



T. C.
SİVAS CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**YAPAY SİNİR AĞI YÖNTEMİ İLE AĞIR İYON FÜZYON
REAKSİYONLARININ TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Muhammed Mustafa ORHAN
(20209240005)

Enerji Bilimi ve Teknolojisi Mühendisliği Ana Bilim Dalı
Tez Danışmanı: Prof. Dr. Serkan AKKOYUN

SİVAS
2023

Muhammed Mustafa ORHAN'nın hazırladığı ve “**YAPAY SİNİR AĞI YÖNTEMİ İLE AĞIR İYON FÜZYON REAKSİYONLARININ TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI**” adlı bu çalışma aşağıdaki jüri tarafından **ENERJİ BİLİMİ VE TEKNOLOJİSİ MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI**'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı	Prof. Dr. Serkan AKKOYUN Sivas Cumhuriyet Üniversitesi	
Jüri Üyesi	Prof. Dr. Tuncay BAYRAM Karadeniz Teknik Üniversitesi	
Jüri Üyesi	Prof. Dr. Ahmet Alper BİLLUR Sivas Cumhuriyet Üniversitesi	

Bu tez, Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tarafından **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak onaylanmıştır.

Prof.Dr. NEVCİHAN GÜRSOY
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ



Bu tez, Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Senatosu'nun 20.08.2014 tarihli ve 7 sayılı kararı ile kabul edilen Fen Bilimleri Enstitüsü Lisansüstü Tez Yazım Kılavuzu (Yönerge)'nda belirtilen kurallara uygun olarak hazırlanmıştır.



Bütün hakları saklıdır.

Kaynak göstermek koşuluyla alıntı ve gönderme yapılabilir.

©Muhammed Mustafa ORHAN, 2023

ETİK

Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Tez Yazım Kılavuzu (Yönerge)'nda belirtilen kurallara uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- ✓ Bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- ✓ Görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- ✓ Başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere, bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu ve atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- ✓ Bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- ✓ Tezin herhangi bir bölümünü, Sivas Cumhuriyet Üniversitesi veya bir başka üniversitede, bir başka tez çalışması olarak sunmadığımı; beyan ederim.

20.11.2023

Muhammed Mustafa ORHAN

TEŞEKKÜR

Başlangıçtan itibaren bana rehberlik eden, konu seçiminden araştırma sürecine kadar her adımda desteklerini esirgemeyen değerli danışmanım Prof. Dr. Serkan AKKOYUN’a en içten teşekkürlerimi sunarım.

Eğitim hayatımın her aşamasında yanımda olan, maddi ve manevi destekleriyle hayallerimi gerçekleştirmeme katkı sağlayan kıymetli aileme minnettarlığımı ifade etmek isterim. Onların sevgisi ve güveni, beni her zorluğun üstesinden gelmeye teşvik etti ve bu süreçte en büyük destekçilerim oldular.

Lisans eğitimimden tez çalışmama kadar olan süreçte, çalışma arkadaşım Fatih Enis AYÇİÇEK'in teknik yardım ve dayanışması benim için çok değerlidir.

ÖZET

YAPAY SİNİR AĞI YÖNTEMİ İLE AĞIR İYON FÜZYON REAKSİYONLARININ TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

Muhammed Mustafa ORHAN

Yüksek Lisans Tezi

Enerji Bilimi ve Teknolojisi Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Serkan AKKOYUN

2023, xv,80 sayfa

Bu çalışmada ağır iyon füzyon reaksiyonlarının tesir kesiti hesaplamalarını makine öğrenimi yöntemleriyle hesaplaması ve karşılaştırmaları yapılmıştır. Bunlar, yapay sinir ağları, rastgele orman, destek vektör regresyon, aşırı gradyan artırma ve çoklu doğrusal regresyondur. Ağır iyon füzyon reaksiyonları, deneysel nükleer yapı fiziği çalışmalarında yoğun olarak kullanılan bir reaksiyon tipidir. Günümüzde bu reaksiyonları kullanarak, sıra dışı çekirdeklerin yer aldığı bölgeler ve proton/nötron damlama çizgisine yakın çekirdek bölgeleri de incelenebilmektedir. Günümüzde bu reaksiyonları kullanarak, sıra dışı çekirdeklerin yer aldığı bölgeler ve proton/nötron damlama çizgisine yakın çekirdek bölgeleri de incelenebilmektedir. Bu incelemelerde, ürün çekirdeğinin oluşma oranı genellikle oldukça düşüktür ve bu nedenle, en yüksek oluşum oranını elde etmek için reaksiyon kesiti bilgisine sahip olmak önemlidir. Bu çalışma kapsamında, farklı makine öğrenmesi yöntemleri kullanılarak füzyon reaksiyonlarının deneysel kesit değerlerine yakın tahminler yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar, hesaplama modülünün açık erişimli bir internet sayfasında yayınlanmıştır. Yapılan çalışmalar, ağır iyon füzyon reaksiyonlarının kesitlerini tahmin etmede makine öğrenmesi yöntemlerinin alternatif ve başarılı bir yaklaşım olduğunu göstermektedir. Özellikle XGBoost, Kübist Makine Öğrenimi ve RF yaklaşımlarının, bu amaç için genel olarak daha başarılı olduğu tespit edilmiştir.

Anahtar kelimeler: Füzyon; Ağır iyon; Makine öğrenimi; Tesir kesiti; Nükleer reaksiyon

ABSTRACT

CALCULATION OF CROSS-SECTIONS OF HEAVY ION FUSION REACTIONS BY ARTIFICIAL NEURAL NETWORK METHOD

Muhammed Mustafa Orhan

Master Thesis

Energy Science and Technology Engineering Department

Supervisor: Prof. Dr. Serkan AKKOYUN

2023, xv, 80 pages

In this study, calculations of the cross-sections of heavy ion fusion reactions were performed using machine learning methods, and their comparisons were made. These methods include artificial neural networks, random forest, support vector regression, extreme gradient boosting, and multiple linear regression. Heavy ion fusion reactions are a reaction type extensively used in experimental nuclear structure physics studies. Nowadays, these reactions are employed to investigate regions with exotic nuclei and nuclei close to the proton/neutron drip lines. Using these reactions, regions containing exotic nuclei and nuclei near the proton/neutron drip lines can also be explored. During these investigations, the formation rate of the product nucleus is generally very low, making it crucial to have information about the reaction cross-section to obtain the highest formation rate. In this study, different machine learning methods were utilized to make predictions close to the experimental cross-section values for fusion reactions. The results obtained from these calculations have been published on an open-access webpage. The conducted studies demonstrate that machine learning methods are an alternative and successful approach in predicting the cross-sections of heavy ion fusion reactions. Particularly, the XGBoost, Cubits Machine Learning and Random Forest approaches were found to be generally more successful for this purpose.

Keywords: Fusion; Heavy ion; Machine learning; Cross section; Nuclear Reaction

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR	vi
ÖZET.....	vii
ABSTRACT.....	viii
İÇİNDEKİLER	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ	xiii
SİMGELER DİZİNİ.....	xiv
KISALTMALAR DİZİNİ	xv
1. GİRİŞ	1
2. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI	5
2.1. Nükleer Reaksiyonların Tarihi Gelişimi	5
2.2. Nükleer Reaksiyonlar	7
2.2.1. Elastik Saçılma	7
2.2.2. Bileşik-Çekirdek Reaksiyonları	8
2.2.3. Direkt Reaksiyonlar	9
2.2.3.1. İnelastik Saç	10
2.2.4. Rezonans Reaksiyonları.....	10
2.2.5. Ağır İyon Reaksiyonları.....	11
2.3. Tesir Kesiti.....	19
2.4. Teorik Tesir Kesiti Hesaplama	24
2.4.1. Optik Model.....	24
2.4.2. DWBA (Bozulmuş Dalga Doğuşu Yaklaşımı).....	27
2.4.3. Çift Kanal Metodu	27
2.4.4. Hauser-Feshbach Modeli	28
2.4.5. Eikonal Model.....	29
2.5. Teorik Tesir Kesiti Hesaplama Programları	30
2.5.1. TALYS.....	30
2.5.2. EMPIRE.....	31
2.5.3. PACE4	31
2.6. Deneysel Tesir Kesiti Hesaplama	31
2.7. Yapay Sinir Ağlarının Tarihçesi	33

2.8.	Yapay Sinir Ağları	35
2.8.1.	YSA Öğeleri	36
2.8.1.1.	Girdiler	36
2.8.1.2.	Ağırlıklar	37
2.8.1.3.	Toplama Fonksiyonu	37
2.8.1.4.	Aktivasyon Fonksiyonu	38
2.8.1.5.	Çıktılar	40
2.8.2.	YSA Katmanları ve Gizli Katmanları	41
2.8.3.	Yapay Sinir Ağı Eğitimi	42
2.8.3.1.	Gözetimli Eğitim	42
2.8.3.2.	Gözetimsiz Eğitim	43
2.8.3.3.	Takviyeli Eğitim	44
2.9.	Normalleştirme	44
2.10.	Rastgele Orman (RF)	45
2.11.	Destek Vektör Regresyon (SVR)	46
2.12.	Aşırı Gradyan Artırma (XG Boost)	47
2.13.	Çoklu Doğrusal Regresyon (MLR)	48
2.14.	Kürist Makine Öğrenimi (CUB)	49
3.	MATERYAL VE YÖNTEM	50
3.1.	Verilerin Toplanması	50
3.1.1.	Deneyisel Verilerin Toplanması	50
3.1.2.	Teorik Verilerin Toplanması	51
4.	BULGULAR	58
5.	TARTIŞMA VE SONUÇLAR	68
	KAYNAKÇALAR	70

ŞEKİLLER DİZİNİ

ŞEKİL 1.BİLEŞİK ÇEKİRDEK REAKSİYONU SONUCU GERÇEKLEŞEN FİSYON SÜRECİ [35].....	9
ŞEKİL 2.DİREK REAKSİYONLARININ GEOMETRİSİ.....	10
ŞEKİL 3.AĞIR İYON FÜZYON REAKSİYONLARINDA GERÇEKLEŞEBİLECEK OLAYLAR [38].	11
ŞEKİL 4.OLAY IŞINLARININ POLAR AÇILARI YÖNÜNDEKİ KATI AÇISI	20
ŞEKİL 5.GÜÇLÜ SOĞURMA OLDUĞUNDA YÜKLÜ PARÇACIKLAR İÇİN OPTİK TEOREM, DENKLEM 3.71, GÖSTERİLMEKTEDİR.KLASİK LİMİTTE $FA' = 0$, ELASTİK DİFERANSİYEL TESİR KESİTİNİN ALTINA DÜŞMESİ. RUTHERFORD (VEYA COULOMB) DEĞERİ SADECE SOĞURMA TESİR KESİTİNE EŞİTTİR.	23
ŞEKİL 6.TEK CİSİMLİ BİR P MERMİSİNİN YAPISIZ BİR T HEDEFİ ÜZERİNDEKİ ÇARPIŞMASINI TANIMLAMAK İÇİN EİKONAL YAKLAŞIMDA KULLANILAN KOORDİNAT SİSTEMİ. P-T GÖRELİ KOORDİNATI R, IŞIN EKSENİNE GÖRE BOYLAMSAL Z VE ENLEMSEL B BİLEŞENLERİNE AYRIŞTIRILIR.....	30
ŞEKİL 7.YAPAY BİR NÖRONUN DİYAGRAMI[93].	35
ŞEKİL 8.(A) İNSAN NÖRONU; (B) YAPAY BİR SİNİR İŞLEM ELEMANI (C) BİYOLOJİK SİNAPS; (D) YSA SİNAPSLARI [94].....	36
ŞEKİL 9.YAPAY SİNİR AĞI ŞEMASI[98].	41
ŞEKİL 10.GÖZETİMLİ EĞİTİM ŞEMASI[101].	43
ŞEKİL 11.GÖZETİMSİZ EĞİTİM ŞEMASI [103].	43
ŞEKİL 12.RASTGELE ORMAN MAKİNE ÖĞRENİM DİYAGRAMI[115].	45
ŞEKİL 13.DESTEK VEKTÖR REGRESYON DİYAGRAMI GRAFİĞİ	46
ŞEKİL 14.NRV VERİ TABANI REAKSİYONLAR LİSTESİ[67].	50
ŞEKİL 15.NRV VERİ TABANI ÖRNEK REAKSİYON TESİR KESİTİ DEĞERLERİ[68].	51
ŞEKİL 16.PACE4 PROGRAMI İNDİRME SEKMESİ	51
ŞEKİL 17.PACE4 PROGRAMININ KURULUM DOSYA İNDİRME SEKMESİ	52
ŞEKİL 18.PACE4 PROGRAMININ KURULUM DOSYASI	52
ŞEKİL 19.PACE4 PROGRAMININ KURULUM SÖZLEŞME EKRANI	53
ŞEKİL 20.PACE4 PROGRAMININ KURULACAK DİSK SEÇİM EKRANI	53
ŞEKİL 21.PACE4 PROGRAMININ EKLENTİ SEÇİMİ	54
ŞEKİL 22.PACE4 PROGRAMININ YÜKLEME SEKMESİ.....	54
ŞEKİL 23.PACE4 PROGRAMI KURULUM TAMAMLANMASI.....	55
ŞEKİL 24.PACE4 SİMÜLASYON PROGRAMI.	56

ŞEKİL 25. PACE4 SİMÜLASYON PROGRAMINDA HESAPLAMA EKRANI	57
ŞEKİL 26. DENEYSEL TESİR KESİTİ, TEORİK TESİR KESİTİ DEĞERLERİNİN KARŞILAŞTIRMA VE FARK GRAFİKLERİ.	60
ŞEKİL 27. DENEYSEL TESİR KESİTİ İLE RASTGELE ORMAN TAHMİNCİSİ ÇIKTI DEĞERLERİNİN KARŞILAŞTIRMA VE FARK GRAFİKLERİ.	61
ŞEKİL 28. DENEYSEL TESİR KESİTİ İLE YAPAY SİNİR AĞI TAHMİNCİSİ ÇIKTI DEĞERLERİNİN KARŞILAŞTIRMA VE FARK GRAFİKLERİ.	62
ŞEKİL 29. DENEYSEL TESİR KESİTİ İLE AŞIRI GRADYAN ARTTIRMA TAHMİNCİSİ ÇIKTI DEĞERLERİNİN KARŞILAŞTIRMA VE FARK GRAFİKLERİ.	63
ŞEKİL 30. DENEYSEL TESİR KESİTİ İLE ÇOKLU DOĞRUSAL REGRESYON TAHMİNCİSİ ÇIKTI DEĞERLERİNİN KARŞILAŞTIRMA VE FARK GRAFİKLERİ.	64
ŞEKİL 31. DENEYSEL TESİR KESİTİ İLE SÜPER VEKTÖR MAKİNE TAHMİNCİSİ ÇIKTI DEĞERLERİNİN KARŞILAŞTIRMA VE FARK GRAFİKLERİ.	65
ŞEKİL 32. DENEYSEL TESİR KESİTİ İLE CUB TAHMİNCİSİ ÇIKTI DEĞERLERİNİN KARŞILAŞTIRMA VE FARK GRAFİKLERİ.	66
ŞEKİL 33. TÜM VERİLERİN FARK GRAFİKLERİNİN KARŞILAŞTIRILMASI	67
ŞEKİL 34. GANİL LABORATUVARLARINDA KULLANILAN DEMET ÇEKİRDEKLERİN NÜKLEER HARİTADA GÖSTERİMİ[131].....	69

