



GİRESUN ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

$^4\text{He}$  ÇEKİRDEK ETKİLEŞMELERİNİN OPTİK MODEL KULLANILARAK  
İNCELENMESİ

ESENGÜL ARSLAN

ARALIK 2014

GİRESUN ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

${}^4\text{He}$  ÇEKİRDEK ETKİLEŞMELERİNİN OPTİK MODEL KULLANILARAK  
İNCELENMESİ

ESENGÜL ARSLAN

ARALIK 2014

Fen Bilimleri Enstitü Müdürünün onayı.

Doç. Dr. Kültiğın ÇAVUŞOĞLU

...../...../.....

\_\_\_\_\_  
Müdür

Bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak Fizik Anabilim Dalı standartlarına uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Birol ERTUĞRAL

\_\_\_\_\_  
Anabilim Dalı Başkanı

Bu tezi okuduğumuzu ve Yüksek Lisans tezi olarak bütün gerekliliklerini yerine getirdiğini onaylarız.

Doç. Dr. Yasemin KÜÇÜK

Prof. Dr. Birol ERTUĞRAL

\_\_\_\_\_  
Ortak Danışman

\_\_\_\_\_  
Danışman

Jüri Üyeleri

Prof. Dr. Birol ERTUĞRAL

Doç. Dr. Ayhan KARA

Doç. Dr. M. Serkan SOYLU

Yrd. Doç. Dr. Behzad BARIŞ

Yrd. Doç. Dr. Mustafa R. KAÇAL

## ÖZET

### <sup>4</sup>He ÇEKİRDEK ETKİLEŞMELERİNİN OPTİK MODEL KULLANILARAK İNCELENMESİ

ARSLAN, Esengül

Giresun Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Prof. Dr. Birol ERTUĞRAL

Ortak Danışman: Doç. Dr. Yasemin KÜÇÜK

ARALIK 2014, 48 sayfa

Bu çalışmada, Optik Model çatısı altında fenomenolojik optik potansiyel kullanılarak farklı enerji aralıklarında <sup>4</sup>He' un <sup>4</sup>He, <sup>11</sup>B ve <sup>12</sup>C üzerindeki elastik saçılması incelendi. <sup>4</sup>He+<sup>4</sup>He, <sup>4</sup>He+<sup>11</sup>B ve <sup>4</sup>He+<sup>12</sup>C sistemleri için diferansiyel elastik saçılma tesir kesiti teorik olarak elde edildi. Teorik ve deneysel sonuçlar arasında mükemmel bir uyum gözlemlendi.

**Anahtar Kelimeler:** Nükleer Reaksiyonlar, Elastik Saçılma, Optik Model, <sup>4</sup>He Çekirdek Reaksiyonları.

## ABSTRACT

### INVESTIGATION OF THE $^4\text{He}$ INTERACTIONS BY USING THE OPTICAL MODEL

ARSLAN, Esengül

Giresun University

Graduate School Of Natural and Applied Sciences

Department of Physics, Master Thesis

Supervisor: Prof. Dr. Birol ERTUĞRAL

Co-Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Yasemin KÜÇÜK

DECEMBER 2014, 48 pages

In this study, we have analyzed elastic scattering of  $^4\text{He}$  on  $^4\text{He}$ ,  $^{11}\text{B}$  and  $^{12}\text{C}$  in framework of Optical Model by using phenomenological optical potential at different energy intervals. We have obtained differential elastic scattering cross section theoretically for the systems  $^4\text{He}+^4\text{He}$ ,  $^4\text{He}+^{11}\text{B}$  and  $^4\text{He}+^{12}\text{C}$ . We have observed very good agreement between theoretically and experimental results.

**Key Words:** Nuclear Reactions, Elastic Scattering, Optical Model,  $^4\text{He}$  Nuclei Reactions.

## TEŞEKKÜR

Tez çalıőmamın tım aőamalarında her tırlı bilimsel desteği sağlayan değerli danışman hocalarım sayın Doç. Dr. Yasemin KÜÇÜK ve sayın Prof. Dr. Birol ERTUĞRAL' a sonsuz teşekkür ederim.

Tez çalıőmam sırasında bilgileriyle yardımcı olan sayın hocam Öğr. Gör. Tanfer CANER' e ve desteğiyle yanımda olan fikir alışverişinde bulunduğum çalıőma arkadaőım Talha EJDER' e sonsuz teşekkür ederim.

Lisans ve yüksek lisansta öğrencileri olduğum Giresun Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümündeki hocalarıma ayrıca teşekkür ederim.

Maddi ve manevi desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen her zaman yanımda olan aileme sonsuz teőekkürlerimi sunarım.

## İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	I
ABSTRACT.....	II
TEŞEKKÜR.....	III
İÇİNDEKİLER .....	IV
TABLOLAR DİZİNİ .....	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VII
SİMGELER DİZİNİ.....	VIII
1. GİRİŞ .....	1
1.1. Nükleer Reaksiyonlar .....	2
1.2. Nükleer Reaksiyon Türleri .....	4
1.2.1. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları .....	5
1.2.2. Direk Reaksiyonlar .....	6
1.2.2.1. Elastik Saçılma.....	6
1.2.2.2. İnelastik Saçılma .....	7
1.2.2.3. Transfer Reaksiyonları.....	8
1.2.2.4. Parçalanma Reaksiyonları.....	8
1.2.2.5. Yakalama Reaksiyonları .....	8
1.2.3. Rezonans Reaksiyonları.....	8
1.3. Laboratuar ve Kütle Merkezi Sistemleri .....	9
1.4. İki Cisim Problemi .....	12
1.5. Reaksiyon Tesir Kesitleri .....	15

1.6. Elastik Saçılma Tesir Kesiti .....	18
2. MATERYAL VE METOT .....	23
2.1. Optik Model .....	23
2.1.1. Optik Potansiyelin Özellikleri .....	24
2.1.2. Etkin Potansiyel .....	25
2.1.2.1. Coulomb Potansiyeli .....	25
2.1.2.2. Nükleer Potansiyel .....	26
2.1.2.3. Merkezci Potansiyel ( $V_l$ ) .....	28
2.1.2.4. Spin Yörünge Terimi ( $V_{so}$ ) .....	29
3. ARAŞTIRMA BULGULARI .....	30
3.1. $^4\text{He}$ Etkileşmelerinin Optik Model ile İncelenmesi .....	30
3.1.1. $^4\text{He}+^4\text{He}$ Sisteminin İncelenmesi .....	31
3.1.2. $^4\text{He}+^{11}\text{B}$ Sisteminin İncelenmesi .....	35
3.1.3. $^4\text{He}+^{12}\text{C}$ Sisteminin İncelenmesi .....	39
4. TARTIŞMA VE SONUÇ .....	43
KAYNAKLAR .....	44
ÖZGEÇMİŞ .....	48



## TABLÖLAR DİZİNİ

### TABLO

1.1. Nükleer reaksiyon örnekleri ve edinilen bilgiler.....	3
1.2. Reaksiyon tesir kesitleri .....	17
3.1. ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$ sistemi için 120-280 MeV enerji aralığında potansiyel parametreleri, teorik reaksiyon tesir kesiti ve hata oranları .....	32
3.2. ${}^4\text{He}+{}^{11}\text{B}$ sistemi için 40 ve 50 MeV enerjilerinde potansiyel parametreleri, teorik reaksiyon tesir kesiti ve hata oranları .....	36
3.3. ${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$ sistemi için 139-172.5 MeV enerji aralığında potansiyel parametreleri, teorik reaksiyon tesir kesiti ve hata oranları .....	40

## ŞEKİLLER DİZİNİ

### ŞEKİL

1.1. Weisskopf' a göre Nükleer Reaksiyon Şeması .....	5
1.2. Bileşik Çekirdek Reaksiyonu .....	6
1.3. Elastik Saçılma.....	7
1.4. İnelastik Saçılma .....	7
1.5. (a) Kütle Merkezi Sistemi, (b) Laboratuar Sistemi.....	10
1.6. Diferansiyel tesir kesitinin gösterimi .....	16
1.7. Farklı potansiyel durumlarına göre saçılma dalga fonksiyonunun davranışı.....	21
2.1. Wood-Saxon (WS) ve Wood-Saxon Kare (WS <sup>2</sup> ) Form Faktörlerinin Karşılaştırmalı Şekli .....	27
2.2. Wood-Saxon Form Faktörü ve Türevi .....	28
3.1.a. <sup>4</sup> He+ <sup>4</sup> He sistemi için 120-198.4 MeV enerji aralığında elastik saçılma tesir kesitinin açığa göre değişimi .....	33
3.1.b. <sup>4</sup> He+ <sup>4</sup> He sistemi için 198.8-280 MeV enerji aralığında elastik saçılma tesir kesitinin açığa göre değişimi .....	34
3.2. <sup>4</sup> He+ <sup>11</sup> B sistemi için E <sub>lab</sub> = 40 MeV' de reel potansiyel derinliği.....	36
3.3. <sup>4</sup> He+ <sup>11</sup> B sistemi için E <sub>lab</sub> = 40 MeV' de sanal potansiyel derinliği .....	37
3.4. <sup>4</sup> He+ <sup>11</sup> B sistemi için 40 ve 50 MeV enerjilerindeki elastik saçılma tesir kesitinin açığa göre değişimi.....	38
3.5.a. <sup>4</sup> He+ <sup>12</sup> C sistemi için 139 ve 145 MeV enerjilerindeki elastik saçılma tesir kesitinin açığa göre değişimi. ....	41
3.5.b. <sup>4</sup> He+ <sup>12</sup> C sistemi için 166 ve 172.5 MeV enerjilerindeki elastik saçılma tesir kesitinin açığa göre değişimi.....	42

## SİMGELER DİZİNİ

$A_P$	Mermi Çekirdeğin Kütle Numarası
$A_T$	Hedef Çekirdeğin Kütle Numarası
$a$	Difüzyon Parametresi
$B$	Bor
$C$	Karbon
$E_{km}$	Kütle Merkezi Sisteminin Enerjisi
$E_{lab}$	Laboratuar Sisteminin Enerjisi
$H$	Hamiltonyen
$He$	Helyum
$R_C$	Coulomb Yarıçapı
$V$	Potansiyel
$V_C$	Coulomb Potansiyeli
$V_l$	Merkezcil Potansiyel
$V_{so}$	Spin Yörünge Terimi
$V_0$	Reel Potansiyelin Derinliği
$W_0$	Sanal Potansiyelin Derinliği
$\sigma$	Tesir Kesiti
$d\sigma/d\Omega$	Diferansiyel Tesir Kesiti

## KISALTMALAR

fm	Femtometre
MeV	Mega Elektron Volt
WS	Wood-Saxon
WS <sup>2</sup>	Wood-Saxon Kare

## 1. GİRİŞ

Evrendeki tüm maddeler Büyük Patlama ile başlayan yıldızların oluşumu ve yaşamları süresince devam eden ve hatta yıldızların ölümü sırasında bile meydana gelen nükleer reaksiyonlar ile gerçekleşmektedir. 1920 yılında Aston, Helyum atomunun kütesinin Hidrojen atomunun kütesinin dört katından daha az olduğunu keşfetti. Bu keşfin hemen ardından yine 1920’ de Eddington güneşin enerjisinin hidrojenin helyuma dönüşmesiyle üretebileceğini öne sürdü. Fakat yıldızda gözlenen sıcaklıkların füzyon reaksiyonu için gerekli enerjiye sahip olmadığı halde bu olayın nasıl gerçekleştiğine dair bir açıklık getiremedi. 1928’ de ise Gamow ve bundan bağımsız olarak Condon ve Gourney, bir potansiyel engelinden bir parçacığın kuantum mekaniksel olarak tünelleme olasılığını hesapladılar. Bu hesaplamayla birlikte alfa bozunması açıklanmış oldu (1-3). Gamow’ un çalışmasını kullanan Atkinson ve Houtermans, yıldızlarda enerji üretimini kuantum mekaniksel tünelleme olayıyla açıklanabileceğini öne sürdüler (4).

Bir hızlandırıcı kullanılarak yapılan ilk nükleer reaksiyon, 1932 yılında Cockcroft ve Walton tarafından  ${}^7\text{Li}$  hedefinin hızlandırılmış protonlarla bombardımanı olmuştur. Lityumun, birkaç keV enerjili protonlarla bombardımanı sonucunda Lityumu parçalayarak iki Helyum çekirdeği oluşturdu. Bu nükleer reaksiyon zaman sonra element sentezinde öneme sahip olan pp zinciri olarak isimlendirildi. Bu çalışmaları takip eden yıllarda Hoyle o güne kadarki nükleer çalışmaları göz önünde bulundurarak Element Sentezinin teorisini geliştirdi (5,6). Bu dönemde yapılan nükleer fizik deneyleri 5 ve 8 kütle numarasına sahip çekirdek olmadığını göstermişti. Bundan dolayı hafif çekirdeklerin birleşerek daha ağır çekirdekleri sentezlerken bu kütle aralığını nasıl atladıkları merak konusu olmuştu. 1951’ de Salpeter dengede bulunan az bir miktar  ${}^8\text{Be}$  nin bir alfa parçacığı yakalamasıyla kararlı  ${}^{12}\text{C}$  çekirdeğini oluşturabileceğini ve sonra “üçlü alfa reaksiyonu” olarak adlandırılan bu reaksiyonun kırmızı dev yıldızlarının ana enerji kaynağı olabileceğini ileri sürdü (7). Hoyle, bu alfa yakalama reaksiyonunun gerçekleşme ihtimalinin,  ${}^{12}\text{C}$  çekirdeğinin sıfır spin ve pozitif pariteli 7,7 MeV enerjili bir uyarılmış durumu olmaması durumunda çok düşük olduğunu belirtti. Bu enerji seviyesinin varlığı ve özellikleri belirlendi (8,9). Böylece üçlü alfa reaksiyonu ile 5 ve 8 kütle numaraları arasındaki boşluğun nasıl geçilmiş olduğu açıklandı.

Günümüzden yaklaşık 14 milyar yıl önce meydana gelen Büyük Patlama (Big Bang) çekirdek sentezinde oluşan hafif elementlerden biri de  $^4\text{He}$ ' dir. Bu nedenle  $^4\text{He}$  çekirdek etkileşimleri nükleer fizik ve nükleer astrofizikte büyük ilgi çekmiş ve üzerinde en çok çalışılan konulardan biri olmuştur. Literatürde  $^4\text{He}$  çekirdeğinin  $^4\text{He}$ ,  $^{11}\text{B}$  ve  $^{12}\text{C}$  çekirdekleri üzerindeki etkileşimlerini incelemek için pek çok sayıda hem deneysel hem de bu deneyleri açıklamak amacıyla yapılan teorik çalışmalara rastlamak mümkündür (10-26).

Bu tez çalışmasının temel amacı, yıldızların oluşumunda önemli rol oynayan  $^4\text{He}$  çekirdeğinin,  $^4\text{He}+^4\text{He}$ ,  $^4\text{He}+^{11}\text{B}$  ve  $^4\text{He}+^{12}\text{C}$  sistemleri için elastik saçılma reaksiyonunu inceleyip ve bu etkileşimlerin reaksiyon gözlenebilirlerini teorik olarak elde etmektir. Bu amaç doğrultusunda,  $^4\text{He}+^4\text{He}$  elastik saçılma reaksiyonu için 120-280 MeV enerji aralığı,  $^4\text{He}+^{11}\text{B}$  elastik saçılma reaksiyonu için 40 MeV ve 50 MeV enerjileri ve son olarak  $^4\text{He}+^{12}\text{C}$  elastik saçılma reaksiyonu için ise 139-172.5 MeV enerji aralığındaki tüm deneysel veriler her bir reaksiyon türü için incelenmiş ve bu enerji aralıklarındaki fenomenolojik potansiyeller kullanılarak Optik Model yardımıyla analiz edilmiştir. Bu çalışmamızda  $^4\text{He}+^{11}\text{B}$  elastik saçılma reaksiyonu (40 MeV ve 50 MeV) fenomenolojik potansiyeller kullanılarak ilk defa açıklanmıştır.

