

KIRIKKALE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI
YÜKSEK LİSANS TEZİ

FARKLI GELME ENERJİLERİNE SAHİP NÖTRONLARIN 55-MN
ÇEKİRDEĞİNDEN ELASTİK VE İNELASTİK SAÇILMALARININ OPTİKSEL
MODEL ANALİZİ

UTKU ÖZKAN

OCAK 2014

Fizik Anabilim Dalında Utku ÖZKAN tarafından hazırlanan FARKLI GELME ENERJİLERİNE SAHİP NÖTRONLARIN ^{55}Mn ÇEKİRDEĞİNDEN ELASTİK VE İNELASTİK SAÇILMALARININ OPTİKSEL MODEL ANALİZİ adlı Yüksek Lisans Tezinin Anabilim Dalı standartlarına uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Saffet NEZİR
Anabilim Dalı Başkanı

Bu tezi okuduğumu ve tezin **Yüksek Lisans Tezi** olarak bütün gereklilikleri yerine getirdiğini onaylarım.

Prof. Dr. Abdullah AYDIN
Danışman

Juri Üyeleri

Başkan : Prof.Dr. Eyyüp TEL
Üye (Danışman) : Prof.Dr. Abdullah AYDIN
Üye : Doç.Dr. Abdullah KAPLAN

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

Bu tez ile Kırıkkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini onaylamıştır.

Doç.Dr. Erdem Kamil YILDIRIM
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ÖZET

FARKLI GELME ENERJİLERİNE SAHİP NÖTRONLARIN ^{55}Mn ÇEKİRDEĞİNDEN ELASTİK VE İNELASTİK SAÇILMALARININ OPTİKSEL MODEL ANALİZİ

ÖZKAN, Utku

Kırıkkale Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Prof. Dr. Abdullah AYDIN

Ocak 2014, 48 sayfa

Bu tezde, 0.2, 0.5, 0.7, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20 ve 22 MeV enerjili nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden elastik saçılması için toplam tesir kesitleri Scat2 programında optiksel potansiyel parametre setleriyle hesaplanmıştır. 3, 4, 6.09, 8.05, 11.01 MeV gelme enerjisine sahip nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden elastik saçılması için diferansiyel tesir kesitlerinin açısal dağılımları Scat2 ve Talys 1.4 programlarıyla hesaplanmıştır. 3.4 MeV gelme enerjili nötronların inelastik saçılmasının tesir kesiti Talys 1.4 programıyla ile hesaplanmıştır. Bu hesaplamaların sonuçları, Uluslararası Atom Enerjisi Ajansı'nın (IAEA) Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesinden (EXFOR) elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Ayrıca, 3.4 MeV gelme enerjili nötronların inelastik saçılmasının tesir kesiti verileri Değerlendirilmiş Nükleer Veri Tabanı olan ENDF ile de karşılaştırılmıştır.

Anahtar kelimeler: Optiksel model, nötron + ^{55}Mn elastik ve inelastik saçılması, Scat2 ve Talys 1.4 nükleer reaksiyon kodları.

ABSTRACT

OPTICAL MODEL ANALYSIS OF NEUTRON ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING CROSS-SECTIONS FOR ^{55}Mn IN THE DIFFERENT INCIDENT ENERGIES

Özkan, Utku

Kırıkkale University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics, M. Sc. Thesis

Supervisor: Prof. Dr. Abdullah AYDIN

January 2014, 48 pages

In this thesis, neutron total elastic scattering cross-sections for ^{55}Mn nucleus was calculated from different optical potential sets for neutron of 0.2, 0.5, 0.7, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20 and 22 MeV energies using Scat2 computer program. The angular distributions of elastically scattered neutrons at 3, 4, 6.09, 8.05, 11.01 MeV neutron energies were calculated by using computer programmes SCAT2 and Talys 1.4. The angular distributions of inelastically scattered neutrons at 3.4 MeV neutron energy was calculated by Talys 1.4 program. These calculation results were compared with the experimental data obtained from EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data Center) of IAEA (International Atomic Energy Agency). In addition, the angular distributions of inelastically scattered neutrons at 3.4 MeV neutron energy was compared with the experimental data which are taken evaluated nuclear data file (ENDF) of Brookhaven National Laboratory.

Key words: Optical model, neutron + ^{55}Mn elastic and inelastic scattering, Scat2 and Talys 1.4 nuclear reaction codes.

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasını hazırlamamda bana her konuda yardımcı olan ve hiçbir yardımı esirgemeyen tez yöneticisi Sayın Prof. Dr. Abdullah AYDIN'a, katkı ve yardımlarından dolayı Sayın Doç. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN'e, çalışmamda her zaman bana destek olan değerli arkadaşım Zafer SARIÇAM'a ve önerileriyle katkıda bulunan Samed KANDEMİR'e saygı ve şükranlarımı sunmayı bir borç bilirim.

Ayrıca hayatım boyunca sürekli yanımda olan, her alanda yaptıklarına sonsuz destek veren ve bugünlere gelmemi sağlayan değerli aileme en içten dileklerimle teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

Sayfa

ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜRLER	iii
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ	viii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	ix
1.GİRİŞ	1
2.GENEL BİLGİLER.....	2
2.1. Nükleer Reaksiyonlar.....	2
2.2. Nükleer Saçılmalar.....	3
2.2.1. Elastik Saçılmalar	3
2.2.2. İnelastik Saçılmalar	3
2.3. Tesir Kesiti.....	4
2.4. Nükleer Saçılma.....	7
2.5. Optiksel Model.....	12
2.5.1. İki Cisim Problemi	16
2.6. Optiksel Model Potansiyeli.....	18
2.6.1. Coulomb Potansiyeli	19
2.6.2. Nükleer Potansiyel	20
2.6.3. Merkezci Potansiyel	22
2.6.4. Spin-Yörünge Terimi	22
2.7. Optiksel Potansiyelin Özellikleri	22
3.HESAPLAMALAR İÇİN KULLANILAN PROGRAMLAR	24
3.1. Scat2.....	24

3.1.1. Giriş ve Çıktı Dosyaları.....	24
3.1.2. Örnek Giriş Dosyası	25
3.1.3. Örnek Çıktı Dosyası	26
3.2. Talys 1.4.....	27
3.2.1. Örnek Giriş Dosyası	28
3.2.2. Örnek Çıktı Dosyası	29
4.HESAPLAMALAR VE BULGULAR.....	33
4.1. $^{55}\text{Mn}(n,n)^{55}\text{Mn}$ Elastik Saçılması.....	33
4.1.1. $E_n = 3$ MeV Durumu	35
4.1.2. $E_n = 4$ MeV Durumu	36
4.1.3. $E_n = 6.09$ MeV Durumu	37
4.1.4. $E_n = 8.05$ MeV Durumu	38
4.1.5. $E_n = 11.01$ MeV Durumu	39
4.1.6. $^{55}\text{Mn}(n,n)^{55}\text{Mn}$ Elastik Saçılması için Toplam Tesir Kesitleri.....	40
4.2. $E_2=0.984$ MeV için Nötron İnelastik Saçılma Durumu	43
5.SONUÇLAR VE ÖNERİLER	44
KAYNAKLAR	46

ŞEKİLLER DİZİNİ

ŞEKİL

Sayfa

2.1. İnce metal levha üzerine gelen parçacık demetinin etkinleştirilmesi.....	5
2.2. Bir saçılma deneyine ait deneysel düzenek.....	6
2.3. Küçük bir delikten ışığın saçılmasının gösterimi.....	8
2.4. Saçılma problemine kuantum mekaniksel yaklaşım	9
2.5. Optiksel model potansiyelinin kısımları	19
2.6. Wood-Saxon (WS) ve Wood-Saxon Kare (WS ²) form faktörlerinin karşılaştırılması	21
2.7. Wood-Saxon form faktörü ve onun türevi	21
3.1. Örnek Scat2 giriş dosyası.....	25
3.2. Örnek Scat2 çıktı dosyası	26
3.3. Talys 1.4 programı örnek veri giriş dosyası.....	28
3.4. Hesaplama sonucu oluşturulan dosyalar	29
3.5. Örnek Talys 1.4 çıktı dosyası.....	30
4.1. 3 MeV enerjili nötronların ⁵⁵ Mn çekirdeğinden elastik saçılması için hesaplanan diferansiyel tesir kesitleri ve deneysel verilerin uyumu.....	35
4.2. 4 MeV enerjili nötronların ⁵⁵ Mn çekirdeğinden elastik saçılması için hesaplanan diferansiyel tesir kesitleri ve deneysel verilerin uyumu.....	36
4.3. 6.09 MeV enerjili nötronların ⁵⁵ Mn çekirdeğinden elastik saçılması için hesaplanan diferansiyel tesir kesitleri ve deneysel verilerin uyumu.....	37
4.4. 8.05 MeV enerjili nötronların ⁵⁵ Mn çekirdeğinden elastik saçılması için hesaplanan diferansiyel tesir kesitleri ve deneysel verilerin uyumu.....	38
4.5. 11.01 MeV enerjili nötronların ⁵⁵ Mn çekirdeğinden elastik saçılması için hesaplanan diferansiyel tesir kesitleri ve deneysel verilerin uyumu.....	39

4.6. 0.2-22 MeV enerji aralığındaki nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden elastik saçılmasının toplam tesir kesiti için hesaplanan tesir kesitlerinin ve deneysel verilerin uyumu	42
4.7. $^{55}\text{Mn}(n,n')$ inelastik saçılmasının 0.984 MeV düzeyi için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımlarının optiksel model analizi	43

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge

Sayfa

4.1. Scat2 ve Talys 1.4'te $^{55}\text{Mn}(n,n)^{55}\text{Mn}$ elastik saçılma hesabı için kullanılan parametre setleri.....	34
4.2. Scat2'de $^{55}\text{Mn}(n,n)^{55}\text{Mn}$ elastik saçılma toplam tesir kesiti hesabı için kullanılan parametre setleri.....	40
4.3. Scat2'de $^{55}\text{Mn}(n,n)^{55}\text{Mn}$ elastik saçılma toplam tesir kesiti hesabı için kullanılan parametre setleri.....	41

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

A : çekirdeğin kütle numarası (nükleon sayısı)

Z : çekirdeğin atom numarası (proton sayısı)

N : çekirdeğin nötron sayısı

V_N : nükleer (merkezi) potansiyel

V_C : Coulomb potansiyeli

V_l : merkezci potansiyel

R : nükleer yarıçap ($R = r_0 A^{1/3}$)

σ : tesir-kesiti

KISALTMALAR

WS : Woods-Saxon

WS2 : Woods-Saxon Kare

1. GİRİŞ

Nükleer fizikteki ana amaç, atom çekirdeğini oluşturan nükleonlar arasındaki kuvvetin, bununla ilgili nükleer potansiyelin ve nükleer yapının incelenmesi, anlaşılması ve belirlenmesidir.

Nükleon-nükleon etkileşmesinin detaylı olarak bilinmesi serbest nükleonlarla çekirdek arasındaki etkileşmenin anlaşılmasında yol göstericidir. Eldeki bilgiler, iki cisim problemi olarak kabul edilen bu etkileşmenin henüz tam olarak çözmemize yeterli değildir. Nükleon-çekirdek ve çekirdek-çekirdek etkileşmelerini tam olarak anlamak ve ifade etmek, nükleer fizikte çok parçacıklı sistemin tam olarak anlaşılması demektir ki bu da çözülememiş, önemli zorlukları olan bir problemidir. Bu nedenle çok parçacıklı sistemlerde parçacıklar arasındaki ve parçacık ile diğer parçacıklar arasındaki bireysel kuvvetler üzerinde durmak yerine, bu parçacıkların meydana getirdiği sistemin önemli davranışlarını karşılayan basitleştirilmiş, yarı deneysel modeller yapılması yaygın kullanılan bir yöntemdir (Okumuşoğlu, 1981).

Son zamanlarda deneysel çalışmalara teorik çalışmaların da katkısı ile nükleer fizik çalışmaları hızla ilerlemektedir. Bunun yanında, teorik çalışmaların deneysel çalışmalarla uyum sağlaması bu çalışmaların hızla gelişmesinde önemli olmuştur. Nükleer reaksiyon çalışmalarından elde edilen deneysel sonuçlar temel çekirdek fiziğinin anlaşılması bakımından önemlidir (Yıldız, 2011).

Bu çalışmada, 0.2, 0.5, 0.7, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20 ve 22 MeV enerjili nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden elastik saçılması için toplam tesir kesitleri Scat2 programı ile farklı optiksel potansiyel setleri kullanılarak hesaplanmıştır. 3, 4, 6.09, 8.05 ve 11.01 MeV enerjili nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden elastik saçılmasının diferansiyel tesir kesitleri de farklı optiksel potansiyel setleri kullanılarak Scat2 ve Talys 1.4 programları ile hesaplanmıştır. Her iki çalışma da EXFOR'dan alınan deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. Ayrıca, 3.4 MeV gelme enerjili nötronların inelastik saçılmasının diferansiyel tesir kesitinin Talys 1.4 programıyla optiksel potansiyeli hesaplanmış ve EXFOR deneysel veri kütüphanesi ile ENDF simülasyon veri tabanından alınan değerlerle karşılaştırılmıştır.

2. GENEL BİLGİLER

2.1. Nükleer Reaksiyonlar

Nükleer bir reaksiyonun gerçekleşmesi için yeterli miktarda enerjiyle hızlandırılmış parçacıkların bir hedef çekirdek ile ya da parçacıkla çarpışması gerekmektedir. Çarpışma sonucunda parçacıkların çekirdek ile etkileşimiyle yeni bir çekirdek oluşabilir ya da çarpışmadan çok kısa bir süre (yaklaşık 10^{-3} saniye) sonra çekirdekten bir γ -ışını yayınlanabilir. İlk nükleer reaksiyonlar, Rutherford'un Laboratuvarında bir radyoaktif kaynaktan çıkan α parçacıkları kullanılarak gerçekleştirilmiştir (Krane, 2002).

Hızlandırılmış bir parçacık ile hedef çekirdek arasındaki etkileşme; x hızlandırılmış parçacık, X hedef çekirdek, Y çarpışma sonrası ortaya çıkan çekirdek, y çarpışma sonrası ortaya çıkan parçacık ve de Q reaksiyonun gerçekleşmesindeki enerji durumu olmak üzere;

$$x + X \rightarrow Y + y + Q \quad (2.1)$$

şeklinde yazılabilir. Bu reaksiyonu bir alternatif olarak;

$$X(x, y)Y \rightarrow {}^{55}\text{Mn}(n, n){}^{55}\text{Mn}$$

şeklinde de göstermek mümkündür. Denklem (2.1)'de yer alan Q değeri reaksiyonun başlangıç kütle enerjisinin son kütle enerjisinin farkına bağlıdır.

$$Q = (M_X + m_x - M_Y - m_y)c^2 = K_Y + k_y - K_X - k_x \quad (2.2)$$

Bu denklemde M_X hedef çekirdeğin kütlesi, m_x gelen parçacığın kütlesi, M_Y saçılan çekirdeğin kütlesi ve de m_y çıkan parçacığın kütlesidir. K_Y saçılan çekirdeğin, k_y çıkan parçacığın, K_X hedef çekirdeğin ve k_x gelen parçacığın kinetik enerjisidir.

Q değerinin durumuna göre reaksiyonlarda; $Q > 0$ ise ekzotermiktir ve nükleer kütle ya da bağlanma enerjisi çıkan parçacıklar ya da saçılan çekirdeklerin kinetik

enerjisi olarak açığa çıkar. $Q < 0$ ise reaksiyon endotermik olur ve ilk kinetik enerji nükleer kütle ya da bağlanma enerjisine dönüşür. $Q = 0$ değerinde olduğunda ise, kinetik enerji değişimi olmayan esnek saçılmalar gerçekleşir.

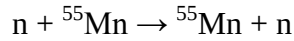
2.2. Nükleer Saçılmalar

2.2.1. Elastik (Esnek) Saçılmalar

Nükleer bir reaksiyondaki çarpışma öncesi ve sonrasındaki kinetik enerji değişim farkının yani Q değerinin sıfır olduğu durumlardır. Elastik saçılmayı;



şeklinde tanımlamamız mümkündür. Enerji değişimi olmaz ancak gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki etkileşmeden dolayı, hedef çekirdek doğrultusundan saparak saçılır (Aydın, 1997). Örnek olarak;



reaksiyonu yazılabilir.

2.2.2. İnelastik (Esnek Olmayan) Saçılmalar

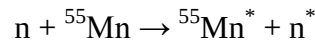
Gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki çarpışma sonucunda ortaya çıkan etkileşimde bu parçacıklarla aynı ya da farklı ürünlerin elde edilebildiği ancak gelenlerle saçılanlar arasında kinetik enerji farkının (Q değeri) olduğu reaksiyonlardır. Bu reaksiyonlarda gelen parçacık ile hedef parçacık etkileşimi sonrası uyarılmış halde hedefi gözlemleyebilir ve aşağıdaki gibi ifade edebiliriz;



Ayrıca, reaksiyon sonucunda hedef çekirdekten ve gelen parçacıktan farklı bir ürün elde edilebilir. Bu ürünleri de değişik şekillerde ifade etmek mümkündür;



Denklem 2.5 ve 2.6'dan da görülebileceği üzere reaksiyon sonucunda iki ya da daha fazla parçacık elde etmek de mümkündür (Aydın, 1997). Bu reaksiyonlar örnek olarak;



reaksiyonu yazılabilir.