ÇİZELGELER DİZİNİ

ÇİZELGE 2.1 BAZI TOPLAMA FONKSİYONLARI.	38
ÇİZELGE 2.2 BAZI AKTİVASYON FONKSİYONLARI.	40
ÇİZELGE 3.1 VERİLER ARASINDAKİ KORELASYONU GÖSTEREN KOLERASYON MATRİS ÇİZELGESU.....	59



SİMGELER DİZİNİ

a	: Hızlandırılan parçacık
A	: Kütle numarası
b	: Yayımlanan hafif parçacık
C	: Oluşan bileşik çekirdek
θ	: Açı değeri
E	: Enerji
ε	: Sınırlama aralığı
l	: Herhangi bir değer
l'	: Normalleştirme katsayısı
l_{max}	: En büyük değer
l_{min}	: En küçük değer
l(.)	: kayıp fonksiyonu
n	: Nötron
n	: Herhangi değer/ n tane sayı.
p	: Proton
T	: Karar ağaçlarının yaprak sayısı
²³⁸U	: Uranyum-238 izotopu
v	: Yerel alan
w_n	: Ağırlık katsayıları
W	: Hedef ürün
w_j	: j. yapraktaki kazanım puanı
x	: İstenen herhangi değer
x_n	: Girdi değerleri
X	: Hedef çekirdek
X*	: Uyarılmış çekirdek
Y	: Reaksiyon sonucu oluşan ağır çekirdek
Y_{pred}	: Tahmin değeri
α	: Helyum çekirdeği
Σ	: Toplam
σ	: Tesir kesiti
σ	: Standart sapma
$\varphi(-)$	: Aktivasyon fonksiyonu
$\varphi(x)$	: Doğrusal olmayan eşleme işlevini
μ	: Değerlerin aritmetik ortalaması
ξ_i	: ε Tüpün üstündeki aykırı değerlerin sapması
ξ_i^*	: ε Tüpün altındaki aykırı değerlerin sapması
λ	: Regülasyon parametresi
γ	: Ceza parametresi
$\Omega(.)$	: Düzenleme terimi
θ_0	: Kesişme noktası

KISALTMALAR DİZİNİ

ADALINE	: Adaptive Linear Neuron
API	: Application Programming Interface
ELU	: Exponential Linear Unit
GPLv3	: General Public Licence (version 3)
IDE	: Integrated development environment
KNIME	: Konstanz Information Miner/ Konstanz Bilgi Madencisinin
KNN	: K-Nearest Neighbor
MADALINE	: Multiple Adaptive Linear Neuron
MAE	: Mean Absolute Error
MAX	: Maksimum
MIN	: Minimum
MLP	: Multi-layer Perceptron
MLR	: Multi Linear Regression
NACA	: National Advisory Committee for Aeronautics
NASA	: National Aeronautics and Space Administration
R²	: Determinasyon katsayısı
RELU	: Rectified Linear Unit
RF	: Random Forest
RMSE	: Ortalama Kare Hatası
SVM	: Super Vector Machine
SVR	: Support Vector Regression
XG BOOST	: eXtreme Gradient Boosting
YSA	: Yapay Sinir Ağı
Z-SCORE	: Standard Skor

1. GİRİŞ

İlk nükleer reaksiyon çalışmalarından günümüze kadar artan nükleer reaksiyon tesir kesiti hesaplamaları sonucunda tesir kesitlerinde kesinlik çalışmalarına farklı yaklaşımlar bulunmaktadır. Deneysel nükleer yapı fiziği çalışmalarında yoğun olarak kullanılan ağır iyon füzyon reaksiyonları, nükleer reaksiyon tiplerinden birisidir. Ağır iyon füzyonu, alfa parçacıklarından daha ağır olan iki çarpışan çekirdeği birleşerek, bileşik bir çekirdeğin oluştuğu bir reaksiyondur. İyonlar birbirlerine yaklaşırken, iki kuvvetten etkilenirler: protonlarının pozitif yükünden kaynaklanan Coloumb itme kuvveti ve nükleer kuvvet. Nükleer kuvvet, nükleonları bir arada tutmaya eğilimlidir. Bilindiği gibi, ikincisi kısa menzilli bir etkileşimdir yani füzyonun gerçekleşmesi için iki çekirdeğin yeterli kinetik enerjiye sahip olması ve elektrostatik potansiyeli "aşması" gereklidir. Bu nedenle, klasik mekaniğin bakış açısından, Coloumb potansiyel bariyerinden daha az enerjili iyonlar sadece geri tepme yapacaktır. Ancak, kuantum mekaniği dünyasında, tünelleme fenomeni nedeniyle bu çekirdeklerin Coloumb bariyerini geçme olasılığı bulunur. Eğer bu doğru olmasaydı, yıldızlardaki çoğu termonükleer reaksiyon gerçekleşmezdi.

Son yıllarda, nükleer alanda ilgi artışı gözlenen ağır iyon füzyon reaksiyonları, füzyon reaktörlerinin ve hızlandırıcıların kullanımının artmasıyla paralel olarak gelişmektedir. Bu ağır iyon reaksiyonlar, uyarılmış çekirdeklerin üretimine olanak sağlamaktadır. Ağır iyon reaksiyonları, nükleer alana yeni bir boyut kazandırmıştır [1][2][3].

Ağır iyon füzyon reaksiyonları ile gerçekleştirilen araştırmalar, çekirdeğin yapısını açıklamayı amaçlayan nükleer modellerin geliştirilmesine yol açmaktadır. Ek olarak, çekirdeklerin ve reaksiyon bileşenlerinin etkileşimi, karmaşık ve anlaşılması zor kavramlardır. Parçacık hızlandırıcılardan ağır iyonların elde edilmesi, ağır iyon reaksiyon dinamikleri ile nükleer yapının karmaşıklığını anlamak için birçok olanak sağlamıştır.

Nükleer reaksiyon tesir kesitleri için en güvenilir veriler, deneysel hesaplamalar sonucunda elde edilir. Reaksiyon sonucu oluşacak çekirdeklerin oluşma tesir kesitleri ve sonrasında olası farklı çıkış kanallarına ait ($1p$, $2n$, $1p2\alpha$, $2n2p$ gibi) tesir kesitleri, daha önce gerçekleşmiş deneysel hesaplamalar sayesinde bilinmektedir. Literatürde deneysel olarak gerçekleştirilmiş nükleer reaksiyonlara veriler NRV veri tabanında mevcuttur [4]. Ek olarak, gerçekleştirilmemiş reaksiyon ve reaksiyona ait çıkış kanalları hakkında bilgiye ihtiyaç duyulması halinde, teorik hesaplamalar ve buna dayalı bilgisayar kodları kullanılarak tesir kesiti hesaplanmaktadır. İstenilen reaksiyon için füzyon tesir kesiti hesapları, NRV veri tabanında teorik olarak farklı modellerle yapılabilmektedir [4].

2004 yılında Jiang ve çalışma grubunun “Analysis of heavy-ion fusion reactions at extreme sub-barrier energies” başlıklı yaptığı çalışmada $^{60}\text{Ni}+^{89}\text{Y}$ füzyon reaksiyonu için birleşik kanal analizi gerçekleştirmişlerdir [5]. 2020 yılında Ghorbani ve arkadaşlarının yapmış olduğu ağır iyon füzyon reaksiyonu tesir kesitini itici nükleer potansiyelin sıcaklığa bağımlılığının analizini yapan fiziksel incelemede, itici nükleer potansiyelin dahil edilmesinin rolünü ve Wong formülü aracılığıyla dört ağır iyon reaksiyonunun füzyon tesir kesiti hesaplamalarında sıcaklığa bağımlılığını gösteren çalışma yapılmıştır [6]. Gharaei'nin yapmış olduğu düşük ve yüksek enerjili $^{58}\text{Ni}+^{54}\text{Fe}$ füzyon analizi tesir kesitlerinin hesaplamasını yapmış ve düşük enerjilerde hesaplamaların uyumlu olduğu gözlemlenmiş, yüksek enerjilerde ise $^{58}\text{Ni}+^{54}\text{Fe}$ ve $^{48}\text{Ca}+^{96}\text{Zr}$ füzyon reaksiyonlarının hesaplanan sonuçları hakkında bir tartışma kullanılarak, nükleer yapının orta-ağır kütleli sistemler için yüksek enerjili tesir kesitlerinin davranışını yeniden üretmede önemli bir rol oynayabileceği gösterilmiştir [7]. Jiang ve arkadaşlarının “Aşırı alt bariyer enerjilerinde ağır iyon füzyon reaksiyonları” başlıklı çalışmasında ağır iyon füzyon engelleme seviyelerini incelemiştir [8]. Singh ve arkadaşlarının “Heavy ion collision dynamics of $^{10,11}\text{B}+^{10,11}\text{B}$ reactions” başlıklı çalışmasında σ_{ncn} (bileşik olmayan çekirdeğin tesir kesiti)'nin katkısını emipirik olarak tahmin ettikleri çalışmada ayrıca, reaksiyon dinamiğinde açılal momentumun yanı sıra P_0 aracılığıyla nükleer yapı özelliklerinin önemli rolü araştırmışlardır [9]. Kim ve çalışma grubunun yapmış olduğu “Facility for Heavy Ion Collision Experiment at RAON” başlıklı çalışmayı EPJ web konfeasında RAON ağır-iyon parçacık hızlandırıcısının tanıtımını yapmışlardır [10]. Brueckner ve meslektaşlarının 1968 yılında gerçekleştirdiği çalışma, $\text{O}^{16}-\text{O}^{16}$ saçılmasında dar bir enerji aralığında gerçek potansiyel ile iyi bir uyum elde edilebileceğini göstermiştir. Bu çalışmada "New Theoretical Approach to Nuclear Heavy-Ion Scattering" başlığı altında sunulan potansiyel yaklaşımı, ağır iyon füzyon reaksiyonları için kullanılan başlangıç noktası olarak kabul edileceğini düşünmüşlerdir [11].

Ağır iyon füzyon reaksiyonlarının teorik tesir kesiti hesaplamalarını yapan kodlara örnekler ise, CASCADE [12], HIVAP [13] CNABLA [14] PACE [15] ve GEMINI++ [16] olarak gösterilebilir. Reaksiyonlar için bu kodlar iki aşamalı senaryo kullanır. İlk senaryoda demet ve hedef çekirdekler tamamen kaynaşarak birleşik çekirdek oluşturur ve sonrasında istatistiksel modele göre çekirdek bozunur. Yapılan son çalışmalara göre kodlarla üretilen teorik tesir kesiti değerlerinin, deneysel sonuçlara göre 5-10 kat farklı olduğu gözlemlenmiştir [17].

Tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanmasında kullanılacak yöntem ve formülasyonlar, çeşitli fiziksel etkenleri hesaba katmak zorundadır. Bu noktada, makine öğrenme metotlarının gücü devreye girerek hesaplama sürecini kolaylaştırabilir.

Son yıllarda, makine öğrenimi teknolojilerinin dikkate değer ilerlemesi nedeniyle derin sinir ağları ve ağaç toplulukları gibi karmaşık makine öğrenimi modellerinin kullanımı yaygın hale gelmiştir. Bu modeller, tıbbi teşhisler, finansal kararlar ve hukuki kararlar gibi gerçek dünya karar verme görevlerinde yüksek tahmin performansları elde etmişlerdir. Sonuç olarak, bu kritik karar verme görevleri için makine öğrenimi modellerinden yararlanmak için artan bir eğilim olmuştur; buna algoritmik karar verme olarak adlandırılır [18]. Fizik alanında makine öğrenmesi yaygın olarak kullanılmaktadır. Örneğin, Şentürk, Bayram ve Akkoyun'un (2022) $^{82}\text{Sr}/^{82}\text{Rb}$ jeneratör için ^{82}Sr 'nin üretim kesiti ve reaksiyon verimini araştırdıkları çalışmada makine öğrenimi yönteminin literatürdeki verilerle benzerlik gösterdiği görülmüştür [19].

Orhan Akkoyun'un ve yaptığı bir çalışmada yapay sinir ağı ile temel durumda proton nötron uyum boşluklarının beta enerjilerinin hesaplaması yapılmış araştırma sonucunda yapay sinir ağı (YSA) hesaplamalarının başarılı olduğu gözlenmiştir [20]. Bir diğer çalışmada Akkoyun, Amrani ve Bayram'ın "Neural network predictions of (n,2n) reaction cross-sections at 14.6 MeV incident neutron energy" başlıklı çalışmada kullanılan makine öğrenimine ait yöntem olan YSA yönteminin kullanılması bir diğer örnektir [21]. Peng, Li ve Hao'nun yaptığı makine öğrenimine dayalı dağıtılmış füzyon tahminine yönelik araştırmasında Watson tahmincisi, en yakın komşu algoritması (KNN), yapay sinir ağları (YSA) yöntemleri kullanılmıştır [22]. Çapalı'nın yürüttüğü çalışmada yapay sinir ağının (YSA), kadmiyum elementinin (n, γ) reaksiyon tesir kesitini hesaplarken kullandığı girdiler enerji, atom numarası ve kütle numarasıdır. Bu çalışmada YSA, belirtilen girdilere göre reaksiyon tesir kesitini çıktı olarak hesaplamıştır [23]. Bariyer enerjilerin üzerindeki hafif-orta kütleli çekirdekler arasındaki füzyonun entegre tesir kesitini tahmin etmek için uygun bir modeli tamamen veri odaklı bir şekilde türetmek amacıyla füzyon tesir kesiti verilerinin kapsamlı bir analizini gerçekleştiren Dell'Aquila ve çalışma grubunun yapmış olduğu çalışmada genetik programlama ve yapay sinir ağı hibridizasyonu ile gerçekleştirilen yapay zeka yaklaşımı benimsenmiş ve füzyon tesir kesiti eğilimini yeniden üretilmesinin mümkün olduğu gözlemlenmiştir [24]. "Estimation of (n,p) reaction cross sections at $14.5 \pm 0,5$ MeV neutron energy by using artificial neural network" başlıklı çalışmayı gerçekleştiren Özdoğan, çalışmanın amacı olarak füzyon

reaktörü tasarımı için malzeme geliştirmede önemli olan 14.5 MeV nötron enerjisindeki (n,p) reaksiyonlarının tesir kesiti için doğru bir yapay sinir ağı algoritması geliştirmektir. Çalışma sonucunda ise TALYS simülasyon programının YSA'ya göre daha başarısız olduğunu ve YSA yönteminin kullanıma daha uygun olduğunu tespit etmiştir [25]. Bir sinir ağı yaklaşımının mevcut ve gelecekteki hızlandırıcı tabanlı nötrino salınım deneylerinin kinematik alanında elektron-çekirdek tesir kesitlerini yeniden üretip üretemeyeceğini ve tahmin edip edemeyeceğini araştırılan “Neural network predictions of inclusive electron-nucleus cross sections” başlıklı araştırmayı yapan Hammal ve çalışma grubu,

Bu tez kapsamında, Bölüm 2’de, literatürde yer alan diğer nükleer reaksiyon tipleri ve tesir kesiti tanımı yapılmıştır. Yapay sinir ağlar tanımı, tarihçesi, YSA’nın öğelerinden

Bölüm 3’ de YSA çalışma mekanizması hakkında teknik bilgi verilmiştir. YSA’nın hesaplamasında kullanılan basit YSA şeması ve formülleri gösterilmiştir Ağır iyon füzyon reaksiyonlarına ait reaksiyon tesir kesiti ve reaksiyon içerisindeki atomik özellikler (proton, nötron ve kütle numaraları) enerji değeri yazılmıştır. Teorik reaksiyon tesir kesiti PACE simülasyon programı kullanılarak hesaplanmıştır

Bölüm 4’ de bulgular ve analiz sonuçlarına yer verilerek, deneysel ve teorik tesir kesiti analizleri karşılaştırılmıştır.

2. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI

2.1.Nükleer Reaksiyonların Tarihi Gelişimi

Uygulamalı nükleer enerji bilimin temelleri, yüzyıllardır kimya ve fizik alanındaki çalışmalardan oluşmaktadır. Gelişim sürecine bakıldığında zaman bu süreç klasik dönem ve modern dönem olmak üzere iki şekilde kategorize edilebilir. Atom ile çekirdeğin yapısı üzerine yapılan çalışmaların yaklaşık 100 yıllık zaman dilimini, modern dönem olarak kabul edebiliriz ve bu dönem 1879 yılında Crookes' in elektriksel yük boşalması ile bir gazı iyonize etmesi sonucunda başlamıştır [26].

1897'de Thomson, elektriğin iletilmesini sağlayan negatif yüklü bir parçacık olan elektronu keşfetmiştir. Deşarj tüpünden 1895 yılında yüksüz olan X-ışınlarını keşfeden Roentgen'in ardından Becquerel'in de X-ışınlarına benzer olan gamma ışınlarını uranyum elementi üzerinden keşfetmesi sonucunda radyoaktivite kavramı ortaya çıkmıştır. Marie ve Pierre Curie, 1898' de doğal radyumu radyoaktif halinden ayırtmışlardır. Einstein 1905 yılında, devrimsel olarak tanımlanabilecek o meşhur kütle ve enerjinin eş değerliliğini ifade eden $E=mc^2$ eşitliğini ortaya atmıştır. O çağda hiçbir deneysel verinin olmamasından dolayı Einstein, $E=mc^2$ eşitliğinin sonuçlarını önceden tahmin edememiştir [26].

Hafif çekirdekler arasında reaksiyonların gerçekleşme olasılığı Eddington tarafından 1920'de önerilmişti. Klasik fiziğin çekirdeklerin birbirlerine temas etmesine olanak sağlaması için gerektiğinden çok daha düşük enerjilerde pozitif yüklü iki çekirdek arasında gerçekleşebileceği fikri, 1926'da Friedrich Hun tarafından kuantum tünelleme teorisinin genişletilmesi sayesinde öne sürülmüştür. Bu ise, 1928 yılında George Gamow tarafından kuantatif teoriye çevrilmiştir. Süregelen araştırmalar sonrasında Amerikalı kimyager Harold Urey 1931'de döteryumu keşfetti [27]. Döteryum, hidrojenin izotop türlerinden biridir ve sembolü D veya 2H ile gösterilir. Yaygın olarak "ağır hidrojen" olarak adlandırılır, çünkü protonun iki katı kütleyle sahip ve kararlı durumdadır.

1930 yılında, bilim insanları Berilyum elementini Polonyumdan elde ettikleri parçacıklarla bombardımana tutmuşlardır. Bu bombardıman sonucunda, Berilyum'dan saçılan parçacıkların Gama ışınları olduğunu düşündüler ancak, 1932 yılında James Chadwick, bu parçacıkların aslında nötronlar olduğunu göstermiştir. Benzer bir tepkime günümüz nükleer reaktörlerinde nötron kaynağı sağlamak amacıyla kullanılmaya devam etmektedir [26].

Avusturalya asıllı fizikçi Mark Oliphant 1932 yılında ^3He ve trityumu keşfetti. Oliphant ve arkadaşları hafif çekirdekler arası nükleer tepkimeler gözlemlediler. Hans Bethe, 1936'da hafif çekirdekler arasındaki kütle-enerji ilişkilerini açıklayan bir inceleme makalesi yazmıştır [27].

Yükli parçacıkları yüksek hızlara çıkarabilen cihazların icat edilmesi ile nükleer tepkimeler alanında yeni ufuklar açılmıştır. 1932 de Lavarance'nin geliştirdiği siklotron, sürekli artan bir kapasitesiyle bu hızlandırıcı serisinin ilkidir. Curie ve Joliot tarafından ilk olarak 1934 yılında yapay radyoaktiflik raporunu yazmışlardır [26].

Enrico Fermi ve çalışma arkadaşlarının 1930'lu yıllarda yaptığı çalışmalarda nötronun yüksüz olması sebebiyle atomların çekirdeklerine nüfuz etmekte etkili olduğunu gözlemlenmiştir. Yavaş nötronların, elementlerin birçoğu için kuvvetli çekime sahip olduğu ve nötron yakalama reaksiyonlarının sonucunda üretilebilen radyoizotopların çeşitliliği Fermi gösterilmiştir. 1936'da Breit ve Wigner yavaş nötron süreçlerini teoriksel olarak göstermişlerdir. Fermi, hızlı ve termal nötronların dağılımlarını ölçen ve bu dağılımların davranışını esnek saçılma, kimyasal bağlanma etkileri ve hedef moleküllerdeki termal hareket terimleri ile açıklayan bir çalışma yapmıştır [26].

Fisyon süreci, uranyumun nötronla bombardıman edilmesi sonucunda oluşan baryum elementinin keşfedilmesiyle, Almanya'da Hanh ve Strassman tarafından Ocak 1939'da gerçekleştirilen bir deney ile ilk kez rapor edilmiştir [26].

Arthur Kantrowitz ve Paul Jacobs tarafından 1938 yılında ilk kez gerçekleştirilen füzyon deneyi NACA (NASA'nın selefi) Ulusal Havacılık Danışma Komitesi'nin Langley Saha Laboratuvarında yapıldı.

1970'lerde, füzyon reaksiyonlarına yönelik ilk deneysel veriler ve basit teorik anlayış elde edilmiş ve Birkelund ve Huizenga tarafından gözden geçirilmiştir [28]. Sonrasında, Birkelund ve arkadaşları diğer tepki kanalları bağlamında da incelenmiştir [29]. Ayrıca, Vaz ve arkadaşları ağır iyon füzyonunun sistematik incelemesini gerçekleştirmiş ve füzyon bariyerinin yüksekliği ile ilgili bir çalışma yapmıştır [30].

2.2.Nükleer Reaksiyonlar

Hızlandırıcı veya nükleer reaktör içerisinde yayımlanmış parçacığın kütleli bir hedefle çarpışması sonucu hedefin elementleri arasındaki gerçekleşen olaylarla açıklanmaktadır. Genellikle, gelen parçacık enerji taşıdığı için bir veya daha fazla parçacığın yayılması için enerji mevcuttur. Nükleer reaksiyonları tanımlamanın standart bir yolu, gelen ve giden parçacıkları parantez içinde virgülle ayırarak kullanmaktır. Örneğin, (n,p) reaksiyonu, bir nötronun gelen parçacık olduğu ve bir protonun giden parçacık olduğu bir reaksiyondur. Nötronlar, çekirdeğe geldiğinde farklı reaksiyonlara neden olabilir, örneğin (n, γ), (n,a), (n,d) ve benzerleridir.

Eğer giden parçacık, gelen parçacıkla aynı ise, bu reaksiyon saçılma olarak adlandırılır. Eğer çekirdek bu süreçte değişmeden kalıyorsa, buna elastik saçılma denir. Ancak, çekirdek uyarılmış bir durumdaysa, elastik olmayan saçılma olarak adlandırılır ve genellikle (n,n'), (p,p'), (a,a') gibi terimlerle ifade edilir.

Yeterli enerji mevcut olduğunda, bir nükleer reaksiyonda birden fazla parçacık yayılabilir. Örneğin, (p,2n) reaksiyonunda iki nötron yayılırken, (p, a2p3n) reaksiyonunda bir alfa parçacığı, iki proton ve üç nötron yayılır. Birkaç parçacığın yayıldığı reaksiyonlara ise spallasyon adı verilir [31]. En genel olarak bilinen nükleer reaksiyon,



şeklinde yazılır. Burada yayımlanan veya hızlandırılan parçacık a, X hedef ürün olup, Y ile b reaksiyon ürünleridir. Y doğrudan gözlemlenmeyen, ağır üründür. b ise tespit edilebilen hafif parçacık veya fotondur.

2.2.1. Elastik Saçılma

Bu tür çarpışmalarda gelen parçacık ve hedef çekirdeğin çarpışmasında toplam kinetik enerji kaybı olmaz. Coloumb saçılması veya Rutherford saçılması, yüklü parçacıkların noktasal yükler gibi davrandığı bu etkileşme tipinin en bilinen örneğidir. Coloumb saçılması, fizikte önemli bir yere sahip olan elastik bir saçılma türüdür. Yüklü olan çekirdek ve temel parçacıkların saçılma olayında yer alması nedeniyle, bu tip saçılmalar yaygın bir şekilde gözlemlenir. Elastik saçılma reaksiyonu denklem (2.2)'deki gibi temsil edilebilir.



$$\frac{d\Omega_{\text{Ruth}}}{d\Omega} = \sigma_2(\theta) = \left(\frac{z_1 z_2 c^1}{16\pi\epsilon_0 E} \right)^2 \text{cosec}^4 \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad [2.3]$$

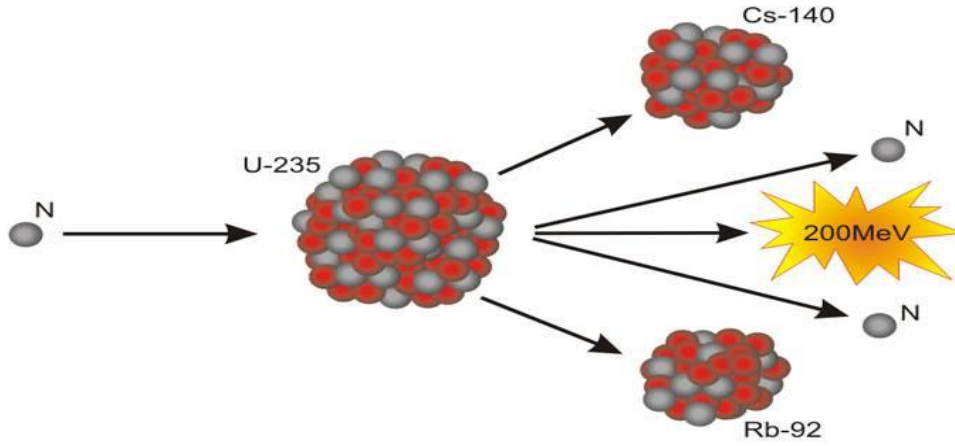
Denklem (2.3)'de görülen Z_1 ve Z_2 , çarpışan çekirdeklerin atom numarası, θ saçılma açısı ve E merminin başlangıç kinetik enerjisidir. Rutherford, geri tepen hedefin etkisini hesaba katan biraz daha karmaşık bir denklem elde etmek için klasik mekaniği kullanmıştır. Bu denklem, rölativistik olmayan bir formüldür ve Coloumb saçılması gibi birçok olayda kullanılır [32].

2.2.2. Bileşik-Çekirdek Reaksiyonları

Bir parçacık, küçük bir çarpışma parametresi ile hedef çekirdeğe girdiğinde, çoğu zaman çekirdekli bir nükleondan basit bir saçılma yapar. Geri tepen nükleon ve daha az enerjili gelen parçacık, hedef çekirdekle enerjiyi aralarında paylaşırlar. Tek bir nükleonun enerjisi genellikle çekirdekten ayrılacak kadar yükselmez, ancak rastgele çarpışmalar sırasında enerjilerinde bir istatistiksel dağılım olduğundan, bir nükleonun çekirdekten ayrılmak için yeterli enerjiye sahip olması mümkündür. Bu olasılık, moleküllerin sıcak bir sıvıdan kaçması olasılığına benzer. Bu tür reaksiyonlar, Şekil 2.1'de gösterildiği gibi gelen parçacığın soğurulmasından sonra belirli bir ara duruma sahiptir, bu durum bileşik çekirdek olarak adlandırılır. Bu süreç,



şeklinde ifade edilir ki burada C oluşan bileşik çekirdeği temsil eder. Şekil 2.1'de görülmekte olan nükleer reaksiyonu, bileşik çekirdeğin oluşması ve ardından bozunması olarak düşünebiliriz. Belirli bir bileşik çekirdek, farklı yollarla bozunabilir ve nükleer reaksiyonların temel varsayımı, bileşik çekirdeğin belirli bir son ürüne bozunması olasılığının, nasıl oluştuğundan bağımsız olmasıdır. Bozunma olasılığı sadece sisteme verilen toplam enerjiye bağlıdır, yani bileşik çekirdeğin nasıl oluştuğu önemli değildir. Bileşik çekirdeğin bozunması, istatistiksel kurallara göre gerçekleşir [33].

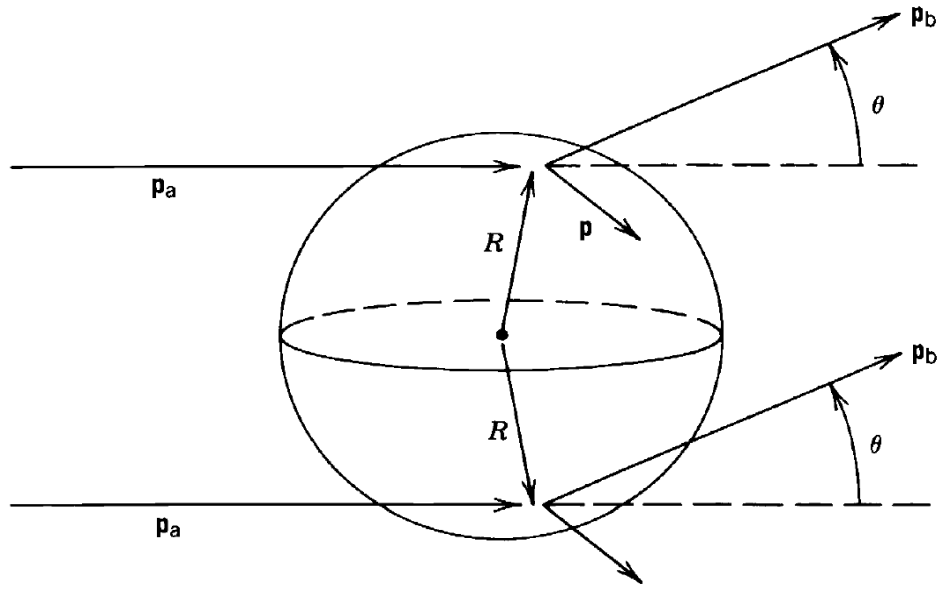


Şekil 1. Bileşik çekirdek reaksiyonu sonucu gerçekleşen fisyon süreci [35].

