedenle Denklem (3.58) 'in minimizasyonu, $\mathcal{H}$ 'nin köşegenleştirilmesi anlamına gelir ve bu da HFB denklemlerini elde etmemizi sağlar.

$$\mathcal{H}\mathcal{W} = \mathcal{W} \begin{pmatrix} E & 0 \\ 0 & -E \end{pmatrix} \tag{3.61}$$

burada E , E_k özdeğerlerin köşegen matrisidir. Bu denklem, kendiliğinden sürekli alanlar nedeniyle doğrusal değildir. Çift-çift çekirdekler için çoğu durumda, Denklem(3.61) 'in en düşük enerjili çözümünü için E_k pozitifdir (Ring ve Schuck 1980).

$\mathcal{W}$ 'yu veren Denklem(3.61) ile quasi parçacık için ifade edilen H' hamiltoniyen,

$$H' = \langle HFB | H' | HFB \rangle + \sum_k E_k \beta_k^\dagger \beta_k + H'_{int} \tag{3.62}$$

biçiminde yazılır. Burada H'_{int} dört quasi parçacık operatörünün ürünlerini içerir. $\beta\beta$ ve $\beta^\dagger\beta^\dagger$ içeren terimler durağan noktada kaybolur. Bu form, Wick teoremi (Fetter ve Walecka 2003) anlamında, $|HFB\rangle$ çözümüne göre H' 'nin normal sırada düzenlenmesine karşılık gelir. H'_{int} terimi, operatörlerin ürünlerini içerir ve quasi parçacıklar arasındaki iki cisim etkileşimine benzer. Bu terim ihmal edilirse, H' öz durumları $|HFB\rangle$ ve $\beta_k^\dagger |HFB\rangle$ 'ye sahiptir ve sırasıyla uyarma enerjileri 0 ve E_k 'dir. E_k özdeğerleri bu nedenle quasi parçacık enerjileri olarak adlandırılır. Çift-çift $|HFB\rangle$ için, tek quasi parçacık durumları $\beta_k^\dagger |HFB\rangle$, komşu tek A çekirdeğindeki durumlar için yaklaşık HFB dalga fonksiyonlarını tanımlar. Görüldüğü gibi, HFB teorisi, tipik olarak yinelemeli köşegenleştirmelerle çözülen doğrusal olmayan bir denklem sistemine yol açmaktadır.

3.10.1. Hartree-Fock-Bogolyubov-Skyrme Metodu

Skyrme etkileşimi ile enerjinin beklenti değeri, enerji-yoğunluk fonksiyonları içeren bir ifade olarak aşağıdaki eşitliğe yol açar.

$$\langle HFB|H'|HFB\rangle = T + \int d\vec{r}\varepsilon_{Skyrme}(\vec{r}) + \int d\vec{r}\varepsilon_{Pair}(\vec{r}) + E_{Coulomb} \quad (3.63)$$

Burada T ve $E_{Coulomb}$ sırasıyla kinetik ve Coulomb enerjilerinin beklenti değerleridir. Fonsiyonlar, yerel yoğunlukların ve yerel yoğunlukların ikinci dereceye kadar türevlerinin fonksiyonları olan $\varepsilon(\vec{r})$ enerji yoğunlukları üzerindeki integrallerdir.

$\int d\vec{r}\varepsilon_{Skyrme}(\vec{r})$ ile benzer bir forma sahip bir enerji-yoğunluk fonksiyonu, yoğunluk matrisi açılımı kullanılarak sonlu aralıklı bir etkileşimden de elde edilebilir. Yoğunluk matrisi açılımı, $\rho(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ yoğunluğunun $\rho(\vec{r}_1)$ yerel yoğunluğu etrafında $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ bağıl koordinatında genişletilmesini içerir (Bender vd. 2003). Negele ve Vautherin (Negele ve Vautherin 1972), yoğunluk matrisi açılımının bir varyantını gerçekleştirirken Skyrme etkileşimi ile elde edilene benzer bir enerji yoğunluğunun ortaya çıktığını göstermiştir. HF yaklaşımındaki enerji yoğunluğunu gerçekçi bir NN etkileşiminden elde edilen etkin bir etkileşimle ele aldılar ve türevlerde ikinci dereceye kadar genişlettiler. Yoğunluk genişlemesi, birinci dereceden tam sonsuz nükleer madde yoğunluğunun davranışını içerecek şekilde yapılır. Dolayısıyla enerji fonksiyonu, sonlu boyut etkilerinden kaynaklanan düzeltmelerle birlikte yerel bir yoğunluk yaklaşımıdır. Bu daha gerçekçi enerji yoğunluğunun Skyrme enerji yoğunluğu ile benzerliği Skyrme etkileşimi için bir motivasyon sağlar.

HF hesaplamaları için etkili bir kuvvet olarak Skyrme kuvveti ile NN etkileşimine dair eşitliği (Denklemler (3.29)) daha önceki bölümlerde detaylı incelenmişti. Skyrme etkileşimi altında HFB'nin enerjisi, enerji yoğunluğu fonksiyonu olarak yazılabilir (Skyrme 1956).

$$E = \int d^3r \mathcal{H}(\vec{r}) \quad (3.64)$$

$\mathcal{H}(\vec{r})$; ortalama alan $H(\vec{r})$ ve çift enerji $\tilde{H}(\vec{r})$ yoğunluklarının toplamıdır. Ortalama Alan için yoğunluk aşağıdaki formu almaktadır.

$$\begin{aligned}
H(\vec{r}) = & \frac{\hbar^2}{2m}\tau + \frac{1}{2}t_0 \left[\left(1 + \frac{1}{2}x_0\right)\rho^2 - \left(1 + \frac{1}{2}x_0\right) \sum_q \rho_q^2 \right] \\
& + \frac{1}{2}t_1 \left[\left(1 + \frac{1}{2}x_1\right)\rho\left(\tau - \frac{3}{4}\Delta\rho\right) - \left(\frac{1}{2} + x_1\right) \sum_q \rho_q\left(\tau_q - \frac{3}{4}\Delta\rho_q\right) \right] \\
& + \frac{1}{2}t_2 \left[\left(1 + \frac{1}{2}x_2\right)\rho\left(\tau + \frac{1}{4}\Delta\rho\right) - \left(\frac{1}{2} + x_2\right) \sum_q \rho_q\left(\tau_q + \frac{1}{4}\Delta\rho_q\right) \right] \\
& + \frac{1}{12}t_3\rho^\alpha \left[\left(1 + \frac{1}{2}x_3\right)\rho^2 - \left(x_3 + \frac{1}{2}\right) \sum_q \rho_q^2 \right] - \frac{1}{8}(t_1x_1 + t_2x_2) \sum_{ij} \vec{J}_{ij}^2 \\
& + \frac{1}{8}(t_1 - t_2) \sum_{q,ij} \vec{J}_{ij}^2 - \frac{1}{2}w_0 \sum_{ijk} \varepsilon_{ijk} \left[\rho\Delta_k \vec{J}_{ijk} + \sum_q \rho_q \nabla_k \vec{J}_{q,ij} \right]
\end{aligned} \tag{3.65}$$

eşleşme enerjisi yoğunluğu şu şekilde verilir:

$$\tilde{H}(\vec{r}) = \frac{1}{2}V_0 \left[1 - V_1 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \right] \sum_q \tilde{q}_q^2 \tag{3.66}$$

q indisleri ya Proton ($q = p$) ya da Nötron ($q = n$) yoğunluklarını temsil ederken, q indisleri olmayan yoğunluklar Proton ve Nötron yoğunluklarının toplamını temsil eder. Ortalama Alan yoğunlukları $H(r)$ ve çift enerji yoğunluğu $\tilde{H}(\vec{r})$; çift yoğunluğu $\tilde{\rho}(\vec{r})$, parçacık yoğunluğu $\rho(\vec{r})$, döndürme akımı yoğunluğu $\vec{J}_{ij}(\vec{r})$ ve kinetik yoğunluk $\tau(\vec{r})$ 'ya bağlıdır.

$$\tilde{\rho}(\vec{r}) = \tilde{\rho}(\vec{r}, \dot{\vec{r}}), \quad \rho(\vec{r}) = \rho(\vec{r}, \dot{\vec{r}})$$

$$\vec{J}(\vec{r}) = \frac{1}{2i}(\nabla_i - \dot{\nabla}_i)\rho_j(\vec{r}, \dot{\vec{r}})|_{\vec{r}=\dot{\vec{r}}}, \quad \tau(\vec{r}) = \nabla_{\vec{r}} \nabla_{\dot{\vec{r}}} \rho(\vec{r}, \dot{\vec{r}})|_{\vec{r}=\dot{\vec{r}}}$$

Eşleşme ve lokal yoğunluklar ise tek gövde matrisleri ile aşağıdaki gibi yazılabilir (Taqi ve Mosa 2020).

$$\tilde{\rho}(\vec{r}\sigma, \dot{\vec{r}}\dot{\sigma}) = \frac{1}{2}\tilde{\rho}(\vec{r}, \dot{\vec{r}})\delta_{\sigma,\dot{\sigma}} + \frac{1}{2}\sum_i (\sigma|\sigma_i|\dot{\sigma})\tilde{\rho}_i(\vec{r}, \dot{\vec{r}}) \tag{3.67}$$

$$\rho(\vec{r}\sigma, \dot{\vec{r}}\dot{\sigma}) = \frac{1}{2}\rho(\vec{r}, \dot{\vec{r}})\delta_{\sigma,\dot{\sigma}} + \frac{1}{2}\sum_i (\sigma|\sigma_i|\dot{\sigma})\rho_i(\vec{r}, \dot{\vec{r}}) \tag{3.68}$$

Eşleştirme tensörü k kullanmak yerine, eşleştirme yoğunluk matrisi $\tilde{\rho}$ kullanılabilir,

$$\tilde{\rho}(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma') = -2\sigma\kappa(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma') \quad (3.69)$$

Nötron sayısı zengin çekirdeklerde çiftin süreklilik içinde saçılması, çekirdeğin yeni kısmında ortaya çıkan en önemli bağıntıdır. Bir koordinat uzayında Bogolyubov dönüşümü:

$$\psi^\dagger(\vec{r}\sigma) = \sum_k U_k^*(\vec{r}\sigma)\beta_k^\dagger + V_k(\vec{r}\sigma)\beta_k \quad (3.70)$$

$$= \sum_k \varphi_{1,k}(\vec{r}\bar{\sigma})\beta_k^\dagger + \varphi_{2,k}^*(\vec{r}\sigma)\beta_k$$

$$\psi(\vec{r}\sigma) = \sum_k U_k(\vec{r}\sigma)\beta_k + V_k^*(\vec{r}\sigma)\beta_k^\dagger \quad (3.71)$$

$$= \sum_k \varphi_{1,k}^*(\vec{r}\bar{\sigma})\beta_k + \varphi_{2,k}(\vec{r}\sigma)\beta_k^\dagger$$

$\varphi_{1,k}(\vec{r}\bar{\sigma})$ tek dalga fonksiyonu, $\varphi_{1,k}(\vec{r}\bar{\sigma})$ ve $\varphi_{2,k}(\vec{r}\sigma)$ koordinat uzayının özdeğer problemini karşılıyorsa, HFB-S denklemleri (Denklemler (3.64)) enerji varyasyonundan elde edilebilir (Gogny ve Padjen 1977).

$$\int d\vec{r} \sum_{\vec{\sigma}} \begin{pmatrix} h(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma') & \tilde{h}(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma') \\ \tilde{h}(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma') & -h(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma') \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1(E, \vec{r}'\sigma') \\ \varphi_2(E, \vec{r}'\sigma') \end{pmatrix} \quad (3.72)$$

$$= \begin{pmatrix} E + \lambda & 0 \\ 0 & E - \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1(E, \vec{r}\sigma) \\ \varphi_2(E, \vec{r}\sigma) \end{pmatrix}$$

Burada, parçacık alanı h ve eşleştirme yerel alanı $\tilde{h}$ koordinat olarak hesaplanabilir:

$$h(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma') = -\nabla M_q \nabla + U_q + \frac{1}{2i} \sum_{ij} (\nabla_i \sigma_j B_{q,ij} + B_{q,ij} \nabla_i \sigma_j t) \quad (3.73)$$

$$\tilde{h}_q(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma') = V_0 \left(1 - V_1 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \right) \tilde{\rho}_q \quad (3.74)$$

M_q , $B_{q,ij}$ ve U_q parametreleri sırasıyla etkin bir atalet parametresini, dönüş yörüngesini ve potansiyel enerjiyi temsil ettiği durumlarda, bunlar aşağıdaki şekilde hesaplanabilir:

$$M_q = \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{4}t_1 \left[\left(1 + \frac{1}{4}x_1\right)\rho - \left(x_1 + \frac{1}{2}\right)\rho_q^2 \right] \quad (3.75)$$

$$+ \frac{1}{4}t_2 \left[\left(1 + \frac{1}{2}x_2\right)\rho - \left(x_2 + \frac{1}{2}\right)\rho_q^2 \right]$$

$$B_{q,ij} = -\frac{1}{4}(t_1x_1 + t_2x_2)J_{ij} + \frac{1}{4}(t_1 - t_2)J_{q,ij} \quad (3.76)$$

$$+ \frac{1}{2}W_0 \sum_{ijk} \varepsilon_{ijk} \nabla_k (\rho + \rho_q)$$

$$U_q = t_0 \left[\left(1 + \frac{1}{2}x_0\right)\rho - \left(x_0 + \frac{1}{2}\right)\rho_q \right] \quad (3.77)$$

$$+ \frac{1}{4}t_1 \left[\left(1 + \frac{1}{2}x_1\right)\left(\tau - \frac{3}{2}\Delta\rho\right) - \left(x_1 + \frac{1}{2}\right)\left(\tau_q - \frac{3}{2}\Delta\rho_q\right) \right]$$

$$+ \frac{1}{4}t_2 \left[\left(1 + \frac{1}{2}x_2\right)\left(\tau + \frac{1}{2}\Delta\rho\right) + \left(x_2 + \frac{1}{2}\right)\left(\tau_q + \frac{1}{2}\Delta\rho_q\right) \right]$$

$$+ \frac{1}{12}t_3\rho^\alpha \left[\left(1 + \frac{1}{2}x_3\right)(2 + \alpha)\rho - 2\left(x_3 + \frac{1}{2}\right)\rho_q + (1 - x_3)\frac{\alpha}{\rho} \right]$$

$$- \frac{\gamma V_0 V_1}{2\rho} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma \sum_q \tilde{\rho}_q^2 - \frac{1}{8}(t_1x_1 + t_2x_2) \sum_{ij} J_{ij}^2$$

$$+ \frac{1}{8}(t_1 - t_2) \sum_{q,ij} J_{q,ij}^2 \frac{1}{2} - W_0 \sum_{ijk} \varepsilon_{ijk} \nabla_k [\vec{J}_{ij} + \vec{J}_{q,ij}]$$

HFB 'nin enerji spektrumu $|E| > -\lambda$ için sürekli ve $|E| < -\lambda$ için ayrıktır. HFB denklemleri genişletilerek çözülebilmektedir. Bu da toplam parçacık sayısını aşağıda verilen şekliyle tanımlar.

$$N = \int d^3\vec{r} \rho(\vec{r}) = \sum_n N_n \quad (3.78)$$

3.10.2. Hartree-Fock-Bogolyubov-Gogny Metodu

HFB teorisi (Ring ve Schuck 1980), HF yaklaşımı ve BCS eşleşme teorisi tarafından verilen nükleer orbitallerin kendi içinde tutarlı tanımını tek bir varyasyonel teoride birleştirir. Deneme dalga fonksiyonu olarak bağımsız bir quasipartikül durumu olan $|\varphi\rangle$ dikkate alınır. Bu dalga fonksiyonu, tek parçacık durumlarını işgal etmenin çeşitli olasılıklarını temsil eden bağımsız çok parçacık durumlarının doğrusal bir kombinasyonudur.

HF alanı Γ , eşleşme alanı Δ , yoğunluk matrisi ρ ve eşleşme tensörü κ için nükleer hamiltonyenin beklenti değerini şu şekilde ifade edebiliriz

$$E = \langle \hat{H} \rangle = Tr(t) + \frac{1}{2}Tr(\Gamma\rho) - \frac{1}{2}Tr(\Delta\kappa^*) \quad (3.79)$$

Bu ifadedeki ikinci terim, Hartree ve Fock terimlerinin katkılarından kaynaklanırken, üçüncüsü terim ise eşleşme teriminden kaynaklanmaktadır. Hesaplamalarımızda kullanılan iki cisim etkili nükleer etkileşim V , Gogny kuvveti, Coulomb etkileşimi (C) ve kinetik enerjinin (T) iki cisim düzeltmesinden oluşur. Gogny kuvvetinin kendisi şu şekilde terimlere sahiptir: Brink-Boeker (BB), spin-yörünge (SO) ve yoğunluğa bağlılık (DD). Daha sonra, toplam HFB enerjisi aşağıda verilen şekilde yazılabilir.

$$E_{HFB} = Tr(t\rho) + V_{BB} + V_{SO} + V_{DD} + V_T + V_C \quad (3.80)$$

Proton, nötron ve yük radyal yoğunlukları için, sonlu aralıklı, yoğunluğa bağlı Gogny kuvvetine dayalı Hartree-Fock-Bogolyubov hesaplamalarından elde edilenleri kullanıyoruz

3.11. Folding Potansiyel

Folding modeli analizinde NN etkileşiminin seçimi çok önemlidir. M3Y (Bertsch vd. 1977), etkin NN etkileşimleri bu potansiyelleri türetmek için kullanılmaktadır.

Bertsch ve arkadaşları (Bertsch vd. 1977) tarafından geliştirilen yoğunluktan bağımsız Michigan 3-Yukawa (M3Y), NN etkileşimine dayalı optik DFP hesaplamalarındaki önemi Bertsch 'in çalışması detaylı olarak verilmiştir. M3Y potansiyeli, Reid-Elliot NN etkileşiminin G-matris elemanlarının uyarlanmasıyla oluşturulmuştur. Satchler tarafından tanımlanan M3Y etkileşiminin parametreleştirilmiş hali ise şu şekildedir(Satchler ve Love 1979):

$$V_{NN}(s) = \left[7999 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 2134 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5s} \right] + J_{00}(E)\delta(s) \quad (3.81)$$

OM çerçevesinde yapılan teorik hesaplamalarda nükleer potansiyel (U) iki kısma ayrılır: gerçek (V) ve sanal (W) potansiyeller.

$$U(R) = V(R) + iW(R) \quad (3.82)$$

Fenomenolojik WS formunda yer alan gerçek ve sanal bileşenler aşağıda verilen haliyle ifade edilebilir.

$$X(R) = -\frac{X_0}{1 + \exp(R - R_X)/a_X} \quad , \quad (X = V, W) \quad (3.83)$$

Burada X_0 , a_X ve R_X parametreleri; potansiyel derinliği, yüzey dağılımı ve yarıçapı ifade eder.