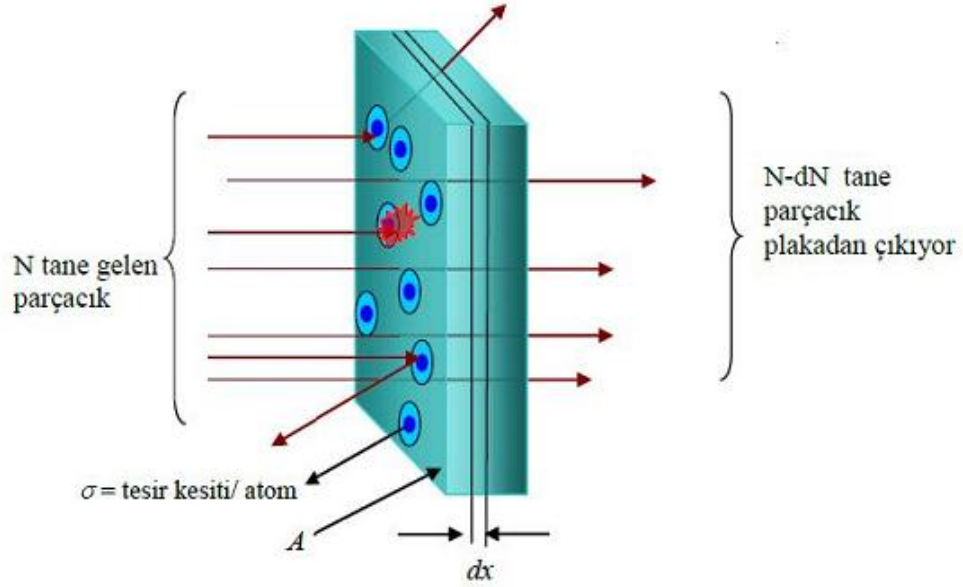
2.3. Tesir Kesiti

Nükleer reaksiyonlarda olan etkileşimin meydana gelme ihtimalini gösteren sayısal bir olasılık ölçütüne ihtiyaç duyulmaktadır. Bu nedenle, bir reaksiyonun oluşma ihtimalini veren tesir kesiti kavramı nükleer fizikte önemli bir yere sahiptir (Krane, 2002; Aydın, 1997; Taşan, 2001; Bayrak 2004). Gelen parçacıklar, hedef çekirdek ile etkileşerek saçıldıklarında, saçılan parçacıklar uygun bir konuma yerleştirilen dedektör ile sayılabilirler. Hedef çekirdekten birim zamanda saçılan parçacık sayısına N_r ; birim zamanda gelen parçacık akısı I_0 ve hedefteki çekirdek sayısı N ile orantılıdır. Orantı sabiti olan tesir kesiti σ , bir alan boyutunda olup, nükleer fizikte uygun bir alan birimi olarak kullanılır (Aydın, 1997). Bu alan biriminin yani tesir kesitinin birimi “barn” olup $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ dir. Bu tanımlamaya göre tesir kesitini;

$$\sigma = \frac{\text{saçılan parçacıkların sayısı}}{(\text{birim zamanda yüzeyden gelen parçacıkların akısı})(\text{hedef çekirdek sayısı})} = \frac{N_r}{I_0 N}$$

şeklinde ifade edebiliriz.

Kalınlığı dx ve yüzey alanı A olan ince bir metal levha düşünelim. Levha hacmi Adx olacaktır ve birim hacim içerisinde n tane atom içeriyorsa, levhadaki toplam atom sayısı $nAdx$ olacaktır.



Şekil 2.1. İnce metal levha üzerine gelen parçacık demetinin etkinleştirilmesi

Her bir çekirdek σ etkileşme tesir kesitine sahipse, levhadaki bütün çekirdeklerin toplam etkileşme tesir kesiti $nA\sigma dx$ olur. Şekil 2.1’de görüldüğü gibi; gelen demetteki parçacık sayısı N ise, levhadaki çekirdeklerle etkileşen parçacık sayısı dN ;

$$f = \frac{\text{Toplam etkin alan}}{\text{Toplam yüzey alanı}}$$

$$f = \frac{dN}{N} = \frac{n\sigma A dx}{A} \quad (2.7)$$

olarak belirlenir (Arya, 1966).

Kalınlığı x olan metal bir levha üzerine aynı parçacık demetinin geldiğini düşünelim. Eğer parçacık bir kez etkileşiyorsa, levhanın dx kadar kalınlığından

geçerken demetten dN kadarı ayrılır. Buna göre; denklem 2.7'yi düzenleyecek olursak;

$$-\frac{dN}{N} = \frac{n\sigma A dx}{A} \quad (2.8)$$

olacaktır. Başlangıçtaki parçacık sayısı N_0 olmak üzere;

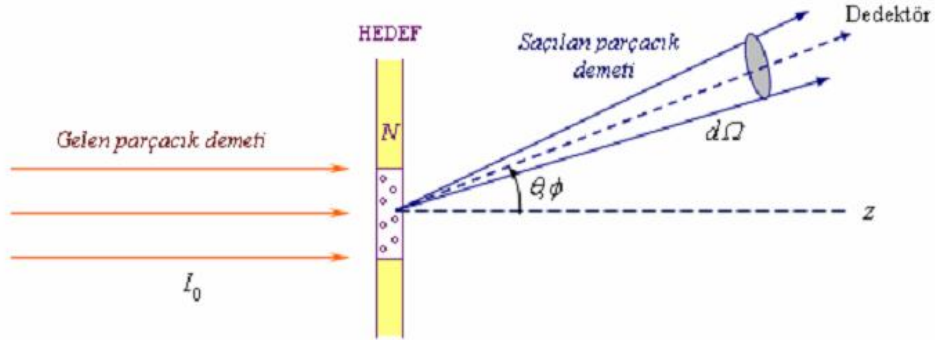
$$-\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -n\sigma \int_0^x dx \quad (2.9)$$

denklemini elde edilir. Bu ifadenin integrali alınır;

$$\ln N - \ln N_0 = -n\sigma x \quad (2.10)$$

$$N = N_0 e^{-n\sigma x} \quad (2.11)$$

elde edilir.



Şekil 2.2. Bir saçılma deneyine ait deneysel düzenek

Şekil 2.2'de görüldüğü üzere; eğer gelen demete göre θ ve ϕ kutupsal açıları doğrultusundaki bir $d\Omega$ katı açı elemanı içerisine birim zamanda yayınlanan parçacıkların akısını kaydetmek için bir dedektör kullanıldığı düşünülürse, bu yayınlanan parçacıkların sayısı, I_0 ve N nicelikleriyle birlikte $d\Omega$ katı açısına da bağlı olacaktır.

Reaksiyon ürünlerinin açısal dağılımı hakkında bilgi sahibi olmak için tesir kesitinin, dedektörün gördüğü $d\Omega$ katı açısının oranına bakmak gereklidir ve bu olgu $(d\sigma/d\Omega)$ diferansiyel tesir kesitini verir. Diferansiyel tesir kesitinin birimi $d\Omega$ katı açısının steradyan cinsinden ölçülmesi nedeniyle, barn/steradyan'dır ve alan boyutunda değerler vermektedir.

Tesir kesiti ile diferansiyel tesir kesiti arasındaki ilişki, $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ olmak üzere;

$$\sigma = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (2.12)$$

olarak elde edilir.

Toplam tesir kesiti, diferansiyel tesir kesitinin tüm açılar üzerinden integrali alınmasıyla elde edilir. Esnek saçılma tesir kesiti σ_s ve esnek olmayan tesir kesiti σ_r olmak üzere iki değerin toplamı, toplam tesir kesitini verir.

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_r \quad (2.13)$$

Birden fazla reaksiyon oluştuğunda, her bir reaksiyon türüne ait tesir kesitleri farklı olacağından, toplam reaksiyon tesir kesiti;

$$\sigma_r = \sigma_{r1} + \sigma_{r2} + \sigma_{r3} + \dots \quad (2.14)$$

olarak hesaplanabilir. Denklem 2.9'da yer alan $\sigma_{r1}, \sigma_{r2}, \sigma_{r3}, \dots$ reaksiyonların kısmi tesir kesitleridir (Aydın, 1997).

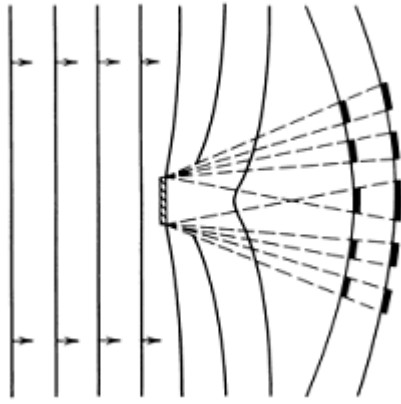
2.4. Nükleer Saçılma

Nükleer saçılmayı tartışmadan önce optikteki benzer bir duruma bakalım. Şekil 2.3'de görüleceği üzere dalgaların bir engelde kırınımına bakalım. Optiksel kırınımın nükleonların saçılmasına benzer üç özelliği vardır;

1. Gelen dalga bir düzlem dalga ile temsil edilir, oysa saçılan dalga cepheleri engelden uzakta küreseldir. Herhangi bir yayılan küresel dalga cephesinin

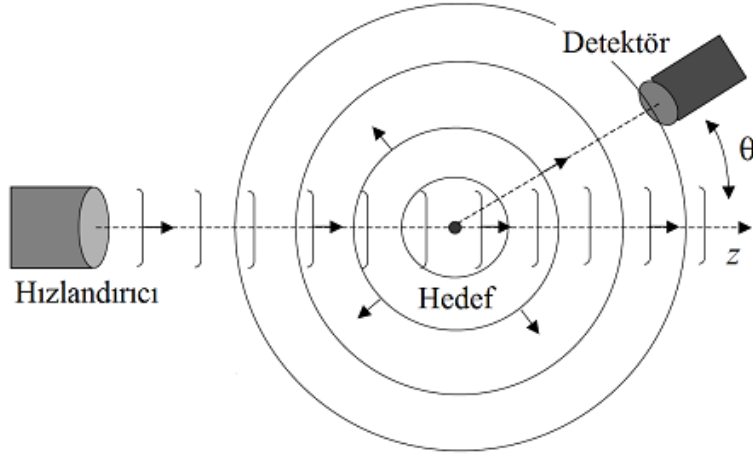
toplam enerjisi değişmez; öyleyse şiddeti birim alan başına r^{-2} ve genliği r^{-1} ile orantılı olarak azalmalıdır.

2. Herhangi bir saçılan küresel dalga cephesinin yüzeyi boyunca kırınım, ışınımın şiddetindeki değişmeden sorunludur. O halde, şiddeti θ ve ϕ açısal koordinatlarına bağlıdır.
3. Engelden uzakta herhangi bir noktaya yerleştirilen bir radyasyon dedektörü hem gelen hem de saçılan dalgaları kayıt edecektir (Krane, 2002).



Şekil 2.3. Küçük bir delikten ışığın saçılmasının gösterimi (Krane, 2002)

Buna göre, saçılma tesir kesitinin kuantum mekaniksel hesabının nasıl yapıldığını gösterebiliriz. Şekil 2.4'te saçılmanın kuantum mekaniksel yaklaşımı gösterilmiştir. Kuantum mekaniksel olarak z yönünde gelen momentumu $p=\hbar k$ olan parçacıklar e^{ikz} düzlem dalgalarıyla temsil edilir.



Şekil 2.4. Saçılma problemine kuantum mekaniksel yaklaşım

Giden parçacıklar ise, küresel dalgalarla temsil edilir. Toplam dalga fonksiyonu saçılma bölgesinden uzakta yani potansiyelin sıfır olduğu yerde denklem 2.15'deki gibi gelen dalga ile giden dalganın toplamı şeklinde daima yazılabilir. 2.15 denkleminde $1/r$ faktörü dalganın yayıldıkça genliğinin azalacağını gösterir. Buradaki $f(\theta)$ ifadesine saçılma genliği denir.

$$\psi(\vec{r}) \approx e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}, \quad k^2 = \frac{2\mu E_{km}}{\hbar} \quad (2.15)$$

Bu durumda diferansiyel tesir kesitinin denklem 2.16'daki gibi elde edilebileceği çeşitli kaynaklarca gösterilmektedir (Krone, 2002; Taşan, 2001; Karaoğlu, 1997)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (2.16)$$

Nükleer reaksiyonların incelenmesinde gelen düzlem dalganın küresel dalgalar cinsinden ifade edilmesi işlemlerde kolaylık sağlar. Saçılan parçacıkların küresel dalgalarla temsil edildiği kısmi dalgalar yöntemi uygulanırken, gelen düzlem dalga da küresel dalgalar cinsinden,

$$\psi_g = e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) j_l(kr) P_l(\cos\theta) \quad (2.17)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada $j_l(kr)$, radyal Schrödinger denkleminin hedeften yeterince uzaktaki çözümleri olan küresel Bessel fonksiyonlarını ve $P_l(\cos\theta)$ ise Legendre polinomlarını temsil etmektedir. Gelen (ve sonuç olarak saçılan) dalganın bu açılımına kısmi dalga açılımı denir. Bu açılımda her kısmi dalga özel bir l açısal momentumuna karşılık gelmektedir. Merkezi çekirdek potansiyelinin en fazla birkaç kısmi dalga üzerinde etkili olduğunun kabulü, bu yöntemi kullanışlı hale getirmektedir (Krane, 2002).

Küresel Bessel fonksiyonları Hankel fonksiyonları cinsinden,

$$J_l(kr) = \frac{i}{2} [h_l^-(kr) - h_l^+(kr)] \quad (2.18)$$

şeklinde ve Hankel fonksiyonlarının asimptotik davranışı,

$$h_l^\pm(kr) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} (\pm i)^l \frac{e^{\pm ikr}}{kr} \quad (2.19)$$

şeklinde olacaktır. Buna göre toplam dalga fonksiyonu,

$$\psi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) \psi_l(r) P_l(\cos\theta) \quad (2.20)$$

olarak ifade edildiği durumda radyal Schrödinger denklemi,

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{2\mu}{\hbar} U(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] (r\psi_l(r)) = 0 \quad (2.21)$$

şeklindedir. Burada $\psi_l(r)$ fonksiyonları,

$$\psi_l(r) \rightarrow \frac{i}{2} [h_l^-(kr) - S_l h_l^+(kr)] \quad (2.22)$$

şeklinde gelen ve giden dalgaların toplamı olarak tanımlanabilir. $h_l^-(kr)$ ifadesi denklem (2.19) kullanılarak küresel Bessel fonksiyonları cinsinden yazılırsa,

$$\psi_l(r) \rightarrow J_l(kr) + \frac{S_l - 1}{2i} h_l^+(kr) \quad (2.23)$$

elde edilir. Bu durumda toplam dalga fonksiyonu,

$$\psi(r, \theta) \rightarrow \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) \left[J_l(kr) + \frac{S_l-1}{2i} h_l^+(kr) \right] P_l(\cos\theta) \quad (2.24)$$

olacaktır. Toplam dalga fonksiyonunda parantez içi açılacak olursa,

$$\psi(r, \theta) \rightarrow \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) J_l(kr) P_l(\cos\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) (S_l-1) P_l(\cos\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.25)$$

elde edilir. Buradan saçılma genliği,

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (S_l-1) P_l(\cos\theta) \quad (2.26)$$

olarak elde edilir. Diferansiyel tesir kesiti ifadesi denklem (2.16)'dan,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4k^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (S_l-1) P_l(\cos\theta) \right|^2 \quad (2.27)$$

şeklindedir.

Denklem (2.27)'den görüldüğü gibi; diferansiyel tesir kesiti, S_l matris elemanına bağlıdır. S matris elemanları sistemin saçılmasını etkileyen tüm faktörleri içinde barındırır. Ayrıca, S_l ifadesi $S_l = e^{i2\delta_l}$ eşitliği ile faz kayması cinsinden de yazılabilir. Schrödinger denklemi, uygun bir potansiyel seçilerek sınır şartlarında çözüldüğünde S matris elemanları elde edilir ve denklem (2.27) ile diferansiyel tesir kesiti hesaplanabilir. Diferansiyel tesir kesiti; denklem (2.12)'de yerine yazılarak integrali alındığında, denklem (2.28)'deki gibi toplam tesir kesiti elde edilebilir.

$$\sigma_s = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |S_l-1|^2 \quad (2.28)$$

Saçılma genliği ifadesinde sadece elastik saçılma göz önünde bulundurulduğundan, (2.28)'deki tesir kesiti, toplam elastik tesir kesiti olarak tanımlanmıştır. Elastik saçılma dışında başka etkileşmeler de varsa, bunların tümü akı kaybına yol açar (Krane, 2002). Yukarıdakine benzer bir hesaplama ile kaybolan akıya karşılık gelen,

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1 - |S_l|^2) \quad (2.29)$$

toplam soğurma tesir kesiti elde edilir. Bu ifade reaksiyon tesir kesiti olarak da isimlendirilir. Elastik ve soğurma tesir kesitlerinin toplamı,

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1 - \text{Re}[S_l]) \quad (2.30)$$

ile verilir. Bu sonuçlara şu yorum yapılabilir. Diğer süreçlerin olmaması halinde, yalnız elastik saçılma mümkündür. Yani $|S_l| = 1$ 'dir. Bu durumda (2.29) denklemi sıfır değerini verir. Bununla birlikte, elastik saçılma olmaksızın reaksiyon olması da mümkün değildir. Yani, belirli bir kısmi dalga için $\sigma_r \neq 0$ olduğu herhangi bir S_l değeri bu kısmi dalga için $\sigma_s \neq 0$ verir. Bu durumu saçılmanın kırınım modeli ile anlayabiliriz (Krane, 2002; Yücel, 2012). Saçılma genliği ile toplam tesir kesiti arasında,

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{k} \text{Im}f(\theta = 0) \quad (2.31)$$

bağıntısı vardır. Bu ilişki optiksel teorem olarak bilinir (Carlson, 2001; Kürkçüoğlu, 2006; Yücel, 2012).