### 1.1. Nükleer Reaksiyonlar

Hedefteki bir maddenin enerjik parçacıklar ile bombardıman edilmesi sonucu nükleer reaksiyonlar meydana gelebilir. Bu nükleer reaksiyonlar; parçacık hızlandırıcısının ürettiği yüksek hızlı yüklü bir parçacık demetinin (elektronlar, protonlar,  $\alpha$  parçacıkları ve daha ağır iyon demetleri gibi) bir hedef çekirdeğe gönderilmesiyle veya doğal olarak (kozmetik ışıklardan kaynaklanan yüksek hızlı parçacıkların atmosferin üst tabakalarında ya da uzayda gerçekleştirdiği reaksiyonlardaki gibi) oluşabilmektedir. İlk nükleer reaksiyon deneyi Rutherford tarafından bir radyoaktif kaynaktan çıkan  $\alpha$  parçacıkları kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu deneyde  $\alpha$  parçacıklarının hedef çekirdekte elastik olarak geri saçıldıkları gözlemlenmiştir. Bu olay atom çekirdeğinin varlığını kanıtlayan ilk nükleer reaksiyon deneyidir (27).

Nükleer reaksiyonlar, parçacıkların kütle numaraları ve enerjilerine göre farklı grupta toplanırlar. Kütle numarası  $A \leq 4$  olan hafif parçacıklar ve nükleon başına enerjisi 10 MeV veya daha düşük enerji mertebesindeki reaksiyonlar düşük enerjili nükleer reaksiyonlar grubundadırlar.  $A \leq 40$  parçacıkları ile oluşturulan nükleer reaksiyonlar ağır iyon nükleer reaksiyonlar, mezon üretiminin meydana geldiği, proton ve nötronların birbirine dönüştüğü kinetik enerjisi 100 MeV – 1 GeV olan parçacıklar orta enerjili reaksiyonlar, nükleonları oluşturan kuarkların yeniden yapılanabildiği ve sihirli (exotic) parçacıkların tüm çeşitlerinin oluşturulabildiği kinetik enerjisi 1 GeV üzerinde olan parçacıklar ise yüksek enerjili reaksiyonlar grubunda yer almaktadır (28).

Nükleer saçılma ve nükleer reaksiyonlar sonucunda çekirdeğin özellikleriyle ilgili önemli bilgiler edinilmektedir (çekirdek büyüklüğü, yük dağılımı ve çekirdek kuvvetinin karakteri gibi). Nükleer fizik araştırmaları için yapılan nükleer reaksiyonlar ve bu reaksiyonlardan edinilen bilgiler Tablo 1.1’ de gösterilmiştir.

**Tablo 1.1** Nükleer reaksiyon örnekleri ve edinilen bilgiler (27)

<b>Reaksiyon</b>	<b>Edinilen bilgi</b>
Nükleon-nükleon saçılması	Temel nükleer kuvvet
Çekirdeklerin esnek saçılması	Çekirdek boyutu ve etkileşim potansiyeli
Uyarılmış düzeylerde esnek olmayan saçılma	Enerji düzey yerleşimi ve kuantum sayıları
Sürekli durumlar için esnek olmayan saçılma	Dev rezonanslar (vibrasyonel modlar)
Transfer ve knockout reaksiyonları	Tabakalı modelin ayrıntıları
Füzyon reaksiyonları	Astrofiziksel işlemler
Fisyon reaksiyonları	Sıvı-damlası modelinin özellikleri
Bileşik çekirdek oluşumu	Çekirdeğin istatistiksel özellikleri
Çoklu parçalanma (multifragmentation)	Nükleer maddenin fazları, Kollektif model
Pion reaksiyonları	‘Nükleer glue’ kavramının araştırılması
Elektron saçılması	Çekirdeğin kuark yapısı

## 1.2. Nükleer Reaksiyon Türleri

Genel olarak bir nükleer reaksiyon,

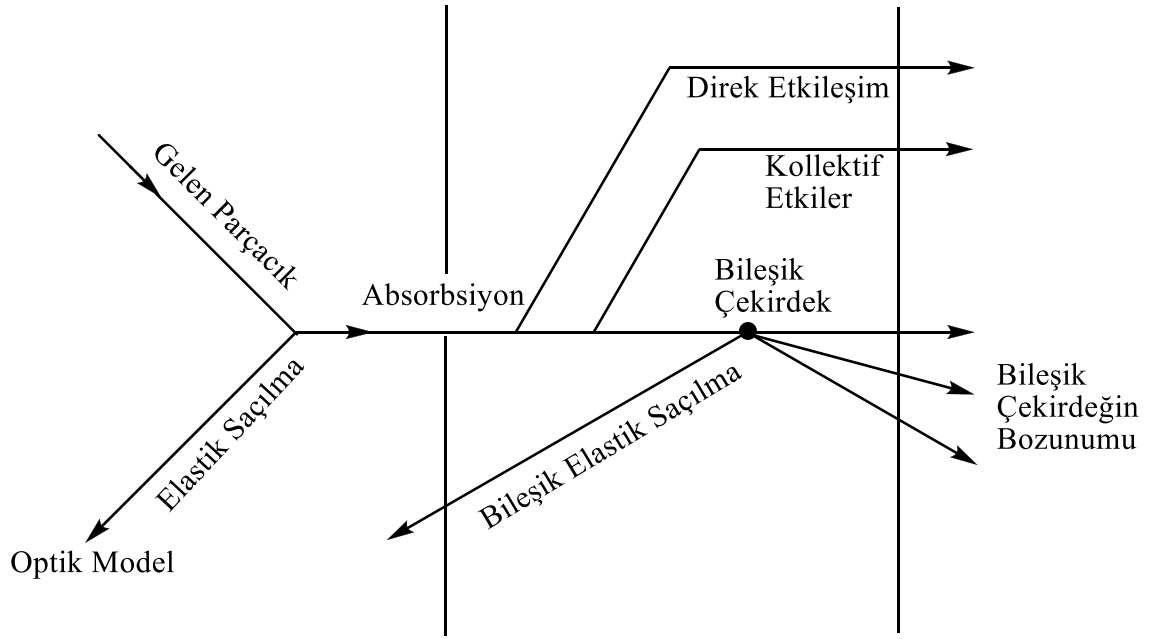


biçiminde yazılır veya daha kısa gösterimle  $A(a,b)B$  şeklinde ifade edilir. Bu gösterimden reaksiyonunun “mermi+hedef→kalan+ürün+enerji” şeklinde olduğu anlaşılır. Burada, hızlandırılan  $a$  mermisi,  $A$  hedefinin (genel olarak laboratuvar sisteminde hareketsiz) üzerine gönderilmekte ve sonuçta  $B$  doğrudan gözlenmeyen ağır bir ürün çekirdeği,  $b$  ise tespit edilebilen ve ölçülebilen hafif bir ürün parçacığı ya da bazen bir  $\gamma$  ışını şeklinde oluşmaktadır.  $b$  parçacığının bir  $\gamma$  ışını şeklinde oluştuğu reaksiyona ışımali yakalama (radiative capture) denir (28). Reaksiyon sonucunda oluşan ürünlerden  $B$  ya da  $b$  veya her iki üründe uyarılmış durumlarda olabilir ve bu uyarılma sembolün sağ üst köşesine konulan bir yıldız işaretiyle belirtilmektedir. Bu gösterim ortak özelliklere sahip reaksiyonları sınıflandırmada daha elverişlidir. Denklem (1.1)'deki  $Q$  ise reaksiyon sonucunda açığa çıkan enerjiyi veya reaksiyonun gerçekleşmesi için gerekli olan enerjiyi göstermektedir. Eğer  $Q$  pozitif ise reaksiyon ekzotermik, negatif ise endotermik bir reaksiyondur (28).

Nükleer reaksiyonlar mekanizmalarına göre birçok durumda ortaya çıkabilir. Bu durumlar; bileşik çekirdek reaksiyonları, direk reaksiyonlar ve bu ikisi arasında bir durum olan rezonans reaksiyonları olarak sınıflandırılabilir. Nükleer reaksiyonların şematik olarak sınıflandırılması Şekil 1.1' de verilmektedir.

Şekil 1.1' e göre; birinci bölge tek parçacık durumu olup gelen dalganın elastik saçılmasını göstermektedir. İkinci bölge ise gelen dalganın bir kısmının absorbe edilmesiyle bileşik sistem oluşturulan bölgedir (30).





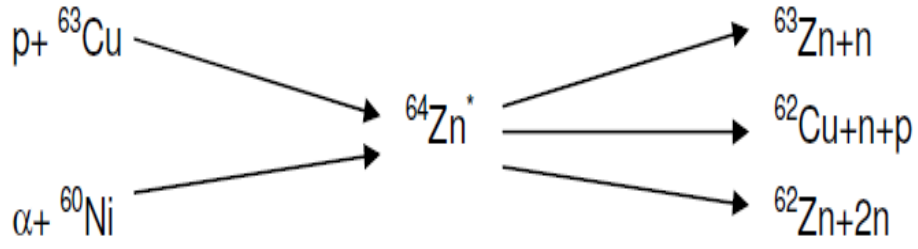
**Şekil 1.1** Weisskopf' a göre Nükleer Reaksiyon Şeması (29)

### 1.2.1. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

Bu tür reaksiyonlarda iki çekirdek bir araya gelerek ara bir çekirdek oluşturup tekrar parçalanırlar. Bu reaksiyon sembolik olarak,



şeklinde ifade edilir. Burada  $C^*$  bileşik çekirdektir. Bileşik çekirdek reaksiyonları düşük enerjilerde (10-20 MeV) gözlenebilmektedir. Bileşik çekirdek reaksiyonlarının meydana gelme süresi  $10^{-22}$  sn den daha büyüktür. Tesir kesitleri direkt reaksiyonlara göre çok büyüktür ve nükleonlar arası etkileşim rastgele olduğu için açıyla pek değişim göstermez, gelen parçacığın yönüne hafifçe bağlıdır. Bileşik çekirdeğin bozunma olasılığı, bileşik çekirdeğin oluşma şeklinden bağımsızdır ve bozunma olasılığı sisteme verilen toplam enerjiye bağlıdır. Etkin olarak bileşik çekirdek nasıl oluştuğunu unutarak istatistiksel kurallara göre bozunur (28). Bu durum Şekil (1.2)' de farklı çıkış kanallarıyla birlikte gösterilmektedir.



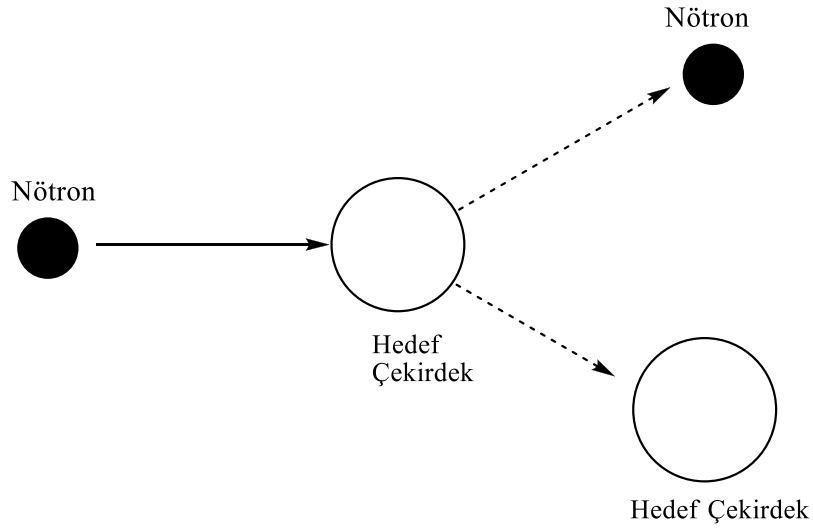
**Şekil 1.2** Bileşik Çekirdek Reaksiyonu

### 1.2.2. Direk Reaksiyonlar

Direk reaksiyonlarda, gelen parçacık öncelikli olarak çekirdeğin yüzeyindeki değerlik nükleonları ile etkileşir daha sonra gelen parçacığın enerjisi arttıkça parçacığın dalga boyu, çekirdeğin içindeki nükleonlarla da etkileşmeye başlar. Direk reaksiyonlar yüksek enerjilerde meydana gelir ve reaksiyonun oluşma süresi  $10^{-22}$  sn den daha kısadır. Direk reaksiyonların tesir kesitleri bileşik çekirdek reaksiyonlarınkine göre düşüktür ve direk reaksiyonlar küçük açılarda daha keskin piklere sahiptir. Gelen parçacığın enerjisi, reaksiyonun bileşik çekirdek reaksiyonu mu ya da direk reaksiyon mu olacağını belirler. Örneğin; 1 MeV enerjili gelen nükleonun dalga boyu 4 fm' dir ve bu nedenle tek nükleonları göremez. Bu nedenle bileşik çekirdek reaksiyonun oluşması daha olasıdır. Ya da 20 MeV' lik bir nükleonun dalga boyu 1fm civarında olup direk reaksiyonların oluşma ihtimali daha yüksektir (28).

#### 1.2.2.1. Elastik Saçılma

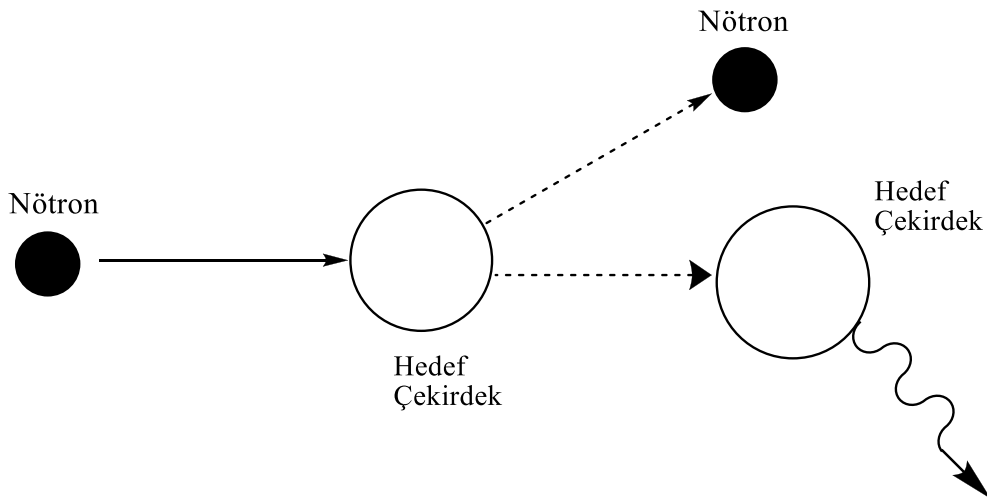
Bu tür reaksiyonlarda mermi ve hedef parçacık hiçbir değişikliğe uğramadan reaksiyondan çıkar. Yani  $A = B$  ve  $a = b$  ve  $Q = 0$  dır. Diğer bir ifadeyle çekirdeklerin iç dinamiklerinde bir değişme olmaz.



**Şekil 1.3** Elastik Saçılma

#### 1.2.2.2. İnelastik Saçılma

Mermi Coulomb bariyerini aşabilecek enerjiye sahipse, mermi ya da hedef çekirdek ya da her ikisini aynı anda uyarabilir. Yani  $A(a,a)A^*$  veya  $A(a,a^*)A^*$ . İnelastik saçılmada  $Q$  değeri sıfırdan farklıdır ve  $Q = -E_x$  dir. ( $E_x$  : hedef çekirdeğin uyarılmış duruma geçmesi için gereken uyarılma enerjisi). Yani mermi enerjisinin bir kısmını hedef çekirdeği uyardığı için hedef çekirdeği düşük bir enerji ile terk edecektir.



