

**T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

Yüksek Lisans Tezi

**ZAYIF BAĞLI ÇEKİRDEKLERİN ELASTİK SAÇILMASININ
OPTİK MODEL YAKLAŞIMIYLA İNCELENMESİ**

Rukiye YEGİN

**Tez Danışmanı
Yrd. Doç. Dr. Yusuf Sert**

Yozgat 2016

**T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

Yüksek Lisans Tezi

**ZAYIF BAĞLI ÇEKİRDEKLERİN ELASTİK SAÇILMASININ
OPTİK MODEL YAKLAŞIMIYLA İNCELENMESİ**

Rukiye YEGİN

**Tez Danışmanı
Yrd. Doç. Dr. Yusuf Sert**

Yozgat 2016

T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

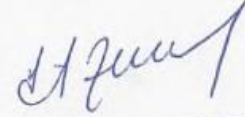
TEZ ONAYI

Enstitümüzün Fizik Anabilim Dalı 7011010002 numaralı öğrencisi Rukiye YEGİN'in hazırladığı "Zayıf bağlı çekirdeklerin elastik saçılmasının optik model yaklaşımıyla incelenmesi" başlıklı Doktora/Yüksek Lisans tezi ile ilgili Tez Savunma Sınavı, Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliği uyarınca 14/01/2016 Perşembe günü saat 13:30'te yapılmış, tezin onayına oy birliği / oy çokluğu ile karar verilmiştir.

Başkan : Doç. Dr. Serkan AKKOYUN



Üye : Yrd.Doç.Dr.Ümüt TEMİZER



Üye : Yrd.Doç.Dr.Yusuf SERT(Danışman)



ONAY:

Bu tezin kabulü, Enstitü Yönetim Kurulu'nun 18/01/2016 tarih ve 03 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

18/01/2016



Doç. Dr. Fuat KÖKSAL
Müdür

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iii
ABSTRACT	iv
TEŞEKKÜR	v
TABLolar LİSTESİ	vi
ŞEKİLLER LİSTESİ	vii
1. GİRİŞ	1
2. REAKSİYON TİPLERİ	5
2.1. Nükleer Reaksiyonlar.....	5
2.2. Nükleer Reaksiyonların Sınıflandırılması.....	6
2.3. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları.....	8
2.4. Direkt Reaksiyonlar	10
2.5. Esnek (elastik) Saçılma	10
2.6. Esnek Olmayan (inelastik) Saçılma	10
2.7. Parçalanma Reaksiyonları	11
2.8. Transfer Reaksiyonları	11
2.9. Yakalama Reaksiyonları	11
2.10. Rezonans Reaksiyonları	12
3. TEORİK MODEL	13
3.1. Modelin Tanımlanması	13
3.2. Laboratuvar ve Kütle Merkezi Sistemleri	14
3.3. Optik Model	17
3.3.1. İki Cisim Problemi	20
3.3.2. Etkin Potansiyel	22

3.3.2.1. Coulomb Potansiyeli	23
3.3.2.2. Nükleer Potansiyel	24
3.3.2.3. Merkezci Potansiyel	26
3.3.2.4. Spin Yörünge Terimi	26
3.4. Hacim İntegralleri	27
3.4.1. Coulomb Bariyeri Civarındaki Reaksiyonlar ve Eşik Anomalisi	27
3.5. Optik Model Analizleri	28
3.6. Mikroskopik Potansiyellerin Optik Modelde Kullanımı	29
3.6.1. Folding Model.....	29
3.6.2. Nükleon Nükleon Etkileşimi.....	33
3.6.3. Yoğunluk Bağımsız M3Y Etkileşimleri.....	33
3.6.4. Çekirdek Yoğunluk Dağılımları.....	34
4. ZAYIF BAĞLI VE HALO (HALELİ) ÇEKİRDEK REAKSİYONLARINDA ELASTİK SAÇILMA	36
4.1. Halo Çekirdekler Hakkında Genel Bilgi	36
4.1.1. Nötron Halosu	39
4.1.2. Proton Halosu.....	42
4.2. Halo Çekirdek Reaksiyonları	43
4.3. Fresnel ve Fraunhofer Kırınımları	44
5. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ SİSTEMİNİN FENOMENOLOJİK VE MİKROSKOBİK POTANSİYELLER İLE OPTİK MODEL ANALİZLERİ	47
5.1. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ elastik Saçılmasının Fenomenolojik Yaklaşımla İncelenmesi	49
5.2 ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ Elastik Saçılmasının Mikroskopik Yaklaşımla İncelenmesi	61
5.3. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ Reaksiyonu için Elde Edilen Sonuçlar	67
6. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ SİSTEMİNİN FENOMENOLOJİK VE MİKROSKOBİK POTANSİYELLER İLE OPTİK MODEL ANALİZLERİ	71

6.1. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ Elastik Saçılması Fenomenolojik Yaklaşımla İncelenmesi	76
6.2. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ Elastik Saçılması Mikroskobik Yaklaşımla İncelenmesi	80
6.3. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ Reaksiyonu için Elde Edilen Sonuçlar	89
7. TARTIŞMA VE SONUÇ	90
KAYNAKLAR	93
ÖZGEÇMİŞ	100



ZAYIF BAĞLI ÇEKİRDEKLERİN ELASTİK SAÇILMASININ OPTİK MODEL YAKLAŞIMIYLA İNCELENMESİ

Rukiye YEGİN

Bozok Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi

2016; Sayfa: 100

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Yusuf SERT

ÖZET

Bu tez kapsamında ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ ve ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemlerinin elastik saçılma açısal dağılımları Coulomb bariyerinin yakınında ve üzerindeki farklı enerjilerde fenomenolojik ve mikroskopik potansiyeller kullanılarak optik model çerçevesinde incelendi. Hesaplamaların tamamı FRESKO kodunda analiz edildi. Fenomenolojik optik potansiyeller için karmaşık nükleer potansiyelin reel kısmı Wood-Saxon, imajiner kısmı ise Wood-Saxon kare biçiminde alındı. Mikroskopik optik model hesaplamalarında, ${}^9\text{Be}$ ve ${}^8\text{B}$ un yoğunluk dağılımlarının farklı biçimleri kullanılarak optik potansiyelin reel kısmı double folding metoduyla analiz edildi. Teorik ve deneysel sonuçlar arasındaki uyumdan düşük hata değerleri (χ^2/N) elde edildi. Ayrıca reaksiyon tesir kesitleri ve potansiyellerin hacim integralleri ilgili enerjiler için hesaplandı.

Anahtar Kelimeler: Egzotik (halo) çekirdekler, Optik model, Folding model

The Examination Of Weakly Bound Nuclei By Using Optical Model Approximation

Rukiye YEGIN

**Bozok University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics
Master of Science Thesis**

2016; Page: 100

Thesis Supervisor: Yrd. Doç. Dr. Yusuf SERT

ABSTRACT

In the scope of this thesis, the elastic scattering angular distributions of ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ and ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ systems were examined at different energies near and above the Coulomb barriers within the framework of Optical Model by using phenomenological and microscopic potentials. All of the calculations were analyzed in FRESCO code. For the phenomenological Optical Model calculations real parts of the complex nuclear potential were chosen Wood-Saxon and imaginary parts of the complex nuclear potential were chosen Wood-Saxon square shapes. In the microscopic Optical Model calculations, we used double folding procedure to calculate the real part of optical potential for different kinds of density distributions of ${}^9\text{Be}$ and ${}^8\text{B}$. We presented that very good agreement between theoretical and experimental results were obtained with small χ^2/N values. Also, the reaction cross sections and volume integrals of the potentials were calculated from the theoretical calculations at relevant energies.

Keywords: Exotic (halo) core, Optical model, Folding model

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitimin boyunca ilminden faydalandığım, insani ve ahlaki değerleri ile de örnek edindiğim, yanında çalışmaktan onur duyduğum ve ayrıca tecrübelerinden yararlanırken göstermiş olduğu hoşgörü ve sabırdan dolayı değerli hocam, sayın Yrd. Doç. Dr.Yusuf SERT'e içtenlikle teşekkür ederim.

Beni çalışmam boyunca sevgi, sabırla bana hep güvenen, destekleyen, dualarını esirgemeyen ve bugünlere getiren hem maddi ve hem de manevi olarak destekleyen anneme, babama ve kardeşlerime saygı, sevgi ve teşekkürlerimi sunuyorum.

Tanıştığımız ilk andan itibaren her türlü bilgi birikimini esirgemeyen güler yüzlülüğü ile yanımda olan değerli arkadaşım Tolga ÖNEN' e teşekkür ediyorum.

TABLolar LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Tablo 4.1 Bazı Halo çekirdekler ve özellikleri [43-44].....	41
Tablo 5.1: Fenomenolojik model için yedi kullanılan optik model parametreleri	51
Tablo 5.2: Fenomenolojik model için kullanılan optik model parametreleri	56
Tablo 5.3: Double Folding için kullanılan optik model parametreleri	65
Tablo 6.1: Fenomenolojik model için kullanılan optik model parametreleri.....	78
Tablo 6.2: ^8B Fermi dağılımı ve ^{58}Ni [107] dağılımı kullanılarak elde edilen mikroskopik optik model parametreleri	84
Tablo 6.3: ^8B Descouvent tarafından [107] ve ^{58}Ni [107] dağılımı kullanılarak elde edilen mikroskopik optik model parametreleri.....	85

ŞEKİLLER LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 1.1:	Nötron-proton zengini çekirdeklerin kararlılık çizgisine göre yerleşiminin gösterilmesi [3-4]..... 2
Şekil 2.1:	Nükleer etkileşmelerin sınıflandırılması [10]..... 7
Şekil 2.2:	Bir nükleer reaksiyonda çarpışmalara göre farklı mümkün durumlar 8
Şekil 3.1:	Weisskopf'a göre nükleer reaksiyon şeması [17]..... 13
Şekil 3.2:	A parçacığının B hedefinden elastik saçılması: (A) kütle merkezi sistemi ve (B) laboratuvar sistemi [13]..... 15
Şekil 3.3:	Etkin potansiyelin kısımları 23
Şekil 3.4:	Wood-Saxon ve Wood-Saxon kare form faktörlerinin karşılaştırmalı [20] 25
Şekil 3.5:	Wood-Saxon faktörü ve onun türevi [13] 26
Şekil 3.6:	Nükleon-nükleon etkileşimini temel alan double folding potansiyelin[28]..... 30
Şekil 3.7:	Nükleon-nükleon etkileşimini temel alan single folding gösterimi[27]..... 31
Şekil 3.8:	Çekirdeğin yoğunluk dağılımı ve folding modelden elde edilen U(r) potansiyelinin karşılaştırılması [29,30]..... 32
Şekil 4.1:	Nötron-proton zengini çekirdeklerin kararlılık çizgisine göre yerleşimi..... 37
Şekil 4.2:	Damlama çizgisi sınırı yanındaki halo çekirdeklerin genel özellikleri [38]..... 38
Şekil 4.3:	En çok bilinen iki nötron halosu ¹¹ Li ve bir nötron halosu ¹¹ Be çekirdekleri. [41, 42]..... 39
Şekil 4.4:	Tek ve çift nötron halo çekirdekleri, proton halo çekirdekleri [45-46]..... 41
Şekil 4.5:	Proton ve nötron yoğunluk dağılımının değişimi [44]..... 42
Şekil 4.6	Fresnel tipi elastik saçılma açısall dağılımı..... 45

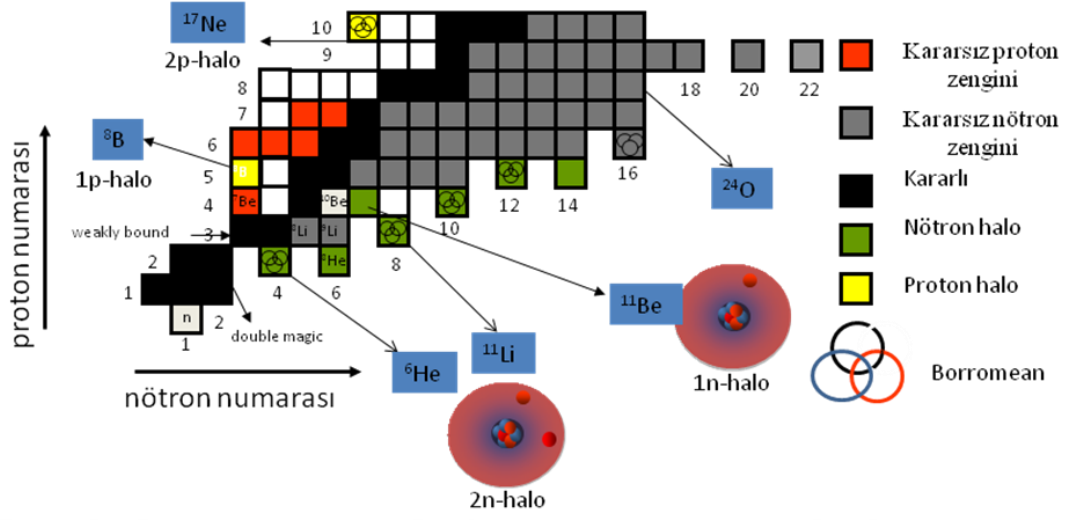
Şekil 4.7:	Fraunhofer tipi elastik saçılma açısai dağılımı	46
Şekil 5.1:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 12 MeV için elastik saçılma tesir kesitinin açısai dağılımı.....	52
Şekil 5.2:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 14 MeV için elastik saçılma tesir kesitinin açısai dağılımı.....	52
Şekil 5.3:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 18 MeV için elastik saçılma tesir kesitinin açısai dağılımı.....	53
Şekil 5.4:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 22 MeV için elastik saçılma tesir kesitinin açısai dağılımı.....	53
Şekil 5.5:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 24 MeV için elastik saçılma tesir kesitinin açısai dağılımı.....	54
Şekil 5.6:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 28 MeV için elastik saçılma tesir kesitinin açısai dağılımı.....	54
Şekil 5.7:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 32 MeV için elastik saçılma tesir kesitinin açısai dağılımı.....	55
Şekil 5.8:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 12 MeV için elastik saçılma açısai dağılımı.....	57
Şekil 5.9:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 14 MeV için elastik saçılma açısai dağılımı.....	57
Şekil 5.10:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 18 MeV için elastik saçılma açısai dağılımı.....	58
Şekil 5.11:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 22 MeV için elastik saçılma açısai dağılımı.....	58
Şekil 5.12:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 24 MeV için elastik saçılma açısai dağılımı.....	59
Şekil 5.13:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 28 MeV için elastik saçılma açısai dağılımı.....	59
Şekil 5.14:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 32 MeV için elastik saçılma açısai dağılımı.....	60
Şekil 5.15:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 33 MeV için elastik saçılma açısai dağılımı.....	60
Şekil 5.16:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 40 MeV için elastik saçılma açısai dağılımı.....	61

Şekil 5.17:	${}^9\text{Be}$ çekirdeği için literatürden alınan [79] yoğunluk dağılımı.....	63
Şekil 5.18:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sistemi için her bir enerji değerine ait yarıçapa bağlı potansiyel derinlikler.....	64
Şekil 5.19:	${}^9\text{Be}$ çekirdeği için Gauss dağılımı kullanılarak elde edilen yoğunluk dağılımı.....	66
Şekil 5.20:	${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sistemi için yarıçapa bağlı potansiyel derinlikler.....	66
Şekil 5.21:	Optik model hesaplamalarında kullanılan nükleer potansiyelin reel hacim integralleri	68
Şekil 5.22:	Optik model hesaplamalarında kullanılan nükleer potansiyelin sanal hacim integralleri	68
Şekil 5.23:	Optik model hesaplamalarında kullanılan nükleer potansiyelin reel hacim integrali	69
Şekil 5.24:	Optik model hesaplamalarında kullanılan nükleer potansiyelin imajiner hacim integrali	70
Şekil 6.1:	${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ için optik model hesaplamalarında kullanılan nükleer potansiyelin reel ve imajiner hacim integrali.....	80
Şekil 6.2:	${}^8\text{B}$ çekirdeği için Fermi dağılımı kullanılarak elde edilen yoğunluk dağılımı.....	83
Şekil 6.3:	${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için her bir enerji değerine ait yarıçapa bağlı potansiyel derinlikler.....	84
Şekil 6.4:	${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin 20.7 MeV için elastik saçılma açısız dağılımı.....	86
Şekil 6.5:	${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin 23.4 MeV için elastik saçılma açısız dağılımı.....	87
Şekil 6.6:	${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin 25.3 MeV için elastik saçılma açısız dağılımı.....	87
Şekil 6.7:	${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin 27.2 MeV için elastik saçılma açısız dağılımı.....	88
Şekil 6.8:	${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin 29.3 MeV için elastik saçılma açısız dağılımı.....	88

1.GİRİŞ

Deneysel tekniklerdeki gelişmeler ve yeni nesil hızlandırıcıların daha fazla test imkanı vermesinden dolayı yaklaşık olarak son 20 yılda zayıf bağlı kararlı çekirdekler yoğun olarak çalışılmıştır. Zayıf bağlı kararlı çekirdekleri anlamak, zayıf bağlı kararsız çekirdekleri ve egzotik çekirdekleri anlamamıza olanak tanır. Bunun nedeni yapısal özelliklerinin benzerlik göstermesindedir.

Egzotik çekirdeklerin keşfi yaklaşık 20 yıl önce Tanihata ve arkadaşları tarafından yapılan He [1] ve Li [2] izotoplarının etkileşim tesir kesitlerinin ölçüldüğü deneylere dayanmaktadır. Nötron ya da proton zengini olarak bilinen bu çekirdekler nükleon türlerinden birinin diğerine karşı aşırılık göstermesinden kaynaklanır ve kararlı çekirdekler ile kıyaslandığında zayıf bağlanma enerjisine sahiptirler. Egzotik çekirdekler sıkı bağlı bir kor ve buna zayıfça bağlı bir valans nükleonundan oluşmaktadır. Korun etrafında dönen değerlik nükleonları, kararlı çekirdeklere göre daha geniş mesafelere yerleşerek yoğunluk dağılımında bir kuyruk bölgesi oluşturmaktadırlar. Kararlı çekirdeklerde nötron ve proton yoğunluk dağılımları hemen hemen eşitken, egzotik çekirdeklerde nükleonların yoğunluk dağılımlarındaki denge bozulmaktadır. Bu haleli yapılarından dolayı halo çekirdekler olarak adlandırılırlar ve RMS (karekök ortalama) değerleri oldukça yüksektir. Egzotik çekirdekler kararlılık çizgisinin üst kısmına ya da alt kısmına yerleşebilirler bundan dolayı proton nötron dengesi hangi yana bozulmuşsa o adı alırlar. Şekil1.1'de gösterildiği gibi, kararlılık çizgisinin altında kalan çekirdekler genellikle nötron zengini halolar olup, üst tarafta kalanlar ise genellikle proton zengini olan halo çekirdeklerdir. Bu durumlarda çekirdek kararsızdır ve beta bozunumuyla daha kararlı başka bir çekirdeğe dönüşürler. Bu dönüşme süresi, milisaniye mertebesinde milyonlarca yıl mertebesine kadar uzanabilir.



Çekirdekler	Bağlanma enerjisi (MeV)
^{11}Li ($T_{1/2}=8.75\text{ms}$)	0.300 (n+n+ ^9Li)
^6He ($T_{1/2}=807\text{ms}$)	0.973 (2n+alfa)
^{11}Be ($T_{1/2}=13.81\text{s}$)	0.501 (n+ ^{10}Be)
^8B ($T_{1/2}=770\text{ms}$)	0.137 (p+ ^7Be)

Şekil 1.1. Nötron-proton zengini çekirdeklerin kararlılık çizgisine göre yerleşiminin gösterilmesi [3-4].

Elastik ve inelastik saçılma için bugüne kadar birçok deney yapılmış olması, bu çalışmalardan elde edilen verilerin birtakım modeller kullanılarak teorik olarak açıklanmaya çalışılması literatürde geniş yer almıştır [5,6]. Bu nükleer reaksiyonları açıklamak için geliştirilen modellerden biri optik modeldir. Gelen mermi parçacığın kompleks hedefle etkileşmesi sırasında gelen akının (J) bir kısmı hedefin uyarılmasından dolayı inelastik kanallara gider. Son durumda ise giden akı gelen akıdan uyarılmanın şiddeti oranında azdır. Böyle bir gerçeği modellemek için reel etkileşim potansiyeli yeterli değildir. Bunun için optik model geliştirilmiştir. Optik modelde, uyarılmış kanallarla etkileşimi temsil eden sanal potansiyel kullanılır. Bu modele göre toplam etkileşim potansiyeli komplekstir. Optik model akının hangi kanallara ve ne kadar miktarda gittiği ile ilgilenmez sadece uyarılmış kanallara giden net akı hakkında bilgi verir [7]. Nükleer reaksiyon modellerini bakıldığında temel problemin deneysel verileri en iyi açıklayan bir potansiyel setinin olduğunu görürüz.

Birçok potansiyelin özelliklerini bildiğimiz halde nükleer potansiyelin şekli ve parametreleri iyi bilinmemektedir. Nükleer fizikte, sistemler ya saçılırlar ya bağlı duruma geçerler veya her iki durumdan farklı bir ara duruma sahip olurlar ki bu da rezonans olarak bilinir. Bu gerçekten yola çıkarak nükleer fiziği, nükleer reaksiyon, nükleer yapı ve rezonans fiziği şeklinde üç başlık altında incelemek mümkündür ki biz çalışmamızda nükleer reaksiyon fiziği üzerinde durmak istiyoruz.

Nükleer reaksiyonlarda, mikroskobik bir cisimi incelemek istersek cisme onun boyutlarında dalga boyuna sahip ışınlarla bakarız. Optik yasalar çerçevesinde ışık hedeften yansır, kırılır, kırınıma uğrar veya absorbe edilir. Yansıyan ışınlarla bakıldığında o cismin boyutunu ve şeklini anlayabiliriz. Bu şekildeki işlemler gibi çekirdeğin yapısı hakkında bilgi sahibi olmak istersek çekirdeğin boyutlarında dalga boyuna sahip ışınlar gönderilir ki bunlarda madde dalgaları olarak bilinir. Çekirdeğe gönderilen parçacıklar hedeften saçılırlar bu saçılan parçacıkları sayarak hedef çekirdek hakkında bilgi edinilebilir. Hedef çekirdeğin iç yapısı hakkında (uyarılmış durumlar, v.s.) bilgi edinmek istersek, mermi çekirdeğin, hedefin Coulomb bariyerini delip nükleer potansiyelle etkileşmesi için mermi çekirdeği bir hızlandırıcıda hızlandırılması gerekmektedir. Düşük enerji bölgesi (nükleon başına 10 MeV) nükleer yapı hakkındaki bilgimiz için yeterli olmakla birlikte orta enerji bölgesinde (nükleon başına 100MeV-1GeV) temel parçacıkların birbirine dönüşümü incelenebilir. Sihirli parçacıkları yüksek enerji bölgelerinde üretmek mümkündür.

Nükleer bir yapıyı anlayabilmek, çekirdeklerin iç dinamiklerini, ona etki eden kuvvetleri net olarak belirlenebilir. Bundan dolayı nükleer reaksiyonları çalışmak önemlidir. Nükleer reaksiyon deneylerinde hedef çekirdek dedektörlerin tam ortasına yerleştirilir ve mermi çekirdek lineer hızlandırıcılar vasıtasıyla hedefe çarparak saçılır. Burada gelen mermi çekirdeğin enerjisinde, mermi ve hedefin dinamik yapıları için birçok durum söz konusudur: Eğer mermi çekirdeğin enerjisi Coulomb bariyerinden küçükse Rutherford saçılması (elastik saçılma) veya Coulomb uyarılması olabilir. Mermi çekirdeğin enerjisi Coulomb bariyerini aşarsa nükleer uyarılmalar, yeniden düzenleme reaksiyonları gibi inelastik saçılmalar meydana gelebilir [8]. Gözlenebilen deneysel çalışmaların en önemlilerinden biri tesir kesitidir

ki bu, saçılan parçacıkların sayısıyla veya akı yoğunluğu ile orantılıdır. Reaksiyon tesir kesiti nükleer yapı hakkında önemli bilgiler verir.

Bu bağlamda zayıf bağlı mermer çekirdeği içeren ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ ve proton fazlalığı bulunan ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ reaksiyonlarının elastik saçılmalarına tez çalışması olarak bakmak oldukça önemlidir.

Sunulan bu tezde aşağıdaki kısımlar yer almaktadır:

Bölüm 2’de nükleer reaksiyonlar hakkında genel bir bilgi verilmektedir. Bölüm 3’te bu çalışmadaki hesaplamalarda kullanılan Optik model için kısa bir tanımlama verilerek, bir reaksiyonun teorik olarak incelenmesinde kullanılan referans sistemi ve etkileşim potansiyelinin özellikleri kısaca anlatılmaktadır. Bölüm 4 de egzotik çekirdeklerin özellikleri ve egzotik çekirdek reaksiyonları ile ilgili olarak kısa bilgiler verilmiştir. Bölüm 5’te Optik model kullanılarak ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ elastik saçılma reaksiyonu için deneysel veriler teorik olarak analiz edilmiştir. Bölüm 6’da Optik model kullanılarak ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılma reaksiyonu için deneysel veriler teorik olarak analiz edilmiştir. Bölüm 7’de ise yaptığımız çalışmalar tartışma ve sonuç şeklinde ele alınmıştır.

2. REAKSİYON TIPLERİ

2.1 Nükleer Reaksiyonlar

Enerjik parçacıklar ile hedefte bulunan bir maddenin bombardıman edilmesi sonucu gerçekleştirilen nükleer reaksiyonlar; bir parçacık hızlandırıcısının ürettiği yüksek hızlı yüklü bir parçacık demetinin (elektronlar, protonlar, α -parçacıkları ve daha ağır iyon demetleri gibi) bir hedef çekirdeğe gönderilmesiyle oluşabileceği gibi, doğal olarak da meydana gelebilmektedir (kozmetik ışıklardan kaynaklanan yüksek hızlı parçacıkların atmosferin üst tabakalarında ya da uzayda gerçekleştirdiği reaksiyonlarda olduğu gibi). Reaksiyonlarda kullanılacak nötron demetleri nükleer reaktörlerden elde edilebilmekte ya da bir yüklü parçacık demetinin hedefteki zayıfbağlı bir nötronu yerinden sökmeye (knock out reaksiyonu) ikincil bir ürün olarak da üretilebilmektedir. Nükleer reaksiyonlar için foton, mezon, müon ve nötrino demetleri de kullanılmaktadır. Atom çekirdeğinin anlaşılabilmesi bakımından nükleer reaksiyonlar çok önemlidir. Atom çekirdeğinin varlığını kanıtlayan ilk nükleer reaksiyon deneyi Rutherford tarafından gerçekleştirilmiştir. Bu deneyde, Rutherford radyoaktif bir kaynaktan çıkan bir α -parçacıkları demetini altın hedef üzerine göndermiş ve bu α -parçacıklarından bazılarının hedeften esnek olarak geri saçıldıklarını gözlemiştir [9,10]. α -parçacıkları ile yapılan daha sonraki kimi deneylerde, reaksiyon sonunda başlangıçtaki hedef çekirdekte farklı bir ürün çekirdeğin ve hedefe gönderilen parçacıktan farklı bir ürün parçacığının oluştuğu nükleer reaksiyonlar da gerçekleştirilmiştir. Bir hızlandırıcı kullanılarak yapılan ilk nükleer reaksiyon 1930 yılında Cockroft ve Walton tarafından ${}^7\text{Li}$ hedefinin hızlandırılmış protonlarla bombardımanı olmuştur [11,10]. Daha ağır çekirdekleri yüklü iyonlar gibi hızlandırmanın mümkün hale geldiği 1980'lerden sonra, mermi olarak ${}^{16}\text{O}$ ya da ${}^{48}\text{Ca}$ gibi ağır iyon demetlerinin kullanıldığı pek çok sayıda nükleer reaksiyon deneyleri gerçekleştirilmiştir. ${}^{14}\text{N} (\alpha, p) {}^{17}\text{O}$ reaksiyonunda olduğu gibi, kütle numarası $A \leq 4$ olan, çoğunlukla hedefi bombardıman etmede kullanılan parçacıklar "hafif" parçacıklar ve ${}^{18}\text{O} ({}^{48}\text{Ca}, {}^{15}\text{N}) {}^{49}\text{Sc}$ reaksiyonunda olduğu gibi, $A > 4$ olan ve mermi olarak kullanılmak istenildiğinde hızlandırıcılar vasıtasıyla hızlandırılan iyonlar "ağır-iyonlar" olarak adlandırılmaktadır.

Nükleer saçılma ve nükleer reaksiyonların yer aldığı deneyler sonucunda çekirdek büyüklüğü, yük dağılımı ve çekirdek kuvvetlerinin karakteri gibi çekirdeklerin özelliklerini belirlemede kullanılan önemli bilgiler elde edilmektedir. Enerji değiş-tokuşu yapan reaksiyonlar; uyarılma ve bağlanma enerjilerinin ölçülmesinde, enerji düzeylerinin kuantum sayılarının saptanmasında ve düzeyler arasındaki geçiş oranlarının belirlenmesinde kullanılabilirler. Farklı reaksiyonların oluşması için gereken şartların bilinmesi (bu, sonuçların önceden kestirilebilmesini sağlar) ve hedefe gönderilen parçacığın hedef ile reaksiyona girme olasılığının bilinmesi (bu olasılık, reaksiyonun tesir kesitidir) nükleer fizikçiler tarafından sıklıkla üzerinde durulan önemli konulardır.

2.2 Nükleer Reaksiyonların Sınıflandırılması

Nükleer reaksiyonların gerçekleşmesi için gelen mermi parçacıkların Coulomb bariyerini delmesi gerekir. Bunun için gelen parçacık, lineer hızlandırıcılar yardımıyla siklotronlar hızlandırılır veya nükleer reaktörlerde yüksek enerjili ışınlar kullanılarak reaksiyona hazır hale getirilir. Nükleer reaksiyonlar,



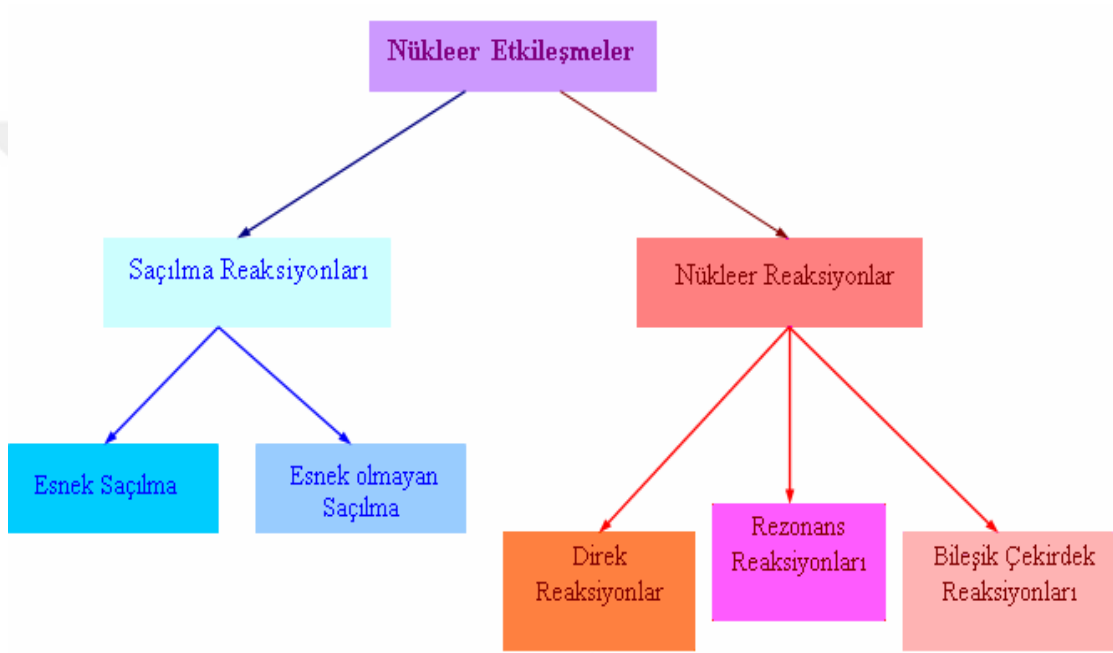
şeklinde ifade edilirler veya daha kısa gösterimle A (a,b) B şeklinde gösterilirler. Burada a gelen parçacık (hızlandırılan), A hedef çekirdek, B hedefte duran ağır iyon (hemen gözlenemeyen), b tesbit edilen ve sayılabilen parçacık ve Q reaksiyon sırasında açığa çıkan enerji veya reaksiyonun gerçekleşmesi için gerekli olan enerjidir. Burada a ve b genellikle nükleon veya hafif çekirdekler olarak ifade edilirler. Q ifadesi,

$$Q = E_i - E_f = (m_A + m_a)c^2 - (m_B + m_b)c^2 \quad (2.2)$$

şeklinde verilir. Eğer Q, pozitif ise reaksiyon ekzotermik yani enerji veren, negatif ise reaksiyon endotermik yani dışardan enerji alan bir reaksiyondur [12].

Nükleer reaksiyonlar meydana geldiğinde ortaya birçok durum çıkabilir. Reaksiyon şartlarına göre bu durumlar; bileşik çekirdek reaksiyonları, direk reaksiyonlar ve bu ikisi arasındaki durum olan rezonans reaksiyonları olarak sınıflandırılabilir.

Nükleer etkileşmeleri, Şekil 2.1’de gösterildiği gibi, saçılmalar ve reaksiyonlar şeklinde iki ana sınıfa ayırmak mümkündür [10]. Fakat nükleer etkileşmelerde bu tanımlamalara sıkı bir bağlılık yoktur. Bazı zamanlarda “inelastik” terimi esnek saçılma dışında herhangi bir reaksiyon için kullanılabilmekte, bu tür reaksiyonlar literatürde esnek olmayan (non-elastic) biçiminde de yer bulabilmektedir. Nükleer reaksiyon teriminin, nükleer parçacıkların karıştığı bazı saçılma işlemleri için de kullanıldığına sıkça rastlanabilmektedir [13].



Şekil 2.1. Nükleer etkileşmelerin sınıflandırılması [10]

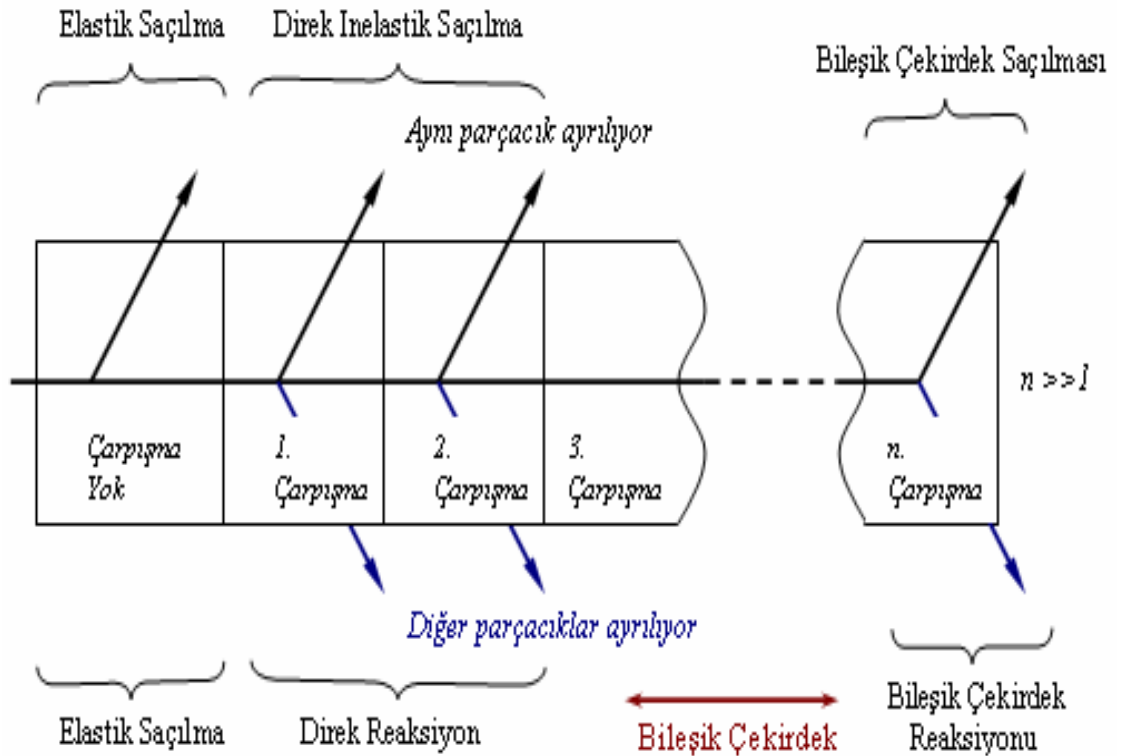
Diğer taraftan, nükleer reaksiyonların enerjilerine göre sınıflandırılmasında; hedefe gönderilen mermi çekirdekteki nükleon başına enerji 10MeV veya daha küçükse bu tür reaksiyonlara “düşük enerjili nükleer reaksiyon” ve nükleon başına enerji 100MeV-1GeV aralığında ise bu tür reaksiyonlara “orta enerjili nükleer reaksiyon” olarak tanımlanabilmektedir. Mezon üretimi, proton ve nötronun birbirine dönüşümü bu orta enerji bölgesinde mümkündür. Daha yüksek enerjili [$>1\text{GeV}$] nükleer reaksiyonlarda ise parçacık üretimi mümkün hale gelmektedir [14].

2.3 Bileşik çekirdek reaksiyonları

Bu tür reaksiyonlar, $a + A \rightarrow C^* \rightarrow B^* + b$ reaksiyonu şeklinde bir C^* ara durumuna sahiptirler. Bileşik çekirdek reaksiyonlarının direkt reaksiyonlara göre meydana gelme süresi 10^{-22} s den daha büyüktür. Bileşik çekirdek reaksiyonları hafif çarpışmaya ihtiyaç duyduğu için düşük enerjilerde (10-20MeV) meydana gelirler. Tesir kesitleri direkt reaksiyonlara göre çok büyüktür.

Birleşik çekirdek modeli hipotezine göre, bileşik çekirdeğin belli son ürünlere bozunması ihtimali, bileşik çekirdeğin oluşma şeklinden bağımsızdır. Bozunma olasılığı sadece sisteme verilen enerjiye bağlıdır. Etkin olarak bileşik çekirdek nasıl meydana geldiğini unuttur ve öncelikle istatistiksel kurallara göre bozunur [12].

Bir diğer olasılık da çekirdeğin elektromagnetik radyasyon yayınlamaya bu enerjiyi kaybetmesidir.



Şekil 2.2. Bir nükleer reaksiyonda çarpışmalara göre farklı mümkün durumlar.

Bir direk reaksiyonda birkaç MeV lik enerji ile gelen bir parçacığın (bir nükleonun), bir çekirdeği geçmesi için geçen zaman yaklaşık 10^{-22} s mertebesindeyken, bileşik çekirdek çok daha uzun bir süre [$(10^{-18} - 10^{-16})$] varlığını korur. Bir bileşik çekirdek reaksiyonu; bileşik çekirdeğin oluşumu ve çok zaman sonra bozunumu biçiminde iki şekilde temsil edilebilir. Sembolik olarak bu adımları



şeklinde gösterebiliriz. Burada C^* uyarılmış bileşik çekirdeği temsil etmektedir. Şiddetli çarpışmalara olmadığı sürece, bileşik çekirdek reaksiyonları düşük enerjilerde (10-20MeV) gözlenebilmektedir. Tesir kesitleri direk reaksiyonlarla karşılaştırıldığında çok daha büyüktür, nükleonlar arası etkileşim rastgele olup ve açıyla pek değişim göstermez, gelen parçacığın yönüne çok az bağlıdır.

2.4 Direkt reaksiyonlar

Gelen parçacığın tüm bir çekirdek yerine çekirdekdeki tek bir nükleon ile doğrudan etkileşimi söz konusu olduğundan bu türdeki reaksiyonlar “direkt reaksiyonlar” olarak adlandırılmaktadır. Mermiden hedef çekirdeğe ya da hedeften mermi çekirdeğe nükleon aktarımının olduğu bu reaksiyonlar, genel bir ifadeyle, transfer reaksiyonları olarak adlandırılmaktadır.

Direkt reaksiyonlar aşağıdaki özelliklere sahiptir:

- Yüksek enerjilerde meydana gelirler ve reaksiyonun oluşma süresi bileşik çekirdek reaksiyonlarına göre daha kısadır (10^{-22} sn den daha kısa).
- Reaksiyon sırasında mermi ve hedef çekirdek kontak yaparak şiddetli absorpsiyon meydana getirirler[15].
- Etkileşim genelde yüzeyde, değerlik nükleonları arasında meydana gelir.
- Tesir kesitleri bileşik çekirdek reaksiyonlarınıninkine göre düşüktür; Tesir kesitleri küçük açılarda pik yaparken büyük açılarda şiddetleri düşmektedir.