2.5. Optiksel Model

İki çekirdek arasındaki etkileşmelerin nükleer reaksiyonlarla açıklanması nükleer fizik için çok-parçacık probleminin çözülmesiyle mümkündür. Bu ise, matematiksel güçlükler içermesi bakımından çözilememiş karmaşık bir problemidir. Bunun için çok parçacıklı sistemlerde sistemdeki parçacıklar arasındaki ve parçacıklarla parçacık grupları arasındaki kuvvetlerle uğraşmak yerine, parçacıkların oluşturduğu sistemlere ait özellikleri dikkate alan optiksel model (Satchler, 1980), bozunmuş dalga Born yaklaşımı (Lilley, 1985) ve katlı model (Burcham, 1973) gibi basitleştirilmiş nükleer modeller üzerinde çalışılmaktadır.

Çarpışmadan önceki ve sonraki toplam kinetik enerjilerin sabit kaldığı durumda gerçekleşen esnek saçılma işleminde ilk etkileşme, doğrudan hedef nükleonlarla çarpışma olmaksızın hedef çekirdeğin şekli ile büyüklüğüne ve bunların oluşturduğu potansiyel kuyusunun biçimine bağlı olarak dalga fonksiyonunun kısmi bir yansıması şeklinde olacaktır (Hodgson, 1971). Kompleks mermi ve hedefler arasındaki en basit etkileşme olan elastik saçılma iki çekirdek arasındaki etkileşim potansiyeli hakkında bilgi edinmek için hafif ağır-iyon fiziğinde etkin bir biçimde kullanılabilir.

Soğurma etkilerinin var olması durumunda elastik saçılmayı inceleyen optiksel model; Feshbach, Porter ve Weisskopf tarafından 1954’de geliştirilmiştir (Feshbach vd., 1954). Optiksel model gelen parçacık davranışını temel alır. Modelin ismi, bu modelde kullanılan hesaplamanın bir yarı saydam küre üzerine gelen ışık için kullanılan hesaplama benzerliğinden kaynaklanmaktadır.

Nükleer reaksiyonları açıklamak için kullanılan en basit ve en başarılı modellerden biri Optiksel modeldir. Bu model, elastik saçılmayı tanımlamada önemli bir rol oynar ve iki çekirdeğin etkileşimini bir potansiyel parametresi ile karakterize eder. Saçılmanın bir potansiyel terimi ile tanımlanması, güçlü olmayan absorpsiyon durumunda serbestlik derecesi açısından büyük kolaylık sağlar. Etkileşimin bir potansiyelle tanımlanması, Schrödinger denklemini çözerek dalga fonksiyonu yazma imkanı verir. Geliştirilen diğer modellerin güçlü absorpsiyon temeline dayandığı dikkate alındığında, saçılmanın basit şekilde tanımlanması ve diğer modellere tamamlayıcı olması bakımından Optiksel model büyük önem arz etmektedir.

İlk olarak 1940 yılında, Schrödinger denkleminin çözümünde uyarılmış kanalları dikkate alabilmek için kompleks bir potansiyel kullanmanın gerekliliği Bethe tarafından ileri sürülmüş (Bethe, 1940), daha sonra 1950’li yıllarda Feshbach ve Saxon (Feshbach, 1954; Woods ve Saxon, 1954) kompleks saçılma potansiyeli modelini geliştirerek reaksiyonlara uygulamışlardır (Satchler, 1983). Optiksel model fikri, nötronların çekirdekten saçılması ile 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 düşünülürdü. Aynı şekilde çekirdek saydam olmayan ya da siyah bir cisim gibi kabul edilir, uygun güçlü

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

Optiksel model, nükleer reaksiyonları, bir ortamdan geçerken kısmen absorpbe edilen ışığın yayılmasına benzer bir durum gibi inceler. Çünkü ışık dalgasının bir yüzeyden saçılması ile bir parçacığın bir potansiyelden saçılması benzerlik göstermektedir. Elastik ve inelastik saçılmalarında kullanılan kompleks potansiyel, ışığın karmaşık kırılma indisli bir ortamda yaptığı yansıma, yutulma ve kırınım özelliklerine benzerliğinden dolayı optiksel potansiyel olarak adlandırılır.

İki çekirdek arasındaki etkileşim, komplike çok-cisim problemidir. Optiksel 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 optiksel potansiyel; inelastik bir saçılma mümkün olduğunda, elastik kanaldan bir akı kaybı olacağı için soğurucu yani kompleks bir potansiyel olmalıdır. Kısaca Optiksel modelde; gelen bir parçacık hedefi, sınırlı bir kompleks potansiyeli olarak görür. İlk defa Feshbach, Porter ve Weisskopf'un teklif ettiği optiksel potansiyel (Aydın, 1997) şu şekilde tanımlanır,

$$V_{OM}(r) = \begin{cases} -(V(r) + iW(r)) & r \leq r_0 A^{1/3} \\ 0 & r \geq r_0 A^{1/3} \end{cases} \quad (2.32)$$

Burada; $V(r)$ reel potansiyel olup, gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki etkileşmeyi tanımlar. $W(r)$ ise, uyarılmış kanallara giden akı ile soğrulmadan sorumlu olan potansiyeldir. Optiksel model, bu potansiyel ile elastik saçılmanın yorumlanmasının yanında çarpışan iki parçacığın göreceli hareketi içinde dalga fonksiyonu sağlar. Ancak, Optiksel 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 Schrödinger denklemi şu şekilde verilir (Bayrak, 2004),

$$\frac{d^2 u_l}{dr^2} + \left[\frac{2m}{\hbar^2} (E - V_{OM}(r)) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u_l = 0 \quad (2.33)$$

Burada, $l(l+1)$ terimi genellikle potansiyele bir ek olarak yazılan ve $l > 0$ için parçacığı merkezden uzak tutma eğilimindeki merkezci potansiyeli temsil etmektedir.

Nükleer reaksiyon teorileri; nükleer yapı modellerinin problemlerini dikkate aldığından, Optiksel Model, kabuk modeli ve kollektif modelleri temel alır. Bu nedenle optiksel potansiyel Hartree-Fock potansiyeline yakın olarak, kabuk modeli potansiyelinden geliştirilen bir potansiyeldir. Optiksel potansiyel bu sayede nükleer madde dağılımı hakkında da bilgi verebilmektedir.

Elastik saçılma hesaplamalarında, çekirdekler donmuş objeler olarak tanımlanarak, iç yapıları dikkate alınmaz. Oysa ki; 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 kanalların detayları ile ilgilenilmeden sadece elastik saçılma etkileri araştırılıyorsa, absorpsiyon optiksel potansiyele eklenen sanal bir terimle temsil edilmelidir. Bu nedenle optiksel potansiyel kompleks olmalıdır.

Optiksel potansiyelin diğer bir özelliği ise, enerjiye bağlı olmasıdır. Gelen enerjiyle birlikte kanalların açılma ihtimali de artacağından, bu kanalları temsil eden sanal potansiyelin şiddeti de gelme enerjisine bağlı olarak değişecektir. Dolayısı ile, optiksel potansiyel de enerjiye bağlı olmalıdır.

Optiksel potansiyel, elimine edilmiş kanalların çiftlenim etkisinden dolayı lokal 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 özeliğini gösterir. Bu özellik mermi ve hedef çekirdeğin nükleonlarının antisimetrisasyonundan kaynaklanmaktadır. Lokal olmama özelliği momentuma bağlı olma özelliği olarak da kabul edilebilir. Sonuçta; optiksel model, ara durumlarla ilgilenmeden sadece elastik kısmı inceler.

Nükleon-nükleon kuvveti spine bağlı olduğu için, etkileşim potansiyeli de 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 ikisinin de spini sıfırdan farklı ise, hem mermi hem de hedefin spinlerine çiftlenim dikkate alınmalıdır. Spin-yörünge çiftleniminin şiddeti iyonun kütesinin tersi olarak azalacaktır. Spin-spin etkileşmesi mermi ve hedefin her ikisi birden spine sahipse gerçekleşecektir. Optiksel 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 olabilir. Bu nedenle, optiksel potansiyel rezonanttır. Ayrıca; optiksel potansiyel, elimine edilmiş kanalların etkisinden dolayı seçilen model uzayına da bağlıdır.

Optiksel potansiyelin özellikleri kısaca şu şekildedir:

- Komplekstir,
- Enerjiye bağlıdır,
- Lokal değildir,
- Rezonanttır,
- Spin ve izospine bağlıdır,
- Seçilen model uzayına bağlıdır.

Optiksel model daha önce de bahsettiğimiz gibi, iki cisim probleminin çözümüne dayanan bir etkileşim modelidir. Şimdi bu problemin nasıl çözüldüğünü inceleyelim.

2.5.1. İki Cisim Problemi

İki cisim arasındaki saçılma olayının tanımlanması oldukça uzun ve kompleks denklemlerin çözümünü gerektirmektedir. Bu nedenle, işlemleri basitleştirebilmek için denklemlerde bazı 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,

$$L(r_1, \dot{r}_1; r_2, \dot{r}_2) = T - V = \frac{1}{2}m_1\dot{r}_1^2 + \frac{1}{2}m_2\dot{r}_2^2 - V(r_1 - r_2) \quad (2.34)$$

Burada m_1 ve m_2 , r_1 ve r_2 konumlarındaki spinsiz iki parçacığın kütesidir. $V(r_1 - r_2)$ potansiyeli ise; sadece $r = r_1 - r_2$ göreli konumuna bağlı 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:

$$r_c = \frac{m_1 r_1 + m_2 r_2}{m_1 + m_2} \quad (2.35)$$

$$r = r_1 - r_2 \quad (2.36)$$

Bu iki denklem birleştirilirse, parçacıkların konumları şu şekilde yazılabilir:

$$r_1 = r_c + \frac{m_2}{m_1 + m_2} r \quad (2.37)$$

$$r_2 = r_c + \frac{m_1}{m_1 + m_2} r \quad (2.38)$$

Bu eşitlikler Lagrangian denkleminde yerine yazılırsa,

$$L(r_c, \dot{r}_c; r, \dot{r}) = \frac{1}{2}m_1 \left(\dot{r}_c + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \dot{r} \right)^2 + \frac{1}{2}m_2 \left(\dot{r}_c + \frac{m_1}{m_1 + m_2} \dot{r} \right)^2 - V(r) \quad (2.39)$$

$$L(r_c, \dot{r}_c; r, \dot{r}) = \frac{1}{2}M\dot{r}_c^2 + \frac{1}{2}\mu\dot{r}^2 - V(r) \quad (2.40)$$

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:

$$p_c = M\dot{r}_c = m_1\dot{r}_1 + m_2\dot{r}_2 = p_1 + p_2 \quad (2.41)$$

olup sistemin toplam momentumudur.

$$p = \mu r = \frac{m_2 p_1 - m_1 p_2}{m_1 + m_2} \quad (2.42)$$

Denklem 2.42 ise, iki parçacığın görel momentumu olarak adlandırılır. Bu sistemi Hamiltonyen deklemini ile ifade edersek;

$$H(r_c, p_c; r, p) = \frac{p_c^2}{2M} + \frac{p^2}{2\mu} + V(r) \quad (2.43)$$

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:

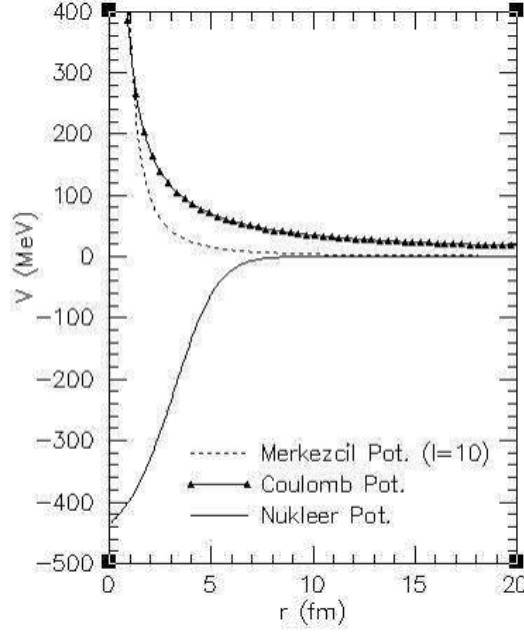
$$H_r = \frac{p^2}{2\mu} + V(r) \quad (2.44)$$

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. (Patat, 2010).

2.6. Optiksel Model Potansiyeli

Optiksel model, nükleer reaksiyonları yorumlarken, bir cismin, iki cisim arasındaki potansiyel enerjiye denk etkin bir potansiyel ile etkileştiğini kabul eder. Bu potansiyelin 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 Şekil 2.5'te görüldüğü gibi aşağıdaki forma sahiptir:

$$U_{toplam} = V_{Coulomb} + V_{Nükleer} + V_{SO} + V_{Merkezcil} \quad (2.45)$$



Şekil 2.5. Optiksel model potansiyelinin kısımları (Patat, 2010)

2.6.1. Coulomb Potansiyeli

Z_x mermi çekirdek ile düzgün dağılmış yüke sahip R_C yarıçaplı bir küre olan Z_X hedef çekirdeğin yükünün etkileşmesinden kaynaklanan Coulomb potansiyeli,

$$V_c = \frac{Z_x Z_X e^2}{r}, r \geq R_C \quad (2.46)$$

$$V_c = \frac{Z_x Z_X e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right), r \leq R_C \quad (2.47)$$

şeklinde verilir. Burada, mermi ve hedef çekirdek birleşmediği sürece (overlap) Coulomb potansiyeli noktasal olarak alınabilir. Bu potansiyel reaksiyon önleyicidir ve nükleer reaksiyonun gerçekleşebilmesi için Coulomb bariyerinin aşılması gerekmektedir. Bariyer enerjisi kabaca, $\frac{1}{4\mu\epsilon_0} \frac{Z_x Z_X e^2}{r}$ şeklindedir.

2.6.2. Nükleer Potansiyel

Nükleer potansiyel reel, (V) ve sanal (W) olmak üzere iki kısımdan oluşur ve şöyle gösterilir:

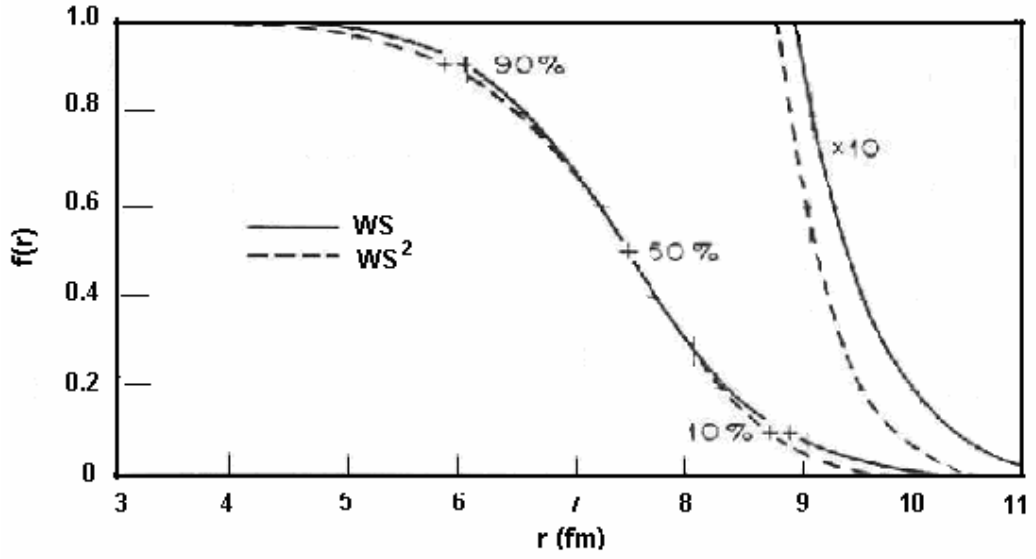
$$U_N = -Vf_V(r) + V_Sg_V(r) - i[W_VW(r) + W_Sg_W(r)] \quad (2.48)$$

Optiksel modele göre, nükleer potansiyelin reel kısmının iç bölgeleri düz ve çekicidir (negatif). 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 bir çok model önerilse de en popüler olan model aşağıda formu verilen Wood-Saxon tipidir:

$$ReV_N = V_0f(r), \quad f(r) = -\frac{1}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R_V}{a_V}\right)\right]} \quad (2.49)$$

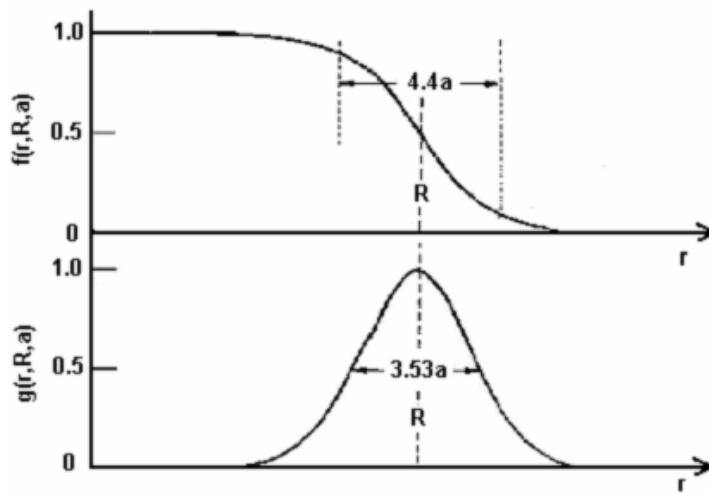
Burada; $f(r)$ form faktörü olup, V_0 derinlik, r yarıçap, a difüzyon parametreleridir. Difüzyon parametresi, potansiyelin %90'dan %10'a düştüğü mesafedir. Şekil 2.6'da Wood-Saxon formundaki potansiyelleri gösterilmektedir.