Fenomenolojik açıklama, bir mermi veya hedef çekirdeğin yapısını göz önünde bulundurmaz. Elastik saçılma verileri, HF kodu kullanılarak analiz edilebilir ki bu kod fenomenolojik gerçek potansiyelin yerine geçer. Çekirdek-çekirdek etkileşiminde Double Folding Potansiyeli kullanılmaktadır (Bertsch vd. 1977; Satchler ve Love 1979).

$$V_F(R) = N \int \int \rho_1(r_1) \rho_2(r_2) V_{NN}(s) dr_1 dr_2 \quad , \quad (s = R + r_2 - r_1) \quad (3.84)$$

Bu eşitlikte yer alan ρ_1 ve ρ_2 terimleri, çarpışan iki çekirdeğin nükleon yoğunluklarını temsil etmektedir. R ise çekirdeklerin kütle merkezleri arasındaki mesafeyi gösterir. (s) bağıl vektörü, etkileşen nükleon çifti arasındaki mesafeyi belirtirken, N renormalizasyon faktörüdür. $V_{NN}(s)$ etkin NN etkileşimini verir.

Güçlü soğurma yarıçapı yakınındaki potansiyelin katkılarının önemli bir kısmı, nükleer yoğunlukların yüzey ve kuyruk bölgelerinden gelir. Bu iki yoğunluk büyük ölçüde örtüşmez. Bu senaryoda, iki iyon arasındaki tek nükleon değişiminde öncelikli olarak bazı düzeltmeler gerektirir ki bunlar antisimetrikleştirmeden kaynaklanır. Nükleon-çekirdek saçılması esnasında, etkileşen iki nükleonun yer değiştirmesi "knock-on exchange" olarak adlandırılır (Love ve Satchler 1970; Love ve Owen 1975). Bu olayın double folding integraline dahil edilmesi aşağıdaki şekilde yapılır.

$$V'_{NN} = V_{NN} + J_{00}(E)\delta(s) \quad (3.85)$$

Bertsch ve arkadaşları, etkin etkileşimleri üç Yukawa teriminin toplamı olarak ifade edilen $M3Y$ olarak adlandırdılar (Bertsch vd. 1977). Bu toplamda; iki nükleon arasındaki etkileşimlerin anlaşılmasına yönelik ilk girişim, Yukawa 'nın Pion Değiş Tokuş Potansiyeli (OPEP) olarak ifade ettiği, bir K mezonunun değiş tokuşuyla indüklenen bu etkileşimlerin yol açtığını öne sürdüğü, bir nükleer potansiyeldi. İkincisi kabaca çoklu pion değişimini simüle eden 0.4 fm aralığında olacak şekilde seçilmiştir ve hesaplama kolaylığı için 0.25 fm 'lik üçüncü aralık belirlenmiştir. Bertsch ve arkadaşları tarafından detaylı çalışmalar sunulmuştur (Bertsch vd. 1977). OPEP teriminden hiçbir katkı almayan Denklem (3.84) 'ün V_{NN} bileşeni aşağıdaki şekle sahiptir.

$$V_{NN}(s) = \left[7999 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 2134 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5s} \right] MeV \quad (3.86)$$

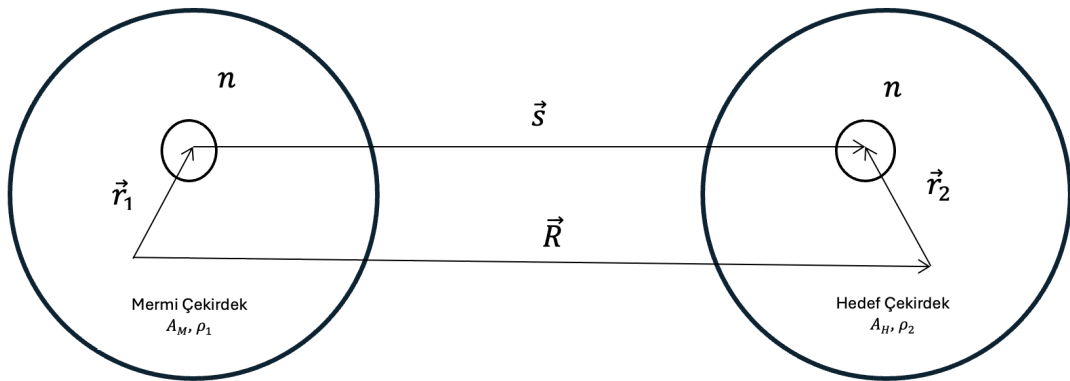
ve $J_{00} = -146 MeV fm^3$ hacim integralidir (Satchler ve Love 1979). İlave olarak, yalnızca OPEP kuvvetinin tek hallerde etki ettiği varsayımı ile

$$V_{NN}(s) = \left[6315 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 1961 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5s} \right] MeV \quad (3.87)$$

$J_{00} = -337 MeV fm^3$ elde edilmiştir.

Denklem (3.86) ve (3.87) 'de verilen iki etkileşim, ağır iyon potansiyellerinin oluşturulmasında değişim dahil edildiğinde temelde eşdeğerdir (Satchler ve Love 1976). Bu tez çalışmasında yapılan hesaplamalarda Denklem (3.86) formu kullanılmıştır.

Bu yapı Şekil (3.6) 'da verilen biçimde şematize edilebilir ve double folding potansiyeli olarak adlandırılır çünkü iki çekirdeğe bağlı olarak, integral hesaplaması iki kat olarak yapılır.



Şekil 3.6. NN etkileşimi için Double Folding potansiyeli şematik gösterimi

3.11.1. Single Folding Potansiyel

Hedefin nükleon yoğunluk dağılımını $\rho(r)$, NN etkileşimini ise V_{NN} temsil eder. Folding modeli ile hesaplama sürecinde NN etkileşiminin doğru şekilde belirlenmesi büyük öneme sahiptir.

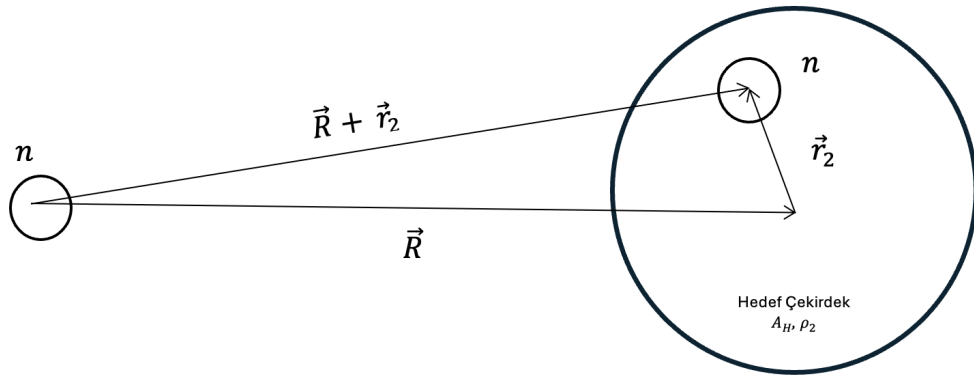
$$V_{SF}(R) = \int \rho(r) V_{NN}(|\vec{R} - \vec{r}|) d\vec{r} \quad (3.88)$$

Mermi veya hedef çekirdeklerin nükleer ve yük yoğunlukları gerçekçi bir fonksiyon olmasından dolayı Gauss tipi fonksiyon kullanılarak tanımlanabilir (Satchler ve Love 1979).

$$\rho_{p,n}(r) = \rho_0(r) \left[1 + wr^2 \right] e^{-\beta r^2} \quad (3.89)$$

Bu tez çalışmasındaki hesaplamalarda iki parçacık yoğunluk dağılımı için Gauss formu kullanılmıştır.

Single folding potansiyeli, Şekil 3.7 'de gösterilen genel gösterimi ile ifade edilebilir.



Şekil 3.7. NN etkileşimi için Single Folding potansiyeli şematik gösterimi

Bu makalede, SF yaklaşımı çerçevesinde nükleon-çekirdek hesaplamaları için SHF-WS, SHF-HO, HFB-S ve HFB-G modelleri temelinde hesaplanan nükleon yoğunlukları ve enerji bağımlı NN etkin etkileşimini seçilmiştir.

Tam bu noktada Satchler ve Love 'ın çalışmasında yer alan detaylar, böyle bir çalışma için yol gösterici niteliktedir (Satchler ve Love 1979). Bahsi geçen detaylar şöyledir:

Denklem (3.84) 'deki integrasyonlardan sadece biri yapılırsa, sonuç tek bir nükleon-çekirdek potansiyeli olacaktır.

$$V_{SF}(R) = \int d\vec{r}_2 V_{NN}(\vec{R} - \vec{r}_2) \rho(r_2) \quad (3.90)$$

burada

$$V_{NN}(\vec{R} - \vec{r}_2) = \int dr_2 \rho_2(r_2) V(\vec{s}), \quad \vec{s} = \vec{R} + \vec{r}_2 \quad (3.91)$$

Bu formülasyona sıkça başvurulmuş olmasına rağmen, ampirik ve fenomenolojik nükleon-çekirdek potansiyelleri V_{NN} 'nin yerine kullanılmıştır (Broglia ve Winther 1972; Brink ve Rowley 1974; Gross ve Kalinowski 1974; Khan vd. 2020; Al-Rawashdeh vd. 2024). Bu şekilde single folding modeli, ağır iyon saçılma verilerinin gerektirdiği gerçek potansiyelin gücünü yaklaşık olarak iki kata kadar fazla olacak şekilde tahmin eder (Satchler 1975). Bu durum ilk bakışta şaşırtıcı olsa da ağır iyon potansiyelinin (Denlem 3.90) bir bileşeni olan eşitlik Denklem (3.91) 'deki tek katlı V_{NN} 'nin nükleon saçılımını yeniden oluşturmak için yaklaşık olarak başarılı olduğu görülmüştür. Böyle bir çelişkiyi açıklama noktasında aşağıdaki öneriler yol gösterici niteliktedir.

- Fenomenolojik nükleon potansiyellerinin kullanıldığı durumlarda, sıklıkla WS formu olarak alınır. $V_F(R)$ 'nin uzun menzilli oluşu, V_{NN} yerine (Denklem (3.90)) dahil edilen potansiyelin yüzey özellikleri ile doğrudan ilgilidir ve WS formu temsil edilmesi yeterli olmayabilir.
- Genel görüş olarak, V etkileşiminin yoğunluğa bağlı olduğu yönündedir çünkü folding integrali (Denklem (3.84)) çekirdeklerin her ikisinin de yoğunluğuna bağlı olarak alınır. Deneysel bir nükleon-çekirdek potansiyeli, sadece tek bir çekirdeğin yoğunluğuna bağlı etkileri içerir. Single folding integralinde (Denklem (3.90)) bahsi geçen fenomenolojik potansiyel dahil edildiğinde, diğer çekirdeğin yoğunluk etkileri ihmal edilirken, V_{NN} potansiyeli (Denklem (3.91)) direkt olmasa da çekirdeğin yoğunluğu ile ilişkilir ki bu etki ihmal edilmek zorunda değildir (Love 1977; Petrovich vd. 1977).
- Fenomenolojik nükleon potansiyelinin, hedefe gönderilen mermi parçacık olarak nükleonun serbest parçacık olması ile başka bir çekirdeğe bağlı olduğu durumları arasında bariz farklığa sebep olan etkileri vardır (Coulter ve Satchler 1977). Yapılan hesaplamalar, V_{NN} potansiyellerinin (Denklem (3.91)) fenomenolojik potansiyeller ile mukayese edildiğinde eksiklikleri olduğunu göstermiştir.

3.12. Nükleer Yoğunluk ve Tesir Kesiti Hesaplamaları

Nükleer reaksiyon kodları teorik çalışmalarda araştırmacılara hem kolaylık hem de zaman tasarrufu sağlayan önemli araçlar arasında yer alır. Bugüne kadar, çeşitli yaklaşımlar ve nükleer modelleri içeren birçok bilgisayar kodları geliştirilmiştir. Bu kodlardan birisi olan TALYS 1.96 nükleer reaksiyon kodu (Koning vd. 2017) kullanılarak Skyrme ve Gogny etkileşimleri ile HFB yaklaşımıyla çekirdek nükleon yoğunlukları hesaplanabilmektedir. Benzer şekilde HAFOMN (Louisiana-State-University 2007; Reinhard 1991; Langanke vd. 1991) ve HARTREE-FOCK (Reinhard ve Flocard 1995) kodları aracılığıyla, çekirdeğin taban durum özelliklerini (yani nükleon yoğunluklarını) hesaplayabilmek için birçok parametre seti kullanılmaktadır. Hesaplamalar yapılırken tek parçacık dalga fonksiyonu olarak WS dalga fonksiyonunu ve HO dalga fonksiyonu kullanılmaktadır.

3.12.1. Nükleer Reaksiyon Kodları

NN etkileşimlerine dayanan etkili bir Skyrme kuvveti ile Hartree-Fock yöntemi kullanılmaktadır. Bu amaçla, sırasıyla HO dalga fonksiyonuna ve WS dalga fonksiyonuna dayanan HAFOMN ve HARTREE-FOCK kodları yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu yöntemleri kullanarak bazı kapalı kabuk çekirdekler için parçacık başına bağlanma enerjisi, yük yoğunluğu dağılımları ve rms nükleer yük yarıçapları gibi temel durum özellikleri hesaplanabilmektedir.

Bu tez çalışmasında, SHF yöntemi kullanılarak ^{135,137,138,139}La izotoplarının taban durum özellikleri, Fortran dilinde yazılmış HAFOMN (Louisiana-State-University 2007; Reinhard 1991; Langanke vd. 1991) ve HARTREE-FOCK (Reinhard ve Flocard 1995) programları ile hesaplanmıştır. Bu iki program arasındaki temel fark, HAFOMN programında tek parçacık deneme fonksiyonu olarak HO dalga fonksiyonunun, HARTREE-FOCK programında ise WS dalga fonksiyonunun kullanılmasıdır. Bu çalışmada, bu iki program aracılığıyla ^{135,137,138,139}La izotoplarının taban durum özellikleri analiz edilmiştir.

Nükleer fizik araştırmacıları tarafından geniş kabul görmüş ve yaygın olarak kullanılan TALYS 1.96 nükleer reaksiyon kodu, çekirdek yapı parametrelerinin değerlendirilmesinde ve tesir kesitlerinin teorik hesaplamalarında tercih edilmektedir. Gelme enerjisi parametreleri, hedef çekirdek kütlesi ve mermi parçacığı/ çekirdeği ile çalışmanın amacına göre diğer parametreler girdi dosyalarında bulunmaktadır.

Literatürde, bilgisayar kodları kullanılarak gerçekleştirilen çeşitli nükleer reaksiyon hesaplamaları ve bu kodların karşılaştırılması üzerine çalışmalar bulunmaktadır (Blann ve Vonach 1983; Chadwick vd. 1998; Mustafa vd. 2001; Sarpün vd. 2010; Demir vd. 2015).

Bu çalışmada, hesaplamalardaki başarısı ve kullanım kolaylığı nedeniyle TALYS kodu tercih edilmiştir.

TALYS gibi tüm simülasyon kodları, deneylerin uygulanması ve analizi için nükleer veri üretmek amacıyla güncellenir (Koning ve Akkermans 1998). TALYS, Fortran dilinde yazılmış kodlarıyla, açık kaynaklı bir programdır. Bu programı kullananlar, kendi geliştirdikleri parametreleri TALYS kodunun varsayılan değerleriyle değiştirerek kendi input dosyalarını oluşturabilirler. TALYS 'in güncel versiyonunda, 1 keV ile 1 GeV arasındaki gelme enerjisi aralığında (*n*), (*p*), döteryum(*d*), trityum(*t*), α , ³He parçacıkları ve γ ışınlarıyla kütle numarası 5 ve daha ağır hedef çekirdekleri için nükleer reaksiyon modellerine dayalı hesaplamalar yapılabilmektedir. Teorik hesaplamalar ile deneysel veriler arasındaki uyumu sağlayabilmek için, normalizasyon katsayısı ve sanal potansiyel parametreleri uygun şekilde seçilmelidir.

3.13. Tesir Kesiti

θ ve Φ doğrultusunda, birim zamanda I_a parçacık akımına sahip demet, $A(a, b)B$ reaksiyonunu oluşturduğunu varsayalım. Böyle bir reaksiyonda, hedef çekirdeğe göre küçük bir $d\Omega$ katı açısı ile bir dedektörü yerleştirirsek çıkan parçacık sayısı R_b ve birim alandaki hedef çekirdek sayısı da N ise, reaksiyon tesir kesiti (σ) ifadesi aşağıdaki gibidir.

$$\sigma(E) = \frac{R_b}{I_a N} \quad (3.92)$$

σ 'nın E 'ye bağlı olasından anlaşılacağı üzere reaksiyon tesir kesiti, demetin enerjisine göre değişecektir. Tabiki, enerjinin bir fonksiyonu olan tesir kesiti, meydana gelen bir nükleer reaksiyon sürecinde bir uyarım fonksiyonu olarak tanımlanabilecektir.

Sadece belirli bir $d\Omega$ katı açısını görebilen dedektör, dedekte ettiği bölge dışındaki parçacıkları gözlemleyemeyecektir ($d\Omega = \sin\theta d\theta d\Phi$). Ancak, Şekil 3.8 'de şematize edildiği üzere θ ve Φ 'ye bağlı bir açısal dağılıma sahiptirler. Tüm olası saçılmaları içeren tam katı açı, $\int d\Omega = 4\pi$ olarak, birim yarıçaplı bir kürenin yüzey alanını temsil eder. Buradan hareketle açısal dağılım fonksiyonu için $r(\theta, \Phi)$ tanımlaması yaparsak, $dR_b = r(\theta, \Phi)d\Omega/4\pi$ ifadesini de rahatlıkla yazabiliriz. σ 'ya göre yeniden düzenleme yaparsak

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta, \Phi)}{4\pi I_a N} \quad (3.93)$$

elde ederiz.