Reaksiyonun bileşik çekirdek reaksiyonu mu yoksa direkt reaksiyon mu olacağı gelen parçacığın enerjisine bağlıdır. 1 MeV enerjili gelen nükleonun dalga boyu 4 fm dir ve bu nedenle tek nükleonları göremez. Bu durumda bileşik çekirdek meydana gelmesi daha olasıdır. 20 MeV lik bir nükleonun dalga boyu 1fm civarında olup direk reaksiyonların meydana gelmesi ihtimali daha büyüktür [12,7].

2.5 Esnek (elastik) saçılma

Bu tür reaksiyonlarda reaksiyona giren ve çıkan parçacıklar hiçbir değişikliğe uğramazlar. Yani $A = B$ ve $a = b$ ve aralarında enerji alışverişi olmamıştır ($Q = 0$). Diğer bir deyişle çekirdeklerin iç dinamiklerinde bir değişme meydana gelmez.



formuna sahiptir. Hedef çekirdeğin enerji durumunun değişmediği esnek saçılma işlemi; hedefe gönderilen merminin, hedef ile arasındaki etkileşmeye bağlı olarak geldiği doğrultudan saparak saçılmaktadır [10].

2.6 Esnek olmayan (inelastik) saçılma

Eğer gelen mermi parçacığın enerjisi Coulomb bariyerini aşabilecek kadar güçlü ise hedef çekirdek veya hem hedef çekirdek hem de gelen parçacık uyarılabilir. Yani $X(a,a) X^*$ veya $X(a,a^*) X^*$. Esnek olmayan saçılmalarda reaksiyondan çıkan parçacık ile mermi birbirleri ile aynıdır. Fakat farklı kinetik enerjilere sahiptirler. Bu durumda a mermisi, uyardığı hedef çekirdeği daha düşük bir enerji ile terk edecektir. Bu tür işlemler



şeklinde sembolize edilebilir. Burada X^* , X çekirdeğinin uyarılmış bir durumunu, a' ise ürün parçacığı temsil etmektedir ($^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha')^{40}\text{Ca}^*$ saçılmasında olduğu gibi). Esnek olmayan saçılmalar için Q-değeri sıfırdan farklıdır ve hedef çekirdeğin X^* uyarılmış durumuna geçmesi için gereken uyarılma enerjisi (E_x) cinsinden, $Q = -E_x$ ile verilmektedir [13]. Diğer bir olasılık, a'nın kompleks bir çekirdek olması halinde hem hedef hem de merminin uyarılmasıyla sonuçlanan, $X(a,a^*) X^*$ formundaki

esnek olmayan saçılma işlemidir. Örnek olarak ^{208}Pb (^{12}C , $^{12}\text{C}^*$) $^{208}\text{Pb}^*$ saçılmasını verebiliriz.

2.7 Parçalanma Reaksiyonları

Eğer mermi çekirdek kompleks bir çekirdekse, reaksiyon sırasında iki veya daha fazla bileşene ayrılabilir. Yani $A(a, xy)$ A veya mermi hedefi uyarırsa $A(a, xy) A^*$ şeklinde yazılabilir. Burada mermi çekirdek $a = x + y$ şeklinde iki parçaya ayrılmıştır [16].

2.8 Transfer Reaksiyonları

Bu tür reaksiyonlarda mermi çekirdekten hedefe veya hedeften mermi çekirdeğe nükleon transferi olur. Örneğin $A(d, p) B$ reaksiyonunda döterondan bir nükleon hedefe aktarılmıştır. Bu reaksiyon döteron soyma reaksiyonu olarak bilinir. Bir diğer örnek $A(p, d) B$ reaksiyonunda mermi nükleon hedeften bir nükleon kopararak döteron oluşturur.

2.9 Yakalama Reaksiyonları

Bu tür reaksiyonlarda gelen çekirdek hedefle birleşerek uyarılmış yeni bir çekirdek oluşturur. Oluşan çekirdek kararlı hale geçebilmek için fazla enerjisini γ -ışınları şeklinde yayar. Örnek olarak,



reaksiyonu verilebilir. Bu reaksiyonların dışında mermi ve hedef çekirdek birleşerek,



biçiminde ikiden fazla ürün çekirdek de oluşturabilir. Örnek olarak,



reaksiyonu verilebilir [16-7].

2.10 Rezonans reaksiyonları

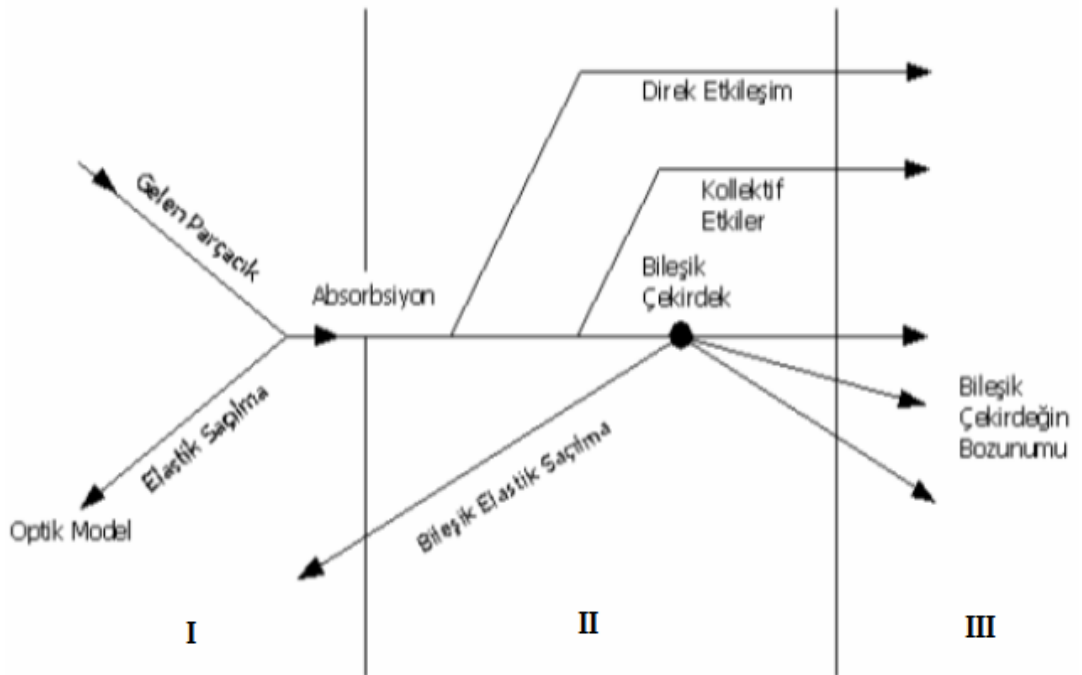
Rezonans reaksiyonları, direk reaksiyonlar ile bileşik çekirdek reaksiyonları arasındaki reaksiyonlardır. Belirli enerji değerinde rezonans durumu gerçekleşebilir. Bu durumda etkileşim potansiyelinin meydana getireceği dalgaların fazı ve genliği bariyer içi ve dışında yaklaşık aynıdır.



3.TEORİK MODEL

3.1 Modelin Tanımlanması

Nükleer reaksiyonlar, mekanizmalarına göre bileşik ya da direkt reaksiyonlar olmak üzere iki ana kısma ayrılabilir. Düşük enerjilerde gelen bir parçacık, öncelikle hedef çekirdeğin Coulomb alanı ile etkileşir ve enerjisi Coulomb bariyerini aşmaya yeterli değil ise Rutherford yasasına göre saçılır. Eğer parçacığın enerjisi Coulomb bariyerinden daha fazla ise parçacık, hedef çekirdeğin nükleer alanı ile etkileşerek ya nükleer saçılmaya uğrar ya da absorbe edilerek bir bileşik çekirdek oluşturur. Bu bileşik çekirdek uyarılmış durumda olup, daha sonra parçacık yayarak temel seviyeye döner. Bir ara durum olan bu tür reaksiyonlara ‘bileşik çekirdek reaksiyonları’ denir. Daha yüksek enerjili mermiler, hedefteki bir nükleona daha kolay etkileşmeye yol açarsa bu tür reaksiyonlar direkt reaksiyonlardır. Oysa düşük mermi enerjilerinde ise, mermi çekirdek tüm bir çekirdeği bir bütün görür ve çekirdeklerle etkileşir. Bu bileşik çekirdek reaksiyonu olarak adlandırılır. Ara durum oluşup oluşmamasına göre nükleer reaksiyonların sınıflandırılması Şekil 3.1.’de verilmektedir.



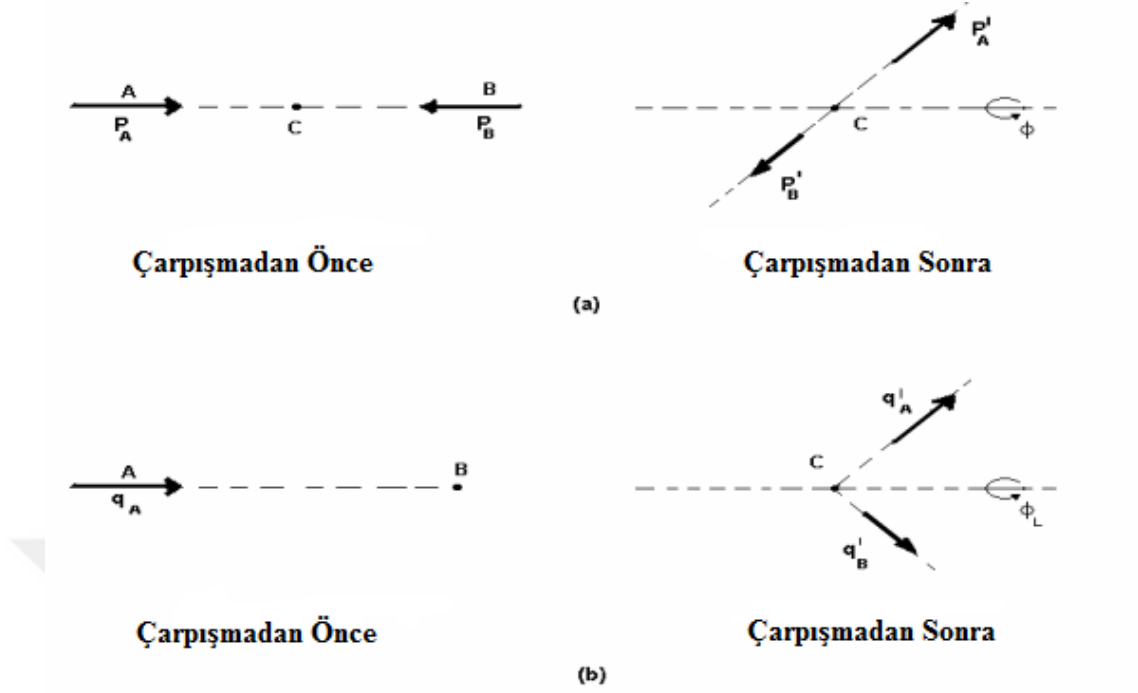
Şekil 3.1. Weisskopf'a göre nükleer reaksiyon şeması [17].

Şekil 3.1.'e göre; birinci bölgede tek parçacık durumu olup, daha sonra tanımlanacak olan bir $V(r)$ potansiyeli ile etkileşen bir parçacığın (gelen dalganın) elastik saçılmasını göstermektedir. İkinci bölge ise gelen dalganın bir kısmını absorbe edilmesi ile (W potansiyeli) bileşik sistem oluşturulan bölgedir.

Tezin bu bölümünde birinci bölgede gösterilen, reaksiyon ürünlerinin değişmeden kaldığı elastik saçılma reaksiyonları ile ilgilenilerek, elastik saçılmayı soğurma etkilerini de hesaplamaya katarak inceleyen optik model tanımlanmıştır.

3.2 Laboratuvar ve Kütle Merkezi Sistemleri

Örneğin makroskobik olarak çekirdekler arasındaki etkileşim kuvvetlerini ve iki çekirdeğin etkileşim kuvvetlerini direkt olarak yazamayız. Bu kuvvetleri elde etmek için ortalama potansiyel ve sistemin davranışını açıklayabilmek için kütle merkezi sistemini seçmemiz gerekir. Yani laboratuvar ortamında durgun bir hedef üzerine gönderilen parçacıkların çarpması olayının teorik yorumu için için olayın temel simetrisini yansıtan bir referans sistemi kullanmalıyız. Bu referans sisteminde, kütle merkezi sabit olup, parçacıklar kütle merkezine göre eşit ve zıt momentumla hareket ederler. Aynı şekilde reaksiyon ürünlerinde eşit ve zıt momentumla hareket ederler. Parçacıkların ve bunların kütle merkezinin, laboratuvara göre tespit edildiği koordinat sistemi ise laboratuvar sistemi olarak adlandırılır. Aşağıdaki şekilde laboratuvar ve kütle merkezi sisteminde mermi ve hedef parçacığın çarpışmadan önce ve sonraki durumları gösterilmektedir.



Şekil 3.2. A parçacığının B hedefinden elastik saçılması: (A) kütle merkezi sistemi ve (B) laboratuvar sistemi [13].

Sekil 3.2.'den görüleceği gibi kütle merkezi sisteminde hem mermi hem de hedef birbirlerine doğru hareket etmektedirler ve momentumları $\vec{P}_A = -\vec{P}_B = \vec{P}$ şeklinde eşit ve zıt yönlüdür. Etkileşmeden sonra birbirlerine zıt yönde eşit momentumla $\vec{P}'_A = -\vec{P}'_B = \vec{P}'$ hareket etmektedirler (a). Laboratuvar çerçevesinde ise hedef durağandır ve mermi çekirdek hedefle etkileştiği zaman farklı momentumlarda farklı yönlerde hareket eder (b). Aşağıdaki denklemler bu iki sistem arasındaki bağıntıları vermektedir:

Momentumun korunumundan yola çıkılarak, kütle merkezinin hızı;

$$(m_A + m_B) \vec{v}_A = m_A \vec{v} \quad (3.1)$$

ifadesinden bulunur. Burada \vec{v}_{km} kütle merkezinin hızı, \vec{v} ise laboratuvar sisteminde gelen parçacığın hızıdır. Mermi parçacığın kütle merkezindeki momentumu ile laboratuvar sistemindeki \vec{q}_A momentumuna arasındaki ilişki

$$\vec{P}_A = \vec{q}_A - m_A \vec{v}_{km} = \frac{m_B}{m_A + m_B} \vec{q}_A \quad (3.2)$$

şeklindedir. Buradan kütle merkezi sisteminde mermi çekirdeğin hızı;

$$\vec{v}_A = \frac{m_B}{m_A + m_B} \vec{v} \quad (3.3)$$

şeklindedir. Hedef çekirdeğin kütle merkezi sistemindeki hızı ise $\vec{v}_B = -\vec{v}_{km}$ dir. Laboratuvar ve kütle merkezi sisteminde çarpışmadan sonra mermi çekirdeğin momentum bileşenleri arasındaki ilişki,

$$\vec{P}_A' \cos \Theta = \vec{q}_A' \cos \Theta_L - m_A \vec{v}_{km}' \quad (3.4)$$

$$\vec{P}_A' \sin \Theta = \vec{q}_A' \sin \Theta_L \quad (3.5)$$

şeklindedir. $P_A = P_A' = P$ olduğunu göz önüne alarak Θ ile Θ_L arasında

$$\tan \Theta_L = \frac{\sin \Theta}{\cos \Theta + \tau} \quad (3.6)$$

ilişki kurulabilir. Buradan $\tau = \frac{m_A}{m_B}$ dir. Her iki sistemin azimütal ($\Theta_{km} = \Theta_{lab}$) açısı birbirine eşittir. Mermi parçacığın enerjisi en genel halde,

$$E = \frac{1}{2} \mu_\alpha v_A^2 + \frac{1}{2} M v_{km}^2 = E_\alpha + E_{km} \quad (3.7)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $M = m_A + m_B$ toplam kütle ve $\mu = \frac{m_B}{m_A + m_B}$ indirgenmiş küttedir. E_α kinetik enerjisi, kütle merkezi çerçevesinde mermi ve hedefin birbirlerine göre enerjileridir. E_{km} kinetik enerjisi ise belirli bir referans noktasına göre sistemin enerjisidir. $E_\mu = \frac{1}{2} \mu v^2$ ve $E_{lab} = \frac{1}{2} m_A v^2$ ifadeleri göz önüne alınarak bağıl hareketin enerjisi ile laboratuvar sisteminin enerjisi arasında,

$$E_{\mu} = \frac{m_B}{m_A + m_B} E_{lab} \quad (3.8)$$

bağıntısı olduğu görülür.

Eğer hedef çekirdek gelen çekirdekten çok ağır ise, laboratuvar sistemi ile kütle merkezi sistemi arasındaki fark oldukça küçüktür. Ancak hafif iyonlar için bu fark oldukça büyüktür. Örneğin hedef ve gelen parçacık eşit kütleyle sahip ise kütle merkezinin kinetik enerjisi laboratuvar sisteminin kinetik enerjisinin yarısına eşittir. Bununla birlikte kütle merkezindeki saçılma açısı 180^0 kadar olabilirken laboratuvar sisteminde 90^0 yi aşamaz.

3.3 Optik Model

Nükleer reaksiyonların tanımlanmasında kullanılan en basit ve en başarılı modellerden biri optik modeldir. Elastik saçılmanın tanımlanmasında önemli bir rol oynayan bu model, bir potansiyel parametresi ile iki çekirdeğin etkileşmesini karakterize eder. Saçılmanın bir potansiyel terimi ile tanımlanması, absorpsiyon güçlü değil ise serbestlik derecesi açısından büyük kolaylık sağlar. Ayrıca potansiyel tanımlaması, Schrödinger denklemini her yerde çözebilecek bir dalga fonksiyonu yazabilme imkanı verir. Geliştirilen diğer modellerin güçlü absorpsiyon temeline dayandığı dikkate alındığında, saçılmanın basit bir şekilde tanımlanması ve diğer modellere tamamlayıcı olması bakımından optik model büyük önem arz eder.

İlk olarak 1935 yılında, Schrödinger denkleminin çözümünde uyarılmış kanalları dikkate alabilmek için kompleks bir potansiyel kullanmanın gerekliliği Bethe tarafından ileri sürülmüş, daha sonra 1950'li yıllarda Feshbach ve Saxon kompleks saçılma potansiyelini geliştirerek reaksiyonlara uygulamışlardır [18]. Optik model fikri, nötronların çekirdekten saçılmasının, ışığın geçirgen bir küreden saçılması ile benzerlik gösterdiği keşfedilince ortaya atılmıştır. Düşük enerjili nötron deneyleri yapılmaya kadar çekirdekler arasındaki etkileşimin, güçlü ve kısa erimli nükleon kuvvetinden dolayı şiddetli olduğu ve bu nedenle nükleer sıvı içerisindeki bir nükleonun ortalama serbest yolunun çok kısa olduğu düşünüldü. Aynı şekilde çekirdek saydam olmayan ya da siyah bir cisim gibi kabul edilir, uygun güçlü

absorbsiyon modelleri kullanılır. Özellikle bu bölgelerde gözlemlenen keskin ve geniş rezonanslar bu modelleri desteklemektedir. Daha sonra yapılan nötron deneylerinde, nötronların bir kısmı güçlü absorpsiyonu gösterir şekilde soğrulurken bir kısmı güçlü etkileşim etkisi yokmuş gibi saçılmışlardır. Nötronların bu optik davranışı üzerine bu model geliştirilmiştir.

Optik model nükleer reaksiyonları, bir ortamdan geçerken kısmen absorbe edilen ışığın yayılmasına benzer bir analogi ile inceler [19]. Çünkü ışık dalgasının bir yüzeyden saçılması ile bir parçacığın bir potansiyelden saçılması paralellik göstermektedir. Elastik ve inelastik saçılmalarında kullanılan kompleks potansiyel, ışığın karmaşık kırılma indisli bir ortamda sergilediği yansıma, yutulma ve kırınım özelliklerine benzediğinden dolayı optik potansiyel olarak adlandırılır. İki çekirdek arasındaki etkileşim, karmaşık (komplike) çok cisim problemidir. Optik model, elastik saçılmayı tanımlarken bu problemi basitleştirerek 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 mümkün olduğunda, elastik kanaldan bir akı kaybı olacağı için soğurucu yani kompleks olmasıdır. Kısacası optik modelde, gelen bir parçacık hedefi, sınırlı bir kompleks potansiyeli olarak görülür. Bu potansiyel şu şekilde tanımlanır;

$$V_{op}(r) = V(r) + iW(r) \quad (3.9)$$

Burada $V(r)$ reel potansiyel olup, gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki etkileşmeyi tanımlar. $W(r)$ uyarılmış kanallara giden akı ile soğrulmadan sorumludur. Optik model, bu potansiyel ile elastik saçılmanın yorumlanmasının yanısıra çarpışan iki parçacığın görelî hareketi içinde dalga fonksiyonu sağlar. Ancak optik model sadece elastik kanallardaki dalga fonksiyonları ile ilgilenir. Diğer tüm uyarılmış kanallar, W sanal potansiyeli ile elastik kanalda kaybolan akı olarak hesaba katılır. Elastik saçılma için radyal Shrödinger denklemi şu şekilde verilir:

$$\frac{d^2 u_1}{dr^2} + \left[\frac{2m}{\hbar^2} \left(E - V_{op}(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) \right] u_1 = 0 \quad (3.10)$$

Nükleer reaksiyon teorileri, nükleer yapı modellerinin problemini dikkate aldığından, optik model, kabuk modeli ile kollektif modelleri temel alır. Bu nedenle optik potansiyel Hatree-Fock potansiyeline yakın olarak, kabuk modeli potansiyelinden geliştirilen bir potansiyeldir. Optik potansiyel bu sayede nükleer madde dağılımı hakkında da bilgi verebilmektedir.

Elastik saçılma hesaplamalarında, çekirdekler donmuş nesnelere olarak tanımlanarak, iç yapıları dikkate alınmaz. Oysaki iki parçacığın etkileşmesi sonucunda, akı soğrulması ile birçok reaksiyon kanalının açılması mümkündür. Bu durum elastik saçılmayı etkiler. Bu nedenle tanımlanan etkileşim potansiyeli reaksiyon sonunda oluşabilecek tüm durumları içermelidir. Ancak reaksiyon sonunda açılacak reaksiyonların kanalların detayları ile ilgilenilmeden sadece elastik saçılma etkileri araştırılıyorsa, absorpsiyon optik potansiyele eklenen sanal bir terimle temsil edilmelidir. Bu nedenle optik potansiyel kompleks olmalıdır.

Optik potansiyelin diğer bir özelliği ise enerjiye bağlı olmasıdır. Gelen enerjiyle birlikte kanalların açılma ihtimalide artacağından, bu kanalları temsil eden potansiyelin şiddetide gelme enerjisine bağlı olarak değişecektir. Dolayısıyla optik potansiyel de enerjiye bağlı olmalıdır.

Optik potansiyel, elimine edilmiş kanalların çiftlenim etkisinden dolayı lokal (yerel) olmayan bir özellik gösterir. Bunun fiziksel anlamı şudur: 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 r ya da r' noktasına bağlı olmadan herhangi bir noktadan gerçekleşmesi potansiyelin lokal olmama özelliğini gösterir. Bu özellik mermi ve hedef çekirdeğin nükleonlarının antisimetrisasyonundan kaynaklanır. Lokal olmama özelliği momentuma bağlı olma özelliği olarak kabul edilebilir. Sonuçta optik model ara durumlarla ilgilenmeden sadece elastik kısmı inceler.

Nükleon-nükleon kuvveti spine bağlı olduğu için etkileşim potansiyelide mermi ya da hedefteki çekirdeğin spinine bağlıdır. Hafif iyonlar daha ağır hedeflere gönderildiğinde sadece merminin spinine çiftlenim çok önemlidir. Ancak daha ağır mermiler kullanıldığında, mermi ve hedef çekirdeğin spinleri karşılaştırılabilir

olmalıdır. Eğer her ikisinde spini sıfırdan farklı ise hem mermi hemde hedefin spinlerinde çiftlenim dikkate alınmalıdır. Spin-yörünge çiftleniminin şiddeti iyonun kütlelerinin tersi olarak azalacaktır. Spin-spin etkileşmesi mermi ve hedefin herikisi birden spine sahipse gerçekleşecektir. Optik potansiyel spinin yanısıra, nükleon-nükleon kuvvetinin yükten bağımsız olmasına rağmen nükleer kısmın proton-nötron kuvvetinin nötron-nötron kuvvetinden farklılık göstermesi nedeniyle izospine de bağlıdır.

Merminin gelme enerjisi, uyarılmış durumların enerji seviyelerinden birine eşit olursa rezonans durumu oluşabilir. Bu nedenle optik potansiyel rezonanttır. Ayrıca optik potansiyel elimine edilmiş kanalların etkisinden dolayı seçilen model uzayına da bağlıdır. Optik potansiyelin özellikleri kısaca şu şekildedir:

- Komplekstir
- Enerjiye bağlıdır
- Lokal değildir (non-local)
- Rezonanttır
- Spin ve izospine bağlıdır
- Seçilen model uzayına bağlıdır.

Bu etkileşim modeli olan Optik model iki cisim probleminin çözümüne dayanır.

3.3.1 İki Cisim Problemi

İki cisim arasındaki saçılma olayının tanımlanması oldukça uzun ve kompleks denklemlerin çözümünü gerektirmektedir. Bu nedenle, işlemleri basitleştirebilmek için denklemlerde bir takım dönüşümler yapılabilir. Bu dönüşümler sayesinde iki cisimli sistem tek parçacıklı bir sisteme dönüştürülerek problem çözülebilir. Klasik mekanikte iki cisimli bir sistem Lagrangian ile şu şekilde tanımlanır:

$$L(r_1, \dot{r}_1; r_2, \dot{r}_2) = T - V = \frac{1}{2} m_1 \dot{r}_1^2 + \frac{1}{2} m_2 \dot{r}_2^2 - V(r_1 - r_2) \quad (3.11)$$

Burada m_1 ve m_2 , r_1 ve r_2 konumlarındaki spinsiz iki parçacığın kütlesidir. $V(r_1 - r_2)$ potansiyeli ise sadece $r = r_1 - r_2$ görelî konumuna bağılı olup bu parçacıkların üzerine uygulanan kuvvetlerden türetilir. Ancak bu durum sistemin izole olması durumunda geçerlidir. Lagrangian denkleminde de görüldüğü gibi, iki parçacığın toplam 6 tane koordinatı bulunmaktadır ve bu durum sistemin çözümünü oldukça zorlaştırmaktadır. Bu iki parçacığın hareketinin çalışılması, parçacıkların koordinatları yerine bu iki parçacığın kütle merkezinin koordinatlarının kullanılması ile basitleştirilebilir. Kütle merkezinin koordinatları ise şu şekilde belirlenir:

$$r_c = \frac{m_1 r_1 + m_2 r_2}{m_1 + m_2} \quad (3.12)$$

$$r = r_1 - r_2 \quad (3.13)$$

Bu iki denklem birleştirilirse, parçacıkların konumları şu şekilde yazılabilir:

$$r_1 = r_c \frac{m_2}{m_1 + m_2} r \quad (3.14)$$

$$r_2 = r_c \frac{m_1}{m_1 + m_2} r \quad (3.15)$$

Bu eşitlikler Lagrangian denkleminde yerine yazılırsa,

$$\begin{aligned} L(r_1, r_1; r_2, r_2) &= \frac{1}{2} m_1 \left[r_c \frac{m_2}{m_1 + m_2} r \right]^2 + \frac{1}{2} m_2 \left[r_c \frac{m_1}{m_1 + m_2} r \right]^2 - V(r) \\ &= \frac{1}{2} M r_c^2 + \frac{1}{2} \mu r^2 - V(r) \end{aligned} \quad (3.16)$$

burada $M = m_1 + m_2$ sistemin toplam kütlesi ve $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ sistemin indirgenmiş kütlesidir.

Yukarıdaki denklemler kullanılarak r_c ve r 'nin momentumları şöyle olur: $p_c = M \dot{r}_c = m_1 \dot{r}_1 + m_2 \dot{r}_2 = p_1 + p_2$ olup sistemin toplam momentumudur.

$p = \mu \dot{r} = \frac{m_2 p_1 - m_1 p_2}{m_1 + m_2}$ ise iki parçacığın görel momentumu olarak adlandırılır. Bu sistemi Hamiltonyen deklemleri ile ifade edersek;

$$H(r_c, p_c; r, p) = \frac{p_c^2}{2M} + \frac{p^2}{2\mu} + V(r) \quad (3.17)$$

Bu denklemdeki ilk terim kütlesi iki parçacığın kütlesine, konumu da bu iki parçacığın kütle merkezinin konumuna eşit hayali bir parçacığın kinetik enerjisini verir. Ancak bu hayali parçacık kütle merkezi sisteminde durgun olacağından, bu sistemde Hamiltonyen denklemi şu şekilde olacaktır:

$$H_r = \frac{p^2}{2\mu} + V(r) \quad (3.18)$$

Bu da kütle merkezi sisteminde iki parçacığın bir $V(r)$ potansiyeli ile etkileşen μ kütleli tek bir parçacık gibi davrandığını gösterir ve bu hayali parçacık da görel parçacık olarak isimlendirilir. Bu nedenle H_r , iki parçacığın görel hareketinin enerjisini verir. $V(r)$ ise iki parçacık arasındaki potansiyel enerjiye eşittir.

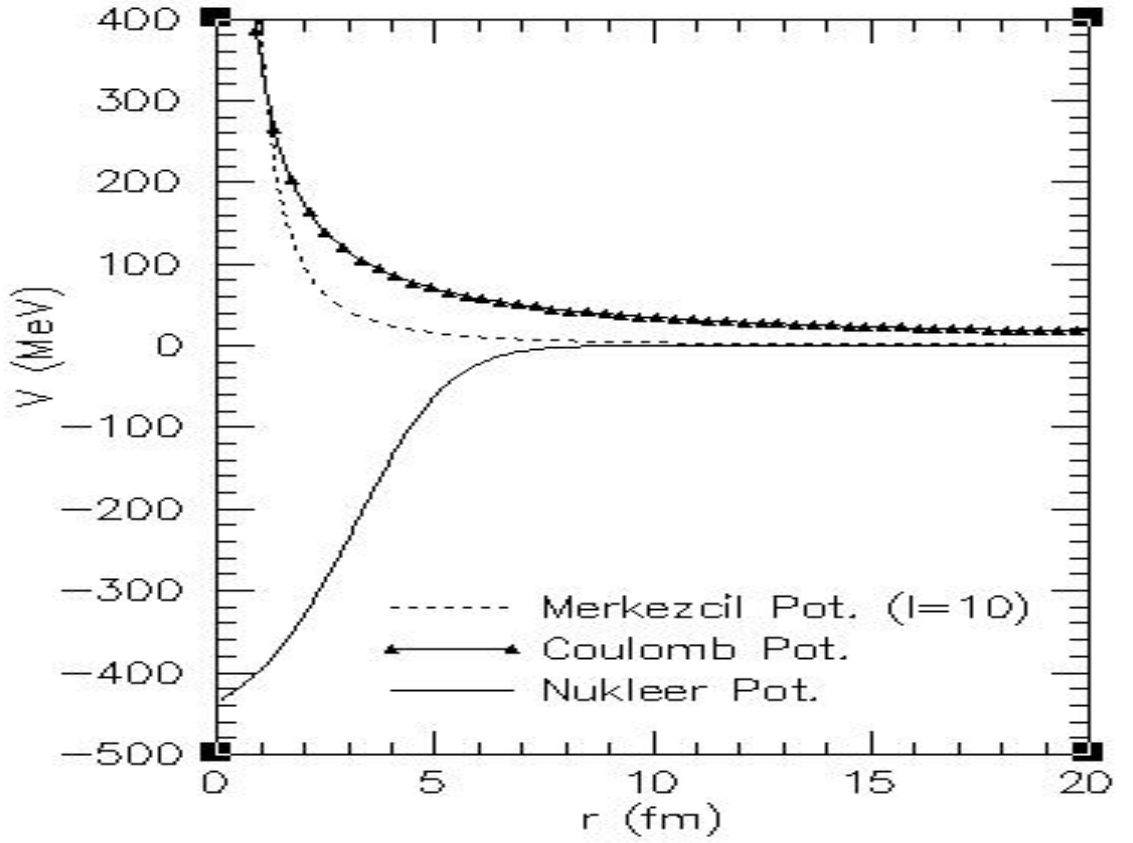
Böylece görel parçacık ile iki cisim problemi basitleştirilmiş ve bu sayede iki cisim etkileşmesinin anlaşılmasına büyük katkılar sağlanmıştır.

3.3.2 Etkin Potansiyel

Optik model, nükleer reaksiyonları yorumlarken, bir cismin, iki cisim arasındaki potansiyel enerjiye denk etkin bir potansiyel ile etkileştiğini kabul eder. Bu potansiyel parçacıkların yüklü olup olmamasına göre Coulomb, reaksiyonu tanımlayan nükleer ve iç yapıdan kaynaklanan merkezi potansiyel ve spine bağlılıktan dolayı bir spin-yörünge terimi bileşenlerinden oluşmaktadır. Buna göre toplam potansiyel

$$V_{\text{toplam}}(r) = V_{\text{nükleer}}(r) + V_{\text{Coulomb}}(r) + V_{\text{merkezcil}}(r) \quad (3.19)$$

olur. Şekil 3.2.'de görüldüğü gibi aşağıdaki forma sahiptir.



Şekil 3.3. Etkin potansiyelin kısımları.

3.3.2.1 Coulomb Potansiyeli

Nokta yük Z_P ve Z_T yüklerinden dolayı oluşan Coulomb potansiyeli, düzgün dağılmış küre için kürenin yarıçapı R_c olmak üzere:

$$\begin{aligned}
 V_c(r) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_T e^2}{r} & r \geq R_c \\
 &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_T e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) & r < R_c
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

Burada mermi ve hedef çekirdek birleşmediği sürece Coulomb potansiyeli noktasal alınabilir. Bu potansiyel reaksiyon önleyicidir ve nükleer reaksiyonun gerçekleşebilmesi için Coulomb bariyerinin aşılması gerekmektedir. Bariyer enerjisi kabaca $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_T e^2}{r}$ şeklindedir. Burada R_c Coulomb yarıçapıdır ve kabaca $R_c \cong 1.2(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$ şeklindedir.

3.3.2.2 Nükleer Potansiyel

Nükleer potansiyel reel ve sanal olmak üzere iki kısımdan oluşur ve şöyle gösterilir:

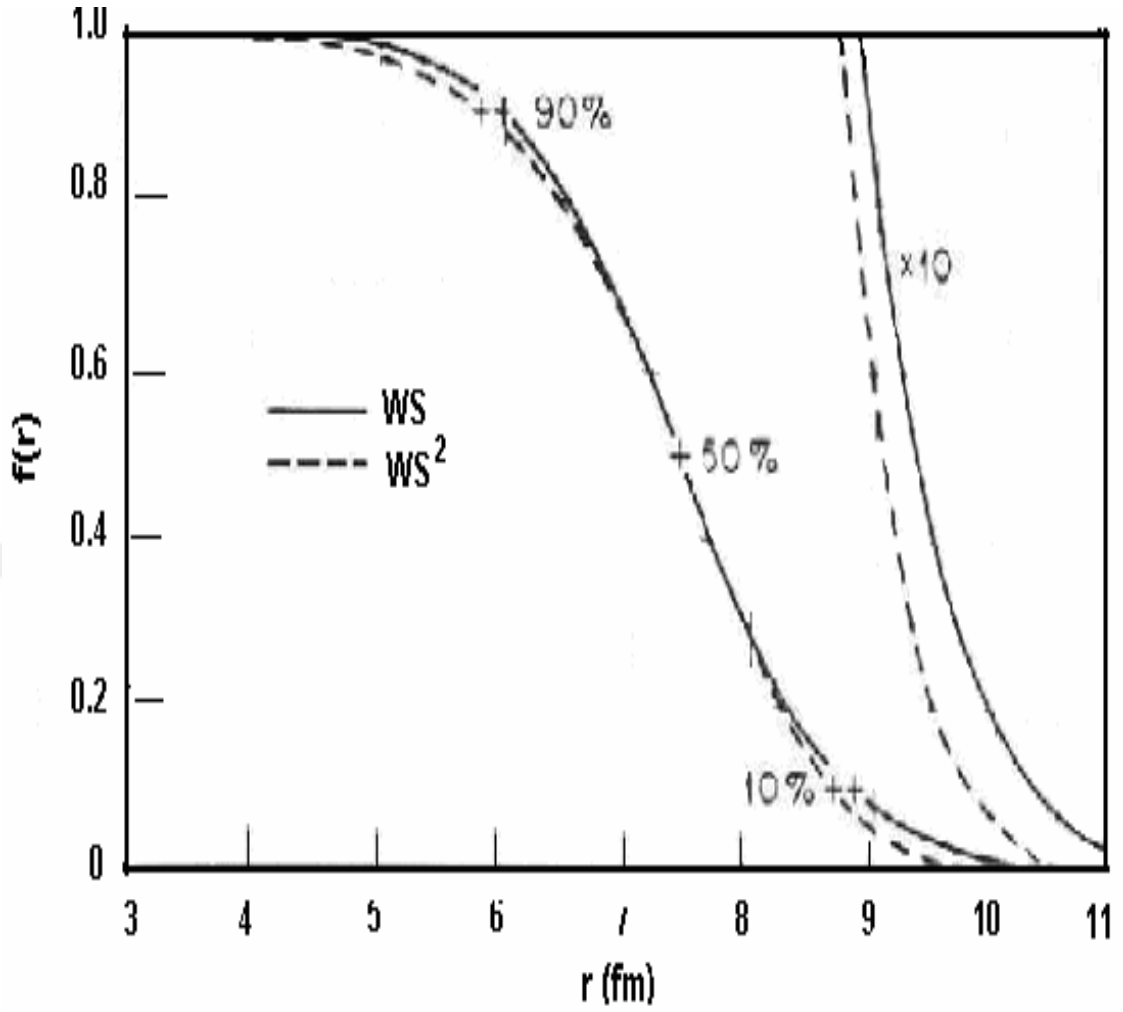
$$U_N = -V_f(r) + V_s g_v(r) - i[W_v f_w(r) + W_s g_w(r)] \quad (3.21)$$

Optik modele göre, nükleer potansiyelin reel kısmının iç bölgeleri düz ve çekicidir. Kısa erimli nükleer kuvvetlerden dolayı yüzey bölgelerine gidildikçe hızla sıfıra yaklaşır. Ağır bir hedefe gelen hafif bir mermi için reel potansiyelin derinliği merminin nükleon sayısı ile doğru orantılıdır. Nükleer madde yoğunluğu tüm çekirdeklerin iç bölgelerinde hemen hemen aynı olduğu için genel olarak reel potansiyelin derinliği benzerlik göstererek, küçük sapmalarla $(N-Z)/A$ ya bağlıdır.

Nükleer potansiyelin şekli için birçok model önerilse de en popüler olan model aşağıda formu verilen Wood-Saxon tipidir:

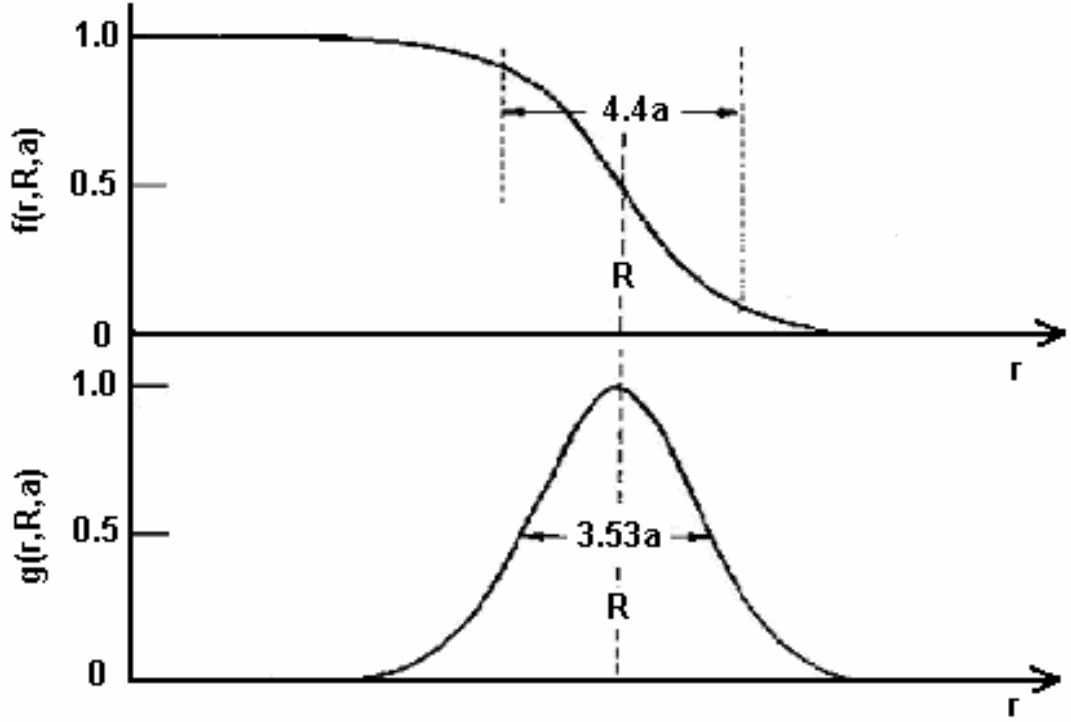
$$\text{Re}V_N(r) = V_0 f(r) \quad ; \quad f(r) = \frac{1}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_v}{a_v}\right)\right]} \quad (3.22)$$

Burdada $f(r)$ form faktörü olup, V_0 derinlik, r yarıçap, a difüzyon parametreleridir. Difüzyon parametresi, potansiyel derinliğin %90'dan %10'a düştüğü mesafedir. Aşağıdaki Şekil 3.4. Wood-Saxon formundaki potansiyelleri göstermektedir.