Wood-Saxon şeklinde bir potansiyel kullanmanın ağır iyonlar için geçerli olup olmadığı açık değildir. Bu sistemler güçlü absorbsiyonlu saçılmalar sergilediği ve yüzey bölgesine duyarlı oldukları için daha basit modeller kullanmak genellikle daha elverişli olmaktadır.



Şekil 2.6. Wood-Saxon (WS) ve Wood-Saxon Kare (WS^2) form faktörlerinin karşılaştırılması (Satchler, 1983)

Nükleer potansiyelin sanal kısmı ise, yüzey ve hacim olmak üzere iki forma sahiptir. Hacim formu genellikle Denklem 2.49'daki gibidir. Yüzey absorpsiyonu genellikle reel kısmın form faktörünün türevi olarak alınır. Şekil 2.7 reel potansiyelin form faktörü ve onun türevi olan sanal potansiyelin form faktörünü göstermektedir.



Şekil 2.7. Wood-Saxon form faktörü ve onun türevi (Aydın, 1997)

2.6.3. Merkezci Potansiyel

Merkezci potansiyel mermi ve hedef çekirdeğin bağıl açısal momentumundan doğar ve şiddeti aşağıda görüldüğü gibidir.

$$V_l = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (2.50)$$

Denklem 2.50'den görüldüğü üzere merkezci potansiyel açısal momentum kuantum sayısına bağlıdır. Bu potansiyel çekirdeğin nükleer potansiyelinden dolayı kendi içine çökmesini önleyen çok şiddetli bir bariyerdir (Patat, 2010)

2.6.4. Spin-Yörünge Terimi

Eğer; mermi çekirdek spine sahipse, hedefle mermi arasındaki spin-yörünge etkileşiminden doğan bir potansiyel oluşur. Bu potansiyelin fenomenolojik formu, m_π durgun pionun kütlesi olmak üzere aşağıdaki gibidir (Patat, 2010):

$$U_{SO} = -(V_{SO} + iW_{SO})\left(\frac{\hbar^2}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{df_S(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.51)$$

2.7. Optiksel Potansiyelin Özellikleri

Nükleer reaksiyon modellerinde en temel problem, deneysel verileri en iyi şekilde açıklayan potansiyel setini bulmaktır. Potansiyelleri dikkate aldığımızda, Coulomb potansiyeli V_c ve merkezci potansiyelin V_l , özellikleri çok iyi bilinmektedir. Fakat nükleer potansiyelin şekli ve parametreleri iyi bilinmemektedir. Temel problem aslında bu potansiyelin belirlenmesidir. Nükleer potansiyelin ve diğer potansiyellerin nitel özelliklerine burada değinmek isteriz.

Nükleer potansiyel kompleks olmak zorundadır, yani içerisinde sanal potansiyel barındırmalıdır. $|S| = 1$ için absorpsiyon olmadığı için S-matris, her zaman $|S| \leq 1$ olması gerekir. Sanal potansiyelin ($W(r)$) her yerde negatif olması

gerekli olmakla birlikte yalnız saçılma dalgasıyla her j değeri için integrali negatiftir (Satchler, 1983).

$$\int |X^j(r)|^2 W(r) dr \leq 0 \quad (2.52)$$

Burada, $X^j(r)$ uygun saçılma dalga fonksiyonunun radyal kısmıdır. Birçok durumda absorpsiyon potansiyeli yüzey yakınında pik yapar. Dolayısıyla, etkileşmenin yüzeyde olduğunu düşünmek yanlış olmaz. İçerdeki nükleonlar etkileşime katılmaz sadece değerlik nükleonları etkileşime katılır. Fakat, gelen parçacığın enerjisi çok yüksekse sanal potansiyel reel potansiyel formuna yakın davranır.

Nükleer potansiyeller enerji bağımlıdır. Sanal potansiyel, enerji artarken tipik olarak artar, yani gelen parçacığın enerjisi arttıkça uyarılmış kanalların sayısı artmakta, dolayısıyla bu etkileşimi tanımlayan sanal potansiyelin şiddeti artmaktadır.

Optiksel potansiyel prensipte lokal olmamakla birlikte genelde lokal formda kabul edilir. Gelen çekirdek ve hedef arasındaki antisimetrisasyon, lokal olmamanın önemli bir kaynağıdır. Nükleon-çekirdek sistemleri için Hartree-Fock potansiyeli buna açık bir örnektir (Satchler, 1983). Lokal olmama kavramını, etkileşimin sadece r 'ye bağlı olmaması bir r' parametresine de bağlı olması gibi düşünebiliriz. Dolayısıyla taban durumla uyarılmış durumlar arasında bir etkileşim varsa veya uyarılmış durumlar arasında bir etkileşim varsa bunları temsil eden potansiyelin yerelleşmemiş olduğunu düşünebiliriz.

Gelen mermi veya hedef çekirdek spine sahipse, bunlar arasında bir spin-yörünge etkileşim kuvveti olduğunu dolayısıyla bunu temsil eden bir potansiyel olduğunu düşünebiliriz. Eğer hem mermi hem de hedef çekirdek spine sahipse bir spin-spin etkileşim potansiyeli de olacaktır. Bir çekirdeğin spinini değerlik nükleonları belirlediği için, etkileşimin bu değerlik nükleonları arasında olacağını düşünmek yanlış olmaz. Dolayısıyla, spin yörünge etkileşimini temsil eden V_{so} potansiyeli sanal potansiyele benzer olarak yüzey bölgesinde pik yapar (Koçak, 2005).

3. HESAPLAMALAR İÇİN KULLANILAN PROGRAMLAR

Bu çalışmada, nükleer reaksiyonlar için tesir kesitleri Scat2 ve Talys 1.4 bilgisayar programları kullanılarak yapılmıştır. Scat2 programlama dilinde esnek olmayan saçılmalar için reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplanamaması nedeniyle, bazı hesaplamalarda sadece Talys 1.4 kullanılmıştır.

3.1. SCAT2

Scat2, FORTRAN programlama dilinde yazılmış ve Windows işletim sistemi üzerinde çalışabilen, çekirdeklerin elastik saçılma tesir kesitleri ile açılal dağılımları, toplam tesir kesiti ve optiksel model hesabı için tasarlanmış bir nükleer reaksiyon hesaplama programıdır. Programdaki hesaplamalarda uzunluk birimi femtometre (fm), tesir kesiti milibarn (mb) ve enerji birimi olarak MeV kullanılmaktadır.

3.1.1. Giriş ve Çıktı Dosyaları

SCAT2 programı, iki giriş ve dört çıktı dosyası kullanır.

Giriş Dosyaları

İlk giriş dosyası aşağıdaki beş dosyanın adlarını içerir.

1. Veri giriş dosyası,
2. Çıktı (listeleme) dosyası,
3. Geçiş katsayıları dosyası,
4. Geçici dosya,
5. Özetleme dosyası.

İlk dosyanın adı, SCAT.DAT'dır.

İkinci giriş dosyası aşağıda tanımlanan çıktı dosyalarını ve bunların giriş dosyalarını içerir.

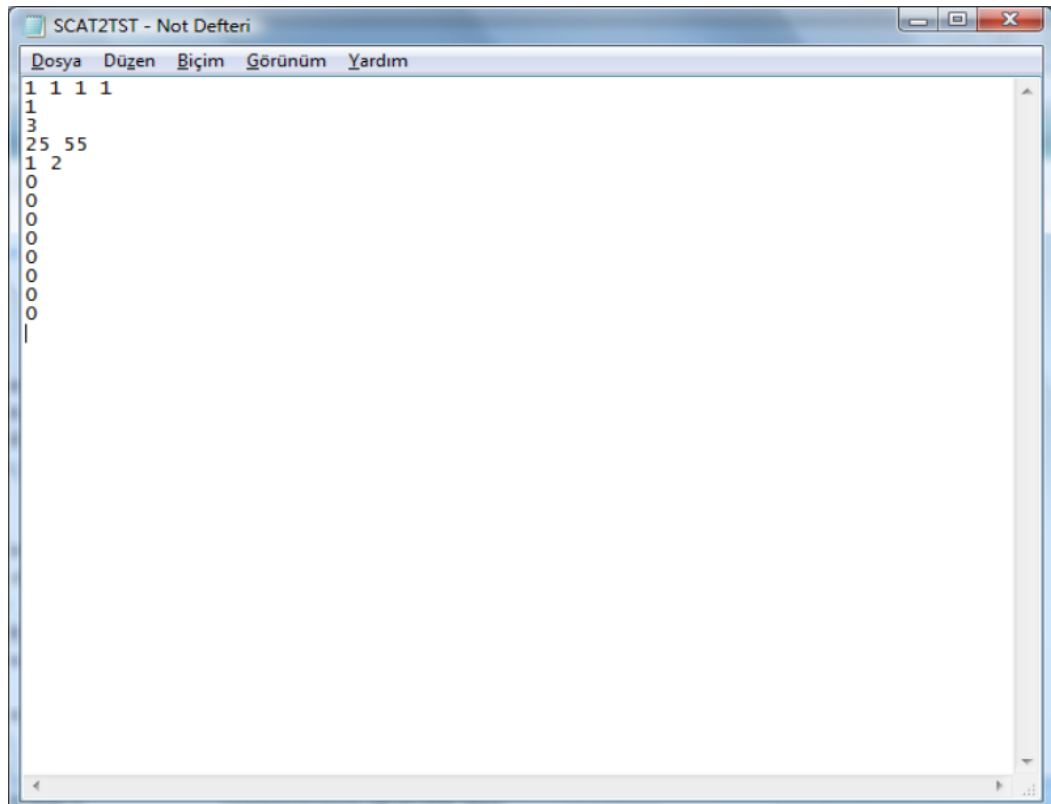
Çıktı Dosyaları

SCAT2 kodu, dört çıktı dosyası oluşturur. Bunlar:

1. Tüm sonuçların çıktı dosyası
2. GNASH veya STAPRE formatında geçiş katsayıları,
3. Geçiş katsayıları dosyasını biçimlendirmek için kullanılan geçici dosya,
4. Hesaplanan tesir kesitleri, açısal dağılımlar ve polarizasyonları içeren özet dosyası.

3.1.2. Örnek Giriş Dosyası

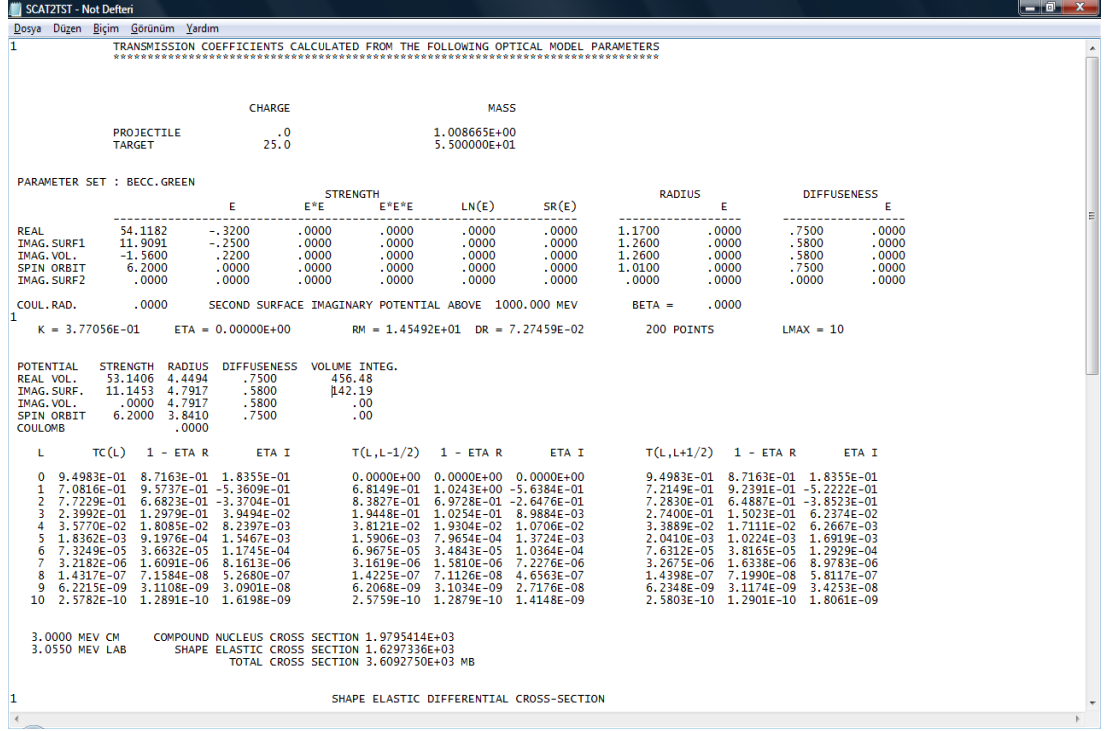
$^{55}\text{Mn}(n,n)^{55}\text{Mn}$ için yapılmış örnek bir veri giriş dosyası Şekil 3.1.'de verilmiştir.



Şekil 3.1. Örnek Scat2 giriş dosyası

3.1.3. Örnek Çıktı Dosyası

Şekil 3.1’de verilen veri giriş dosyasının hesaplanması sonucunda elde edilecek çıktı dosyası Şekil 3.2 ile gösterilmektedir.



SCAT2TST - Not Defteri

Dosya Düzen Biçim Görünüm Yardım

1 TRANSMISSION COEFFICIENTS CALCULATED FROM THE FOLLOWING OPTICAL MODEL PARAMETERS

	CHARGE	MASS
PROJECTILE	.0	1.008665E+00
TARGET	25.0	5.500000E+01

PARAMETER SET : BECC. GREEN

	E	STRENGTH	E ² E	LN(E)	SR(E)	RADIUS	E	DIFFUSENESS	E
REAL	54.1182	-.3200	.0000	.0000	.0000	1.1700	.0000	.7500	.0000
IMAG. SURF1	11.9091	-.2500	.0000	.0000	.0000	1.2600	.0000	.5800	.0000
IMAG. VOL.	-1.5600	.2200	.0000	.0000	.0000	1.2600	.0000	.5800	.0000
SPIN ORBIT	6.2000	.0000	.0000	.0000	.0000	1.0100	.0000	.7500	.0000
IMAG. SURF2	.0000	.0000	.0000	.0000	.0000	.0000	.0000	.0000	.0000

COUL. RAD. .0000 SECOND SURFACE IMAGINARY POTENTIAL ABOVE 1000.000 MEV BETA = .0000

1 K = 3.77056E-01 ETA = 0.00000E+00 RM = 1.45492E+01 DR = 7.27459E-02 200 POINTS LMAX = 10

POTENTIAL	STRENGTH	RADIUS	DIFFUSENESS	VOLUME INTEG.
REAL VOL.	53.1406	4.4494	.7500	456.48
IMAG. SURF.	11.1453	4.7917	.5800	142.19
IMAG. VOL.	.0000	4.7917	.5800	.00
SPIN ORBIT	6.2000	3.8410	.7500	.00
COULOMB	.0000	.0000	.0000	.00

L	TC(L)	1 - ETA R	ETA I	T(L,L+1/2)	1 - ETA R	ETA I	T(L,L+1/2)	1 - ETA R	ETA I
0	9.4983E-01	8.7163E-01	1.8355E-01	0.0000E+00	0.0000E+00	0.0000E+00	9.4983E-01	8.7163E-01	1.8355E-01
1	7.0816E-01	9.5737E-01	-5.3609E-01	6.8149E-01	1.0243E+00	-5.6384E-01	7.2149E-01	9.2391E-01	-5.2222E-01
2	7.7229E-01	6.6823E-01	-3.3704E-01	8.3827E-01	6.9728E-01	-2.6476E-01	7.2830E-01	6.4887E-01	-3.8523E-01
3	2.3992E-01	1.2979E-01	3.9494E-02	1.9448E-01	1.0254E-01	8.9884E-03	2.7400E-01	1.5023E-01	6.2374E-02
4	3.5770E-02	1.8085E-02	8.2397E-03	3.8121E-02	1.9304E-02	1.0706E-02	3.3889E-02	1.7111E-02	6.2667E-03
5	1.8362E-03	9.1976E-04	1.5467E-03	1.5906E-03	7.9654E-04	1.3724E-03	2.0410E-03	1.0224E-03	1.6919E-03
6	7.3249E-05	3.6632E-05	1.1745E-04	6.9675E-05	3.4843E-05	1.0364E-04	7.6312E-05	3.8165E-05	1.2929E-04
7	3.2182E-06	1.6091E-06	8.1613E-06	3.1619E-06	1.5810E-06	7.2276E-06	3.2675E-06	1.6338E-06	8.9783E-06
8	1.4317E-07	7.1584E-08	5.2680E-07	1.4225E-07	7.1126E-08	4.6563E-07	1.4398E-07	7.1990E-08	5.8117E-07
9	6.2215E-09	3.1108E-09	3.0901E-08	6.2068E-09	3.1034E-09	2.7176E-08	6.2348E-09	3.1174E-09	3.4253E-08
10	2.5782E-10	1.2891E-10	1.6198E-09	2.5759E-10	1.2879E-10	1.4148E-09	2.5803E-10	1.2901E-10	1.8061E-09