**Şekil 1.4** İnelastik Saçılma

### 1.2.2.3. Transfer Reaksiyonları

Mermi parçacıktan gelen bir nükleonun hedef parçacığa ya da hedeften gelen bir nükleonun mermi parçacığa aktarıldığı bu tür reaksiyonlar “transfer reaksiyonu” olarak adlandırılır. Bu tür reaksiyonların tipik bir örneği;  $A(d,p)B$  reaksiyonunda döterondan bir nükleon hedef parçacığa aktarılmış ve bu reaksiyon döteron soyma reaksiyonu olarak adlandırılır. Ya da diğer bir örnek;  $A(p,d)B$  reaksiyonu, burada mermi parçacıktaki nükleon hedef parçacıktan bir nükleon kopararak döteron oluşturur (31).

### 1.2.2.4. Parçalanma Reaksiyonları

Reaksiyon ürünlerinin fark edilebilir olması halinde çarpışma genellikle “parçalanma reaksiyonu” olarak adlandırılır. Örneğin;  $A(a,xy)A$  veya mermi hedefi uyarırsa  $A(a,xy)A^*$  şeklinde bir parçalanma reaksiyonu meydana geldiğinde  $a=x+y$  şeklinde iki parçaya ayrılacaktır (31).

### 1.2.2.5. Yakalama Reaksiyonları

Mermi parçacığın hedefle birleşerek uyarılmış durumda yeni bir çekirdek oluşturduğu ve oluşan çekirdeğin kararlı hale geçebilmesi için fazla enerjisini  $\gamma$  ışınları şeklinde yaydığı reaksiyon türüdür. Bu tür reaksiyonlara örnek olarak;



reaksiyonu verilebilir (31).

### 1.2.3. Rezonans Reaksiyonları

Direk reaksiyonlar ile bileşik çekirdek reaksiyonları arasında yer alan rezonans reaksiyonları belirli enerji değerlerinde gerçekleşebilir. Yani her enerji değerinde rezonans olmaz. Rezonans durumunda etkileşim potansiyelinin oluşturduğu dalgaların fazı ve genliği bariyer içinde ve dışında yaklaşık eşittir (27).

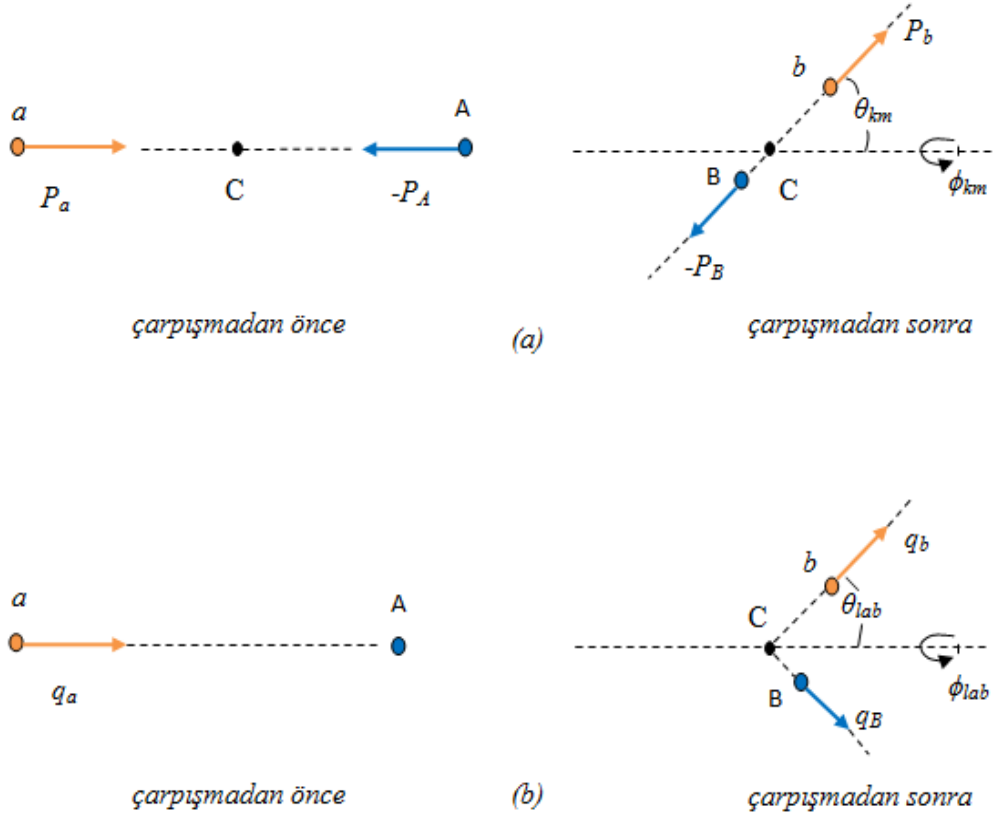
### 1.3. Laboratuvar ve Kütle Merkezi Sistemleri

Makro sistemler için kütle çekim kuvveti Şeklindeki etkileşim kuvvetleri kütleler cinsinden net bir Şekilde yazılabılırken, iki çekirdek gibi mikro sistemlerde etkileşim kuvvetleri direk olarak yazılamamaktadır. Bu kuvvetleri elde etmek için ortalama bir potansiyel ve böyle bir potansiyelde sistemin davranıŐını açıklamak için kütle merkezi sistemi seçilmelidir. Bu nedenle laboratuvar sistemi ile kütle merkezi sistemi arasında bir iliŐkinin kurulması gerekir.

Toplam momentum iki sistemin çarpıŐmasında korunan bir niceliktir. Bu nedenle kütle merkezi sistemi iki parçacık arasındaki etkileŐmelerde toplam momentumun sıfır olduğu bir referans sistemidir.

Kütle merkezi referans sisteminde, kütle merkezi sabit olup parçacıklar kütle merkezine göre eşit ve zıt momentumla hareket etmektedir. Benzer olarak reaksiyon ürünleri de eşit ve zıt momentumla hareket etmektedir. Parçacıkların ve reaksiyon ürünlerinin kütle merkezinin laboratuvara göre tespit edildiği koordinat sistemi ise laboratuvar sistemi olarak adlandırılır.

Laboratuvar ve kütle merkezi sisteminde mermi ve hedef parçacığın çarpışmadan önceki ve çarpışmadan sonraki durumları Şekil 1.5' de gösterilmektedir.



**Şekil 1.5** (a) Kütle Merkezi Sistemi, (b) Laboratuvar Sistemi (27)

Yukarıdaki şekilden görüldüğü gibi kütle merkezi sisteminde (a) hem mermi hem de hedef parçacık birbirlerine doğru hareket etmektedir ve momentumları  $\vec{P}_a = -\vec{P}_A$  şeklinde olup eşit ve zıt yöndedir. Çarpışmadan sonra birbirlerine zıt yönde ve eşit momentumla  $\vec{P}_b = -\vec{P}_B$  hareket etmektedirler. Laboratuvar sisteminde (b) ise hedef durmaktadır ve mermi parçacık hedefle etkileştiği zaman farklı yönlerde farklı momentumlarla hareket etmektedir.

Kütle merkezi sistemi, laboratuvar sisteminde bir  $\vec{v}_{km}$  hızı ile hareket etmekte olup aşağıdaki şekilde yazılabilir;

$$\vec{v}_{km} = \frac{m_a}{(m_A + m_a)} \vec{v}_a \quad (1.4)$$

Burada  $\vec{v}_a$  laboratuvar sisteminde gelen parçacığın hızıdır. Mermi parçacığın kütle merkezindeki momentumu  $\vec{P}_a$  ile laboratuvar sistemindeki  $\vec{q}_a$  momentumu arasındaki bağıntı

$$\vec{P}_a = \vec{q}_a - m_a \vec{v}_{km} = \frac{m_A}{m_A + m_a} \vec{q}_a \quad (1.5)$$

şeklinde yazılır. Buradan kütle merkezi sisteminde mermi çekirdeğin hızı;

$$\vec{v}_a' = \vec{v}_a - \vec{v}_{km} = \frac{m_A}{m_A + m_a} \vec{v}_a \quad (1.6)$$

şeklindedir. Bu denklemdaki üst işareti kütle merkezi sistemindeki ölçülen hızları ifade etmektedir. Hedef parçacığın kütle merkezindeki hızı  $\vec{v}_A' = -\vec{v}_{km}$  dir. Kütle merkezi sisteminde etkileşen bu parçacıkların toplam momentumları sıfır olacağından aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$m_a \vec{v}_a' = -m_A \vec{v}_A' \quad (1.7)$$

Mermi parçacığın laboratuvar sistemindeki bombardıman enerjisi,

$$E = \frac{1}{2} m_a v_a^2 \quad (1.8)$$

şeklindedir. Laboratuvar sistemindeki bu enerjiyi aşağıdaki gibi türetebiliriz.

$$\begin{aligned} E_{lab} &= \frac{1}{2} m_a v_a^2 \\ &= \frac{1}{2} m_a v_a'^2 + \frac{1}{2} m_A v_A'^2 + \frac{1}{2} (m_a + m_A) v_{km}^2 \\ &= \frac{1}{2} \mu_\alpha v_a^2 + \frac{1}{2} M v_{km}^2 \\ &= E_\alpha + E_{km} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Burada  $M$  mermi ve hedef parçacığın toplam kütlesi ve  $M = m_a + m_A$  dır.  $\mu_\alpha$  ise mermi ve hedef parçacığın indirgenmiş kütlesi olup  $\mu_\alpha = \frac{m_a m_A}{m_a + m_A}$ .  $E_\alpha$  kinetik enerjisi, kütle merkezi sisteminde mermi ve hedef parçacıkların birbirlerine göre bağıl hareketinin kinetik enerjisidir.  $E_{km}$  ise kütle merkezinin hareketi ile ilgili kinetik enerjiyi ifade etmektedir.  $E_\alpha = \frac{1}{2} \mu_\alpha v_a^2$  ve  $E_{lab} = \frac{1}{2} m_a v_a^2$  bağıntıları dikkate alınarak bağıl hareketin enerjisi ile laboratuvar sisteminin enerjisi arasında,

$$E_\alpha = \frac{m_A}{m_a + m_A} E_{lab} \quad (1.10)$$

bağıntısı elde edilebilir (31). Hedef parçacığın kütlesi gelen parçacığın kütlesinden çok ağır ise, laboratuvar sistemi ile kütle merkezi sistemi arasındaki fark küçük olmasına rağmen hafif iyonlar için bu fark oldukça büyüktür. Örneğin, hedef ve gelen parçacığın kütleleri eşit olması durumunda kütle merkezinin kinetik enerjisi laboratuvar sisteminin kinetik enerjisinin yarısına eşit olacaktır. Bununla birlikte kütle merkezindeki saçılma açısı en fazla  $180^\circ$  kadar olabilirken laboratuvar sisteminde ise bu değer  $90^\circ$  yi geçmemektedir (30).

#### 1.4. İki Cisim Problemi

Aralarında karşılıklı kuvvetin etkisinin bulunduğu  $R_1$  ve  $R_2$  konumlarında yer alan  $m_1$  ve  $m_2$  kütleli iki parçacıklı bir sistem düşünelim. Bu sistem klasik mekanikte Lagrangian ile aşağıdaki gibi yazılır;

$$L(R_1, R_1; R_2, R_2) = T - V = \frac{1}{2} m_1 R_1^2 + \frac{1}{2} m_2 R_2^2 - V(R_1 - R_2) \quad (1.11)$$

Bu iki parçacığın hareketinin incelenmesi, parçacıkların koordinatları yerine kütle merkezi koordinatlarının kullanılması işlemleri basitleştirmektedir.  $m_1$  ve  $m_2$  kütleli iki cismin,

Kütle merkezi koordinatı;

$$R_{km} = \frac{m_1 R_1 + m_2 R_2}{m_1 + m_2} \quad (1.12)$$



Görelî koordinatı;

$$R = R_1 - R_2 \quad (1.13)$$

şeklindedir. İki parçacık arasındaki potansiyel ise yalnızca görelî koordinata bağılıdır ve aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$V(R_1 - R_2) = V(R) \quad (1.14)$$

Denklem (1.12) ve denklem (1.13) birleştirilerek bu iki parçacığın konumlarını aşağıdaki gibi bulabiliriz;

$$R_1 = R_{km} + \frac{m_2}{m_1 + m_2} R \quad (1.15)$$

$$R_2 = R_{km} - \frac{m_1}{m_1 + m_2} R \quad (1.16)$$

Bu eşitlikler Langrangian denkleminde yerine yazılırsa;

$$\begin{aligned} L(R_{km}, R_{km}; R, R) &= \frac{1}{2} m_1 \left[ R_{km} + \frac{m_2}{m_1 + m_2} R \right]^2 + \frac{1}{2} m_2 \left[ R_{km} - \frac{m_1}{m_1 + m_2} R \right]^2 - V(R) \\ &= \frac{1}{2} M R_{km}^2 + \frac{1}{2} \mu R^2 - V(R) \end{aligned} \quad (1.17)$$

Burada  $M$  sistemin toplam kütlesi ( $M = m_1 + m_2$ ) ve  $\mu$  ise sistemin indirgenmiş kütlesidir ( $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ ). Sistemin toplam momentumu ( $P_{km}$ ) ve görelî momentumu

( $P$ ) aşağıdaki şekilde yazabiliriz;

$$\begin{aligned} P_{km} &= M V_{km} = m_1 V_1 + m_2 V_2 \\ &= P_1 + P_2 \end{aligned} \quad (1.18)$$

$$\begin{aligned}
P &= \mu V = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} (V_1 - V_2) \\
&= \frac{m_2 P_1 - m_1 P_2}{m_1 + m_2}
\end{aligned} \tag{1.19}$$

Denklem (1.18) ve denklem (1.19) birleştirilerek bu iki parçacığın momentumları şu şekilde yazılır;

$$P_1 = \frac{m_1}{M} P_{km} + P \tag{1.20}$$

$$P_2 = \frac{m_2}{M} P_{km} - P \tag{1.21}$$

Sistemin Hamiltonyen denklemi;

$$H = \frac{P_1^2}{2m_1} + \frac{P_2^2}{2m_2} + V(R_1 - R_2) \tag{1.22}$$

şeklinde olup gerekli işlemler yapıldıktan sonra aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$H = \frac{P_{km}^2}{2M} + \frac{P^2}{2\mu} + V(R) \tag{1.23}$$

$$H = H_{km} + H_{rel} \tag{1.24}$$

Denklem (1.23)' deki ilk terim iki parçacığın kütesine, konumu ise iki parçacığın kütle merkezinin konumuna eşit hayali bir parçacığın kinetik enerjisini verir. Fakat hayali parçacık kütle merkezi sisteminde durgun olacağından bu sistemde Hamiltonyen denklemi aşağıdaki gibidir;

$$H_{rel} = \frac{P^2}{2\mu} + V(R) \tag{1.25}$$

Bu denklemden de görüldüğü gibi kütle merkezi sisteminde iki parçacığın bir  $V(r)$  potansiyeli ile etkileşen  $\mu$  kütleli tek bir parçacık gibi davrandığını gösterir. Hayali parçacıkta görelî parçacık olarak isimlendirilir. Buradaki  $H_{rel}$  iki parçacığın görelî hareketinin enerjisidir (30,32).