Şekil 3.4. Wood-Saxon ve Wood-Saxon kare form faktörlerinin karşılaştırılması[20].

Wood-Saxon şeklinde bir potansiyel kullanmanın ağır iyonlar için geçerli olup olmadığı açık değildir. Bu sistemler güçlü absorpsiyonlu soğurulmalar sergilediği ve yüzey bölgesine duyarlı oldukları için daha basit modeller kullanmak genellikle daha elverişli olmaktadır. Nükleer potansiyelin sanal kısmı ise yüzey ve hacim olmak üzere iki forma sahiptir. Hacim formu genellikle Denklem 3.22.'deki gibidir. Yüzey absorpsiyonu genellikle reel kısmın form faktörünün türevi olarak alınır. Şekil 3.5. reel potansiyelin form faktörü ve onun türevi olan sanal potansiyelin form faktörünü göstermektedir.



Şekil 3.5. Wood-Saxon form faktörü ve onun türevi [13].

3.3.2.3 Merkezci Potansiyel

Merkezci potansiyel mermi ve hedef çekirdeğin bağıl açısal momentumundan doğar ve şiddeti aşağıdaki gibidir:

$$V_{\text{merkezci}}(r) = \frac{(l + 1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (3.23)$$

Denklemden görüldüğü gibi merkezci potansiyel açısal momentum kuantum sayısına (l) bağlıdır. Bu potansiyel çekirdeğin nükleer potansiyelinden dolayı kendi içine çökmesini önleyen şiddetli bir bariyerdir.

3.3.2.4 Spin Yörünge Terimi

Eğer mermi çekirdek spine sahip ise hedefle mermi arasındaki spin-yörünge etkileşiminden doğan bir potansiyel oluşur. Bu potansiyelin fenomenolojik formu şöyledir:

$$U_{s0} = -(V_{s0} + W_{s0}) \left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{df_s(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (3.24)$$

3.4 Hacim İntegralleri

Deneysel verileri açıklamada kullanılacak nükleer potansiyelin gerçel ve sanal kısımlarının tüm uzay üzerinden integralinin alınması ile;

$$J_{V,W} = \frac{4\pi}{A_P A_T} \int_0^{\infty} U_{V,W}(r) r^2 dr \quad (3.25)$$

şeklinde elde edilen hacim integralleri, teorik hesaplamaların kontrolünde önemli bir yere sahiptir. Hacim integrallerinin deneysel veriyi yorumlamakta nükleer potansiyelinden daha kullanışlı olduğu bilinmektedir. Hatta saçılma durumlarının nükleer potansiyelin şekline aşırı hassas olduğu durumlarda bile hacim integrali farklı parametreler için aynı kalabilmektedir [21]. Hacim integrallerinin enerjiye bağımlılığı özellikle Coulomb bariyeri civarında, eşik anomalisi davranışı ile kendini belli eder.

3.4.1 Coulomb Bariyeri Civarındaki Reaksiyonlar ve Eşik Anormalliği

Gelen nükleonun kompleks bir hedef çekirdekte saçılmamasını düşünelim öyle ki gelen merminin enerjisi Coulomb bariyeri civarında olsun. Bu durumda şu olası durumlar gözlenebilir:

- Eğer mermi çekirdeğin enerjisi Coulomb bariyerinden daha küçük ise Rutherford saçılması meydana gelmektedir.
- Gelen mermi çekirdeğin enerjisi Coulomb bariyeri civarında ise elastik kanallarla inelastik kanallar arasında çiftlenim olur, yani elastik kanaldan inelastik kanala akı geçişi olur. Diğer bir deyişle hedefin uyarıldığını söyleyebiliriz. Bu durumda potansiyel derinliğinde anormal değişimler gözlenir.
- Mermi çekirdeğin enerjisinin Coulomb bariyerinden daha büyük olduğu durumda ise; Coulomb engeli rahatlıkla geçilebilmekte ve gelen parçacık artık nükleer

potansiyelin alanına girebileceğinden bir nükleer reaksiyonun oluşma olasılığı artmaktadır.

Optik model bu gözlenebilirleri açıklamak için yeterlidir. Bu durumları göz önüne alan bir inceleme yapmak istersek nükleer potansiyelin veya onun hacim integrallerinin bu enerji bölgesinde değişimlerine bakmak yeterlidir. Mermi çekirdeğin enerjisi Coulomb bariyeri değerine doğru artırıldığında gerçel potansiyelin derinliğide artmakta, yaklaşık Coulomb bariyerinde bir pik yaparak maksimum değere ulaşmaktadır. Mermi çekirdeğin enerjisi artırılmaya devam edilirse gerçel potansiyelin derinliği yavaşça azalarak, daha yüksek enerjilerde yaklaşık sabit kalmaktadır. Sanal potansiyelin derinliği incelendiğinde ise; Coulomb bariyeri değerine kadar yaklaşık doğrusal olarak artan ve daha yüksek enerjilerde ise sabit kalan bir değişim gözlenmektedir. Bu durum merminin hedefte oluşturabileceği maksimum açık kanal sayısına ulaştığı şeklinde yorumlanabilir [22]. Ancak bu durum halo çekirdeklerde böyle değildir. Bu durumun incelenmesine hesaplama kısmında tekrar değinilecektir.

3.5 Optik Model Analizleri

Deneysel saçılma ve reaksiyon tesir kesiti dalarını açıklayan potansiyel setleri bir bilgisayar kodu kullanılarak elde edilmektedir. Genellikle kullanılan reaksiyon analiz kodları literatüre bakıldığında Fresco [23], Ptolemy [24], ECIS [25] programlarıdır. Teorik hesaplamalarla bulunan reaksiyon tesir kesitleri ile deneysel olarak hesaplanan tesir kesitlerinin karşılaştırılmasıyla incelediğimiz enerji aralığı için en uygun potansiyel setini seçebilmekteyiz.

Fenomenolojik potansiyeller ile yürütülen analizlerde, nükleer potansiyelin gerçel ve sanal kısımlar için genellikle WS ve WS kare formları veya bunların kombinasyonu şeklinde seçilir. Bununla beraber, potansiyelin gerçel kısmı katlı modelden yararlanılarak da elde edilebilmektedir. Katlı-model kullanıldığında; gerçel potansiyelin yarıçapa göre değişim verileri hesaplamaya doğrudan katılmakta, sanal kısımlar ise yine fenomenolojik yolla belirlenmektedir. Bu durumda teorik hesaplamalar ile deneysel verileri uyumlu hale getirebilmek için, normalizasyon katsayısı ve sanal potansiyel parametreleri uygun şekilde seçilmelidir.

Deneysel veriler ile teorik hesaplamalar arasındaki uyumluluk:

$$X^2 = \frac{1}{N_\sigma} \sum_{i=1}^{N_\sigma} \frac{(\sigma_{th} - \sigma_{ex})^2}{(\Delta\sigma_{ex})^2} \quad (3.26)$$

şeklinde hata hesabı yapılır. Burada σ_{teorik} , σ_{deney} , $\Delta\sigma_{deney}$ sırasıyla teorik tesir kesiti, deneysel tesir kesiti, deneysel tesir kesiti ve teorik tesir kesiti arasındaki hata oranını göstermektedir ve N_σ ise toplam deneysel veri sayısını temsil etmektedir.

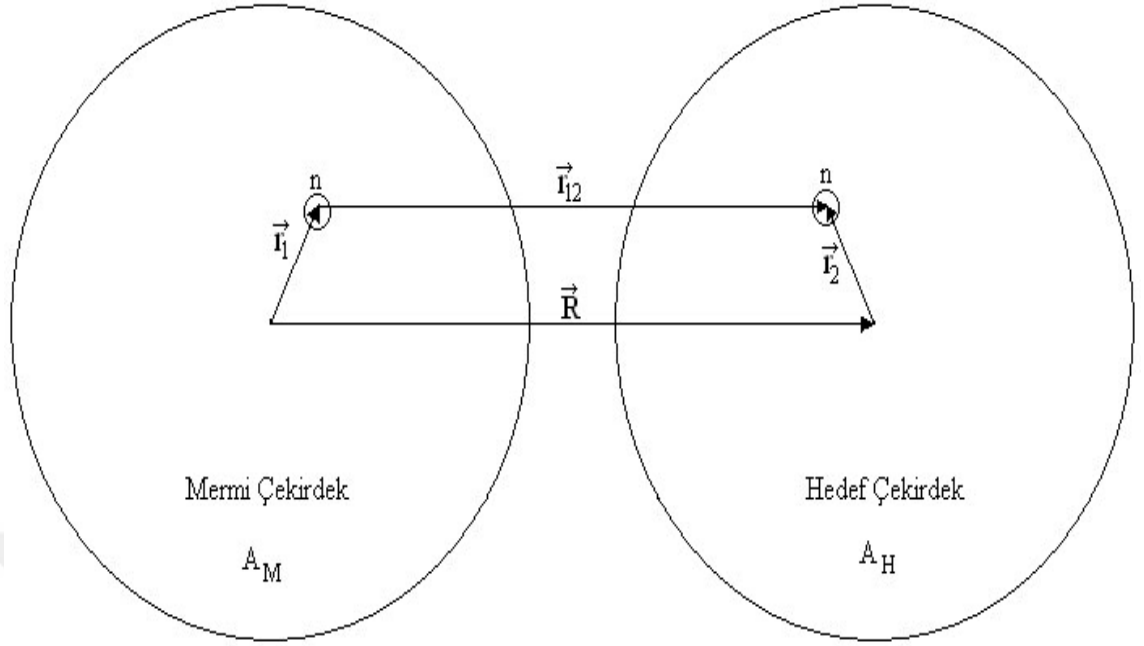
3.6 Mikroskobik Potansiyellerin Optik Modelde Kullanımı

3.6.1 Folding Model (Kathı Model)

Şimdiye kadar pek çok çalışmada reel potansiyel olarak folding model analitik formdaki fenomenolojik potansiyellere karşı ciddi bir alternatif olarak görüldü. Fakat genellikle folding model sanal potansiyel için uygun değildir. Çünkü sanal potansiyel elastik olmayan kanallara çiftlenimi içerir.

Folding model basitçe Coulomb potansiyeline benzer şekilde hesaplanır, folding modelde Coulomb potansiyelindeki e^2/r etkileşiminin yerini yerel bir nükleon-nükleon etkileşimi $v(r_{12})$ alır, yük yoğunluğu dağılımlarının yerini ise çekirdeklerin taban durumundaki nükleon yoğunluğu dağılımları (ρ_M , ρ_H) alır. Şematik gösterimi Şekil 3.27.'de verilen folding potansiyel şöyle ifade edilir[26],

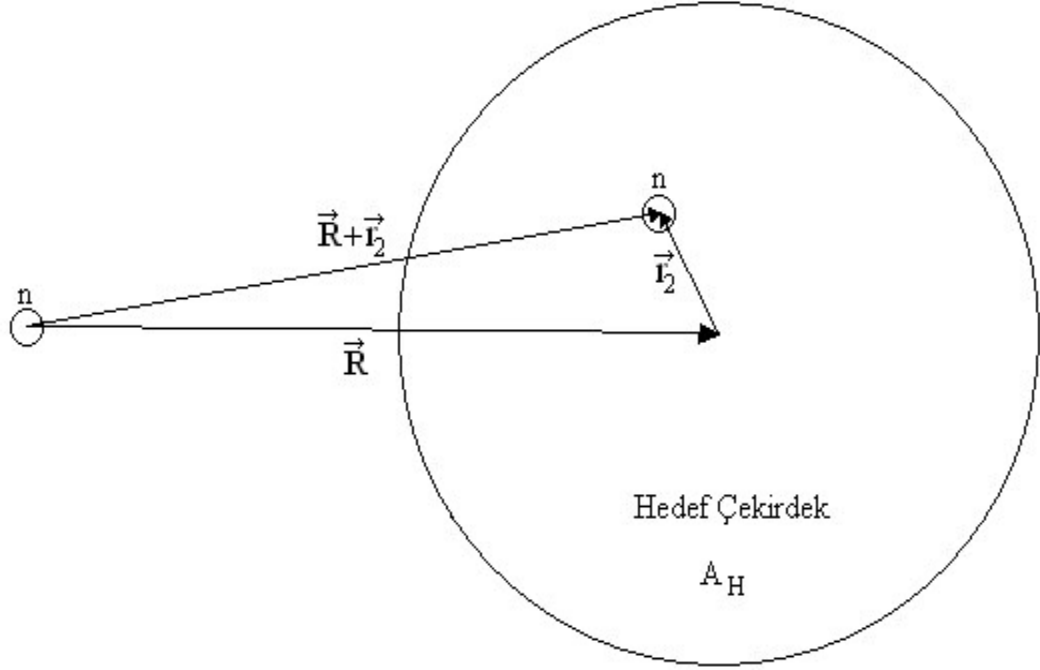
$$V_{DF}(r) = \int dr_1 \int dr_2 \rho_P(r_1) \rho_T(r_2) V_{NN}(r_{12}) \quad (3.27)$$



Şekil 3.6. Nükleon-nükleon etkileşimini temel alan double folding potansiyeli [27].

Bu form çift katlı (double folding) potansiyel olarak adlandırılır. Çünkü integral, iki çekirdeğe bağlı olarak iki katlı olarak hesaplanmaktadır. Eğer mermi çekirdek sadece bir nükleon ise, $\rho_M = \delta(r_2)$ halini alır ve double folding potansiyel Şekil 3.28 haline yani single folding (tek-katlı) haline dönüşür.

$$V_{SF} = \iint \rho_H(r_2) v(R + r_2) d^3r_1 \quad (3.28)$$



Şekil 3.7. Nükleon-nükleon etkileşimini temel alan single folding gösterimi [27].

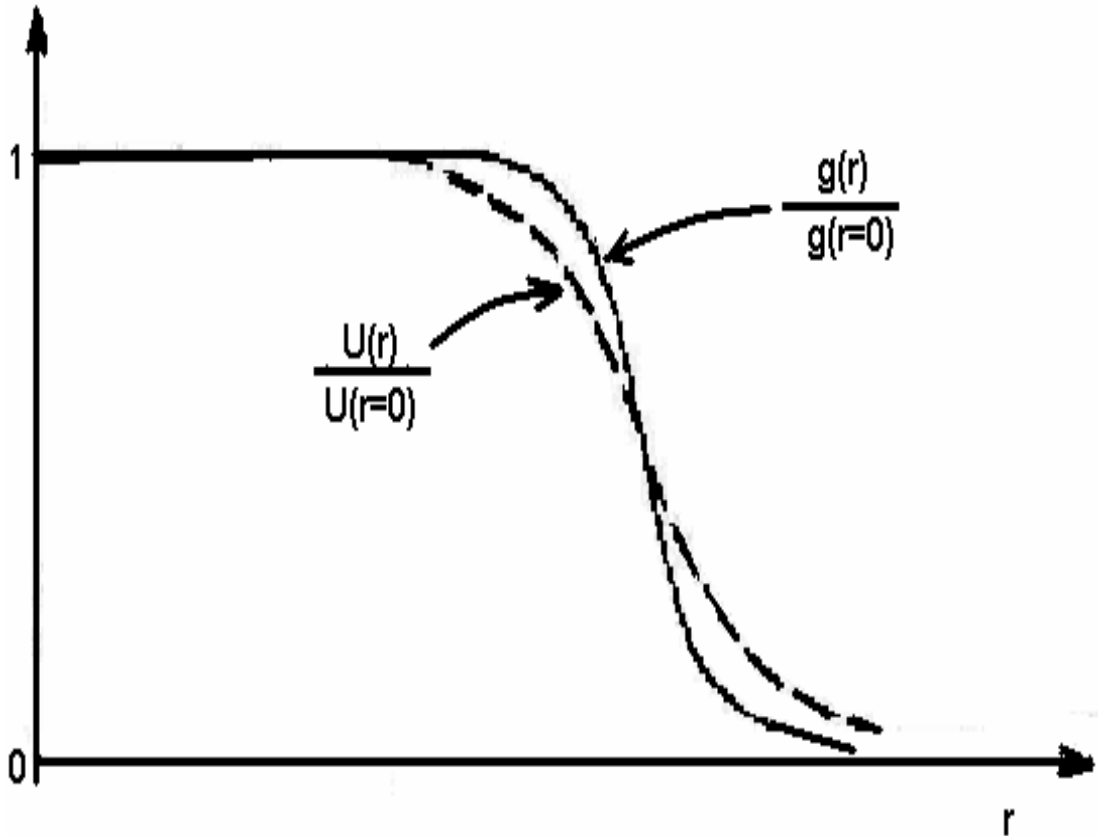
Tek katlı potansiyeli çok nükleonlu bir mermi çekirdek için de yazılabilir. Eğer mermi çekirdeğin bir nükleonla etkileşimi (v) biliniyorsa, bu etkileşimle birlikte (A_H) hedef çekirdeğin nükleon yoğunluğunun (ρ_H) birlikte integrali alınarak single folding potansiyeli elde edilmiş olur. Single folding genellikle α parçacıkları ile yapılan hesaplamalarda kullanılır. Denklem (3.27) ve (3.28)'i momentum uzayında hesaplamak daha kolaydır, çünkü momentum uzayında double folding üç terimin ve single folding ise iki terimin Fourier dönüşümlerinin çarpımları haline gelir.

Folding potansiyelleri hesaplamak için gerekli olan nükleon yoğunlukları, A_M ve A_H sırasıyla mermi ve hedef çekirdeklerin nükleon sayısı olmak üzere,

$$\int \rho_M(r) d^3 = A_M , \quad \int \rho_H(r) d^3 = A_H \quad (3.29)$$

denklemleriyle normalize edilirler. Genellikle nükleon yoğunluğu dağılımları küresel simetrik olarak kabul edilir. Spin çiftleniminin olmadığı durumlarda $v_{nn}(r_{12})$ skalerdir. Böylece $V_{DF}(R)$ potansiyelide küresel simetriktir. Eğer yoğunluklardan en az biri küresel simetrik değilse, $V_{DF}(R)$ potansiyeli de küresel simetrik olmayacaktır. Çekirdekler taban durumda olsalar bile eğer çekirdek spini $\frac{1}{2}$ den büyük ise

çekirdeklerin nükleon yoğunlukları küresel simetrik olmayacaktır. Bir katlı potansiyel $v_{nn}(r_{12})$ 'nin sonlu menzili yüzünden çekirdek yoğunluklarıyla karşılaştırıldığında difüzyon yüzeyi daha kalındır. Bu durum Şekil 3.8.'de görüldüğü üzere tek katlı (single folding) potansiyelden faydalanılarak daha rahat görülebilir. Şekile dikkat edilirse yoğunluk ve potansiyel aynı mesafede yarıya düşmektedirler, fakat potansiyel yoğunluğa göre daha geç sıfıra gitmektedir. Bunun önemi folding potansiyel ve Wood-Saxon potansiyellerinin aynı şekle sahip olmamasında yatar. Folding potansiyel daha çok Wood-Saxon kare potansiyellere daha yakın bir şekle sahiptir [28]. İki cisim probleminde saçılmanın potansiyelin şekline bağlı olduğunu gösteren birçok çalışma vardır, bu çalışmalarda folding potansiyel ve benzeri şekle sahip potansiyellerin çok daha iyi sonuçlar verdiği gözlenmiştir [29,30].



Şekil 3.8. Çekirdeğin yoğunluk dağılımı ve folding modelden elde edilen $U(r)$ potansiyelinin karşılaştırılması [29,30].

3.6.2 Nükleon-Nükleon Etkileşimi

Etkin nükleon-nükleon etkileşimi V_{NN} birçok nükleer model hesaplamalarında kullanıldı ve literatürde birçok tartışması yapıldı [31]. Eğer bu etkileşim yerel olarak r_{12} 'nin fonksiyonu olarak seçilirse modellerde büyük kolaylık sağlayacağı için çok büyük avantaj sağlar. Bazen seçilen bu etkileşim gerçekçi olabileceği gibi fenomenolojikde olabilir. Gerçekçi bir etkileşim şekli seçebilmek için nükleon-nükleon saçılmalarının bilinen özelliklerinden faydalanmak gerekir. İlk seçilen gerçekçi etkileşim terimleri oldukça basit olarak Gaussian ve Yukawa şeklinde idiler, bunlar çok düşük enerjilerdeki nükleon-nükleon saçılmalarından faydalanılarak elde edildi [32]. Seçilen bu etkileşimler nükleon-nükleon ve çekirdek-çekirdek etkileşimleri arasında çok basit ve direkt bir ilişki kurar gibi görünse, ne yazıkki çok basit ama fazla gerçekçi olmayan bir yaklaşımdır. Bu şekilde elde edilen gerçekçi nükleon-nükleon çıplak etkileşimi bir çekirdek-çekirdek potansiyelinde direkt olarak kullanabilmek için çok güçlüydü. Bu yüzden etkin etkileşimi elde edebilmek için G-matris olarak adlandırılan gerçekçi bir etkileşim matrisi [33,34] üzerinde yoğunlaşıldı. Bu yöntem kullanılarak elde edilen sonuçlar yüksek enerjiler için T-matrisinin elde edilmesini sağladı, fakat düşük enerjiler için bu pek elverişli değildi. Dolayısıyla bu düşük enerjiler için bazı düzeltmelerden sonra daha gerçekçi bir nükleon-nükleon etkileşimi elde edildi.

3.6.3 Yoğunluk Bağımsız M3Y Etkileşimleri

Folding model potansiyelleri için birçok nükleon-nükleon etkileşimi tanımlandı, fakat bunlardan M3Y (Michigan 3 Yukawa) etkileşimleri (gerçekçi bir yaklaşım olarak) en bilineni ve en çok kullanılanıdır. Bu etkileşim terimi iki adımda elde edildi. İlk önce Bethe-Goldstone denklemi harmonik osilatör temelinde Reid [35] 'Soft-Core' etkileşimleri kullanılarak çözüldü ve G-matrisi elde edildi. Daha sonra G-matris elamanlarını yaklaşık olarak tekrar üreten Yukawa terimleri hesaplandı. Merkezci bileşenler Yukawa terimleri kullanılarak fit edilmiştir ve bu terimlerin menzilleri 0.25 ve 0.40 fm'dir. Bu şekilde elde edilen etkileşim terimlerinden biri,

$$V_{NN}(r) = 7999 \frac{\exp(-4r)}{4r} - 2134 \frac{\exp(-2.5r)}{2.5r} + J_{00}(E)\delta(r) \text{ MeV} \quad (3.30)$$

M3Y-Reid'dir. Bunun benzeri birçok etkileşim terimi olmakla birlikte bu çalışmada nükleon-nükleon etkileşim terimi olarak M3Y-Reid seçildi.

Bu terim etkin etkileşmenin direk kısmını olarak adlandırılır ve tek başına yeterli değildir. Bir saçılma durumunda nükleon değiş tokuşu olması da mümkündür. Nükleon değiş tokuşunu temsil edebilmek için ise M3Y-Reid'e literatürde sıkça kullanılan,

$$J_{00}(E) = -276 \left[\frac{1 - 0.005E_{\text{Lab}}}{A_M} \right] \text{ MeVfm}^3 \quad (3.31)$$

terimi ilave eder. Bu terim değiş-tokuş terimi (knock-on exchange) olarak adlandırılmaktadır. Dolayısıyla etkileşimin merkezci kısmı

$$v'_{00}(r) = v_{00}(r) + J_{00}(E)\delta(r) \quad (3.32)$$

halini alır ve bu oldukça gerçekçi bir etkileşim yaklaşımıdır.

3.6.4 Çekirdek Yoğunluk Dağılımları

Çekirdeklerin nükleon yoğunlukları için Hartree-Fock, kabuk modeli hesaplarıyla veya fenomenolojik yaklaşımlarla elde edilmiş uygun bir fonksiyon seçilebilir. Fenomenolojik olarak seçilen yoğunluklar Wood-Saxon potansiyeli ile aynı şekle sahiptir ve literatürde iki parametrelili Fermi dağılımı olarak adlandırılır. Bir başka yoğunluk modelinde 'model bağımsız' yoğunluk dağılımlarıdır[36]. Bu sonuncusu Fourier - Bessel açılımında sahip bir fonksiyondur ve parametreleri elektron saçılma deney gözlemlerini fit edilerek elde edilir [37].

Nükleon yoğunluğu dağılımları yukarıda bahsedildiği gibi elektron saçılma deneylerinden elde edilir. Bu deneylerde öncelikle çekirdeğin yük yoğunluğu dağılımı elde edilir. Daha sonra protonun çekirdek içinde yoğunluk dağılımı yük yoğunluğu dağılımından faydalanılarak elde edilir. Eğer bir çekirdekte proton ve nötron sayısı eşit ise nötron yoğunluk dağılımı protona ait olan ile aynı kabul edilebilir ve böylece bir çekirdeğin nükleon yoğunluğu dağılımı bulunabilir.

Literatürde farklı yaklaşımlar kullanılarak elde edilen birçok yoğunluk dağılımı mevcuttur. Bunlara üç parametrelili Fermi, Gaussian ve Yukawa dağılımları örnek olarak verilebilir.

Fermi dağılımı;

$$\rho(V) = \frac{\rho_0}{1 + \text{Exp} \left[\frac{r - c}{\alpha} \right]} \quad (3.33)$$

Gaussian dağılımı;

$$\rho(r) = \rho_0 \exp \left[- \left(\frac{r}{\alpha} \right)^2 \right] \quad (3.34)$$

iki parametrelili Yukawa dağılımı;

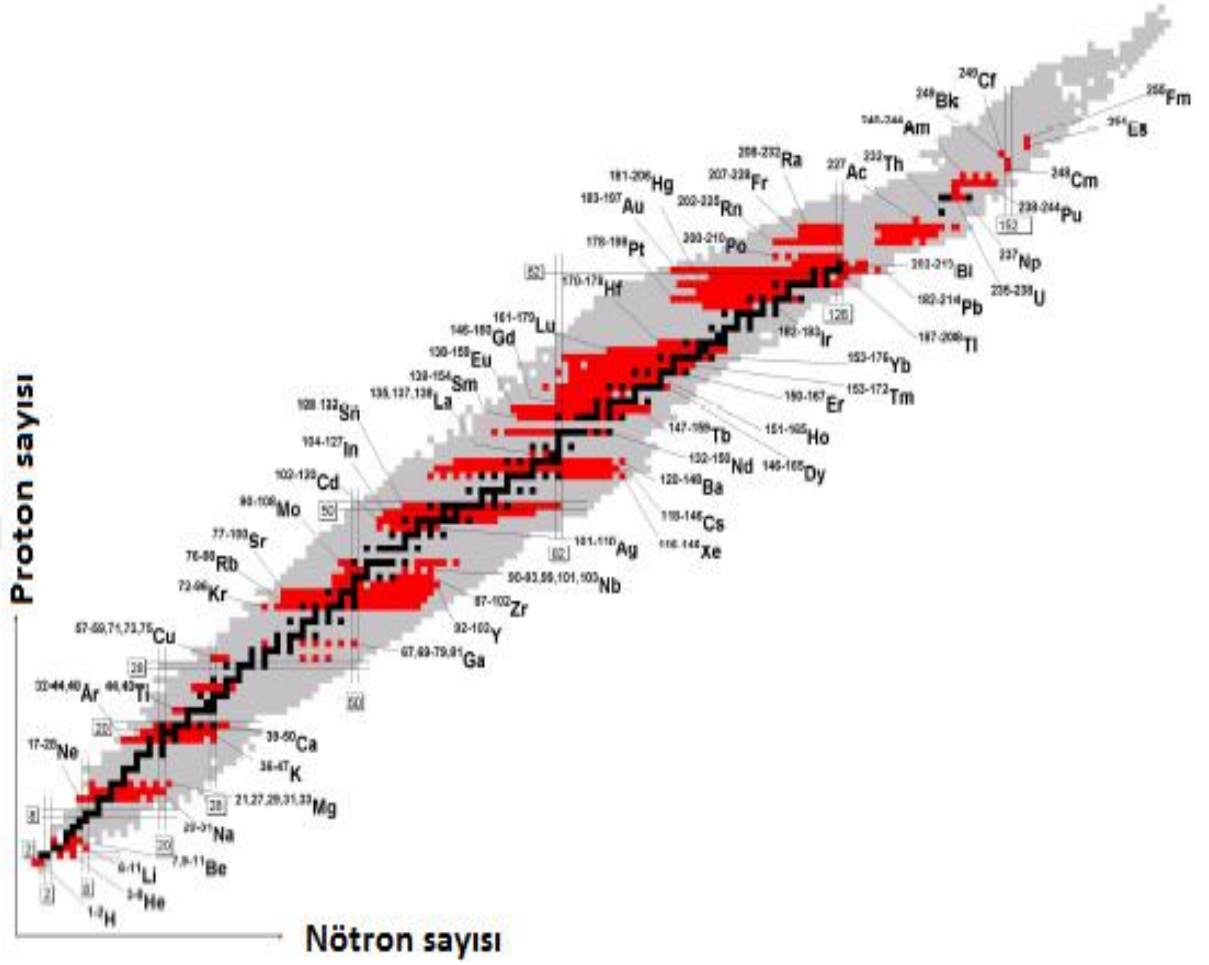
$$\rho(r) = \rho_0 \text{Exp} \frac{(-\beta r)}{(\beta r)} \quad (3.35)$$

şeklinde tanımlanır.

4. ZAYIF BAĞLI VE HALO (HALELİ) ÇEKİRDEK REAKSİYONLARINDA ELASTİK SAÇILMA

4.1 Halo (Haleli) Çekirdekler Hakkında Genel Bilgi

Halo çekirdekler, ilginç yapıları nedeniyle nükleer fizik ve nükleer astrofizik alanının son yıllarda üzerinde en çok çalıştığı konuların başında gelmektedir. Nükleon türlerinden birinin diğerine göre aşırılık göstermesi nedeniyle nötron ya da proton zengini olarak da adlandırılan bu çekirdekler, kararlı çekirdekler ile karşılaştırıldıklarında çok büyük RMS (karekök ortalama) değerine ve zayıf bağlanma enerjilerine sahiptirler. Halo çekirdek yapısı, merkezde kararlı olan sıkı bağlı bir kor ile bu koru çevreleyen zayıf bağlı bir ya da iki değerlik nükleonundan oluşmaktadır. Sergilediği bu haleli yapıdan dolayı egzotik çekirdeklere 'halo' çekirdekler de denmektedir. Korun etrafında dönen değerlik nükleonları, kararlı çekirdeklere göre daha geniş mesafelere yerleşerek yoğunluk dağılımında bir kuyruk (tail) bölgesi oluşturmaktadır. Kararlı çekirdeklerde nötron ve proton yoğunluk dağılımları hemen hemen eşit iken, egzotik çekirdeklerde nükleonların yoğunluk dağılımlarındaki denge bozulmaktadır. Bu nedenle Şekil 4.1.'de gösterildiği gibi, bu çekirdekler kararlılık vadisi dışında kalarak, nötron ya da proton zenginliğine göre kararlılık çizgisinin altına veya üstüne yerleşmektedir. Şekil 4.1.'e göre çizginin altında kalan çekirdekler nötron zengini halolar olup, üst tarafta kalanlar ise proton zengini olan halo çekirdeklerdir. Şekilden de görüldüğü gibi çekirdekteki nötron ve proton sayıları birbirine ne kadar yakınsa ($N \sim Z$) çekirdekte o kadar kararlı olur. Bu eşitliğin bozulduğu çekirdekler kararsızdırlar ve β - bozunumuyla (β^+ veya β^- bozunumu) daha kararlı başka çekirdeğe dönüşürler. Bu dönüşme süresi, milisaniye mertebesinde milyonlarca yıl mertebesine kadar uzanabilir.

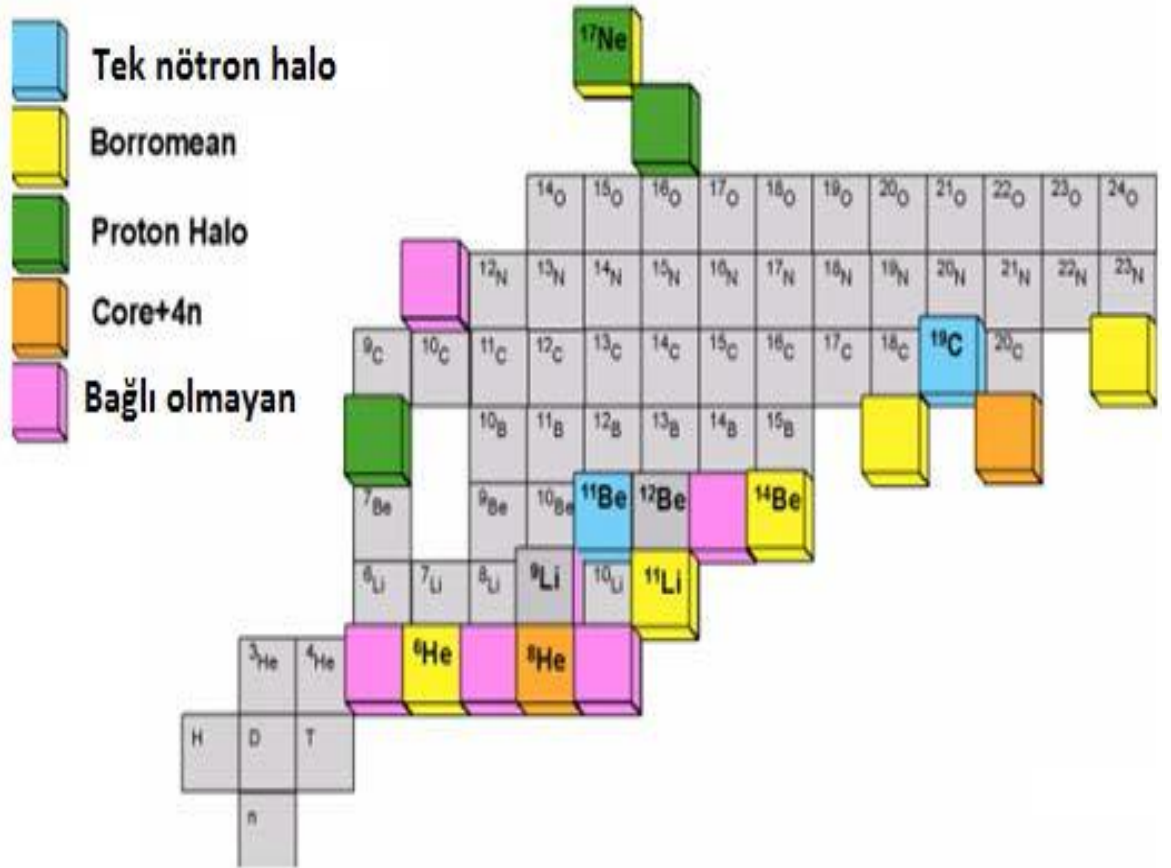


Şekil 4.1. Nötron-proton zengini çekirdeklerin kararlılık çizgisine göre yerleşimi.

Büyük halo çekirdeklerin bulunduğu dış sınırdaki damlama (drip-line) çizgisi olarak isimlendirilir. Şekil 4.2 'ye benzer şekilde, çekirdekteki nötron ve proton sayısını x-ekseni ve y-ekseni boyunca yerleştirilmiş bir grafik çizilirse, köşegen boyunca elde edilen doğrudan uzakta kalan bölgelerdeki çekirdeklerin yarı ömürleri daha küçüktür. Yani $N=Z$ köşegenin altında ve üstünde belli uzaklıktaki çekirdekler hızlı bozunmaya uğrar ve kararlı çekirdekler bu kararlılık kuşağının arkasına geçemezler. Ancak nötron ve protonların bazıları bu kararlılık kuşağından sızar ve damlama çizgisi bölgesinde yer alır. Damlama çizgisi, halo çekirdeklerin bulunduğu bu bölgelerin en dış sınırına denir. Birçok egzotik çekirdek de bu damlama çizgisi bölgesinde bulunur. Astrofizikçiler, daha düşük damlama çizgisi boyunca yerleşen çekirdeklerin, nötron yıldızlarının kabuğunun içinde bulunduğunu söylemişlerdir [38]. Damlama çizgisi yakınındaki halo çekirdeklerin kor dışında kalan nükleon veya

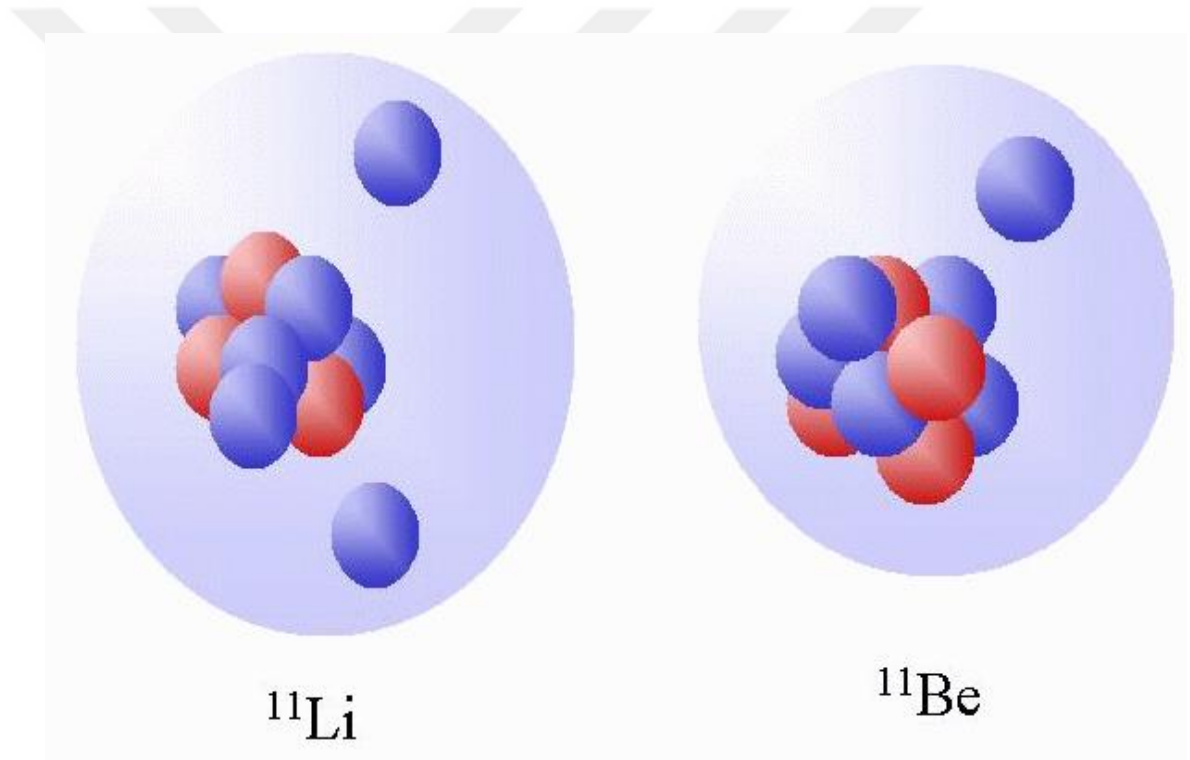
nükleonların ayrılma enerjileri oldukça küçüktür. Kararlı çekirdeklerdeki nükleon başına 6-8 MeV'lik bağlanma enerjisi ile kıyaslandığında, 1 MeV'den daha düşük enerjiye sahip halo çekirdeklerin nükleonlarının bağlanma enerjisi oldukça küçüktür. Zayıf bağlı bu gibi çekirdeklerde, yoğunluk dağılımı geniş alanda uzun bir kuyruk şeklinde görülür ve etkileşimleri de kararlı çekirdeklerden daha kolaydır.

Egzotik çekirdeklerin keşfi yaklaşık 30 yıl kadar önce Tanihata ve arkadaşları tarafından yapılan He [39] ve Li [2] izotoplarının etkileşim tesir kesitlerinin ölçüldüğü deneylere dayanmaktadır. Bu deneylerde izotopların RMS değerlerinin $A^{1/3}$ oranına bağlı olarak beklenilenden daha büyük olduğu gözlenmiştir. Bunun üzerine 1987 yılında Hansen ve Jhonson tarafından yapılan bir çalışma ile [40] ilk kez halo etkilerden kaynaklanan geniş yarıçaplar kavramı önerilmiştir. Üç cisim yapısına sahip (^6He gibi) olan çekirdeklere Borromean'da denilmektedir. İkili sistemlerde Borromean çekirdeklerinde hiçbiri bağlı değildir.