3.0000 MEV CM COMPOUND NUCLEUS CROSS SECTION 1.9795414E+03
3.0550 MEV LAB SHAPE ELASTIC CROSS SECTION 1.6297336E+03
TOTAL CROSS SECTION 3.6092750E+03 MB

1 SHAPE ELASTIC DIFFERENTIAL CROSS-SECTION

Şekil 3.2. Örnek Scat2 çıktı dosyası

SCATZIST - Not Defteri

Dosya Düzen Biçim Görünüm Yardım

1

SHAPE ELASTIC DIFFERENTIAL CROSS-SECTION

CENTER-OF-MASS SYSTEM

TETA	DSIG(TETA)	DSIGR(TETA)	DSIG/DSIGR	POLARIZATION	TETA	DSIG(TETA)	DSIGR(TETA)	DSIG/DSIGR	POLARIZATION
0.00000e+00	1.30490e+03	1.00000e+00	1.00000e+00	0.00000e+00	2.50000e+00	1.29904e+03	1.00000e+00	1.00000e+00	-3.03230e-02
5.00000e+00	1.28161e+03	1.00000e+00	1.00000e+00	-6.33956e-02	7.50000e+00	1.25300e+03	1.00000e+00	1.00000e+00	-1.02038e-01
1.00000e+01	1.21390e+03	1.00000e+00	1.00000e+00	-1.49215e-01	1.25000e+01	1.16520e+03	1.00000e+00	1.00000e+00	-2.08114e-01
1.50000e+01	1.10801e+03	1.00000e+00	1.00000e+00	-2.82233e-01	1.75000e+01	1.04359e+03	1.00000e+00	1.00000e+00	-3.75484e-01
2.00000e+01	9.73333e+02	1.00000e+00	1.00000e+00	-4.92309e-01	2.25000e+01	8.98699e+02	1.00000e+00	1.00000e+00	-6.37828e-01
2.50000e+01	8.21181e+02	1.00000e+00	1.00000e+00	-8.18014e-01	2.75000e+01	7.42254e+02	1.00000e+00	1.00000e+00	-1.03992e+00
3.00000e+01	6.63334e+02	1.00000e+00	1.00000e+00	-1.31199e+00	3.25000e+01	5.85744e+02	1.00000e+00	1.00000e+00	-1.64441e+00
3.50000e+01	5.10680e+02	1.00000e+00	1.00000e+00	-2.04966e+00	3.75000e+01	4.39186e+02	1.00000e+00	1.00000e+00	-2.54321e+00
4.00000e+01	3.72138e+02	1.00000e+00	1.00000e+00	-3.14453e+00	4.25000e+01	3.10231e+02	1.00000e+00	1.00000e+00	-3.87850e+00
4.50000e+01	2.53977e+02	1.00000e+00	1.00000e+00	-4.77753e+00	4.75000e+01	2.03709e+02	1.00000e+00	1.00000e+00	-5.88462e+00
5.00000e+01	1.59587e+02	1.00000e+00	1.00000e+00	-7.25820e+00	5.25000e+01	1.21613e+02	1.00000e+00	1.00000e+00	-8.97939e+00
5.50000e+01	8.96480e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-1.11636e+01	5.75000e+01	6.34290e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-1.39778e+01
6.00000e+01	4.25941e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-1.76625e+01	6.25000e+01	2.67016e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-2.25340e+01
6.50000e+01	1.52525e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-2.87944e+01	6.75000e+01	7.71090e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	-3.49894e+01
7.00000e+01	3.52276e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	-2.80716e+01	7.25000e+01	2.13320e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	3.19011e+01
7.50000e+01	3.00106e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	7.51782e+01	7.75000e+01	5.61123e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	6.37065e+01
8.00000e+01	9.48449e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	5.19479e+01	8.25000e+01	1.41850e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	4.18566e+01
8.50000e+01	1.93254e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	3.46056e+01	8.75000e+01	2.45703e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	2.91303e+01
9.00000e+01	2.96373e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	2.47549e+01	9.25000e+01	3.42968e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	2.10706e+01
9.50000e+01	3.83708e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	1.78235e+01	9.75000e+01	4.17301e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	1.48493e+01
1.00000e+02	4.42906e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	1.20370e+01	1.02500e+02	4.60097e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	9.30876e+00
1.05000e+02	4.68812e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	6.60846e+00	1.07500e+02	4.69307e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	3.89472e+00
1.10000e+02	4.62106e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	1.13702e+00	1.12500e+02	4.47948e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-1.68653e+00
1.15000e+02	4.27739e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-4.58996e+00	1.17500e+02	4.02502e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-7.57908e+00
1.20000e+02	3.73330e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-1.06500e+01	1.22500e+02	3.41346e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-1.37858e+01
1.25000e+02	3.07660e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-1.69517e+01	1.27500e+02	2.73336e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-2.00863e+01
1.30000e+02	2.39362e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-2.30892e+01	1.32500e+02	2.06622e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-2.58011e+01
1.35000e+02	1.75877e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-2.79766e+01	1.37500e+02	1.47751e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-2.94515e+01
1.40000e+02	1.22720e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-2.90667e+01	1.42500e+02	1.01108e+01	1.00000e+00	1.00000e+00	-2.66975e+01
1.45000e+02	8.30886e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	-2.12180e+01	1.47500e+02	6.86925e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	-1.17259e+01
1.50000e+02	5.78148e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	2.17363e+00	1.52500e+02	5.02313e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	1.96143e+01
1.55000e+02	4.56163e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	3.79794e+01	1.57500e+02	4.35623e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	5.35346e+01
1.60000e+02	4.36039e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	6.33061e+01	1.62500e+02	4.52394e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	6.62641e+01
1.65000e+02	4.79565e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	6.33521e+01	1.67500e+02	5.12548e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	5.62897e+01
1.70000e+02	5.46683e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	4.66882e+01	1.72500e+02	5.78578e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	3.57017e+01
1.75000e+02	6.02673e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	2.40347e+01	1.77500e+02	6.18608e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	1.20701e+01
1.80000e+02	6.24095e+00	1.00000e+00	1.00000e+00	0.00000e+00					

PROJECTILE A= 1. Z= 0. TARGET A= 55. Z= 25.

ENERGY	SIGMA-CN	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
3.0000	1979.54	.949828	.708161	.772288	.239922	.035770	.001836	.000073	.000003	.000000	.000000	.000000

Şekil 3.2. (devam)

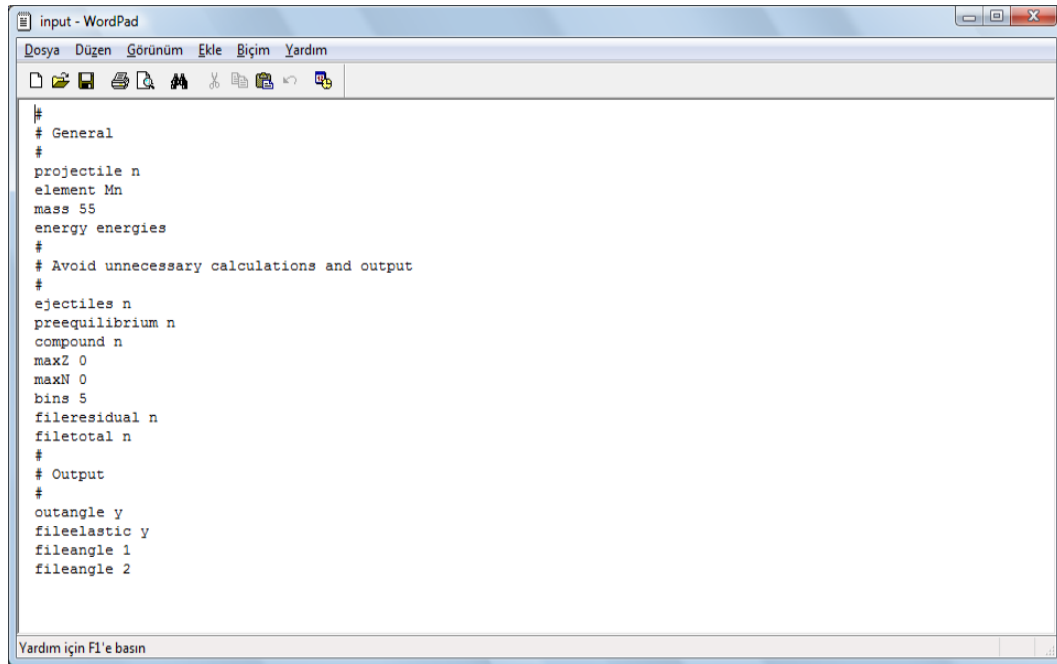
3.2. Talys 1.4

Talys 1.4, linux ve unix işletim sisteminde çalıştırılabilen nükleer reaksiyonları analiz etmek için hazırlanmış bir bilgisayar programıdır (Koning, 2011). Programın temel görevi 1-200 MeV enerji aralığında bulunan nötron, proton, döteron, triton, gama, alfa ve ^3He parçacıkları ile kütle ağırlığı 12 ve daha fazla olan çekirdeklerin etkileşimlerinin incelenmesidir. Bütün bu olayları gerçekleştirebilmek için Talys 1.4 tek bir kod sistemi kullanır. Talys 1.4 nükleer reaksiyon simülasyon programı, reaksiyon tesir kesiti için farklı modellerle nasıl bir sonuç elde edebileceği hakkında analiz yapma imkanı sunmaktadır. Bu yönüyle modern nükleer modeller, optiksel model, seviye yoğunluğu, doğrudan reaksiyonlar, bileşik reaksiyonlar, denge öncesi ve fisyon reaksiyonları gibi nükleer yapılar hakkında gerekli olan bilgileri ve parametreleri veritabanında barındırır. Aynı zamanda; toplam ve parçalı tesir kesit hesabı yapılabilir, açısal dağılım enerji spektrumunu görebilir ve çift diferansiyel spektrumu çıkarılabilir. Bu kapsamda, programın iki temel amacı vardır. Bunlardan birincisi, nükleer reaksiyonların teorik olarak deneylerinin yapılabilmesidir. İkincisi

ise, nükleer veri aracıdır. Eğer ulaşılabilen herhangi bir veri bulunmadığında veya deneysel verileri kullanarak birçok farklı modelin ayarlanabilir parametrelerini belirledikten sonra, Talys bütün açık kanallar için veri üretebilir. Bu özelliği zengin veri tabanından kaynaklanmaktadır. Kullanıcı isterse enerji aralığını kendisi ayarlayarak simülasyonu gerçekleştirebilir. Bu özelliğiyle detaylı bir araştırma yapılmasına imkân sunmaktadır, çünkü programda birçok özelliği, kullanıcı kendisi incelemek istediği durumlara göre ayarlayabilmektedir (Pektaş, 2012).

3.2.1. Örnek Giriş Dosyası

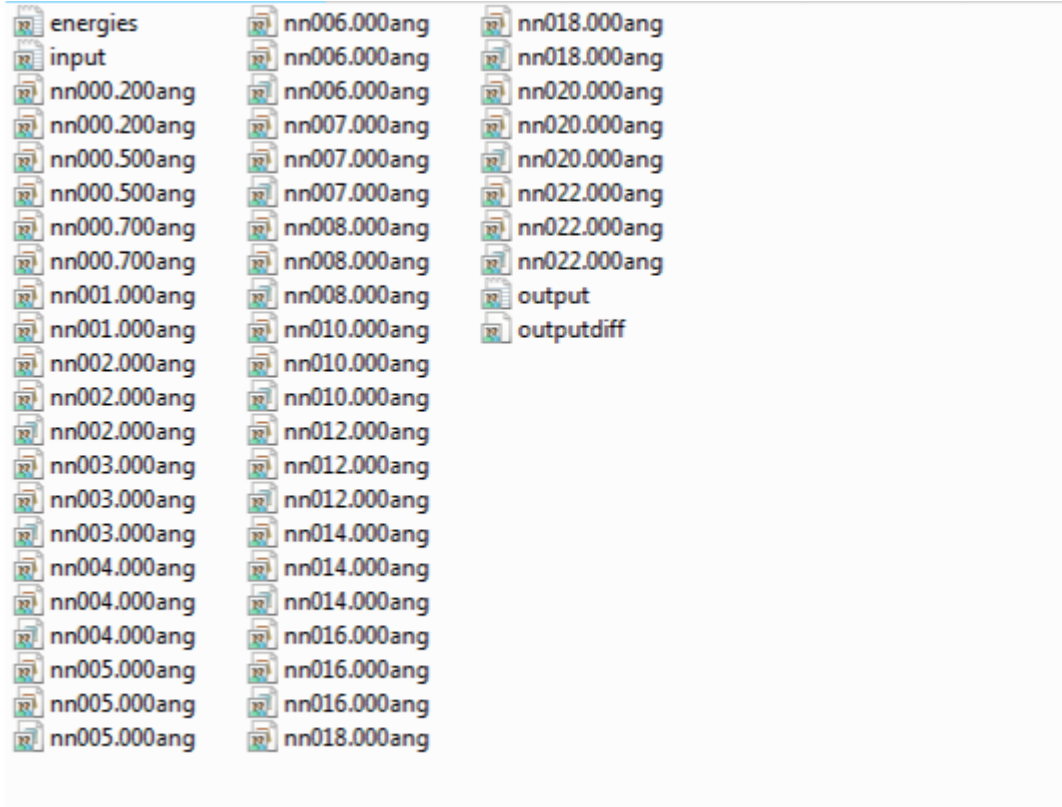
$^{55}\text{Mn}(n,n)^{55}\text{Mn}$ için yapılmış örnek bir veri giriş dosyası Şekil 3.3.'te verilmiştir.



Şekil 3.3. Talys 1.4 programı örnek veri giriş dosyası

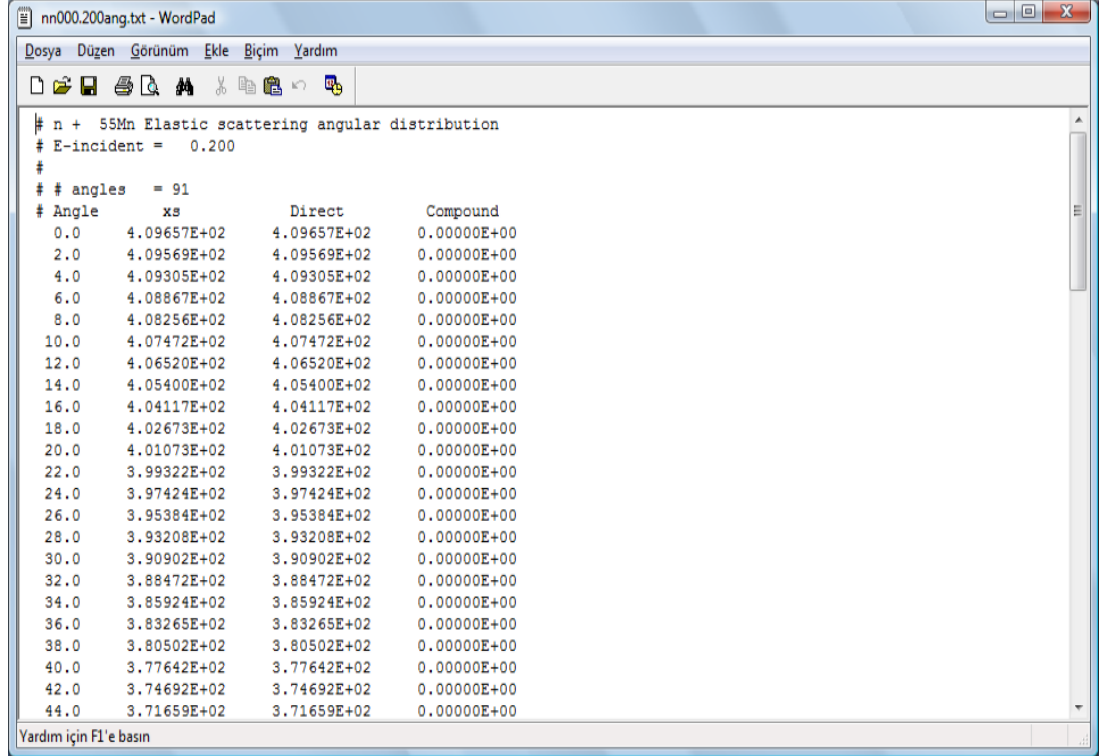
3.2.2. Örnek Çıktı Dosyası

Talys 1.4. nükleer reaksiyon programı çok farklı reaksiyon tesir kesit hesaplaması için çıktı dosyası üretir. Bu durumdan dolayı geniş kapsamlı bir araştırma yapılabilmesi mümkündür. Bir reaksiyondaki tüm elemanlar için ayrı ayrı tesir kesit hesapladığı gibi, girilen farklı parametreler sonucuna göre her durum ve istenilen durumlar için ayrı ayrı çıktı dosyası sunmaktadır. Örneğin $^{55}\text{Mn}(n,n)^{55}\text{Mn}$ reaksiyonu için istenilen parametreler girildiği takdirde, tüm çıkabilecek parçacıklar; nötron, proton, alfa, vs. üretimleri için tesir kesit hesaplamaları görülebilir ve bunların hepsi ayrı ayrı dosyalar halinde görülebilir. Bunun yanı sıra reaksiyon sonucunda elde edilebilecek muhtemel ürünlerin de tesir kesit hesaplamalarını farklı dosyalar bulmak mümkündür. Hesaplama yapıldıktan sonra oluşturulan dosyaların bulunduğu ekran görüntüsü Şekil 3.4’te verilmiştir.