Saçılma genliği olarak bilinen $f(\Omega)$ karmaşık fonksiyonu, saçılma deneylerinde önemli bir büyüklüktür. Bu fonksiyon, problemin girdilerine dayanarak parçacığın farklı yönlere nasıl saçıldığını gösterir. Buradan hareketle diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\Omega)|^2 \quad (3.94)$$

ve toplam tesir kesiti

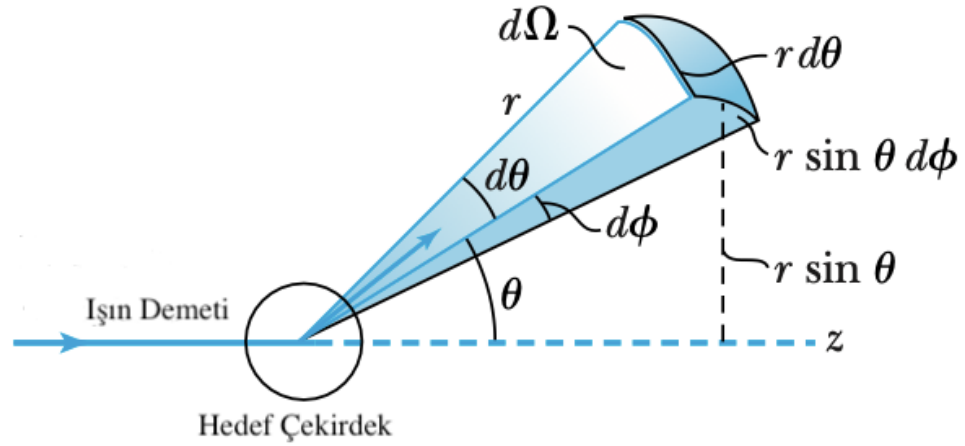
$$\sigma = \int d\Omega |f(\Omega)|^2 \quad (3.95)$$

olarak tanımlanabilir. Denklem (3.95) 'de yer alan $\int d\Omega$ terimi, tüm açı koordinatları üzerindeki integralleri ifade eder ve ileri ve geri olmak üzere iki olası yön üzerinde ayrık bir toplamdır.

3.13.1. Diferansiyel Tesir Kesiti

Reaksiyon ürünlerinin açısal dağılımı hakkında gerekli bilgileri elde etmek içinse ihtiyacımız olan gösterim $d\sigma/d\Omega$ şeklindedir ve böyle bir ifadenin ölçüsü bize, birimi *barn/steradyan* olan diferansiyel tesir kesiti kavramını verir. Genellikle, gelen parçacık demet akısının, hedef çekirdek başına saçılan dalga fonksiyonu akısına oranı olarak ifade edilir. Diferansiyel tesir kesiti $d\sigma/d\Omega$ 'nın tüm açılarda integre edilmesiyle Reaksiyon tesir kesiti σ elde edilir.

Diferansiyel tesir kesitinin enerjiye bağlı olarak $d\sigma/d\Omega$ biçiminde ifadesi enerjiye bağlı diferansiyel tesir kesiti ya da kısmi tesir kesiti olarak tanımlanır. Böyle bir ölçüm B 'nin uyarılma seviyelerinden birini ifade eder ve reaksiyonun sahip olduğu reaksiyon



Şekil 3.8. Diferansiyel saçılma tesir kesitini ölçmek için standart saçılma geometrisi (Thornton ve Rex 2013).

kanallarından sadece bir kanaldan elde edilen b parçacıklarının hesaba katılmasıyla belirlenmektedir. Tüm açılar ve tüm enerjiler için b 'nin integral hesabının yapılması reaksiyon tesir kesitinin elde edilmesi şeklinde sonuçlanacaktır.

İleri ve geri açılarda saçılan parçacık yoğunluğu, yani doğru saçılan parçacık yoğunluğundan daha fazladır. Bu yüzden, ileri ($\theta \cong 0$) diferansiyel saçılma tesir kesiti, dik ($\theta \cong 90^\circ$) diferansiyel tesir kesitinden daha büyüktür. Diferansiyel tesir kesiti, $\theta \cong \pi$ geri saçılma açısıdır. Burada, θ dedektör konumu tarafından tanımlanan saçılma açısıdır. Toplam tesir kesitini bulmak için ise tüm açı aralığı boyunca sonsuz küçük tesir kesitlerinin tamamını integral yöntemiyle toplarız.

Saçılma tesir kesiti gerçek bir geometrik kesit alanı olarak değil, ışın ve hedef arasındaki etkileşim olasılığı ile orantılı olan etkili bir alan olarak yorumlanmalıdır.

b parçacığının sadece belirli açıda yayınlanma olasılığı ile değil, ürün çekirdek B 'nin belirli enerjide yayınlanma olasılığı söz konusu olduğunda; tesir kesiti tanımını, b parçacığın $d\Omega$ kati açısında ve dE_b , enerji aralığında gözleme olasılığını verecek şekilde düzenleyebiliriz. Böyle bir düzenlemenin sonucu katlı diferansiyel tesir kesiti denilen $(d^2\sigma)/(dE_b)d\Omega$ niceliğini verecektir.

3.13.2. Toplam Tesir Kesiti

Bir parçacık ve hedefin herhangi bir reaksiyona girme olasılığını belirlemek için yönelim ve yön gözetmeksizin tüm giden parçacıklar için σ reaksiyon tesir kesitleri toplanır. Diferansiyel tesir kesitinin tüm saçılma açıları aralığı boyunca integre edilmesi toplam tesir kesitini σ_T verir. Genel olarak, tesir kesitleri gelen kinetik enerjiye ve parçacıkların spinleri de dahil olmak üzere diğer özelliklere bağlıdır.

$$\sigma_T = \int \sigma(\theta) d\Omega = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (3.96)$$

Diğer bir ifadesiyle , belirli bir kalınlıktaki hedeften geçen bir demetin yoğunluğundaki kayıp doğrudan ölçülerek elde edilen büyüklüktür. Bu makroskopik tesir kesiti olarak da tanımlanan, σ_T toplam tesir kesitidir (Krane 2011). Genel bir ifade ile toplam tesir kesiti; elastik saçılma tesir kesiti (σ_s) ve elastik olmayan saçılma tesir kesiti (σ_r) toplamından meydana gelir.

$$\sigma_T = \sigma_s + \sigma_r \quad (3.97)$$

Genellikle ölçtüğümüz büyüklük, saçılma tesir kesitidir: bu, sert kürelerin klasik saçılmasına benzer şekilde, parçacıklar birbirine çarptığında saçılmanın meydana geldiğini varsayar. Tesir kesiti, görünen hedef alan olarak tanımlanır. Toplam saçılma kesiti, bir bölgeden geçen parçacık demetinin yoğunluğundaki azalma ile belirlenirken, diferansiyel saçılma kesiti, saçılan parçacıkların farklı açılarda tespit edilmesi ile hesaplanır.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

HFB-S denklemlerinin çıkarılmasında, SHF yönteminde de kullanılan varyasyonel yöntem kullanılır, bu yöntem taban durum enerjisini minimize ederek bulunmayı hedefler. HFB-S ve SHF denklemlerinin türetilmesi benzerdir, ancak aralarındaki fark kullanılan dalga fonksiyonları ve quasi parçacık tasvirinden gelen etkileşimlerdedir. Bu nedenle HF enerji yoğunluğunu yazarken kullanılan yoğunluklar ve dolayısıyla ortalama alanlar her iki etkileşim için ayrı ayrı hesaplanır. Deneysel saçılma ve reaksiyon kesiti verilerini açıklayan potansiyel setleri elde etmek için bir bilgisayar kodu kullanılabilir. Genellikle diferansiyel denklemler sayısal yöntemlerle çözülerek deney gözlenebilirleri teorik olarak hesaplanır. Birçok bilgisayar programı, bu sayısal yöntemleri kullanarak geliştirilmiştir. Elde edilen deneysel sonuçlar ve teorik olarak hesaplanan deney gözlenebilirleri karşılaştırılarak en uygun potansiyel ailesi seçilir. Eğer potansiyeller fenomenolojik ise, genellikle gerçek ve sanal kısımlar $W S^n$ 'nin, $n = 1, 2$ şeklinde veya bunların kombinasyonu şeklinde seçilir.

^{135}La , ^{137}La , ^{138}La , ^{139}La çekirdeklerinin nükleon yoğunluklarını, Skyrme etkileşimli HF yöntemi ile hesaplamak için fortran dilinde yazılmış HAFOMN (Louisiana-State-University 2007) bilgisayar programı kullanılarak HO potansiyeli ve HARTREE-FOCK (Reinhard ve Flocard 1995) kodu kullanılarak WS potansiyeli elde edilmiştir. HAFOMN bilgisayar programı ile hesaplama yapılırken gelme enerjisi parametreleri, hedef çekirdek kütlesi ve mermi parçacığı/ çekirdeği ile çalışmanın amacına göre diğer parametreler girdi dosyalarına işlenmiştir. HARTREE-FOCK kodu kullanılırken her çekirdek için protonlar ve nötronlar, WS potansiyeli kabuk modeline uygun olarak enerji düzeylerine yerleştirilmiş olarak ayrı ayrı tüm alt dosyalara işlenmiştir. Bu alt dosyalar, 11 adet Skyrme parametre setleri (SKa (Köhler 1976), $GS6$ (Guo-Qiang 1991), SKM^* (Bartel vd. 1982), $SGII$ (Giai ve Sagawa 1981), $SLy4$, $SLy5$, $SLy6$, $SLy7$, $SLy10$ (Chabanat vd. 1998), $SLy8$, $SLy9$ (Chabanat 1995)) için hesaplama yapmaktadır.

Proton ve nötron yoğunluk dağılımlarına ulaşabilmek için temel nicelik HF iterasyonu sonucunda hesaplanan φ_i tek parçacık dalga fonksiyonları ile verilen ifadede yerine yazılarak nötron ve proton yoğunluk dağılımları (Reinhard vd. 1984) :

$$\rho_q(\vec{r}) = \sum_{i \in q} w_i \varphi_i^+(\vec{r}) \varphi_i(\vec{r}) \quad (4.1)$$

ile hesaplanır. Angel ve Marinova (Angeli ve Marinova 2013) 'nın çalışmalarında yer alan deneysel veriler ile teorik olarak hesaplanan rms yük yarıçapları karşılaştırılarak Skyrme ve Gogny etkin etkileşimleri için yapılan en uygun parametre setinin hangileri olduğu tespit edildi. La izotoplarından sadece $^{135,137,138,139}\text{La}$ çekirdeklerinin kullanılmasının sebebi de bu çekirdeklere ait deneysel rms yük yarıçaplarının olmasıdır. Deneysel sonuçlar ile hesapladığımız teorik rms yük yarıçaplarını kıyaslayarak $^{135,137,138,139}\text{La}$ izotoplarının proton ve nötron yoğunluklarını elde edebilmek için tablo 3.1 'de yer alan SKa (Köhler 1976), $GS6$ (Guo-Qiang 1991), SKM^* (Bartel vd. 1982), $SGII$ (Giai ve Sagawa 1981), $SLy4$, $SLy5$, $SLy6$, $SLy7$, $SLy10$ (Chabanat vd. 1998), $SLy8$, $SLy9$ (Chabanat 1995) parametre setleri kullanılmıştır.

HO ile WS potansiyelleri kullanılarak Skyrme etkin etkileşimi için en uyumlu Skyrme parametre setlerini elde edebilmek için Angeli ve Marinova 'nın çalışmasında yer alan deneysel verileri hesaplanan çekirdeğin yük yarıçapı karşılaştırılmıştır (Angeli ve Marinova 2013). Bu kıyaslama sonucunda Tablo 4.4 ve 4.5 'de görüldüğü üzere WS potansiyeli kullanılması sonucunda ^{135}La için SkA , ^{137}La ve ^{139}La için $SLy4$, ^{138}La için $SLy7$ parametre setlerinin; HO potansiyeli kullanılması sonucunda ise ^{135}La için $SGII$ ve ^{137}La , ^{138}La ve ^{139}La için SKM^* parametre setlerinin en uyumlu olduğu tespit edilmiştir.

Çizelge 4.4. SHF-WS Modeli için Skyrme parametre setleri

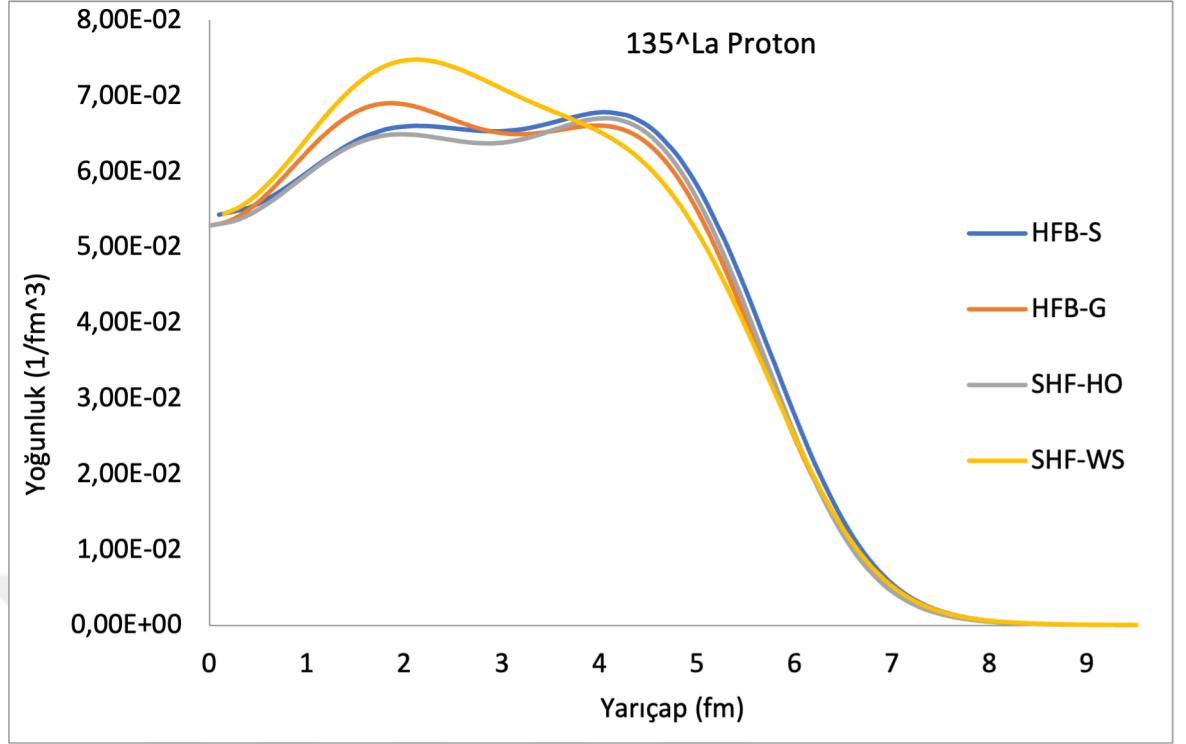
$R_{Yük}$	^{135}La $P = 57, N = 78$	^{137}La $P = 57, N = 80$	^{138}La $P = 57, N = 81$	^{139}La $P = 57, N = 82$
WS				
Deneysel	4,8488	4,8496	4,8473	4,8550
SkA	4,8467	4, 8556	4, 8600	4, 8646
$GS6$	4, 4444	4, 4538	4, 4585	4, 4632
SkM^*	4, 8322	4, 8401	4, 8442	4, 8483
$SGII$	4, 8265	4, 8359	4, 8782	4, 8455
$SLy4$	4, 8414	4,8502	4, 8546	4,8591
$SLy5$	4, 8318	4, 8403	4, 8447	4, 8490
$SLy6$	4, 8299	4, 8390	4, 8436	4, 8481
$SLy7$	4, 8316	4, 8406	4, 8452	4, 8497
$SLy8$	4, 8328	4, 8416	4,8460	4, 8504
$SLy9$	4, 9095	4, 9195	4, 9245	4, 9295
$SLy10$	4, 8543	4, 8655	4, 8711	4, 8767

Çizelge 4.5. SHF-HO Modeli için Skyrme parametre setleri

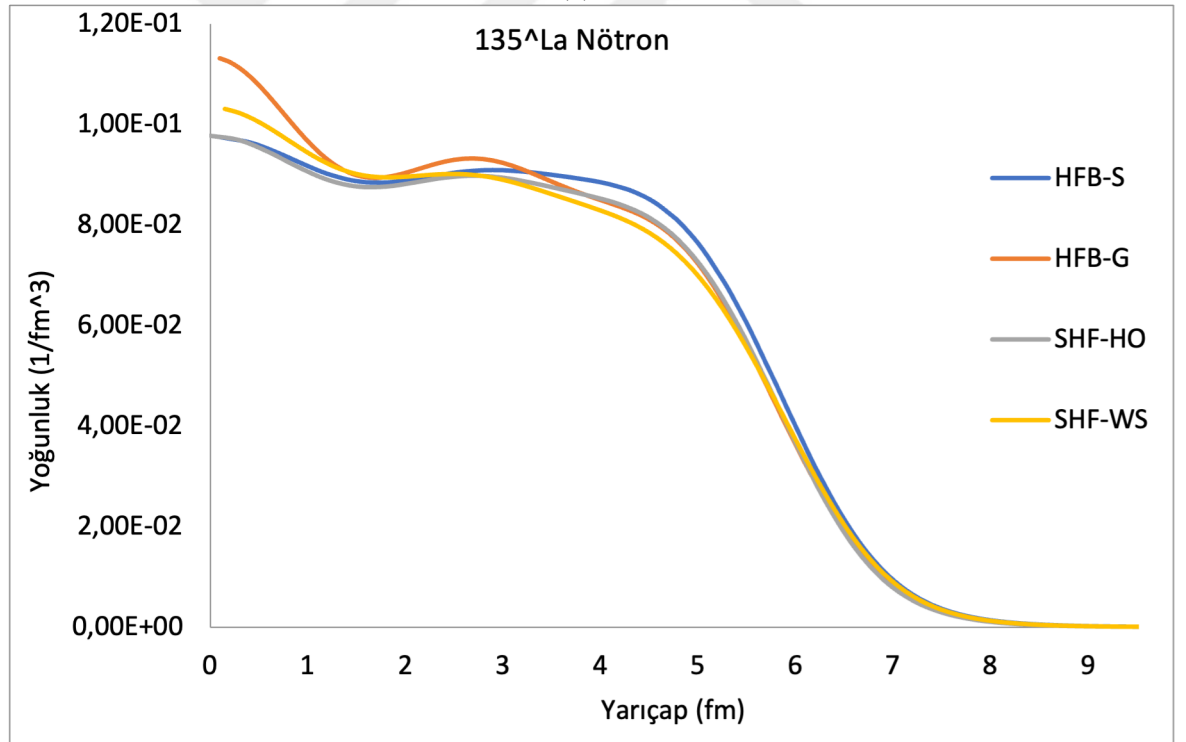
$R_{Yük}$	^{135}La $P = 57, N = 78$	^{137}La $P = 57, N = 80$	^{138}La $P = 57, N = 81$	^{139}La $P = 57, N = 82$
HO				
Deneysel	4,8488	4,8496	4,8473	4,855
SkA	4, 9565	4, 9670	4, 9591	4, 9637
$GS6$	4, 4453	4, 4604	4, 4706	4, 4788
SkM^*	4, 8368	4,8459	4,8503	4,8549
$SGII$	4,8489	4, 8588	4, 8634	4, 8684
$SLy4$	4, 8687	4, 8673	4, 8715	4, 8758
$SLy5$	4, 8491	4, 8572	4, 8614	4, 8657
$SLy6$	4, 8492	4, 8582	4, 8620	4, 8670
$SLy7$	4, 8514	4, 8604	4, 8651	4, 8696
$SLy8$	4, 8505	4, 8588	4, 8631	4, 8674
$SLy9$	4, 9285	4, 9384	4, 9436	4, 9487
$SLy10$	4, 8698	4, 8814	4, 8870	4, 8930

Belirlenen en uyumlu Skyrme parametre setlerinde çekirdek yarıçapına göre değişen nötron ve proton yoğunluğu grafikleri hem SHF-WS hem de SHF-HO hesaplamaları için Şekil 4.1, 4.2, 4.3, 4.4 'de verilmiştir. Gogny ve Skyrme etkin etkileşimleri kullanılarak teorik olarak HFB modelinde de HFB-S ve HFB-G için nötron ve proton yoğunlukları TALYS nükleer reaksiyon kodu ile yine Şekil 4.1, 4.2, 4.3, 4.4 'de verilmiştir.