Şekil 4.2. Damla çizgisi yanındaki halo çekirdeklerin genel özellikleri [38].

Ayrıca Şekil 4.3.'de gösterildiği gibi ^{11}Li çekirdeğinin, ^9Li ve iki nötrondan oluşan ikili bir sistem olduğu düşünülmüştür. Bu kabullenme ile ^{11}Li 'un geniş madde yarıçapı ile kor ve değerlik nükleonların arasındaki zayıf bağın nedeni açıklanabilmiştir. ^9Li için RMS değerinin 2.5 fm ve ^{11}Li için RMS değerinin yaklaşık 6.5 fm civarında olduğu tespit edilmiştir [41,42]. ^9Li ve ^{11}Li nükleon sayıları bakımından karşılaştıklarında, ^{11}Li sadece iki nötron fazlasına sahip olmasına rağmen, çekirdek yarıçaplarında görülen bu farkın egzotik çekirdeklerin özelliklerinden kaynaklandığı anlaşılmıştır.



Şekil 4.3. En çok bilinen iki nötron halosu ^{11}Li ve bir nötron halosu ^{11}Be çekirdekleri [41-42].

Egzotik çekirdekleri genel olarak ikiye ayırabiliriz. Taşma sınırının altında ya da üstünde olmasına göre nötron ve proton halosu olarak ele alabiliriz.

4.1.1 Nötron Halosu

Halo çekirdeklerle ilgili çalışmaların birçoğu nötron halosu üzerine yapılmıştır. Taşma sınırı bölgesinde yer alan, hafif, kararsız ve nötron fazlalığı olan çekirdekler

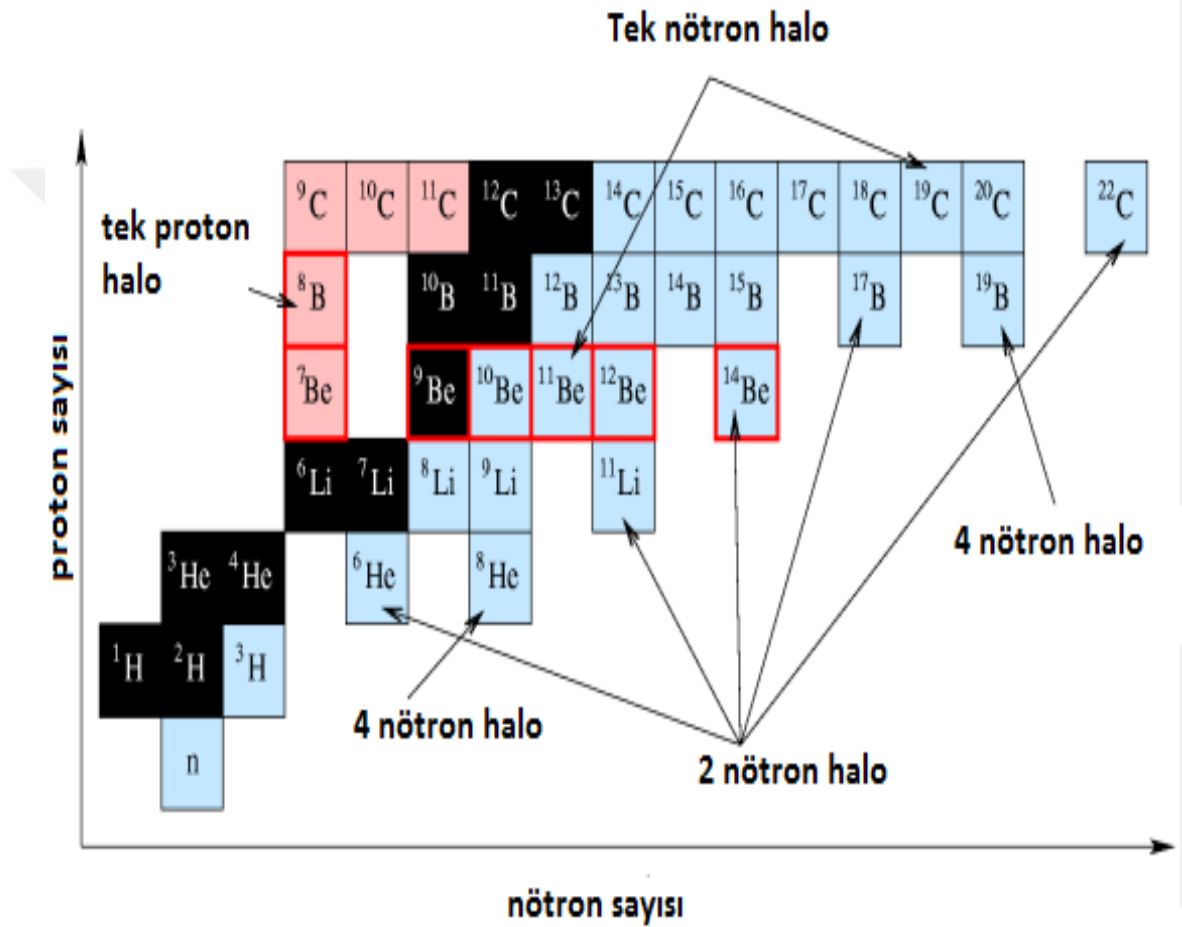
genellikle nötron halosu çekirdekler olarak göz önüne alınır. Nötron halosu durumunda olan çeşitli çekirdekler vardır ancak bahsedildiği gibi üzerinde en çok çalışılan çekirdek ^{11}Li 'dir. Kütle numarası 6, 8, 11 ve 14 olan izotopik çekirdeklerden ^6He , ^{11}Be , ^8He gibi çekirdeklerde üzerinde çalışılan önemli nötron halosu çekirdeklerdendir. Ayrıca taşma sınırı bölgesinde nötron haloya aday birçok çekirdekte bulunmaktadır. Bazı halo çekirdekler ve bu çekirdeklere ait önemli özellikleri Tablo 4.1.'de verebiliriz.

Tablo 4.1. Bazı Halo çekirdekler ve özellikleri [43-44]

Çekirdekler	Sn veya Sp (MeV)	S 2n veya S 2p (MeV)	Orbital	Q (MeV)	$t_{1/2}$ san.
^6He	-	0.97	$(1P_{3/2})^2$	3.507	0.8067
^{11}Li	1.051	0.247	$(1P_{1/2}-2S_{1/2})^2$	20.675	0.0085
^{11}Be	0.503	-	$2S_{1/2}$	11.5061	13.81
^{14}Be	-	1.28	$(1P_{1/2}-2S_{1/2})^2$	16.22	0.00435
^8B	0.14	-	$1P_{3/2}$	17.978	0.770
^{17}B	-	2.45	$(1d_{5/2})^2$	-	-
^{19}B	-	0.87	$(1d_{5/2})^2$	-	-
^9C	-	1.299	$(1P_{3/2})^2$	16.497	0.1265
^{12}N	0.601	-	$1P_{1/2}$	17.338	0.011
^{17}Ne	0.96	1.50	$(1d_{5/2}-S_{1/2})^2$	14.536	0.1093

Halo çekirdekler, son yörüngesinde bulunan nükleon sayısına göre çift veya tek nötron halolu çekirdekler olmak üzere ikiye ayrılır. Mesela, ^{11}Li izotopu, ^9Li kor olarak alınırsa çift nötron halosu; ^{11}Be ise, kor olarak ^{10}Be alınırsa tek nötron halosu çekirdek olur. ^6He , ^8He , ^{14}Be , ^{17}B , gibi nötron fazlalığı olan çekirdeklerde son

orbitallerindeki çift nötrona sahip olduklarından, çift nötron halosu çekirdeklerdendir. Bu çekirdekler nötron-nötron-kor olmak üzere üç cisim konfigürasyonuna sahiptir. Tek nötron halosu çekirdekler de iki cisim konfigürasyonuna sahiptir. Şekil 4.4.'te görüldüğü gibi, tek nötron halolu çekirdekler (^{11}Be , ^{19}C) ve çift nötron halolu çekirdekler (^6He , ^8He , ^{11}Li , ^{14}Be , ^{17}B) küçük kareler ile gösterilmiştir.



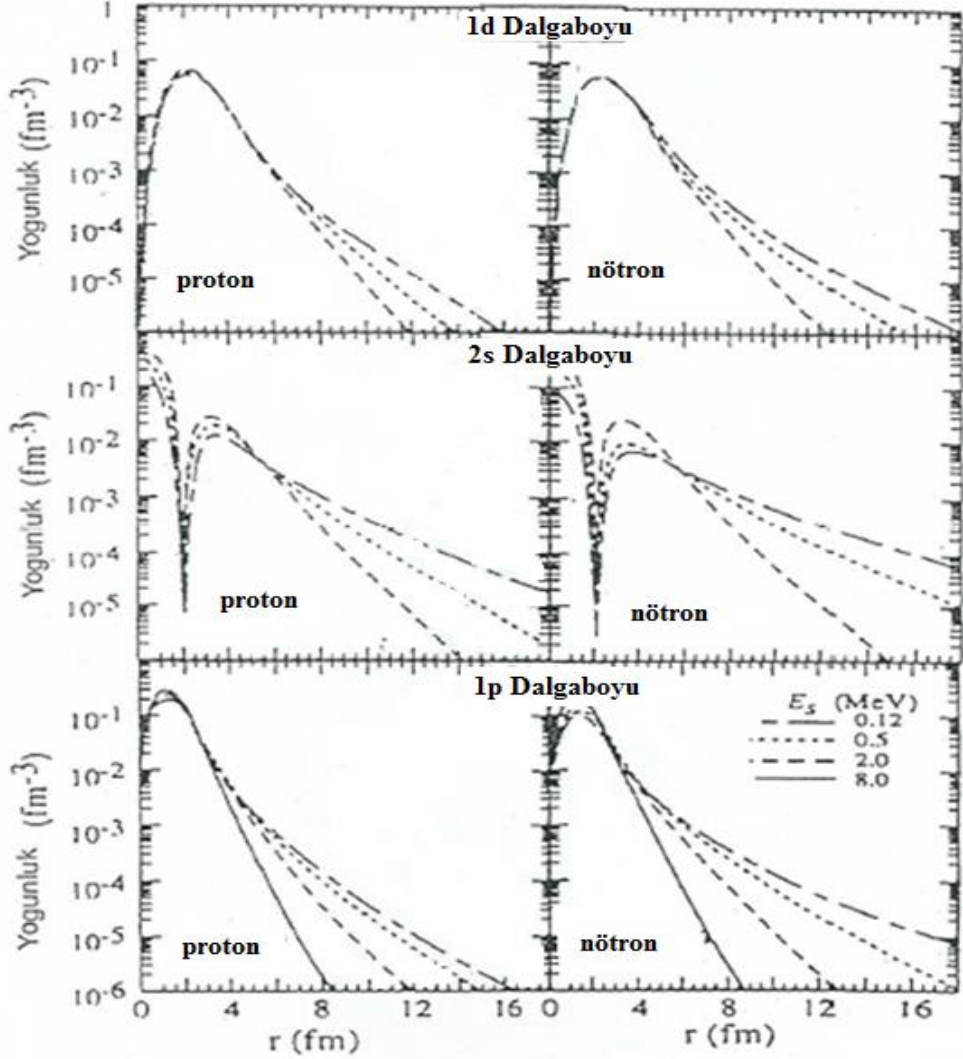
Şekil 4.4. Tek ve çift nötron halo çekirdekler ile proton halo çekirdekler [45,46].

Bir proton ile nötron arasındaki en belirgin fark Coulomb etkileşmesidir. Proton yüklü olduğu için, çekirdeğin yüzeyinde Coulomb engeli meydana gelerek nükleonların dalga fonksiyonlarının genliğini azaltır. Dalga fonksiyonunu etkileyen etkenlerden biride potansiyel ile oluşan merkezi engeldir. Merkezi potansiyel $l(l+1)/r^2$ ile orantılı olarak, nötronun yörüngesel açısal momentumuna bağlıdır.

4.1.2 Proton Halosu

Taşma sınırı bölgesindeki zayıfça bağlı protonlarda nükleer haloları oluşturabilir. Bu bölgedeki proton fazlalığı olan çekirdeklere proton halosu çekirdekleri denir. Proton zengini olan ${}^9\text{C}$, ${}^{12}\text{N}$, ${}^{17}\text{F}$, ${}^{17}\text{Ne}$, ${}^8\text{B}$ gibi çekirdekler proton halo çekirdeklerdir bu çekirdeklerden bazıları da Tablo 4.1.'de verilmektedir. Nötron halosunda tanımlanan dalga fonksiyonunu etkileyen engel durumu, proton halo çekirdekler için farklıdır.

Proton ve nötron halo sistemi için yoğunluk dağılımı farklıdır. Bu dağılım nötron halo için daha geniş bir dağılıma sahiptir.



Şekil 4.5. Proton ve nötron yoğunluk dağılımının değişimi [44].

Şekil 4.5.'te, zayıf bağlı olan bir proton ve nötronun farklı orbitallerdeki 2s, 1p, 1d yoğunluk dağılımının değişimi, Coulomb etkileşmesinin ve merkezi potansiyelin etkisi açıkça görülmektedir. Örneğin 2s orbitalinde merkezi potansiyel olmadığından yoğunluk dağılımı en fazla olmuş ancak Coulomb etkisinden dolayı da, proton halosunun yoğunluk dağılımı nötronunki kadar büyük değildir. ^{12}N , ^{17}F , ^8B gibi proton halosu çekirdeklerin son yörüngesinde zayıfça bağlı bir tek proton vardır. Bu nedenle Coulomb engeli ve merkezi engelin ikisinde proton halosunu etkileyecektir. Bu nedenle Şekil 4.5.'te görüldüğü gibi, nükleon yoğunluk dağılımının kuyruğunun büyük olması beklenemez. Dolayısıyla bu da proton halosunun yüksek enerjilerde tesir kesiti reaksiyonunun çok küçük veya etkisiz olduğunu gösterir. ^{17}Ne çekirdeği ise, $1d_{5/2}$ veya $2s_{1/2}$ son orbitalinde iki proton bulundurur. Bu çekirdekteki merkezi engelin çok küçük ve $^{17}\text{Ne}+^{12}\text{C}$ çarpışmasındaki tesir kesitinin büyük olmasından dolayı, proton haloya aday önemli bir çekirdek olarak incelenir [47-48].

Genel olarak bütün haloya aday çekirdeklerin büyüklükleri engel etkilerine bağlı olduğu söylenebilir ve engel yüksekliği çekirdeğin yüzey bölgesindeki yoğunluk dağılımına bağlıdır. Sonuçta dalga fonksiyonu ne kadar uzun bir kuyruğa sahip ise, engel yüksekliğide o kadar küçük olur. Şekil 4.5.'te de görüldüğü gibi, 2s orbitali için merkezi potansiyel ve Coulomb etkisinin engel yükseklikleri daha küçük bir bölgeye yayılmıştır. Farklı l (açısal momentum kuantum sayısı) değerleri için, nötron yoğunluk kuyruğunun uzunluğu kıyaslanırsa, nükleonun bulunduğu büyük l orbitali için yoğunluk kuyruğu daha kısa olur.

4.2 Halo Çekirdek Reaksiyonları

Nükleer özelliklerin çalışılmasında kararlı çekirdekler elastik saçılmalarında klasik kırınım davranışı sergilemelerine rağmen, halo çekirdekler bir hedeften elastik saçılmalarında bu standart kırınım davranışından sapma gösterirler. Halo çekirdekler Coulomb bariyer enerjisine yakın bir enerjide ağır bir hedeften elastik saçıldıkları zaman, tesir kesiti açısal dağılımının Fresnel tipi kırınım davranışı göstermesi beklenir. Oysaki bu enerjilerde egzotik çekirdeklerin açısal dağılımı Fresnel karakteristiğinden saparak farklı bir yapı sergiler. Fresnel tipi kırınım davranışında düşük açılarda gözlenen Coulomb piki egzotik çekirdek saçılmalarında tamamen

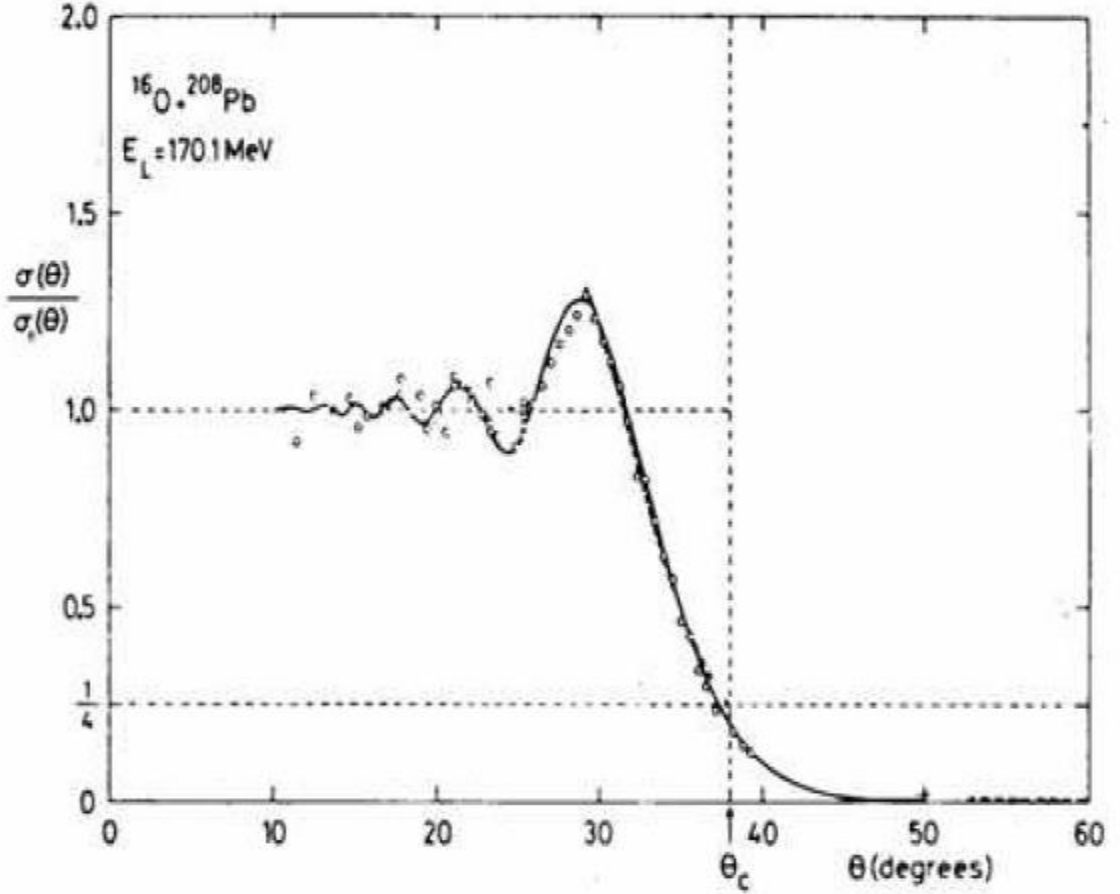
kaybolarak, tesir kesitinde osilasyonsuz bir yapı meydana getirir. Fresnel tipi kırınımdan sapma deneysel olarak ilk kez $^{18}\text{O}+^{184}\text{W}$ elastik saçılmasında gözlenmiştir [49]. Daha sonra bu sistemle ilgili yapılan teorik çalışmalarda bu sapmanın, ^{184}W hedef çekirdeğinin 2^+ durumuna Coulomb uyarılmasından kaynaklandığı düşünülmüştür. Bu çalışmalarda deneysel veriyi açıklayabilmek için, Fresnel kırınım tipinden sapmaya neden olan Coulomb etkilerinin dikkate alındığı farklı tipteki polarizasyon potansiyelleri önerilmiştir [50,51].

Egzotik çekirdeklerin ağır bir hedeften Coulomb bariyerine yakın bir enerjide elastik saçılmasının ilginç sonuçlarından da güçlü Coulomb etkileri sorumludur [52,53]. Hedef çekirdeğin atom numarası çok büyük olduğu zaman, zayıf bağlı olan egzotik çekirdeğin güçlü Coulomb alanında parçalanma ihtimali çok yüksektir. Yüksek parçalanma ihtimaliyeti ve güçlü Coulomb çiftlenimi elastik saçılma tesir kesiti açısız dağılımında klasik kırınım saçaklarından sapmaya neden olur. Ancak hedef çekirdek yeterince ağır değilse bu sapmayı gözlemek mümkün değildir.

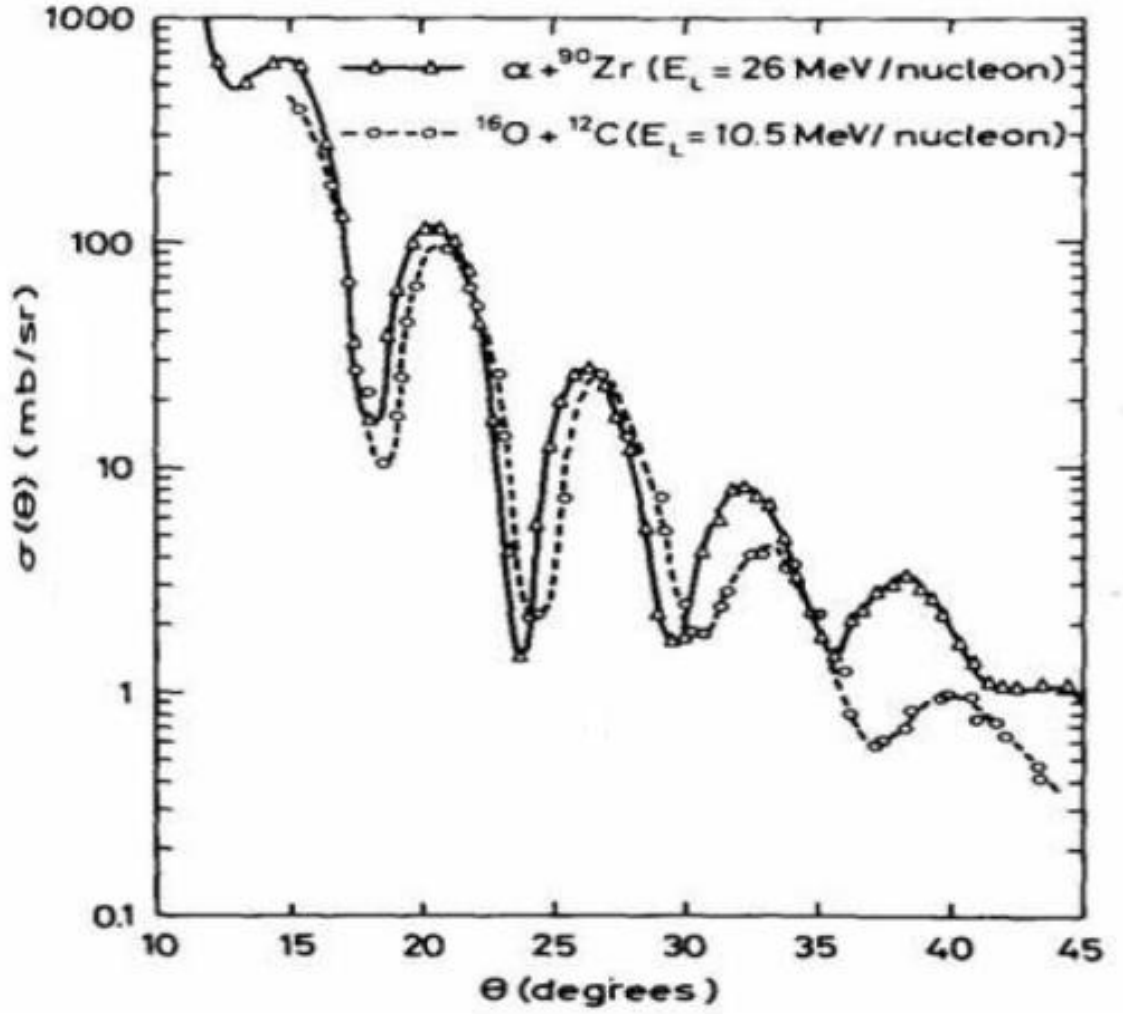
4.3 Fresnel ve Fraunhofer Kırınımları

Kararlı çekirdekler etkileşmeye girdiği zaman elastik kanaldan elastik olmayan kanala büyük akı geçişi olabilir. Güçlü soğurma olarak adlandırılan bu durumda ışığın siyah bir küreden saçılmasına benzer [22]. Güçlü absorpsiyon varlığında saçılma gözlenebilirlerine bakılarak çekirdeğin boyutu, yüzey geçirgenliği gibi genel özellikleri hakkında bilgi sahibi olabiliriz. Ancak absorpsiyon, saçılmanın tanımlanmasında ve yüzey özelliklerinin belirlenmesinde kolaylıklar sağlamasına rağmen çekirdeğin iç bölgeleri hakkında bilgi vermekte yeterli olmamakla birlikte iki kararlı çekirdek arasında güçlü absorpsiyon gerçekleştiği zaman saçılma klasik fizikte ışığın kırınım olayına benzer davranışlar sergiler. Saçılma tesir kesitinin açısız dağılımı ışığın opak bir cisim kenarından kırınımına uğraması sonucu ortaya çıkan kırınım saçaklarına benzeyen osilasyonlu bir yapı gösterir. Bu osilasyonlu yapı gelme enerjisine bağlı olarak Fresnel ya da Fraunhofer kırınımı olarak adlandırılan iki Fresnel kırınımı kaynak ve dedektörün sonlu bir mesafede bulunduğu durumda görülür. İki parçacık etkileştiği zaman mermi parçacığın gelme enerjisi Coulomb bariyer enerjisine çok yakın ise parçacıklar arasındaki Coulomb alanı kırınım lensi

gibi davranır [54]. Güçlü Coulomb alanının etkilerinden dolayı gelen dalga hedef çekirdeğin zıt kenarından ileri bölgelerde girişim yapmayacak şekilde saçılırlar ve Şekil 4.6.'da verilen Fresnel tipi kırınım saçakları oluştururlar. Gelme enerjisinin arttığı zaman saçılma tesir kesitinin davranışı Fresnel tipi kırınımdan Fraunhofer tipi kırınıma dönüşür. Fraunhofer kırınımı kaynak ve dedektör sonsuz bir mesafede bulunuyorsa gerçekleşir. Yüksek gelme enerjisinden dolayı Coulomb alanı uzun süreli bir etkiye sahip değildir ve kırınım lensi gibi davranamaz. Coulomb etkilerinin ihmal edildiği bu durumda gelen dalgalar hedef çekirdeğin zıt kenarından ileri bölgelerde girişim yapacak şekilde saçılırlar. Fraunhofer kırınım deseni Şekil 4.7.' de gösterilmektedir.



Şekil 4.6. Fresnel tipi elastik saçılma açısıl dağılımı.



Şekil 4.7. Fraunhofer tipi elastik saçılma açısal dağılımı

Buraya kadar verdiğimiz bilgiler egzotik çekirdekler hakkında detaylı olmasada bilgi sahibi olmamız açısından önemlidir. Geçtiğimiz otuz yılda egzotik çekirdekler kullanılarak yapılan sayısız deneyin ardından, halo çekirdek yapısının modellenmesi için ciddi bir çalışma süreci başlamıştır. Bu tez çalışmasında da zayıf bağlı olarak seçilen bir çekirdek ve proton fazlalığı olan bir çekirdeğin farklı hedef çekirdeklerle etkileşimlerine bakılmış ve sonuçlar irdelenmiştir

5. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ REAKSİYONUNUN OPTİK MODEL İLE İNCELENMESİ

Tez çalışmasının bu aşamasında zayıf bağlı ${}^9\text{Be}$ çekirdeğinin araştırılması oldukça önemlidir. ${}^9\text{Be}$ çekirdeği, $\alpha + \alpha + n$ üç cisim konfigürasyonu şeklinde tanımlanabileceği gibi ${}^8\text{B} + n$ ya da ${}^5\text{He} + \alpha$ iki cisim konfigürasyonu gibi de tanımlanabilir. ${}^9\text{Be}$ çekirdeğinden bir nötron koparmak için gerekli olan enerji $S_n = 1.6654$ MeV'dir. Zayıf bağlı ${}^9\text{Be}$ çekirdeğinin yapısındaki ilginçliklerden dolayı birçok deneysel ve teorik çalışmalara da yön vermiştir[55-8]. Bu çalışmalarda etkileşmeler farklı yaklaşımlar kullanılarak analiz edilmiştir. Çalışmaların ortak özelliği çekirdeğin eşik anomalisi (TA) [56,57] davranışı mı yoksa break-up eşik anomalisi (BTA) [58, 59] davranışı mı olduğunu göstermeye yöneliktir.

Sıkı bağlı çekirdekleri içeren birçok elastik saçılma çalışmalarında TA gözlemlenmiştir [60-61]. Optik potansiyelin reel ve imajiner kısımlarının enerji ile değişimlerine bakıldığında genel olarak benzer bir hareket söz konusudur [58,59]. Son yıllarda yapılan çalışmalarda sıkı bağlı çekirdeklerin yerini Coulomb bariyeri civarında zayıf bağlı çekirdeklerin almasıyla birlikte potansiyellerin enerjiye bağlı hareketlerinin de BTA'ne kaydığı görülmüştür [58,59]. Zayıf bağlı ${}^9\text{Be}$ saçılması için TA ve BTA ile ilgili bazı çelişkili çalışmalar vardır. Bu çalışmalardan, ${}^{64}\text{Zn}$ [62,63], ${}^{209}\text{Bi}$ [64,65], ${}^{144}\text{Sm}$ ve ${}^{64}\text{Zn}$ [64] ile yapılan çalışmalarda anomalinin gözlenmediği, fakat daha kararlı ${}^{208}\text{Pb}$ [66] hedefine gönderildiğinde anomali davranışının var olduğu gözlemlenmiştir. Bu çalışmalara detaylı olarak baktığımızda şu ayrıntılar ortaya çıkmaktadır.

Garcia ve ekibi [67] ${}^9\text{Be}+{}^{144}\text{Sm}$ reaksiyonuna bariyere yakın enerjilerde polarizasyon potansiyelinin break-up çiftlenimleri ile ilişkisini türetmek için bir yaklaşım metodu kullanmışlardır. Bu yaklaşım metodu özellikle ikili fragmentasyonundan daha fazla break-up'ı olan zayıf bağlı çekirdeklerin açıklanması için faydalı olmuştur. Kullanılan potansiyel uzak mesafelerde iticidir ve uzun menzilli bir absorpsiyon üretir. Ayrıca bu potansiyeli kullanarak break-up ve füzyon tesir kesitleri elde edilmiştir ve sonuçlarının deney ile oldukça uyumlu olduğu görülmüştür.

Gomes ve ekibi [68] tarafından yapılan çalışmada ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ elastik saçılması bariyere yakın enerjilerde ölçülmüştür. Bu sistem için Coulomb bariyeri kütle merkezi

sisteminde 8.05MeV olarak rapor edilmiştir. Global double folding potansiyelinin reel ve imajiner kısımlarının optik model data analizlerini genel olarak tanımlanan eşik anomalisi davranışını desteklemediği ve sonuçların düşük enerjilerde break-up veya transfer reaksiyonu şeklinde yorumlanmıştır. Aynı sonuç WS tipi optik potansiyel kullanılarak elde edildi ve kuvvetli absorpsiyon yarıçapında potansiyel parametreler hesaplandı.

Martí ve ekibi [69] tarafından yapılan çalışmada ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sistemi için toplam füzyon tesir kesiti Coulomb bariyerine yakın ve üzerindeki enerjilerde ölçüldü. Bu sistem için reaksiyon tesir kesiti elastik saçılma datalarından türetildi. Ayrıca bu çalışmada break-up + transfer kanallarının tesir kesitleri bu datalar arasındaki farktan tahmin edildi ve füzyon tesir kesitleri belirlendi.

Wolliscroft ve ekibi [70] tarafından yapılan çalışmada ${}^9\text{Be}+{}^{208}\text{Pb}$ elastik saçılması 38-75MeV aralığında değişen 11 farklı gelme enerjisi ölçülmüştür. Analiz kısmında optik model kullanılmış ve ${}^9\text{Be}$ için 4 farklı yoğunluk dağılımı kullanılmıştır. Etkileşim potansiyellerinin yüzey kısımlarının eşik anomalisi davranışı sergilediği ancak kullanılan yoğunluk dağılımlarının farklı olması sonuçların değişmesine neden olmuştur. Bu sonuçlar break-up etkileri hakkında tartışmalarında beraberinde getirmiştir. Buradan hareketle füzyon tesir kesitleri bir bariyer penetration modeli kullanılarak türetilmiştir. Sonuçlar son yapılan deneysel datalarla karşılaştırılmıştır ve füzyon-brekaup dengesinin yönelimine dikkat çekmiştir.

Gómez Camacho ve ekibi [71] tarafından yapılan çalışmada zayıf bağlı ${}^9\text{Be}$ mermi çekirdeği ve hafif deforme ${}^{27}\text{Al}$ hedef çekirdeğinin etkileşimleri Coulomb bariyerine yakın enerjilerde füzyon ve elastik saçılma datalarının eşzamanlı analizleri optik model hesaplamaları ile gerçekleştirilmiştir. Nükleer polarizasyonu U , bir hacim kısmına (U_F) kayar, ki bu füzyon reaksiyonları ve bir yüzey parçası olan U_{DR} yi oluşturur. Bu ise direk reaksiyonlardan sorumludur. Ayrıca elastik saçılmada eşik anomalisinin varlığı incelenmiştir. İlave olarak break-up etkilerinin nerede başladığı araştırılmıştır.

Anjos ve ekibi [72] tarafından ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ ve ${}^{19}\text{F}+{}^9\text{Be}$, ${}^{19}\text{F}+{}^{12}\text{C}$ sistemlerinin füzyon tesir kesitleri zayıf bağlı çekirdeklerin breakup etkilerinden dolayı füzyonun olası

etkilerini araştırmak için Coulomb bariyeri üzerindeki enerjilerde ölçülmüştür. Tek boyutlu bariyer penetration modeli ile diğer benzer sistemler karşılaştırılmış ve beklenen breakup etkisinin olmadığı ve füzyonun gerçekleşmediği görülmüştür.

Bu çelişkilerden hareketle tez çalışmamızda ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ elastik saçılma reaksiyonu Coulomb bariyeri civarında ve üzerindeki enerjiler için incelenmiştir. Tez çalışmasında teorik yaklaşım olarak optik model kullanıldı. Bu modeldeki toplam etkin potansiyel Coulomb potansiyeli, nükleer potansiyel ve merkezci potansiyel olmak üzere üç potansiyelden oluşmaktadır;

$$V_{\text{toplam}}(r) = V_{\text{nükleer}}(r) + V_{\text{Coulomb}}(r) + V_{\text{merkezcil}}(r) \quad (5.1)$$

Bölüm 3.'te bahsettiğimiz gibi optik potansiyelin nükleer kısmı reel (V) ve sanal (W) şeklindedir. Denklem 5.1'de potansiyelin reel kısmı saçılmadan, sanal kısmı ise absorpsiyondan yani kaybolan akıdan sorumludur.

$$V_{\text{nükleer}}(r) = V(r) + iW(r) \quad (5.2)$$

5.1 ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ elastik Saçılmasının Fenomenolojik Yaklaşımla İncelenmesi

${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ elastik saçılmasının farklı enerji değerleri için fenomenolojik yaklaşımla açıklanması sırasında nükleer potansiyelin reel kısmı Word-Saxon kare formunda, sanal kısmı ise Wood-Saxon formunda seçildi. Bu ifadeyi denklem 5.3.'teki gibi yazabiliriz.

$$V_{\text{nükleer}}(r) = - \frac{V_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_v}{a_v}\right)\right]^2} + i \frac{-W_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_w}{a_w}\right)\right]} \quad (5.3)$$

Bu denklemde sırayla reel ve sanal yarıçaplar $R_v = r_v(A_M^{1/3} + A_T^{1/3})$ ve $R_w = r_w(A_M^{1/3} + A_T^{1/3})$ şeklinde olup A_M mermi çekirdeğinin nükleon sayısı, A_H ise hedef çekirdeğin nükleon sayısıdır. a_v ve a_w ise reel ve sanal kısma ait difüzyon parametreleridir. Toplam potansiyel içindeki Coulomb potansiyeli ise;

$$\begin{aligned}
V_c(r) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_T e^2}{r} & r \geq R_c \\
&= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_T e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) & r < R_c
\end{aligned} \tag{5.4}$$

şeklinde ifade edilebilir [8]. Burada R_c Coulomb yarıçapıdır ve hesaplamalarımızda tüm enerji değerleri için $R_c \cong 1.2(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$ kullanıldı. Toplam potansiyel içindeki son terim ise merkezci potansiyeldir. Merkezci potansiyel mermi ve hedef çekirdeğin bağlı açılal momentumundan doğar ve çekirdeğin kendi içine çökmesini engelleyen en önemli etmendir bu potansiyel şöyle tanımlanır;

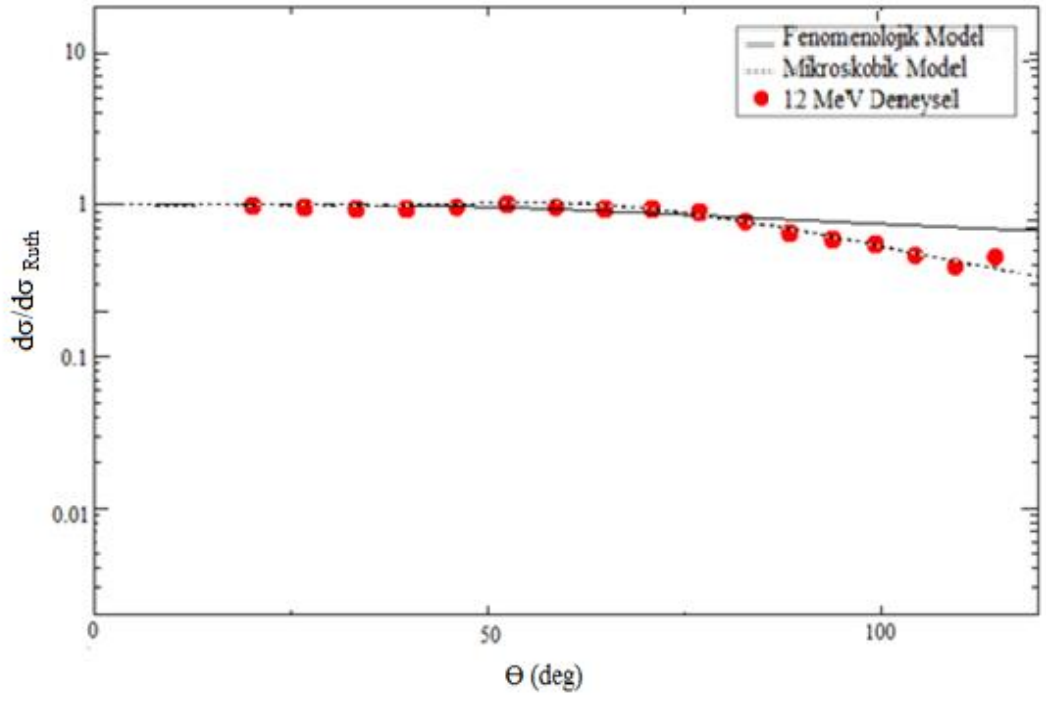
$$V_{\text{merkezcil}}(r) = \frac{(l + 1)\hbar^2}{2\mu r^2} \tag{5.5}$$

Burada μ indirgenmiş küttedir ve l açılal momentumun kuantum sayısı olarak tanımlanır. Hesaplamalarımızda FRESKO kodu kullanılmıştır. Ian Thomson tarafından yazılan Fresco kodu [73], çiftlenmiş-kanalların nükleer reaksiyon etkileşimlerini ve sonlu menzil içerisindeki transfer reaksiyonlarına ve ayrıca sonlu sayıdaki uyarılmış durumların hesaplanmasına olanak tanır. Fresco programı yerel olmayan etkileşmelerin kernelleri (çekirdekleri) hesaplar ve çiftlenmiş kanalları iterasyon yöntemi ile çözer. Depolanan kernellerdeki her bir iterasyon için dalga fonksiyonunun integrasyonu kullanılır ve bir sonraki iterasyon işlemi için kaynak yaratır. Başlangıçtaki Fortran 77 uygulamaları daha sonra Fortran 90 koduna taşınmıştır [74] ve ayrıca Fresco programı Ian Thomsonun [75] web sitesinden rahatlıkla indirebilir. Tez çalışmamız içerisinde ^9Be etkileşmesiyle ilgili yaptığımız iki farklı makale çalışmasında farklı potansiyel parametreler kullanılmıştır. Öncelikle Journal of the Korean Physical Society dergisinde yayımlanan makalemizde [76] yedi farklı enerji için elde edilen potansiyel parametreleri, bu enerjilere ait hata analizleri, elastik saçılma tesir kesitleri ve her bir enerji için reel ve imajiner kısımlara ait hacim integralleri Tablo 1' de verilmiştir.