Şekil 3.4. Hesaplama sonucu oluşturulan dosyalar

Şekil 3.4'te verilen veri giriş dosyasının hesaplanması sonucunda elde edilecek çıktı dosyalarından biri Şekil 3.5 ve eklerinde gösterilmektedir.



```
# n + 55Mn Elastic scattering angular distribution
# E-incident = 0.200
#
# # angles = 91
# Angle      xs      Direct      Compound
0.0  4.09657E+02  4.09657E+02  0.00000E+00
2.0  4.09569E+02  4.09569E+02  0.00000E+00
4.0  4.09305E+02  4.09305E+02  0.00000E+00
6.0  4.08867E+02  4.08867E+02  0.00000E+00
8.0  4.08256E+02  4.08256E+02  0.00000E+00
10.0 4.07472E+02  4.07472E+02  0.00000E+00
12.0 4.06520E+02  4.06520E+02  0.00000E+00
14.0 4.05400E+02  4.05400E+02  0.00000E+00
16.0 4.04117E+02  4.04117E+02  0.00000E+00
18.0 4.02673E+02  4.02673E+02  0.00000E+00
20.0 4.01073E+02  4.01073E+02  0.00000E+00
22.0 3.99322E+02  3.99322E+02  0.00000E+00
24.0 3.97424E+02  3.97424E+02  0.00000E+00
26.0 3.95384E+02  3.95384E+02  0.00000E+00
28.0 3.93208E+02  3.93208E+02  0.00000E+00
30.0 3.90902E+02  3.90902E+02  0.00000E+00
32.0 3.88472E+02  3.88472E+02  0.00000E+00
34.0 3.85924E+02  3.85924E+02  0.00000E+00
36.0 3.83265E+02  3.83265E+02  0.00000E+00
38.0 3.80502E+02  3.80502E+02  0.00000E+00
40.0 3.77642E+02  3.77642E+02  0.00000E+00
42.0 3.74692E+02  3.74692E+02  0.00000E+00
44.0 3.71659E+02  3.71659E+02  0.00000E+00
```

Şekil 3.5. Örnek Talys 1.4 çıktı dosyası

nn000.200ang.txt - WordPad

Dosya Düzen Görünüm Ekle Biçim Yardım

46.0	3.68552E+02	3.68552E+02	0.00000E+00
48.0	3.65377E+02	3.65377E+02	0.00000E+00
50.0	3.62142E+02	3.62142E+02	0.00000E+00
52.0	3.58855E+02	3.58855E+02	0.00000E+00
54.0	3.55523E+02	3.55523E+02	0.00000E+00
56.0	3.52154E+02	3.52154E+02	0.00000E+00
58.0	3.48756E+02	3.48756E+02	0.00000E+00
60.0	3.45335E+02	3.45335E+02	0.00000E+00
62.0	3.41900E+02	3.41900E+02	0.00000E+00
64.0	3.38457E+02	3.38457E+02	0.00000E+00
66.0	3.35013E+02	3.35013E+02	0.00000E+00
68.0	3.31575E+02	3.31575E+02	0.00000E+00
70.0	3.28150E+02	3.28150E+02	0.00000E+00
72.0	3.24744E+02	3.24744E+02	0.00000E+00
74.0	3.21363E+02	3.21363E+02	0.00000E+00
76.0	3.18014E+02	3.18014E+02	0.00000E+00
78.0	3.14701E+02	3.14701E+02	0.00000E+00
80.0	3.11432E+02	3.11432E+02	0.00000E+00
82.0	3.08209E+02	3.08209E+02	0.00000E+00
84.0	3.05039E+02	3.05039E+02	0.00000E+00
86.0	3.01926E+02	3.01926E+02	0.00000E+00
88.0	2.98874E+02	2.98874E+02	0.00000E+00
90.0	2.95887E+02	2.95887E+02	0.00000E+00
92.0	2.92969E+02	2.92969E+02	0.00000E+00
94.0	2.90122E+02	2.90122E+02	0.00000E+00
96.0	2.87351E+02	2.87351E+02	0.00000E+00
98.0	2.84656E+02	2.84656E+02	0.00000E+00
100.0	2.82042E+02	2.82042E+02	0.00000E+00

Yardım için F1'e basın

Şekil 3.5. (devam)

nn000.200ang.txt - WordPad

Dosya Düzen Görünüm Ekle Biçim Yardım

102.0	2.79509E+02	2.79509E+02	0.00000E+00
104.0	2.77059E+02	2.77059E+02	0.00000E+00
106.0	2.74694E+02	2.74694E+02	0.00000E+00
108.0	2.72415E+02	2.72415E+02	0.00000E+00
110.0	2.70222E+02	2.70222E+02	0.00000E+00
112.0	2.68116E+02	2.68116E+02	0.00000E+00
114.0	2.66097E+02	2.66097E+02	0.00000E+00
116.0	2.64165E+02	2.64165E+02	0.00000E+00
118.0	2.62319E+02	2.62319E+02	0.00000E+00
120.0	2.60559E+02	2.60559E+02	0.00000E+00
122.0	2.58884E+02	2.58884E+02	0.00000E+00
124.0	2.57293E+02	2.57293E+02	0.00000E+00
126.0	2.55785E+02	2.55785E+02	0.00000E+00
128.0	2.54358E+02	2.54358E+02	0.00000E+00
130.0	2.53011E+02	2.53011E+02	0.00000E+00
132.0	2.51741E+02	2.51741E+02	0.00000E+00
134.0	2.50547E+02	2.50547E+02	0.00000E+00
136.0	2.49427E+02	2.49427E+02	0.00000E+00
138.0	2.48378E+02	2.48378E+02	0.00000E+00
140.0	2.47399E+02	2.47399E+02	0.00000E+00
142.0	2.46487E+02	2.46487E+02	0.00000E+00
144.0	2.45640E+02	2.45640E+02	0.00000E+00
146.0	2.44856E+02	2.44856E+02	0.00000E+00
148.0	2.44131E+02	2.44131E+02	0.00000E+00
150.0	2.43465E+02	2.43465E+02	0.00000E+00
152.0	2.42854E+02	2.42854E+02	0.00000E+00
154.0	2.42296E+02	2.42296E+02	0.00000E+00
156.0	2.41789E+02	2.41789E+02	0.00000E+00

Yardım için F1'e basın

Şekil 3.5. (devam)

128.0	2.54358E+02	2.54358E+02	0.00000E+00
130.0	2.53011E+02	2.53011E+02	0.00000E+00
132.0	2.51741E+02	2.51741E+02	0.00000E+00
134.0	2.50547E+02	2.50547E+02	0.00000E+00
136.0	2.49427E+02	2.49427E+02	0.00000E+00
138.0	2.48378E+02	2.48378E+02	0.00000E+00
140.0	2.47399E+02	2.47399E+02	0.00000E+00
142.0	2.46487E+02	2.46487E+02	0.00000E+00
144.0	2.45640E+02	2.45640E+02	0.00000E+00
146.0	2.44856E+02	2.44856E+02	0.00000E+00
148.0	2.44131E+02	2.44131E+02	0.00000E+00
150.0	2.43465E+02	2.43465E+02	0.00000E+00
152.0	2.42854E+02	2.42854E+02	0.00000E+00
154.0	2.42296E+02	2.42296E+02	0.00000E+00
156.0	2.41789E+02	2.41789E+02	0.00000E+00
158.0	2.41332E+02	2.41332E+02	0.00000E+00
160.0	2.40921E+02	2.40921E+02	0.00000E+00
162.0	2.40555E+02	2.40555E+02	0.00000E+00
164.0	2.40233E+02	2.40233E+02	0.00000E+00
166.0	2.39953E+02	2.39953E+02	0.00000E+00
168.0	2.39713E+02	2.39713E+02	0.00000E+00
170.0	2.39512E+02	2.39512E+02	0.00000E+00
172.0	2.39349E+02	2.39349E+02	0.00000E+00
174.0	2.39223E+02	2.39223E+02	0.00000E+00
176.0	2.39134E+02	2.39134E+02	0.00000E+00
178.0	2.39081E+02	2.39081E+02	0.00000E+00
180.0	2.39063E+02	2.39063E+02	0.00000E+00

Şekil 3.5. (devam)

4. HESAPLAMALAR VE BULGULAR

Bu çalışmada; farklı gelme enerjilerine sahip nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden elastik ve inelastik saçılmalarının optiksel model analizi yapılmıştır. 3, 4, 6.09, 8.05, 11.01 MeV enerjili nötronların elastik saçılma ve 3.4 MeV enerjili nötronların inelastik saçılmaların diferansiyel tesir kesitlerinin açısal dağılımları hesaplanmıştır. Ayrıca, 0,2 - 22 MeV arası gelme enerjilerine sahip nötronların elastik saçılması için toplam tesir kesitleri hesaplanmıştır. Elastik saçılma için Scat2 ve Talys 1.4 programları, inelastik saçılma için Talys 1.4 programı kullanılarak diferansiyel tesir kesitleri ve açısal dağılımları hesaplanmış ve sonuçlar Uluslararası Atom Enerjisi Ajansı'nın (IAEA), EXFOR deneysel nükleer veri kütüphanesinden elde edilen deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır.

4.1. $^{55}\text{Mn}(n,n)^{55}\text{Mn}$ Elastik Saçılması

3, 4, 6.09, 8.05, 11.01 MeV enerjili nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden esnek saçılması sonucu elde edilen diferansiyel tesir kesitleri ve açısal dağılımları Scat2 kodu ve Talys 1.4 ile hesaplanmış ve mevcut deneysel veri (Holmqvist vd., 1969) ile uyumu incelenmiştir. Scat2 programında kullanılan optiksel potansiyel:

$$U(r) = V_C(r) - V_0 f(r, r_0, a_0) - i[W_V f(r, r_V, a_V) + 4W_S g(r, r_S, a_S)] + C_{SO} V_{SO} h(r, r_{SO}, a_{SO})(\vec{L} \cdot \vec{S}) \quad (4.1)$$

yapısındadır. Bu potansiyeldeki terimler soldan sağa doğru sırasıyla; Coulomb potansiyeli, gerçek hacim potansiyeli, sanal hacim potansiyeli, sanal yüzey potansiyeli ve gerçek spin-yörünge potansiyelidir. Bu potansiyel (2.45) eşitliği ile verilen optiksel potansiyelden farklı olarak merkezci potansiyel ve sanal spin-yörünge terimi içermemektedir. Ayrıca $f(r)$, $g(r)$ ve $h(r)$ terimleri detayları 2. bölümde anlatılan form faktörleridir. Her bir potansiyel terimi,

$$V = V_0 + (V_1 \times E) + (V_2 \times E^2) + (V_3 \times E^3) + (V_4 \times \ln(E)) + (V_5 \times \sqrt{E}) \quad (4.2)$$

yapısında bir enerji bağımlılığına sahip olabilir. İndirgenmiş yarıçap ve yaygınlık parametreleride,

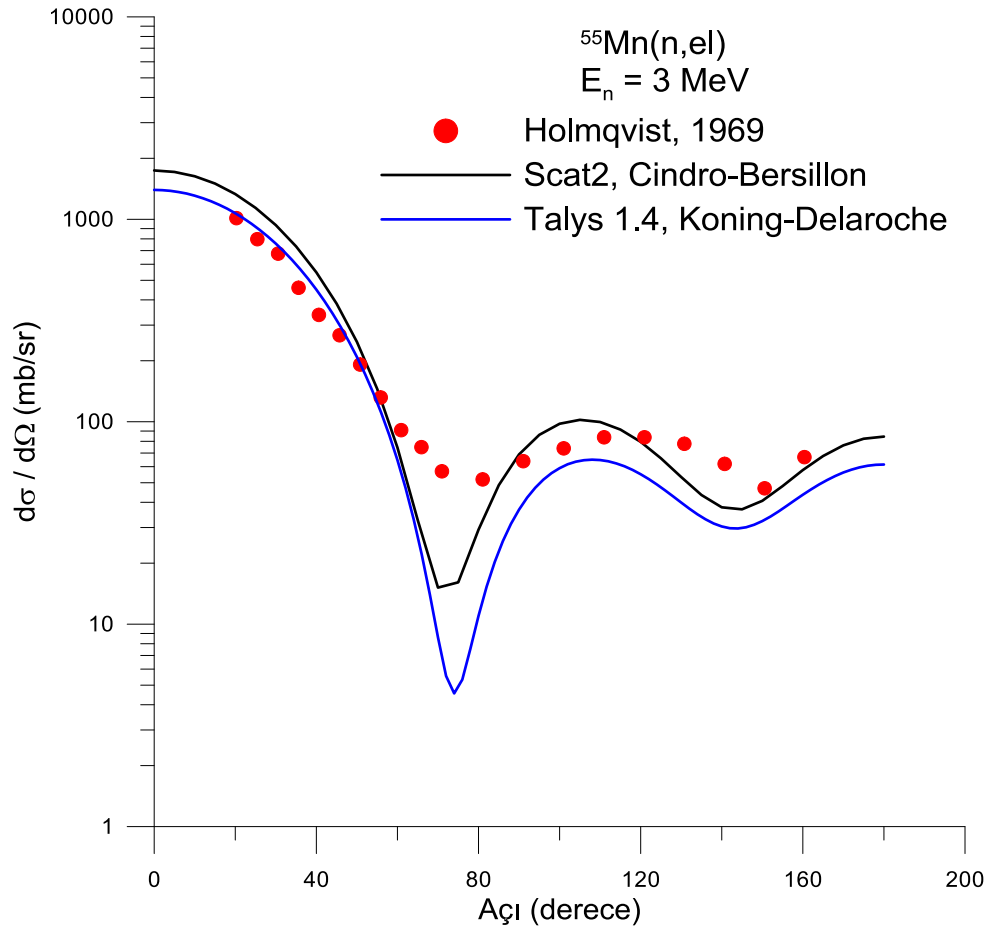
$$r_i = r_i^0 + (r_i^1 \times E), \quad a_i = a_i^0 + (a_i^1 \times E), \quad i = 1,2,3,4 \quad (4.3)$$

şeklinde lineer enerji bağımlılıklarına sahip olabilir. Scat2 kodu ile hesaplama yaparken nötron girişli reaksiyonlar için programın veritabanında mevcut olan bir optiksel potansiyel parametre seti (Bersillon, 1988) değişiklik yapılmadan kullanılmıştır. Optiksel model hesabı yapan bir başka program olan Talys 1.4 kodu ile yapılan hesaplamada ön tanımlı optiksel model parametreleri (Koning-Delaroche, 2003) kullanılmıştır. Bu iki programda kullanılan optiksel potansiyel parametre değerleri Çizelge 4.1’de gösterilmiştir.