## 1.5. Reaksiyon Tesir Kesitleri

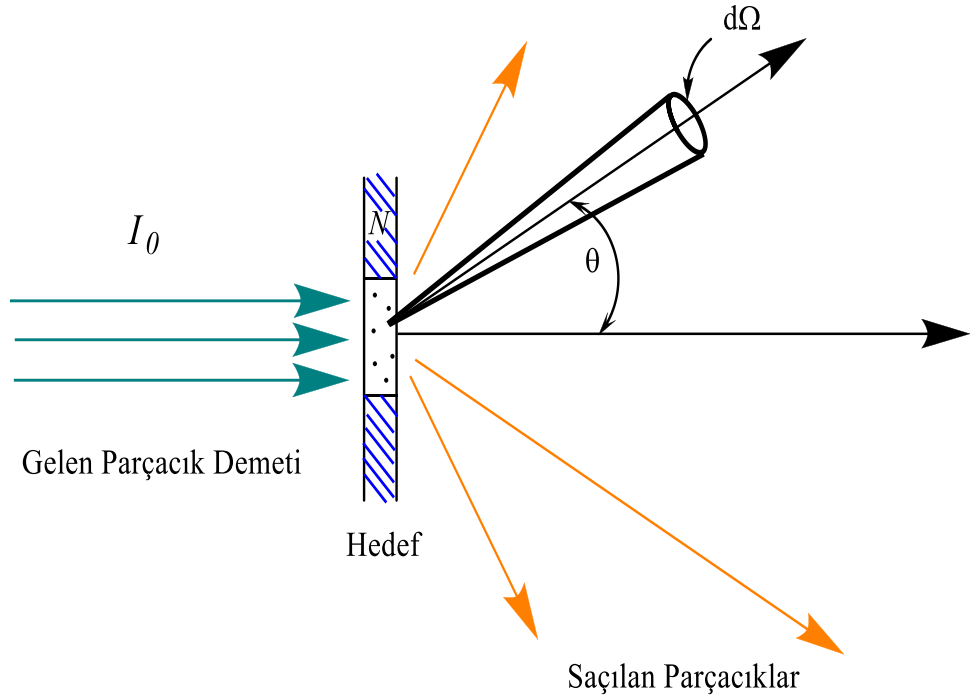
Tesir kesiti kavramı, nükleer reaksiyon oluşumunun bağıl olasılığının bir ölçüsüdür (28) ve bu nedenle nükleer fizikte önemli bir yere sahiptir. A(a,b)B şeklindeki bir nükleer reaksiyon için tesir kesiti, N tane A tipi çekirdek içeren bir hedefe birim alan başına  $I_0$  akısına sahip a tipi parçacık demetinin geldiği kabul edilip, birim zamanda saçılan b parçacıklarının sayısının (yani  $N_b$ ),  $I_0$  ve N niceliklerinin her ikisi ile de orantılı olduğu açıktır. Bu orantı sabiti tesir kesiti ( $\sigma$ ) olarak bilinmektedir ve alan boyutuna sahiptir (31). Tesir kesiti;

$$\sigma = \frac{\text{yayınlanan (b) parçacıklarının sayısı}}{(\text{birim yüzeyden geçen (a) parçacıklarının sayısı})(\text{demet içindeki hedef çekirdek sayısı})}$$

$$\sigma = \frac{N_b}{I_0 N} \quad (1.26)$$

şeklinde ifade edilebilir. Tesir kesitinin birimi barn' dır ve b ile gösterilir,  $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 100 \text{ fm}^2$ .

Gelen demetin doğrultusuna göre ( $\theta, \phi$ ) doğrultusunda  $d\Omega$  katı açısı içerisine yayınlanan b parçacıklarının sayısını kaydetmek için bir dedektör yerleştirilsin yayınlanan b parçacıklarının sayısı,  $I_0$  ve N niceliklerinin yanı sıra  $d\Omega$  katı açısına da bağlı olacaktır (Şekil 1.6). Bu durumdaki orantı sabiti  $d\sigma/d\Omega$  diferansiyel tesir kesitidir ve bu niceliğin ölçülmesi reaksiyon ürünlerinin açısal dağılımıyla ilgili önemli bilgi vermektedir.  $d\Omega$  katı açısı steradyan cinsinden ölçüldüğünden diferansiyel tesir kesitinin birimi barn/steradyan' dır.



**Şekil 1.6** Diferansiyel tesir kesitinin gösterimi (31)

Yayınlanan  $b$  parçacıklarının diferansiyel tesir kesiti,  $\theta$  ve  $\phi$  kutupsal açılarına bağlıdır. Yalnızca açısal dağılımın açıya bağlı yani izotropik olduğu durumlarda diferansiyel tesir kesiti  $d\sigma(\theta, \phi)/d\Omega$  şeklinde ifade edilmektedir. Bunun yanı sıra parçacık spinleri kutuplanmadıkça saçılma gelen demet doğrultusunda simetriktir ve diferansiyel tesir kesiti azimütal açı  $\phi$  den bağımsızdır. Böylece diferansiyel tesir kesiti  $d\sigma(\theta)/d\Omega$  şeklinde yazılabilir (31).

Tesir kesiti ve diferansiyel tesir kesiti arasındaki bağıntı;

$$\sigma = \int_0^{4\pi} (d\sigma / d\Omega) d\Omega \quad (1.27)$$

şeklindedir.  $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$  olmak üzere

$$\sigma(\theta, \phi) = \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi (d\sigma(\theta, \phi) / d\Omega) \quad (1.28)$$

Diferansiyel tesir kesiti  $\phi$  den bağımsız ise,

$$\sigma(\theta) = 2\pi \int_0^{\pi} (d\sigma(\theta) / d\Omega) \sin \theta d\theta \quad (1.29)$$

şeklindedir.

Literatürde genellikle  $\sigma(\theta, \phi)$  ya da  $\sigma(\theta)$  ifadeleri arasında dikkatli bir ayırım yapılmayabilir sadece  $\sigma$  veya “tesir kesiti” şeklinde tanımlara da rastlanabilmektedir. Eğer  $\theta$  açısına göre bir tesir kesiti grafiği görürseniz diferansiyel tesir kesitinden bahsedildiği anlaşılmalıdır. Belirli bir reaksiyon tartışılırken tesir kesiti teriminin anlamı ne ölçüldüğüne bağlıdır. Tablo 1.2’ de farklı ölçümlere ait örnekler açıklamalı bir şekilde gösterilmektedir.

**Tablo 1.2** Reaksiyon tesir kesitleri (28)

<b>Tesir Kesiti</b>	<b>Sembol</b>	<b>Teknik</b>	<b>Uygulama</b>
Toplam	$\sigma_t$	Demetin incelenmesi	Zırlama
Reaksiyon	$\sigma_r$	Tüm açılar, b’nin tüm enerjileri üzerinden integrasyon	Bir nükleer reaksiyonda B radyoizotop üretimi
Diferansiyel (Açısal)	$d\sigma / d\Omega$	$(\theta, \phi)$ de b’ nin gözlemlenmesi fakat tüm enerjiler üzerinden integrasyon	Belirli bir doğrultuda b parçacıklar demetinin oluşumu
Diferansiyel (Enerji)	$d\sigma / dE$	b gözlenmez, fakat ardışık $\gamma$ yayınlanması ile B’ nin uyarılması gözlenir.	B’ nin uyarılmış durumlarının bozunmasının incelenmesi
Çift Diferansiyel	$d^2\sigma / dE_b d\Omega$	Belirli bir enerjide b, $(\theta, \phi)$ de gözlenir.	b açısal dağılımı ile B’ nin uyarılmış durumları hakkında bilgi edinilmesi

Diferansiyel tesir kesitini tüm açılar üzerinden integre ettiğimizde bize toplam tesir kesitini vermektedir. Toplam tesir kesiti, belirli bir kalınlıktaki hedefin içinden geçen demetin şiddetindeki kayıp ölçülerek doğrudan elde edilebilmektedir. Bir nükleer etkileşmeye ait toplam tesir kesiti ( $\sigma_t$ ),

$$\sigma_t = \sigma_e + \sigma_r \quad (1.30)$$

şeklinindedir. Yani esnek saçılma tesir kesiti  $\sigma_e$  ile reaksiyon tesir kesiti  $\sigma_r$  nin toplamından oluşmaktadır. Birden fazla reaksiyonun olduğu durumlarda her bir reaksiyon türüne ait tesir kesitleri farklıdır. Toplam reaksiyon tesir kesiti ise tüm bu kısmi tesir kesitlerinin toplamı olarak bilinir ve denklem (1.31)' deki gibidir.

$$\sigma_r = \sigma_{r_1} + \sigma_{r_2} + \sigma_{r_3} + \dots \quad (1.31)$$

Buradaki  $\sigma_{r_1}, \sigma_{r_2}, \dots$  reaksiyonların kısmi tesir kesitleridir (33).

### 1.6. Elastik Saçılma Tesir Kesiti

Gelen bir parçacık ile hedef parçacık arasındaki etkileşim tek cisim potansiyeli  $V(r)$  olarak kabul edilir. Bu etkileşmenin kütle merkezi sistemindeki Schrödinger denklemi şu şekilde ifade edilir;

$$\nabla^2 \psi + \frac{2\mu}{\hbar^2} \{E - V(r)\} \psi = 0 \quad (1.32)$$

Bu denklemin çözümü gelen bir düzlem dalga ve saçılan küresel dalgaların toplamı şeklinde olup aşağıdaki denklemdeki gibidir;

$$\psi(r) \approx e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (1.33)$$

Buradaki  $k$  dalga sayısıdır ve  $k = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar}$  dir.  $f(\theta)$  ise saçılma genliği olup diferansiyel tesir kesiti, saçılma genliğinin karesiyle orantılıdır (31,34).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (1.34)$$

Kısmi dalga fonksiyonu, açısal momentum üzerinden küresel dalgaların toplamı olarak aşağıdaki gibi yazılır;

$$\psi(r, \theta) = \sum_l \frac{U_l(r)}{r} P_l(\cos \theta) \quad (1.35)$$

denklemden ki  $P_l(\cos \theta)$  açısal fonksiyonları Legendre polinomları ve  $l = 0, 1, 2, \dots$  yörünge açısal momentum numarasıdır.

Açısal momentumun eklenmesiyle birlikte Schrödinger denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\frac{d^2 U_l}{dr^2} + \left[ \frac{2\mu}{\hbar^2} \{E - V(r)\} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] U_l = 0 \quad (1.36)$$

$l=0$  için dalga fonksiyonu denklemi şu şekildedir;

$$\frac{d^2 U_0}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \{E - V(r)\} U_0 = 0 \quad (1.37)$$

Geniş mesafelerde nükleer alan  $V(r)$ ,  $1/r$  den daha hızlı düşer ve belirli bir  $R$  mesafesinde ihmal edilir. Coulomb potansiyeli için bu durum geçerli değildir.  $r \rightarrow \infty$  limitinde denklem (1.37) şu hale dönüşür;

$$\frac{d^2 U_0}{dr^2} + k^2 U_0 = 0 \quad (1.38)$$

Bu denklemin genel çözümü ise şu şekildedir;

$$U_0 \approx A \sin(kr + \delta) \equiv \frac{A e^{-i\delta}}{2i} (e^{2i\delta} e^{ikr} - e^{-ikr}) \quad (1.39)$$

$U = r\psi$  olduğundan, toplam dalga fonksiyonun ifadesi aşağıdaki gibidir;

$$r \{ \psi_{gelen}(l=0) + \psi_{saçılan}(l=0) \} \quad (\psi_{gelen}(l=0) = e^{ikz}(l=0)) \quad (1.40)$$

Gelen düzlem dalga ise küresel dalgalar cinsinden şu şekilde bulunur;

$$e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l j_l(kr) P_l(\cos \theta) \quad (1.41)$$

Buradaki  $j_l(kr)$  fonksiyonları, küresel Bessel fonksiyonlarıdır.  $l=0$  için bu denklem aşağıdaki gibi olur.

$$\begin{aligned} e^{ikz} (l=0) &= j_0(kr)P_0(\cos \theta) \\ &= \frac{\sin kr}{kr} = \frac{1}{2ikr} (e^{ikr} - e^{-ikr}) \end{aligned} \quad (1.42)$$

Saçılan kısmi dalga fonksiyonu, toplam dalga fonksiyonundan gelen dalga fonksiyonunun çıkarılmasıyla aşağıdaki gibi bulunabilir;

$$\begin{aligned} \psi_{saçılan} (l=0) &= \frac{U_0}{r} - \psi_{gelen} (l=0) \\ &= \frac{Ae^{-i\delta}}{2ir} (e^{2i\delta} e^{ikr} - e^{-ikr}) - \frac{1}{2ikr} (e^{ikr} - e^{-ikr}) \end{aligned} \quad (1.43)$$

Saçılan dalga  $e^{-ikr}$  terimi içermez ve sınır şartından dolayı,

$$\frac{Ae^{-i\delta}}{2ir} e^{ikr} - \frac{1}{2ikr} e^{ikr} = 0 \quad (1.44)$$

$$\frac{Ae^{-i\delta}}{2i} = \frac{1}{2ik} \quad (1.45)$$

bulunur ve denklem (1.43) aşağıdaki hale gelir;

$$\psi_{saçılan} (l=0) = \frac{1}{2ikr} (e^{2i\delta} - 1)e^{ikr} \quad (1.46)$$

Bu ifadeyi  $f(\theta)$  saçılma genliği cinsinden aşağıdaki gibi ifade edebiliriz;

$$\psi_{saçılan} (l=0) = \frac{1}{r} e^{ikr} f_0(\theta) \quad (1.47)$$

$f(\theta)$  saçılma genliği ise,

$$f_0(\theta) = \frac{1}{2ik} (e^{2i\delta_0} - 1) \quad (1.48)$$

şeklinde bulunur.

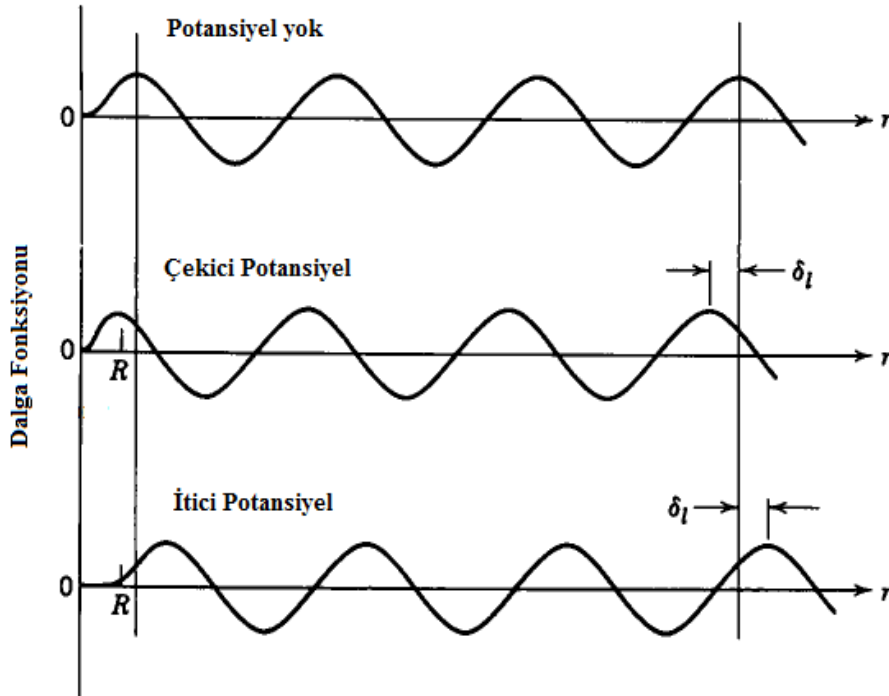


Burada  $\delta_0$  ise  $l=0$  ve  $\delta_l$ ,  $l \neq 0$  için faz kaymasıdır.  $\eta_l = e^{2i\delta_l}$  saçılma matris elemanı olup  $l=0$  için bu ifade  $\eta_0 = e^{2i\delta_0}$  şeklindedir.