La izotoplarının hesaplanan proton ve nötron yoğunluk dağılımları Şekil 4.1, 4.2, 4.3, 4.4 'de görüldüğü gibi birbiri ile benzer özelliklerdedirler. Şekil 4.1, 4.2, 4.3, 4.4 'deki grafikler incelendiğinde proton yoğunlukları (Şekil 4.1(a), 4.2(a), 4.3(a), 4.4(a)) yaklaşık 2 fm civarında bir maksimum değeri vermektedir. Aynı çekirdeklerin $3 - 3.5 \text{ fm}$ uzaklık değerlerinden sonra değerler keskin olarak sıfıra düşmektedir. Çekirdeklerin nötron ve proton yoğunlukları sonuçlarına göre çekirdek içinde proton yoğunluğunun maksimum olduğu bölgede nötron dağılımının (Şekil 4.1(b), 4.2(b), 4.3(b), 4.4(b)) merkezden sonraki ilk minimumu yaptığı görülmüştür. Buradan hareketle daha fazla nötron ekledikçe ^{135}La 'dan ^{139}La 'a doğru , proton yoğunluğu dağılımının şeklinin neredeyse değişmeden kaldığına, buna karşın merkezdeki çökmenin kabuk dolumu nedeniyle nötron dağılımında bir tümseğe dönüştüğü görülmektedir. Ağır çekirdeklerde protonlardan daha fazla nötron içerdiği durumlarda nötron yarıçapının proton yarıçapından daha büyük olması beklenebilir. Ancak, protonlar birbirlerini itip proton-nötron bölgelerini içeri doğru çekmesinden dolayı protonlar ve nötronlar birbirleriyle tamamen karışır.

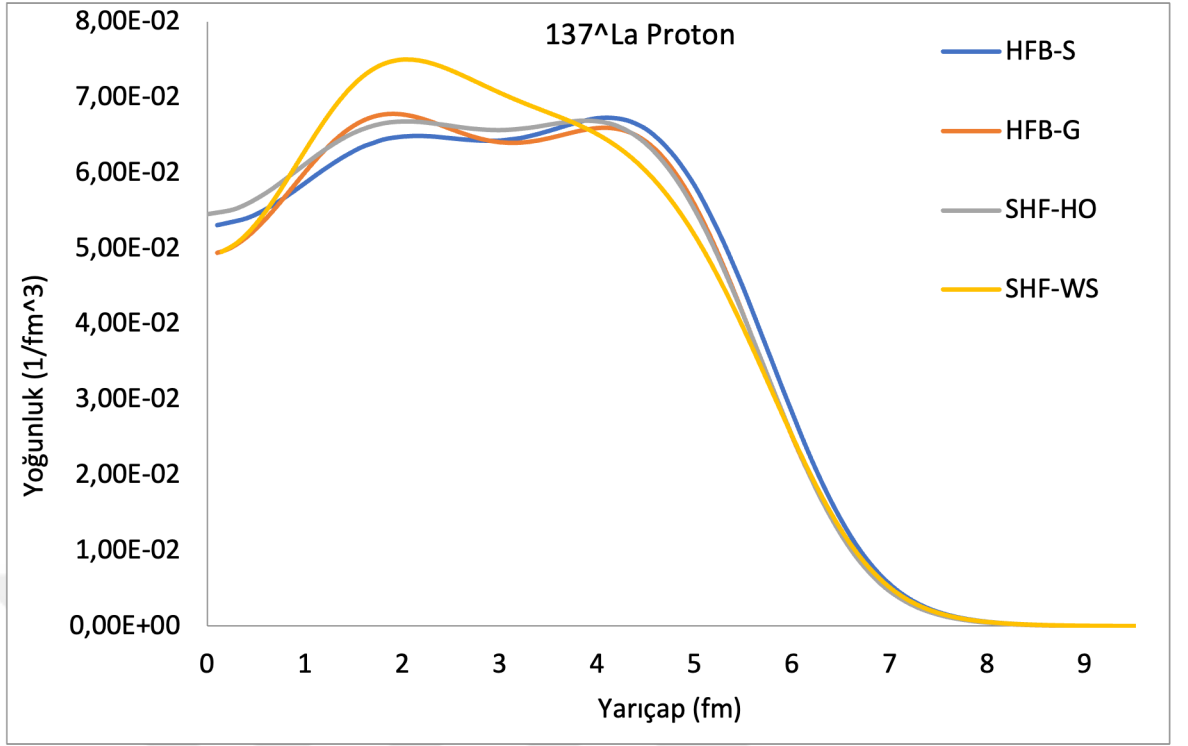


(a)

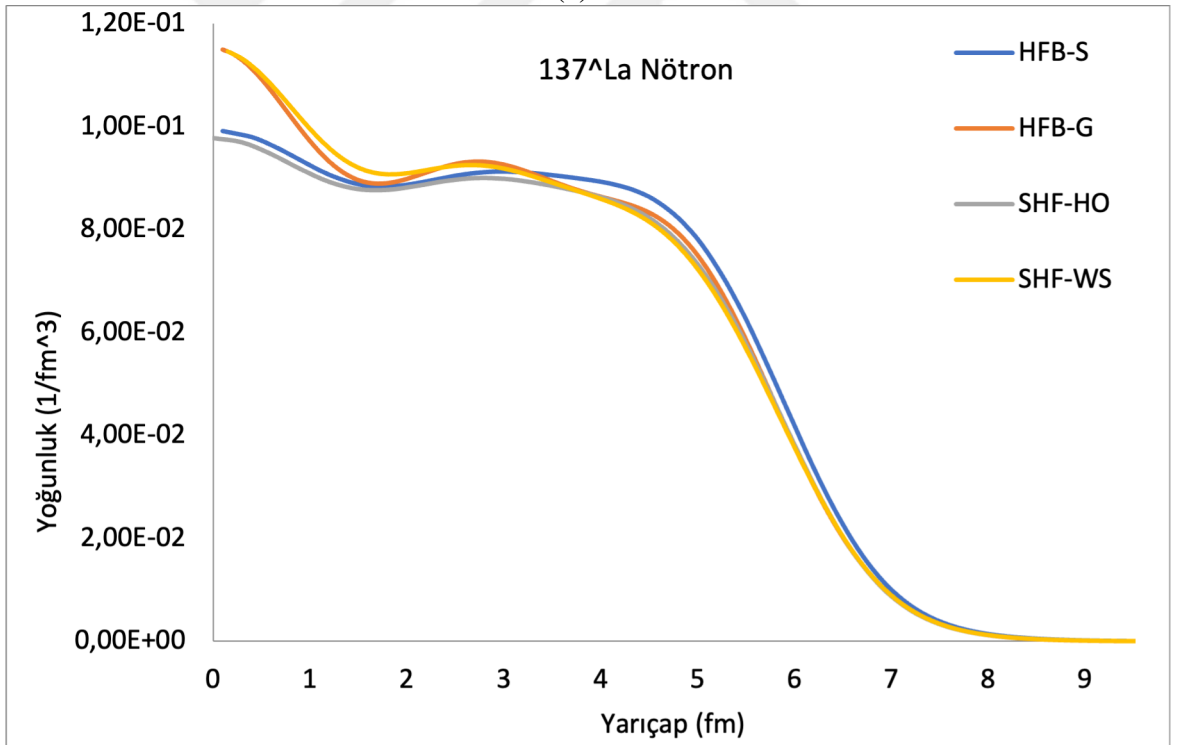


(b)

Şekil 4.1. ¹³⁵La izotopunun dört farklı yöntemle hesaplanan proton (a) ve nötron (b) yoğunlukları

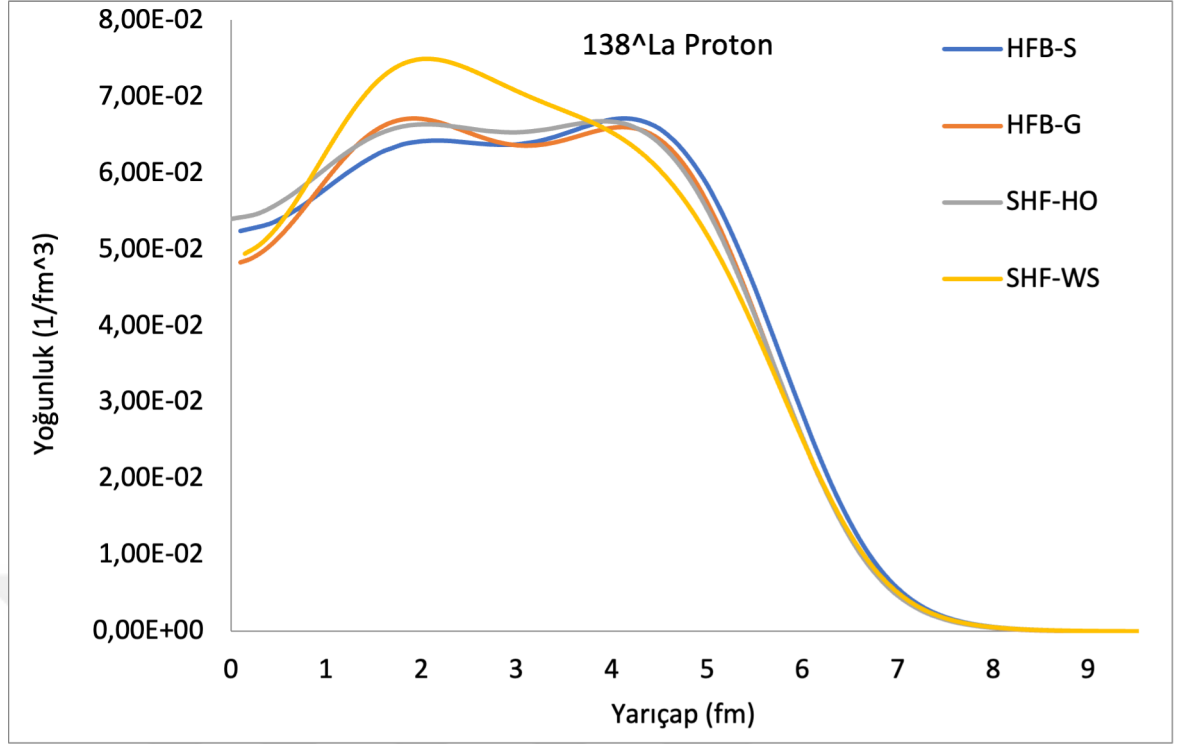


(a)

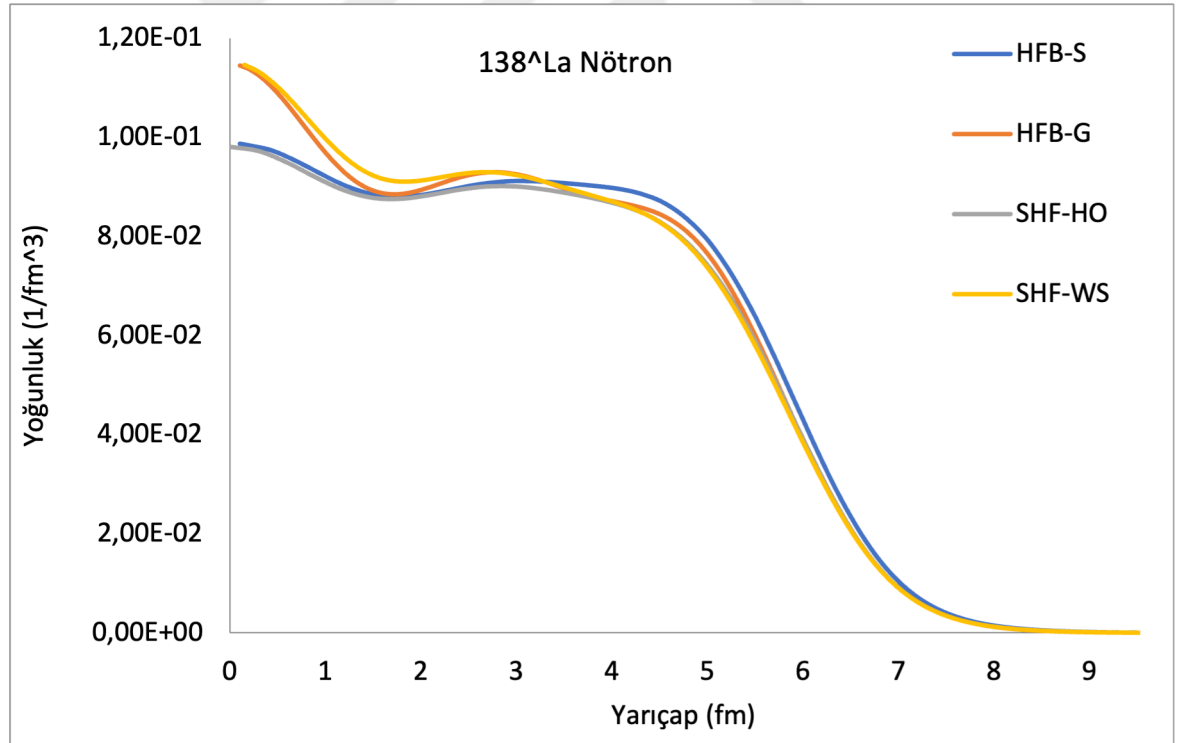


(b)

Şekil 4.2. ¹³⁷La izotopunun dört farklı yöntemle hesaplanan proton (a) ve nötron (b) yoğunlukları

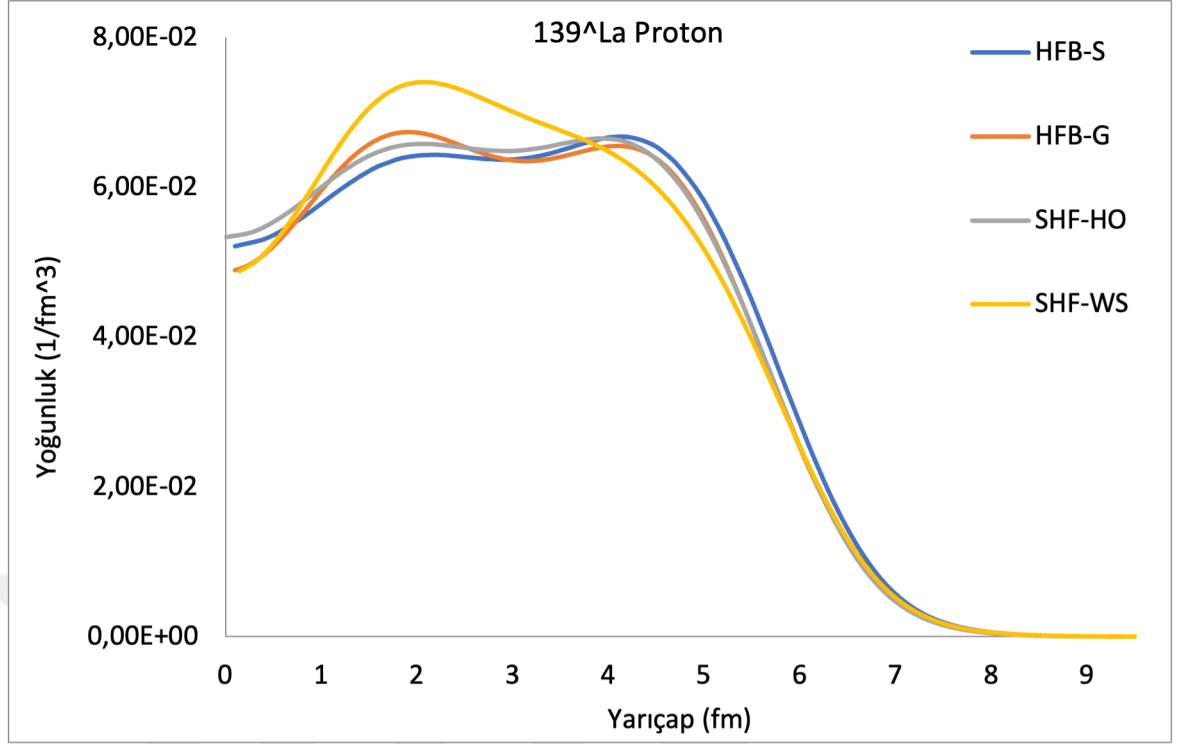


(a)

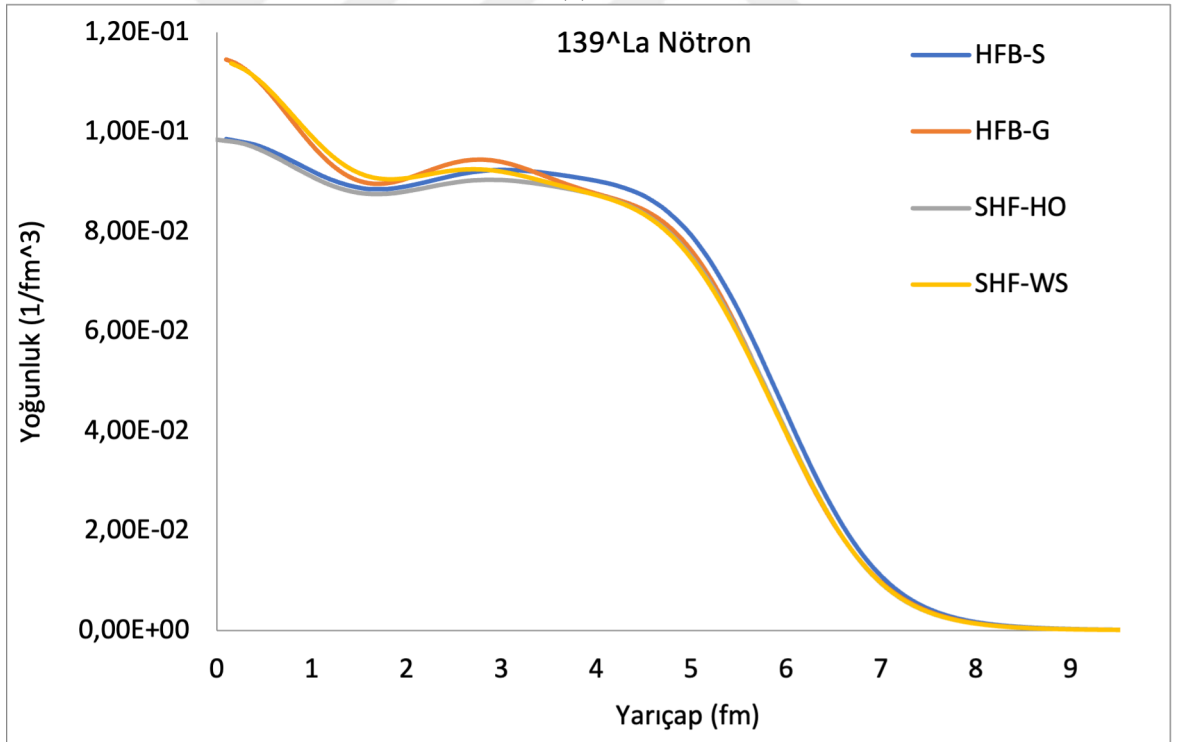


(b)