Çizelge 4.1. Scat2 ve Talys 1.4’te $^{55}\text{Mn}(n,n)^{55}\text{Mn}$ elastik saçılma hesabı için kullanılan parametre setleri

Parametreler	Scat2	Talys 1.4
V_0 (MeV)	71	51.83
r_0 (fm)	1.1926	1.183
a_0 (fm)	0.65	0.663
W_V (MeV)	-	0.33
r_V (fm)	-	1.183
a_V (fm)	-	0.663
W_S (MeV)	$7-0.4E_n$	4.63
r_S (fm)	1.21	1.278
a_S (fm)	0.47	0.528
V_{SO} (MeV)	7	5.95
W_{SO} (MeV)	-	-0.02
r_{SO} (fm)	1.1926	1
a_{SO} (fm)	0.65	0.55
Başlangıç parametreleri	Cindro-Bersillon	Koning-Delaroche

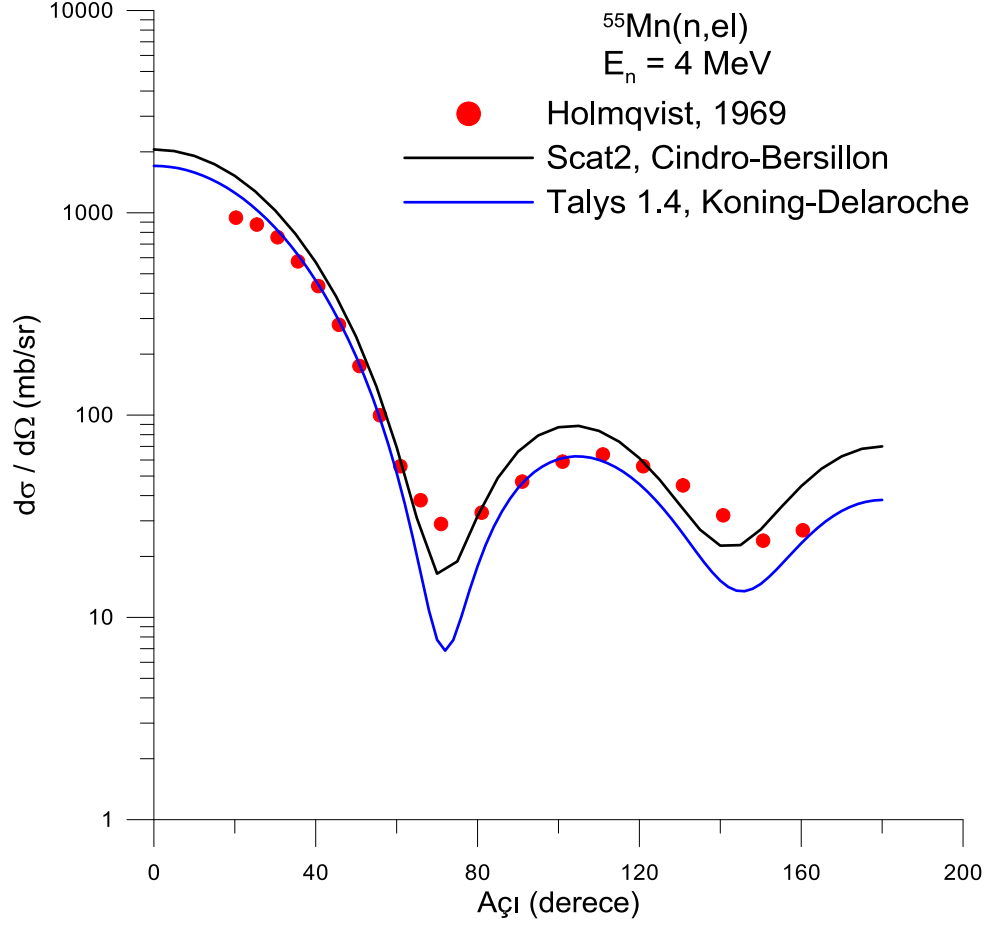
4.1.1. $E_n = 3$ MeV Durumu



Şekil 4.1. 3 MeV enerjili nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden elastik saçılması için hesaplanan diferansiyel tesir kesitleri ve deneysel verilerin uyumu

Şekil 4.1’de görüldüğü üzere 20° - 60° aralığındaki açılarda Talys 1.4 programı ile hesaplanan teorik değerler ile deneysel değerler arasında belirgin bir uyum göze çarpmaktadır. Ancak 60° den büyük açılarda deneysel ve teorik değerler arasında sapmalar söz konusudur. Scat2 programı ile hesaplanmış olan diferansiyel tesir kesitlerinin deneysel değerlere en uyumlu sonuçlar verdiği görülmektedir.

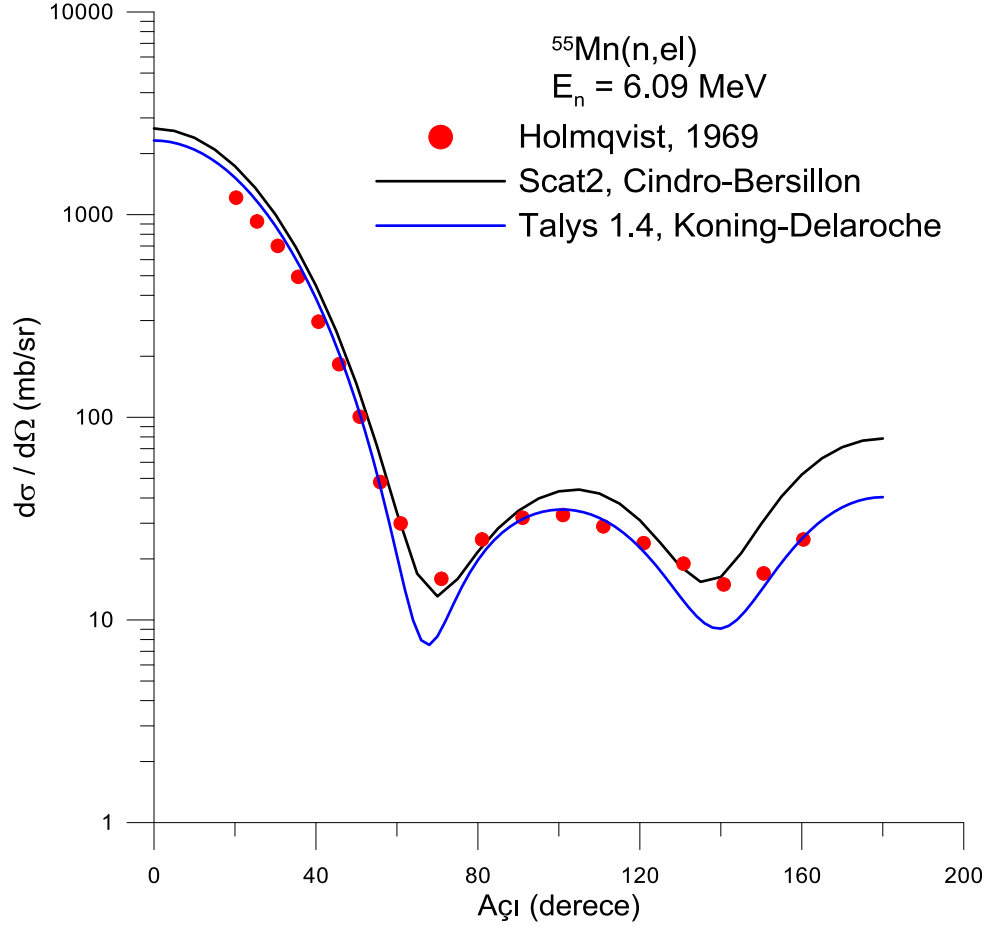
4.1.2. $E_n = 4$ MeV Durumu



Şekil 4.2. 4 MeV enerjili nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden elastik saçılması için hesaplanan diferansiyel tesir kesitleri ve deneysel verilerin uyumu

Şekil 4.2’de görüldüğü üzere 20° - 60° aralığındaki açılarda Talys 1.4 programı ile hesaplanan teorik değerler ile deneysel değerler arasında belirgin bir uyum göze çarpmaktadır. Ancak 60° den büyük açılarda deneysel ve teorik değerler arasında sapmalar söz konusudur. Scat2 programı ile hesaplanmış olan diferansiyel tesir kesitlerinin deneysel değerlere en uyumlu sonuçlar verdiği görülmektedir.

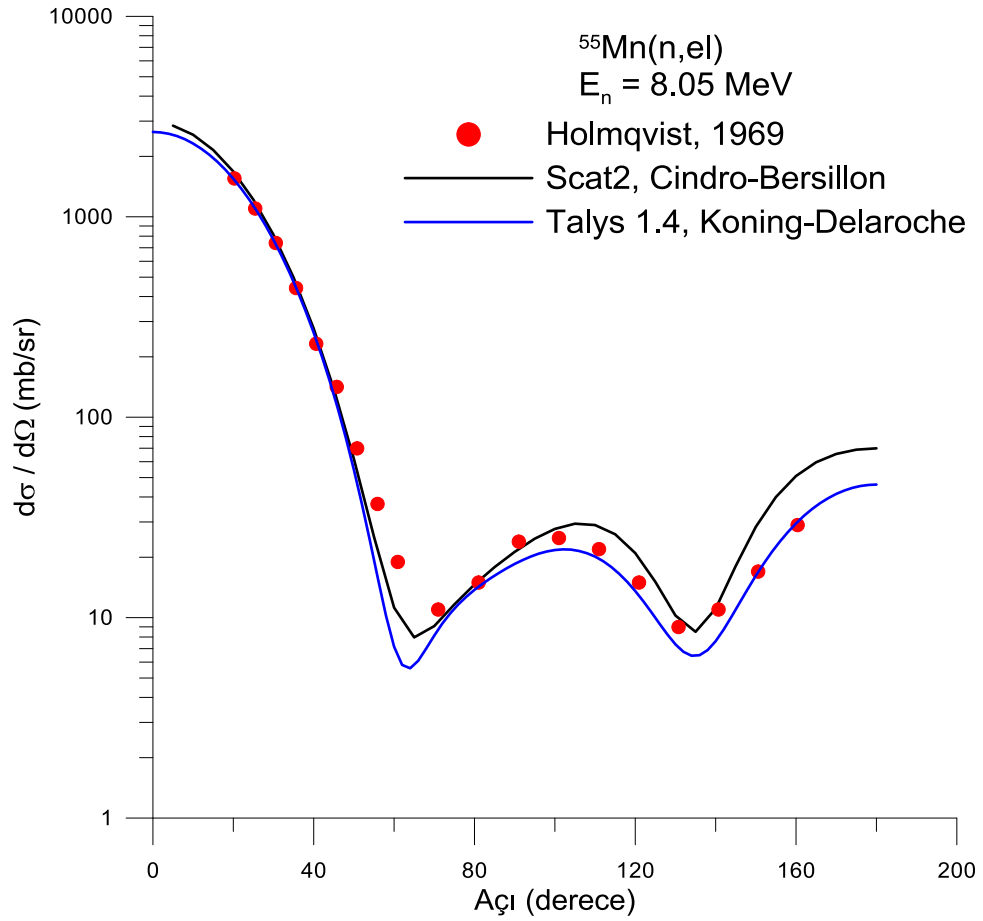
4.1.3. $E_n = 6.09$ MeV Durumu



Şekil 4.3. 6.09 MeV enerjili nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden elastik saçılması için hesaplanan diferansiyel tesir kesitleri ve deneysel verilerin uyumu

Şekil 4.3'te görüldüğü üzere 20° - 60° aralığındaki açılarda Talys 1.4 programı ile hesaplanan teorik değerler ile deneysel değerler arasında belirgin bir uyum göze çarpmaktadır. Ancak 60° den büyük açılarda deneysel ve teorik değerler arasında sapmalar söz konusudur. Scat2 programı ile hesaplanmış olan diferansiyel tesir kesitlerinin deneysel değerlere en uyumlu sonuçlar verdiği görülmektedir.

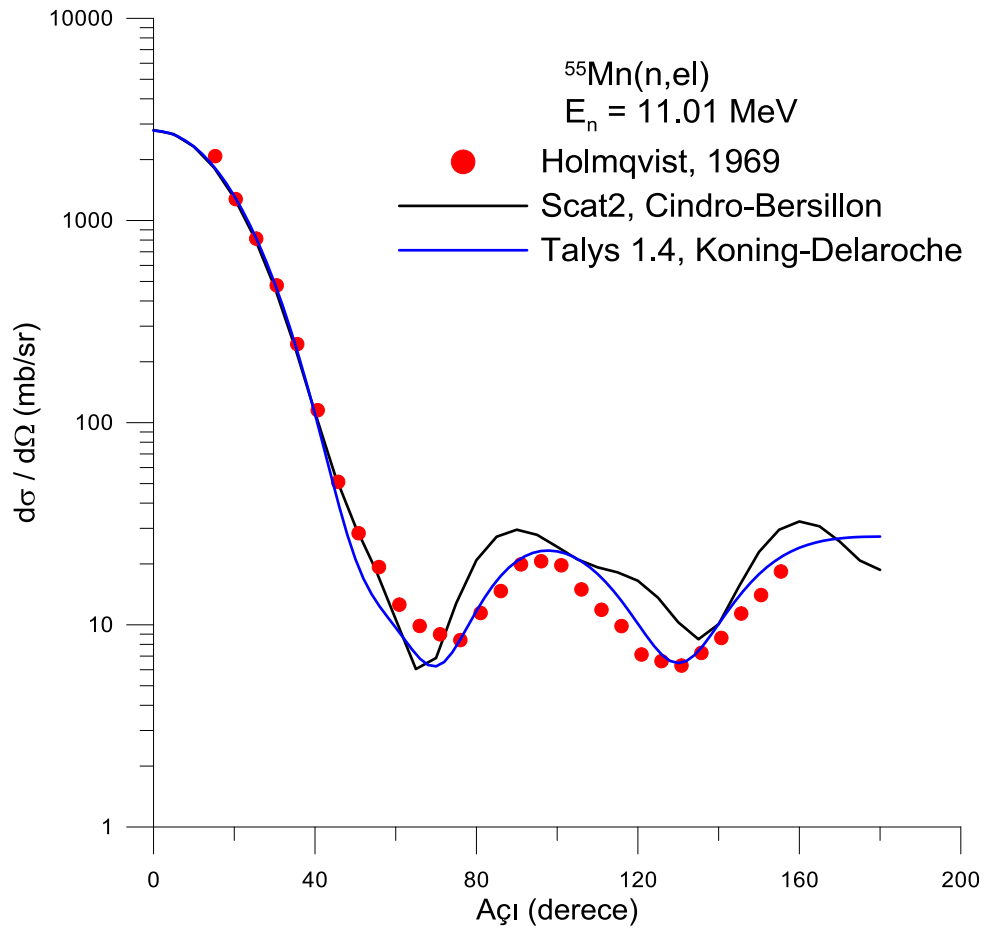
4.1.4. $E_n = 8.05$ MeV Durumu



Şekil 4.4. 8.05 MeV enerjili nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden elastik saçılması için hesaplanan diferansiyel tesir kesitleri ve deneysel verilerin uyumu

Şekil 4.4'te görüldüğü üzere 20° - 60° aralığındaki açılarda Talys 1.4 programı ile hesaplanan teorik değerler ile deneysel değerler arasında belirgin bir uyum göze çarpmaktadır. Ancak 60° den büyük açılarda deneysel ve teorik değerler arasında sapmalar söz konusudur.

4.1.5. $E_n = 11.01$ MeV Durumu



Şekil 4.5. 11.01 MeV enerjili nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden elastik saçılması için hesaplanan diferansiyel tesir kesitleri ve deneysel verilerin uyumu

Şekil 4.5'te görüldüğü üzere 20° - 60° aralığındaki açılarda hesaplanan teorik değerler ile deneysel değerler arasında belirgin bir uyum göze çarpmaktadır. Ancak 60° den büyük açılarda deneysel ve teorik değerler arasında sapmalar söz konusudur. Talys 1.4 programı ile hesaplanmış olan diferansiyel tesir kesitlerinin deneysel değerlere en uyumlu sonuçlar verdiği görülmektedir.

4.1.6. $^{55}\text{Mn}(n,n)^{55}\text{Mn}$ Elastik Saçılması için Toplam Tesir Kesitleri

0.2-22 MeV enerji aralığındaki nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden elastik saçılmasının toplam tesir kesitleri Scat2 programı ile 7 parametre setine göre hesaplanarak EXFOR'dan alınan deneysel değerler ile karşılaştırma yapılmaya çalışılmıştır. Çalışmada kullanılan Becchetti, Wilmore, Madland ve Rapaport parametre setleri Scat2'de ön tanımlı olarak bulunmaktadır. Zongdi, Kawai ve Ketrick parametre setleri ise literatürden (Rahman, 2012) bulunarak kullanılmıştır. Hesaplamalarda kullanılan parametre setlerinin optiksel model parametreleri Şekil 4.6 için Çizelge 4.2 ve Çizelge 4.3'te verilmiştir.