2.2.3. Direkt Reaksiyonlar

Bileşik-çekirdek reaksiyonlarında, gelen parçacık öncelikle çekirdeğin yüzeyiyle etkileşir. Gelen parçacığın enerjisi arttıkça, dalga boyu da küçülür ve çekirdek boyutlarına yaklaşır. 1 MeV enerjili bir parçacığın dalga boyu 4 fm civarındadır ve parçacığın tek nükleonları görmesi mümkün değildir, bu durumda bileşik-çekirdek reaksiyonu daha olasıdır. Ancak, 20 MeV'lik bir parçacığın dalga boyu 1 fm civarındadır ve dolayısıyla direkt reaksiyon gerçekleşebilir. Direkt reaksiyonların hedef çekirdeğin yüzeyindeki bir veya birkaç değerlik nükleonu ile gerçekleşmesi olasılığı çok yüksektir. Bir döteron sıyırma reaksiyonundaki açısal momentum transferini biraz daha ayrıntılı bir şekilde ele alalım. Bir deuteron soyurma reaksiyonundaki açısal momentum transferini biraz daha detaylı bir şekilde ele alalım. Şekil 2'nin geometrisinde, momentumu p_a olan bir incident (giriş) parçacığı, momentumu p_b olan bir çıkış parçacığı oluştururken, arta kalan çekirdek (hedef çekirdek artı transfer edilen nükleon), momentumu $p = p_a - p_b$ ile geri tepmelidir. Doğrudan bir süreçte, transfer edilen nükleonun anında geri tepme momentumuna sahip olduğunu ve etkileşimin çekirdek yüzeyinde gerçekleştiğini varsayabiliriz. Momentum vektörleri, kosinüs teoremi tarafından ilişkilendirilir [34].

$$\begin{aligned}
 p^2 &= p_a^2 + p_b^2 - 2p_a p_b \cos\theta \\
 &= (p_a - p_b)^2 + 2p_a p_b (1 - \cos\theta)
 \end{aligned}
 \tag{2.5}$$



Şekil 2.Direk reaksiyonlarının Geometrisi.

2.2.3.1.İnelastik Saç

İnelastik saçılma başlangıç ve son ürünlerin aynı olduğu bir reaksiyon türüdür. Ancak, başlangıç kinetik enerjisinin bir kısmı gama yayınlaması ile bozunacak olan parçacıkların uyarılmış nükleer durumların oluşumu için kullanılır. Bu reaksiyon, uyarılmış nükleer durumların özelliklerinin belirlenmesi açısından önemlidir. İnelastik saçılmanın denklemi aşağıdaki gibidir. X^* uyarılmış çekirdeği gamalar yayınlamaya tekrar kararlı duruma geçer.



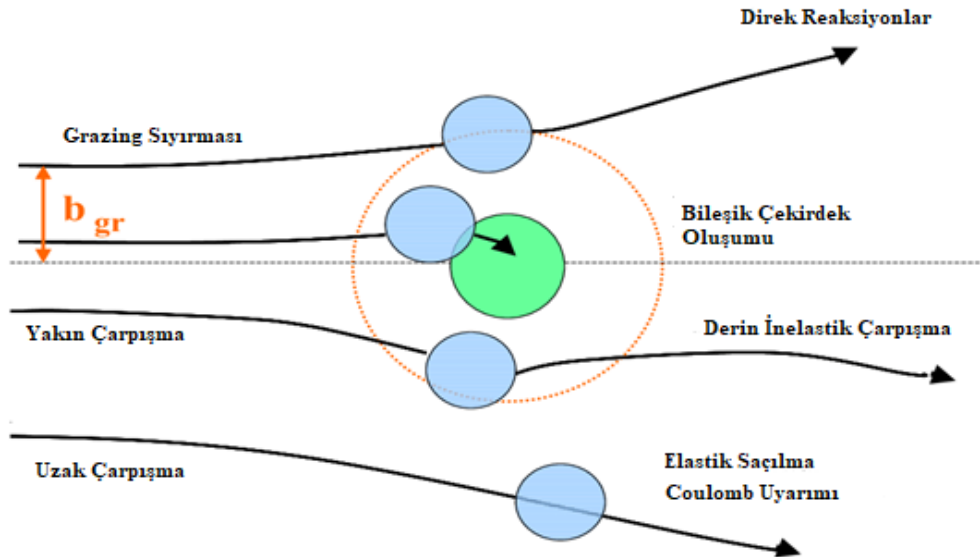
2.2.4. Rezonans Reaksiyonları

Yapılan güncel deneysel çalışmalar, direkt ve bileşik tepkimeler dışında üçüncü bir tepkime türü olan denge öncesi reaksiyonun varlığını ortaya koymuştur. Bu reaksiyon türü, mermi ve hedef çekirdek arasındaki etkileşimler sırasında gerçekleşir ve bileşik çekirdek oluşumuna kadar yayınlanan parçacıkları kapsar. Bu reaksiyonların süresi, bileşik çekirdek ve direkt reaksiyon süreleri arasında yer alır ve enerjisi 10 MeV üzerinde olan mermi parçacıkları için gerçekleşme ihtimali artar. Bu reaksiyonlarda, mermi ve hedef çekirdek arasındaki enerji aktarımları olasılığı seri halde devam ederek, denge öncesi parçacık yayınlanması olasılığı artar. Toplam parçacık ve deşik sayısı etkileşim boyunca sabit kalır. Denge-öncesi parçacık yayınlanma olasılığı, mermi parçacığının

enerjisiyle doğru orantılıdır ve enerji arttıkça olasılık artar. Ancak, düşük enerji seviyesinde bileşik çekirdek ömrü uzun olduğundan denge-öncesi parçacık yayınlanma olasılığı da düşük kalır. Nükleer reaksiyonlarda, 10-200 MeV enerji aralığındaki mermi parçacık etkileşmelerinde denge-öncesi süreçlerin katkısı önemlidir [36].

2.2.5. Ağır İyon Reaksiyonları

Ağır iyonlar, $A > 4$ olarak tanımlanırlar. Ağır iyonlar, nükleer reaksiyonlar açısından önemli parçacık türüdür ve hızlandırıcılar tarafından üretilebilirler. Bu hızlandırıcılar, genellikle nükleon başına 1-10 MeV enerjilerde çalışırlar ve ^{238}U gibi ağır iyonların demetlerini oluşturabilirler. Ağır iyon reaksiyonları, çeşitli süreçlerin meydana geldiği karmaşık bir alandır. Şekil 3'te ağır iyon reaksiyonlarının olası gerçekleşecek çarpışmaların görseli görülmektedir. Büyük vurma parametreleri altında, Coloumb etkileri baskındır ve Rutherford saçılması veya Coloumb uyarılması gibi süreçler gözlemlenebilir. Nükleer yoğunlukların örtüşmeye başlamasıyla birlikte, nükleer reaksiyonlar meydana gelebilir. Ayrıca, elastik veya inelastik saçılma ve doğrudan reaksiyonlar yoluyla birkaç nükleon transferi de oluşabilir [37].



Şekil 3. Ağır iyon füzyon reaksiyonlarında gerçekleşebilecek olaylar [38].

2.2.5.1. Dünyadaki Ağır İyon Füzyon Araştırma Merkezleri

- **CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire)**

Dünyada birçok ağır iyon füzyon reaksiyonlarını araştıran merkezler bulunmaktadır. Bunlardan en çok bilineni ve dünyadaki en büyük araştırma merkezi olarak kabul edilen CERN laboratuvarıdır. 1954 yılında kurulan CERN Laboratuvarı, uluslararası iş birliği sayesinde kurulmuştur. 13 TeV enerji düzeylerine kadar hızlandırabilen parçacık hızlandırıcısı ağır iyon füzyon reaksiyonları için önde gelen araştırma merkezlerinden bir tanesidir [39].

- **Joint Institute for Nuclear Research**

Joint Institute for Nuclear Research (JINR) Moskova'da bilimsel güç birliği sağlamak amacı ile Moskova'nın Dubna kentinde on kurucu ülkenin bir araya gelmesi ile oluşturulan uluslararası bir kuruluştur. Almanya, Macaristan, İtalya, Güney Afrika ve Sırbistan ortak üyeler arasındadır. JINR 1956 yılında kurulmuş, 1957 yılında Birleşmiş Milletler tarafından tescil edilmiş UNESCO ve CERN gibi kuruluşlarla iş birliği yapan bir enstitüdür. Kuruluşundan günümüze kadar birçok projenin ev sahipliğini yaparak nükleer bilimin ulaşılabilirliğini artırması ve atom enerjisinin barışçıl kullanılması ile ilgili girişimlerde bulunulmuştur.

Teorik fizik, Temel parçacık fiziği, Görelilik nükleer fizik, Ağır iyon fiziği, Düşük ve orta enerji fiziği, Nötronlarla nükleer fizik, Yoğun madde fiziği, Radyobiyo, Bilgisayar ağları, bilgi işlem ve hesaplamalı fizik enstitünün araştırma alanları arasında yer almaktadır.

JINR Avrupa ve Asya'daki tesislerinde, tek süper iletken çekirdek ve ağır iyon hızlandırıcısı- Nuclotron; ağır ve egzotik çekirdek sentezi deneyleri için rekor kıran ışın parametrelerine sahip ağır iyon Siklotronları U-400 ve U-400M; nötron nükleer fiziği ve yoğun madde fiziği araştırmaları için benzersiz nötron darbeli reaktör IBR-2M; radyasyon tedavisi için kullanılan proton hızlandırıcısı – Phasotron gibi dikkat çekici bir deneysel fiziksel tesis koleksiyonuna sahiptir.

Önemli deneylerin gerçekleştirildiği IBR-2 Dünya'da hızlı nötron çalışmalarının yapıldığı tek periyodik darbeli reaktör olma özelliğine sahiptir. Hareketli bir reflektör aracılığı ile reaktivitenin mekanik modülasyonu ana ayırt edici özelliğidir. Reaktör, Nötron Fiziği Laboratuvarı'nda bulunuyor ve nötron saçılımını kullanarak yoğunlaştırılmış maddenin özelliklerini incelemek için tasarlanmıştır. Reaktörde çalışan

uzmanlar öncelikle maddenin yapısı ve özelliklerine ilişkin bilgilerin genişletilmesi, fonksiyonel malzemelerin oluşturulması, nano ve biyomedikal teknolojilerin geliştirilmesi ve kimya ile ilgili alanlarda umut verici araştırma ve deneyler yürütmektedir.

Tesiste yürütülen bir projeye NICA örnek verilebilir. Bu proje Rusya Federasyonu tarafından yürütülen altı mega projeden biridir. Henüz inşa aşamasında olan bu proje de hadron maddesi ve onun faz geçişleri hakkında deneysel çalışmalar yürütmek için bir MPD detektörü, spin etkilerini araştırmak için bir SPD detektörü ve baryon maddesini incelemek için bir BM@N detektörü ile donatılması planlanmaktadır [40].

- **HELMOLTZ Institute**

HELMOLTZ Almanya'da yer alan araştırma merkezlerinin en büyüklerinden biridir. 1958 yılında atom enerjisi ile ilgili araştırma yapan enstitülerin bir araya gelmesi ile kurulan bir topluluktur. Merkez toplumsal sorunların acil çözümü için enerji, toprak ve çevre, sağlık, bilgi, madde, havacılık, uzay ve ulaştırma alanlarında geniş çaplı araştırmalar yapmaktadır. Darmstat'ta yer alan Ağır İyon Araştırma Merkezi'nde ışık hızının %90'ına ulaşan hızlarda iyon deneyleri gerçekleştirmektedir. Bu tesislerde yüksek enerji içeren 120 metre uzunluğundaki doğrusal hızlandırıcı UNILAC (Evrensel-Doğrusal-Hızlandırıcı) ve iyonları yüksek enerjilere kadar hızlandırabilen ve 70 metre çapında ağırlığında iyon senkrotronu (Schwer-Ionen-Synchrotron - SIS) yer alıyor. Araştırma tesislerinde radyoaktif çekirdeklerden, tamamen iyonlaşmış atomlardan ve hatta soyulmuş uranyum çekirdeklerinden gelen radyasyonu kullanılmaktadır. Tesiste Nükleer fizikten sağlık fiziğine kadar uzanan birçok alanda araştırma yapılmaktadır. En yeni spektrometre ve dedektör sistemleriyle donatılmış 30'dan fazla deney istasyonunda bilimsel çalışmalar yapılmaktadır [41].

Bilimsel çalışmaları arasında Hamburg'daki PETRA III ve Berlin'deki BESSY II sinkrotron radyasyon kaynakları, nanomateryallerin ve biyomoleküllerin yapısını atoma kadar analiz etmek için kullanılabilen yüksek yoğunluklu X-ışını ışığı sağlıyor. Helmholtz aynı zamanda dünyanın en güçlü X-ışını lazeri, Hamburg'daki Avrupa XFEL'i veya Cenevre'deki CERN'deki dünyanın en büyük parçacık hızlandırıcısı LHC'deki deneyleri gibi çok sayıda uluslararası araştırma tesisinde de önemli projeleri yürütmektedir. İnşa aşamasında olan kompleksinde FUAR Nükleer ve hadron fiziği için dünyanın en güçlü hızlandırıcı çalışmaları yapılmaktadır [42]. Merkezde elektrik, ısı ve

bunların iletiminin birbiri ile ilişkili olduğu sektörler arası birleşme yaparak verimliliği artırmayı planlamaktadır. Tesisin enerji alanında yaptığı çalışmalardan biri de iklim sorunlarının önüne geçmek için nötr enerji üretimi kapsamında füzyon araştırmalarıdır. Merkez enerji depolanması ve dağıtımına yönelik teknolojilerin yanı sıra elde ettiği ve ürettiği enerjinin güvenli, uygun enerji karışımı ve dayanıklılığın artırılması için yapay zeka destekli ağlar kullanmaktadır [43].

- **Asya Pasifik'te Nükleer Fizik için Başlıca Hızlandırıcı Tesisleri**

Asya Nükleer Fizik Birliği (ANPhA) 2009 yılında Pekin'de kurulmuştur. ANPhA Asya Pasifik'te nükleer fiziği temsil eden bir organizasyondur. Avustralya, Çin, Hong Kong, Hindistan, Japonya, Kazakistan, Kore, Moğolistan, Myanmar, Tayvan ve Vietnam olmak üzere 11 üye ülkeden oluşmaktadır.

Organizasyonun dört temel amacı bulunmaktadır: Nükleer fiziğin ve disiplinler arası ve uygulamalarının teşvik edilmesi yoluyla Asyalı nükleer araştırma bilimcileri arasında "İşbirliğini" güçlendirmek, karşılıklı değişim ve koordinasyon yoluyla Asya nükleer bilimde "Eğitimi" teşvik etmek, mevcut araştırma tesislerini aktif olarak kullanarak Asyalı nükleer bilimciler arasında "koordinasyon sağlamak", Asya'daki nükleer bilim tesisleri ve enstrümantasyonunun "gelecek planlamasını tartışmaktır" (Tanaka, 2002). Asya Pasifik bölgesindeki büyük ölçekli hızlandırıcı tesisleri çoğunlukla Çin (Lanzhou'daki Ağır İyon Araştırma Tesisi (HIRFL), Pekin Tandem Hızlandırıcı Ulusal Laboratuvarı (BTANL)), Kore (RISP/RAON) ve Japonya'da (RIKEN'deki RIBF, J-PARC) bulunmaktadır. Ek olarak Asya Pasifik'teki Hadron fiziği tesisi (J-PARC) de dünya lideridir [44].