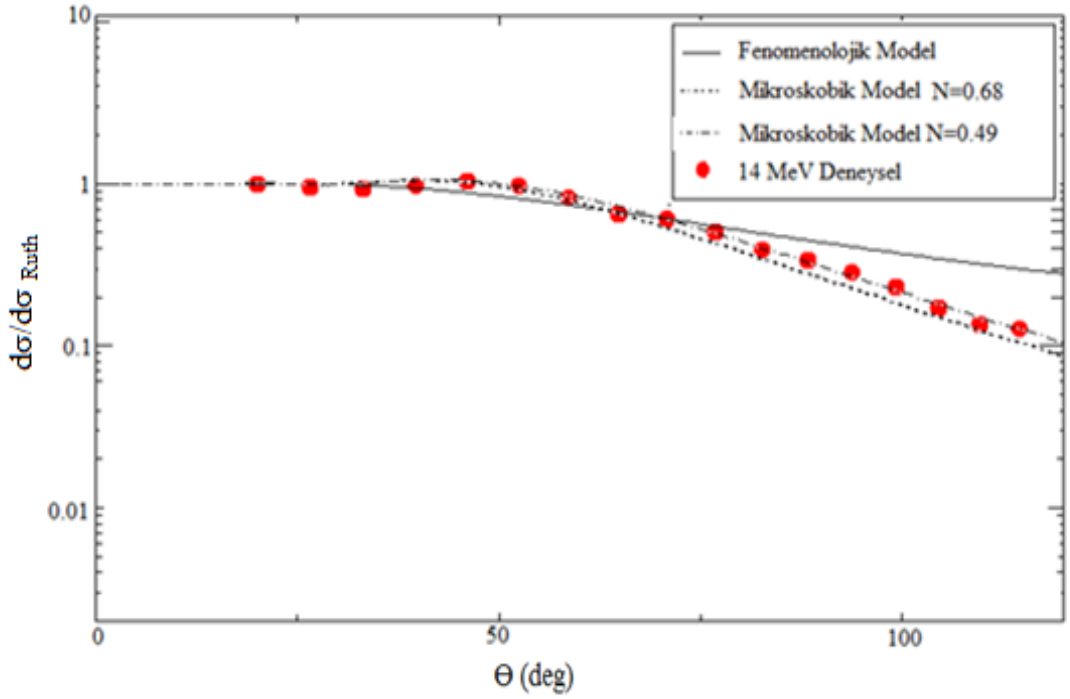
Tablo 5.1 Fenomenolojik model için kullanılan optik model parametreleri

İncelenen Sistem	E (MeV)	V (MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)	W (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)	X^2	σ (mb)	j_v (MeV.fm ³)	j_w (MeV.fm ³)
⁹ Be+ ²⁷ Al	12.0	100.5	0.5	0.8	1.0	1.10	1.85	0.0919421	369.78	20.5061	6.17931
	14.0	130.5	0.5	0.8	2.1	1.10	1.85	0.229448	912.14	26.6274	12.9766
	18.0	140.5	0.5	0.8	4.1	1.10	1.85	0.141194	1784.12	28.6678	25.3352
	22.0	150.5	0.5	0.8	4.0	1.10	1.85	0.081505	1956.48	30.7082	24.7172
	25.0	120.5	0.5	0.8	3.9	1.10	1.85	0.0440825	2020.32	24.5869	24.0993
	28.0	110.5	0.5	0.8	3.94	1.10	1.85	1.287240	2090.4	22.5465	24.3465
	32.0	110.5	0.5	0.8	3.94	1.10	1.85	2.693740	2140.7	22.5465	24.3465

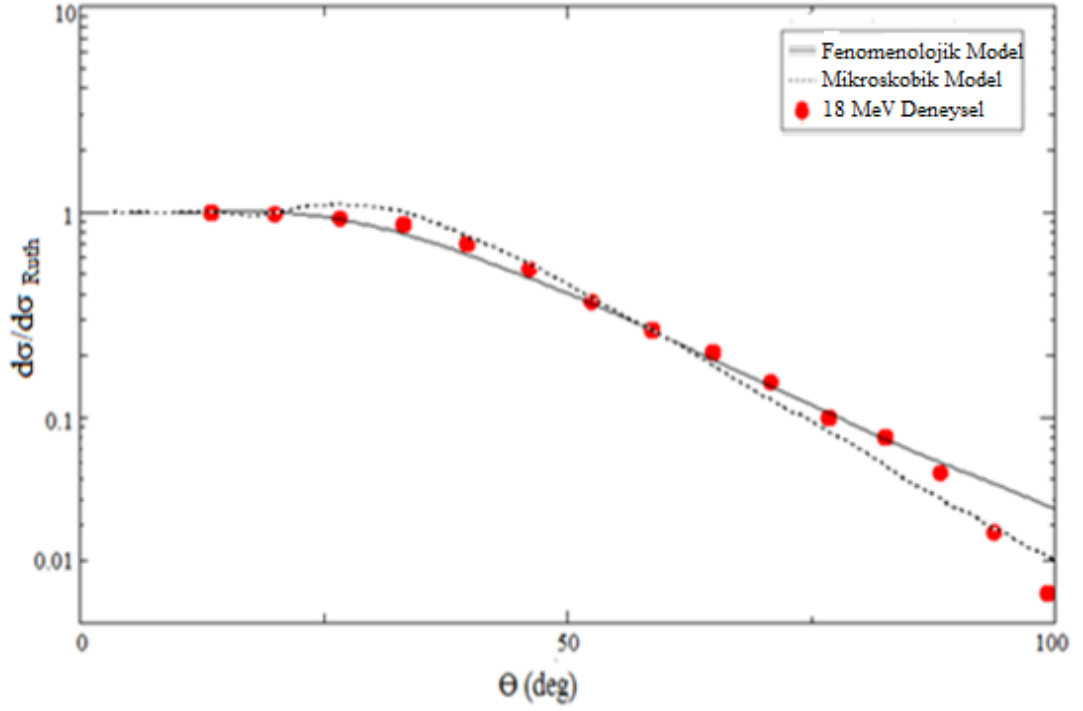
Bu çalışmada reel ve sanal kısma ait yarıçap parametreleri Tablo 1'den de görüldüğü gibi (r_v, r_w) sırasıyla 0.5 fm ve 1.10; reel ve sanal kısma ait difüzyon parametreleri (a_v, a_w) sırasıyla 0.8 fm ve 1.85 fm değerlerinde serbest parametre sayısını minimumda tutmak için sabitlenmiştir. Bu parametreler kullanıldığında deneysel ve teorik sonuçlar arasında oldukça iyi bir uyum elde edildiği şekil (5.1-5.7) verilmiştir. Hesaplamalarımızda elastik saçılma reaksiyon tesir kesitlerinin enerji arttıkça değerlerinin arttığı gözlenmiştir.



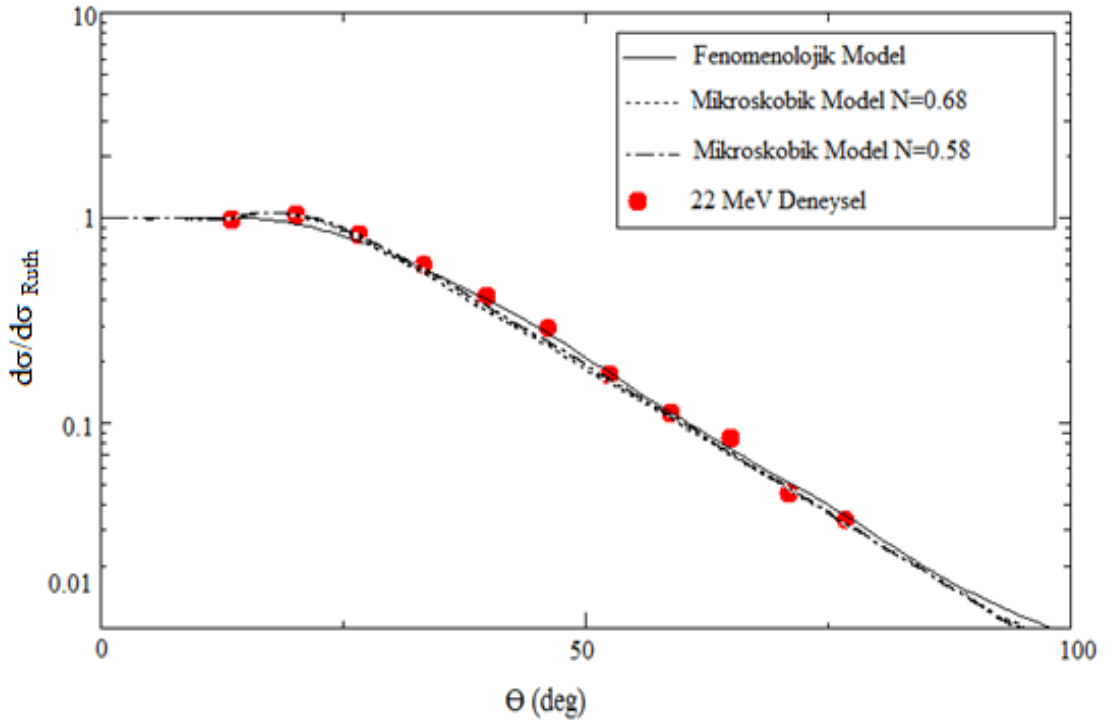
Şekil 5.1. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 12MeV için elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı.



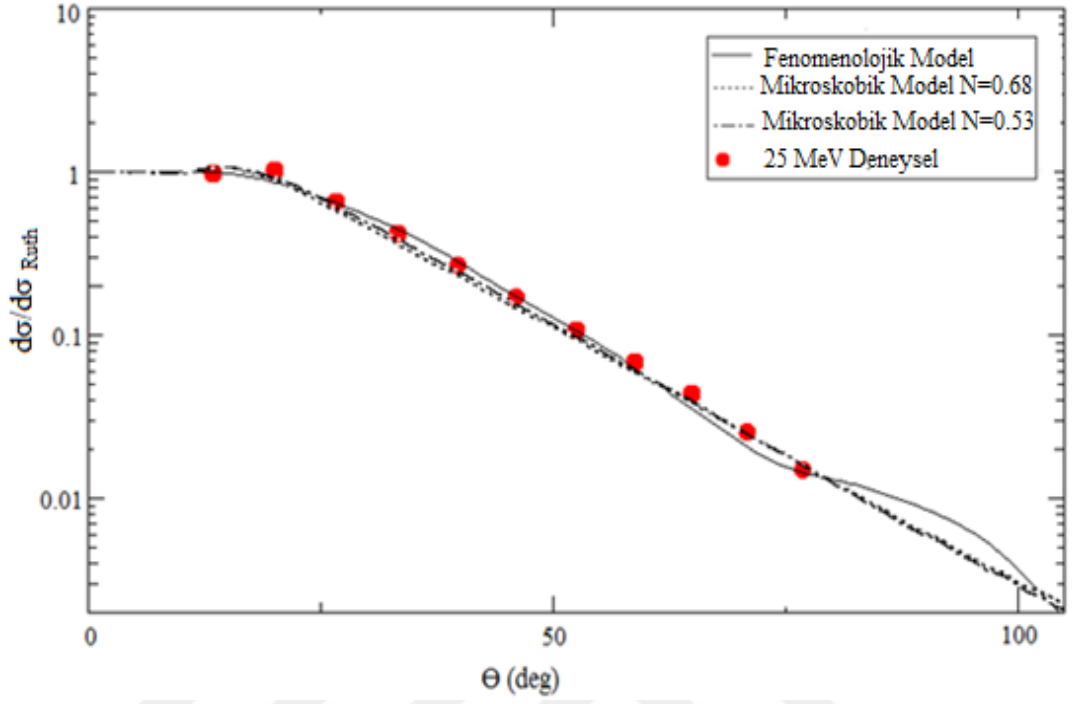
Şekil 5.2. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 14MeV için elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı.



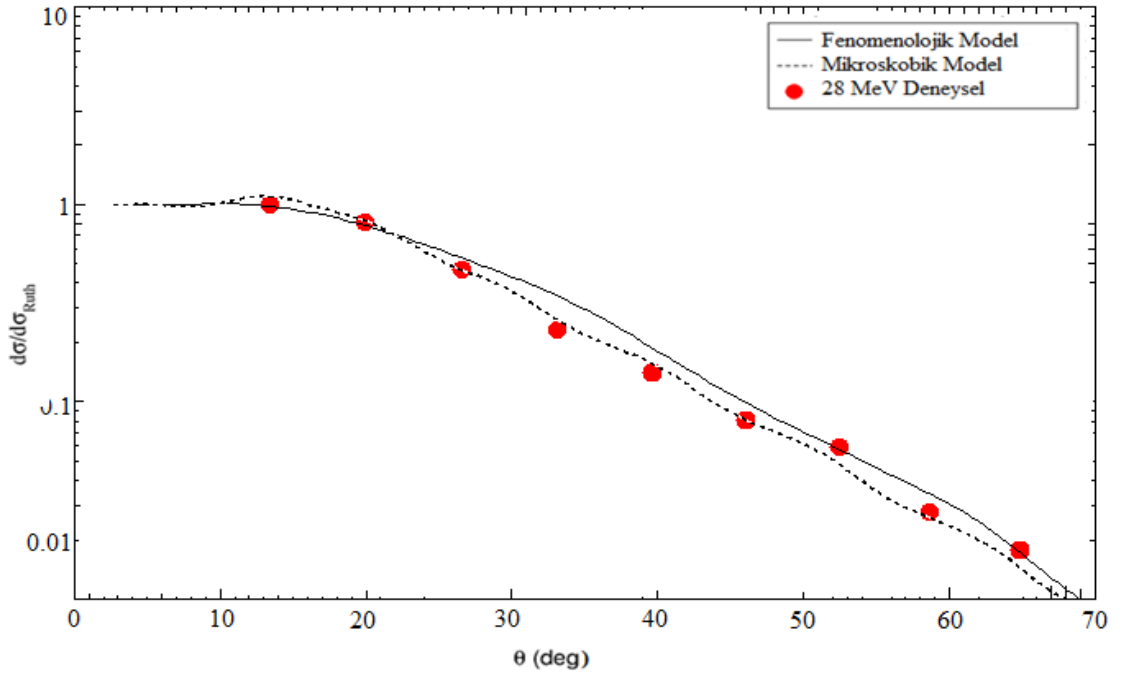
Şekil 5.3. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 18MeV için elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı.



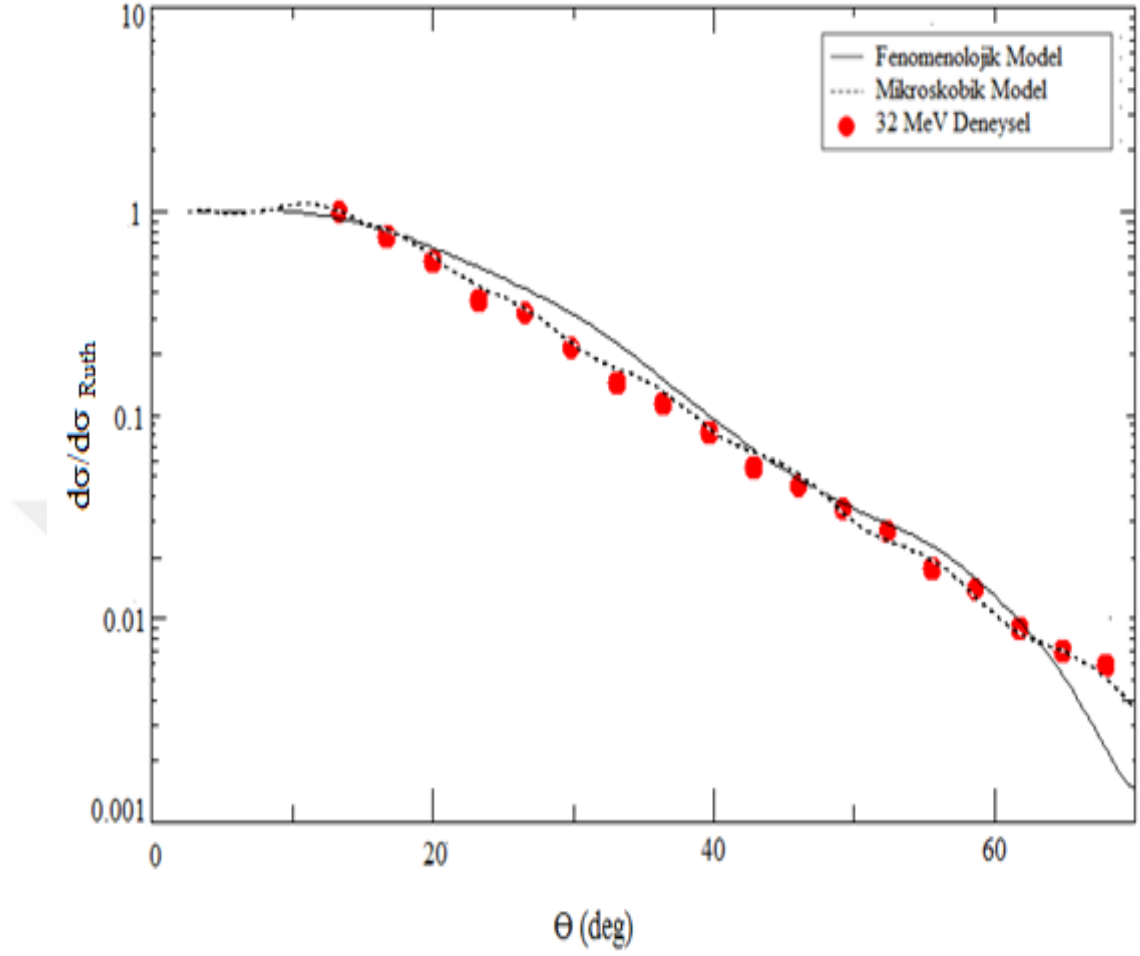
Şekil 5.4. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 22MeV için elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı.



Şekil 5.5. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 24MeV için elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı.



Şekil 5.6. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 28MeV için elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı.



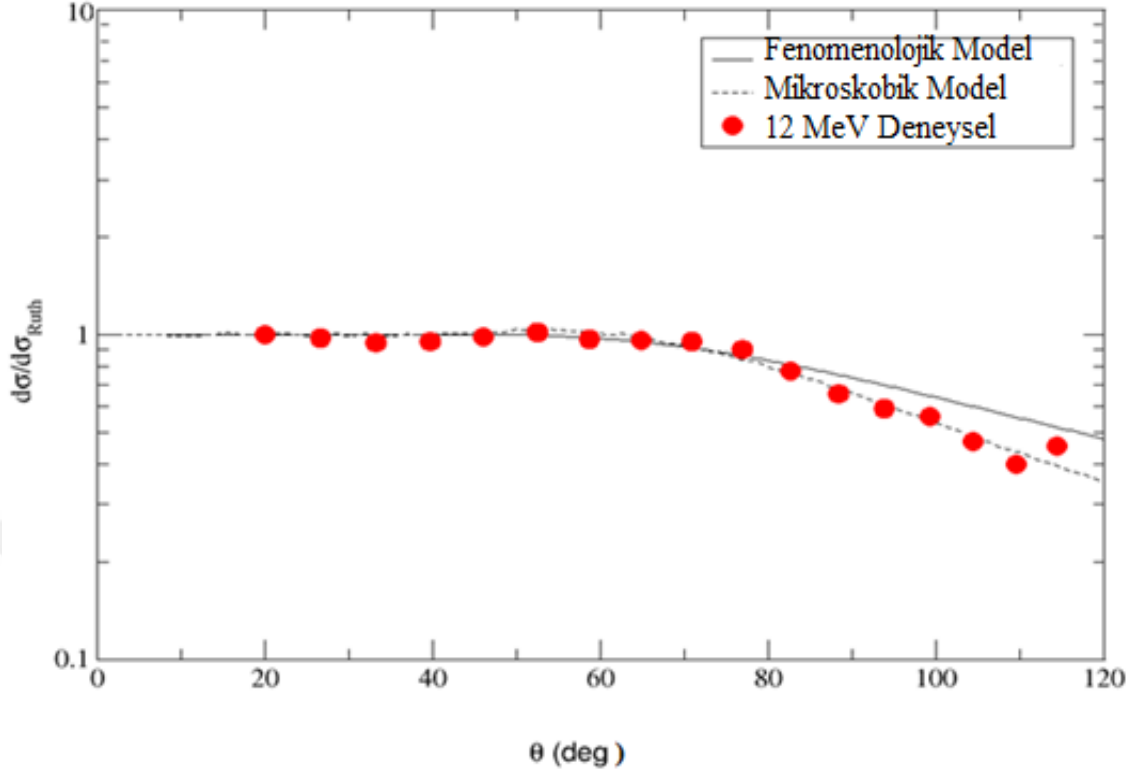
Şekil 5.7. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 32MeV için elastik saçılma tesir kesitinin açısıl dağılımı.

Daha sonra ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ etkileşmesine iki farklı enerji değeri eklenerek dokuz farklı enerji için potansiyel parametreleri Indian Journal of Physics'te [77] yayımlanan makalemizde optik model potansiyel parametreleri için daha gelişmiş ve serbest parametrelerin daha az olduğu bir set elde edilmiştir. Bu çalışmamızda elde ettiğimiz sonuçlar Tablo 2' de verilmiştir.

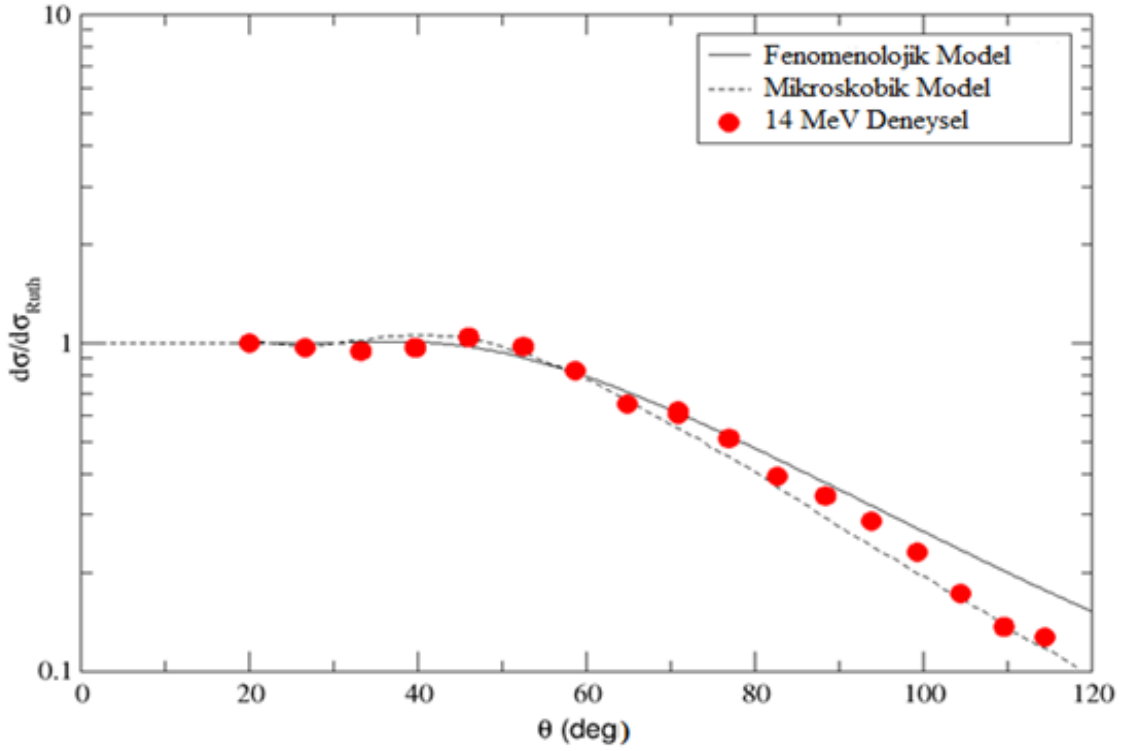
Tablo 5.2 Fenomenolojik model için kullanılan optik model parametreleri

İncelenen Sistem	E (Mev)	V (Mev)	r_v (fm)	a_v (fm)	W (Mev)	r_w (fm)	a_w (fm)	X^2	σ (mb)	j_v (MeV.fm ³)	j_w (MeV.fm ³)
⁹ Be+ ²⁷ Al	12.0	21.6	1.2	0.99	6.2	1.2	0.99	0.05	370.10	59.8546	29.7769
	14.0	23.6	1.2	0.99	8.2	1.2	0.99	0.05	719.40	65.3967	39.3824
	18.0	34.6	1.2	0.99	18.2	1.2	0.99	0.10	1421.9	95.8782	87.4096
	22.0	30.6	1.2	0.99	17.2	1.2	0.99	0.08	1644.7	84.7940	82.6069
	25.0	27.6	1.2	0.99	17.2	1.2	0.99	0.20	1768.9	76.4808	82.6069
	28.0	27.6	1.2	0.99	17.2	1.2	0.99	0.40	1862.9	76.4808	82.6069
	32.0	28.6	1.2	0.99	17.2	1.2	0.99	1.20	1955.5	79.2519	82.6069
	33.0	130.6	1.2	0.99	14.2	1.2	0.99	5.30	1957.8	361.898	68.1987
	40.0	210.6	1.2	0.99	15.2	1.2	0.99	7.50	2120.9	583.582	73.0014

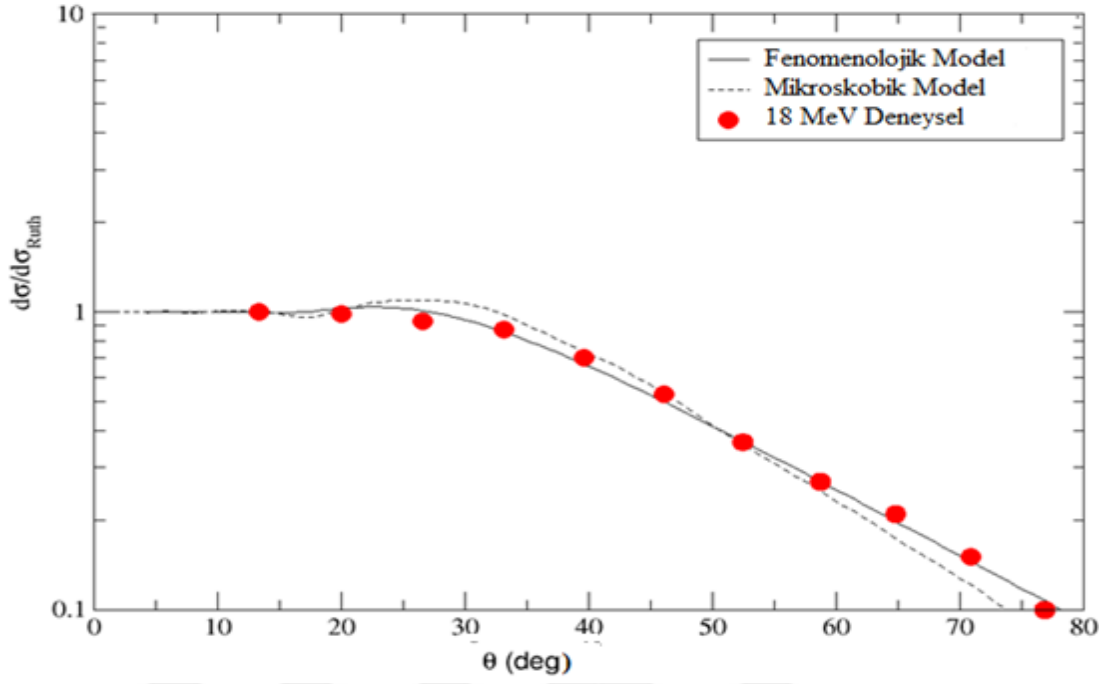
Tablo 2' den de görüldüğü gibi reel ve imajiner yarıçap değerleri 1.2 fm'ye; reel ve imajiner difüzyon parametrelerinin 0.99 fm'ye sabitlendiği görülmektedir. Burada altı serbest parametrenin dörde düştüğü daha tutarlı bir parametre seti elde edilmiştir. Bundan önceki çalışmamıza benzer olarak elastik saçılma tesir kesitinin enerji arttıkça değerinin arttığı gözlenmiştir. Ayrıca Tablodan görüldüğü gibi her bir enerji aralığına ait hata analizleri, reaksiyon tesir kesitleri ve hacim integralleri hesaplanmıştır. Bu sonuçlar bize enerji artıkça reaksiyonun gerçekleşebilme ihtimalinin artacağını gösterir ve bundan önceki yaptığımız çalışmadan daha düşük hata analizine sahip sonuçlar elde ettiğimizi gördük. Elde edilen sonuçlar Şekil (5.8-5.16)' da verilmiştir.



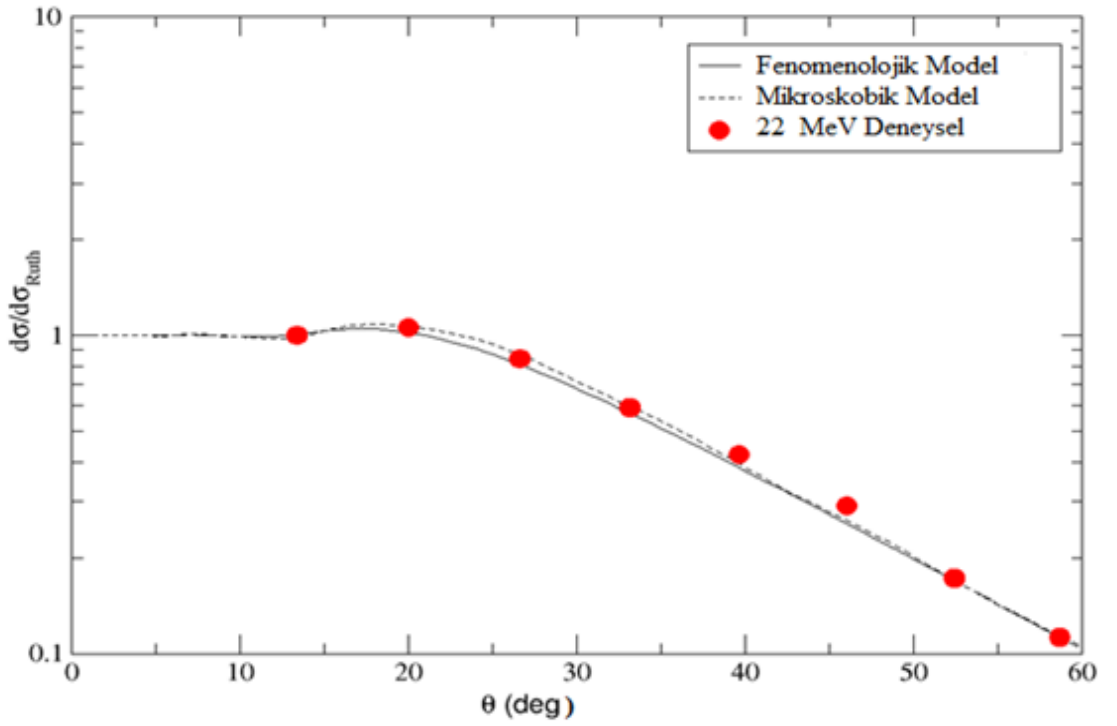
Şekil 5.8. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 12MeV için elastik saçılma açisal dağılımı.



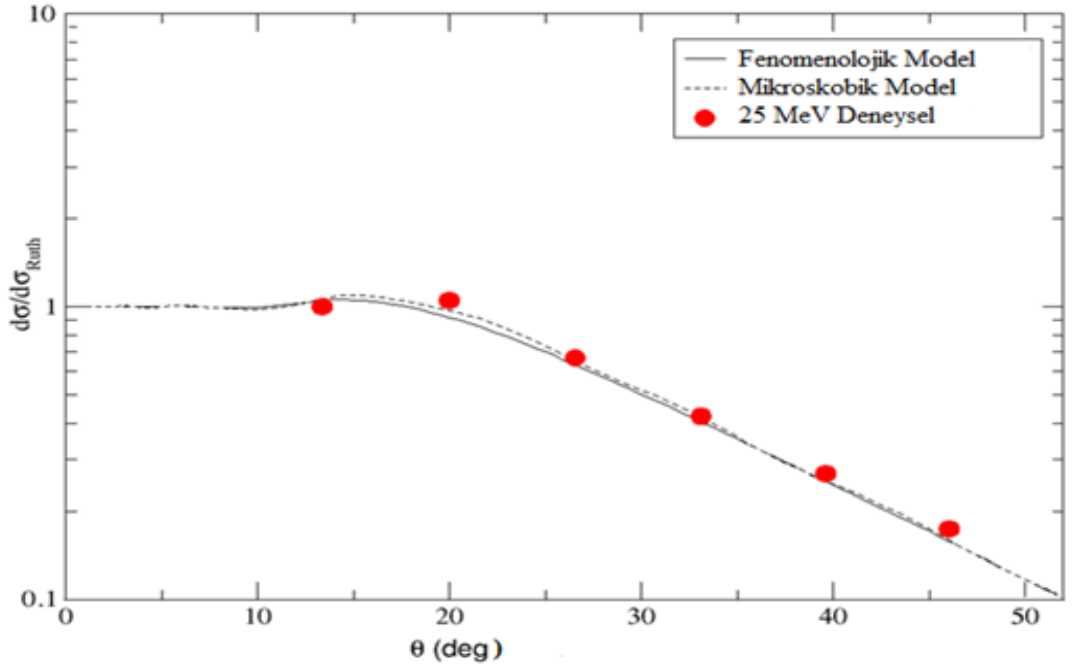
Şekil 5.9. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 14MeV için elastik saçılma açisal dağılımı.



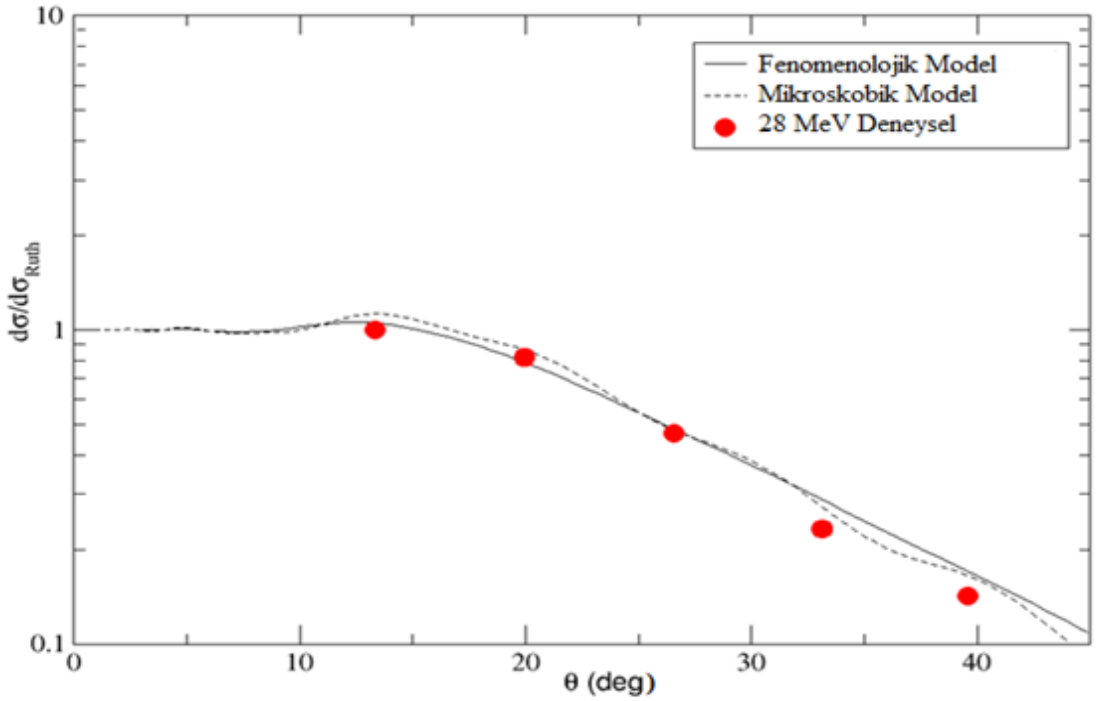
Şekil 5.10. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 18MeV için elastik saçılma açısıl dağılımı.



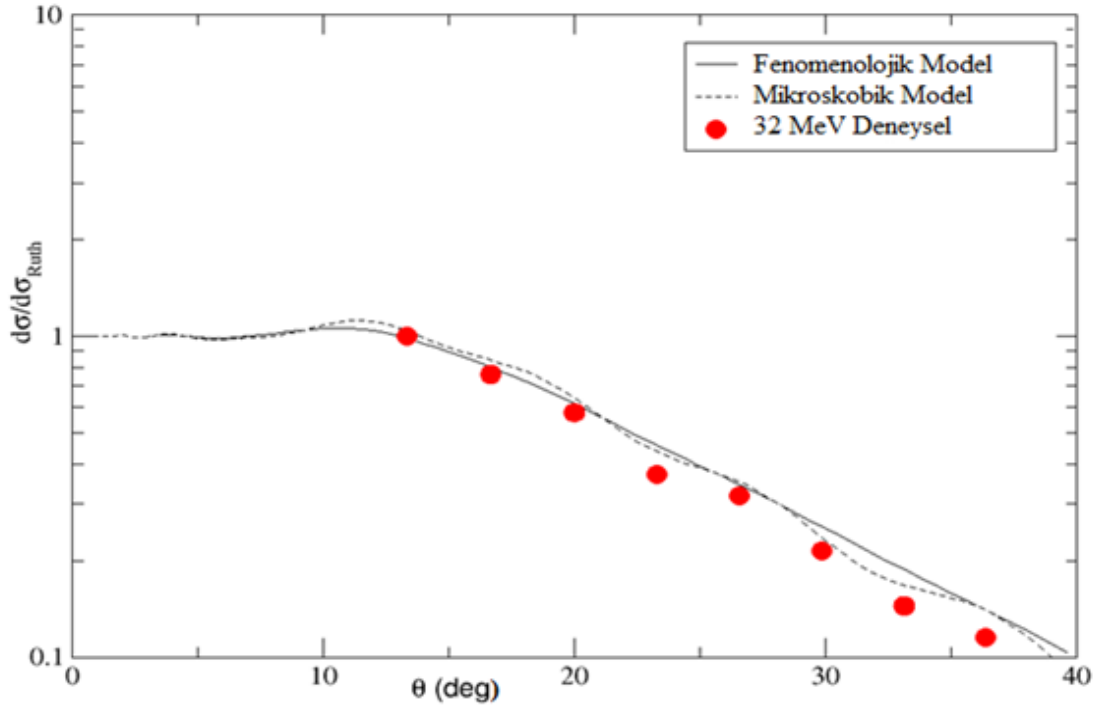
Şekil 5.11. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 22MeV için elastik saçılma açısıl dağılımı.



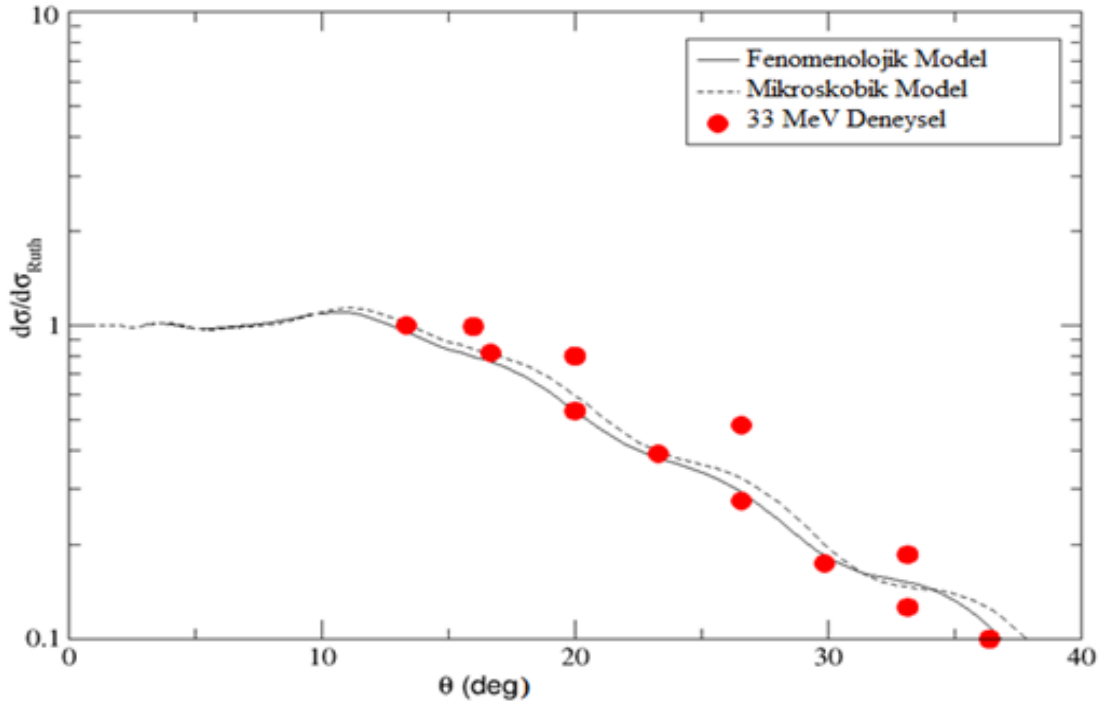
Şekil 5.12. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 25MeV için elastik saçılma açısıl dağılımı.