Şekil 4.3. ¹³⁸La izotopunun dört yöntemle hesaplanan proton (a) ve nötron (b) yoğunlukları



(a)



(b)

Şekil 4.4. ¹³⁹La izotopunun dört farklı yöntemle hesaplanan proton (a) ve nötron (b) yoğunlukları

$^{135,137,138,139}\text{La}$ izotoplarının SHF-WS, SHF-HO, HFB-S, HFB-G metodları ile elde edilen nükleon yoğunlukları $^{135,137,138,139}\text{La}(n, el)$, (14MeV) ve $^{139}\text{La}(n, el)$, (1.571MeV) saçılma reaksiyonlarında mermi ve hedef arasındaki etkileşme potansiyelini elde edebilmek için kullanılacaktır. Böyle bir hesaplamada mermi ve hedef arasındaki etkileşme, mermi parçacık ve hedef çekirdeğin yoğunluk dağılımları üzerinden NN (V_{NN}) etkileşmesinin integralinin alınması ile yapılır. Burada bahsi geçen tek katlı integral Single Folding Denklem (3.88) 'de verilmiştir. Denklem (3.85) 'de verilen NN 'in $M3Y$ etkileşme terimi olduğu açıktır. Hesaplamalar esnasında konum uzayı yerine momentum uzayında çalışılması, basit bir Fourier dönüşümüne indirgenmesini sağlayarak kolaylık sağlar (Satchler ve Love 1979). OMP 'de ise sanal kısım WS formundadır (Satchler ve Love 1979). Hesaplamalar neticesinde elde edilen etkileşim potansiyeli Fermi potansiyeline fit edilerek teorik olarak etkileşim potansiyelleri (V_0) elde edilir. Saçılma ve tesir kesiti analizleri için kullanılan teorik potansiyel setleri (Koning ve Delaroche 2003; Varner vd. 1991; Rapaport vd. 1979; Becchetti ve Greenlees 1969), NRV sitesinde bulunan çalışmalardan alınmış ve Fresco nükleer reaksiyon kodu yardımıyla elde edilmiştir (Zagrebaev vd. 2024; Karpov vd. 2016, 2017). Dört ayrı model için elde edilen yoğunluklar kullanılarak hesaplanan etkileşme potansiyel parametrelerinin teorik veriler ile karşılaştırılması Tablo 4.7 'de verilmiştir (Koning ve Delaroche 2003; Varner vd. 1991; Rapaport vd. 1979; Becchetti ve Greenlees 1969).

Küresel nötron OMP parametreleri enerji ve kütle numarası; $0.001 \leq E \leq 200\text{ MeV}$ ve $24 \leq A \leq 209$ aralığındaki çekirdekler

$$\begin{aligned} r_v &= 1.3039 - 0.4054 A^{-1/3} \\ a_v &= 0.6778 - 1.487 \times 10^{-4} A \end{aligned} \quad (4.2)$$

ile verilir (Koning ve Delaroche 2003). Denklem (4.2) kullanılarak elde edilen parametre değerleri Tablo 4.6 'de verilmiştir.

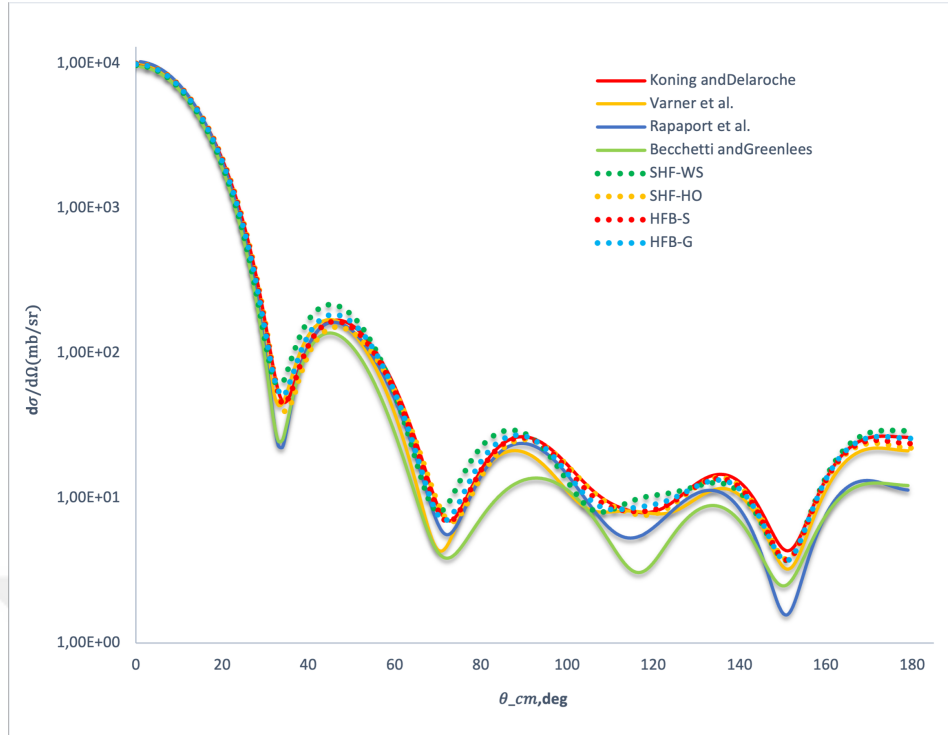
Çizelge 4.6. Teorik Parametreler

Parametreler	^{135}La	^{137}La	^{138}La	^{139}La
r_v	1.22487	1.22545	1.22564	1.22526
a_v	0.657726	0.657428	0.657279	0.657131

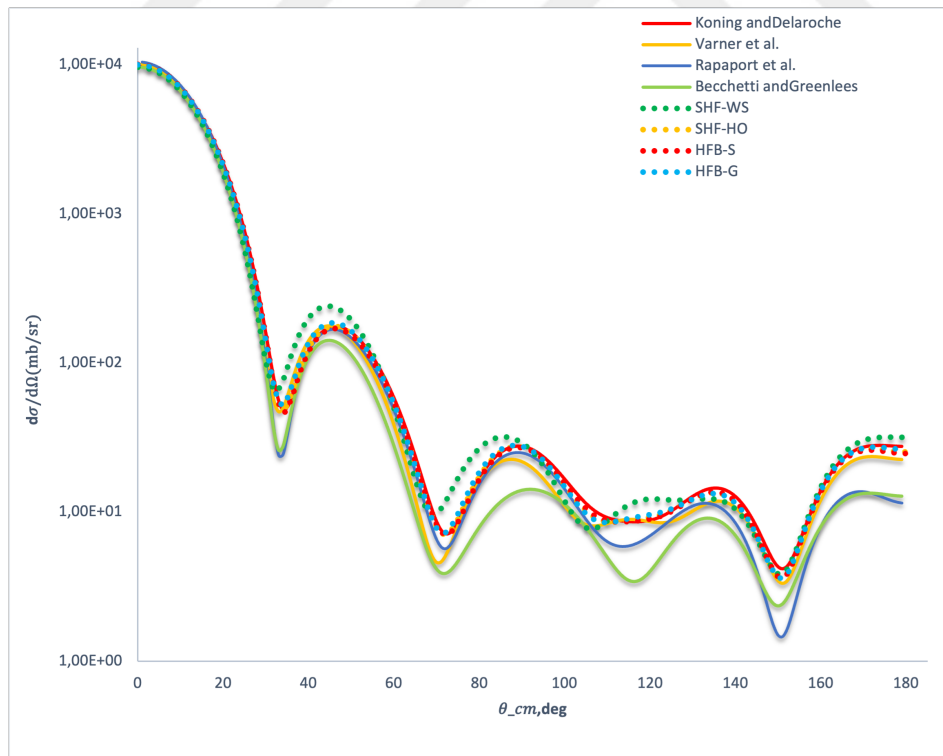
Tablo 4.6 'de verilen r_v ve a_v parametre değerleri ile Tablo 4.7 'da verilen V_0 parametre değerleri kullanılarak dört farklı (SHF-WS, SHF-HO, HFB-S, HFB-G) modelde tesir kesiti değişim grafikleri, literatürde bulunan teorik (Koning ve Delaroche 2003; Varner vd. 1991; Rapaport vd. 1979; Becchetti ve Greenlees 1969) parametre değerlerine göre hesaplanan tesir kesitleri değişimleriyle karşılaştırılmalı olarak Şekil 4.5, 4.6, 4.7, 4.8 ve 4.9 'da verilmiştir. Ayrıca $^{139}\text{La}(n, el)$ saçılma reaksiyonu için nötron gelme enerjisi 1.571 MeV için teorik hesaplanan ve literatürde bulunan (Malan vd. 1969) deneysel verileri Şekil 4.9 'da aynı grafikte gösterilmiştir. Bu çalışmada hesaplanan etkileşim potansiyelleri TALYS 1.96 nükleer reaksiyon kodunda kullanılarak açığa bağımlı diferansiyel tesir kesitleri hesaplanmıştır.

Çizelge 4.7. Nümerik ve Deneyisel Parametreler

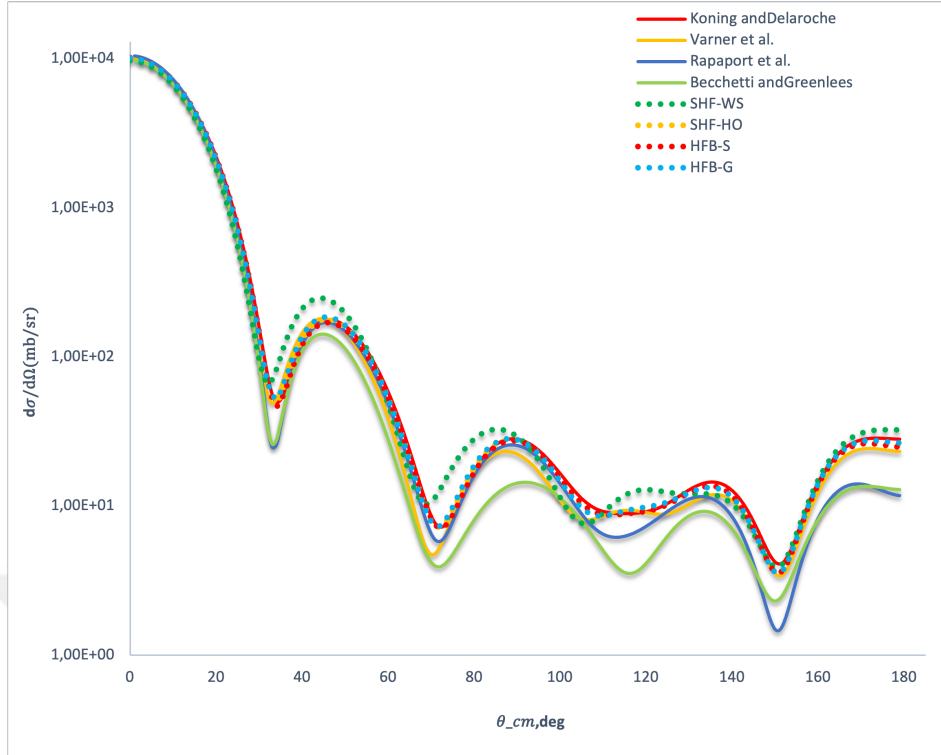
V_0 (MeV)	Koning ve Delaroche	Varner vd.	Rapaport vd	Becchetti ve Greenlees	SHF-WS	SHF-HO	HFB-S	HFB-G
$n + {}^{135}_{14}La$	-45.163	-46.676	-46.453	-48.087	-46.165	-43.6164	-44.1923	-44.9333
$n + {}^{137}_{14}La$	-44.921	-46.515	-46.206	-47.791	-46.6893	-44.1753	-43.9341	-44.546
$n + {}^{138}_{14}La$	-44.802	-46.436	-46.085	-47.646	-46.7593	-44.0709	-43.7252	-44.3043
$n + {}^{139}_{14}La$	-44.684	-46.358	-45.966	-47.503	-47.0284	-43.9165	-43.9148	-44.6735
$n + {}^{139}_{1.571}La$	-48.900	-50.074	-49.643	-51.481	-48.489	-45.288	-45.279	-46.090



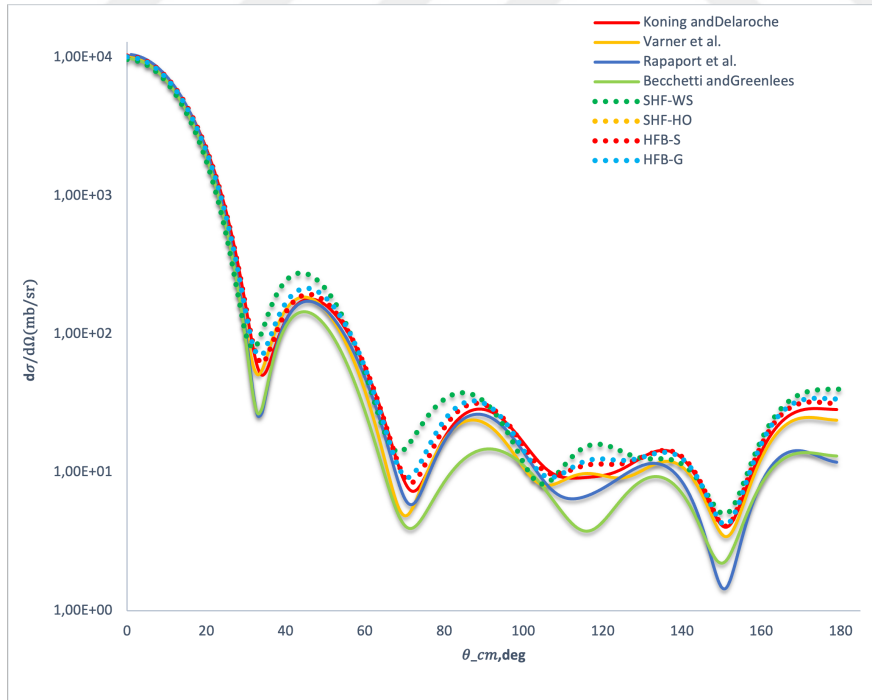
Şekil 4.5. $^{135}\text{La}(n, el)$, 14 MeV Saçılma reaksiyonu açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti



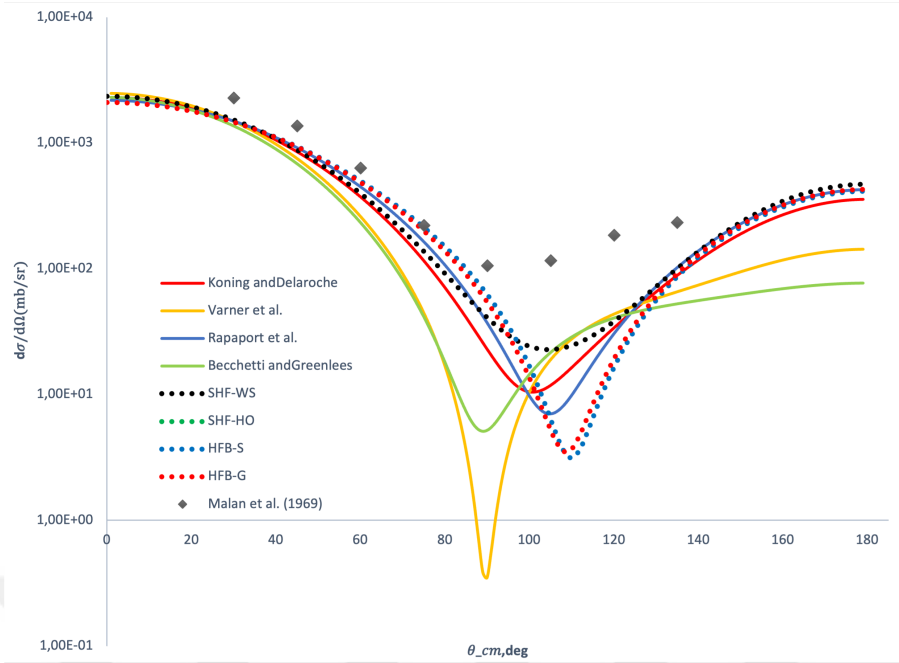
Şekil 4.6. $^{137}\text{La}(n, el)$, 14 MeV Saçılma reaksiyonu açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti



Şekil 4.7. $^{138}\text{La}(n, el)$, 14 MeV Saçılma reaksiyonu açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti



Şekil 4.8. $^{139}\text{La}(n, el)$, 14 MeV Saçılma reaksiyonu açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti



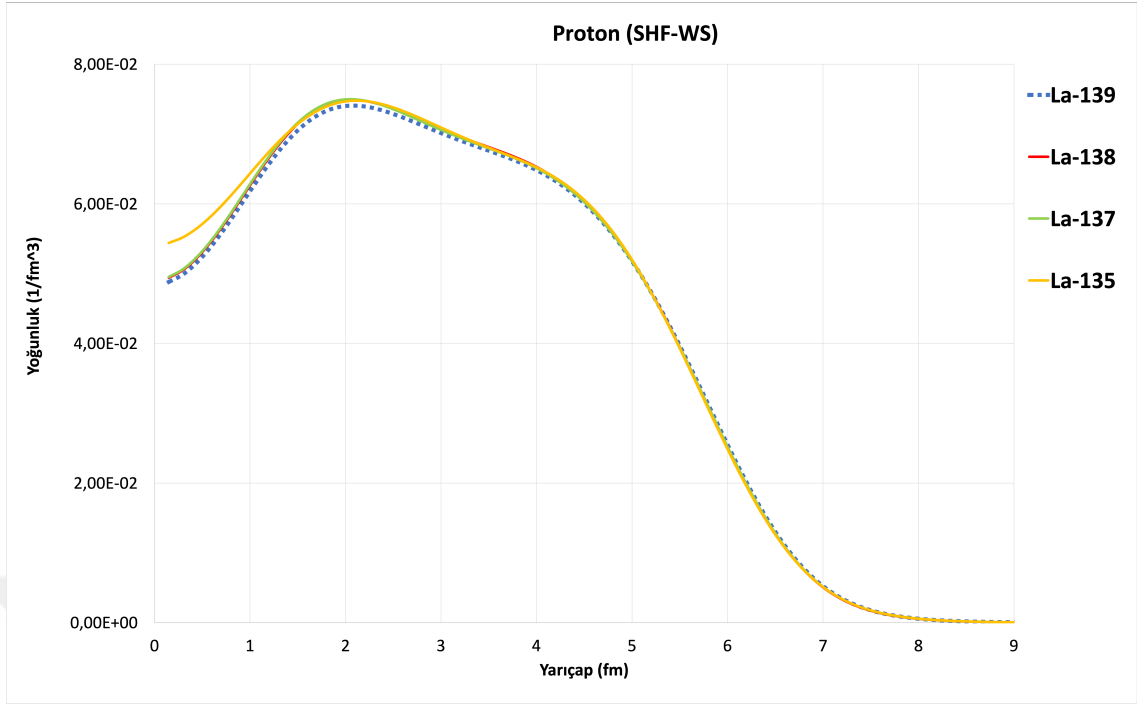
Şekil 4.9. $^{139}\text{La}(n, el)$, 1.571 MeV Saçılma reaksiyonu açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti

Açıya bağımlı diferansiyel tesir kesitleri incelendiğinde genellikle açısal değişimler uyumlu olarak görülmektedir. Deneysel verilerin de kullanıldığı $^{139}\text{La}(n, el)$, 1.571 MeV saçılma reaksiyonuna ait grafik incelendiğinde ileri yöndeki açılarda gayet uyumlu sonuçlar olduğu görülmektedir. Geri yöndeki açılarda ise deneysel verilerin diğer verilerden ayrıştığı ama biçim olarak hale uyumlu olduğu görülmektedir. Tüm tesir kesitleri incelendiğinde ise deneysel verilerle en uyumlu değerlere HFB-G yönteminin sahip olduğu görülmektedir.