$l=0$  için diferansiyel tesir kesiti  $f_0(\theta) = \frac{1}{2ik}(\eta_0 - 1)$  ile verilen saçılma genliğinin karesi şeklinde aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 = \frac{|\eta_0 - 1|^2}{4k^2} \quad (1.49)$$

Elastik saçılma tesir kesitine,  $\delta_l$  faz kayması eklenerek tek cisim potansiyeli  $V(r)$  hakkındaki fiziksel bilgilere ulaşılabilir. Faz kaymasının olmadığı durumda ( $\delta_l = 0$  ve  $V(r) = 0$ ) yani parçacık potansiyelden yeterince uzaktayken serbest parçacık durumu geçerlidir. Faz farkının pozitif olması ( $\delta_l > 0$  ve  $V(r) < 0$ ) çekici potansiyeli ve faz farkının negatif olması ( $\delta_l < 0$  ve  $V(r) > 0$ ) ise itici potansiyeli belirtmektedir (31,34). Bu durum Şekil 1.7' de gösterilmektedir.



**Şekil 1.7** Farklı potansiyel durumlarına göre saçılma dalga fonksiyonunun davranışı (35)

Toplam saçılma tesir kesiti ifadesi,

$$\sigma_{saçılma} = \int_{4\pi} |f(\theta)|^2 d\Omega = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) |1-\eta_l|^2 \quad (1.50)$$

şeklinde yazılır.

Yalnızca elastik saçılmanın olduğu durumda  $|\eta_l|=1$  dir ve  $\eta_l = e^{2i\delta_l}$  şeklinde yazılabilir. Böylece  $|1-\eta_l|^2 = 4\sin^2 \delta_l$  ye eşit olur ve denklem (1.50) elastik saçılma tesir kesiti için aşağıdaki gibi yazılır;

$$\sigma_{elastik} = \sum_l \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad (1.51)$$

## 2. MATERYAL VE METOT

### 2.1. Optik Model

Optik model, nükleer reaksiyonları açıklamak için kullanılan en basit ve en başarılı modellerden biridir. Bu model, bir potansiyel parametresi ile iki çekirdeğin etkileşmesini karakterize eder. Saçılmanın bir potansiyel ile tanımlanması, absorpsiyon güçlü değil ise serbestlik derecesi açısından büyük kolaylık sağlar. Ayrıca potansiyel tanımlanması, Schrödinger denklemini her yerde çözebilecek bir dalga fonksiyonu yazabilmeyi sağlar (31). Modelde optik model denilmesinin nedeni ise, yarı saydam küre üzerine gelen ışık için kullanılan hesaplamaya benzerliğinden kaynaklanmaktadır. Bu model, nükleer reaksiyonları bir ortamdan geçerken kısmen absorbe edilen ışığın yayılmasına benzer bir analogi ile inceler (36). Çünkü ışık dalgasının bir yüzeyden saçılması ile bir parçacığın bir potansiyelden saçılması benzerlik göstermektedir.

İki çekirdeğin etkileşimi komplike çok-cisim problemidir. Optik model, elastik saçılmayı tanımlarken bu problemi daha basit hale indirgeyerek bir potansiyel ile etkileşen iki cisim problemine dönüştürür. Bu model, potansiyeli, iki çekirdeğin kütle merkezleri arasındaki  $r$  mesafesine bağlı olarak alır. Bu nedenle potansiyel  $V = V(r)$  şeklindedir. Ayrıca optik potansiyel, inelastik bir saçılma olduğunda elastik kanaldan bir akı kaybı olacağı için soğurucu yani kompleks olmalıdır (31). Bu kompleks potansiyel ise şu şekilde tanımlanır:

$$V_{op}(r) = V(r) + iW(r) \quad (2.1)$$

Burada  $V(r)$  reel potansiyel olup, gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki etkileşmeyi tanımlar.  $W(r)$  ise uyarılmış kanallara giden akı ile soğrulmadan sorumludur. Bu model kaybolan akının hangi kanallara ve ne kadar miktarda gittiği ile ilgilenmeyip sadece uyarılmış kanallara giden net akı hakkında bilgi vermektedir ve soğrulan parçacıkların elastik kanallarda kaybolduğunu var saymaktadır (27). Model ayrıca çarpışan iki parçacığın görelî hareketi içinde dalga fonksiyonu sağlar. Fakat optik model sadece elastik kanallardaki dalga fonksiyonları ile ilgilenir. Diğer tüm uyarılmış kanallar,  $W$  sanal potansiyeli ile elastik kanalda kaybolan akı olarak hesaba katılır.

Radyal Schrödinger denklemi,

$$\frac{d^2U_1}{dr^2} + \left[ \frac{2\mu}{\hbar^2} \left( E - V(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) \right] U_1 = 0 \quad (2.2)$$

şeklinde verilir.

### 2.1.1. Optik Potansiyelin Özellikleri

- Optik potansiyel, kompleks olmalıdır. Çünkü kaybolan akı yani soğrulma optik potansiyele eklenen sanal bir potansiyel terimiyle ifade edilmelidir.
- Optik potansiyel, enerjiye bağlı olmalıdır. Çünkü gelen parçacığın enerjisi arttıkça uyarılmış kanalların sayısı da artmaktadır. Bu nedenle uyarılmış kanalları tanımlayan sanal potansiyelin şiddeti de artmaktadır.
- Optik potansiyel, elimine edilmiş kanalların çiftlenim etkisinden dolayı lokal olmayan bir özellik gösterir. Yani elastik kanala herhangi bir  $r$  noktasından giren bir parçacık, inelastik kanallardan herhangi birine uyarılarak tekrar elastik kanala dönebilir ve farklı bir  $r'$  noktasından saçılabilir. Saçılmanın herhangi bir  $r$  ya da  $r'$  noktasına bağlı olmaksızın herhangi bir noktadan gerçekleşmesi potansiyelin lokal olmama (non-local) özelliğini gösterir. Bu özellik mermi ve hedef çekirdeğin nükleonlarının antisimetrisasyonundan kaynaklanmaktadır (30).
- Gelen mermi ya da hedef parçacık bir spine sahipse bu iki parçacık arasında bir spin-yörünge etkileşim kuvveti ortaya çıkar. Bu nedenle bu kuvveti temsil eden bir potansiyel olduğunu düşünebiliriz. Hem mermi hem de hedef parçacığın her ikisi birden spine sahip olduğu durumda ise bir spin-spin etkileşim potansiyeli olur.
- Optik potansiyel rezonanttır. Yani merminin gelme enerjisi uyarılmış durumların enerji seviyelerinden birine eşit olduğunda rezonans durumu gerçekleşir. Ayrıca optik potansiyel elimine edilmiş kanalların etkisinden dolayı seçilen model uzayına da bağlıdır.

### 2.1.2. Etkin Potansiyel

Optik model, nükleer reaksiyonları açıklarken bir cismin iki cisim arasındaki potansiyel enerjiye denk etkin bir potansiyel ile etkileştiğini kabul eder. Buna göre toplam potansiyel,

$$U_{Toplam} = V_{Coulomb} + V_{Nükleer} + V_{SO} + V_{Merkezcil} \quad (2.3)$$

şeklinde ifade edilir. Denklem (2.3)' de görüldüğü gibi toplam potansiyel, parçacıkların yüklü olup olmamalarına göre Coulomb potansiyeli, reaksiyonu tanımlayan nükleer potansiyel, parçacıkların spin durumlarına göre spin-yörünge terimi ve iç yapıdan kaynaklanan merkezcil potansiyelin toplamından oluşmaktadır.

#### 2.1.2.1. Coulomb Potansiyeli

$Z_P$  ve  $Z_T$  sırasıyla mermi ve hedef çekirdeklerin yükü olmak üzere bu iki çekirdek arasındaki Coulomb potansiyeli,

$$\begin{aligned} V_C &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_T e^2}{r}, & r \geq R_C \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_T e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right), & r < R_C \end{aligned} \quad (2.4)$$

şeklinde verilir. Bu eşitlikteki Coulomb yarıçapı  $R_C = r_c (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$  biçimindedir. Mermi ve hedef çekirdek birleşmediği sürece (overlap) Coulomb potansiyeli noktasal alınabilir. Bu potansiyel reaksiyon önleyicidir. Nükleer reaksiyonun gerçekleşmesi için Coulomb bariyerinin aşılması gerekir. Bariyer enerjisi,  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_T e^2}{r}$  şeklinde verilir.

### 2.1.2.2. Nükleer Potansiyel

Nükleer potansiyel, reel (V) ve sanal (W) olmak üzere iki kısma ayrılır ve

$$U_N = -Vf_V(r) + V_S g_V(r) - i[W_V f_W(r) + W_S g_W(r)] \quad (2.5)$$

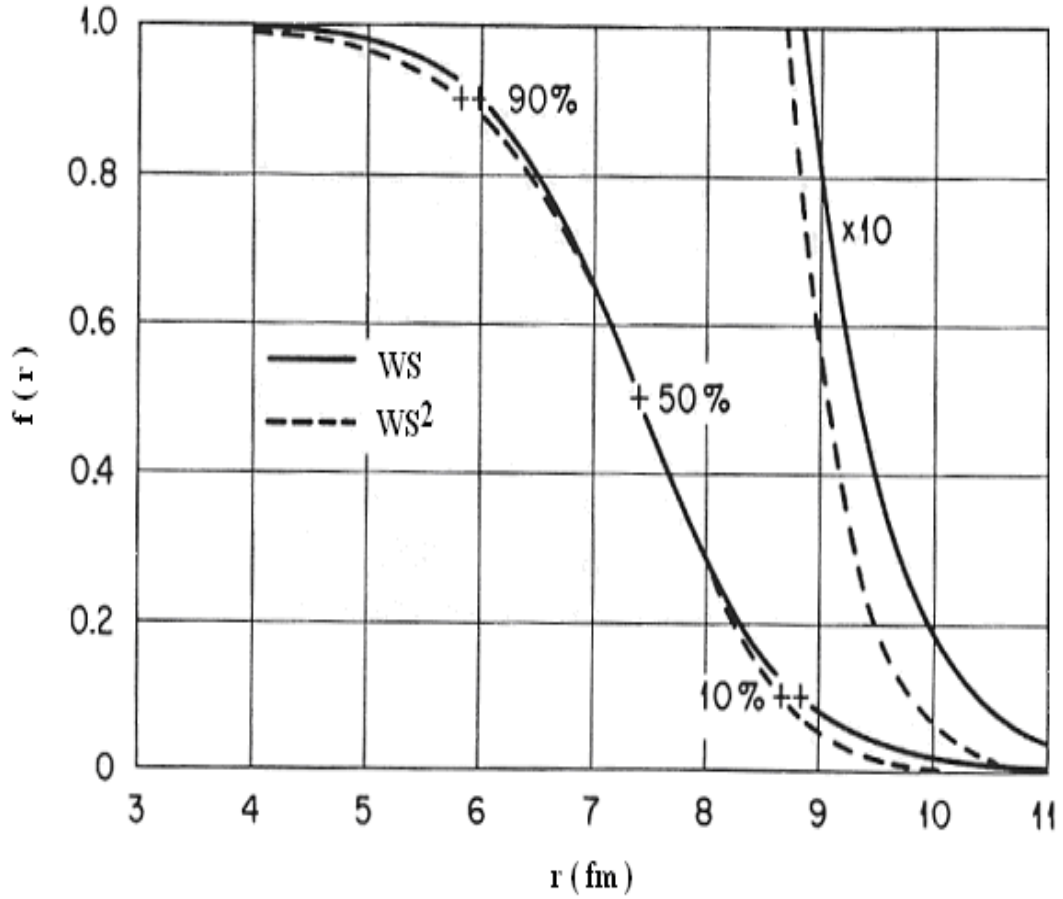
şeklinde tanımlanır.

Reel kısmın iç bölgelerinde potansiyel yaklaşık sabit ve yüzeye doğru gidildikçe yoğunluk değişimine benzer şekilde yavaşça azalarak sıfıra gitmektedir. Potansiyel negatiftir. Reel potansiyel mermi çekirdekdeki nükleon sayısı ile yaklaşık orantılıdır (37,38). Nükleer potansiyelin şekli genellikle Wood-Saxon (WS) formunda seçilir ve

$$f(i) = \frac{1}{1 + \exp(x_i)}, \quad V_N = -V_0 f_i, \quad x_i = \frac{r - R_i}{a_i} \quad \text{ve } i = V, W \quad (2.6)$$

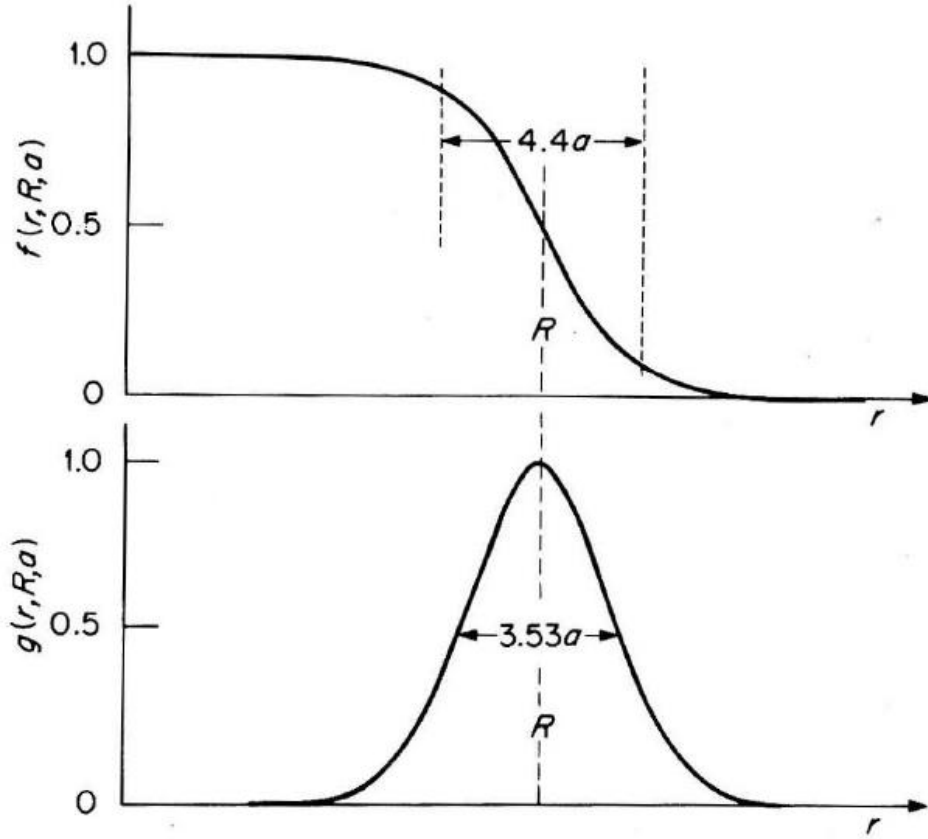
$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp(r - R)/a} \quad (2.7)$$

şeklinde tanımlanır. Bilinen Wood-Saxon ifadesi Denklem (2.7)'deki gibidir (28). Burada  $i=V$  için reel potansiyel,  $i=W$  için sanal potansiyel tanımlanırken,  $V_0$  potansiyelin derinliği,  $R$  yarıçap,  $a$  difüzyon parametreleridir. Difüzyon parametresi, potansiyelin yüzeyde %90'dan %10'a düştüğü mesafedir. Şekil 2.1 Wood-Saxon formundaki potansiyelleri göstermektedir.



**Şekil 2.1** Wood-Saxon (WS) ve Wood-Saxon Kare ( $WS^2$ ) Form Faktörlerinin Karşılaştırmalı Şekli (38)

Nükleer potansiyelin sanal kısmı, yüzey ve hacim olmak üzere iki kısımdır. Hacim formu genellikle Denklem (2.6)' da olduğu gibidir ve  $i=W$  için elde edilir. Biçim olarak Şekil 2.2' deki  $f(r,R,a)$  form faktörüne benzerdir. Yüzey absorpsiyonu genellikle reel kısmın form faktörünün türevi olarak alınır. Şekil 2.2 reel potansiyelin form faktörü ve onun türevi olan sanal potansiyelin form faktörünü göstermektedir.