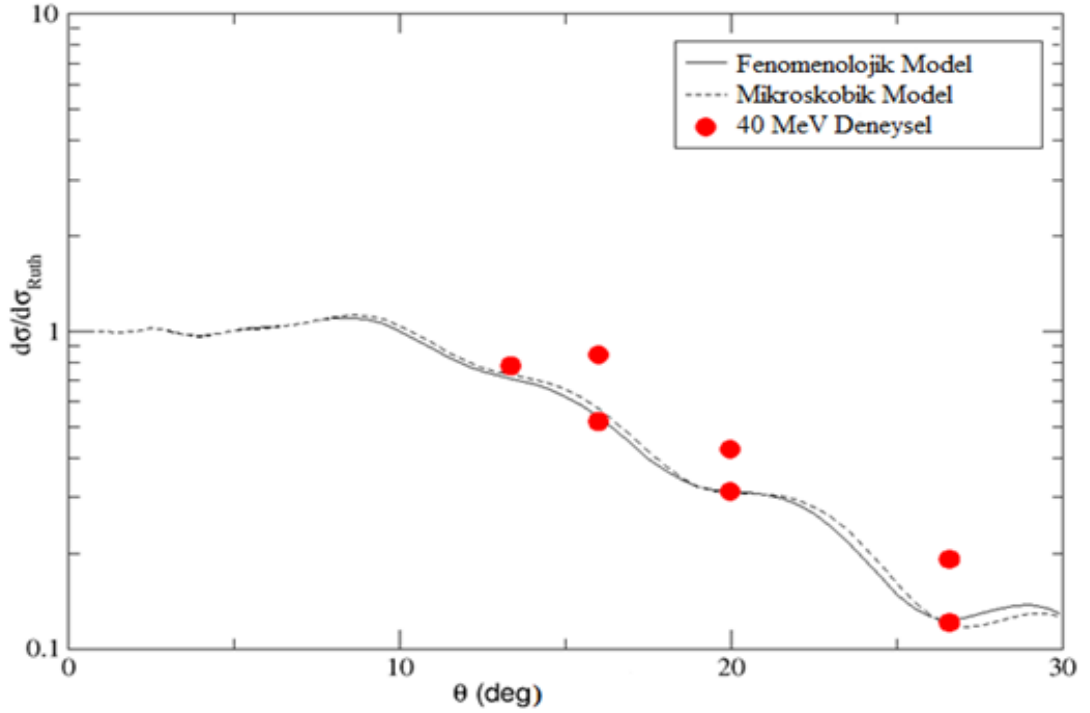
Şekil 5.13. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 28MeV için elastik saçılma açısıl dağılımı.



Şekil 5.14. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 32MeV için elastik saçılma açisal dağılımı



Şekil 5.15. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 33MeV için elastik saçılma açisal dağılımı.



Şekil 5.16. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin 40MeV için elastik saçılma açisal dağılımı.

5.2 ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ elastik Saçılmasının Mikroskobik Yaklaşımla İncelenmesi

${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ elastik saçılmasının farklı enerji değerleri için mikroskobik yaklaşımla açıklanması sırasında kullanılan optik model hesaplarında etkileşim potansiyeli için, gerçel ve sanal kısımlara sahip nükleer potansiyelin yapısı

$$V_{\text{nükleer}}(r) = V(r) + iW(r) \quad (5.6)$$

şeklinindedir. Bu kısımdaki analizler etkin bir NN etkileşmesinin, mermi ve hedef çekirdeklerin yoğunluk dağılımları üzerinden integrasyonu ile elde edilen NN çift-katlı potansiyel (double folding potansiyeli) optik model hesaplarında kullanılmıştır. NN etkileşmesini göz önüne alarak yürütülen hesaplamalar için Denklem 5.7 ile verilen NN-çift katlı potansiyel formu ve N_R normalizasyon faktörü, Denklem 5.6'deki nükleer potansiyelin gerçel kısmını oluşturmada kullanılmıştır. Yani gerçel kısmı için

$$V(r) = V_{\text{df}} = N_R V_{\text{NN-DF}} \quad (5.7)$$

formu seçilmiş, böylelikle ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ elastik saçılmasının bu kesimdeki analizi için nükleer potansiyelin yapısı

$$V_{\text{nükleer}}(r) = V_{\text{df}} - i \frac{W_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_w}{a_w}\right)\right]} \quad (5.8)$$

olarak belirlenmiştir. Buradaki nükleer potansiyel, Denklem 5.7 yardımıyla katlı-modelden elde edilerek hesaplamalara doğrudan katılan bir gerçel kısma ve fenomenolojik olarak belirlenen WS formunda bir sanal kısma sahiptir. Çift katlı potansiyeller ile yürütülen analizler için optik model potansiyelin nükleer etkileşmeyi tanımlayan gerçel kısmı, DF POT programı [78] yardımıyla katlı modelden belirlenerek hesaplamalara doğrudan katılmış ve sanal kısım yine fenomenolojik Wood-Saxon hacim formunda oluşturulmuştur. $V_{\text{nükleer}}(r)$ potansiyelin gerçel kısmını mikroskobik (çift katlama) yani double folding modeli kullanarak belirlenir. Çift katlama potansiyelinin elde edilmesi için mermi (ρ_p) ve hedef (ρ_T) çekirdeklerin yoğunluk dağılımları ve V_{NN} (Nükleon-Nükleon) etkileşimi potansiyeli kullanılır.

$$V_{\text{DF}}(r) = \int dr_1 \int dr_2 \rho_p(r_1) \rho_T(r_2) V_{\text{NN}}(r_{12}) \quad (5.9)$$

V_{NN} etkileşimi görüldüğü gibi yoğunluk dağılımları üzerinde integre edilmiştir. Çeşitli nükleon-nükleon etkileşimi ifadeleri double folding model için kullanılabilir. En yaygın nükleon-nükleon etkileşimi M3Y (Michigan 3 Yukawa) etkileşimidir.

$$V_{\text{NN}}(r) = 7999 \frac{\exp(-4r)}{4r} - 2134 \frac{\exp(-2.5r)}{2.5r} + J_{00}(E) \delta(r) \text{ MeV} \quad (5.10)$$

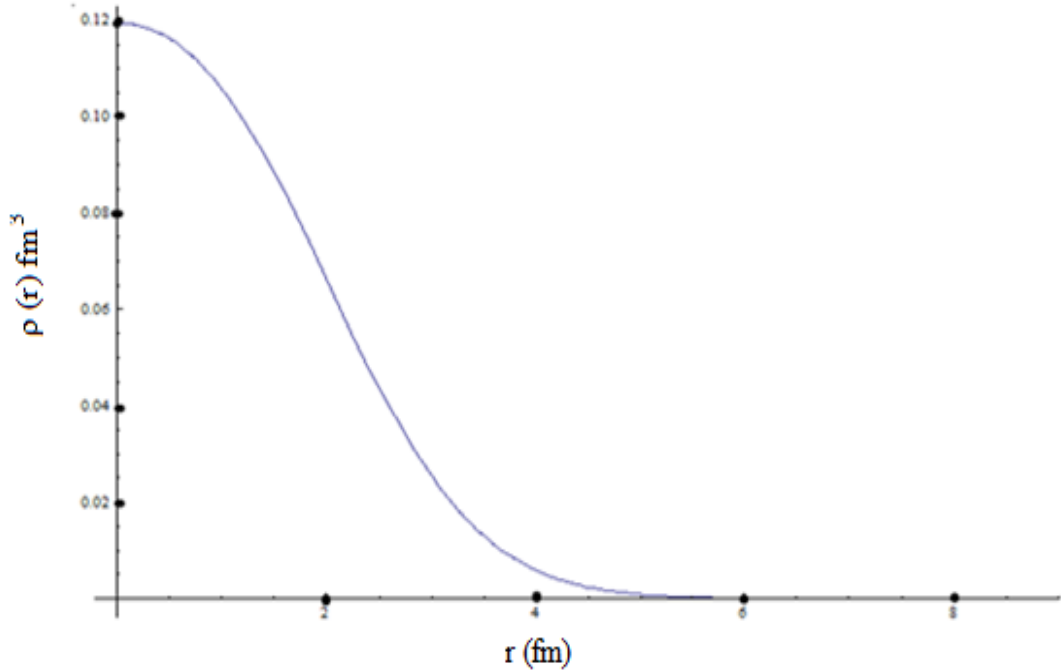
$J_{00}(E)$, terimi nükleon değişimini, mermi ve hedef çekirdek arasındaki olası değişim terimini ifade etmektedir. $J_{00}(E)$ teriminin lineer enerji bağımlılığı vardır ve aşağıdaki formda yazılır.

$$J_{00}(E) = -276 \left[1 - \frac{0.005 E_{\text{Lab}}}{A_p} \right] \text{ MeVfm}^3 \quad (5.11)$$

Çalışmamızın bu aşamasında bundan önceki bölümde olduğu gibi ${}^9\text{Be}$ için 2 farklı yoğunluk dağılımı kullanılarak Double Folding analizleri yapılmıştır. Journal of the Korean Physical Society dergisinde yayımlanan çalışmamızda [76] ${}^9\text{Be}$ mermi çekirdeği için literatürden tanımlanan [79] yoğunluk dağılımı kullanıldı.

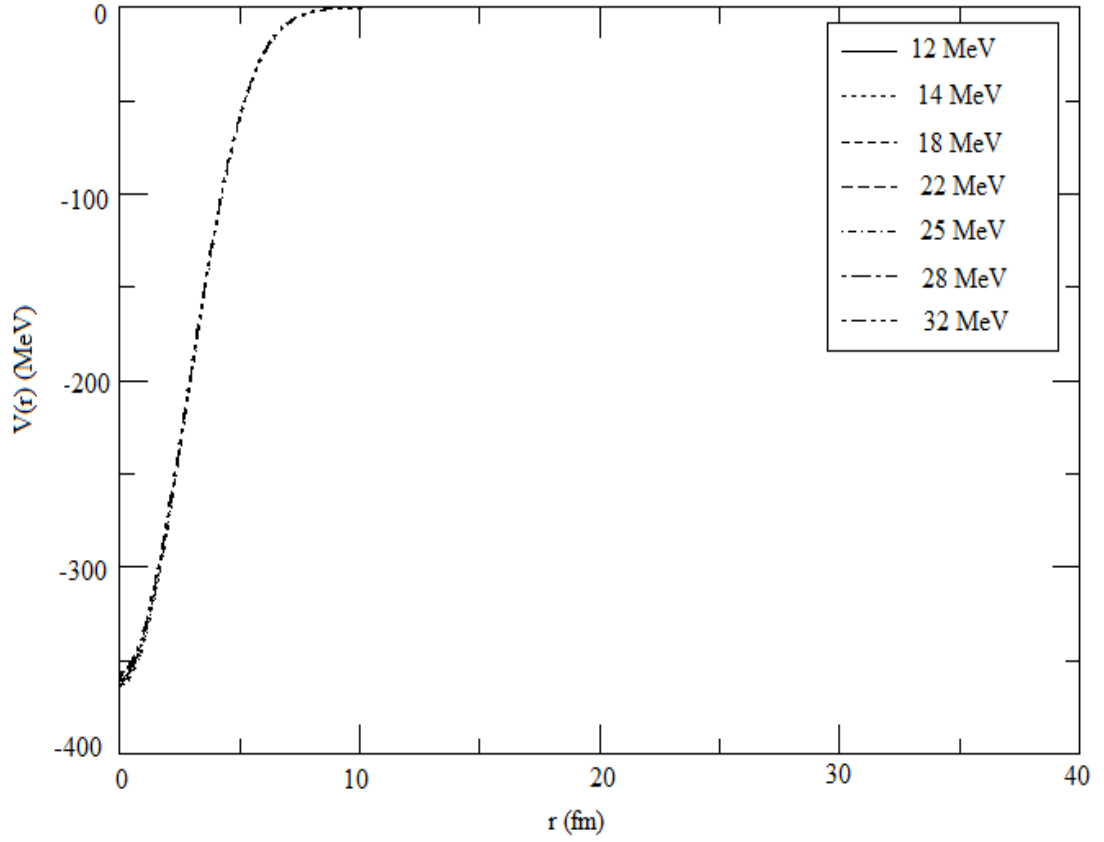
$$\rho(r) = (A + BC^2r^2) \exp(-C^2r^2) + D + EF^2r^2 \times \exp(-F^2r^2) \quad (5.12)$$

Burada $A=0.0651$, $B=0.0398$, $C=0.5580$, $D=0.0544$, $E=0.0332$ ve $F=0.4878$ alınmıştır. Mermi çekirdeğinin yoğunluk dağılımı bu parametrelerle kullanıldığında çekirdeğin RMS(karekök ortalama) değeri 2.73 fm olarak elde edildi. Elde edilen yoğunluk dağılımı aşağıda verilmiştir.



Şekil 5.17. ${}^9\text{Be}$ çekirdeği için literatürden alınan [79] yoğunluk dağılımı.

Bu yoğunluk dağılımı kullanıldığında üretilen reel kısma ait potansiyel derinliğin yarıçapa bağlı değişimi her bir enerji değeri için Şekil 5.18. 'de verilmiştir.



Şekil 5.18. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sistemi için her bir enerji değerine ait yarıçapa bağlı potansiyel derinlikler.

Ayrıca double folding hesaplamalarımızda hedef çekirdek olan ${}^{27}\text{Al}$ için yoğunluk dağılımı RİPL-3 [80] yoğunluk data merkezinden alınmıştır. Daha sonra bu yoğunluk dağılımları Cook [81] tarafından tanımlanan DF POT koduna yerleştirilerek reel kısma ait potansiyel elde edilmiştir. Sanal kısma ait potansiyel ise WS formunda alınmıştır. Burada elde edilen sonuçlar Tablo 5.3 'te verilmiştir. Tablo 3'ten de görüldüğü gibi N normalizasyon değerleri tüm enerji değerleri için 0.68 olarak sabitlenmiştir ancak hata analizlerini daha aza indirmek için 14MeV'de 0.49 22MeV' de 0.58 ve 25MeV 'de ise 0.53 değerinde deneysel veriye daha yakın sonuçlar elde edilmiştir. Benzer şekilde aynı enerji değerlerinde daha iyi sonuçlar yakalayabilmek için imajiner potansiyel parametrelerinin değiştiği görülmüştür. Elde edilen hesaplama sonuçları Tablo 5.3'te detaylı bir şekilde

verilmiştir. Elde edilen sonuçların deneysel uyumlarını Şekil (5.1-5.7)' de verilmiştir.

Tablo 5.3 Double Folding için kullanılan optik model parametreleri

Sistem	E (MeV)	N	W (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)	χ^2	σ (mb)	j_v (MeV.fm ³)	j_w (MeV.fm ³)
⁹ Be+ ²⁷ Al	12.0	0.68	12.6	1.1	1.85	0.298679	376.3	417.064	77.8593
	14.0	0.68/0.49	19.9/14.8	1.1	1.85	1.457/0.261783	724.7/637.6	416.375	122.968/91.4538
	18.0	0.68	17.9	1.1	1.85	3.82189	1091	414.996	110.61
	22.0	0.68/0.58	57/46	1.1	1.85	1.01057/0.591980	1635.1/1554.9	413.618	352.221/284.248
	25.0	0.68/0.53	67/50	1.1	1.85	1.3929/0.711875	1824.1/1706.7	412.587	414.014/308.966
	28.0	0.68	35	1.1	1.85	1.33396	1699.2	411.551	216.276
	32.0	0.68	40	1.1	1.85	1.07141	1834.6	410.172	247.172

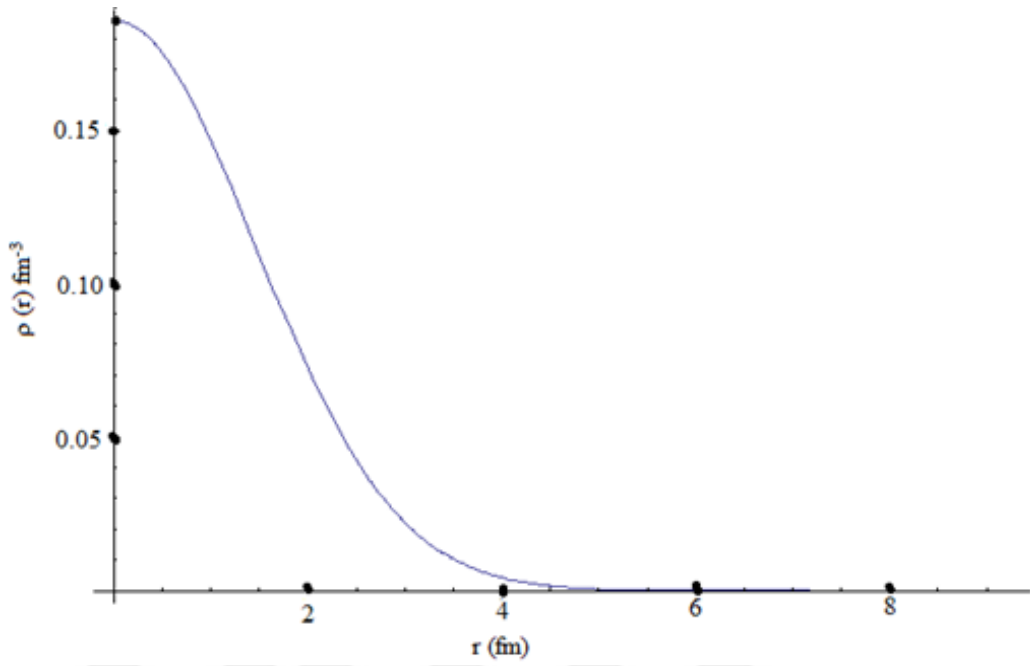
Indian Journal of Physics'teki [77] çalışmamızda ⁹Be mermi çekirdeği için yoğunluk dağılımı literatürde [81] verildiği gibi Gaussian formunda alındı.

$$\rho(r) = \rho_0 \exp \left[- \left(\frac{r}{\alpha} \right)^2 \right] \quad (5.13)$$

Burada ⁹Be çekirdeğinin RMS=2.519 fm kullanılarak α değeri elde edilmiştir. ρ_0 ise normalizasyon şartlarında aşağıda verildiği gibi elde edilmiştir.

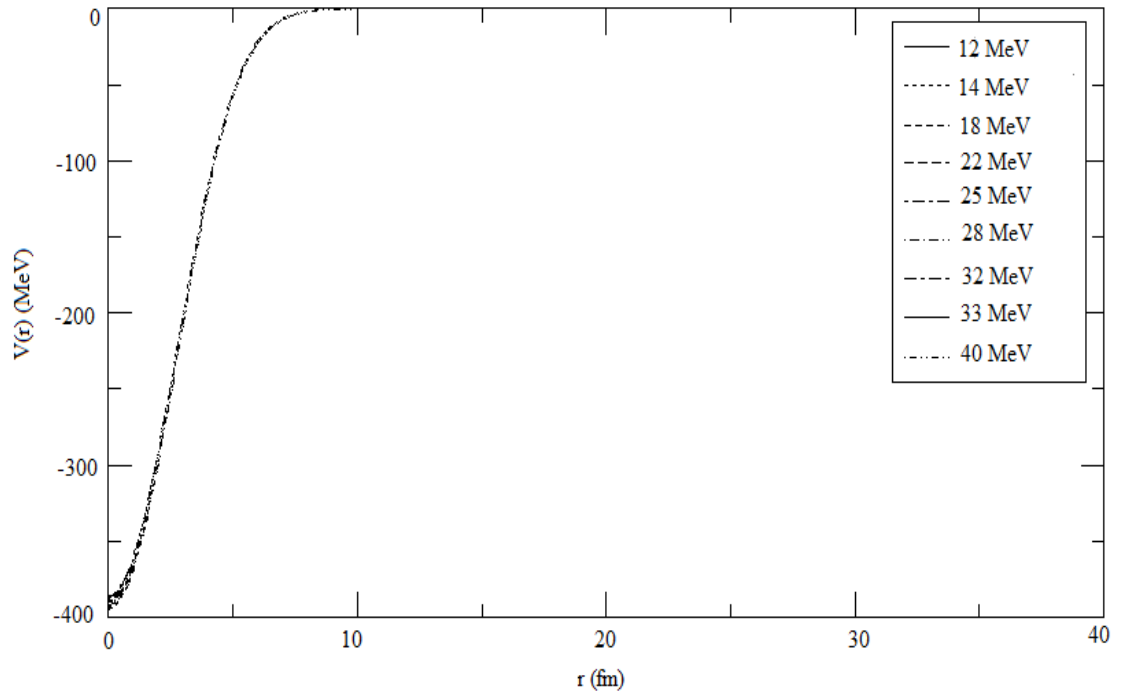
$$\int \rho(r)r^2 = \frac{A}{4\pi} \quad (5.14)$$

Burada A çekirdeğe ait nükleon sayısıdır.



Şekil 5.19. ${}^9\text{Be}$ çekirdeği için Gauss dağılımı kullanılarak elde edilen yoğunluk dağılımı.

Bu yoğunluk dağılımı kullanıldığında ise üretilen reel kısma ait potansiyel derinliğin yarıçapa bağlı değişimi her bir enerji değeri için Şekil 5.20.'te verilmiştir.



Şekil 5.20. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ sistemi için yarıçapa bağlı potansiyel derinlikler.

Bu çalışmamızda ^{27}Al çekirdeği için yoğunluk dağılımı RİPL-3 [80] 'ten alınmıştır. Dokuz farklı enerji değeri için elde edilen potansiyel parametreleri r_w imajiner yarıçap 1.2 fm' ye, a_w difüzyon parametresi ise 0.79 fm'ye sabitlenerek diğer parametreler deneysel sonuçlarla en iyi uyumu verecek şekilde elde edilmiştir. Yukarıda şekil 5.8 –5.16'da gösterilmiştir.

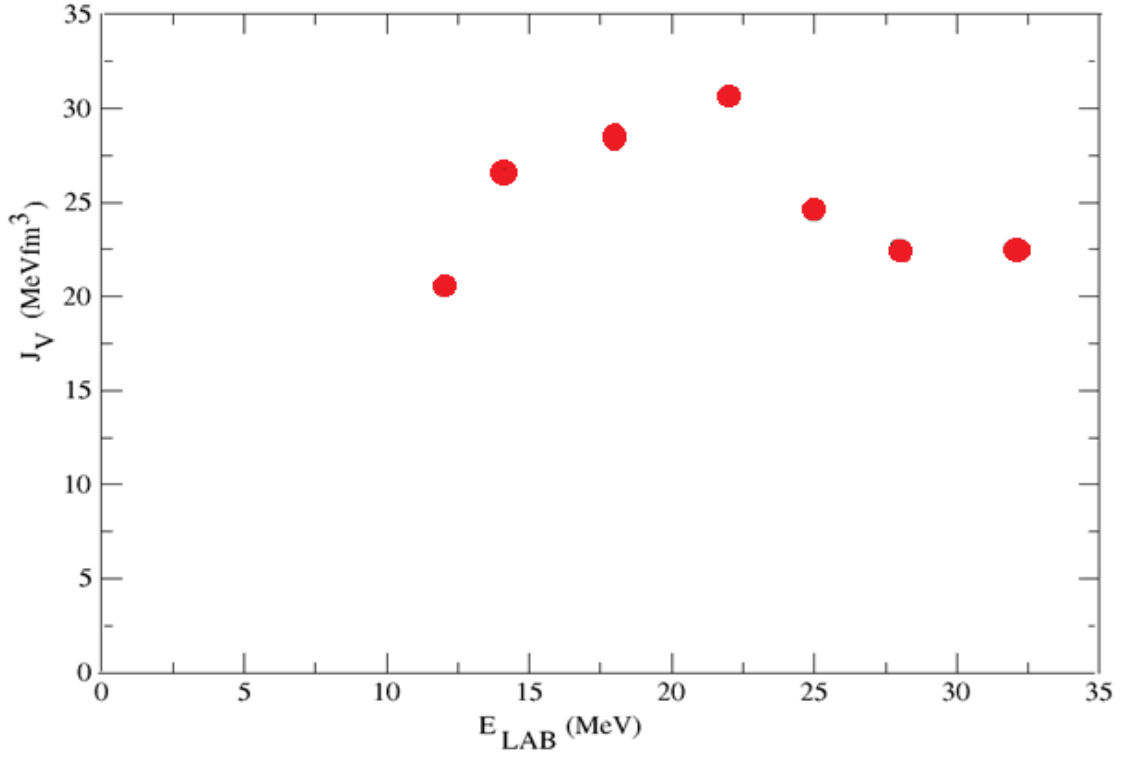
5.3 $^9\text{Be}+^{27}\text{Al}$ Reaksiyonu İçin Elde Edilen Sonuçlar

Tez çalışmamızın ana motivasyonu $^9\text{Be}+^{27}\text{Al}$ elastik saçılması için yeni potansiyel parametrelerini hem fenomenolojik hemde mikroskobik (double folding) potansiyellerle elde etmektir. Daha önce belirttiğimiz gibi her iki modelde de serbest parametre sayısını minimuma indirmeyi hedefledik. Elde edilen sonuçlar Tablo 1-4 'te detaylı bir şekilde verilmiştir. Sonuçlara bakıldığında hem fenomenolojik modelde hem de double folding modelde enerji değeri arttıkça tesir kesitininde arttığı gözlemlenmiştir. Enerji skalası geniş olsada elde ettiğimiz sonuçlar deneysel datayı açıklamakta oldukça başarılı olduğu görülmüştür.

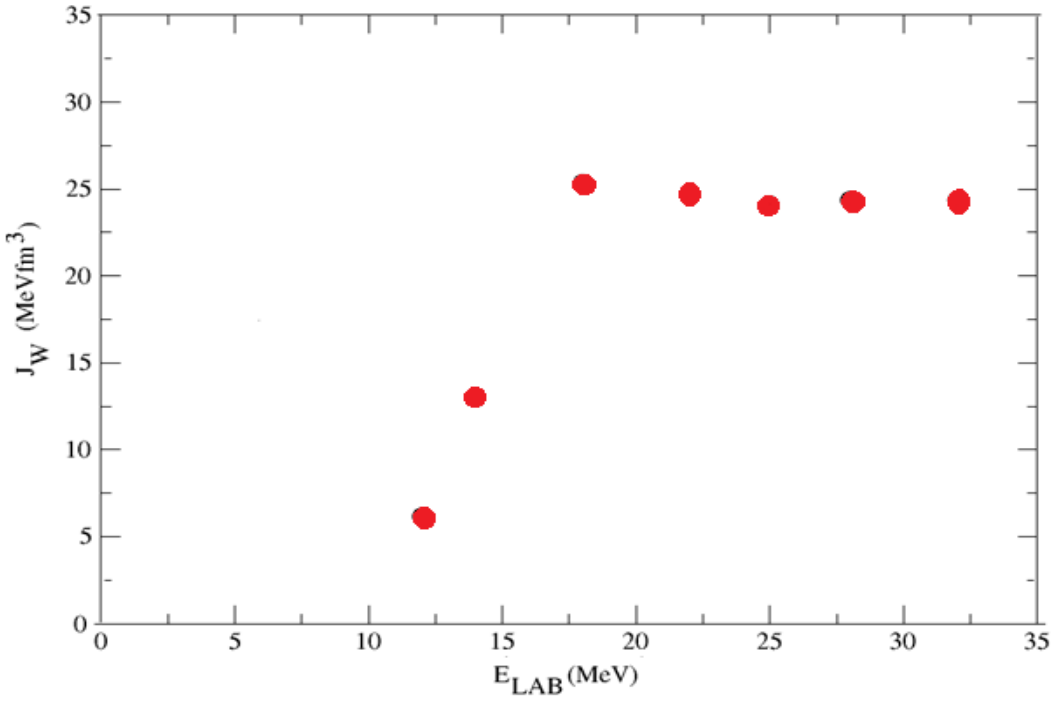
Çalışmamızın ikinci motivasyonu ise Coulomb bariyerine yakın ve üzerindeki enerjilerde optik potansiyelin enerji bağımlılığını gözlemektir. Bu gözlem için en önemli dayanağımız potansiyel parametrelere ait hacim integrallerine bakmaktır. Reel ve imajiner kısımlara ait hacim integralleri aşağıdaki formül kullanılarak elde edilmiştir.

$$J_{V,W} = \frac{4\pi}{A_p A_T} \int_0^\infty U_{V,W}(r) r^2 dr \quad (5.14)$$

Burada A_p mermi çekirdek için nükleon sayısı ve A_T de hedef çekirdek için nükleon sayısıdır. Reel ve imajiner potansiyellere ait hacim integralleri elastik saçılma datalarının teorik analizinden hareketle elde edilmiştir. Journal of the Korean Physical Society [76] dergisinde yaptığımız çalışmada elde edilen sonuçlar Şekil 5.21-5.22 da görülmektedir.



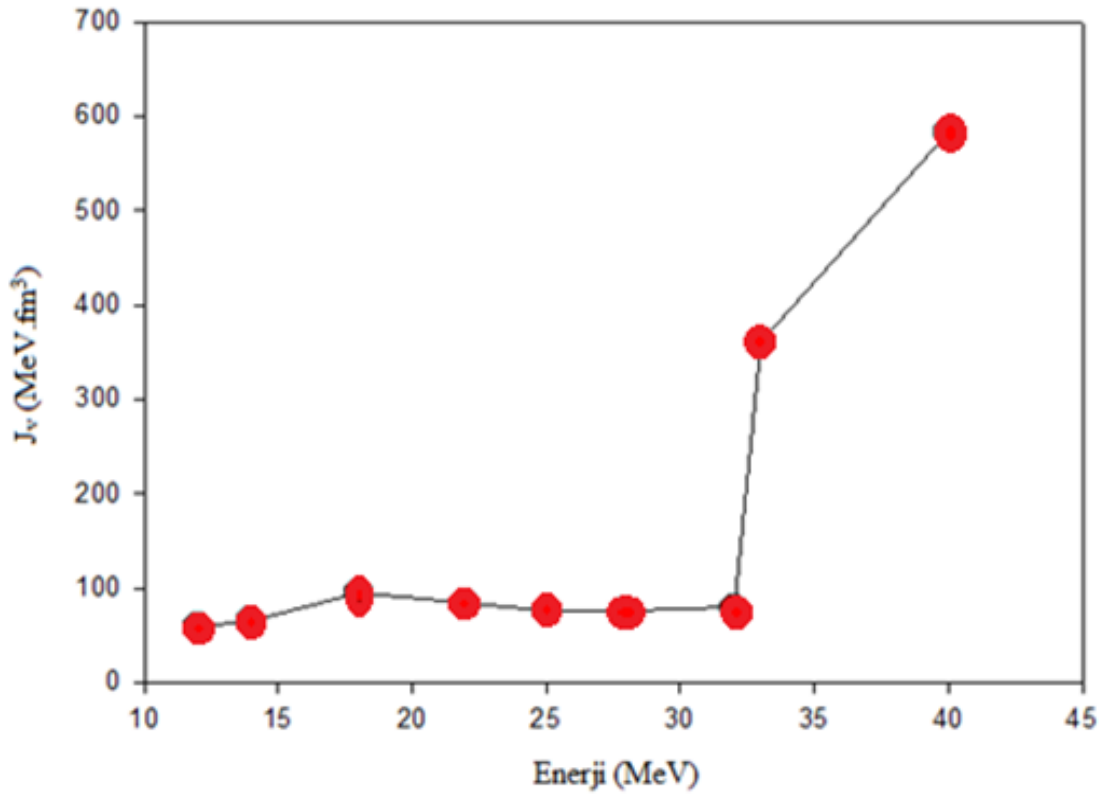
Şekil 5.21. Optik model hesaplamalarında kullanılan nükleer potansiyelin reel hacim integralleri



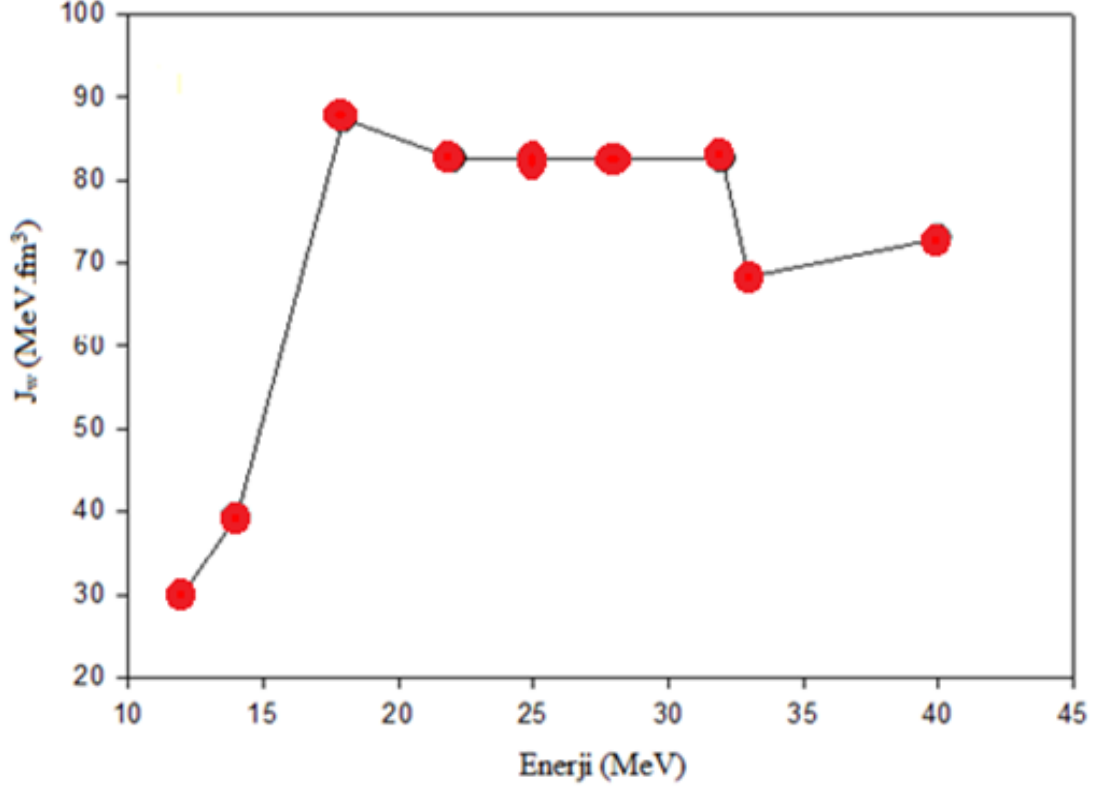
Şekil 5.22. Optik model hesaplamalarında kullanılan nükleer potansiyelin sanal hacim integralleri

Buradaki çalışmamızda fenomenolojik sonuçlara bakıldığında nükleer potansiyelin reel hacim integralinin önce arttığı sonra azaldığı daha sonra ise giderek sabitleştiği görüldü. İmajiner kısma ait hacim integrali ise önce hızlı bir şekilde arttığı daha sonra sabitlendiği görülmüştür. Bu sonuçlar sıkı bağlı çekirdekler için gözlenen TA 'ni destekler niteliktedir. Aynı çalışmada double folding model kullanılarak yapılan hesaplamalarda ise reel hacim integrali artan enerjilerde giderek azalmakta ve daha sonra sabitlemektedir. Enerji aralıkları düşünüldüğünde (7 farklı) J_v 'nin yaklaşık olarak 413 MeV fm^3 değerinde olduğu imajiner kısmın hacim integrali ise ilk altı değer için azaldığı sonra arttığı gözlenmiştir. Yani hacim integrallerini iki farklı modelde birbirini desteklememesi TA davranışını zayıflattığı şekilde yorumlanabilir.

Daha önce yukarıda bahsettiğimiz Indian Journal of Physics'te [77] yayınlanan çalışmamızda ise ilave olarak 33 MeV ve 40 MeV değerleride eklenerek hacim integrallerinin enerjiye bağlı değişimleri araştırılmıştır. Elde edilen sonuçlar aşağıdaki şekilde verilmiştir.



Şekil 5.23. Optik model hesaplamalarında kullanılan nükleer potansiyelin reel hacim integrali.



Şekil 5.24. Optik model hesaplamalarında kullanılan nükleer potansiyelin imajiner hacim integrali.

Şekil 5.23’de görüldüğü gibi reel hacim integralinin davranışı ilk yedi enerji için eşik anomalisini (TA)’ni destekler niteliktedir sonraki eklenen iki enerji değerlerinde ise reel hacim integralinin giderek sert bir şekilde arttığı gözlemlenmiştir. İmajiner kısma ait hacim integraline(Şekil 5.24) bakıldığında ise benzer şekilde ilk yedi enerji değeri için TA’ni desteklediği ancak 33 MeV’de azaldığı 40 MeV ‘de ise tekrar arttığı düzensiz bir davranış gözlenmiştir. Elde edilen tüm bu sonuçların ışığında zayıf bağlı ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ reaksiyonunda incelenen elastik saçılmada eşik anomalisini (TA) yada breakup eşik anomalisini (BTA) ‘nin tam olarak var olduğu gözlenememiştir. Bunu için Coulomb bariyerinin altında ve bariyerin üzerinde enerjilerde zayıf bağlı çekirdekler için daha fazla deneysel veriye ihtiyaç vardır.

6. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ REAKSİYONUNUN OPTİK MODEL İLE İNCELENMESİ

${}^8\text{B}$ çekirdeği proton fazlalığı nedeniyle proton halo olarak tanımlanan bir çekirdektir. Radyoaktif kararlılık çizgisinin üst kısmında kalmakta olup proton ayrışma enerjisi oldukça düşüktür ve kısa ömürlüdür. Astrofiziksel açıdan oldukça önemli bir role sahiptir [82,83]. Geçmiş yıllarda yapılan çalışmalar daha çok nötron halolar üzerine olmuştur fakat ${}^8\text{B}$ 'un proton halo yapısı [84,85] nedeniyle önem kazanmış, hem deneysel hem de teorik olarak üzerinde durulmuştur. Coulomb bariyeri üzerindeki enerjilerde breakup (parçalanma), quasielastik ve toplam reaksiyon tesir kesiti ölçümleri yapılmış ve zayıf bağlı ${}^8\text{B}$ çekirdeğinin yoğunluk dağılımının geniş olduğu görülmüştür [86,87]. Ayrıca ${}^8\text{B}$ 'un proton halosu olduğuna dair çalışmalar literatürde hem teorik hemde deneysel olarak yerini almıştır [88,89]. Bu bölümde proton halo olan ${}^8\text{B}$ çekirdeği ile yapılan deneysel ve teorik çalışmalarına yer verilmiştir. Bu çalışmalardan bazılarını şu şekilde verebiliriz;

Notre Dame Üniversitesi TwinSol Radyoaktif Nükleer Tesisinde Aguilera ve ekibinin [90] yaptığı çalışmada 20.7, 23.4, 25.3, 27.2 ve 29.3 MeV gelme enerjilerinde zayıf bağlı ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$ ve ${}^6\text{Li}$ 'un ${}^{58}\text{Ni}$ hedefinden elastik saçılmalarına bakılmıştır. Bu çalışmada optik model parametreleri deneysel açısal dağılımlara fit edilmiş ve toplam reaksiyon tesir kesiti hesaplanmıştır. ${}^8\text{B}$ için elde edilen tesir kesitleri hem diğer sistemlerden elde edilen datalar hemde normal çekirdekler için elde edilen datalardan oldukça farklı olduğu gözlemlendi. Bu durumun nötron halosu olan ${}^6\text{He}$ 'a benzer olduğu gözlemlendi. Bu çalışmada yine reaksiyonları açıklamak için önerilen optik potansiyel de hem reel hemde sanal kısımlar Wood-Saxon biçiminde alınmış ve her bir enerji değerine karşılık gelen parametreler verilmiş ve deneysel datayı oldukça düşük hata analizleriyle açıkladığı görülmüştür. Çalışmada ${}^8\text{B}$ için elde edilen reaksiyon tesir kesitinin karşılaştırıldığı diğer zayıf bağlı sistemlere göre oldukça yüksek olduğu görülmüştür. ${}^7\text{Be}$ ve ${}^6\text{Li}$ zayıf bağlı sistemlerinin teoriksel incelemesi Sao-Paula potansiyeli şeklinde seçilerek yapılmıştır. Bu çalışma ayrıca proton halonun transfer reaksiyondaki önemini açıklamayı ve nötron haloyla farkını ortaya koymasına adına önemli bir çalışmadır.