- **HIRFL (Lanzhou Heavy Ion Research Facility)**

Lanzhou Ağır İyon Araştırma Tesisi (HIRFL), Lanzhou Ağır İyon Hızlandırıcısı olarak da bilinir ve Çin'in en büyük ağır iyon araştırma tesisi olarak öne çıkar. HIRFL, hidrojenden uranyuma kadar tüm iyonları yüksek enerjiye hızlandırabilen bir tesisidir. Bu tesisi, birinci beş yıllık plan, Yedinci Beş Yıllık Plan ve dokuzuncu beş yıllık plan dahil olmak üzere üç nesil büyük bilimsel projenin bir parçası olarak inşa edilmiştir. ECR iyon kaynağı, SFC, SSC ve SSC lineer enjektör (Linac), soğutma depolama halkası ana halkası ve deneysel halka (CSR), radyoaktif ışın hattı, deneysel terminal ve diğer araştırma tesisleri gibi önemli bileşenler içerir ve ağır iyon fizik ve disiplinler arası araştırmalar için kullanılır.

1960'ların başlarında Modern Fizik Enstitüsü, ulusal "ilk beş yıl" bilim projesinin bir parçası olarak 1,5 metrelik klasik siklotronu inşa etti. 1970'lerin başlarında bu siklotron, ağır ve yüksek iyonları 17-35 MeV'e kadar hızlandırabilen bir hızlandırıcıya dönüştürüldü ve Çin'de düşük enerjili ağır iyon fiziği temel araştırmaları yapıldı.

HIRFL'nin ana hızlandırıcısı olan SSc ve enjektörü SFC, Yedinci Beş Yıllık Plan'ın ulusal bilim ve teknoloji projesi olarak 1988'de inşa edildi. Bu tesislerin ana teknik göstergeleri o dönemde uluslararası düzeydeydi ve 1992 yılında ulusal bilim ve teknoloji ilerleme ödülünü kazandılar. SSc ve SFC'nin birlikte çalışması, ağır iyonları orta enerji 110 MeV'e kadar hızlandırabilme yeteneği sunar ve bu da kararlı çizgiden uzakta yeni nükleitlerin sentezi, düşük ve orta enerjide ağır iyon çarpışmaları, termonükleer özellikler ve ağır iyon demeti uygulamalarını araştırmak için kullanılabilir.

HIRFL'nin bir diğer önemli bileşeni olan soğutma depolama halkası (CSR), ulusal "Dokuzuncu Beş Yıl" bilimsel bir proje olarak kabul edildi ve Temmuz 2008'de resmen kullanıma açıldı. CSR, Çin'in en büyük yüksek enerjili ağır iyon hızlandırıcısıdır ve ağır iyon bilimi ve teknolojisi, hızlandırıcı tarafından tahrik edilen ileri nükleer enerji sistemleri ve ağır iyon tabanlı tümör tedavisi de dahil olmak üzere disiplinler arası araştırmaları gerçekleştirmek için kullanılır.

Aralık 2019'da SSC-Linac, SSc ile paralel çift ışın beslemeye başladı, bu da HIRFL'nin çift paralel ışın beslemesinin yeni bir dönemine girdiğini gösterdi. SSC linac, SSC'nin ışın yoğunluğunu önemli ölçüde artırabilir, bu da CSRm'nin yüksek enerji ve yüksek yük ağır iyon ışını geliştirmesine ve bilimsel deneyler yapmasına yardımcı olur.

HIRFL şu ana kadar 20 deneme terminali inşa etti ve işletti, yıllık deneme ışını besleme süresi 5000 saatten fazla oldu. Her yıl 150'den fazla kullanıcı deneyi tamamlandı ve bu deneylerin %50'sinden fazlası yabancı kullanıcılar tarafından gerçekleştirildi hem ulusal hem de uluslararası düzeyde 200'den fazla kullanıcı birimini bir araya getirdi [45].

- **National Research Infrastructure for Australia Heavy Ion Accelerators (NCRIS HIA)**

NCRIS HIA projesi, üniversite tabanlı iyon hızlandırıcılarının iyileştirilmesi ve yenilenmesini finanse eden Avustralya Hükümeti Süper Bilim Girişimi kapsamında 2009 yılında başlamıştır. İyon hızlandırıcılar, Avustralya ve Melbourne Üniversitesi tarafından geliştirilmekte, işletilmekte ve bakımı sağlanmaktadır.

Gelişmiş malzemeler, kuantum ve nükleer bilim, tıbbi teknolojiler ve sürdürülebilir tarım, enerji ve kaynaklar dahil olmak üzere ulusal öneme sahip araştırma faaliyetlerini desteklemek, Avustralya'nın nükleer fizik, iyon ışını ve radyasyon uygulamalarına yönelik yetkinliğini geliştirmek, ulusal ve uluslararası iyon hızlandırıcı çalışmaları yapan laboratuvarlarla teknik bağlantı sağlamak gibi amaçları bulunmaktadır [46].

- **Brookhaven National Laboratory**

ABD'de ülkenin geleceği için ABD Enerji Bakanlığı tarafından desteklenen 10 laboratuvar vardır. Laboratuvar II. Dünya savaşı sonrası 1947 yılında atom enerjisinin barışçıl uygulamalarını keşfetmek amacı ile kurulmuştur. Brookhaven laboratuvarı mevcut girişimleri arasında nükleer bilim, enerji bilimi, veri bilimi, parçacık fiziği, hızlandırıcı bilimi ve teknolojisi, kantitatif bitki bilimi ve kuantum bilgi bilimi yer almaktadır. Laboratuvarda Kuark ve glukonlar ile çalışmalar yapılmakta ve RHIC çarpışma deneyleri yürütülmektedir [47].

- **Office Of Science**

Bilim ofisi Manhatton Projesi kapsamında kurulmuş bir organizasyondur. Nükleer silahlanma kapsamında Ordu Mühendisler Birliği bünyesinde geniş bir araştırma geliştirme çalışması başlatılmıştır. Bu doğrultuda ülkenin ilk ulusal laboratuvarları haline gelen büyük, çok amaçlı tesisler oluşturulmuştur. Parçacık hızlandırıcılarla ilgili çalışmalar yürütülmektedir [48].

- **Progress Of The Raon Heavy Ion Accelerator Project In Korea**

Bu projenin temelleri Kore hükümeti 2009 yılında Uluslararası Bilim Kuşağı kapsamında temel bilim araştırmalarını teşvik etmek amacı ile Temel Bilimler Enstitüsü kurulmuştur. Kore'nin Daejeon kentinde yer alan Temel Bilimler Enstitüsü'nün 2011 yılında başlattığı, Nadir İzotop Bilim Projesi kapsamında geliştirilen ağır iyon doğrusal hızlandırıcı kompleksi projesidir. RAON adı verilen hızlandırıcı kompleksinin amacı, temel bilim araştırmaları ve diğer çeşitli uygulamalar için çeşitli kararlı ve nadir izotop (RI) ışınları üretmektir. (Jeong., 2016). RAON Tesis Konsepti Çok kısa bir süre için var olan nadir izotopların (kısa ömürlü radyoaktivite) kullanımı günümüzde çeşitli ileri araştırma alanlarında, örneğin maddenin kökenini, yeni atomik elementlerin sentezini ve nadir izotopların egzotik nükleer yapısını araştıran nükleer fizikteki temel araştırmaların yanı sıra tıp, biyo-yaşam, malzeme ve nükleer bilimlerdeki uygulamalı araştırmalar için

giderek daha fazla kullanılmaktadır. Çalışmaların yürütülmesinde birbirini tamamlar nitelikte olan IF ve ISOL yöntemlerini kullanmaktadır [49].

- **Riken Nishina Center For Accelerator-Based Science**

Japonya’da yer alan RI Beam Factory (RIBF), eski bir tesis (1986'dan beri) ve yakın zamanda tamamlanan yeni bir tesisten oluşan bir hızlandırıcı kompleksidir. Nishina Hızlandırıcı Tabanlı Bilim Merkezi Nükleer Bilim ve Dönüşüm Araştırma Bölümü, Araştırma Tesisi Geliştirme Bölümü, Hızlandırıcı Uygulamaları Araştırma Bölümü ve Nükleer Altı Sistem Araştırma Bölümü olmak üzere dört bölümden oluşur. Nükleer Bilim ve Dönüşüm Araştırma Bölümü, nükleer atom çekirdeği, evrenin temel özellikleri ve nükleer dönüşüm üzerine temel araştırmaları, Araştırma Tesisi Geliştirme Bölümü, RIBF'deki ağır iyon hızlandırıcıyı kullanarak çeşitli araştırma ve geliştirmeleri, Hızlandırıcı Uygulamaları Araştırma Bölümü, RIBF'deki hızlandırıcı ve deneysel tesisi kullanarak uygulamalı araştırmaları, Nükleer Altı Sistem Araştırma Bölümü, proton, nötron ve müon parçacık ışınlarını kullanarak temel parçacıklar, atom çekirdeği ve yoğun madde üzerinde deneysel araştırmalar yürütür, fiziğin temel yasalarını araştırır ve RIKEN BNL Araştırma Merkezi'nde (ABD) teorik araştırmaları yürütmektedir [50].

Eski tesis, K540-MeV halka siklotron (RRC) ve onun iki enjektöründen oluşan dünya standartlarında bir ağır iyon hızlandırıcı kompleksine sahiptir: değişken frekanslı ağır iyon linak (Lineer Akseleratör Doğrusal Hızlandırıcı) (RILAC) ve K70-MeV AVF siklotron (AVF) bulunmaktadır. RILAC, 6 MeV/nükleona kadar enerjiye sahip bir ağır iyon ışını AVF, 14 MeV'e kadar proton ve 5,6 MeV/nükleona kadar Ca iyonları sağlamaktadır. RRC 210 MeV'e kadar proton, 135 MeV/nükleona kadar C, O ve Ne iyonları gibi ağır iyonlar, 95 MeV/nükleona kadar Ar iyonları ve 15 MeV/nükleona kadar Bi iyonları sağlayabilir [51].

- **HEAVY ION ACCELERATOR FACILITY Research School of Physics
ANU College of Science**

Avustralya Ulusal Üniversitesi tarafından desteklenen Fizik araştırma Okulu Fen Fakültesi tarafından çeşitli araştırmaların yapıldığı bir tesistir. Ağır İyon Hızlandırıcı Tesisi nükleer reaksiyonların temel dinamiklerinin araştırılmasından, çevre analizi, kuantum fiziğinden madde ve malzeme deneylerine ve yeni tıbbi tedavilerin geliştirilmesine kadar çok çeşitli konuları keşfetmek için çeşitli araştırmalar yapılmaktadır. HIAF 1973 yılında kurulması ile nükleer alanda çalışmaları başlamış,

ilave 6 MEV’lik doğrusal hızlandırıcı döngüsüne sahip 15 MEV’lik tandem elektrostatik hızlandırıcıdan oluşmaktadır. Tesis günde 24 saat, yılda 5000 saate kadar çalışmaktadır. Avustralya’nın en büyük ve en yüksek enerjili iyon hızlandırıcısı tarafından yönlendirilen hidrojenen plütonyuma kadar çeşitli iyonlar hızlandırılmakta, 11 uyarlanabilir ışın hattı ve sayısız dedektör sistemi, çok çeşitli deneylerin gerçekleştirilmesine olanak tanımaktadır. Günümüzde Dünya standartlarında bir tesis olarak yerini almıştır [52].

- **Nuclear Physics Institute of the Czech Academy of Sciences**

Çek Bilimler Akademisi'nin Nükleer Fizik Enstitüsü, Çek Cumhuriyeti'nin Orta Bohemya Bölgesi'ndeki Řež'de bulunan bir araştırma kurumudur. 1972 yılında Çekoslovak Bilimler Akademisi'nin eski Nükleer Araştırma Enstitüsü Fizik Bölümü tarafından kurulmuştur. Enstitü teorik ve deneysel nükleer fizik alanlarında çalışmaktadır. Beta ve gama radyasyonunun nükleer spektroskopisi, ağır iyonların çarpışmaları dahil nükleer reaksiyonlar ve hiper nükleer fizik konularında çalışmalar yürütmektedir [53].

2.2.5.2. Ağır İyon Füzyon Reaksiyonları Neden Önemli?

Ağır iyon füzyon reaksiyonları, nükleer haritayı genişletme çalışmaları ve ağır elementlerin sentezi için gereklidir ve temiz ve sınırsız bir enerji kaynağı potansiyeli taşır. Bu nedenle, başarılı bir ağır iyon füzyon reaksiyonu, fosil yakıtlara dayalı enerji üretiminden kaynaklanan çevresel sorunları çözmek için büyük bir potansiyele sahiptir [54]. Ancak ağır iyon füzyon reaksiyonlarının ekonomik enerji üretimi için eylemsiz füzyon yolunu kullanma fikri, uygun bir lazerin eksikliği nedeniyle sıkıntılar yaşamıştır. Bu sıkıntılardan en önemlisi, yüksek tekrarlama oranlarıyla (genellikle 10 Hz veya daha fazla) birçok atışı gerçekleştirebilen ve aynı zamanda iyi bir verimlilik sağlayabilen bir lazerin olmamasıyla ilgilidir. Ağır iyon hızlandırıcılar, tek atışlı ateşlemeyi hedefleyen lazerlerle rekabet edemezken, gelecekteki ticari enerji üretimi uygulamalarında potansiyelleri her zaman verimlilik, tekrarlama oranı ve güvenilirlik gibi kritik faktörlere dayanmıştır [55].

Füzyon reaksiyonları, güneş ve diğer yıldızların enerji üretme mekanizmalarının temelini oluşturur. Ayrıca, daha hafif sistemlerdeki bazı ağır iyon füzyon reaksiyonları, yıldızlarda enerji üretimini ve element sentezini anlamamız için merkezi bir öneme sahiptir [56]. $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ ve $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ gibi ağır iyon füzyon reaksiyonları, geç yıldız evrimi sırasında, örneğin Ia tipi süpernovalarda önemli bir rol oynar [57]. Bununla birlikte, bu patlayıcı senaryolarda bile, Gamow enerjileri hala çok düşüktür ve karşılık gelen tesir

kesitleri o kadar küçüktür ki, mevcut teknolojilerle laboratuvarlarda ölçülemezler. Bu nedenle, simülasyonlarda kullanılan reaksiyon hızları ya mevcut verilerin ekstrapolasyonlarından ya da model hesaplamalarından elde edilir. Nötronca zengin çekirdekleri içeren diğer füzyon reaksiyonları ($^{24}\text{O} + ^{24}\text{O}$, $^{28}\text{Ne} + ^{28}\text{Ne}$, $^{24}\text{Ne} + ^{42}\text{Mg}$ vb.), aktive olan nötron yıldızlarının iç kabuğunda meydana gelir. Bu reaksiyonlar laboratuvarlarda ölçülemez ve sadece hesaplamalar yoluyla erişilebilir [58].

Parçacıkların karmaşık doğası birçok farklı reaksiyonun oluşmasına olanak tanır. Ayrıca, füzyon reaksiyonları yüksek enerjili çekirdeklerin üretilmesine yol açabilir. Bu da nükleer maddeyi özel koşullarda incelemek için başka yollarla bulunmayan fırsatlar sunar.

2.3. Tesir Kesiti

Tesir kesiti, belirli bir nükleer reaksiyonun meydana gelme olasılığıdır. Tesir kesitinin ifadesi için niceliksel bir ölçüye ihtiyaç vardır. Bunun için aşağıdaki şekilde tanımladığımız tesir kesiti kavramını kullanılmaktadır. Tipik bir nükleer reaksiyonu olarak $X(a,b)Y$ varsayılmıştır. Gelen parçacık olan A 'yı n tane çekirdek içeren bir hedef üzerinde birim alan başına a tipi I_0 parçacıkları akışı varsa, o zaman birim zamanda yayılan parçacıkların sayısı hem I_0 hem de n ile açıkça orantılıdır. Orantı sabiti kesit, σ ve alan ölçülerine sahiptir. Daha sonra bu özel reaksiyonun tesir kesiti denklem (2.9)'daki gibi olacaktır [38].