Şekil 2.2 Wood-Saxon Form Faktörü ve Türevi (31)

### 2.1.2.3. Merkezci Potansiyel ( $V_l$ )

Merkezcil potansiyel, mermi ve hedefin bağıl açısal momentumundan doğar ve şiddeti,

$$V_l = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (2.8)$$

şeklinde verilir. Merkezci potansiyel açısal momentum kuantum sayısı  $l$  ye bağlıdır. Bu potansiyel çekirdeğin nükleer potansiyelinden dolayı kendi içine çökmesini önleyen çok şiddetli bir bariyerdir.



#### 2.1.2.4. Spin Yörünge Terimi ( $V_{so}$ )

Eğer mermi çekirdek spine sahipse hedefle mermi arasındaki spin-yörünge etkileşiminden doğan bir potansiyel oluşur ve bu potansiyel aşağıdaki formda tanımlanır;

$$U_{so} = -(V_{so} + iW_{so}) \left( \frac{\hbar}{m_{\pi} c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{df_s(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.9)$$

### 3. ARAŞTIRMA BULGULARI

#### 3.1. $^4\text{He}$ Etkileşmelerinin Optik Model ile İncelenmesi

$^4\text{He}$  çekirdeği,  $^4\text{He}+^4\text{He}$ ,  $^4\text{He}+^{11}\text{B}$  ve  $^4\text{He}+^{12}\text{C}$  elastik saçılma reaksiyonları için gerekli literatür taraması yapıldıktan sonra Optik Model çatısı altında farklı enerjilerde fenomenolojik potansiyellerle incelenmiştir. Bütün hesaplamalar için Fresco kodu kullanılmıştır (39).

Optik Model hesaplamalarında toplam potansiyel, nükleer, Coulomb ve merkezci olmak üzere üç potansiyelden oluşmaktadır.

$$V_{\text{toplam}}(r) = V_{\text{Nükleer}} + V_{\text{Coulomb}} + V_{\text{Merkezci}} \quad (3.1)$$

Optik potansiyelin nükleer kısmı reel (V) ve sanal (W) olmak üzere iki kısımdan oluşmaktadır.

$$V_{\text{Nükleer}}(r) = V + iW \quad (3.2)$$

Potansiyelin reel kısmı saçılmadan, sanal kısmı ise absorpsiyondan yani kaybolan akıdan sorumludur.

Yapmış olduğumuz hesaplamalarda deneysel data ile teorik sonuçlar arasındaki uyumun yani fitin kalitesini belirlemek için hata analizleri de yapılmıştır. Data ile teorik sonuçlar arasındaki hata oranı aşağıdaki eşitlik kullanılarak elde edilir.

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{\sigma}} \sum_{i=1}^{N_{\sigma}} \frac{(\sigma_{\text{teori}} - \sigma_{\text{deney}})^2}{(\Delta\sigma_{\text{deney}})^2} \quad (3.3)$$

Burada  $\sigma_{\text{teori}}$  teorik tesir kesiti,  $\sigma_{\text{deney}}$  deneysel tesir kesiti ve  $\Delta\sigma_{\text{deney}}$  deneysel tesir kesitindeki hata oranıdır.  $N_{\sigma}$  ise toplam deneysel veri sayısıdır.

### 3.1.1. ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$ Sisteminin İncelenmesi

${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$  elastik saçılma reaksiyonu, 120-280 MeV enerji aralığında Nadasen ve ark. (12), Woo ve ark. (13), Cowley ve ark. (14), Steyn ve ark. (15), Rao ve ark. (16) alınan deneysel veriler kullanılarak analiz edilmiştir. Nükleer potansiyelin reel kısmı Wood-Saxon (WS) şeklinde alınmıştır.

$$V = - \frac{V_0}{\left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R_v}{a_v}\right) \right]} \quad (3.4)$$

Burada  $V_0$  potansiyelin derinliği,  $R_v = r_v (A_p^{1/3} + A_T^{1/3})$  şeklinde olup  $A_p$  ve  $A_T$  mermi ve hedef parçacığın kütleleridir.  $r_v$  reel potansiyelin yarıçap parametresi ve  $a_v$  ise difüzyon parametresidir.

Nükleer potansiyelin sanal kısmı da Wood-Saxon şeklinde alınmış olup aşağıdaki gibidir.

$$W = - \frac{W_0}{\left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R_w}{a_w}\right) \right]} \quad (3.5)$$

Coulomb potansiyeli, gelen parçacığın yükü  $Z_p e$  'nin hedef parçacığın yüküyle  $Z_T e$ , düzgün olarak dağılmış  $R_C$  yarıçaplı küre üzerinden etkileşimi sonucu oluşmaktadır.

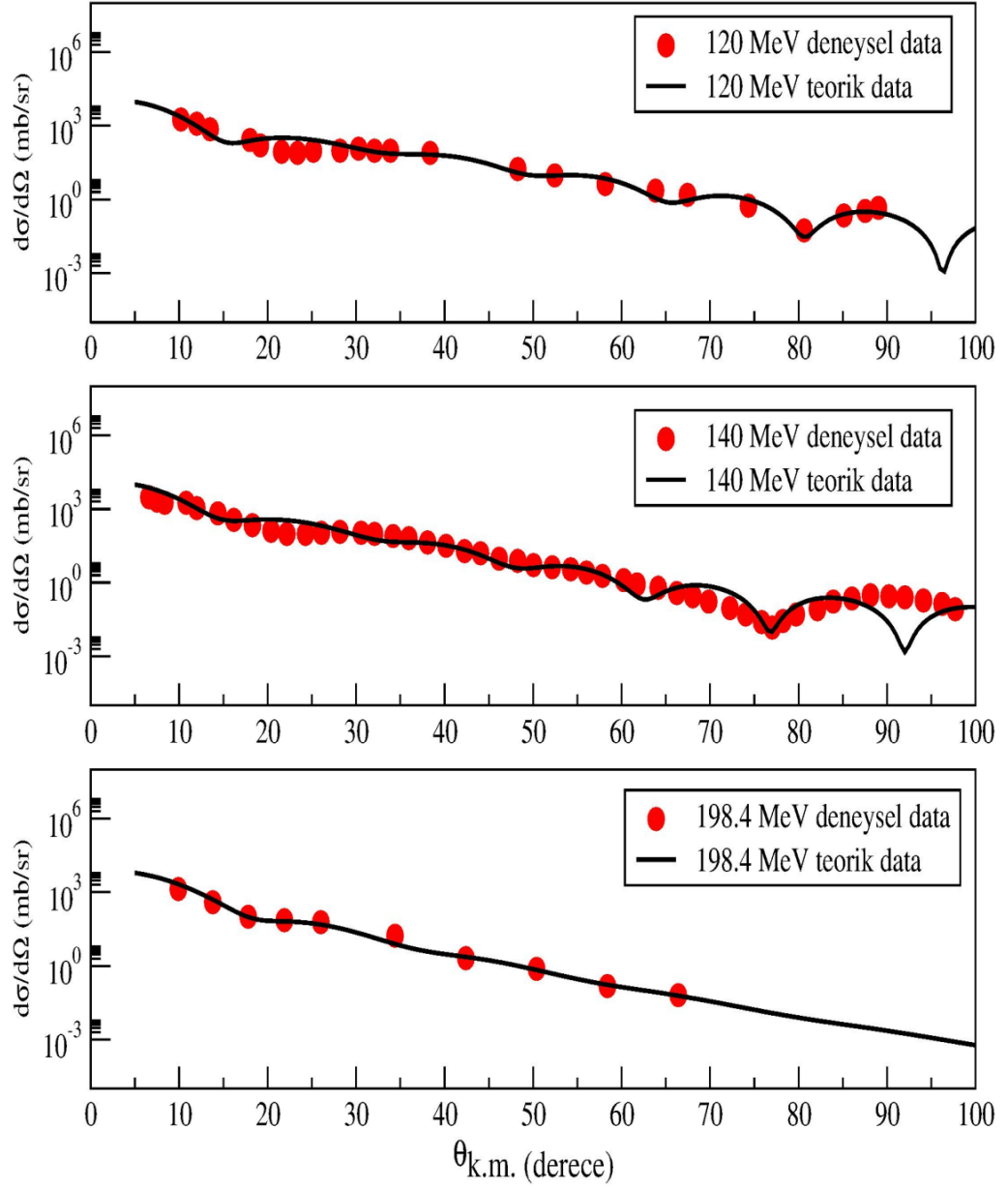
$$\begin{aligned} V_C &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_p Z_T e^2}{r}, & r \geq R_C \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_p Z_T e^2}{2R_C} \left( 3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right), & r < R_C \end{aligned} \quad (3.6)$$

Burada Coulomb yarıçapı  $R_C = 3.8 \text{ fm}$  'dir.

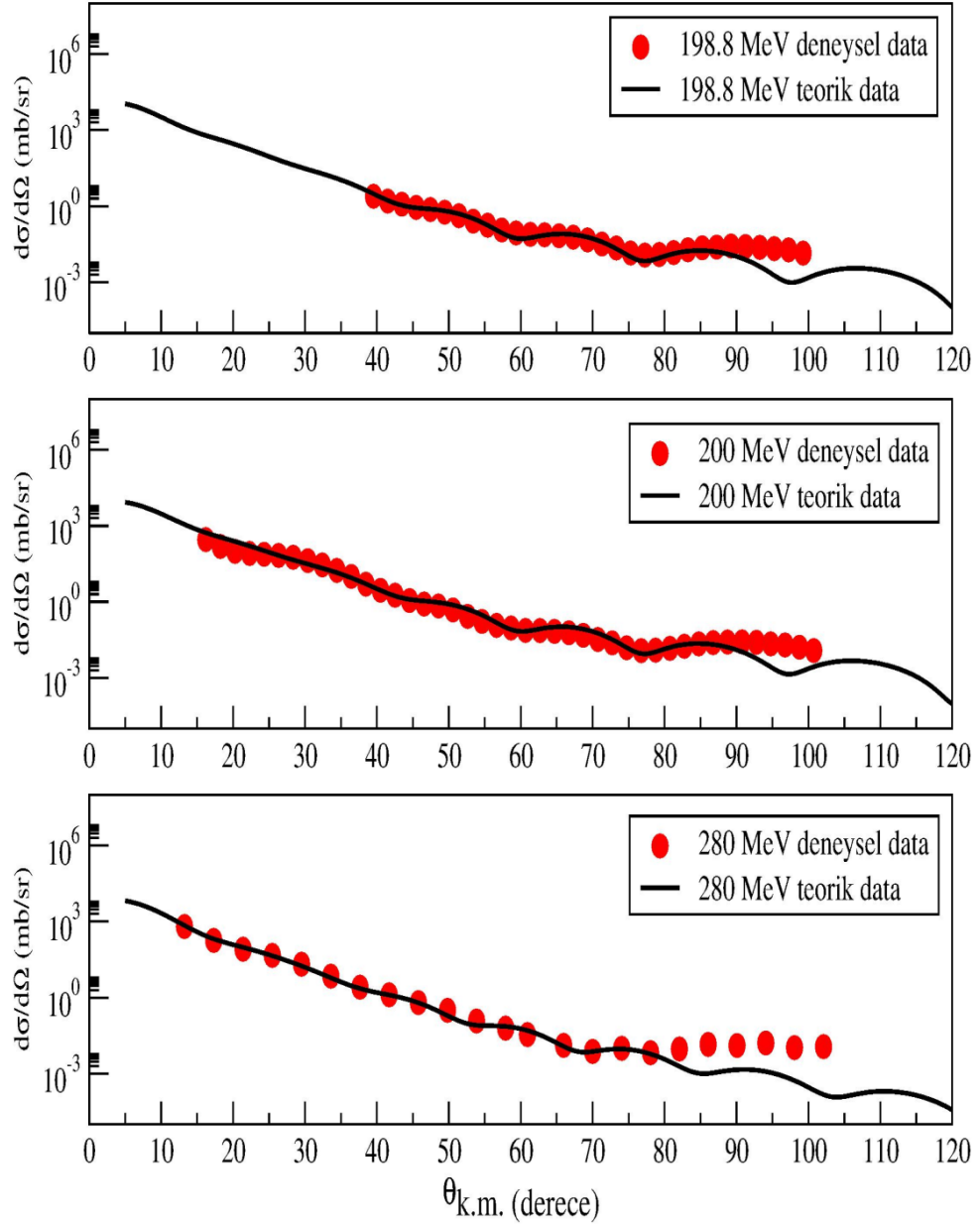
Yapılan analizde reel ve sanal kısımlar için kullandığımız parametreler değişken olarak alınmış ve dataları en iyi şekilde açıklayan parametreler elde edilmiştir. Elde edilen fenomenolojik optik model parametreleri, teorik reaksiyon tesir kesiti ve hata değerleri Tablo 3.1’ de verilmektedir. Buradaki analizlerde deneysel data ile teorik sonuçlar arasındaki hata oranı %20 olarak alınmıştır. Teorik sonuçlarımızın deneysel sonuçlarla uyumlu olduğunu göstermek için elastik saçılma tesir kesitlerinin açısız dağılıma göre grafikleri Şekil 3.1.a ve Şekil 3.1.b’ de verilmiştir. Şekillerdeki dairesel noktalar açısız dağılımın deneysel verileri, katı çizgiler ise optik model sonuçlarını göstermektedir.

**Tablo 3.1**  ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$  sistemi için 120-280 MeV enerji aralığında potansiyel parametreleri, teorik reaksiyon tesir kesiti ve hata oranları

$E_{Lab}$ (MeV)	$V_0$ (MeV)	$r_v$ (fm)	$a_v$ (fm)	$W_0$ (MeV)	$r_w$ (fm)	$a_w$ (fm)	$\sigma_R$ (mb)	$\chi^2/N$
120.0	55.8	1.20	0.85	9.90	1.60	0.20	900.53	24.60
140.0	48.8	1.20	0.82	9.90	1.55	0.20	802.97	32.59
198.4	47.0	0.87	0.60	8.90	1.15	0.90	587.83	2.02
198.8	46.3	0.87	0.99	4.80	1.05	0.19	194.06	4.22
200.0	46.3	0.87	0.89	5.90	1.05	0.20	223.74	8.38
280.0	49.0	0.87	0.69	8.50	1.00	0.28	229.77	6.14



**Şekil 3.1.a.**  ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$  sistemi için 120-198.4 MeV enerji aralığında elastik saçılma tesir kesitinin açıya göre değişimi. Deneysel datalar (12,13) alınmıştır



**Şekil 3.1.b.**  ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$  sistemi için 198.8-280 MeV enerji aralığında elastik saçılma tesir kesitinin açığa göre değişimi. Deneysel datalar (14-16) alınmıştır

### 3.1.2. ${}^4\text{He}+{}^{11}\text{B}$ Sisteminin İncelenmesi

${}^4\text{He}+{}^{11}\text{B}$  elastik saçılma reaksiyonu, Burtebaev ve ark. (18), 40 MeV ve 50 MeV enerjilerindeki deneysel datalar kullanılarak analiz edilmiştir. Nükleer potansiyelin reel ve sanal kısımları Wood-Saxon şeklinde alınmıştır.

$$V = - \frac{V_0}{\left[ 1 + \exp\left( \frac{r - R_v}{a_v} \right) \right]} \quad (3.7)$$

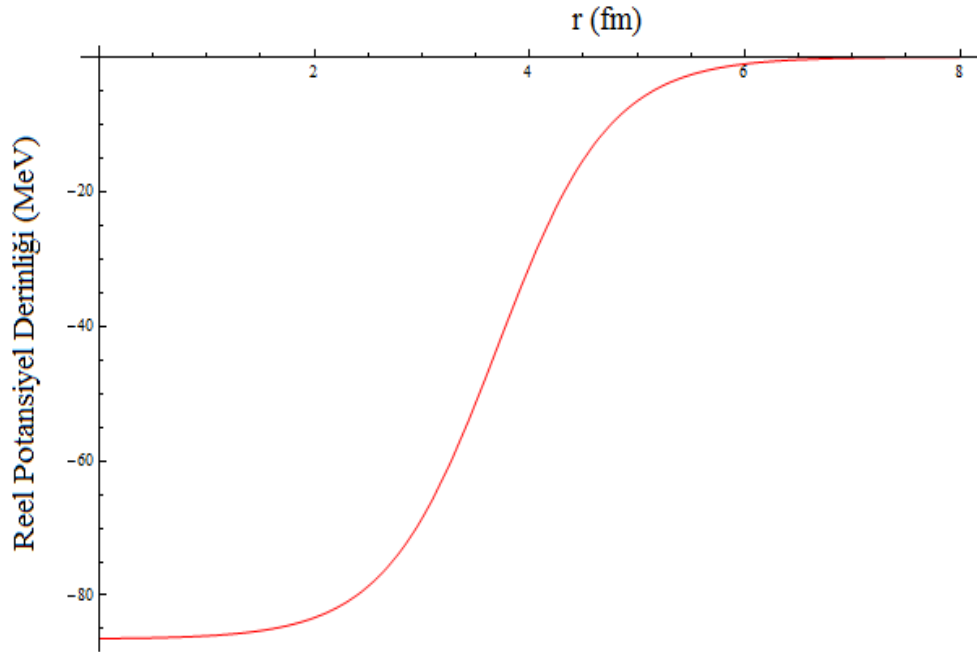
$$W = - \frac{W_0}{\left[ 1 + \exp\left( \frac{r - R_w}{a_w} \right) \right]} \quad (3.8)$$

Denklem (3.7)' de ki  $V_0$  reel potansiyelin derinliği,  $r_v$  reel potansiyelin yarıçap parametresi ve  $a_v$  ise difüzyon parametresidir. Yine aynı ifadeler denklem (3.8)' de ki sanal potansiyel için geçerlidir. Burada Coulomb yarıçapı  $R_C = 4.6 \text{ fm}$ ' dir.