Capel ve ekibi [91] tarafından yapılan teoriksel çalışmada ise zayıf bağlı ${}^8\text{B}$ ve ${}^{11}\text{Be}$ mermi çekirdeklerin parçalanma reaksiyonlarını açıklamak için CDCC metoduyla

düşük ve yüksek enerji aralığında çalışılmıştır. Sistemleri açıklamak için kullanılan potansiyel parametrelerinin hassasiyetlerine bakılmış ve farklı potansiyeller kullanıldığında breakup tesir kesitinde önemli değişiklikler olduğu gözlenmiştir. Potansiyelin şekline bağlı olma durumu başlangıç bağlı durumlarının asimptotik normalizasyon katsayılarını oluşturmada ve bu durumun beklenildiği gibi reaksiyonun doğasından kaynaklandığı görülmüştür. Sonuçların potansiyel seçimi için oldukça önemli olduğu ve reaksiyon tesir kesitini açıklamada önemli oldukları ve kısmi dalgalar tanımlamasında sistemin analizinde oldukça önemli sonuçlar ortaya koyduğu görülmüştür. Bu çalışma mermi çekirdeğin dalga fonksiyonunun asimptotik davranışının iyi bilinmesi, breakup tesir kesitinin, asimptotik normalizasyon sabitinin karesiyle orantılı olduğunu göstermektedir.

Nunes ve Thompson [92] tarafından yapılan çalışmada ^8B mermi çekirdeğinin orta ağırlıktaki ^{58}Ni ve ağır ^{208}Pb hedefleriyle etkileşimleri CDCC model yöntemiyle düşük enerjide açıklanmaya çalışılmış, Coulomb çoklu adım (multistep) diferansiyel tesir kesitinin tüm açılar için oldukça önemli olduğu açıklanmıştır. ^{58}Ni hedefi için tek adım (one-step) hesaplamalarında nükleer pikinde 80° civarında kaybolduğu ve hesaplamalara tüm sürekli (continuum) durumlarının katıldığı rapor edilmiştir. Bu çalışma düşük enerjili parçalanma (breakup) reaksiyonu analizlerini anlamaya olanak tanır.

Aguilera ve ekibi [93] tarafından $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ 'nin elastik saçılma reaksiyonu Coulomb bariyeri civarında ölçülmüştür. Deneysel datayı açıklamak için gözönüne aldıkları optik model parametreleri de deneysel datayı açıklamada oldukça başarılı olmuştur. Bu çalışmanın teoriksel kısmında reel kısım São-Paulo potansiyeli biçiminde imajiner kısmı ise Wood-Saxon formunda alınmıştır. İmajiner kısmın parametreleri $W=160\text{MeV}$, $a_w=0.6\text{fm}$, $r_w=1.25\text{fm}$ alınmış ve deneysel datayı fit edebilmek için r_w büyük seçilmiştir. r_w 'nin büyük olması halo davranışı olarak önceki çalışmalarda değinilmiştir. Ayrıca çalışmada normal çekirdek davranışında gözlenen davranışlardan sapmalarda tartışılmıştır. Bu yapının nötron halosu olan ^6He 'a benzediği ifade edilmiştir.

Guimarães ekibinin ve Kolata ekibinin çalışmalarında [94,95] ise ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ 'in 25.75MeV'de yani Coulomb bariyeri civarındaki enerjide ${}^8\text{B}$ çekirdeğini ${}^7\text{Be}+p$ olarak almışlar ve breakup açılal dağılımları ölçülmüştür. Elde edilen datalar çiftlenmiş kanallar hesaplarıyla karşılaştırılmıştır [96]. Bu hesaplarda yüksek mertebeden çiftlenimlerde hesaplamaya katılarak sistem çok güzel bir şekilde açıklanmıştır. Bu çalışmalarda, ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ reaksiyonundan elde edilen bilgiler orta ve relativistik enerjilerdeki çalışmalardan elde edilenlerle tamamlayıcıdır şeklinde rapor edilmiştir.

Tostevin ve arkadaşları [96], ${}^8\text{B}$ 'un ${}^{58}\text{Ni}$ ile breakup etkileşmesi için üç-cisim gözlenebilirlerini düşük enerjide CDCC metodu ile incelemişlerdir. ${}^7\text{Be}$ korunun hem enerji hemde açılal dağılımları değişik laboratuvar açılarında da karşılaştırmalı olarak ölçülmüştür. Mermi çekirdeğin farklı spin-parite uyarılmalarından ileri gelen breakup genlikleri arasında etkileşim olduğu ve bu ölçümlerin anlaşılması için yüksek mertebeden süreklilik durumlarının çiftlenimi oldukça önemli olduğu tespit edilmiştir.

Lubian ve arkadaşları [97] tarafından yapılan çalışmada da ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ 'nin elastik saçılması üzerine breakup etkileri CDCC modelle incelenmiştir. Bu çalışmada elde edilen sonuçlarda daha önce yapılmış çalışmalarla karşılaştırılmış [98] ve elde edilen verilerin deneysel sonuçlarla iyi bir uyuma sahip oldukları ifade edilmiştir. Bu çalışmada hedefin nükleer uyarılmasında elastik saçılma datası üzerine zayıf bir etkiye sahip olduğu fakat esas data için önemli olan durumun sürekli-sürekli (continuum-continuum) çiftlenimlerinin dahil edildiğinde sonuçların oldukça güzel olduğu rapor edilmiştir.

Mitchell ve ekibi tarafından yapılan deneysel çalışmada [98] kütle merkezi enerjisi 1.6 ve 28.8 MeV aralığında ${}^7\text{Be}+p$ saçılmasının elastik ve inelastik uyarılma fonksiyonları ölçülmüştür. Uyarılma fonksiyonlarının R-matris analizi ise ${}^8\text{B}$ için yeni pozitif bir parite durumunun yani 2^+ durumunun var olduğunu kanıtlamışlardır. Bu yeni durum 2.55MeV uyarılma enerjisinde gözlenmiş ve 1.9 MeV'de yeni bir 0^+ durumu geçici olarak önerilmiştir. Uyarılma fonksiyonlarının analizinde ise zamana bağlı Sürekli kabuk modeli (Continuum Shell Model) ve R-matris yöntemleri

kullanılmış ve elde edilen sonuçlar daha önce geçici olarak öngörölmüş teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Zayıf bağılı ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}$ çekirdeklerinin ${}^{12}\text{C}$ üzerinden elastik saçılma açısai dağılımlarında $E_{\text{lab}}= 25.8, 18.8$ ve 12.3MeV enerjilerinde Barioni ve ekibi tarafından [99] ölçölmüştür. Bu açısai dağılımların analizleri ise fenomenolojik ve mikroskobik potansiyellerle kullanılarak yapılmıştır. Bu çalışmada ayrıca ${}^8\text{B}+{}^{12}\text{C}$ elastik saçılmasında parçalanma (breakup) etkisinde CDCC (sürekli kesiklendirilmiş çiftlenim kanalı) model ve cluster model folding potansiyeli kullanılarak bakılmıştır. ${}^{12}\text{C}$ üzerine gönderilen zayıf ve sıkı bağılı çekirdek reaksiyonlarının oluşturdukları toplam reaksiyon tesir kesitleri de yayınlanmış olan datalarla enerjinin bir fonksiyonu olarak karşılaştırılmıştır.

2009 yılında Belyaeva ve arkadaşları tarafından yayınlanan çalışmada [100], 20-28.4 MeV enerji aralığında ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin breakup reaksiyonu ve direk proton transferi CDCC metoduyla hesaplanmış ve ${}^7\text{Be}$ koru-hedef optik potansiyelinin breakup tesir kesiti üzerine etkisi araştırılmıştır. ${}^7\text{Be}+{}^{58}\text{Ni}$ ve ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ reaksiyonlarının elastik saçılma açısai dağılımları Coulomb bariyerine yakın beş farklı enerjide çalışılmış ve herbir duruma uygun optik potansiyeller elde edilmiştir ve sistemin astrofiziksel $S_{17}(0)$ faktörü 20.8 ± 1.1 eV.b olarak bulunmuştur.

2010 yılında Horii ve arkadaşları tarafından yayınlanan makalede [101] ise, ${}^8\text{B}$ çekirdeğinin ${}^{12}\text{C}$ üzerinden elastik saçılması $E_{\text{Lab}}=95\text{MeV}$ 'de teorik olarak çalışılmıştır. Bu çalışmada ${}^8\text{B}$ çekirdeği yine ${}^7\text{Be}$ ve p'dan oluşan bir sistem ${}^7\text{Be}$ ise $\alpha+{}^3\text{He}$ cluster yapısına sahip olduğu düşünölerek adyabatik recoil yaklaşımı ve ${}^7\text{Be}$ 'un uyarılmasına rezonans durumlarında dahil edilerek çiftlenmiş kanallar metoduyla cluster (kümelenme) yapısı göz önüne alınarak hesaplamalar yapılmıştır. Bu çalışma ile ${}^8\text{B}$ 'un elastik saçılması için ${}^8\text{B}$ 'da ${}^7\text{Be}$ 'un rezonans durumları için uyarılmanın önemi gösterilmiştir.

${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ üzerine yapılan son çalışmalardan biri de Gomes ve arkadaşları tarafından 2011 yılında yapılmış çalışmadır [102]. Bu çalışmada ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin füzyon tesir kesiti ölçümleri alınmış ve eş zamanlı olarak elastik saçılma, füzyon ve toplam tesir kesitleri zayıf bağılı sistem için Coulomb bariyerine çok yakın enerjide

çalışılmıştır. Fenomenolojik kısma ait Wood-Saxon parametreleri datanın hata analizine göre belirlenmiştir. Polarizasyon potansiyelinin direk reaksiyon kısımları ve füzyonun her ikisinde enerji bağımlılığı eşik anomalisinin varlığında araştırılmıştır.

Moro ve arkadaşları [103] tarafından yapılan çalışma 2012 yılında yayınlanan makale ile olmuştur. Bu çalışmada ^{14}N (^7Be , ^8B) ^{13}C transfer reaksiyonu $E_{\text{Lab}}=84$ MeV değerinde çalışılmıştır. Sistemin incelenmesi için CDCC modeli dikkate alınmış ve sürekli durumlarda çiftlenim etkisi dikkate alındığında elastik saçılma gözlenebilirlerini açıklamada oldukça önemli olduğu ifade edilmiştir. Ancak transfer işlemi için Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı (DWBA) ve CDCC-Born yaklaşımıyla diferansiyel tesir kesitlerinin tahmini arasındaki farklar gözardı edilebilir bulunmuştur. Bu sonuç astrofiziksel $S_{17}(0)$ faktörünü çıkartmak için DWBA metodunun daha güvenilir olduğunu göstermiştir. Buraya kadar verdiğimiz literatür, ^8B çekirdeği üzerine yapılmış çalışmaların kısa bir özeti niteliğindedir.

Bu bölümde $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ etkileşmesi 20.7, 23.4, 25.3, 27.2 ve 29.3 MeV gibi Coulomb bariyerine yakın enerjilerin analizi için teorik olarak global fenomenolojik ve mikroskobik optik model kullanılmıştır. Reaksiyonun Coulomb baryeri 24.44 MeV olarak belirlenmiştir. Bu modeldeki toplam etkin potansiyel Coulomb potansiyeli, nükleer potansiyel ve merkezci potansiyel olmak üzere üç potansiyelden oluşmaktadır;

$$V_{\text{toplam}}(r) = V_{\text{nükleer}}(r) + V_{\text{Coulomb}}(r) + V_{\text{merkezci}}(r) \quad (6.1)$$

Bölüm 3'te bahsettiğimiz gibi optik potansiyelin nükleer kısmı reel (V) ve sanal (W) şeklindedir. Denklem 6.2'de potansiyelin reel kısmı saçılmadan, sanal kısmı ise absorpsiyondan yani kaybolan akıdan sorumludur.

$$V_{\text{nükleer}}(r) = V(r) + iW(r) \quad (6.2)$$

Çalışmalarımız iki aşamadan oluşmaktadır. Birinci aşamada, Küçük ve ekibi [104] tarafından ^6He için tanımlanan global potansiyel setinden yola çıkarak benzer şekilde ^8B için geliştirdiğimiz global potansiyeli kullanarak fenomenolojik çalışmalarımız

tamamlandı. İkinci aşama ise mikroskobik kısımdır. Mikroskobik yaklaşımımızda 2 farklı yoğunluk dağılımı kullanılarak hesaplamalar yapılmış ve etkileşmeyi en iyi tanımlayan yoğunluk dağılımı belirlenmiştir. Elde edilen sonuçların deneysel verileri oldukça iyi açıkladığı görülmüştür ve hata analiz değerleri, reaksiyon tesir kesitleri ve hacim integralleri elde edilmiştir.

6.1 ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılmasının Fenomenolojik Yaklaşım ile İncelenmesi

${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılmasının farklı enerji değerleri için fenomenolojik yaklaşım ile açıklanması sırasında nükleer potansiyelin reel kısmı Word-Saxon kare formunda, sanal kısmı ise Wood-Saxon formunda seçildi. Bu ifadeyi denklem 6.3.'deki gibi yazabiliriz.

$$V_{\text{nükleer}}(r) = - \frac{V_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_v}{a_v}\right)\right]^2} + i \frac{-W_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_w}{a_w}\right)\right]} \quad (6.3)$$

Bu denklemde sırayla reel ve sanal yarıçaplar $R_v = r_v(A_M^{1/3} + A_T^{1/3})$ ve $R_w = r_w(A_M^{1/3} + A_T^{1/3})$ şeklinde olup A_M mermi çekirdeğinin nükleon sayısı, A_H ise hedef çekirdeğin nükleon sayısıdır. a_v ve a_w ise reel ve sanal kısma ait difüzyon parametreleridir. Toplam potansiyel içindeki Coulomb potansiyeli ise;

$$V_c(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_p Z_T e^2}{r} \quad r \geq R_c$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_p Z_T e^2}{2Rc} \left(3 - \frac{r^2}{Rc^2}\right) \quad r < R_c \quad (6.4)$$

şeklinde ifade edilebilir [79]. Burada R_c Coulomb yarıçapıdır ve hesaplamalarımızda tüm enerji değerleri için $R_c \cong 1.2(A_p^{1/3} + A_T^{1/3})$ kullanıldı. Toplam potansiyel içindeki son terim ise merkezci potansiyeldir. Merkezci potansiyel mermi ve hedef çekirdeğin bağıl açısal momentumundan doğar ve çekirdeğin kendi içine çökmesini engelleyen en önemli terimdir bu potansiyel şöyle tanımlanır;

$$V_{\text{merkezcil}}(r) = \frac{(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (6.5)$$

Burada μ indirgenmiş kütedir ve l açılal momentumun kuantum sayısı olarak tanımlanır. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılma reaksiyonu, 5 farklı enerji için Küçük ve ekibi [104] tarafından ${}^6\text{He}$ için kullanılan global potansiyeli ${}^8\text{B}$ çekirdeği için kullandığımızda deneysel ve teorik sonuçlar arasında çok iyi bir sonuç elde edemediğimizden kullanılan global potansiyeli geliştirdik. Bu enerjilere ait hata analizleri, elastik saçılma tesir kesitleri ve her bir enerji için reel ve imajiner kısımlara ait hacim integralleri aşağıdaki Tablo 6.1’de verilmiştir.

Küçük ve ekibi [104] tarafından ${}^6\text{He}$ çekirdeği için tanımlanan global potansiyel denklem 6.6 ve denklem 6.7’de verilmiştir.

$$V_0 = 110.1 + 2.1 \frac{Z_T}{A_T^{1/3}} + 0.65 E \quad (6.6)$$

$$W_0 = 6.0 + 0.48 \frac{Z_T}{A_T^{1/3}} - 0.15 E \quad (6.7)$$

${}^6\text{He}$ için kullanılan bu global potansiyel bizim çalışmamızdaki deneysel verilere uzak olduğu için biz bu global potansiyeli ${}^8\text{B}$ için geliştirdik. Geliştirilen global potansiyel,

$$V_0 = 115.9 + 2.17 \frac{Z_T}{A_T^{1/3}} + 0.61 E \quad (6.8)$$

$$W_0 = 5.76 + 0.49 \frac{Z_T}{A_T^{1/3}} - 0.149 E \quad (6.9)$$

şeklindedir. Burada Z_T hedef parçacığımızın atom numarasını, A_T ise hedef parçacığımızın kütle numarasını ifade etmektedir. ${}^8\text{B}$ için geliştirdiğimiz global potansiyeli kullanarak elde ettiğimiz sonuçlar aşağıdaki tabloda verilmiştir.

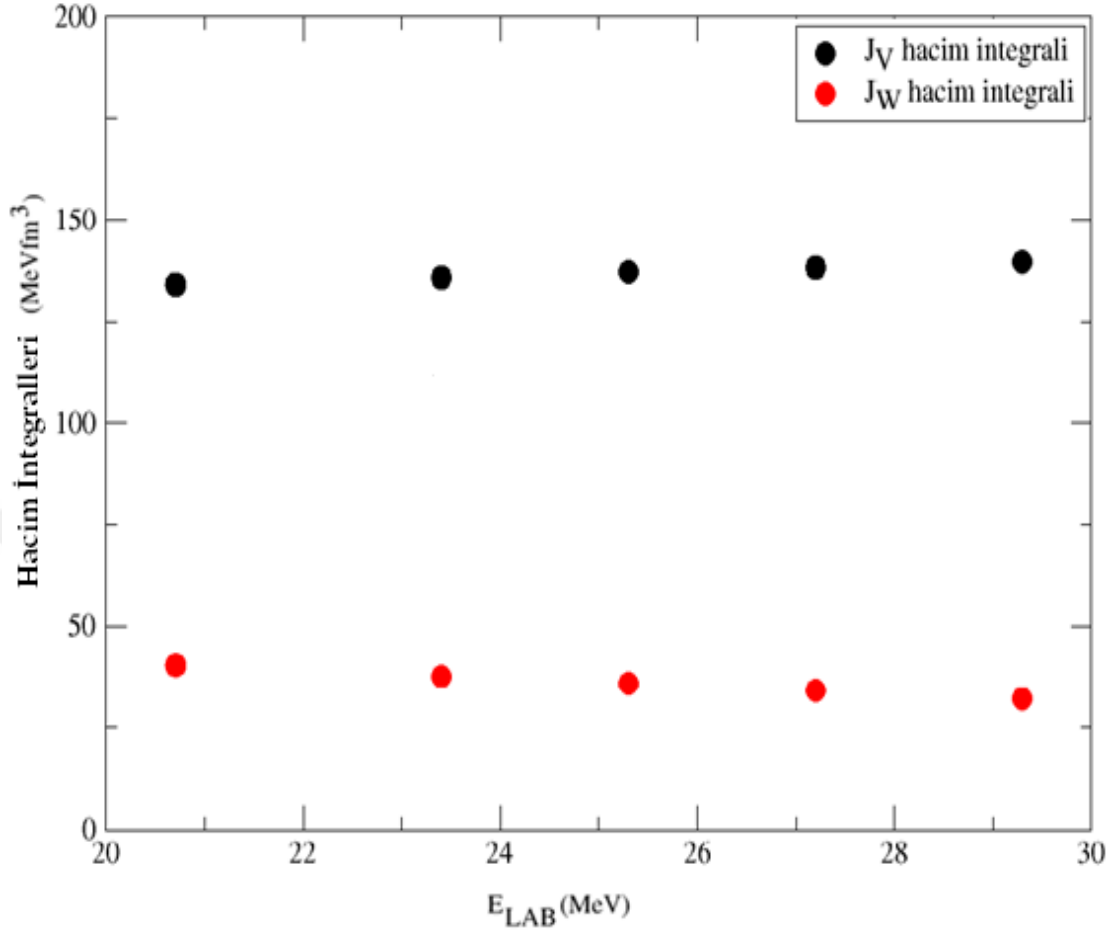
Tablo 6.1 Fenomenolojik model için kullanılan optik model parametreleri

Sistem	E (MeV)	V (MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)	W (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)	X^2	σ (mb)	j_v (MeV.fm ³)	j_w (MeV.fm ³)
${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$	20.7	138.7	0.9	0.7	6.37	1.50	0.7	0.102016	108.3	134.189	40.3877
	23.4	140.5	0.9	0.7	5.96	1.50	0.7	0.134766	313.3	135.93	37.7881
	25.3	141.7	0.9	0.7	5.67	1.50	0.7	0.100248	486.5	137.091	35.9495
	27.2	143.0	0.9	0.7	5.39	1.50	0.7	0.198843	649.6	138.349	34.1742
	29.3	144.3	0.9	0.7	5.07	1.50	0.7	1.38296	805.0	139.607	32.1453

Bu çalışmada reel ve sanal kısma ait yarıçap ve difüzyon parametreleri Tablo 6.1'den de görüldüğü gibi (r_v, r_w) sırasıyla 0.9 fm ve 1.50 ; reel ve sanal kısma ait difüzyon parametreleri (a_v, a_w) sırasıyla 0.7 fm değerlerinde serbest parametre sayısını minimumda tutmak için sabitlenmiştir. Bu parametreler kullanıldığında deneysel ve teorik sonuçlar arasında oldukça iyi bir uyum elde edildiği Şekil 6.3-6.7'de verilmiştir. Ayrıca Tablo 6.1'den hareketle reel ve imajiner hacim integrallerinin enerjiyle değişimlerine bakıldığında reel hacim integralinin enerjiyle arttığı ancak imajiner hacim integralinin ise enerji artıkça azaldığı görülmüştür.

Aguilera ve ekibinin [105] yaptığı ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ 'nin elastik saçılma reaksiyonu optik model çatısı altında reel ve imajiner kısımları her ikisinde Wood-Saxon hacim formunda alınmıştır. Hesaplamalarda Coulomb yarı çapı 1.2 fm olarak alınmıştır. Diğer taraftan reel kısma ait yarıçap parametresi yaklaşık olarak tüm enerjilerde 1.30 fm alınmış ancak 25.3 MeV değerinde 1.28 fm alınmıştır. İmajiner yarıçap parametresi ise her bir enerji değeri için 1.21-1.26 fm değerleri arasında değişkenlik göstermiştir. Reel kısma ait her bir enerji değeri için elde edilen difüzyon parametresi 0.52-0.56 fm aralığında değişen serbest parametreler elde edilmiştir. İmajiner kısım için difüzyon parametrelerinin ise 0.60-0.65 fm değerleri aralığında değiştiği görülmüştür. Bizim elde ettiğimiz Tablo 6.1'deki hesaplamalara göre imajiner kısma ait yarıçap ve difüzyon parametreleri Aguilera ve ekibinin [105] yaptığı çalışmaya kıyasla absorpsiyonun (soğrulmanın) daha fazla olduğu görülmüştür ve bu durum zayıf bağlı çekirdekler için beklenen bir durumdur. Aguilera ve ekibinin [105] yaptığı çalışmada elde edilen elastik saçılma reaksiyon

tesir kesitlerinin enerji arttıkça arttığı görülmektedir bu durum bizim yaptığımız çalışmada da görülmektedir. Fakat elastik saçılma tesir kesiti sonuçları karşılaştırıldığında bizim elde ettiğimiz değerler Aguilera ve ekibinin [105] yaptığı çalışmadaki değerlere göre daha yüksektir. Bu sonuç reaksiyonun oluşabilme ihtimalinin daha yüksek olduğu anlamına gelir. Tablo 6.1’de de görüldüğü gibi her bir enerji değeri için X2 hata analizleri Aguilera ve ekibinin [105] yaptığı çalışmaya göre, daha düşük ve deneysel datalarla daha uyumlu olduğunu göstermiştir. Bizim yaptığımız hasaplamalarda enerji değeri arttıkça reel kısma ait potansiyel derinliğide artmaktadır, imajiner kısma ait potansiyel derinlik ise enerji değeri arttıkça azaldığı Tablo 6.1’de görülmektedir. Aguilera ve ekibinin [105] yaptığı çalışma da ise enerji değeri arttıkça reel kısma ait potansiyel derinliğinin önce arttığı ve daha sonra son iki enerjide azaldığı, imajiner kısma ait potansiyel derinlik ise enerji değeri arttıkça yaklaşık sabit değerde olduğu ve son enerji değerinde ise arttığı görülmüştür. Ayrıca dikkat çeken diğer bir noktada Aguilera ve ekibinin [105] yaptığı çalışmada reel potansiyel derinlikler bizim elde ettiğimiz değerlere göre daha düşüktür. Reel kısım ne kadar yüksek ise reaksiyonun o denli bilindiği gerçeğinden hareketle sonuçlarımızın saçılma kısmını açıklamakta oldukça başarılı olduğunu söyleyebiliriz. Benzer şekilde bir reaksiyonda imajiner kısım ne denli yüksek ise o denli reaksiyonda belirsizlikler vardır kriteri doğrultusunda imajiner potansiyellerimizinde düşük oldukları göz önüne alınınca sonuçlar oldukça iyidir çünkü bilinmeyen potansiyel kısmı zayıftır. Her ne kadar bu reaksiyon için TA analizini dikkate almasakta reel ve imajiner hacim integrallerinin enerji ile değişimlerine bakıldığında eşik anomalisini desteklemediğini görebiliriz. Elde edilen grafik Şekil 6.1’de verilmiştir.



Şekil 6.1. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ için optik model hesaplamalarında kullanılan nükleer potansiyelin reel ve imajiner hacim integrali.

6.2 ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik Saçılmasının Mikroskopik Yaklaşımla İncelenmesi

${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılmasının farklı enerji değerleri için mikroskopik yaklaşımla açıklanması sırasında kullanılan optik model hesaplarında etkileşim potansiyeli için, gerçel ve sanal kısımları içeren nükleer potansiyelin yapısı

$$V_{\text{nükleer}}(r) = V(r) + iW(r) \quad (6.10)$$

şeklinindedir. Bu kısımdaki analizler etkin bir NN etkileşmesinin, mermi ve hedef çekirdeklerin yoğunluk dağılımları üzerinden integrasyonu ile elde edilen NN çift-katlı potansiyel (double folding potansiyeli) optik model hesaplarında kullanılmıştır. NN etkileşmesini göz önüne alarak yürütülen hesaplamalar için Denklem 6.11 ile

verilen NN-çift katlı potansiyel formu ve N_R normalizasyon faktörü, Denklem 6.10'daki nükleer potansiyelin gerçel kısmını oluşturmada kullanılmıştır. Yani gerçel kısmı için

$$V(r) = V_{df} = N_R V_{NN-DF} \quad (6.11)$$

formu seçilmiş, böylelikle ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılmasının bu kesimdeki analizi için nükleer potansiyelin yapısı

$$V_{\text{nükleer}}(r) = V_{df} - i \frac{W_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_w}{a_w}\right)\right]} \quad (6.12)$$

olarak belirlenmiştir. Buradaki nükleer potansiyel, Denklem 6.11 yardımıyla katlı modelden elde edilerek hesaplamalara doğrudan katılan bir gerçel kısma ve fenomenolojik olarak belirlenen WS formunda bir sanal kısma sahiptir.

V_N Çift katlı potansiyeller ile yürütülen analizler için optik model potansiyelin nükleer etkileşmeyi tanımlayan gerçel kısmı, DF POT programı [85] yardımıyla katlı modelden belirlenerek hesaplamalara doğrudan katılmış ve sanal kısım yine fenomenolojik Wood-Saxon hacim formunda oluşturulmuştur. $V_{\text{nükleer}}(r)$ potansiyelin reel kısmını mikroskopik (çift katlama) yani double folding modeli kullanarak belirlenir. Çift katlama potansiyelinin elde edilmesi için mermi(ρ_P) ve hedef(ρ_T) çekirdeklerin yoğunluk dağılımları ve V_{NN} (Nükleon-Nükleon) etkileşimi potansiyeli kullanılır.

$$V_{DF}(r) = \int dr_1 \int dr_2 \rho_P(r_1) \rho_T(r_2) V_{NN}(r_{12}) \quad (6.13)$$

V_{NN} etkileşimi görüldüğü gibi yoğunluk dağılımları üzerinde integre edilmiştir. Çeşitli nükleon-nükleon etkileşimi ifadeleri double folding model için kullanılabilir. En yaygın nükleon-nükleon etkileşimi M3Y (Michigan 3 Yukawa) etkileşimidir.

$$V_{NN}(r) = 7999 \frac{\exp(-4r)}{4r} - 2134 \frac{\exp(-2.5r)}{2.5r} + J_{00}(E) \delta(r) \text{ MeV} \quad (6.14)$$

$J_{00}(E)$, terimi nükleon değişimini, mermi ve hedef çekirdek arasındaki olası değişim terimini ifade etmektedir. $J_{00}(E)$ teriminin lineer enerji bağımlılığı vardır ve aşağıdaki formda yazılır.

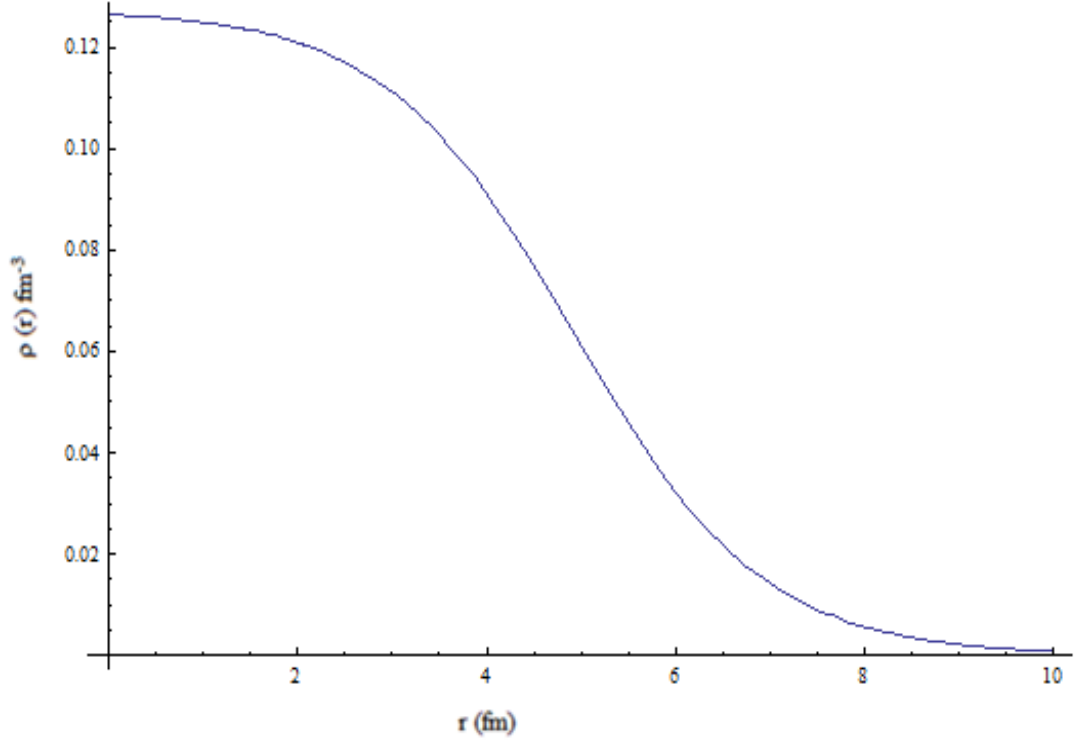
$$J_{00}(E) = -276 \left[1 - \frac{0.005 E_{\text{Lab}}}{A_p} \right] \text{MeVfm}^3 \quad (6.15)$$

Çalışmamızın bu aşamasında bundan önceki bölümde olduğu gibi iki farklı yoğunluk dağılımı kullanılarak Double Folding analizleri yapılmıştır.

İlk olarak ${}^8\text{B}$ çekirdeği için kullandığımız yoğunluk dağılımı üç parametrelili Fermi dağılımıdır. Bu dağılımı seçmemizin nedeni hem kararlı çekirdekler için hemde zayıf bağlı çekirdekler için daha tutarlı sonuçlar vermesindedir. Ayrıca bu dağılımın tanımlanan potansiyele benzerliğide bu seçimleri desteklemektedir.

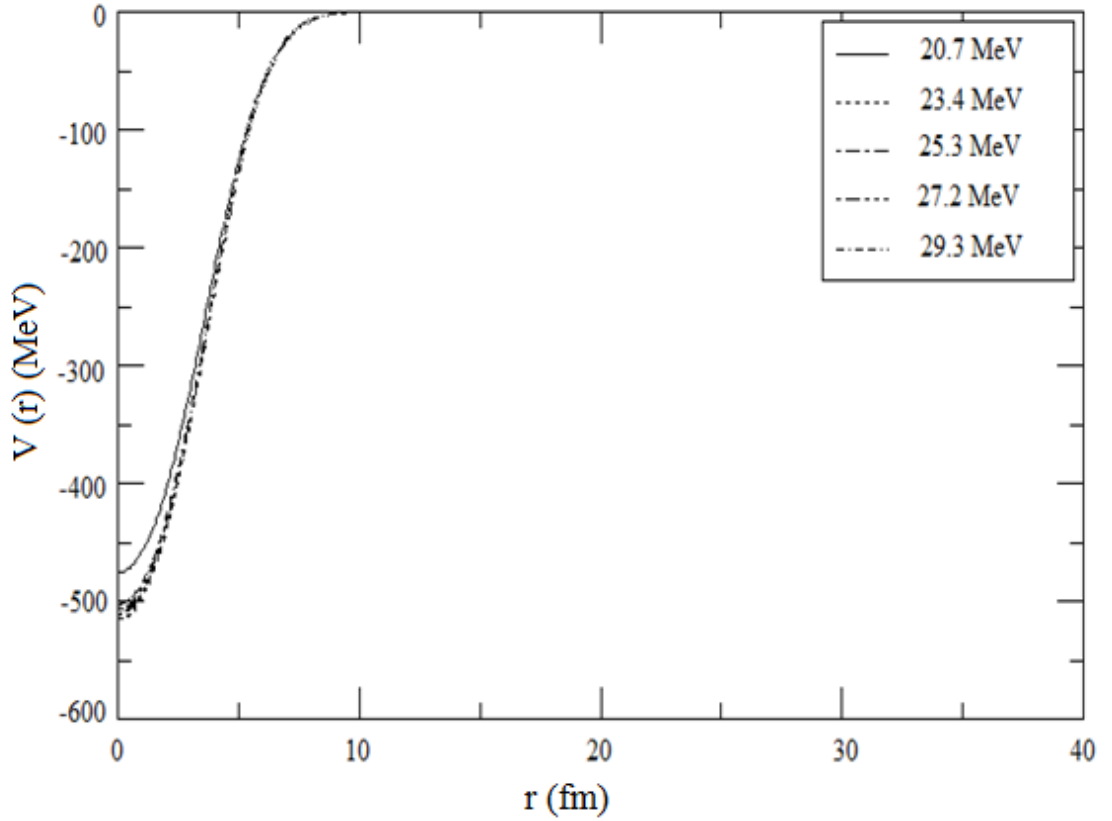
$$\rho(V) = \frac{\rho_0}{1 + \text{Exp} \left[\frac{r - c}{\alpha} \right]} \quad (6.16)$$

6.16 denkleminde görüldüğü gibi 3 bilimeyen parametre vardır. Bu parametreleri bulabilmemiz için kullanılan çekirdeğe ait RMS değerimize ihtiyaç vardır. ${}^8\text{B}$ çekirdeğinin RMS=2.38 fm [106] dir bu değer kullanılarak α değeri elde edilmiştir. (Dağılımda kullanılan fonksiyonun katsayıları $\rho_0=0.1274$, $\alpha=0.447032$ ve $c= 2.200000$ olarak hesaplandı ve bu değerler DF POT programında [78] yerine yazılarak ${}^8\text{B}$ proton halo çekirdeğinin yoğunluk dağılımı elde edilmiş oldu.) Hesaplamaları Tablo 6.2' de verilmiştir. Hesaplamalar sonucunda elde edilen yoğunluk dağılımı Şekil 6.2 de verilmiştir.



Şekil 6.2. ${}^8\text{B}$ çekirdeği için Fermi dağılımı kullanılarak elde edilen yoğunluk dağılımı.

Reel kısmı tamamlayacak olan ${}^{58}\text{Ni}$ için yoğunluk dağılımı RIPL-3 [80] veri tabanından alınmıştır. Daha sonra bu yoğunluk dağılımları Cook [81] tarafından tanımlanan DF POT koduna yerleştirilerek reel kısma ait potansiyel elde edilmiştir. Sanal kısma ait potansiyel ise WS formunda alınmıştır. Bu yoğunluk dağılımları kullanıldığında ise üretilen reel kısma ait potansiyel derinliğin yarıçapa bağlı değişimi aşağıda verilmiştir. Bu grafikten hareketle 20.7 MeV değerinde üretilen reel potansiyelin diğer enerjilere göre daha sığ olduğunu söyleyebiliriz.



Şekil 6.3. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için her bir enerji değerine ait yarıçapa bağlı potansiyel derinlikler.

Tablo 6.2. ${}^8\text{B}$ Fermi dağılımı ve ${}^{58}\text{Ni}$ [107] dağılımı kullanılarak elde edilen Mikroskobik Optik model parametreleri

Sistem	E (MeV)	N	W (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)	X^2	σ (mb)	j_v (MeV.fm ³)	j_w (MeV.fm ³)
${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$	20.7	1.0	290.0	1.26	0.60	0.181499	203.0	417.708	1092.49
	23.4	1.0	105.0	1.26	0.60	0.484447	339.1	449.881	395.557
	25.3	0.85	73.0	1.26	0.60	0.866994	469.3	446.385	275.006
	27.2	0.80	125.0	1.26	0.60	0.311636	755.3	443.333	470.901
	29.3	0.80	127.0	1.26	0.60	0.629679	943.2	439.714	478.435

Hesaplamalarda normalizasyon katsayısı hatayı en aza indirmek için 0.80 ile 1.0 arasında alınmış, hesaplamaların sanal kısmı için Tablo 6.2.'deki sanal potansiyel parametreleri kullanılmıştır. Tablo 6.2'den de görüldüğü gibi sanal

kısıma ait yarıçap ve difüzyon parametreleri (r_w, a_w) sırasıyla 1.26 fm ve 0.60 fm değerlerinde serbest parametre sayısını minimumda tutmak için sabitlenmiştir. Normalizasyon katsayısının tüm enerji edeğerlerinde 1 değerine sabitlenmesi durumunda X^2 değerleri oldukça yüksek çıkmaktadır. Elde edilen sonuçların deneysel uyumlarını Şekil (6.4-6.8) de verilmiştir. Hesaplamalarımızda elastik saçılma reaksiyon tesir kesitlerinin enerji arttıkça değerlerinin arttığı gözlenmiştir. Tablo 6.2'den hareketle reel ve imajiner hacim integrallerinin enerjiyle değişimlerine bakıldığında reel hacim integralinin enerjiyle arttığı ancak imajiner hacim integralinin ise enerji artıkça azaldığı daha sonrada arttığı görülmüştür.

Son olarak ^8B çekirdeği için kullandığımız yoğunluk dağılımı Descouvent ve ekibi tarafından yapılan çalışmada kullanılan yoğunluk dağılımıdır [107]. Bu yoğunluk dağılımı kullanılarak mikroskopik optik model hesaplamaları yapılmış olup sonuçlar Tablo 6.3 verilmiştir.