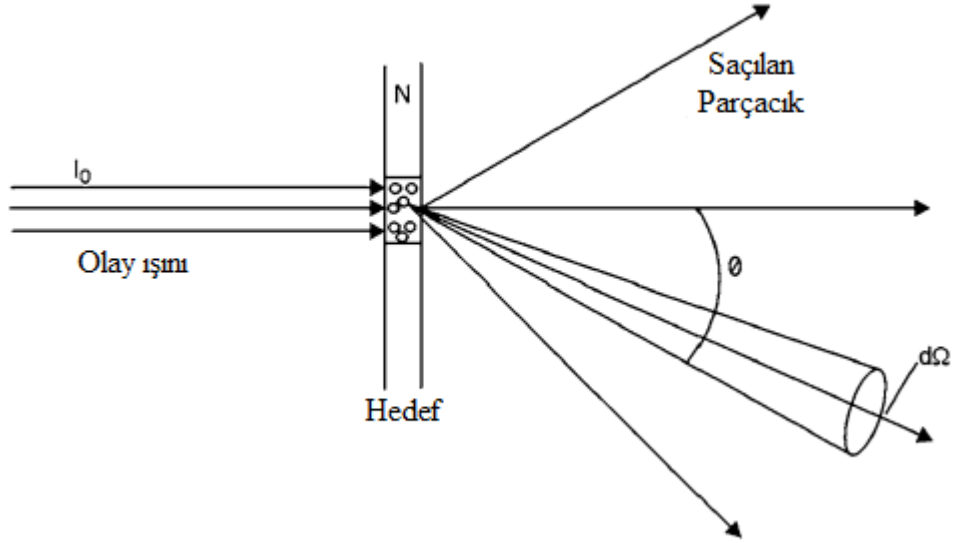
I_0 , birim alan başına düşen " a " parçacıklarının, N adet x tipi çekirdekten oluşan bir hedefe akışını ifade ediyorsa, o zaman birim zamanda yayılan b parçacıkları (I), hem I_0 hem de " N " ile orantılı olacaktır. Bu orantı sabiti σ 'ye kesit denir ve boyutları alan ile ölçülür. Dolayısıyla denklem 2.7 veya denklem 2.8 ile ifade edilebilir.

$$I = I_0 N \sigma \quad [2.7]$$

$$\sigma = \frac{I}{I_0 N} \quad [2.8]$$

$$\sigma = \frac{\text{yayılan parçacık sayısı } b}{(\text{parçacık sayısı olay/birim alan})(\text{ışın içindeki hedef çekirdek sayısı})} \quad [2.9]$$

Nükleer fizik için uygun bir alan birimi barndır (sembolü b : $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 100 \text{ fm}^2$) ve kesitler genellikle barn değeri, milibarn, $1 \text{ mb} = 10^{-3} \text{ b}$ ve mikrobarn, $1 \mu\text{b} = 10^{-6} \text{ b}$ şeklinde verilir [38].



Şekil 4. Olay ışınlarının polar açıları yönündeki katı açısı

Şekil 4'ten de görüldüğü gibi, olay ışına göre polar açıları (θ, ϕ) yönündeki bir katı açı ögesinde birim zamanda yayılan b parçacık sayısı, $d\Omega$ 'ye, I_0 'a ve N 'e orantılı olacaktır. Orantı sabiti, $d\sigma(\theta, \phi)/d\Omega$ olarak bilinen farklılaşan kesit kesiti veya $(d\sigma/d\Omega)$ veya $\sigma(\theta, \phi)$ olarak yazılabilir, böylece;

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{I}{I_0 N d\Omega} \quad [2.10]$$

Denklem 2.10'daki $d\sigma/d\Omega$ birimi barn/steradyan olur. Eğer parçacıklar polarize değilse, saçılan parçacıklar azimut açısı ϕ 'ye bağlı olmayacak ve saçılma, ışın eksenine etrafında simetrik olacaktır. Orantı sabiti, farklılaşan kesit kesiti olarak bilinen $d\sigma(\theta, \phi)/d\Omega$, ayrıca $(d\sigma/d\Omega)$ veya $\sigma(\theta, \phi)$ olarak da yazılır, böylece denklem. a'deki $d\sigma/d\Omega$ birimi barn/steradyan olur. Parçacıklar polarize değilse, saçılan parçacıklar azimut açısı ϕ 'ye bağlı olmayacak ve saçılma, ışın eksenine etrafında simetrik olacaktır. Bu durumda farklılaşan kesit kesiti sadece polar açı θ 'ye bağlı olacak ve $d\sigma(\theta)/d\Omega$ veya $\sigma(\theta)$ olarak yazılacaktır. Toplam elastik tesir kesiti σ ve $d\sigma/d\Omega$, denklem b ile ilişkilidir [60].

$$\sigma = \int_0^{4\pi} (d\sigma/d\Omega) d\Omega \quad [2.11]$$

Ancak $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ olduğuna göre,

$$\sigma = \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi (d\sigma/d\Omega) \quad [2.12]$$

Spin polarizasyonunun yokluğunda, $d\sigma/d\Omega$ ϕ 'den bağımsızdır ve denklem 2.13'ü elde ederiz.

$$\sigma = 2\pi \int_0^\pi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \sin \theta d\theta \quad [2.13]$$

Aynı giriş kanalı için, belirli bir enerjide farklı reaksiyon ürünlerine karşılık gelen bir dizi çıkış kanalı açık olacaktır. Çıkış kanalları bağımsız olduğundan, herhangi bir kuantum müdahalesi olmayacak ve farklı reaksiyon kanallarının kesit kesitleri toplanabilir. Tüm bu elastik olmayan kanalların tesir kesitlerinin toplamına reaksiyon veya emilim kesitleri denir ve σ_r ile gösterilir. Elastik tesir kesiti de eklenirse, denklem e'de gösterilen toplam tesir kesitinden bahsediyoruz [60].

Elastik ve soğurma kesitlerinin toplamı, toplam kesiti oluşturur; eğer parçacık/foton yüksüzse, bu değer

$$\begin{aligned} \sigma_{tot} &= \sigma_{el} + \sigma_a \\ &= \pi \lambda_a^2 \sum_l (2l+1) \left[|1 - n_{l,a}|^2 + |n_{l,a}|^2 \right] \\ &= 2\pi \lambda_a^2 \sum_l (2l+1) \left[1 - \text{Re } n_{l,a} \right] \end{aligned} \quad [2.16]$$

dir. Çünkü $|n_{l,a}| \leq 1$ olduğunda, verilen bir l için maksimum toplam kesit, $|n_{l,a}| = -1$ olduğunda ve sadece elastik saçılma içerdiğinde elde edilir. Bir l 'nin "tam absorpsiyonu", $|n_{l,a}| = 0$ olduğunda meydana geldiği ve sadece bu maksimumun yarısını verdiği zaman elde edilir. $\sigma = 0$ derecede elastik saçılma genliği sadece denklem 3.69 şeklindedir. [61].

$$f_a(\theta = 0) = \frac{1}{2ik_a} \sum_l (2l+1) [n_{l,a} - 1] \quad [2.17]$$

Çünkü $P_1(\cos\theta = 1) = 1$, denklem 3.68 ile karşılaştırıldığında toplam kesiti, ileri ($\theta=0$) elastik saçılma genliğinin hayali kısmıyla ilişkilendiren optik teorem elde edilir.

$$\sigma_{tot} = 4\pi \lambda_a \text{Im } f_a(\theta = 0) \quad [2.18]$$

Çünkü elastik diferansiyel kesit, denklem 3.7'ye göre sadece $d\Omega$ 'dır, optik teorem 3.69, Wick eşitsizliğine yol açar.

$$\sigma_{tot} = 4\pi \lambda_a [d\sigma_{el}(\theta = 0^\circ)/d\Omega]^{1/2} \quad [2.19]$$

Tabii ki, sürekli vurguladığımız gibi, yüklü parçacıklar için σ_{el} ve $f_a(0)$ her ikisi de sonsuzdur, bu nedenle σ_{tot} 'da sonsuzdur. Bu nedenle, optik teorem 3.69 ve Wick

eşitsizliği 3.70, pratik olarak nötron saçılmaları için önemlidir. Bununla birlikte, yüklü parçacık saçılmaları için optik teorem 3.69'a denk bir teorem de ifade edilebilir [62]

$$[\sigma_{el} - \sigma_R] + \sigma_{abs} = 4 \pi \lambda_a \operatorname{Im} f'_a(\theta = 0) \quad [2.20]$$

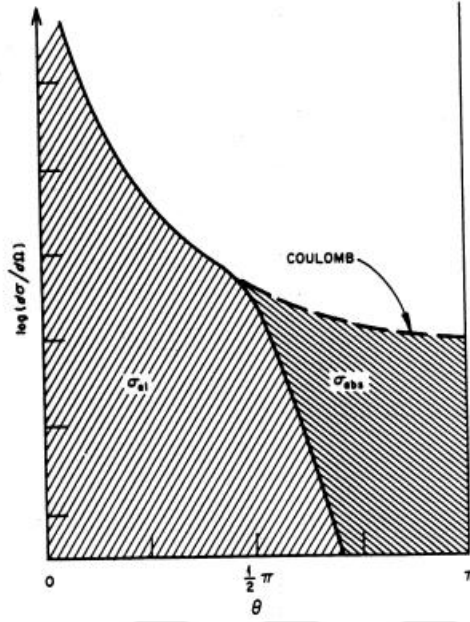
Burada f_a , özellikle nükleer kuvvetlerden (ve bir noktasal yükten nükleer yük dağılımının azalmasından) kaynaklanan ek saçılma genliğidir. Ayrıca σ_{el} tam bütünleşmiş elastik tesir kesiti iken, σ_R sonsuzdur, ancak farklarının sonlu kaldığı ve denklem 3.71 ile verildiği gösterilebilir.

Burada f'_a , özellikle nükleer kuvvetlerden (ve bir noktasal yükten nükleer yük dağılımının azalmasından) kaynaklanan ek saçılma genliğidir. Ayrıca σ_{el} tam entegre elastik tesir kesiti iken, σ_R sonsuzdur, ancak farklarının sonlu kaldığı ve denklem 3.71 ile verildiği gösterilebilir.

Eğer $4 \pi \lambda_a \operatorname{Im} f'_a(\theta) \ll \sigma_{abs}$ ise, ağır iyon saçılmasında olduğu gibi güçlü soğurma olduğunda olduğu gibi, o zaman;

$$\sigma_{abs} = [\sigma_R - \sigma_{el}] = \int \left[\frac{d\sigma_R}{d\Omega} - \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} \right] \quad [2.21]$$

şeklindedir.



Şekil 5. Güçlü soğurma olduğunda yüklü parçacıklar için optik teorem, denklem 3.71, gösterilmektedir. Klasik limitte $f'_a = 0$, elastik diferansiyel tesir kesitinin altına düşmesi. Rutherford (veya coulomb) değeri sadece soğurma tesir kesitine eşittir.

Bu ilişki için basit bir klasik resim vardır. Diferansiyel tesir kesiti şekil 5'te gösterilen forma sahiptir; gerçek elastik tesir kesiti, karşılık gelen Rutherford yörüngesinin iki parçacığın temas etmesine ve güçlü bir şekilde etkileşmesine izin verdiği bir açıda aniden Rutherford veya Coloumb değerinin altına düşer. Bundan daha büyük açılara karşılık gelen yörüngeler boyunca (yani, iki parçacığın daha fazla yaklaşmasına izin veren yörüngeler) elastik kanaldan akı emilimi vardır. O zaman gerçek elastik çapraz kesit σ_{abs} arasındaki fark. Bununla birlikte, genel olarak, saçılmanın dalga doğası $Imf'_a(0) \neq 0$ 'a yol açar ve bu basit tanımlama tam olarak geçerli değildir [61].

Başlangıçta sabit duran hedef parçacıklar tarafından saçılan parçacıkların açısal dağılımını tanımlamak için kesit kavramı kullanılır. Birim alan başına birim zamanda N_0 parçacığın yönüne dik yönlendirilen Düzgün paralel bir akış, n saçılma merkezi üzerine düşer. Polar açının bir eksen göre $d\Omega$ ve azimut açısının β olduğu bir yöne merkezlenmiş küçük bir katı açı d içine birim zamanda N parçacık saçılır. Akışın parçacıkların birbirleriyle etkileşimine izin vermemek için yeterince küçük olduğundan, çarpışmalar nedeniyle saçılma merkezlerinin sayısında dikkate değer bir azalma olmadığından ve gelen parçacıkların birbirlerine yeterince uzak olduğundan emin olunmuşsa, N , N_0 , n ve d 'ye bağlı olacaktır. Birim zamanda $d\Omega$ yönünde çıkan gelen parçacıkların sayısı şu şekilde ifade edilebilir:

$$N = nN_0 \sigma(\theta, \beta) d\Omega \quad [2.21]$$

Bu bağlamda, orantı faktörü $\sigma(\theta, \beta)$ adı verilen, belirli bir yönde (θ, β) verilen bir çekirdekten birim katı açı başına saçılma olasılığının bir ölçüsüdür. $\sigma(\theta, \beta)$ miktarı, bir çekirdekten verilen yönde (θ, β) saçılma olasılığını ölçer.

$$\sigma = \int \sigma(\theta, \beta) d\Omega \quad [2.22]$$

$\sigma(\theta, \beta)$ miktarının küresel üzerindeki integrali, toplam saçılma kesit kesiri olarak adlandırılır. σ 'nin boyutu bir alan boyutundadır ve bir Barn (b) olarak ifade edilir. $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$. $\sigma(\theta, \beta)$ miktarının birim katı açı başına düşen değeri Barn/Steradyan cinsinden ifade edilir. Steradyan (sr), katı açının birimi olarak kullanılır. $\sigma(\theta, \beta)$ aynı zamanda $d\sigma(\theta, \beta)/d\Omega$ olarak da yazılır. İki boyutta saçılma ile karşılaştırıldığında, üç boyutta saçılmayı tanımlamak için eklenen tek parametre, azimut açısı olarak adlandırılır [60].

2.4. Teorik Tesir Kesiti Hesaplama

Teorik nükleer tesir kesiti hesaplama modelleri, nükleer reaksiyonların teorik olarak tahmin edilmesi ve analiz edilmesi için kullanılan matematiksel ve fiziksel modellerdir. Bu modeller, nükleer reaksiyonların özelliklerini, enerji bağımlılığını ve reaksiyon kanallarını hesaplamak için kullanılmaktadır.

2.4.1. Optik Model

Nükleer reaksiyonların tanımlanmasında en basit ve en başarılı modellerden biri optik modeldir. İlk olarak 1935 yılında, Schrödinger denkleminin çözümünde uyarılmış kanalları dikkate alabilmek için kompleks bir potansiyelin gerekliliği, Bethe tarafından öne sürülmüş, daha sonra 1950'lerde Feshbach ve Saxon, kompleks saçılma potansiyeli modelini geliştirerek reaksiyonlara uygulamışlardır [62].