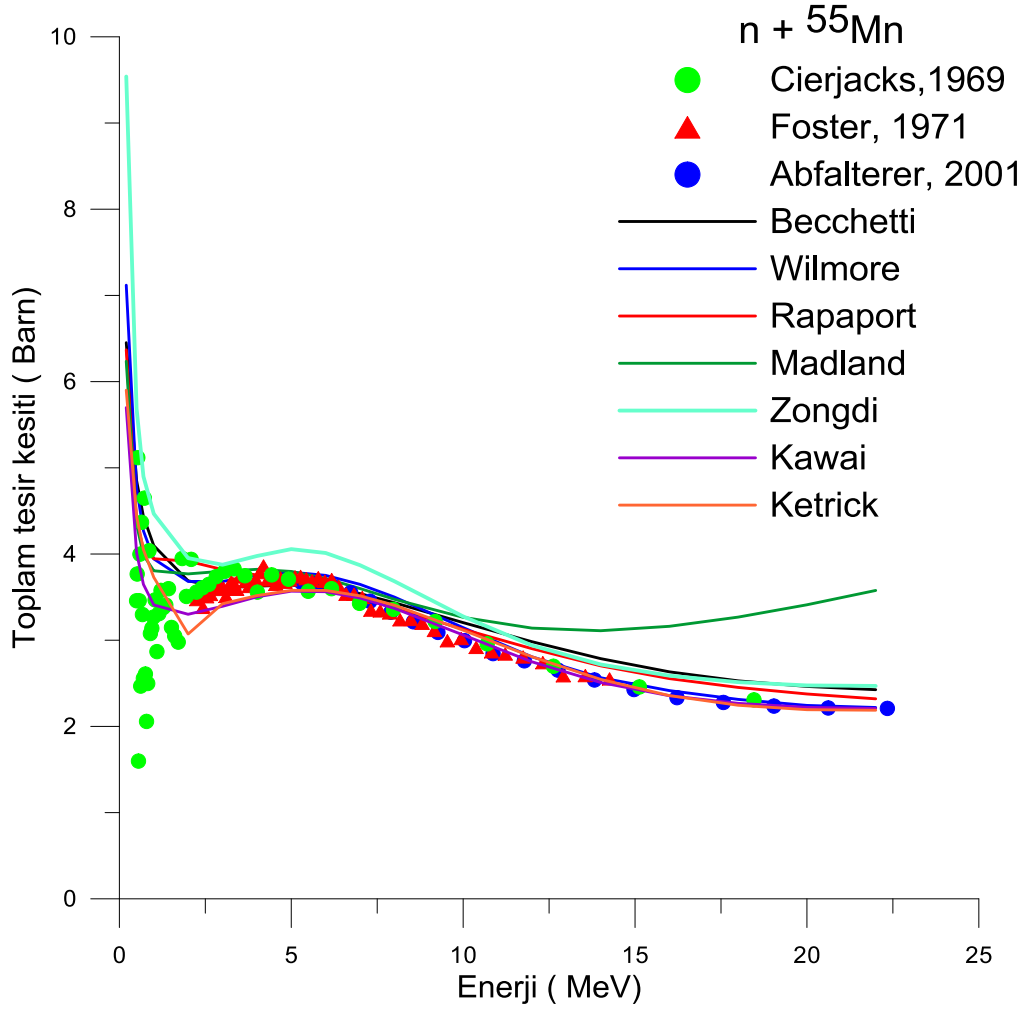
Çizelge 4.2. Scat2'de $^{55}\text{Mn}(n,n)^{55}\text{Mn}$ elastik saçılma toplam tesir kesiti hesabı için kullanılan parametre setleri

Parametreler	Becchetti	Wilmore	Madland	Rapaport
V_0 (MeV)	54.1182- 0.32E	47.01-0.267E- 0.0012E ²	47.9168-0.354E	45.0945
r_0 (fm)	1.17	1.291	1.264	1.27
a_0 (fm)	0.75	0.66	0.612	0.71
W_V (MeV)	-	-	-	-
r_V (fm)	1.26	-	-	-
a_V (fm)	0.58	-	-	-
W_S (MeV)	11.9091- 0.25E	9.52-0.53E	8.1135-0.2320E- 0.0332E ²	11.9755
r_S (fm)	1.26	1.251	1.256	1.27
a_S (fm)	0.58	0.48	0.553	0.434
V_{SO} (MeV)	6.2	7	6.2	4.55
W_{SO} (MeV)	-	-	-	-
r_{SO} (fm)	1.01	1.291	1.01	1.08
a_{SO} (fm)	0.75	0.66	0.75	0.71

Çizelge 4.3. Scat2’de $^{55}\text{Mn}(n,n)^{55}\text{Mn}$ elastik saçılma toplam tesir kesiti hesabı için kullanılan parametre setleri

Parametreler	Zongdi	Kawai	Ketrick
V_0 (MeV)	48.54-0.31E	51.33-0.331E	49.747-0.429E-0.0003E ²
r_0 (fm)	1.27	1.24	1.287
a_0 (fm)	0.68	0.541	0.56
W_V (MeV)	-	-	-
r_V (fm)	-	-	-
a_V (fm)	-	-	-
W_S (MeV)	2.4+0.4E	8.068+0.112E	11.8-0.21E
r_S (fm)	1.27	1.4	1.345
a_S (fm)	0.58	0.4	0.47
V_{SO} (MeV)	6	7	6.2
W_{SO} (MeV)	-	-	-
r_{SO} (fm)	1.2	1.24	1.12
a_{SO} (fm)	0.5	0.541	0.47

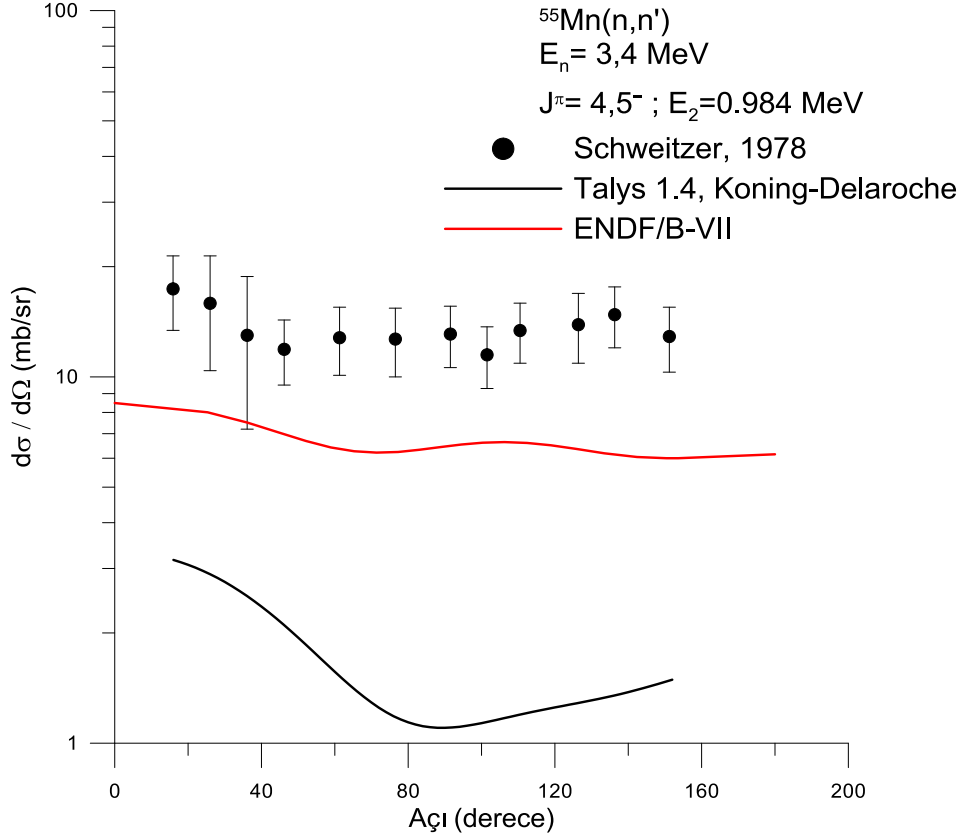
Çizelge 4.2 ve Çizelge 4.3’te verilen parametre setlerine göre Scat2 programında 0.2, 0.5, 0.7, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20 ve 22 MeV enerjili nötronların ^{55}Mn çekirdeği ile reaksiyonun toplam tesir kesiti değerleri hesaplanarak Şekil 4.6 çizilmiştir.



Şekil 4.6. 0.2-22 MeV enerji aralığında nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden elastik saçılmasının toplam tesir kesiti için hesaplanan tesir kesitlerinin ve deneysel verilerin uyumu

Şekil 4.6’da Madland parametre seti haricinde kalan parametre setleri ile deneysel değerler oldukça uyumlu sonuçlar göstermiştir. Ancak, Madland parametre setinde 10 MeV ve üstündeki değerlerde büyük bir sapma gözlenmektedir. Bu da parametre setinin yeniden değerlendirilmesi gerekliliğini ortaya koymaktadır. En uyumlu sonuç ise; Wilmore parametre setinde gözlenmekte olup, deneysel değerlere paralel bir sonuç ortaya koymuştur. Ayrıca; Kawai ve Ketrack parametre setleri deneysel sonuçlara çok yakın olan başarılı bir hesap yöntemi olduklarını göstermişlerdir.

4.2. $E_2=0.984$ MeV için Nötron İnelastik Saçılma Durumu



Şekil 4.7. $^{55}\text{Mn}(n,n')$ inelastik saçılmasının 0.984 MeV düzeyi için diferansiyel tesir kesiti açisal dağılımlarının optiksel model analizi

Şekil 4.7’de 3.4 MeV enerjili nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden inelastik saçılmasının 0.984 MeV uyarılmış düzeyi için diferansiyel tesir kesiti Çizelge 4.1’de verilen Talys 1.4 kodu (Koning-Delaroche, 2003) ile hesaplanmış, mevcut deneysel veri (Schweitzer vd., 1978) ve simülasyonla (ENDF/B-VII) karşılaştırılması yapılmıştır. Şekilde görüldüğü üzere hesap, deneysel veri ve simülasyon arasında birbirini ile hiçbir benzerlik bulunmamaktadır. Bu da gösteriyor ki, bu reaksiyon için teorik hesaplar ve simülasyonlarda yeniden bir çalışma yapılması gerekmektedir. Sorunun nereden kaynaklandığı incelenerek daha uygun modele nasıl ulaşılır diye sorgulama yapılması şarttır.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tezde, 0.2, 0.5, 0.7, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20 ve 22 MeV enerjili nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden elastik saçılması için toplam tesir kesitleri Scat2 programı ile farklı optiksel potansiyel setleri kullanılarak hesaplanmıştır. 3, 4, 6.09, 8.05 ve 11.01 MeV enerjili nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden elastik saçılmasının diferansiyel tesir kesitleri de farklı optiksel potansiyel setleri kullanılarak Scat2 ve Talys 1.4 programları ile hesaplanmıştır. Her iki çalışma da EXFOR'dan alınan deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. Ayrıca, 3.4 MeV gelme enerjili nötronların inelastik saçılmasının diferansiyel tesir kesitinin Talys 1.4 programıyla optiksel potansiyeli hesaplanmış ve EXFOR deneysel veri kütüphanesi ile ENDF simülasyon veri tabanından alınan değerlerle karşılaştırılmıştır.

Elastik saçılmalar için Talys 1.4 ve Scat2 programları ile yaptığımız 3, 4, 6.09, 8.05 ve 11.01 MeV enerjili nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden saçılmasının diferansiyel tesir kesitleri, programların ön tanımlı parametreleri kullanılarak hesaplanmış ve deneysel değerler ile yapılan karşılaştırmalarda ön tanımlı parametre setlerinin çoğunlukla deneysel değerlere oldukça yakın sonuçlar verdiği görülmüştür. 0.2, 0.5, 0.7, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20 ve 22 MeV enerjili nötronların ^{55}Mn çekirdeğinden elastik saçılması için toplam tesir kesitlerinin hesabında ise, ön tanımlı parametrelere ek olarak 3 yeni parametre seti (Zongdi, Kawai, Ketrick) daha literatürden bulunarak (Rahman, 2012) hesaba katılmıştır. Hesaba ek yapılan bu parametreler de deneysel verilerle oldukça uyumlu sonuçlar göstermişlerdir. Ancak; Scat2 için ön tanımlı parametre setleri arasında bulunan Madland Şekil 4.6'dan görüleceği üzere, 10 MeV ve üzeri enerji değerlerinde büyük bir sapma göstermektedir. Bu sapmanın nedeni incelenerek düzeltme yapılmalıdır.

3.4 MeV gelme enerjili nötronların inelastik saçılmasının diferansiyel tesir kesitinin Talys 1.4 programıyla optiksel model analizinde ise, yine ön tanımlı parametre seti kullanılmıştır. Bu çalışmada önce deneysel değerler ile karşılaştırma yapmak istedik ancak deney ile teorik hesabımız arasında büyük bir fark ortaya çıkmaktaydı. Bu yüzden, buna ek olarak ENDF değerlendirilmiş nükleer veri tabanındaki simülasyonlar da incelenmiş ve hesaba katılarak karşılaştırma yapmaya çalışılmıştır. Bu karşılaştırma esnasında da Şekil 4.7'de görüleceği üzere teorik

hesap, ENDF değerleri ve EXFOR'dan alınan deneysel değerler arasında çok farklı değerler ortaya çıkmıştır. $^{55}\text{Mn}(n,n)^{55}\text{Mn}$ elastik saçılmalarında başarılı olan teorik hesaplamaların, $^{55}\text{Mn}(n,n')^{55}\text{Mn}$ inelastik saçılmaları için aynı başarıyı göstermediği görülmektedir. Bu etkileşme için yeterince deneysel çalışmanın olmaması da teorik çalışmaları sınırlamaktadır. Bu sebeple inelastik saçılmalar için daha çok deneysel verilere ihtiyaç olduğu açıktır.

KAYNAKLAR

- Abfalterer, W.P., Bateman, F.B., Dietrich, F.S., Finlay, R.W., Haight, R.C., Morgan, G.L., Phys. Rev. C,63, (2001), 044608.
- Arya, A.P., Fundamentals of Nuclear Physics, Ally and Bacon, Boston, 1966.
- Aydın, A., $^{40}\text{Ar}(p,p)^{40}\text{Ar}$ Esnek Saçılmasının 22.6, 27.5, 30.0, 36.7 MeV Proton Enerjilerinde Optiksel Model Analizi. Doktora Tezi. Ondokuz Mayıs Üniversitesi, Samsun, 1997.
- Bayrak, O., Hafif-Ağır İyon Reaksiyonlarının Yeni Bir Potansiyel Yaklaşımı ile İncelenmesi. Yüksek Lisans Tezi. Erciyes Üniversitesi, Kayseri, 2004.
- Bersillon, O., SCAT2: Un programme de modele optique spherique. Note CEA-N-227., 1981.
- Bersillon, O., Lectures on the computer code SCAT-2, Workshop on Applied Nuclear Theory and Nuclear Model Calculations for Nuclear Technology Applications, Trieste. 1988.
- Bethe, H.A., Phys. Rev. Vol. 57, (1940), 1125.
- Burcham, W.E., Nuclear Physics an Introduction, 1973.
- Carlson, B.V., Optical Model Calculations with the Code ECIS95, 2001.
- Cierjacks, S., Forti, P., Kopsch, D., Kropp, L., Unseld, H., Nebe, J., High-Precision Measurement of the Total n-p Scattering Cross Section in the Energy Range 0.7-32 MeV, Phys. Rev. Lett. 23, (1969), 866.
- Feshbach, H., Porter, C. E. and Weisskopf, V. F., Phys. Rev. 96, (1954), 448.

- Foster, D.G, Glasgow, D.W., Neutron Total Cross Sections, 2.5 - 15 MeV. I.Experimental, Physical Review, Part C, Nuclear Physics Vol.3, (1971), 576.
- Hodgson, P.E., Nuclear Reactions and Nuclear Structure, Clarendon Pres, Oxford, 1971.
- Holmqvist, B., Wiedling, T., Sweden AE -366,(1969), 85.
- Karaoğlu, B., Kuantum Mekanikine Giriş, Biltek Yayıncılık, İstanbul, 1997.
- Koçak, G., Nükleer Kümelenme: Nükleer Reaksiyon ve Yapı Formalizmine Uygulanması. Yüksek Lisans Tezi. Erciyes Üniversitesi, Kayseri, 2005.
- Koning, A.J., and Delaroche, J.P., Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV. Nucl. Phys. A713: 231, 2003.
- Koning, A.J., Hilaire, S., Goriely, S., ‘TALYS-1.4: A Nuclear Reaction Program’, Nuclear Research and Consultancy Group (NRG), 2011.
- Krane, K., Nükleer Fizik Cilt 2, Palme yayıncılık, Ankara, 2002.
- Kürkçüoğlu, M.E., $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Esnek Saçılmasının Fenomenolojik ve Mikroskobik Potansiyeller ile Optik Model Analizleri. Doktora Tezi. Zonguldak Karaelmas Üniversitesi, Zonguldak, 2006.
- Lilley, J.S., et al., Evidence for a Progressive Failure of The Double Folding Model at Energies Approaching The Coulomb Barrier.,Phys. Letters, Vol:151B, number 3,4, 1985.
- Okumuşoğlu, N.T., 22-42 MeV Enerjili Protonların Argon-40 Çekirdeğinden Esnek Saçılması. Doçentlik Tezi. Ondokuz Mayıs Üniversitesi, Samsun, 1981.

- Patat, T., ^6He Çekirdek Reaksiyonlarının Optik Model Kullanılarak İncelenmesi ve Yeni Bir Potansiyel Seti Üretilmesi. Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi, Kayseri, 2010.
- Pektaş, M.V., $^{141}\text{Pr}(x,n)\text{Y}$ Reaksiyonlarında Toplam Tesir Kesitinin Talys 1.2 Bilgisayar Kodu İle İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Afyon Kocatepe Üniversitesi, 2012.
- Rahman, M.R., Neutron cross-sections for ^{55}Mn in the energy range from 0.2 to 22 MeV, Turk J Phys, 36 (2012) , 343 – 351.
- Satchler, G.R., Introduction to Nuclear Reactions. 153-210. Mc Millan Pres Ltd., London, 1980.
- Satchler, G.R., Direct Nuclear Reactions, Oxford University Pres, New York, 1983.
- Schweitzer, Th., Seeliger, D., Unholzer, S., Elastic and inelastic scattering of 3.4MeV neutrons by $^{23}\text{Na}, ^{24}\text{Mg}, ^{27}\text{Al}, ^{28}\text{Si}, ^{31}\text{P}, ^{55}\text{Mn}, ^{56}\text{Fe}$ and ^{209}Bi , Dresden, Techn.Univ. at Dresden and Pirna, 1978.
- Taşan, M., $^{40}\text{Ar}(p,p')^{40}\text{Ar}$ İnelastik Saçılmasının 25.1 ve 32.5 MeV Enerjilerde Çiftlenmiş Kanal (CC) Analizi. Doktora Tezi. Ondokuz Mayıs Üniversitesi, Samsun, 2001.
- Woods, R.D., and Saxon, D.S., Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering. Phys. Rev. Vol. 95: 577-578, 1954.
- Yıldız, Ö.F., 0-300 MeV Enerji Aralığında $^{206,207,208}\text{Pb}(p,xn)^{205}\text{Bi}$ Reaksiyon Tesir Kesitlerinin Hesaplanması, Yüksek Lisans Tezi, Afyon Kocatepe Üniversitesi, 2011.
- Yücel, H., 20.4 MeV Enerjili Polarize Protonların ^{64}Zn Çekirdeğinden İnelastik Saçılmasının Çiftlenmiş Kanal (CC) Analizi. Yüksek Lisans Tezi, Ondokuz Mayıs Üniversitesi, Samsun, 2012.