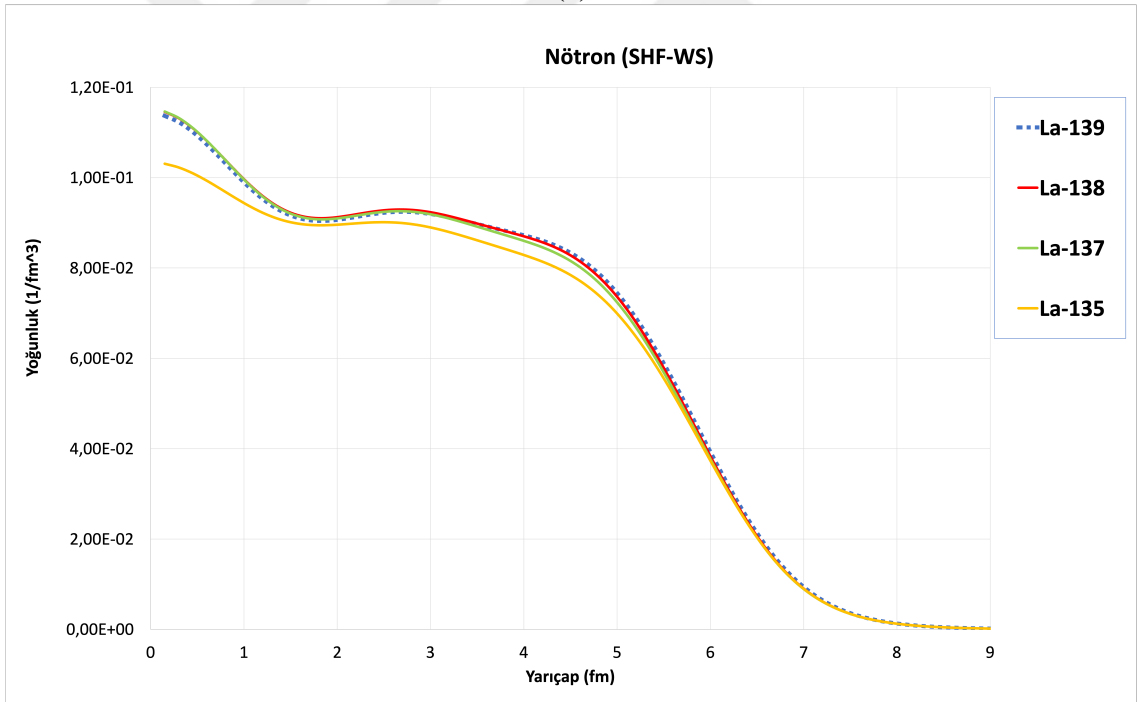
5. SONUÇLAR

Bu çalışmada elde edilen nükleon yoğunlukları dört farklı yöntemle hesaplanmıştır. Nötron sayısındaki artışla birlikte, Şekil 4.1, 4.2, 4.3 ve 4.4 'de gözlemlendiği gibi, *La* izotoplarının nötron ve proton yarıçapları farklı hızlarda büyümektedir. Şekil 5.1 'de görüldüğü üzere , aynı yarıçap değerlerinde protona göre nötron yoğunluğu daha hızlı bir artış göstermektedir. Bunun sonucunda, nötron kabuğunun boyutunda kademeli bir artış meydana gelir ve bu artış neredeyse doğrusal olarak nötron sayısına bağlıdır. Aynı zamanda, nötron ve proton kütle yoğunlukları sırasıyla artmakta ve azalmaktadır. Nötron dağılımının hacim ve yüzeydeki genişlemesi, nötronlar ve protonlar arasındaki hacim ve yüzey çekimleri tarafından belirlenir ve bu nedenle nükleer kütlelerdeki hacim ve yüzey terimlerinin temel özellikleriyle sabitlenir. Bu durum, kabuk dolulukları ve ilişkili kanonik dalga fonksiyonlarından türetilen gerçek yoğunluk verilerinden elde edilen ortalama alan modeli sonuçlarında açıkça görülmektedir.

Şekil 5.1, SHF-WS modeline göre ^{135,137,138,139}*La* çekirdeklerinin proton ve nötron yoğunluklarına göre verilmiştir. Bunun sebebi SHF-WS modelinin en uyumlu model olmasıdır. Şekil 4.1, 4.2, 4.3 ve 4.4 'de verilen yoğunluk grafiklerinden SHF-WS modeli WS potansiyelinin grafik formunu sağlamaktadır.



(a)



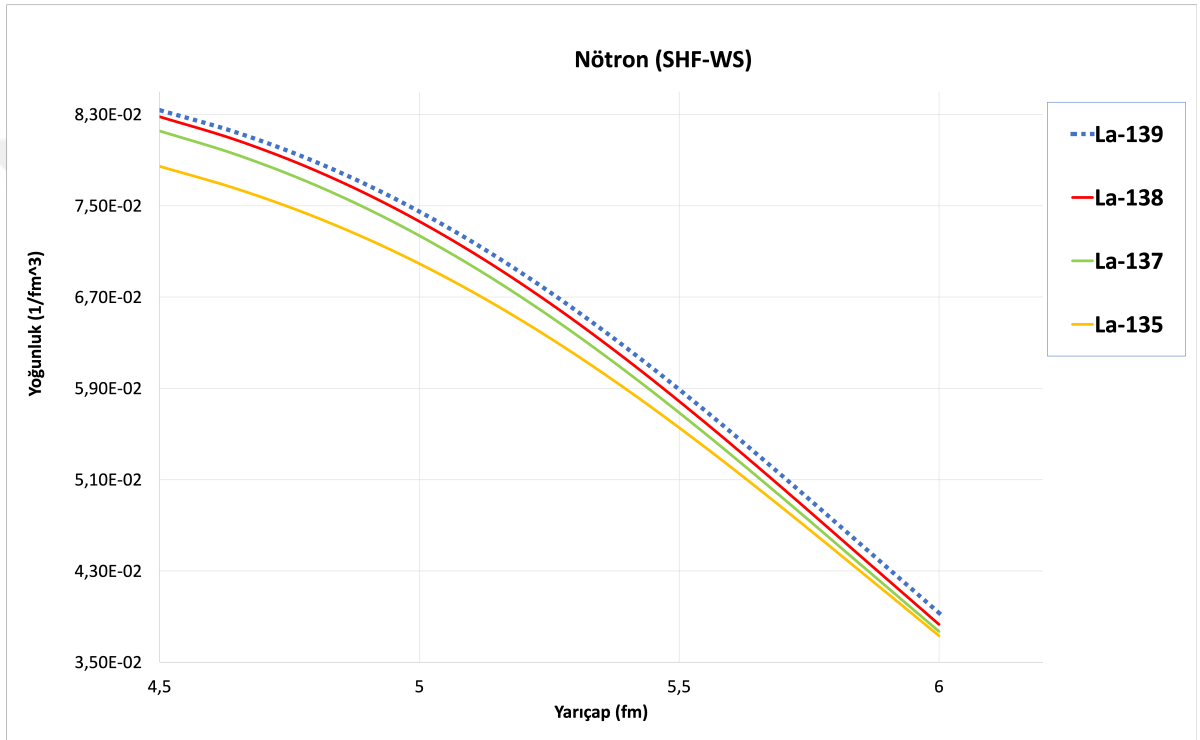
(b)

Şekil 5.1. *La* izotoplarının SHF-WS modeline göre proton (a) ve nötron (b) yoğunluk dağılımları

Proton sayısı 57 olarak sabittir ve nötron sayısı arttıkça, buna bağlı olarak nötron hacmi genişledikçe, protonlar genişleyen bir hacme dağılır. Yukarıda belirtildiği gibi, bunun nedeni güçlü çekici nötron-proton etkileşimleridir. Bu durum sonucunda, merkezi yük

yoğunluğu azalmalıdır ve gerçekten de azaldığı gözlemlenmektedir. Ancak, Şekil 5.1(a) 'da daha net görüldüğü gibi, yük dağılımları önemli ölçüde daha dağınık hale gelmez. Esas etki, yük hacmindeki artıştır.

Artan kütle ile nötron yoğunluklarının yapı değişimi protonlarınkinden oldukça farklıdır. Proton sayısı 57 'de sabitlenip nötron sayısı kütle aralığını verecek şekilde arttığından bu beklenmedik bir durum değildir. Şekil 5.1(b) 'in yakınlştırılmış bir kesiti olarak Şekil incelenebilir. Nötron rms yarıçaplarının arttığı genel eğilim, yarı merkezi yoğunluğa ^{135}La için yaklaşık 5 fm 'den, ^{139}La için yaklaşık $5,5\text{ fm}$ 'ye kadar değişen yarıçaplarda ulaşılmasıyla belirgindir. Nötron yüzey yarıçapının artışı bu şekilde sabit yarıçap çizgileri boyunca değişikliklere dikkat çekilerek kolayca gözlemlenebilir.



Şekil 5.2. SHF-WS metodu, nötron yoğunluğu detaylı gösterimi

Single folding yönteminde hesaplanan nükleon yoğunlukları kullanılarak her bir izotop için istenilen enerjilerde etkileşim potansiyelleri hesaplanmıştır. Hesaplanan etkileşim potansiyelleri incelendiğinde teorik değerler ile uyuşma içinde olduğu görülmektedir. Elde edilen farkların % 1 – 2 'ler civarında olması sonuçların oldukça uyumlu olduğunu göstermektedir. Teorik değerler Fresco tabanlı NRV (Karpov vd. 2016, 2017; Zagrebaev vd. 2024) sitesinde kullanılarak diferansiyel tesir kesitlerinden elde edilmiştir. Bu çalışmada elde edilen etkileşim potansiyelleri ise TALYS 1.96 nükleer reaksiyon kodunda var olan etkileşim potansiyelleri ile değiştirilerek yine açığa bağımlı diferansiyel tesir kesitleri hesaplanmış ve diğer elde edilen değerler ile, grafik yardımıyla karşılaştırılmıştır. Diferansiyel tesir kesiti grafikleri incelendiğinde enerji arttıkça, etkileşimin de arttığı dolayısıyla da saçılma merkezlerinin değiştiği görülmektedir. Saçılan dalga'nın faz farkı bir birbirini söndürmektedir. Grafikler incelendiğin gelme enerjisi yüksek olan 14 MeV için minimum ve maksimum noktaları çoğalmaktadır. Saçılma merkezleri değiştikçe, farklı

açılarda saçılmalar toplanmaktadır. Olasılık olarak aynı olabilir diyebiliriz. Düşük enerjilerde etkileşimin az olduğunu çünkü saçılma noktalarının daha az olduğunu hatta genelde tek hareket olduğunu söyleyebiliriz. Hızlandığı yani enerjinin yüksek olduğu durumlarda etkileşimin etkisi artıyor. Gelme enerjisi arttığı zaman etkileşme artıyor, gerekirse geri saçılıyor. Çünkü enerji attıkça, dalga boyu küçülüyor ($E = hc/\lambda$). Dalga boyu küçüldüğü zaman mermi parçacık çekirdeğin tamamını değil artık noktaları görmeye başlıyor geri saçılmaya başlıyor.

Şekil 4.5, 4.6, 4.7, 4.8 ve 4.9 'da verilen grafik çizimlerinde diğer teorik değerler (Koning ve Delaroche 2003; Varner vd. 1991; Rapaport vd. 1979; Becchetti ve Greenlees 1969) ve deneysel sonuçla (Malan vd. 1969) en uyumlu model SHF-WS modelidir. Özellikle Şekil 4.9 'da verilen deneysel sonuç (Malan vd. 1969) ile SHF-WS yönteminin uyumlu olması bizim için belirleyici olmuştur. Bunun sebebi SHF-WS metodunda protonlar ve nötronların kabuk modeline göre enerji seviyelerine yerleştirilmesiyle hesap yapılmasıyla daha hasas bir hesaplama yapılmasından dolayıdır. Ayrıca yoğunluk dağılımın WS formunda olması da etkilidir.

Ayrıca 1.571 MeV enerjili nötronların kullanıldığı (Malan vd. 1969) deneysel verileri yine karşılaştırma için kullanılmıştır. Korelasyon katsayılarına bakıldığında ise deney olmayan 14 MeV nötronlarla oluşturulan elastik saçılma reaksiyonlarında bu çalışmada elde edilen açığa bağımlı diferansiyel tesir kesitleri Koning ve Delaroche 'nin çalışmasıyla karşılaştırılmış (Koning ve Delaroche 2003) ve Tablo 5.8 'de verilmiştir. Tablo 5.9 'da ise deneysel çalışmanın bulunduğu 1.571 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan elastik saçılma reaksiyonuna ait korelasyon katsayıları verilmiştir. Tablo 5.8 'de Koning ve Delaroche değerlerinin seçilme sebebi Tablo 5.9 'da en uyumlu teorik çalışma çıkmasından, hem de en yakın tarihli çalışma olmasından dolayıdır.

Çizelge 5.8. Koning ve Delaroche 'nin çalışması (Koning ve Delaroche 2003) ile bu çalışmada elde edilen açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti değerlerine ait korelasyon katsayıları

R^2	SHF-WS	SHF-HO	HFB-S	HFB-G
$^{135}\text{La}(n, el) \ 14 \text{ MeV}$	0.999464830	0.999991470	0.999968710	0.999870070
$^{137}\text{La}(n, el) \ 14 \text{ MeV}$	0.998977713	0.999949085	0.999971590	0.999895464
$^{138}\text{La}(n, el) \ 14 \text{ MeV}$	0.998795199	0.999945493	0.999977054	0.999912713
$^{139}\text{La}(n, el) \ 14 \text{ MeV}$	0.998278865	0.999968119	0.999968300	0.999822356

Şekil 4.5, 4.6, 4.7, 4.8 ve 4.9 'daki grafiklerde teorik değerler ile bu çalışmada hesaplanan değerler kullanılarak elde edilen açığa bağımlı diferansiyel tesir kesitleri incelendiğinde genellikle açısal değişimler uyumlu olarak görülmektedir. Tablo 5.8 'deki R^2 değerlerine bakıldığında Koning ve Delaroche 'nin çalışması (Koning ve Delaroche 2003) ile en uyumlu HFB-S yöntemi ile elde edilen açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti değerleri görülmektedir.

Deneysel verilerin de kullanıldığı $^{139}\text{La}(n, el) \ 1.571 \text{ MeV}$ saçılma reaksiyonuna ait grafik incelendiğinde ileri yöndeki açılarda gayet uyumlu sonuçlar olduğu görülmekte-

Çizelge 5.9. 1.571 MeV nötronlarla oluşturulan elastik saçılma reaksiyonunda Malan vd. deneysel değerleri (Malan vd. 1969) ile bu çalışmada elde edilen açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti değerlerine ait korelasyon katsayıları

R^2	SHF-WS	SHF-HO	HFB-S	HFB-G
$^{139}\text{La}(n, el) \quad 1.571 \text{ MeV}$	0.99679473	0.98231827	0.98228922	0.98548762

dir. Geri yöndeki açılarda ise deneysel verilerin diğer verilerden ayrıştığı ama biçim olarak uyumlu olduğu görülmektedir. Tablo 5.9 'daki korelasyon katsayıları ve tüm tesir kesitleri incelendiğinde ise genel olarak en uyumlu değerlere SHF-WS yönteminin sahip olduğu görülmektedir.

Bu çalışmada elde edilen sonuçlar şu şekilde sıralanabilir:

1. Nükleon yoğunluklarının dört farklı modelde hesaplanması halinde benzer sonuçlar elde edilmektedir.
2. Nötronlar ile oluşturulan elastik saçılma reaksiyonları için nükleon yoğunlukları single folding yönteminde kullanılarak etkileşme potansiyelleri hesaplanabilmektedir. Genellikle çekirdek-çekirdek etkileşimleri için kullanılan double folding yöntemi yerine nükleon-çekirdek etkileşimi için kullanılan single folding yöntemi literatürde bulunan diğer teorik değerler ile gayet uyumlu sonuçlar vermektedir.
3. Deneysel verilerin var olduğu mermi enerjilerinde hesaplanan etkileşim potansiyellerinde uyumlu sonuçlar elde edildiği görülmektedir.
4. Bu yöntem kullanılarak bütün çekirdekler için etkileşim potansiyelleri mermi enerjisine bağlı olarak elde edilebileceği görülmüş ve ileriki çalışmalarda buna bağlı olarak hem enerjiye bağlı hem de Z ve N 'ye bağlı fit işlemi sayesinde yeni bir etkileşim potansiyeli denklemleri elde edilecektir.