Optik model fikri, nötronların çekirdekten saçılması ile ışığın geçirgen bir küreden saçılması arasında benzerlik bulunduğu keşfedildikten sonra ortaya atılmıştır. Düşük enerjili nötron deneyleri yapılan kadar, çekirdekler arasındaki etkileşimin güçlü ve kısa menzilli nükleon kuvveti nedeniyle şiddetli olduğu ve bu nedenle nükleer sıvı içindeki bir nükleonun ortalama serbest yolunun çok kısa olduğu düşünülüyordu. Aynı şekilde çekirdek saydam olmayan veya 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 kısmının güçlü absorpsiyonu gösterir şekilde soğrulurken, bir kısmının güçlü etkileşim

etkisi olmadan saçıldığı gözlemlenmiştir. Nötronların bu optik davranışı temel alınarak bu model geliştirilmiştir [63].

Optik model, pionların, nükleonların ve daha ağır parçacıkların çekirdekler tarafından geniş bir enerji aralığında elastik saçılmasını analiz etmek için kapsamlı bir şekilde uygulanmıştır [64]. Birleştirilmiş kanallar formalizmi ile elastik olmayan saçılmayı içerecek şekilde genişletilmiştir [65]. ve dağılma etkilerinin dikkate alınması hem bağlı hem de saçılma durumlarının aynı ortalama alan tarafından tanımlanmasını sağlar [66]. Bir nükleonun bir çekirdekle etkileşimi doğası gereği karmaşıktır ve optik model bunu deney verilerine uyacak şekilde ayarlanan parametrelerle çok basit formda bir fenomenolojik potansiyel ile temsil eder. Bu potansiyel, reaksiyon akısının elastik kanaldan elastik olmayan reaksiyon kanallarına emilimini hesaba katan hayali bir kısma sahiptir. Bu, ışığın “deks” cinsinden karmaşık bir kırılma ortamı tarafından saçılması ve emilmesine benzer, bu yüzden optik model olarak adlandırılır.

Yıllar geçtikçe optik model potansiyelleri, daha doğru ve kapsamlı deneysel verileri hesaba katmalarını sağlamak için giderek daha sofistike hale gelmiştir. İlk potansiyeller şu biçime sahipti;

$$\mathbf{V} = (\mathbf{U} + i\mathbf{W})\mathbf{f}(\mathbf{r}) \quad [2.23]$$

Burada U ve W gerçek ve hayali potansiyel derinliklerdir ve $\mathbf{f}(\mathbf{r})$ radyal form faktörüdür. Bu genellikle Saxon-Woods formuna sahiptir.

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad [2.24]$$

Burada R ve a yarıçap ve yüzey diüseness parametreleridir. Bu dört parametrelilik optik potansiyeldir. Kuantum mekaniksel formalizme eklendiğinde, yüklü parçacıklar için elastik saçılma ve reaksiyon (soğurma) tesir kesitleri ve nötr parçacıklar için toplam elastik tesir kesiti ve toplam tesir kesitini verir. Daha doğru verilerin analizleri, form faktörü parametrelerinin gerçek ve hayali potansiyeller için farklı olmasına izin vererek daha iyi bir t elde edilebileceğini göstermiştir; bu da altı parametrelilik potansiyeli verir. Düşük enerjilerde etkileşim ağırlıklı olarak çekirdeğin yüzey bölgesinde gerçekleşir, bu nedenle bazı analizlerde potansiyelin hayali kısmı için yüzey tepeli bir form faktörü kullanılır.

$$\mathbf{g}(\mathbf{r}) = -4a \frac{d\mathbf{f}(\mathbf{r})}{d\mathbf{r}} = \frac{4\exp[(r-R)/a]}{1 + \exp[(r-R)/a]^2} \quad [2.25]$$

burada **4a** faktörü $g(R) = 1$ olacak şekilde eklenmiştir. $f(r)$ ve $g(r)$ ile hayali potansiyeller sırasıyla hacim ve yüzey emilimi olarak adlandırılır. Hem yüzey hem de hacim soğurma terimlerini dahil etmek mümkündür ve bu aşağıda açıklanan dağılım ilişkisi analizleri için gereklidir. Tesir kesitleri potansiyelin biçimine karşı oldukça duyarsız olduğundan, bu analizler için çok doğru veriler gereklidir. Bazı ilk analizlerde $g(r)$ için bir Gauss formu kullanılmıştır. Bir spin-yörünge teriminin eklenmesi, saçılan parçacığın kutuplaşmasının hesaplanmasını sağlar. Bu terim denklem 2.26 formuna sahiptir.

$$V_{so}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\hbar}{m_\pi}\right)^2 (U_s + iW_s) \frac{1}{r} \frac{df_s r}{dr} \mathbf{L} \boldsymbol{\sigma}$$

[2.26]

Pion Compton dalga boyunun karesi, bu terimin nükleer kuvvetlerin mezon teorisinden türetilmesinin bir kalıntısıdır ve sayısal değeri 2 fm²'ye yakındır. Form faktörü $f_s(r)$, Saxon-Woods formuna (2.24) ve genellikle yarıçap parametresinin oldukça küçük bir değerine sahiptir. Hayali spin-yörünge potansiyelinin dahil edilmesini destekleyen çok az kanıt vardır, bu nedenle genellikle ihmal edilir. Bu da dokuz parametrelilik optik potansiyeli verir.

Optik potansiyel, gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki tüm nükleon-nükleon etkileşimlerini temsil ettiğinden, nükleon-nükleon etkileşimlerini nükleer yoğunluk dağılımı $\rho(r)$ üzerinden toplayarak nükleon optik potansiyellerini tahmin etmek mümkündür ve denklem 2.27'de verildiği gibidir.

$$V(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^A v(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|) \approx \int \rho(\mathbf{r}') v(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|) d\mathbf{r}'$$

(2.27)

Burada $v(r)$, gelen nükleon ile çekirdekteki bir nükleon arasındaki etkin etkileşimdir.

Bu etkin etkileşim, ayarlanabilir aralık ve güç ile bir Gauss veya Yukawa formu ile temsil edilebilir. Bu katlanmış potansiyel yalnızca potansiyelin gerçek kısmı için kullanışlıdır, bu nedenle kullanıldığında daha önce olduğu gibi fenomenolojik bir hayali kısım ile desteklenir. Katlanmış potansiyeller alfa parçacığı ve ağır iyon saçılmaları için daha sık kullanılır, çünkü bunlar genellikle potansiyelin yüzey kısmının (2.1) ile (2.4) arasındaki fenomenolojik formlardan daha iyi bir temsilini verir. Ek bir yenileme, etkin etkileşim ifadesine yoğunluğa bağlı bir terimin dahil edilmesidir. Çift katlanmış potansiyeller benzer şekilde kompozit mermiler için de elde edilebilir.

Bu optik potansiyeller sadece elastik saçılma kanalını açık bir şekilde ele alır ve diğer tüm elastik olmayan kanallar, diğer tüm reaksiyonlar tarafından elastik kanaldan uzaklaştırılmayı temsil eden hayali potansiyel tarafından küresel bir şekilde dikkate alınır. Bu, basit optik model (SOM) olarak adlandırılır [67].

2.4.2. DWBA (Bozulmuş Dalga Doğuşu Yaklaşımı)

Bozulmuş dalga Born yaklaşımı (DWBA) nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin analizinde önemli bir rol oynamaktadır [68].

Doğrudan transfer nükleer reaksiyonları, Bozulmuş Dalga Born Yaklaşımı (DWBA) teorisi kullanılarak tanımlanabilir. Bu, kalan çekirdeğin son durumlarında bulunan nükleonların yapıları ve reaksiyonun mekanizması hakkında bilgi sağlar. Doğrudan transfer reaksiyonları arasında, sıyırma veya toplama gibi çoğu tek adımlı parçacık transferi süreçleri, DWBA teorisi içinde sıfır aralıklı olarak başarılı bir şekilde açıklanabilir. Ancak, diğer durumlarda sonlu aralıklı DWBA teorisi kullanılmalıdır. Geleneksel olarak, DWBA hesaplamaları için, son durumlar için spektroskopik faktör genlikleri olarak adlandırılan değerlere ihtiyaç vardır. Bu genlikler, genellikle bilinen nükleer modellere dayalı olarak hesaplanır [69].

2.4.3. Çift Kanal Metodu

Çift Kanal Metodu, 40 yıl önce Coester ve Kummel tarafından nükleer fizikte ortaya çıktı, bu süreçte bir çekirdek içindeki korelasyonları açıklamak için üstel bir yaklaşım önerdiler [70]. Bu yaklaşım, Kanal operatörleri tarafından belirli bir referans belirleyici üzerinde etki ederek oluşturulan kanal fonksiyonlarının kullanılmasını içeren bir formalizm kullanılarak birçok cisimli problemler için iyi bir şekilde haklı çıkarılmıştır [71]. İlk olarak sonlu çekirdeklerdeki uygulamalar [72]'de tarif edilmiştir. O zamandan beri, bu ilginç birçok cisimli teorinin nükleer fizik uygulamalarında sistematik bir şekilde geliştirilmesi ve uygulanması sadece ara sıra gerçekleşti. Hesaplamalı kuantum kimliği açısından bakıldığında ise, hesaplamalı kimya uygulamalarında kullanılan çift Kanal yöntemleri kimya ve moleküler yapısı ile kimyasal reaksiyonlarla ilgili birçok kimya problemi üzerinde büyük başarı sağlamaktadır [73][74][75][76][77].

Çift Kanal yöntemlerinin peşinden gitmeyi motive eden birçok sağlam teorik neden bulunmaktadır. İlk olarak, bu yöntem tamamen mikroskopiktir ve sistematik ve hiyerarşik iyileştirmelere olanak tanır. Aslında, Çift Kanal teorisinde kanal operatörünü sistemdeki tüm A parçacığına genişlettiğinizde, sistemin tamamen korele çok parçacıklı dalga

fonksiyonunu tam olarak üretirsiniz. Yöntemin gerektirdiği tek girdi nükleon-nükleon etkileşimidir. Ayrıca yöntem, üç-nükleon etkileşimi gibi daha yüksek düzen etkileşimlerine de genişletilebilir. İkinci olarak, yöntem boyutsal olarak genişletilebilirdir, bu da enerji hesaplamalarında (Hamiltonian'ın beklenti değeri) ve amplitüd denklemlerinde yalnızca bağlantılı diyagramların görüldüğü anlamına gelir [78]'de tartışıldığı gibi, parçacık-delik kırpmı düzenlemelerini kullanan tüm kabuk model hesaplamaları, enerji hesaplamalarında bağlantısız diyagramların dahil edilmesinden sıkıntı duyulmaktadır. Üçüncü olarak, çift kanal teorisi ayrıca boyutsal olarak uygun bir yöntemdir, yani ayrı ayrı hesaplanan iki etkileşmeyen parçacığın enerjisi, her iki parçacık için aynıdır. Reaksiyonların çalışılmasının oldukça önemli olduğu bir alan olan bu özellik, kimyada yapılan etkileşen kabuk modelde mevcut olmayan kritik bir özelliktir. Dördüncü olarak, teori değişken olmasa da enerji çoğu durumda bir değişken miktar gibi davranır. Son olarak, hesaplama açısından, çift kanal teorisinin pratik uygulanması paralel hesaplama için uygundur.

2.4.4. Hauser-Feshbach Modeli

Spinli olmayan parçacıkların en basit durumunda [1], difüzyon teorisi, bizi başlangıç kanalından a son kanala β 'ye yönlendiren bir süreç için reaksiyon kesitini sağlar, denklem 2.28 olarak ifade edilir.

$$\sigma_b = \frac{\pi}{k_a^2} \left(|\delta_{\alpha\beta} - S_{\alpha\beta}|^2 \right), \quad [2.28]$$

Burada $S_{\alpha\beta}$ saçılma matris elemanı ve k_a bağıl hareket dalga sayısıdır. optik model potansiyeli $S_{\alpha\beta}$ için değerlerin yanı sıra denklem 2.29 ile tanımlanan iletim katsayılarını verir.

$$T_\alpha = 1 - |S_{\alpha\alpha}|^2 \quad [2.29]$$

Bu nedenle, bileşik çekirdek oluşum kesiti basitçe denklem 2.30 şeklinde okunur.

$$\sigma_\alpha^{\text{CN}} = \frac{\pi}{k_a^2} T_\alpha \quad [2.30]$$

Bu da bağımsızlık hipotezi reaksiyon çapraz kesitini denklem 2.31'i verir.

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_\alpha^{\text{CN}} P_\beta \quad [2.31]$$

Burada P_β bileşik çekirdeğin β kanalına bozunma olasılığıdır. Bu olasılık resiporisite teoreminden hesaplanabilir ve denklem 2.32 elde edilir.

$$P_{\beta} = \frac{T_{\beta}}{\sum_c T_c}, \quad [2.32]$$

Böylece son tesir kesiti $\sigma_{\alpha\beta}$ denklem 2.33'teki gibi olur.

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \frac{T_{\alpha} T_{\beta}}{\sum_c T_c} \quad [2.33]$$

Bu da spinsiz parçacıklar için Hauser-Feshbach formülüdür [79].

2.4.5. Eikonal Model

Modern nükleer fizik deneylerinin analizinde merkezi bir rol oynar. Bu deneyler, kararlılıktan uzak nükleer yapıyı incelemeyi amaçlar. Özellikle bu yaklaşım, halo çekirdeklerini içeren reaksiyon ölçümlerini analiz etmek için sıkça kullanılır [3]. Bu çok egzotik sistemler, nükleer çizgenin sınırlarında bulunur ve izobarlarına göre çok daha büyük bir madde yarıçapı ile karakterize edilirler. Bu olağandışı boyut, bu çekirdeklerde gözlenen bir veya iki nükleonun gevşek bağlanmasından kaynaklandığı şekilde anlaşılmaktadır. Yalnızca kuantum tünelleme etkisi nedeniyle, bu değer nükleonları, diğer protonlardan ve nötronlardan büyük bir mesafede bulunabilir ve bu nedenle kompakt bir çekirdek etrafında yayılan bir tür difüz halo oluştururlar [4]. Bu nedenle, bunlar, bir veya iki nükleonun bir çekirdeğe gevşek bir şekilde bağlandığı, çekirdeğin yapısının ilk yaklaşımda ihmal edilebileceği birkaç nükleonlu kuantum sistemler olarak tanımlanabilir.

Eikonal yaklaşım bir dizi ilginç özellik ve bazı dezavantajlar sunmaktadır. Bir dereceye kadar, tüm mertebelerde az cisim serbestlik derecelerini dikkate alır. Oldukça basit bir fiziksel yorumu vardır ve genliklerin farklı bileşenlere ayrıştırılmasına izin verir. Bununla birlikte, eikonal yaklaşım, saçılma dalga fonksiyonunun fazının yaklaşık bir hesaplamasından ibarettir. Dinamik etkilerin olmaması nedeniyle, tüm potansiyeller gerçek olduğunda merminin iç olasılık yoğunluğu değişmez. Bu yaklaşım çoğunlukla çevresel reaksiyonlar için geçerlidir. Coulomb etkileşiminin uzun menzili ile ilgili bazı teknik zorluklar ortaya çıkmaktadır [80].

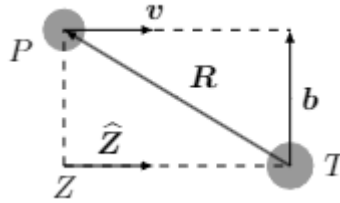
Tek cisimli bir P mermisinin yapısız olduğunu varsaydığımız bir T hedefiyle çarpışmasıyla başlayalım. Bu iki cisim arasındaki etkileşim bir optik potansiyel V_{PT} tarafından simüle edilir. Böyle bir sistemi tanımlayan Schrödinger denklemi şöyledir.