Yapılan analizde sanal potansiyelin yarıçap parametresi ( $r_w$ ) tüm enerjiler için sabit olarak alınıp  $r_w = 1.09 \text{ fm}$ ' dir. Hesaplamalarda dataları en iyi açıklayan parametreler elde edilmiş olup fenomenolojik optik model parametreleri, teorik reaksiyon tesir kesiti ve hata değerleri Tablo 3.2' de verilmiştir. Analizlerde deneysel data ile teorik sonuçlar arasındaki hata oranı %20 olarak alınmıştır.  $E_{\text{lab}} = 40 \text{ MeV}$  enerjideki reel ve sanal potansiyeller sırasıyla Şekil 3.2 ve Şekil 3.3' de gösterilmektedir. Teorik sonuçlarımızın deneysel sonuçlarla uyumlu olduğunu göstermek için elastik saçılma tesir kesitlerinin açısız dağılıma göre grafikleri Şekil 3.4' de verilmiştir. Şekillerdeki dairesel noktalar açısız dağılımın deneysel verileri, katı çizgiler ise optik model sonuçlarını göstermektedir.

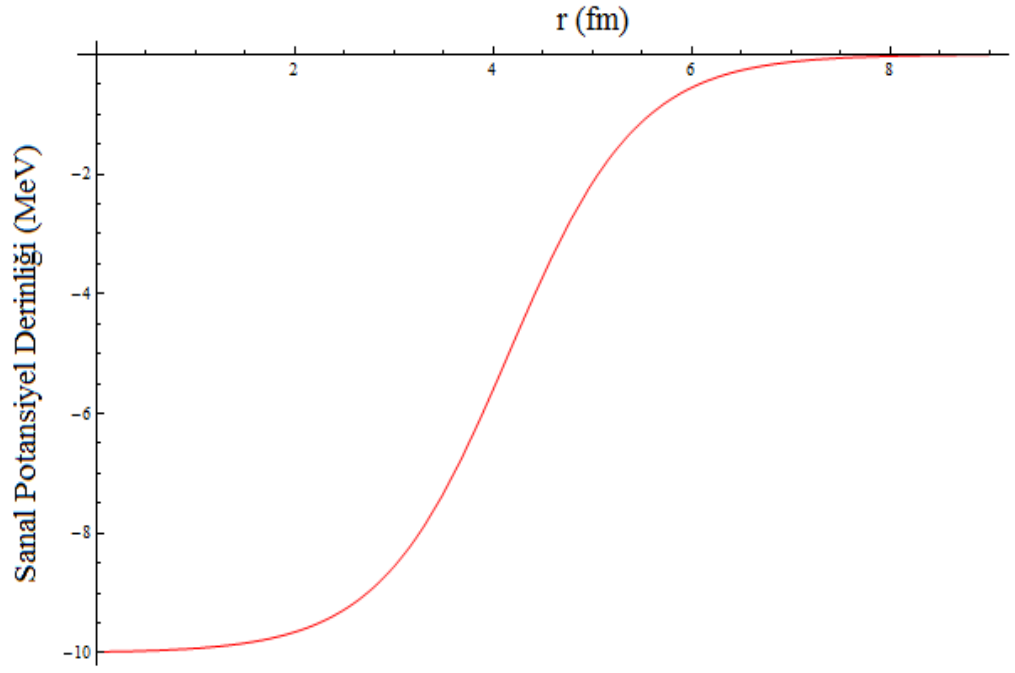
**Tablo 3.2**  ${}^4\text{He}+{}^{11}\text{B}$  sistemi için 40 ve 50 MeV enerjilerinde potansiyel parametreleri, teorik reaksiyon tesir kesiti ve hata oranları

$E_{Lab}$ (MeV)	$V_0$ (MeV)	$r_v$ (fm)	$a_v$ (fm)	$W_0$ (MeV)	$a_w$ (fm)	$\sigma_R$ (mb)	$\chi^2/N$
40.0	86.5	0.97	0.52	10.00	0.65	979.94	3.89
50.0	88.0	0.90	0.66	14.50	0.54	965.30	3.22

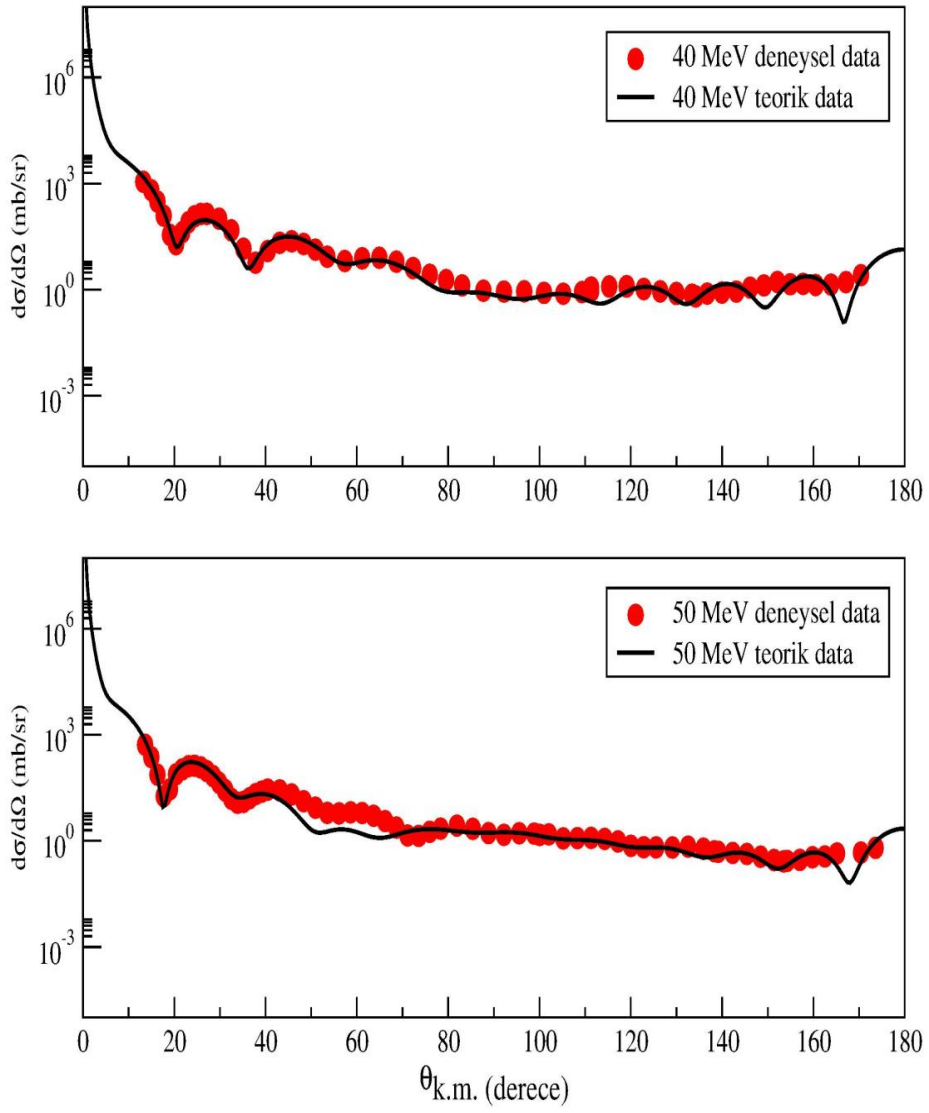


**Şekil 3.2**  ${}^4\text{He}+{}^{11}\text{B}$  sistemi için  $E_{lab} = 40$  MeV’ de reel potansiyel derinliği





**Şekil 3.3**  ${}^4\text{He}+{}^{11}\text{B}$  sistemi için  $E_{\text{lab}} = 40$  MeV' de sanal potansiyel derinliği



**Şekil 3.4**  ${}^4\text{He}+{}^{11}\text{B}$  sistemi için 40 ve 50 MeV enerjilerindeki elastik saçılma tesir kesitinin açıya göre değişimi. Deneysel datalar (18) alınmıştır

### 3.1.3. ${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$ Sisteminin İncelenmesi

${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$  elastik saçılma reaksiyonu, 139-172.5 MeV enerji aralığında Smith ve ark. (24), Wiktor ve ark. (25), Tatischeff ve ark. (26) alınan deneysel datalar kullanılarak analiz edilmiştir. Nükleer potansiyelin reel kısmı Wood-Saxon kare şeklinde alınmıştır.

$$V = -\frac{V_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_v}{a_v}\right)\right]^2} \quad (3.9)$$

Burada  $V_0$  potansiyelin derinliği olup deneysel datayı açıklayacak şekilde tüm enerjiler için sabit olarak alınıp 77 MeV değerindedir.  $r_v$  reel potansiyelin yarıçap parametresi ve  $a_v$  ise difüzyon parametresidir. Burada Coulomb yarıçapı  $R_C = 4.6 \text{ fm}$  dir.

Nükleer potansiyelin sanal kısmı ise Wood-Saxon şeklinde alınmıştır.

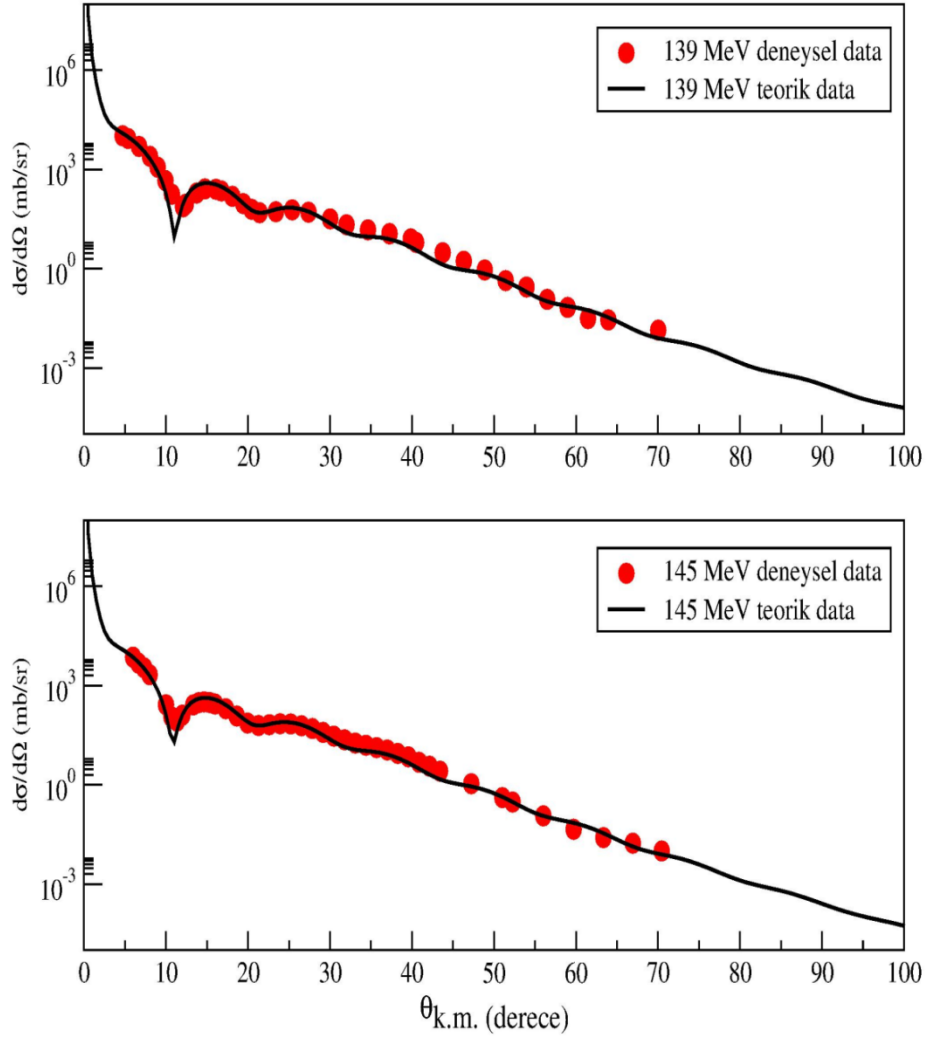
$$W = -\frac{W_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_w}{a_w}\right)\right]} \quad (3.10)$$

Sanal potansiyelin yarıçap parametresi ( $r_w$ ) tüm enerjiler için sabit olarak alınıp  $r_w = 1.20 \text{ fm}$  dir.