6. KAYNAKLAR

- Adamson, R. 1998. Novel Methods for Large Molecules in Quantum Chemistry. PhD Thesis, University of Cambridge, Cambridgeshire, England.
- Al-Rawashdeh, S., Mari, S., and Masadeh, S. 2024. Semi-microscopic optical-model with channel coupling analysis to describe neutron-nucleus scattering of light and heavy nuclei. *Nuclear Physics A*, 1041: 122766.
- Alam, N., Pal, S., Rahmansyah, A., and Sulaksono, A. 2024. Impact of modified gravity theory on neutron star and nuclear matter properties. *109*, page 083007.
- Alsheddi, T. 2023. Systematic analysis of ^{11}Be elastic scattering on proton at 26.9 to 63.7a mev. *Journal of the Physical Society of Japan*, 92 (8): 08420.
- Angeli, I. and Marinova, K. 2013. Table of experimental nuclear ground state charge radii: An update. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 99 (1): 69–95.
- Anjana, A., Thomas, N., and Joseph, A. 2024. A systematic study of the ground state properties of gold nuclei near the neutron drip line using hfb formalism. *Nuclear Physics A*, 1074: 122889.
- Arnould, M. and Goriely, S. 2020. Astronuclear physics: A tale of the atomic nuclei in the skies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 112: 103766.
- Aydın, A. 1997. $^{40}\text{Ar}(p, p)^{40}\text{Ar}$ esnek saçılmasının 22.6, 27.5, 30.0 ve 36.7 MeV proton enerjilerinden optiksel model analizi. Doktora Tezi, Ondokuz Mayıs Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Samsun.
- Balbuena, E. T. 2003. Hartree-Fock-Bogoliubov Calculation for nuclei far from stability. PhD Thesis, Vanderbilt University.
- Baldo, M., Robledo, L. M., Schuck, P., and as, X. V. 2013. New kohn-sham density functional based on microscopic nuclear and neutron matter equations of state. *Physical Review C*, 87: 064305.
- Baldo, M., Schuck, P., and as, X. V. 2008. Kohn–sham density functional inspired approach to nuclear binding. *Physics Letters B*, 663: 390–394.
- Baldık, R. 2010. Skyrme etkileşmesi Kullanılarak Bazı Egzotik Çekirdeklerin Taban Durum Özelliklerinin İncelenmesi. Doktora Tezi, Zonguldak Karaelmas Üniversitesi.
- Bardeen, J., Cooper, L. N., and Schrieffer, J. R. 1957. Theory of superconductivity. *Physical Review Journals Archive*, 108: 1175.
- Bartel, J., Quentin, P., Brack, M., Guet, C., and Hakansson, H. 1982. Towards a better parametrisation of Skyrme-like effective forces: A critical study of the skm force. *Nuclear Physics A*, 386: 79–100.
- Becchetti, F. D. and Greenlees, G. W. 1969. Nucleon-nucleus optical-model parameters, $A > 40$, $E < 50\text{MeV}$. *Physical Review*, 182: 1190.
- Becquerel, H. 1896. Sur les radiations émises par phosphorescence. *Comptes rendus de l'Academie des Sciences*, 122: 420–421.

- Becquerel, H. 1901. The radio-activity of matter. *Nature*, 63 (1634): 396–398.
- Beiner, M., Flocard, H., Giai, N. V., and Quentin, P. 1975. Nuclear ground-state properties and self-consistent calculations with the Skyrme interaction: (i). Spherical description. *Nuclear Physics A*, 238 (1): 29–69.
- Beiner, M., Flocard, H., Giai, N. V., and Quentin, P. 1995. Nuclear ground-state properties and self-consistent calculations with the Skyrme interaction: (i). spherical description. *Nuclear Physics A*, 238: 29–69.
- Bender, M., Heenen, P.-H., and Reinhard, P.-G. 2003. Self-consistent mean-field methods for nuclear structure. *Reviews of Modern Physics*, 75 (1): 121–180.
- Berger, J., Girod, M., and Gogny, D. 1991. Time-dependent quantum collective dynamics applied to nuclear fission. *Computer Physics Communications*, 63 (1-3): 365–374.
- Bertsch, G., Borysowicz, J., McManus, H., and Love, W. 1977. Interactions for inelastic scattering derived from realistic potentials. *Nuclear Physics A*, 284 (3): 399–419.
- Bethe, H. 1935. Theory of disintegration of nuclei by neutrons. *Physical Review*, 47: 747.
- Blaizot, J., Berger, J., Decharge, J., and Girod, M. 1995. Microscopic and macroscopic determinations of nuclear compressibility. *Nuclear Physics A*, 591: 435–457.
- Bloch, C. 1957. Une formulation unifiée de la théorie des réactions nucléaires. *Nuclear Physics*, 4: 503–528.
- Bogolyubov, N. 1958. On a variational principle in the many body problem. *Soviet Physics - Doklady*, 3: 292–294.
- Bohr, N. 1913a. On the constitution of atoms and molecules. *Philosophical Magazine*, 26: 1.
- Bohr, N. 1913b. On the stability of atoms and molecules. *Philosophical Magazine*, 26: 857–875.
- Bohr, N. 1913c. Xxxvii. on the constitution of atoms and molecules. *Philosophical Magazine*, 26: 476–502.
- Bohr, N. 1936. Neutron capture and nuclear constitution*. *Nature*, 137: 344.
- Bonneau, L., Kontowicz, N., Bartel, J., Molique, H., Koh, M.-H., and Minkov, N. 2024. Gallagher-moszkowski splitting in deformed odd-odd nuclei within a microscopic approach. *Physical Review C*, 109: 054303.
- Born, M. and Oppenheimer, R. 1927. Zur quantentheorie der molekeln. *Annalen der Physik*, 389 (20): 457–484.
- Brink, D. and Rowley, N. 1974. An interaction potential for heavy-ion scattering. *Nuclear Physics A*, 219: 79–92.
- Brink, D. M. and Boeker, E. 1967. Effective interactions for Hartree-Fock calculations. *Nuclear Physics A*, 91 (1): 1–26.

- Broglia, R. and Winther, A. 1972. Semiclassical theory of heavy ion reactions. *Physics Reports C*, 4: 153–198.
- Brown, B. 2000. Neutron radii in nuclei and the neutron equation of state. *Physical Review Letters*, 85 (25): 5296–5299.
- Brown, B. A. and Richter, W. A. 2006. New “USD” hamiltonians for the *sd* shell. *Physical Review C*, 74: 034315.
- Brown, G. E. and de Dominicis, C. T. 1957. The optical model at low energies and dispersion theory. *Proceedings of the Physical Society. Section A*, 70: 668.
- Brueckner, K. A., Gammel, J. L., and Kubis, J. T. 1960. Binding energy of a neutron gas. *Physical Review*, 118 (4): 1095.
- Brueckner, K. A. and Goldman, D. T. 1960. Single particle energies in the theory of nuclear matter. *Physical Review*, 117 (1): 207.
- Centelles, M., Roca-Maza, X., as, X. V., and Warda, M. 2009. Nuclear symmetry energy probed by neutron skin thickness of nuclei. *Physics Letters B*, 102: 122502.
- Chabanat, E. 1995. Interactions effectives pour des conditions extrêmes d’isospin. PhD Thesis, Université Claude Bernard Lyon, France.
- 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. *Nuclear Physics A*, 635 (1-2): 231–256.
- Chabanat, E., Bonche, P., Hansel, P., Meyer, J., and Schaeffer, R. 1997. A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities. *Nuclear Physics A*, 627: 710–746.
- Chadwick, J. 1932. The existence of a neutron. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical*, 136: 692–708.
- Chang, B. 1975. Spin saturation and the Skyrme interaction. *Physics Letters B*, 56 (3): 205–208.
- Chappert, F., Girod, M., and Hilaire, S. 2008. Towards a new Gogny force parameterization: Impact of the neutron matter equation of state. *Physics Letters B*, 668 (5): 420–424.
- Chappert, F., Pillet, N., Girod, M., and Berger, J.-F. 1995. Gogny force with a finite-range density dependence. *Physical Review C*, 51: 034312.
- Chen, L., Ko, C. M., and Li, B. 2005. Nuclear matter symmetry energy and the neutron skin thickness of heavy nuclei. *Physical Review C*, 72: 064309.
- Chen, R., Cai, B., Chen, L., Li, B., Li, X., and Xu, C. 2012. Single-nucleon potential decomposition of the nuclear symmetry energy. *Physical Review C*, 85: 024305.
- Coulter, P. and Satchler, G. 1977. Pick-up and inelastic scattering contributions to the proton optical potential. *Nuclear Physics A*, 293 (3): 269–292.
- Cramer, C. J. 2004. Essentials of Computational Chemistry. John Wiley Sons, University of Minnesota, USA.

- Curie, I. and Joliot, F. 1932. Émission de protons de grande vitesse par les substances hydrogénées sous l'influence des rayons très pénétrants. *Académie des Sciences*, 194: 273–274.
- Curie, M. 1899. Les rayons de becquerel et le polonium. *Rev. Gén. Sci.*, 10: 41–50.
- Curie, P. and Curie, M. 1900. Sur la charge électrique des rayons déviés du radium. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 130: 647–650.
- Dallaire-Demers, P., Romero, J., Veis, L., Sim, S., and Aspuru-Guzik, A. 2019. Low-depth circuit ansatz for preparing correlated fermionic states on a quantum computer. *Quantum Science and Technology*, 4 (4).
- Decharge, J., Girod, M., and Gogny, D. 1975. Self-consistent calculations and quadrupole moments of even Sm isotopes. *Physics Letters B*, 55 (4): 361–364.
- Decharge, J. and Gogny, D. 1980. Hartree-Fock-Bogolyubov calculations with the D1 effective interaction on spherical nuclei. *Physical Review C*, 21 (4): 1568–1593.
- Dobaczewski, J., Flocard, H., and Treiner, J. 1984. Hartree-Fock-Bogolyubov description of nuclei near the neutron-drip line. *Nuclear Physics A*, 422 (1): 103–139.
- Dobaczewski, J. and Nazarewicz, W. 2013. Fifty Years of Nuclear BCS: Pairing in Finite Systems. World Scientific Publishing, 40–60.
- Dutra, M., Louren, O., Martins, J. S., Delfino, A., Stone, J., and Stevenson, P. 2012. Skyrme interaction and nuclear matter constraints. *Physical Review C*, 85 (3): 035201.
- Dytrych, T., Launey, K., Draayer, J., Rowe, D., Wood, J., Rosensteel, G., Bahri, C., Langr, D., and Baker, R. 2020. Physics of nuclei: Key role of an emergent symmetry. *Physical Review Letter*, 124: 042501.
- Farine, M., Von-Eiff, D., Schuck, P., Berger, J., Dechargé, J., and Girod, M. 1999. Towards a new effective interaction of the Gogny type. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 25 (4): 863.
- Fermi, E. 1927. Un metodo statistico per la determinazione di alcune proprietà dell'atomo. *Renconti Accademia Nazionale Dei Lincei*, 6: 602–607.
- Fermi, E. 1928. A statistical method for the determination of some atomic properties and the application of this method to the theory of the periodic system of elements. *Zeitschrift für Physik*, 48 (9): 73–79.
- Fernbach, S., Serber, R., and Taylor, T. 1949. The scattering of high energy neutrons by nuclei. *Physical Review*, 75: 1352.
- Feshbach, H., Porter, C., and Weisskopf, V. 1954. Model for nuclear reactions with neutrons. *Physical Review*, 96 (2): 448–464.
- Fetter, A. L. and Walecka, J. D. 2003. Quantum Theory of Many-Particle Systems. Dover publications, New York.
- Fock, V. 1930. Näherungsmethode zur lösung des quantenmechanischen mehrkörperproblems. *Zeitschrift für Physik*, 61: 126–148.

- Friedrich, J. and Reinhard, P.-G. 1986. Skyrme-force parametrization: Least-squares fit to nuclear ground-state properties. *Physical Review C*, 33: 335.
- Fröbrich, P. and Lipperheide, R. 1996. Theory of Nuclear Reactions. Clarendon Press.
- Furumoto, T., Tsubakihara, K., Ebata, S., and Horiuchi, W. 2019. Microscopic global optical potential for nucleon-nucleus systems in the energy range 50-400 mev. *Physical Review C*, 99 (3).
- Giai, N. V. and Sagawa, H. 1981. Spin-isospin excitations with effective Skyrme interactions. *Physics Letters B*, 106: 379.
- Gogny, D. 1975. Simple separable expansions for calculating matrix elements of two-body local interactions with harmonic oscillator functions. *Nuclear Physics A*, 237 (3): 399–418.
- Gogny, D. and Padjen, R. 1977. The propagation and damping of the collective modes in nuclear matter. *Nuclear Physics A*, 293 (3): 365–378.
- Goriely, S., Hilaire, S., Girod, M., and Péru, S. 2009. First Gogny-Hartree-Fock-Bogoliubov nuclear mass model. *Physical Review Letters*, 102: 242501.
- Goriely, S., S. Hilaire, M. G., and Péru, S. 2016. The Gogny-Hartree-Fock-Bogoliubov nuclear-mass model. *Theoretical Physics*, 52 (202).
- Goutte, H., Berger, J. F., Casoli, P., and Gogny, D. 2005. Microscopic approach of fission dynamics applied to fragment kinetic energy and mass distributions in u238. *Physical Review C*, 71 (2): 024316.
- Greenles, G. W., Pyle, G. J., and Tang, Y. C. 1968. Nuclear-matter radii from a reformulated optical model. *Physical Review*, 171: 1115.
- Griffin, A. 1996. Conserving and gapless approximations for an inhomogeneous bose gas at finite temperatures. *Physical Review B*, 53 (14): 9341–9347.
- Gross, D. and Kalinowski, H. 1974. On the mechanism of heavy ion collision leading to a compound system and to deep inelastic reactions. *Physics Letters B*, 48 (4): 302–306.
- Guo-Qiang, L. 1991. A systematic study of nuclear properties with Skyrme forces. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 17: 1–34.
- Hammer, H., König, S., and van Kolck, U. 2020. Nuclear effective field theory: Status and perspectives. *Reviews of Modern Physics*, 92: 025004.
- Hartree, D. 1928. The wave mechanics of an atom with a non-Coulomb central field. Parts i, ii, and iii. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 24 (1): 89–110.
- Hashimoto, Y. 2013. Time-dependent Hartree-Fock-Bogoliubov calculations using a lag-range mesh with the Gogny interaction. *Physical Review C*, 88 (3): 034307.
- Herrmann, R. 2023. Fractional calculus within the optical model used in nuclear and particle physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 50 (6).

- Hilaire, S. and Girod, M. 2007. Large-scale mean-field calculations from proton to neutron drip lines using the D1S Gogny force. *The European Physical Journal A*, 33: 237–241.
- Hofmann, F. and Lenske, H. 1998. Hartree-Fock calculations in the density matrix expansion approach. *Physical Review C*, 57: 2281–2293.
- Hohenberg, P. and Kohn, W. 1964. Inhomogeneous electron gas. *Physical Review*, 136 (3B): 864.
- Honma, M., Otsuka, T., Brown, B. A., and Mizusaki, T. 2002. Effective interaction for pf-shell nuclei. *Physical Review C*, 65 (6): 061301(R).
- Horowitz, C. J., Pollock, S. J., Souder, P. A., and Michaels, R. 2001. Parity violating measurements of neutron densities. *Physical Review C*, 63: 025501.
- Humbly, J. and Rosenfeld, L. 1961. Theory of nuclear reactions: I. resonant states and collision matrix. *Nuclear Physics*, 26 (4): 529–578.
- Indira, G. and Anbalagan, G. 2023. Determination of excitation function for alpha induced reactions on ^{237}Np and ^{238}Pu . *Applied Radiation And Isotopes*, 202.
- Janiš, V. 1995. The limit of high spatial dimensions as a means for the construction of comprehensive mean-field theories. PhD Thesis, Academy of sciences of the Czech Republic institute of Physics.
- Kadanoff, L. 2009. More is the same; phase transitions and mean field theories. *Journal of Statistical Physics*, 137 (5-6): 777–797.
- Kamel, D. and Lattoofi, N. 2024. Nuclear level density effect for induced fission cross-section reactions on some even and odd-*a* americium nuclei. *Brazilian Journal Of Physics*, 54 (1).
- Kapur, P. L. and Peierls, R. 1938. The dispersion formula for nuclear reactions. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical*, 166: 277–295.
- Karpov, A. V., Denikin, A. S., Alekseev, A. P., Zagrebaev, V. I., Rachkov, V. A., Naumenko, M. A., and Saiko, V. V. 2016. Nrv web knowledge base on low-energy nuclear physics. *Physics of Atomic Nuclei*, 79 (5): 749.
- Karpov, A. V., Denikin, A. S., Naumenko, M. A., Alekseev, A. P., Rachkov, V. A., Samarin, V. V., Saiko, V. V., and Zagrebaev, V. I. 2017. Nrv web knowledge base on low-energy nuclear physics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 859: 112–124.
- Kawano, T., Chadwick, M., Talou, P., Young, P., and Bonneau, L. 2008. Nuclear reaction data for nuclear technologies and applications. *Compound-Nuclear Reactions And Related Topics*, 1005: 17.
- Khan, A., Siddiqui, J. A., and Ali, K. 2020. Modified projection operator methods and potential applied to light ions. *Nuclear Physics A*, 994: 121656.
- Khoa, D., vonOertzen, W., and Ogloblin, A. 1996. Study of the equation of state for

- asymmetric nuclear matter and interaction potential between neutron-rich nuclei using the density-dependent M3Y interaction. *Nuclear Physics A*, 602 (1): 8–132.
- Kittel, C. 2004. Introduction to Solid State Physics. Wiley.
- Koksharov, Y. A. 2020. Analytic solutions of the weiss mean field equation. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 516: 167179.
- Kolomietz, V. and Shlomo, S. 2020. Mean Field Theory. World Scientific Publishing Co.
- Koning, A. and Akkermans, J. 1998. Pre-equilibrium nuclear reactions: An introduction to classical and quantum-mechanical models. *International Centre for Theoretical Physics*.
- Koning, A. and Delaroche, J. 2003. Local and global nucleon optical models from 1 *keV* to 200 *MeV*. *Nuclear Physics A*, 713 (3): 231.
- Koning, A., Hilaire, H., and Goriely, S. 2017. TALYS-1.95. NRG Netherland, <http://www.talys.eu>.
- Koning, A., Hilaire, S., and Goriely, S. 2023. Talys: modeling of nuclear reactions review. *The European Physical Journal A*, 59: 131.
- Kortelainen, M., Lesinski, T., Moré, J., Nazarewicz, W., Sarich, J., Schunck, N., Stoitsov, M. V., and Wild, S. 2010. Nuclear energy density optimization. *Physical Review C*, 82: 024313.
- Krane, K. 1988. Introductory Nuclear Physics. John Wiley and Sons, New York.
- Krane, K. S. 2011. Nükleer Fizik. Palme Yayıncılık, Ankara.
- Krieger, S., Bonche, P., Flocard, H., Quentin, P., and Weiss, M. 1990. An improved pairing interaction for mean field calculations using Skyrme potentials. *Nuclear Physics A*, 517 (2): 275–284.
- Krivine, H., Treiner, J., and Bohigas, O. 1980. Derivation of a fluid-dynamical lagrangian and electric giant resonances. *Nuclear Physics A*, 336 (2): 155–184.
- Köhler, H. 1976. Skyrme force and the mass formula. *Nuclear Physics A*, 258 (2): 301–316.
- Langanke, K., Koonin, S., and Maruhn, J. 1991. Computational Nuclear Physics I - Nuclear Structure. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, chapter 2 pp 28-50.
- Lattimer, J. M. and Prakash, M. 2000. Nuclear matter and its role in supernovae, neutron stars and compact object binary mergers. *Physics Reports*, 333-334 (0): 121–146.
- Lemmer, R. 1966. Nuclear reactions: Review article for reports on progress in physics. *Reports on Progress in Physics*, 29 (1): 131–170.
- Levier, R. L. and Saxon, D. 1952. An optical model for nucleon-nuclei scattering. *Physical Review*, 87: 40.
- Li, J. J. 2015. Finite nuclei under extreme conditions of mass, isospin and temperature:

- a relativistic Hartree-Fock-Bogoliubov description. PhD Thesis, Université Paris Sud - Paris XI.
- Li, J. J., Long, L. H., and Sedrakian, A. 2018. Hypernuclear stars from relativistic Hartree-Fock density functional theory. *European Physical Journal A*, 54 (8).
- Louisiana-State-University 2007. <http://phys.lsu.edu/graceland/faculty/cjohnson/skhafo.f> accessed: 28.01.2007.
- Love, W. 1977. Density-dependent interactions and the folding model for heavy-ion potentials. *Physics Letters B*, 72 (1): 4–6.
- Love, W. and Owen, L. 1975. Exchange effects from realistic interactions in the reformulated optical model. *Nuclear Physics A*, 239: 74–82.
- Love, W. and Satchler, G. 1970. Exchange effects with a realistic interaction for elastic scattering. *Nuclear Physics A*, 159: 1–44.
- Lütfüoğlu, B., Akdeniz, F., and Bayrak, O. 2016. Scattering, bound, and quasi-bound states of the generalized symmetric woods-saxon potential. *Journal of Mathematical Physics*, 57: 3.
- Malan, J., McMurray, W., van der Merwe, P., van Heerden, I., and Engelbrecht, C. 1969. Fast neutron scattering from ^{139}La and ^{141}Pr . *Nuclear Physics A*, 124 (1): 111–129.
- Malbrunot-Ettenauer, S., Kaufmann, S., Bacca, S., Barbieri, C., J. Billowes, M. B., K. Blaum, B. C., T. Duguet, R. G. R., Gins, W., Gorges, C., G. Hagen, H. H., Holt, J., Jansen, G., A. Kanellakopoulos, M. K., T. Miyagi, P. N., W. Nazarewicz, R. N., G. Neyens, W. N., Novario, S., T. Papenbrock, T. R., Reinhard, P.-G., Rodríguez, L., Sánchez, R., S. Sailer, A. S., Simonis, J., Somà, V., Stroberg, S., Wehner, L., Wraith, C., Xie, L., Xu, Z., Yang, X., and Yordanov, D. 2022. Nuclear charge radii of the Nickel isotopes ^{58}Ni , ^{70}Ni . *Physical Review Letter*, 128: 022502.
- Mayer, M. G. and Jensen, J. H. D. 1955. Theory of nuclear shell structure. *New York: Wiley*.
- Moumene, I. and Bonaccorso, A. 2023. Optical potentials and nuclear reaction cross sections for n- ^{12}C and N- ^{12}C scattering. *Physical Review C*, 108 (4).
- Nakada, H. 2003. Hartree-Fock approach to nuclear matter and finite nuclei with M3Y-type nucleon-nucleon interactions. *Physical Review C*, 68 (1).
- Nakada, H. 2008. Mean-field approach to nuclear structure with semi-realistic nucleon-nucleon interactions. *Physical Review C*, 78: 054301.
- Negele, J. W. and Vautherin, D. 1972. Density-matrix expansion for an effective nuclear hamiltonian. *Physical Review C*, 5: 1472.
- Ng, W., L.E.H., Trainor, and Wong, S. 1970. A method of calculating rotational states using Hartree-Fock-Skyrme self-consistency. *Physics Letters B*, 33 (8): 545.
- Ono, A., Danielewicz, P., Friedman, W. A., Lynch, W. G., and Tsang, M. B. 2003. Isospin fractionation and isoscaling in dynamical simulations of nuclear collisions. *Physical Review C*, 68: 051601(R).

- Ostrofsky, M., Breit, G., and Johnson, D. 1936. The excitation function of lithium under proton bombardment. *Physical Review*, 49: 22.
- Otsuka, T., Matsuo, T., and Abe, D. 2006. Mean field with tensor force and shell structure of exotic nuclei. *Physical Review Letters*, 97: 162501.
- Papoulias, D., Sahu, R., Kosmas, Kota, V., and Nayak, B. 2018. Novel neutrino-floor and dark matter searches with deformed shell model calculations. *Advances In High Energy Physics*, 2018 (6031362).
- Pauli, W. 1925. Über den zusammenhang des abschlusses der elektronengruppen im atom mit der komplexstruktur der spektren. *Zeitschrift für Physik*, 31: 765–783.
- Perlińska, E., Rohoziński, S. G., Dobaczewski, J., and Nazarewicz, W. 2004. Local density approximation for proton-neutron pairing correlations: Formalism. *Physical Review C*, 69 (1): 014316.
- Petrovich, F., Stanley, D., and Bevelacqua, J. 1977. Density dependent interactions and the consistency of folding estimates of nucleon-nucleus and nucleus-nucleus potentials. *Physics Letters B*, 71 (2): 259–262.
- Pulay, P. 1969. Ab initio calculation of force constants and equilibrium geometries in polyatomic molecules: I. theory. *Molecular Physics*, 17 (2): 197–204.
- Rapaport, J., Kulkarni, V., and Finlay, R. 1979. A global optical-model analysis of neutron elastic scattering data. *Nuclear Physics A*, 330 (1): 15–28.
- Reid, J. 1984. The atomic nucleus. Manchester University Press, Manchester [Greater Manchester] U.K.
- Reinhard, P. 1991. Skyrme-Hartree-Fock Model in: Computational Nuclear Physics I - Nuclear Structure. Springer, New York.
- Reinhard, P., Grümmer, F., and Goeke, K. 1984. Collective mass parameters and linear response techniques in three-dimensional grids. *Zeitschrift für Physik*, 317 (3): 339–346.
- Reinhard, P. G. and Flocard, H. 1995. Nuclear effective forces and isotope shifts. *Nuclear Physics A*, 584 (3): 467–488.
- Ring, P. and Schuck, P. 1980. The Nuclear Many-Body Problem. Springer-Verlag, Berlin.
- Ring, P. and Schuck, P. 2004. The Nuclear Many-Body Problem. Springer.
- Rutherford, E. 1919. Li. collision of particles with light atoms. i. hydrogen. *Philosophical Magazine Series 6*, 37 (222): 537–561.
- Said, R. B., Hamed, A., Mahalel, U., Al-Ayed, A., Kowalczyk, M., Moldoch, J., Oleszek, W., and Stochmal, A. 2017. Tentative characterization of polyphenolic compounds in the male flowers of phoenix dactylifera by liquid chromatography coupled with mass spectrometry and dft. *International Journal Of Molecular Sciences*, 18 (3): 512.

- Sakthivadivel, D. A. R. 2022. Magnetisation and mean field theory in the ising model. *SciPost Physics Lecture Notes*, 35.
- Sarriguren, P. 2024. Elastic electron scattering from deformed and oriented odd- a nuclei. *Physical Review C*, 109: 024312.
- Satchler, G. 1975. A critique of folded potential for heavy-ion scattering. *Physics Letters B*, 59: 121–124.
- Satchler, G. 1983. Direct Nuclear Reactions. Oxford University Press, New York.
- Satchler, G. and Love, W. 1976. A new interaction for heavy-ion scattering. *Physics Letters B*, 65 (5): 415.
- Satchler, G. and Love, W. 1979. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering. *Physics Reports*, 55 (3): 183–254.
- Schrödinger, E. 1926. Quantisierung als eigenwertproblem. *Annalen der Physik* Volume, 384 (4): 361–376.
- Schunck, N. and Robledo, L. 2016. Microscopic theory of nuclear fission: a review. *Reports On Progress In Physics*, 79 (11).
- Seif, W., Sargsyan, V., Adamian, G., and Antonenko, N. 2024. Influences of isospin-asymmetry and skin thickness on fusion of Oxygen isotopes at stellar energies. *Physical Review C*, 109 (3).
- Sekizawa, K. and Yabana, K. 2016. Time-dependent Hartree-Fock calculations for multinucleon transfer and quasifission processes in the $^{64}\text{Ni}+^{238}\text{U}$ reaction. *Physical Review C*, 93 (5).
- Sharma, S. and Devi, R. 2024. Study of shape evolution and ground state properties of even-even Tellurium isotopic mass chain by using relativistic Hartree Bogoliubov framework. *Brazilian Journal of Physics*, 54 (92).
- Shen, Y. and Ren, Z. 1996. Skyrme-Hartree-Fock calculation on He, Li, and Be isotopes. *Physical Review C*, 54 (3): 1158–1164.
- Sklodowska-Curie, M. 1898. Rayons émis par les composés de l'uranium et du thorium. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 126: 1101–1103.
- Skyrme, T. 1956. The nuclear surface. *Philosophical Magazine*, 1: 1043–1054.
- Skyrme, T. 1959. The effective nuclear potential. *Nuclear physics*, 9 (2): 615–634.
- Slater, J. 1929. The theory of complex spectra. *Physical Review*, 34 (4): 293–1322.
- Soloviev, V. 1976. Theory of Complex Nuclei. Pergamen Press, Oxford, 455.
- Stoitsov, M., Dobaczewski, J., Nazarewicz, W., and Ring, P. 2005. Axially deformed solution of the Skyrme–Hartree–Fock–Bogolyubov equations using the transformed harmonic oscillator basis. the program HFBTHO (v1.66p). *Computer Physics Communications*, 167 (1): 43–63.

- Stone, J. and Reinhard, P. 2016. The Skyrme interaction in finite nuclei and nuclear matter. *Progress In Particle And Nuclear Physics*, 58 (2): 587–657.
- Stone, J. and Reinhard, P.-G. 2007. The Skyrme interaction in finite nuclei and nuclear matter. *Science Direct*, 58 (2): 587–657.
- Stone, J. R., Miller, J. C., Konciewicz, R., Stevenson, P. D., and Strayer, M. R. 2003. Nuclear matter and neutron-star properties calculated with the Skyrme interaction. *Physical Review C*, 68: 034324.
- Sun, B., Bhattiprolu, S., and Lattimer, J. 2024. Compiled properties of nucleonic matter and nuclear and neutron star models from nonrelativistic and relativistic interactions. *Physical Review C*, 109 (5): 55801.
- Takigawa, N. and Washiyama, K. 2017. Fundamentals of Nuclear Physics. Springer, Japan.
- Taqi, A. H. and Mosa, Z. 2020. Nuclear structure of Zirconium isotopes 90, 96, 106 Zr using Skyrme HF-RPA. *Egyptian Journal of Physics*, 48: 1–9.
- Teichmann, T. and Wigner, E. P. 1952. Sum rules in the dispersion theory of nuclear reactions. *Physical Review*, 87: 123.
- Tel, E. 1995. Skyrme Kuvvetleri Kullanılarak Hartree-Fock Hesaplamaları ile Ca ve Pb ‘nin taban Durum Özelliklerinin İncelenmesi. Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi, Ankara.
- Tel, E., Sahin, H., Kaplan, A., Aydın, A., and Altınok, T. 2008. Investigation of the properties of the nuclei used on the new generation reactor technology systems. *Annals Of Nuclear Energy*, 35 (2): 220–227.
- Terán, E., Oberacker, V. E., and Umar, A. S. 2003. Axially symmetric Hartree-Fock-Bogoliubov calculations for nuclei near the drip lines. *Physical Review C*, 67: 064314.
- Than, H., Khoa, D., and Giai, N. 2009. Neutron star cooling: A challenge to the nuclear mean field. *Physical Review C*, 80: 064312.
- Thomas, K., Davies, R., and Koonin, S. 1981. Skyrme-force time-dependent Hartree-Fock calculations with axial symmetry. *Physical Review C*, 23: 2042–2061.
- Thomas, L. 1927. The calculation of atomic fields. *In Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 23 (05): 542–548.
- Thomas, R. G. 1955a. Collision matrices for the compound nucleus. *Physical Review*, 97: 224.
- Thomas, R. G. 1955b. Collision matrix for (n,d) and (p,d) reactions. *Physical Review*, 100: 25.
- Thomson, J. 1897. Cathode rays. *Philosophical Magazine*, 44: 293–316.
- Thornton, S. and Rex, A. 2013. Modern Physics For Scientists and Engineers. Brooks/Cole, Cengage Learning.

- Tong, H., Ren, X.-L., Ring, P., Shen, S.-H., Wang, S.-B., and Meng, J. 2018. Relativistic Brueckner-Hartree-Fock theory in nuclear matter without the average momentum approximation. *Physical Review C*, 98: 054302.
- Tong, L., Hashimoto, Y., and Yan, S. 2020. 3D TDHFB theory with Gogny force and fission dynamics of ^{240}u . *Chinese Science Bulletin*, 65 (21): 2225–2237.
- Varner, R., Thompson, W., McAbee, T., Ludwig, E., and Clegg, T. 1991. A global nucleon optical model potential. *Physics Reports*, 201 (2): 119.
- Vautherin, D. and Brink, D. M. 1972. Hartree-Fock calculations with Skyrme's interaction. i. spherical nuclei. *Physical Review C*, 5: 626.
- Vautherin, D., Veneroni, M., and Brink, D. 1970. A Hartree-Fock calculation for the stability of super-heavy nuclei. *Physics Letters B*, 33 (6): 381–384.
- Vretenar, D., Afanasjev, A., Lalazissis, G., and Ring, P. 2005. Relativistic Hartree-Bogoliubov theory: static and dynamic aspects of exotic nuclear structure. *Physics Reports-Review Section Of Physics Letters*, 409 (3): 101–259.
- Wang, J., Tian, Y., Ruirui, Cui, Y., Tao, X., Sun, X., Zhang, Z., Zhang, Y., Han, Y., and Ge, Z. 2024. A study of U-isotope ground state properties with covariant energy density functional*. *Chinese Physics C*, 48: 064102.
- Warburton, E. K. and Brown, B. A. 1992. Effective interactions for the $0p1s0d$ nuclear shell-model space. *Physical Review C*, 46 (3): 923.
- Weiss, P. 1907. L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique. *Journal of Theoretical Physics*, 6 (1): 661–690.
- Wigner, E. P. and Eisenbud, L. 1947. Higher angular momenta and long range interaction in resonance reactions. *Physical Review*, 72: 29.
- Woods, R. D. and Saxon, D. S. 1954. Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering. *Physical Review Journals*, 95: 577.
- Zagrebaev, V. I., Denikin, A. S., Karpov, A. V., Alekseev, A. P., Naumenko, M. A., Rachkov, V. A., Samarin, V. V., and Saiko, V. V. 2024. NRV web knowledge base on low-energy nuclear physics. accessed: 28.05.2024, <http://nrv.jinr.ru/nrv/>.
- Zangwill, A. 2013. Hartree and Thomas: the forefathers of density functional theory. *Archive for History of Exact Sciences*, 67 (5): 331–348.

ÖZGEÇMİŞ

Ferhan Akdeniz

ÖĞRENİM BİLGİLERİ

Doktora	Akdeniz Üniversitesi
2018-2024	Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Antalya
Yüksek Lisans	Akdeniz Üniversitesi
2013-2016	Fen Bilimleri enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Antalya
Lisans	Balıkesir Üniversitesi
2000-2005	Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Anabilim Dalı, Balıkesir

MESLEKİ VE İDARİ GÖREVLER

Ücretli Öğretim Görevlisi	Akdeniz Üniversitesi
2017-2019	Manavgat MYO, Antalya

ESERLER

Uluslararası hakemli dergilerde yayımlanan makaleler

- Lütfüoğlu B.C., Akdeniz F., Bayrak O., "Scattering, bound and quasi-bound states of the generalized symmetric Woods-Saxon potential." Journal of Mathematical Physics. 57:032103, 2016
- Sarpın İ.H., Yalim H.A., Aydın A., Tel E., Akdeniz F., Şahin S., "Determinations of fission cross-sections and fission yields from proton induced fission reactions of ^{232}Th , $^{233,235,236,238}\text{U}$, ^{237}Np and ^{239}Pu " Modern Physics Letters A. cilt.36, sa.36, 2021 (SCI-Expanded)

Diğer Dergilerde Yayınlanan Makaleler:

- Sarpün İ.H., Akdeniz F., Tel E., Aydın A., “Skyrme ve Gogny Modelleriyle Bakır İzotoplarının Yoğunluk Hesabı” Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fen Dergisi, Cilt 16, Sayı 1, 129 – 136, 2021

Ulusal bilimsel toplantılarda sunulan ve bildiri kitaplarında basılan bildiriler

- Lütfüoğlu B.C., Akdeniz F., Bayrak O., "Non relativistic solutions of the generalized symmetric Woods-Saxon potential ", VII Conference on Quantum Foundations: 90 years of Uncertainty, Cordoba, ARJANTIN, 29 Kasım- 1 Aralık 2017, vol.1, no.1, pp.8-8
- Lütfüoğlu B.C., Akdeniz F., Bayrak O., "Analytical Solution of Schrödinger equation for generalized symmetric Woods-Saxon potential: Scattering, bound and quasi-bound states.", ICQSA 2016, ESKİŞEHİR, TÜRKİYE, 25-27 Mayıs 2016, pp.120-120
- Akdeniz F., Sarpün İ.H., Tel E., "Nucleon densities of Fe isotopes", 5th Int. Conference on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology (TESNAT2019), AMASYA, TÜRKİYE, 2-4 Mayıs 2019, pp.13-13
- Sarpün İ.H., Akdeniz F., Turhan Irak Z.S., Tel E., "HFB calculations for nucleon densities of nickel isotopes", 28th Annual Symposium of Hellenic Nuclear Physics Society(HNPS2019), SELANİK, YUNANISTAN, 31 Mayıs - 1 Haziran 2019, pp.2-2
- Akdeniz F., Sarpün İ.H., Aytas T., Tel E., Aydın A., "Nucleon densities of chrome isotopes calculated by Skyrme interactions", Turkish Physical Society 35th International Physics Congress(TFD2019), MUĞLA, TÜRKİYE, 4-8 Eylül 2019, pp.1-1
- Sarpün İ.H., Akdeniz F., Tel E., Aydın A., “Skyrme ve Gogny Modelleriyle Bakır İzotoplarının Yoğunluk Hesabı” The first International Conference on Radiations and Application (ICRA2019), ALGIERS, CEZAYİR, 28-30 Ekim 2019
- Akdeniz F., Sarpün İ.H., Tel E., Aydın A., “Nucleon densities of Lanthanum isotopes calculated by Skyrme and Gogny models” XIV. International Conference on Nuclear Structure Properties(NSP2021), 2-4 June 2021
- Akdeniz F., Sarpün İ.H., Tel E., Aydın A., “Nucleon Densities of Samarium Isotopes Calculated by Skyrme and Gogny Models” XV. International Conference on Nuclear Structure Properties(NSP2022), KIRIKKALE, TÜRKİYE, 28-30 June 2022
- Sarpün İ.H., Akdeniz F., Ünal Y. Tel E., ”Theoretical Calculations of Cerium Nucleon Densities by Skyrme and Gogny Forces.”,NUCLEAR THEORY, Vol. 40 (2023) eds. M. Gaidarov, N. Minkov, Heron Press, Sofia