Tablo 6.3. ^8B Descouvent tarafından ve ^{58}Ni [107] dağılımı kullanılarak elde edilen Mikroskopik Optik model parametreleri

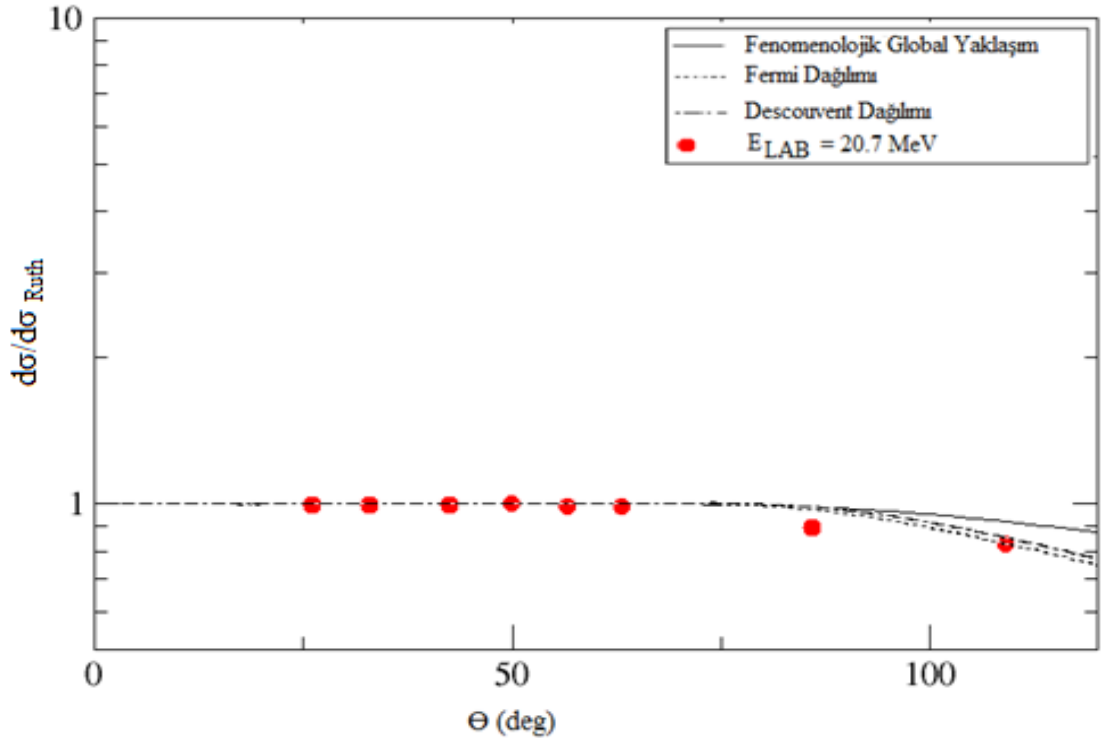
Sistem	E (MeV)	N	W (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)	X^2	σ (mb)	j_v (MeV.fm ³)	j_w (MeV.fm ³)
$^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$	20.7	0.95	215	1.26	0.60	0.21216	177.2	454.213	809.950
	23.4	0.80	73	1.26	0.60	0.77777	306.7	449.564	275.006
	25.3	0.65	56	1.26	0.60	1.97681	447.7	446.070	210.964
	27.2	0.65	92	1.26	0.60	0.84672	716.5	443.021	346.583
	29.3	0.60	98	1.26	0.60	2.37566	903.7	439.404	369.186

Hesaplamalarda normalizasyon katsayısı hatayı en aza indirmek için 0.60 ile 0.90 arasında alınmış, hesaplamaların sanal kısmı için Tablo6.2.'deki sanal potansiyel parametreleri kullanılmıştır. Tablo 6.2'den de görüldüğü gibi sanal kısma ait yarıçap ve difüzyon parametreleri (r_w, a_w) sırasıyla 1.26 fm ve 0.60 fm değerlerinde serbest parametre sayısını minimumda tutmak için sabitlenmiştir. Normalizasyon katsayısının tüm enerji edeğerlerinde 1 değerine sabitlenmesi durumunda X^2 değerleri oldukça yüksek çıkmaktadır. Elde edilen sonuçların deneysel

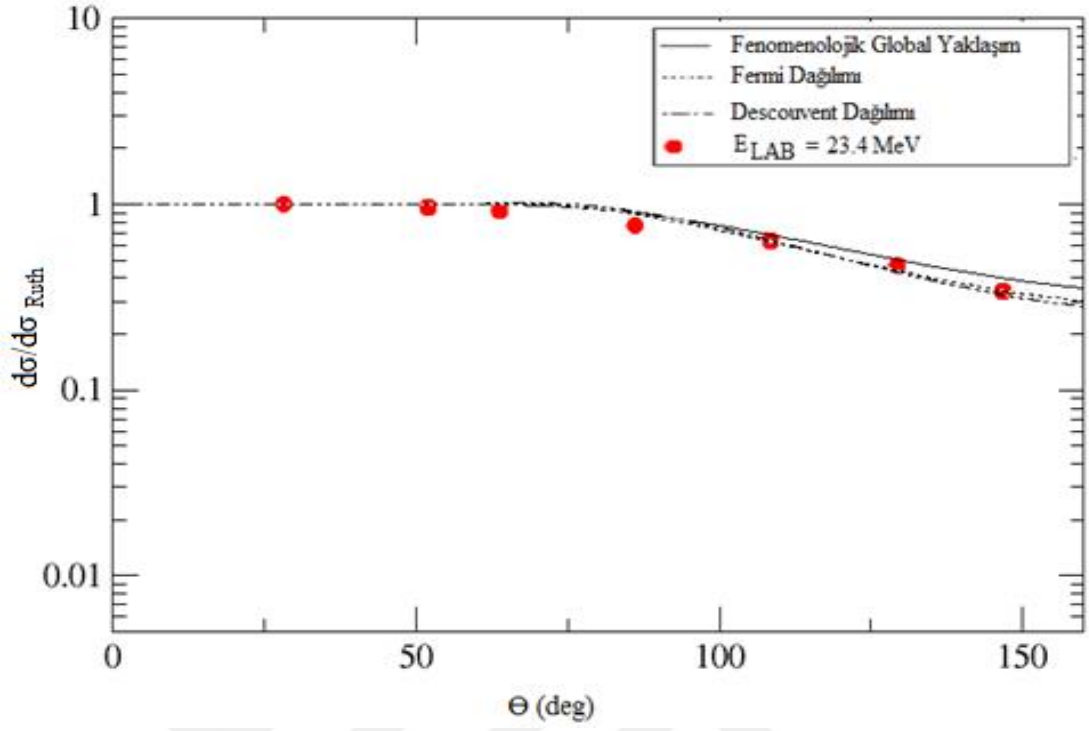
uyumlarını Şekil(6.4-6.8) de verilmiştir. Hesaplamalarımızda elastik saçılma reaksiyon tesir kesitlerinin enerji arttıkça değerlerinin arttığı gözlenmiştir. Tablo 6.2'den hareketle reel ve imajiner hacim integrallerinin enerjiyle değişimlerine bakıldığında reel hacim integralinin enerjiyle arttığı ancak imajiner hacim integralinin ise enerji arttıkça azaldığı daha sonrada arttığı görülmüştür. Coulomb bariyerine yakın ve üzerindeki enerjilerde optik potansiyelin enerji bağımlılığını gözlemek için en önemli dayanağımız potansiyel parametrelere ait hacim integrallerine bakmaktır. Reel ve imajiner kısımlara ait hacim integralleri aşağıdaki formül kullanılarak elde edilmiştir.

$$J_{V,W} = \frac{4\pi}{A_P A_T} \int_0^{\infty} U_{V,W}(r) r^2 dr \quad (5.14)$$

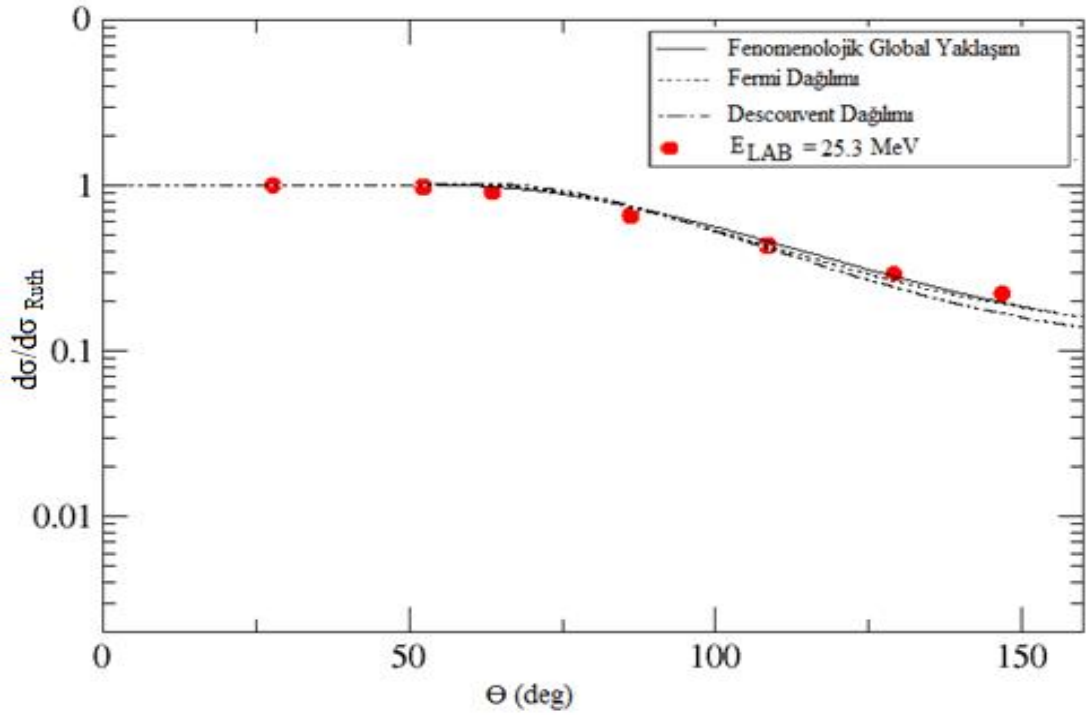
Reel ve imajiner potansiyellere ait hacim integralleri elastik saçılma datalarının teorik analizinden hareketle elde edilmiştir. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılma reaksiyonu Tablo6.1, Tablo 6.2 ve Tablo 6.3'teki elde edilen parametreler kullanıldığında deneysel ve teorik sonuçlar arasında oldukça iyi bir uyum elde edildiği aşağıda grafiklerden de anlaşılmaktadır.



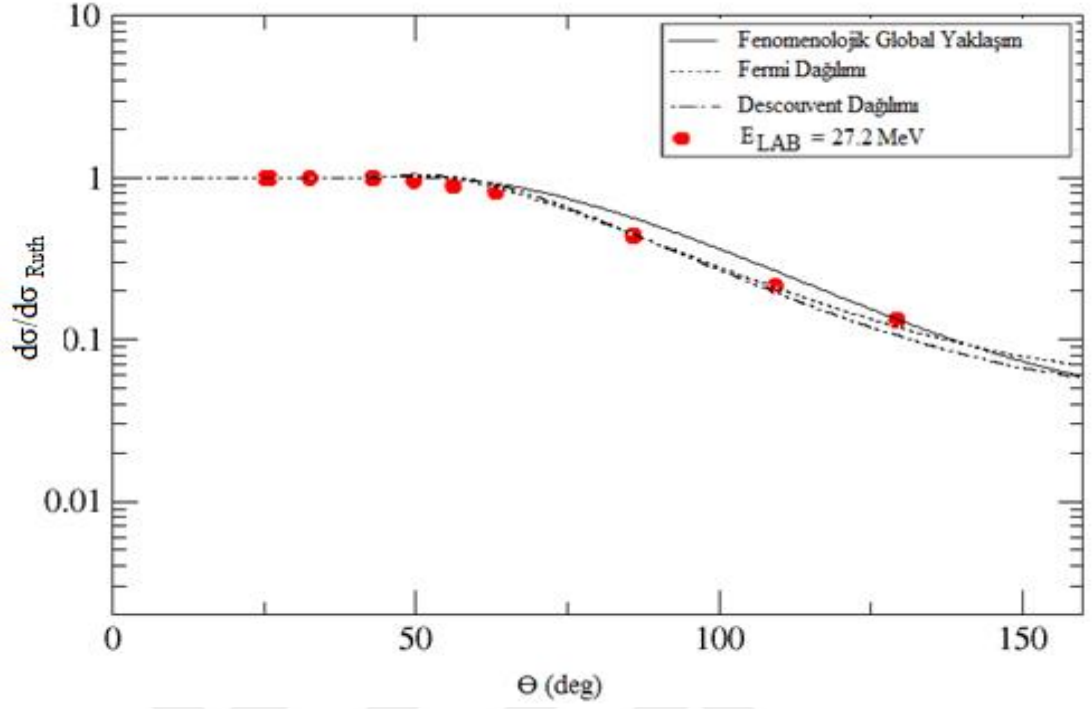
Şekil 6.4. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin 20.7MeV için elastik saçılma açılal dağılımı.



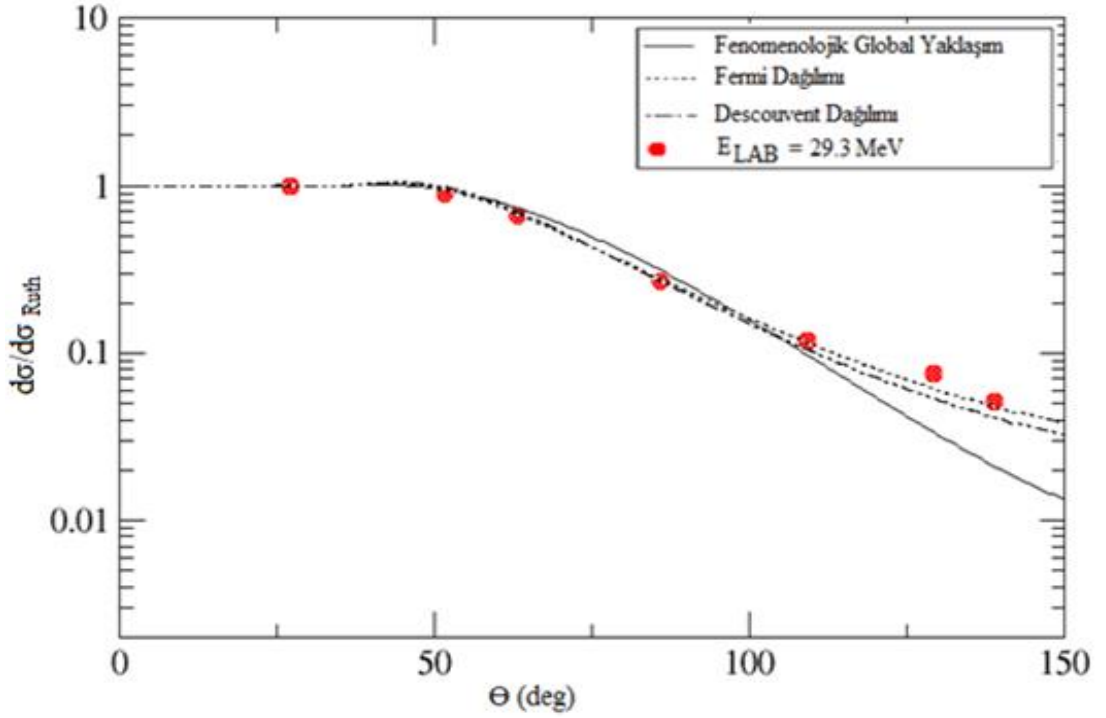
Şekil 6.5. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin 23.4MeV için elastik saçılma açısal dağılımı.



Şekil 6.6. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin 25.3MeV için elastik saçılma açısal dağılımı.



Şekil 6.7. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin 27.2MeV için elastik saçılma açısal dağılımı.



Şekil 6.8. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin 29.3MeV için elastik saçılma açısal dağılımı.

5.3 ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ Reaksiyonu İçin Elde Edilen Sonuçlar

Tez çalışmamızın bu bölümünde ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılması bizim tarafımızdan önerilen global fenomenolojik potansiyelle ve 2 farklı yoğunluk dağılımı kullanılarak mikroskopik olarak 5 farklı enerji değerinde analiz edilmiştir. Daha önce belirttiğimiz gibi her iki modelde de serbest parametre sayısını minimuma indirmeyi hedefledik. Elde edilen sonuçlar Şekil 6.4-6.8 'de detaylı bir şekilde verilmiştir. Sonuçlara bakıldığında hem fenomenolojik modelde hem de double folding modelde enerji değeri arttıkça tesir kesitinde arttığı gözlemlenmiştir. Elde ettiğimiz sonuçlar deneysel datayı açıklamakta yani elastik saçılmanın maksimum ve minimum noktalarını yakalamada oldukça başarılı olduğu görülmüştür. Ayrıca mikroskopik kısımda tanımlanan ${}^8\text{B}$ için tanımlanan 2 farklı yoğunluk dağılımında göz önüne alındığında elastik saçılmayı en iyi açıklayan yoğunluk dağılımının Fermi dağılımı olduğunu söyleyebiliriz. Yaptığımız ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ çalışmamızda Tablo 6.2 ve 6.3 'teki normalizasyon (N_r) sabiti değerleri incelendiğinde yaklaşık olarak 0.8- 1.0 aralığında oldukları görülmektedir. Bunun nedeni sanal potansiyelin derinliğiyle ilişkilidir. Çünkü normalizasyon sabitinin büyük değerlerinde tesir kesitleri ve tesir kesitlerinin osilasyonları büyümekte bu durumu dengelemek için sanal potansiyel derinliğinin artması ve yarıçapının artması gerekmektedir. Bu ise sanal potansiyel cebinin büyümesine ve böylece soğurmanın artmasına sebep olmaktadır, dolayısıyla reaksiyon tesir kesitinin deneysel değerlerinden çok daha büyük değerler ortaya çıkmaktadır. Tesir kesitlerinin yüksek çıkması ile optik model, elastik olmayan durumlardan çok elastik saçılmayı açıklayabildiğinden dolayı tesir kesitlerinde yüksek değerler elde edilmiştir. Dolayısıyla Coulomb bariyerinin üzerinde ve Coulomb bariyeri civarındaki enerjilerde elastik saçılmanın yanı sıra elastik transfer kanalları veya elastik olmayan transfer kanalları da açılmış olabileceği için bu kanallarında hesaplara ilave edilmesi gerekir. Böylece sanal potansiyelin temsil ettiği elastik olmayan kanallardan hesaplara ilave edilen kanallara bir akı olacağından reaksiyon tesir kesitinin teorik değerleri daha uygun değerlere gelebilir. Bu sayede normalizasyon sabitinin 0.9 ve 1.0 gibi daha uygun değerlere getirilmesi sağlanabilir. Bu çalışmada dikkat edilirse kullanılan her iki potansiyel seti de hemen hemen aynı sonuçları vermiştir.

7. TARTIŞMA VE SONUÇ VE ÖNERİLER

Son yıllarda üzerinde yoğun olarak çalışılan zayıf bağlı çekirdekleri içeren nükleer reaksiyonların açıklanması konusu hem nükleer fizik hemde nükleer astrofizik açısından oldukça önemlidir. Zayıf bağlı kararlı çekirdeklerin yapısal özellikleri egzotik çekirdeklerle benzerlik göstermektedir. Zayıf bağlanma enerjisi, düşük Q enerjisi ve yüksek RMS değerleri gibi önemli parametrelerin benzerliği dikkate alındığında egzotik çekirdeklerin reaksiyon üzerine etkilerinin araştırılmasında zayıf bağlı çekirdekler tartışılmaz bir öneme sahiptir. Zayıf bağlı çekirdek reaksiyonları temel olarak 2 önemli özelliği barındırır. İlki nükleer reaksiyonu açıklamakta kullandığımız optik potansiyelin uzun bir kuyruğa sahip olmasıdır, ki bu durum zayıf bağlı nükleonlardan ileri gelir. İkincisi ise elastik kanal ve break up kanallarını temsil eden sürekli durumlar arasında güçlü bir çiftlenimi barındırmasından ileri gelmektedir. Bu özellikler tüm reaksiyon kanalları üzerine güçlü bir etkiye sahiptir fakat bu durum asıl füzyon tesir kesitlerinin belirlenmesinde önemli bir yere sahiptir. Zayıf bağlı bir yapıya sahip olan egzotik çekirdekler üzerine yapılmış birçok deneysel ve teorik çalışma mevcuttur.

Taşma sınırı yanındaki nötron-proton fazlalığı olan kararsız çekirdekler, belli şartlar altında, dalga fonksiyonları nükleer korun dışına uzanacak şekilde genişleyen nötron ve proton haloları oluşturmaktadır. Halo özelliği gösteren bu çekirdeklerde, son nükleonların kordan uzakta kalmaları, bağlanma enerjisinin ve yarı ömürlerinin çok küçük ve rms yarıçaplarının büyük olması, beta bozunum ihtimallerini arttıracak ve yarı ömürlerini azaltacaktır. Taşma sınırı yanındaki kararsız çekirdeklerin halo yapısının anlaşılması ve daha fazla bilgi edinilmesi için, daha fazla deneysel ve teorik çalışmanın yapılması gereklidir. Bu çalışmalar nükleer fizik alanında, nükleer yapı üzerindeki önemli çalışmalar ile ilgili bir halo fizigi önerilebilir. Egzotik çekirdekler farklı yapıları nedeniyle büyük ilgi uyandırmalarına rağmen, bu çekirdeklerin nükleer özelliklerinin deneysel olarak incelenmesi çok kolay bir süreç değildir. Radyoaktif iyon demetlerinin enerjisini kontrol etmek zor bir işlem olduğu için egzotik çekirdeklerin iç yapısından kaynaklanan ilginç özelliklerini bir deneyde tespit etmek her zaman mümkün olmamaktadır. Bu nedenle yapılacak bir deneyin planlanmasında egzotik etkilerin hangi bölgede aranacağını doğru kestirmek çok

önemlidir. Özellikle mermi parçacığın gelme enerjisi ve hedef parçacığın yükü bu etkilerin araştırılmasında hassas ayarlanması gereken niceliklerdir. Bu durum dikkate alınarak egzotik çekirdeklerin nükleer yapısı ile ilgili yapılacak teorik çalışmaların sonuçları deneysel çalışmalara ışık tutacaktır. Örneğin ${}^6\text{He}$ nötron halosu ve ${}^8\text{B}$ proton halosu çekirdeklerinin elastik saçılma gözlenebilirlerinde Coulomb ve nükleer etkilerin girişiminin sonucu olarak klasik kırınım saçaklarından farklı bir yapı gözlemlenir. Ancak bu farklı yapı deneysel olarak gözlenebilmesi her zaman mümkün olmayıp, nükleer ve Coulomb gelme enerjisine ve hedef çekirdeğin yüküne bağlı olarak ortaya çıkmaktadır. Bu nedenle tüm etkilerin tam olarak görüldüğü ve elastik saçılmanın nükleer yapının detaylarına hassas olduğu bölgenin teorik olarak araştırılması egzotik çekirdeklerin davranışlarının anlaşılmasına katkı sağlayacaktır.

Tez çalışmamızda ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ ve ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ reaksiyonlarının elastik saçılma laboratuvar sisteminde sırasıyla 12-40MeV ve 20.7-29.3MeV enerji aralıklarında optik model çatısı altında analiz edilmiştir. ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ ve ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ reaksiyonlarının yaklaşık Coulomb bariyeri civarında Wood-Saxon kare şeklinde derin reel ve Wood-Saxon şeklinde sığ sanal potansiyel olmak üzere fenomenolojik potansiyeller kullanılarak, Optik model ile analiz edilmiştir. Potansiyellerin derinliğinin ve şeklinin belirlenmesi reaksiyon tesir kesitinin göstermiş olduğu davranışları gözlemleyebilmek açısından çok önemlidir. Nükleer potansiyellerin oluşturulmasında ve analizler için yürütülen hesaplamalarda Fresco bilgisayar kodu kullanılmıştır. Bu tez çalışmasında da, özellikle açılma dağılımı için bu güne kadar ki minimum X^2 (hata) değerleri ile deneysel datalar ve teorik sonuçlar arasında iyi bir uyum elde edilmiştir. Tüm gözlenebilirleri aynı anda açıklayan bu potansiyellerin parametreleri incelendiğinde, nükleer potansiyelin reel ve sanal kısmının potansiyel derinliği değişim göstermektedir. Deneysel dataların sadece tek değişken olan potansiyel derinliği ile fit edilebilmesi bu çalışmanın önemini göstermektedir. Hangi modelin hangi enerji aralığını açıklamada teoriksel açıdan daha uygun olduğunu belirlemesi açısından oldukça önemli bir çalışmadır.

Bu tez çalışmasındaki çekirdek reaksiyonları için ileriki zamanlarda aşağıdaki çalışmaları yapmayı düşünmekteyiz.

1. Tez çalışması sırasında incelediğimiz reaksiyonları Çiftlenmiş Kanallar Metodu ve CDCC(Continuum Discretized Coupled Channels) yaklaşımları tekrar ele alıp uyarılmış durumları elastik saçılma elastik saçılma etkileri üzerinde bakmak.
2. Tez çalışmasında incelenen reaksiyonların analiz edilmesi sırasında kullanılan optik model yaklaşımı tamamen serbest parametreleri içerdiğinden belirsizlikler ortaya çıkabilmektedir. Bu belirsizlikleri ortadan kaldırmak için radyal hassasiyet hesapların yapılmasını planlamaktayız.
3. Reaksiyonların mikroskobik incelemeleri sırasında kullanılan yoğunluk dağılımlarına alternatif HF (Hartree Fock) ve HFB (Hartree Fock-Bogoliubov) metodları ile yoğunluk dağılımlarının tekrar üretilmesi ve potansiyel parametrelerinin tekrar analiz edilmesini hedeflemekteyiz.
4. Zayıf bağlı çekirdekler halo çekirdeklerin temeli gibi düşünüldüğünde oldukça önemlidir. Bu görüşten hareketle ⁹Be çekirdeğine yakın zayıf bağlı çekirdekleri ve ⁸B çekirdeğine yakın halo yapıları elastik saçılma açısından incelemeyi hedeflemekteyiz.

KAYNAKLAR

1. Tanihata et al., Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes, Phys. Lett. B, 160, 380-384, (1985).
2. Tanihata, I., ve ark., Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p-Shell Region. Physical Review Letter, 55 (24): 2676-2679 (1985).
3. Nunes, F. M., Thompson, I. J., Jognson, R. C., Core excitation in one neutron halo system. Nuclear Physics A, 596 (2): 171-186 (1996).
4. Jonson, B., Halo Nuclei. Nuclear Physics A, 574(1-2): 151-166 (1994).
5. T. Kobayashi, Projectile fragmentation of exotic nuclear beams, Nucl. Phys. A, 538, 343-352, 1992.
6. M. V. Zhukov, B. V. Danilin, D. V. Federov, J. M. Bang, I. J. Thompson, and J. S. Vaagen, Bound state properties of Borromean halo nuclei: ^6He and ^{11}Li , Phys. Rep., 231, 151-199, (1993).
7. Bayrak, O., Hafif-Ağır İyon Reaksiyonlarının Yeni Bir Potansiyel Yaklaşımı İle İncelenmesi, Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü 2004
8. Satchler, G.R. , Direct Nuclear Reactions Oxford University Press, Oxford 1983.
9. Rutherford, E. Phil Mag Vol. , 37, pp. 537 (1919).
10. Aydın, A. $^{40}\text{Ar}(p,p)^{40}\text{Ar}$ esnek saçılmasının 22.6, 27.5, 30.0 ve 36.7 MeV proton enerjilerinde optiksel model analizi, Doktora Tezi, Ondokuz Mayıs Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Samsun, Türkiye, ss. 26-35 (1997).
11. Cockroft, J.D., and Walton E.T.S. Proc. Roy. Soc. Vol., A132, pp. 229 (1932).
12. Krane, K. S., Introductory Nuclear Physics, Willey&Sons Inc., (1988).
13. Satchler, G.R. Introduction to Nuclear Reactions. Mc Millan Press Ltd, London, pp. 153-210 (1980).
14. Yılmaz, O. (2005) <http://www.physics.metu.edu.tr/osman/phys453/>
15. Krane, K.S. Introductory Nuclear Physics. John Wiley and Sons, New York, pp. 378-431,(1988).
16. Satchler, G.R., Introduction to Nuclear Reaction, The Macmillon Press Ltd., Oxford, (1983).

17. Krane, K.S. Introductory Nuclear Physics, Wiley&Sons Inc., (1967).
18. Hodgson, P. E., 'Nuclear Reactions and Nuclear Structure' Clarendon Press, (1971).
- 19 Burcham, W.E., 'Nuclear Physics an Introduction', (1973).
20. Satchler, G.R. Direct Nuclear Reactions. Oxford University Press, New York, pp.392-680 (1983).
21. G. R. Satchler, Heavy-Ion Scattering and Reactions Near The Coulomb Barrier and Thereshold Anomalies, Phys. Reports, 199, 3, 147-190, (1991).
22. Satchler, G. R., Introduction to Nuclear Reactions (Oxford University Press, Oxford), (1983).
23. Thompson, I. J., FRESCO, A Coupled-Channels Code, unpublished, England(1997.).
24. McIntyre, J. A., Wang, K. H., Becker, L. C., Analysis of Alpha-Particle Elastic Scattering Experiments. Physical Review, 117 (5): 1337-1338 (1960).
25. Carlson, B.V., Optical Model Calculations with The Code ECIS 95 (2000).
26. Satchler, G. R., Direct Nuclear Reaction, Oxford University Press, New York (1983).
27. Mesut K., Folding Potansiyelin Elde Edilmesi ve $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ Reaksiyonuna Uygulaması Fen Bilimleri Enstitüsü, (2005).
28. Love, W. G., Double-folding model potential for anomalous large-angle $4\text{He} + 40\text{Ca}$ scattering. Physical Review C, 17 (5):1876-1878 (1978).
29. Goldberg, D. A., 1975. Improved six-parameter alpha-nucleus optical potentials. Physical Letter B, 55 (1):59-62 (1975).
30. Michel, F., Vanderpoorten, R., 1977. Optical model description of anomalous elastic andinelastic alpha - 40Ca scattering between 20 and 50 MeV. Physical Review C, 16 (1): 142-152 (1977).
31. Austin, S. M., Crawley, G. M., The two-body force in nuclei, Plenum Press, New York (1972).
32. Reichstein, I., Tang, Y. C., Further study of $\alpha + \alpha$ scattering. Nuclear Physics A, 139 (1):144-148 (1969).
33. Brown, G. E., Unified theory of nuclear models and forces. North-Holland, Amsterdam (1967).

34. Jeukenne, J. P., Many-body theory of nuclear matter. *Physics Report*, 25 (2):83-174 (1976).
35. Reid, R., Local Phenomenological nucleon-nucleon potentials. *Annals of Physics*, 50 (3):411-448 (1968).
36. Gils, H. J., Nuclear sizes of 40,42,44,48Ca from elastic scattering of 104 MeV alpha particles. II. Nuclear density distributions. *Physical Review C*, 21 (4):1245-1251 (1980).
37. Barret, R. C., Jackson, D. F., *Nuclear sizes and structure*, Clarendon Pres, Oxford (1977).
38. Austin, S.M., Bertsch, G.F., Halo Nuclei, *Scientific American*, (272): 90-95 (1995).
39. Tanihata, I., Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes, *Physics Letter B*, 160 (6): 380-384 (1995).
40. Hansen, P. G., Jonson, B., Break-up of neutron-halo nuclei by diffraction dissociation and shakeoff. *Europhysics Letter B*, 160, 409-414 (1987).
41. Kobayashi, T., Yamakawa, O., Omata, K., Sugimoto, K., Shimoda, T., Takahashi, N., Tanihata, I., Projectile Fragmentation of the Extremely Neutron-Rich Nucleus ^{11}Li at 0.79 GeV/nucleon. *Physical Review Letter*, 60 (25):2599-2602 (1988).
42. Anne, R., ve ark., Observation of forward neutrons from the break-up of the ^{11}Li neutron halo. *Physics Letter B*, 250 (1-2):19-23. 1990.
43. Chou, W. T., Warburton, E. K., Brown, B. A., Gamow-Teller beta decay rates for $A \leq 18$ nuclei. *Physical Review C*, 47(1):163-177 (1993).
44. Tanihata, I., Neutron halo nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 22 (2):157- 198 (1996).
45. Nunes, F. M., Thompson, I. J., Jognson, R. C., Core excitation in one neutron halo system. *Nuclear Physics A*, 596 (2): 171-186 (1996).
46. Jonson, B., Halo Nuclei. *Nuclear Physics A*, 574(1-2): 151-166 (1994).
47. Towner, I. S., Hardy, J. C., First- forbidden Non- unique - Transitions and Mirror Comparisons in Light Nuclei. *Nuclear Physics A*, 179(2): 489- 503 (1972).
48. Borge, M. J. G., Cronberg, H., Cronqvist, M., ve ark., Beta-Delayed Proton and Alpha Emission in The Decay of ^{17}Ne . *Nuclear Physics A*, 490 (2): 287-306 (1988).

49. Thorn, C. E., LeVine, M. J., Kolata, J. J., Flaum, C., Bond, P. D., Sens, J.C., Effect of Inelastic Excitation on Elastic Scattering of Heavy Ions. *Physical Review Letter*, 38 (8):384-386 (1977).
50. Love, W. G., Teresawa, T., Satchler, G. R., A dynamic polarization potential for heavy-ion scattering. *Nuclear Physics A*, 291(1): 183-205 (1977).
51. Glendenning, N. K., 1983. *Direct Nuclear Reactions* (Academic Press, New York).
52. Chatterjee, R., Shyam, R., Coulomb-nuclear interference in the breakup of ^{11}Be . *Physical Review C*, 66 (6):061601-061606 (2002).
53. Keeley, N., Cook, J. M., Kemper, K. W., Roeder, B. T., Weintraub, W. D., Marechal, F., Rusek, K., Effect of E1 excitations to the continuum: ^6He and $^6\text{Li}+^{209}\text{Bi}$ compared. *Physical Review C*, 68 (5):054601-054608 (2003).
54. W. E. Frahn, Effects of averaging on energy dependence of backward-angle heavy-ion cross sections: Calculations of "de-averaged" excitation functions, *Phys. Rev. C*, 25, 2862-2864, 1982.
55. O Burada, P von Neumann-Cosel, A Richter, C Foorsse'n, B A Brown *Phys. Rev. C* 82 015808 (2010).
56. A Nagarajan, C C Mahaux and G R Satchler *Phys. Rev. Lett.* 54 1136 (1985).
57. M E Brandan and G R Satchler *Phys. Rep.* 285 143 (1997).
58. M S Hussein, P R Gomes, J Lubian and L C Chamon *Phys. Rev. C* 73 044610 (2006).
59. M S Hussein, P R Gomes, J Lubian and L C Chamon *Phys. Rev. C* 76 019902 (E) (2007).
60. M. A. Nagarajan, C. C. Mahaux and G. R. Satchler, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1136 (1985).
61. G. R. Satchler, *Phys. Rep.* 199, 147 (1991).
62. S. B. Moraes *et al.*, *Phys. Rev. C* 61, 064608 (2000).
63. P. R. S. Gomes *et al.*, *Heavy Ion Phys.* 11, 361 (2000).
64. C. Signorini, *Eur. Phys. J. A* 13, 129 (2002).
65. C. Signorini *et al.*, *Nucl. Phys. A* 701, 23 (2002).

66. A. G. Camacho, E. F. Aguilera, E. M. Quiroz, P. R. S. Gomes and J. Lubian, Rev. Mex. Fis. 54, 56 (2008).
67. V N Garcia, J Lubian, P R S Gomes, A Gomes-Camacho and L F Canto Phys. Rev. C80 037602 (2009).
68. P R S Gomes et al. Phys. Rev. C70 054605 (2004).
69. G. V. Mart'ı *et al.*, Phy. Rev. C **71**, 027602 (2005).
70. R. J. Woolliscroft, B. R. Fulton, R. L. Cowin, M. Dasgupta, D. J. Hinde, C. R. Morton and A. C. Berriman, Phys. Rev. C 69, 044612, (2004).
71. A. G'omez Camacho, P. R. S. Gomes, J. Lubian and L. F. Canto, Phys. Rev. C 82, 014616, (2010).
72. R M Anjos et al. Phys. Lett. B534 45 (2002).
73. I. Thompson, Computer Physics Reports 7 (1988) 167-212.
74. I. J. Thompson, Fresco version 2.0, July 2006.
75. I. J. Thompson, Fresco, <http://www.fresco.org.uk>
76. Y.Sert, R.Yegin, Phenomenological and Microscopic Analysis of Elastic Scattering Reactions: ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ New Results, Journal of the Korean Physical Society, Vol. 66, No. 5, ,pp. 748-753, March 2015.
77. Y.Sert, R.Yegin, H.Doğan, A theoretical investigation of ${}^9\text{Be} + {}^{27}\text{Al}$ reaction: phenomenological and microscopic model approximation Indian J Phys DOI 10.1007/s12648-015-0685-9, (2015).
78. Cook, J., DFPOT- A Program fort the calculation of Double Folded Potentials. Computer Physics Communication, (25):125-139, (198).
79. J. Carter, Z. Z. Vilakazi, R. W. Fearick, V. Hnizdo, E. Muskat, K. W. Kemper, D. E. Trcka and S. P. Van Verst, Nucl. Phys. A **591**, 349, (1995).
80. Reference Input Parameter Library (RIPL-2), <http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/>.
81. J. Cook, Comput. Phys. Commun. 25, 125, (1982).
82. Bahcall, J. N., Neutrino Astrophysics (Cambridge University Press, Cambridge, England), (1989).
83. Schümann, F., ve ark., Low-energy cross section of the ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ solar fusion reaction from the Coulomb dissociation of ${}^8\text{B}$ Physical Review C, 73 (1): 015806-015819, (2006).

84. Minamisono, T., Ohtsubo, T., Minami, I., Fukuda, S., Kitagawa, A., Fukuda, M., Matsuta, K., Nojiri, Y., Takeda, S., Sagawa, H., Kitagawa, H., Proton halo of ${}^8\text{B}$ disclosed by its giant quadrupole moment. *Physical Review Letter*, 69 (14): 2058-2061, (1992).
85. Nakada, H., Otsuka, T., $E2$ properties of nuclei far from stability and the proton-halo problem of ${}^8\text{B}$ *Physical Review C*, 49 (2): 886-894, (1994).
86. Schwab, W., ve ark., Precise Momentum Measurements Several Nuclear Structures. *Zeitschrift Für Physik A Hadrons and Nuclei*, 350, 283, (1995).
87. Smedberg, M. H., ve ark., New results on the halo structure of ${}^8\text{B}$. *Physics Letter B*, 452 (1-2):1-7, (1999).
88. Trache, L., Carstoiu, F., Gagliardi, C. A., Tribble, R. E., Asymptotic Normalization Coefficient of ${}^8\text{B}$ from Breakup Reactions and the S_{17} Astrophysical Factor. *Physical Review Letter*, 87 (27):271102-271106, (2001).
89. Karataglidis, S., Amos, K., Electron scattering from factors from exotic nuclei. *Physics Letter B*, 650 (2-3): 148-151, (2007).
90. Aguilera, E. F., ve ark., Reaction cross section for ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, and ${}^6\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ near the Coulomb barrier: Proton-Halo effects. *Physical Review C*, 79 (1):027601-027605, (2009).
91. Capel, P., Nunes, F. M., Influence of the projectile description on breakup calculations. *Physical Review C*, 73 (1):014615-014624, (2006).
92. Nunes, F. M., Thompson, I. J., Multistep effects in sub-Coulomb breakup. *Physical Review C*, 59 (5):2652-2659, (1999).
93. Aguilera, E. F., ve ark., Elastic scattering of a proton-halo nucleus: ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$. *Revista Mexicana de Fisica* S54 (3): 1-4, (2008).
94. Guimaraes, V., ve ark., Nuclear and Coulomb Interaction in ${}^8\text{B}$ Breakup at Sub-Coulomb Energies. *Physical Review Letter* 84 (9):1862-1865, (2000).
95. Kolata, J. J., ve ark., Breakup of ${}^8\text{B}$ at sub-Coulomb energies. *Physical Review C*, 63 (2):024616-024619, (2001).
96. Tostevin, J. A., Nunes, F. M., Thompson, I. J., Calculations of three body observables in ${}^8\text{B}$ breakup. *Physical Review C*, 63 (2): 024617-024627, (2001).
97. Lubian, J., ve ark., Effects of breakup couplings on ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastic scattering. *Physical Review C*, 79 (6): 64605-64611, (2009).
98. Mitchell J. P. ve ark., Low lying states in ${}^8\text{B}$. *Physical Review C*, 82 (1):011601-011606, (2010).

99. Baroni, A., ve ark., Elastic scattering and total reaction cross sections for the ^8B , ^7Be , and $^6\text{Li}+^{12}\text{C}$ systems. *Physical Review C*, 84 (1):014603-014611, (2011).
100. Belyaeva, T. L., Aguilera, E. F., Martinez-Quiroz, E., Moro, A. M., ve Kolata, J., Astrophysical $S_{17}(0)$ factor extraction from breakup of ^8B on ^{58}Ni at energies near the Coulomb barrier. *Physical Review C*, 80 (6):064617-064625J, (2009).
101. Horii, K., Takashina, M., Furumoto, T., Sakuragi, Y., Toki, H., Elastic scattering of ^8B from ^{12}C with internal three-cluster structure of ^8B . *Physical Review C*, 81 (6):061602-061608, (2010).
102. Gomez Camacho A.,ve ark., Breakup threshold anomaly for the $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ system at near- Coulomb barrier energies. *Physical Review C*, 84 (3):034615-034619, (2011).
103. Moro, A. M., Crespo, R., Nunes, F., Thompson, I. J., ^8B breakup in elastic and transfer reactions. *Physical Review C*, 66(2): 024612-024619, (2012).
104. Y. Küçük, I. Boztosun, T. Topel, Global optical potential for the elastic scattering of ^6He at low energies, *Physical Review C* 80, 054602, (2009).
105. E. F. Aguilera, E. Martinez-Quiroz, D. Lizcano, Reaction cross sections for ^8B , ^7Be , and $^6\text{Li} + ^{58}\text{Ni}$ near the Coulomb barrier: Proton-halo effects, *Physical Review C* **79**, 021601(R), (2009).
106. I. Tanihata, T. Kobayashi, O. Yamakawa, Measurement of interaction Cross-Sections using isotope beams of Be and B and isospin dependence of the nuclear radii, *Pyhs. Lett. B* 206 592, (1988).
107. D. Baye, P. Descouvent, N.K. Timofeyuk, Matter densities of ^8B and ^8Li in a microscopic cluster model and the proton-halo problem of ^8B , *Nuclear Physics A* 577 624-640, (1994).

ÖZGEÇMİŞ

1990 yılında Adıyaman'da doğan Rukiye YEGİN ilkokulu Kömür İlkokulu'nda, orta ve lise öğretimini sırasıyla Kömür Ortaokulu ve Adıyaman Atatürk Lisesi'nde tamamlamıştır. 2009 yılında kazandığı Çukurova Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü 2013 yılında başarıyla bitirmiştir.

2014 yılında yüksek lisans eğitimine Bozok Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında başlamıştır.

İletişim Bilgileri

Adres: Merkez/ADİYAMAN

Telefon: (542) 342 21 96

E-posta: rukiye_yegin88@hotmail.com