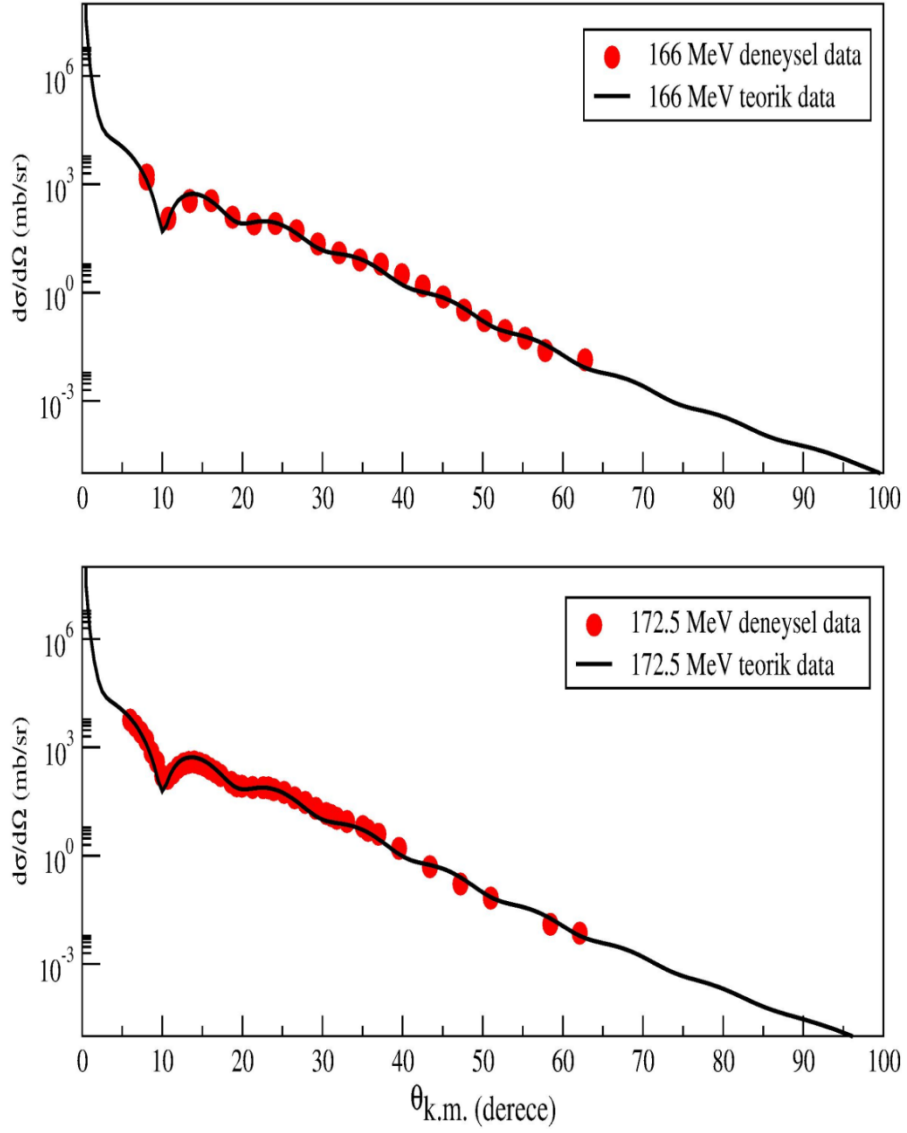
Yapılan analizde dataları en iyi açıklayan parametreler elde edilmiş olup fenomenolojik optik model parametreleri, teorik reaksiyon tesir kesiti ve hata değerleri Tablo 3.3' de verilmiştir. Bu sistem için yapılan hesaplamalarda deneysel data ile teorik sonuçlar arasındaki hata oranı %20 olarak alınmıştır. Teorik sonuçlarımızın deneysel sonuçlarla uyumlu olduğunu göstermek için elastik saçılma tesir kesitlerinin açısız dağılıma göre grafikleri Şekil 3.5.a ve Şekil 3.5.b' de verilmektedir. Şekillerdeki dairesel noktalar açısız dağılımın deneysel verileri, katı çizgiler ise optik model sonuçlarını göstermektedir.

**Tablo 3.3**  ${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$  sistemi için 139-172.5 MeV enerji aralığında potansiyel parametreleri, teorik reaksiyon tesir kesiti ve hata oranları

$E_{Lab}$ (MeV)	$r_v$ (fm)	$a_v$ (fm)	$W_0$ (MeV)	$a_w$ (fm)	$\sigma_R$ (mb)	$\chi^2/N$
139.0	1.02	0.93	12.10	0.55	857.73	3.40
145.0	1.02	0.93	11.40	0.55	834.82	2.18
166.0	1.04	0.93	11.90	0.53	817.19	1.76
172.5	1.02	0.94	11.90	0.55	818.63	1.88



**Şekil 3.5.a.**  ${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$  sistemi için 139 ve 145 MeV enerjilerindeki elastik saçılma tesir kesitinin açığa göre değişimi. Deneysel datalar (24,25) alınmıştır



**Şekil 3.5.b.**  ${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$  sistemi için 166 ve 172.5 MeV enerjilerindeki elastik saçılma tesir kesitinin açığa göre değişimi. Deneysel datalar (25,26) alınmıştır

#### 4. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu çalışmamızda  ${}^4\text{He}$  çekirdeğinin  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{B}$  ve  ${}^{12}\text{C}$  hedef çekirdekleri üzerindeki etkileşmeleri Optik Model kullanılarak analiz edilmiştir. Yapılan teorik hesaplamaların deneysel datalar ile uyumunu sağlamak için minimum hata oranları bulunmuş ve elde edilen sonuçlar ile deneysel dataların elastik saçılma tesir kesitinin açığa göre grafikleri çizilmiştir. Yapılan analizde Fortran ve Mathematica bilgisayar kodları kullanılmıştır.

${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$  elastik saçılma reaksiyonu, laboratuvar sisteminde 120-280 MeV enerji aralığında analiz edilmiştir. Yapılan analizde altı parametrenin hepsi değişken olarak alınmış ve deneysel datalar ile en iyi uyumu sağlayacak potansiyel parametreleri elde edilmiştir. Şekil 3.1.a ve Şekil 3.1.b' de görüldüğü üzere Optik Model ile küçük açılarda mükemmel bir uyum elde edilmiş olmasına rağmen büyük açılarda tam olarak bu uyum yakalanamamıştır.

${}^4\text{He}+{}^{11}\text{B}$  elastik saçılma reaksiyonu, laboratuvar sisteminde 40 ve 50 MeV enerjilerinde analiz edilmiştir. Yapılan teorik hesaplamada sanal potansiyelin yarıçap parametresi sabit olarak alınmıştır. Diğer parametreler ise değişken olarak kullanılmıştır. Bu sistem Optik Model yardımıyla ilk defa açıklanmış ve elde edilen hesaplamalarda hata oranlarının Burtebaev ve ark. (18) tarafından yapılan hesaplamalara göre daha düşük değerleri bulunmuştur. Şekil 3.4' den görüldüğü üzere teorik sonuçlarımız deneysel dataları mükemmel bir şekilde açıklamaktadır.

${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$  elastik saçılma reaksiyonu, laboratuvar sisteminde 139-172.5 MeV enerji aralığında analiz edilmiştir. Hesaplamalarda reel potansiyelin derinliği ve sanal potansiyelin yarıçap parametresi sabit olarak alınıp diğer dört parametre değişken olarak kullanılmıştır. Teorik sonuçlar ile deneysel datalar arasında mükemmel bir uyum elde edilmiş olup bu durum Şekil 3.5.a ve Şekil 3.5.b' de görülmektedir.

Sonuç olarak  ${}^4\text{He}$  çekirdeğinin başka hedef çekirdekler üzerindeki elastik saçılma reaksiyonları incelenmiş ve kullanmış olduğumuz Optik Model, incelenen sistemleri başarılı bir şekilde açıklamıştır.  ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$  sisteminde büyük açılarda Optik Model ile tam olarak uyum yakalanamamıştır. Bunun için diğer nükleer süreçleri dikkate alabilen Coupled Channels (CC) ve Continuum Discretized Coupled Channels (CDCC) gibi modellerle çalışılabilir.

## KAYNAKLAR

- (1) Gamow, G., 1928. Zur Quantentheorie des Atomkernes. *Zeitschrift für Physik* 51 (3-4): 204-212.
- (2) Condon, E. U., Gourney, R. W., 1929. Quantum Mechanics and Radioactive Disintegration. *Physical Review* 33 (2): 127-140.
- (3) Yalçın, C., 2010. IN-113' ün Alfa Yakalama Reaksiyonu ve Nükleer Astrofizikteki Yeri. Kocaeli Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Kocaeli.
- (4) Atkinson, R. d'E., Houtermans, F., G., 1929. Zur Frage der Aufbaumöglichkeit der Elemente in Sternen. *Zeitschrift für Physik* 54 (9-10): 656-665.
- (5) Hoyle, F., 1946. The Synthesis of the Elements from Hydrogen. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 106 (5): 343-383.
- (6) Hoyle, F., 1954. On Nuclear Reactions Occuring in Very Hot Stars. I. The Synthesis of Elements from Carbon to Nickel. *Astrophysical Journal Supplement* 1 (5): 121-146.
- (7) Salpeter, E. E., 1952. Nuclear Reactions in Stars Without Hydrogen. *Astrophysical Journal* 115: 326-328.
- (8) Dunbar, D. N. F., Pixley, R. E., Wenzel, W. A., Whaling, W., 1953. The 7.68-Mev State in C<sup>12</sup>. *Physical Review* 92 (3): 649-650.
- (9) Cook, C. W., Fowler, W. A., Lauritsen, C. C., Lauritsen, T., 1957. B<sup>12</sup>, C<sup>12</sup>, and the Red Giants. *Physical Review* 107 (2): 508-515.
- (10) Steigert, F. E., Sampson, M. B., 1953. Alpha-Alpha Scattering from 12.88 to 21.62 MeV. *Physical Review* 92 : 660.
- (11) Warner, R. E., Fetter, J. M., Swartz, R. A., Okihana, A., Konishi, T., Yoshimura, T., Kunz, P. D., Fujiwara, M., Fukunaga, K., Kakigi, S., Hayashi, T., Kasagi, J., Koori, N., 1994. <sup>4</sup>He(<sup>4</sup>He,<sup>3</sup>He)<sup>5</sup>He(g.s.) Reaction at 118 MeV, And Its Distorted Wave Born Approximation Interpretation. *Physical Review C* 49 (3): 1534-1539.
- (12) Nadasen, A., Roos, P. G., Glagola, B. G., Mathews, G. J., Viola, V. E., Jr, Pugh, H. G., Frisbee, P., 1978. <sup>4</sup>He+<sup>4</sup>He Elastic Scattering at 158.2 MeV. *Physical Review C* 18 (6): 2792-2795.



- (13) Woo, L. W., Kwiatkowski, K., Zhou, S. H., and Viola, V. E., 1985. Cross Sections for He, Li, and Be Isotopes Produced in the  $\alpha+\alpha$  Reaction at 198.4 MeV. *Physical Review C* 32 (3): 706-712.
- (14) Cowley, A. A., Steyn, G. F., Förtsch, S. V., Lawrie, J. J., Pilcher, J. V., Smit, F. D., and Whittal, D. M., 1994. Quasifree Knockout in  ${}^9\text{Be}(\alpha,2\alpha){}^5\text{He}$  at an Incident Energy of 197 MeV. *Physical Review C* 50 (5): 2449-2457.
- (15) Steyn, G. F., Förtsch, S. V., Lawrie, J. J., Smit, F. D., and Newman, R. T., Cowley, A. A., Lindsay, R., 1996. Single-Nucleon Transfer to Unbound States by Means of The  ${}^4\text{He}(\alpha,{}^3\text{He}){}^5\text{He}$  Reaction at 158 and 200 MeV. *Physical Review C* 54 (5): 2485-2492.
- (16) Rao, K. A. G., Nadasen, A., Sisan, D., and Yuhasz, W., Mercer, D., Austin, Sam M., Roos, P. G., Warner, R. E., 2000.  ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$  Elastic Scattering at 280 and 620 MeV. *Physical Review C* 62 (1): 014607.
- (17) Denisov, A. E., Kolalis, R. P., Sadkovsky V. S., Feofilov, G. A., 1977. Scattering of 24 MeV  $\alpha$  Particles by  ${}^{10}\text{B}$  and  ${}^{11}\text{B}$ . *Soviet Journal of Nuclear Physics* 24: 129.
- (18) Burtebaev, N., Baktybaev, M. K., Duisebaev, B. A., Peterson, R. J., Sakuta, S. B., 2005. Scattering of  $\alpha$  Particles on  ${}^{11}\text{B}$  Nuclei at Energies 40 and 50 MeV. *Physics of Atomic Nuclei* 68 (8): 1303-1313.
- (19) Abele, H., Hauser, H. J., Körber, A., Leitner, W., Neu, R., Plappert, H., Rohwer, T., Staudt, G., Straßer, M., Weite, S., Walz, M., Eversheim, P. D., Hinterberger, F., 1987. Measurement and Folding–Potential Analysis of The Elastic  $\alpha$ -Scattering on Light Nuclei. *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei* 326 (4): 373-381.
- (20) Corelli, J. C., Bleuler, E., and Tendam, D. J., 1959. Scattering of 18-MeV Alpha Particles by  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  and  ${}^{32}\text{S}$ . *Physical Review* 116: 1184.
- (21) Carter, E. B., Mitchell, G. E., and Davis, R. H., 1964. Elastic Scattering of Alpha Particles by  ${}^{12}\text{C}$  in The Bombarding Energy Range 10 to 19 MeV. *Physical Review B* 133: 1421.
- (22) Hauser, G., Löhken R., Rebel H., Schatz, G., Schweimer, G. W., Specht J., 1969. Elastic Scattering of 104 MeV Alpha Particles. *Nuclear Physics A* 128 (1): 81-109.

- (23) Oeschler, H., Fuchs, H., Schröter, H., 1973. Study of Enhanced Backward  $\alpha$ -Scattering on Nuclei with  $A=12-18$ . *Nuclear Physics A* 202 (3): 513-529.
- (24) Smith, S. M., Tibell, G., Cowley, A. A., Goldberg, D. A., Pugh, H. G., Reichart, W., Wall, N. S., 1973. The  $(\alpha, \alpha)$ ,  $(\alpha, \alpha')$  and  $(\alpha, {}^3\text{He})$  Reactions on  ${}^{12}\text{C}$  at 139 MeV. *Nuclear Physics A* 207 (2): 273-288.
- (25) Wiktor, S., Mayer-Böricke, C., Kiss, A., Rogge, M., Turek, P., 1981. Elastic Scattering of 120, 145 and 172.5 MeV  $\alpha$ -Particles by  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{24}\text{Mg}$  and  ${}^{27}\text{Al}$  and Optical Model Analysis. *Acta Physica Polonica B* 12 (5): 491-503.
- (26) Tatischeff, B., Brissaud, I., 1970. 166 MeV Elastic and Inelastic Alpha-Particle Scattering; Macroscopic and Microscopic Analysis. *Nuclear Physics A* 155 (1): 89-108.
- (27) Kürkçüoğlu, M. E., 2006.  ${}^{16}\text{O}+{}^{16}\text{O}$  Esnek Saçılmasının Fenomenolojik ve Mikroskopik Potansiyeller ile Optik Model Analizleri. Zonguldak Karaelmas Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Zonguldak.
- (28) Krane K. S., (Çeviri Editörü: B. Şarer), 2002. *Nükleer Fizik 2. Cilt*, Palme Yayıncılık, Ankara.
- (29) Weisskopf, V. F., 1970. Three Steps in the Structure of Matter, *Physics Today* 23 (8): 17-24.
- (30) Küçük, Y., 2005.  ${}^{12}\text{C}+{}^{12}\text{C}$  Elastik Saçılma Reaksiyonunun Düşük Enerjilerde Optik Model Kullanılarak İncelenmesi. Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, Kayseri.
- (31) Satchler, G. R., 1980. *Introduction to Nuclear Reactions*. The Macmillon Press Ltd, London.
- (32) Moore, M. G., 2009. Quantum Mechanics I, [http://www.pa.msu.edu/~mmoore/Lect28\\_TwoBodyProb.pdf](http://www.pa.msu.edu/~mmoore/Lect28_TwoBodyProb.pdf) Web adresinden 6 Ocak 2014 tarihinde edinilmiştir.
- (33) Mittal, V. K., Verma, R. C., Gupta, S. C., 2009. *Introduction to Nuclear and Particle Physics*. PHI Learning Private Limited, New Delhi.
- (34) Kılıç, E., 2004. Hızlı Nötron Tepkimeleri İçin İstatistik Model Hesabı. İstanbul Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, İstanbul.
- (35) Eisberg, R. M., 1961. *Fundamentals of Modern Physics*. John Wiley & Sons, Inc., London.

- (36) Burcham, W. E., 1973. *Nuclear Physics an Introduction*. Longman Group Limited, London.
- (37) Koçak, G., 2005. Nükleer Kümelenme: Nükleer Reaksiyon ve Yapı Formalizmine Uygulanması. Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, Kayseri.
- (38) Satchler G. R., 1983. *Direct Nuclear Reaction*. Oxford University Press. New York.
- (39) Thompson, I. J., 1997. FRESCO, a Coupled-Channels Code, Unpublished, England.

## **ÖZGEÇMİŞ**

1987 yılında Giresun' da doğdu. İlk ve ortaöğrenimini Giresun' da tamamladı. 2007 yılında girdiği Giresun Üniversitesi Fen - Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden 2011 yılında mezun oldu. Aynı yıl Giresun Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans eğitime başladı.