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu_{PT}} \Delta_{\mathbf{R}} + V_{PT}(\mathbf{R}) \right] \psi(\mathbf{R}) = E_T \psi(\mathbf{R}) \quad [2.34]$$

Denklem 2.34 içerisinde R , P-T göre göreceli koordinatı temsil eder, μ_{PT} ise P-T indirgenmiş kütlelerini temsil eder ve ET , sistemdeki toplam kinetik enerjiyi merkezi kütle dinlenme çerçevesinde ifade eder. P-T çarpışmasını açıklamak için, başlangıçta projektinin hedeften uzakta olduğu ve ona çarptığı koşuluyla Denklem 2.35'in çözülmesi gerekmektedir [81].

$$\psi(\mathbf{R}) \xrightarrow{Z \rightarrow -\infty} e^{iKZ + \dots} \quad [2.35]$$

K , Z 'nin ışın eksenine boyunca olduğu varsayılarak, ilk P-T göreli hareket için dalga vektörünü ifade eder (bkz. Şekil 6).



Şekil 6. Tek cisimli bir P mermisinin yapısız bir T hedefi üzerindeki çarpışmasını tanımlamak için eikonal yaklaşımda kullanılan koordinat sistemi. P-T göreli koordinatı R , ışın eksenine göre boylamsal Z ve enlemsel b bileşenlerine ayrıştırılır.

2.5. Teorik Tesir Kesiti Hesaplama Programları

2.5.1. TALYS

Hollanda, Fransa, Belçika ve Viyana iş birliği ile geliştirilen açık kaynaklı bir nükleer reaksiyon analiz kodudur TALYS Değerlendirilmiş Nükleer Veri Kütüphanesi Projesi (TENDL), 2008 yılında başladı ve o zamandan beri her yıl yeni sürümlerini yayınladı. Bu sürümler, çeşitli uygulamalar için daha fazla iyileştirme ve uygunluk içerir. Proje, nötronlar, protonlar, döteronlar, tritonlar, helyum-3, alfa parçacıkları ve fotonlar kaynaklı reaksiyonlar için nükleer veri değerlendirmelerini içerir.

Gelişimi açıklamak için, TENDL-2008 kütüphanesi nötron kaynaklı reaksiyonlar için 19F'den 209Po'ya kadar 350 izotopik değerlendirme içeriyordu. Ancak TENDL-2015 kütüphanesi çok daha geniş bir veri yelpazesi sunmaktadır. Bu kütüphane, kovaryans dosyaları, fisyon verimleri, termal saçılma verileri ve belirsizlik yayılımı için rastgele dosyalar olarak adlandırılan 200 MeV'e kadar nötron için 2800'den fazla değerlendirmeyi içermektedir [82].

TALYS 1.95 sürümü 2019 yılında tanıtılmıştır. 1 keV ile 1 GeV arasındaki enerji aralığındaki hedefler için nötron, proton, döteron, Triton, helyum ve alfa ile indüklenen nükleer reaksiyonların analizi ve tahmininde kullanılır [83].

2.5.2. EMPIRE

Çeşitli nükleer modelleri ve nükleer reaksiyon hesaplama kodlarını içeren bir bilgisayar programıdır ve geniş bir enerji aralığında enerji ve parçacık hesaplamaları için tasarlanmıştır. Projektil olarak deuteronlar, fotonlar, nükleonlar, helionlar (He), tritonlar, alfa parçacıkları ve hafif veya ağır iyonlar seçilebilir. Olası enerji aralığı, indüklenen parçacıklar için birkaç yüz MeV'ye kadar uzanabilir [84].

2.5.3. PACE4

PACE4 (Projection Angular-momentum Coupled Evaporation), deterministik hesaplamalarla elde edilen nükleer reaksiyonların tesir kesitine ilişkin verilerin yer aldığı bir Monte Carlo yöntemi kullanarak simülasyon yapabilen bir programdır [9]. Füzyon reaksiyonları PACE4 kodu kullanılarak simüle edilebilir. Gavron tarafından kâğıt üzerinde geliştirilmiştir ve LISE++) çerçevesindeki HillmanEyal buharlaştırma kodu olan JULIAN'ın gelişmiş sürümüdür.

PACE4 kodu bir istatistiksel buharlaşma kodudur. Bileşik çekirdeğin uyarılması için Monte-Carlo simülasyonu kullanılarak, ana buharlaşma kanalları farklı ışın enerjilerinde simüle edilebilir. Monte-Carlo simülasyonunun temel avantajı, çeşitli nicelikler arasında korelasyon sağlamasıdır. Kod bozunma zincirinde bulunan tüm çekirdekler için olasılıkları ve bozunma genişliklerini hesaplar [85].

2.6. Deneysel Tesir Kesiti Hesaplama

Bir tipik nükleer reaksiyon çalışması için, yüklü parçacıklardan oluşan bir ışın, bir hedef ve bir tespit sistemi gereklidir. Yüklü parçacıklardan oluşan ışınlar, çeşitli tipteki hızlandırıcılar kullanılarak üretilir ve nötron ışınları nükleer reaktörlerden ve yüklü parçacık hızlandırıcılarından elde edilebilir. Çıkış parçacığı b ve artık çekirdek Y 'nin hassas spektroskopisini yapabilmek için ışın belirli kriterlere uymalıdır:

1-Keskin bir odaklanmış olmalıdır, böylece açısal dağılım ölçümleri için kesin bir referans yönümüz olması.

2-Kesin bir enerjiye sahip olmalıdır; aksi takdirde, belirli bir uyarılmış durumu gözlemlemeye çalışırken denklemden Q ve E' 'yi bulmaya çalışırken, E' 'yi farklı T 'ler için gösterebilecek değişiklikler bulabilir.

3-Yüksek yoğunlukta olmalıdır, böylece kesin deneyler için gerekli istatistikleri toplanabiliriz.

4- Ölçümleri yapmak istenirse (örneğin, Y 'nin uyarılmış durumlarının ömrünü ölçmek için), ışın, durumu oluşturmak için bir referans sinyal sağlamak için keskin bir şekilde darbelenmiş olmalıdır ve darbeler ölçüm cihazının zaman çözünürlüğünden en azından ayrılmalı ve tercihen ölçmeye çalıştığımız sırayla olmalıdır.

5-İdeal koşullarda, hızlandırıcı ışınını kolayca seçebilmeliyiz, yani giriş enerjisi T 'yi veya hatta giriş parçacık türünü makul bir süre içinde değiştirebilmeliyiz. Modern büyük hızlandırıcıların sıkı ayarlama gereksinimleri ve yüksek akım kaynaklarının iyon kaynakları üzerindeki talepler, bu gereksinimi pratikte karşılamayı zorlaştırır. Hızlandırıcı ışın zamanı genellikle önceden uzun bir süre (genellikle 6 ay ila 1 yıl) planlanır, böylece ortak ışın gereksinimleri olan deneyler bir araya getirilebilir ve böylece ışın ayarlama süresini en aza indirebilir.

6- Olay ışını ışığının yoğunluğu neredeyse sabit olmalı ve kolayca ölçülebilir olmalıdır, çünkü kesiti belirlemek için bunu bilmemiz gerekir. Bir dedektörü bir yerden başka bir yere taşırsak, parçacık b 'nin gözlenen tespit hızındaki değişimin, farklılaşan kesit bağımlılığından kaynaklanıp kaynaklanmadığını veya sadece giriş ışınının yoğunluğunda bir değişiklikten kaynaklanıp kaynaklanmadığını bilinmelidir.

7- Işın polarize olabilir (yani, giriş parçacıklarının tüm spinleri belirli bir yönde hizalanmıştır) veya polarize olmayabilir, ancak deneycilerin isteğine bağlı olarak değişebilir bir durumdur.

8-Işın, ışın bozulmasını ve hava molekülleri ile çarpışmalar sonucu istenmeyen ürünlerin üretilmesini önlemek için yüksek vakum sistemi aracılığıyla hedefe taşınmalıdır.

Hedef türleri, deneyin hedeflerine bağlı olarak geniş bir yelpazede değişir. Bir reaksiyonun verimini (yani a veya a'), belki de ışının absorpsiyonunu veya radyoizotop Y 'nin bozunmasını gözlemleyerek ölçmek istiyorsak, kalın, katı bir hedef seçebiliriz. Bu tür bir hedef, çıkış parçacığı b 'yi bozabilir, saçabilir veya hatta durdurabilir, bu tür bir

ölçümde bizi rahatsız etmez. Öte yandan, hedefteki etkileşimlerden etkilenmeyecek şekilde b'yi gözlemlemek istiyorsak, çok ince bir hedef gerekir. Genellikle hedefler olarak ince metal folyolar kullanılır, ancak metal olmayanlar, oksitler gibi bileşikler için hedef malzemesi genellikle bir ince destek üzerine yerleştirilir, bu da reaksiyona katkıda bulunmaz veya parçacık b'nin geçişini etkilemez. Birçok uygulama için, ayrılmış izotopların nadir (ve sık sık pahalı) hedefleri kullanılır. Yüksek yoğunluklu, yüksek odaklı bir ışın (tipik olarak çapı birkaç mm) hedefe önemli bir termal güç ileterek (10 MeV protonların 1 A'nın absorpsiyonu 10 W verir), ince hedefleri yakabilecek kadar yeterlidir; bu nedenle hedefin soğutulması ve ışın tarafından üretilen ısıyı çıkarmak için bir yol bulunması gerekmektedir. Işın gibi, ışını kaybetmemek için hedefi değiştirmek nispeten kolay olmalıdır. Bazı uygulamalar için hedef çekirdeklerinin spinlerini polarize etmek istenebilir.

Dedektörler, çıkış parçacıklarının enerjisini ve türünü belirlemek için kullanılan parçacık dedektörleri veya dedektör teleskopları, iyi enerji çözünürlüğü için manyetik spektrometreler, hassas açı dağılım çalışması yapmak için pozisyon duyarlı parçacık dedektörleri (örneğin çok telli oransal sayaçlar), ürün çekirdeğin uyarılmış durumlarının de-excitation (atomun veya nükleer sistemlerin uyarılmış bir enerji seviyesinden daha düşük bir enerji seviyesine geçiş yapması durumu) gözlemlemek için gama ışını dedektörleri (belki de parçacık "b" ile tesadüfi olarak), parçacık "b"nin polarizasyonunu ölçmek için polarimetreler vb. içerebilir. Modern bir hızlandırıcı tesiste ışın zamanı çok değerli bir kaynaktır, bu nedenle her zaman en kısa sürede en fazla veriyi elde etmek ön plandadır. Bu nedenle çoklu dedektör konfigürasyonları çok yaygındır; birçok sinyal aynı anda dedektörlere gelir ve daha sonra "yeniden çalma" ve analiz için çevrimiçi bir bilgisayar sistemi tarafından depolanır [86].

2.7.Yapay Sinir Ağlarının Tarihçesi

Teknolojik cihazlar veya ürünler akıllı olabilir mi sorusu yıllardır tartışılmaktadır. Tarih boyunca insanlar cansız nesnelere hayat verip akıllı ve zeki nesneler haline dönüştürme amacı taşımıştır. İlk denemeler antik çağda İskenderiyeli Heron'nun su ve buhar gücüyle yapmayı denediği otonom düzeneklerle başlamış, sibernetiğin babası olan Ebu'l İzz Bin Rezzaz El Cabbar suyla çalışan tam otonom makineler yapmıştır.

İlk bilgisayarların gelişmesiyle beraber 1956 yılında Dartmouth Collage'da yapılan konferansta "yapay zekâ" terimi ortaya atılmıştır [87].

1948 yılında Wiener, "Cybernetics" adlı eserinde sinirlerin çalışma prensiplerine ve davranış özelliklerine dair bilgiler sunmuş, Hebb ise 1949'da yayımladığı "Organization of Behavior" adlı kitabında öğrenme teorileri hakkında temel bilgiler vermiştir. Hebb'in "Organization of Behavior" adlı kitabında ortaya koyduğu Hebb Kuralı, öğrenme ve uyum sağlama konusunda sinir ağları modeli için temel oluşturmuştur. Bu kurala dayanarak yapılan çalışmalar, yapay sinir ağlarının hesaplama gücünü artırıcı yönde büyük bir ivme kazandırmıştır.

1950'li yıllarda Alan Turing insan beyninin süreçlerini taklit edebilecek bilgisayarların yapılabileceğine inanıyordu. Turing, Turing testi olarak anılan bilgisayar zekâsı testini yayınladı [88]. Bernard Widrow ve Marcian Hoff, Stanford Üniversitesinde 1959 yılında ADALINE ve MADALINE adlı sinir ağı modellerini geliştirdiler. MADALINE, gerçek dünya sorunlarına uygulanan ve telefon hatlarında oluşan yankıları yok eden ilk adaptif süzgeçtir. Halen kullanılmaktadır. Bu dönemde, Widrow'un 'ters sarkaç' denetleyicisi, en dikkat çekici çalışmalardan biridir ve 1963 yılında yapılmıştır.

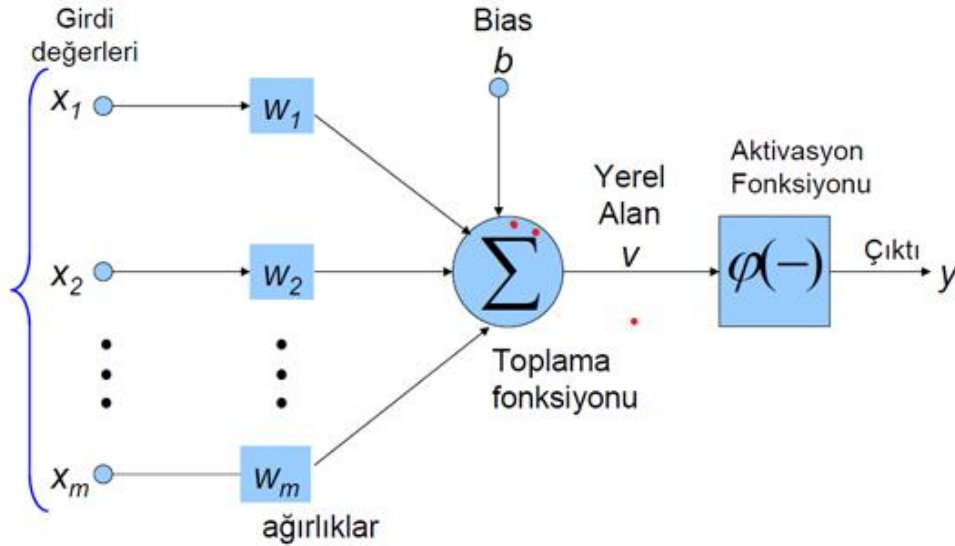
En dikkate değer olanı, Rosenblatt'ın algılayıcılar üzerine çalışması ve Widrow ve Hoff'un adaline çalışmasıydı. 1969'da Minsky ve Papert, YSA araştırmalarında büyük bir gerilemeye neden oldu. Perceptrons adlı kitaplarıyla, basit algılayıcıların çok katmanlı algılayıcılara genişletilmesinin mümkün olmadığı sonucuna vardılar. Bu, yapay sinir ağlarındaki araştırmaların 1980'lerin ortalarına kadar duraklamasına neden oldu. Bu kış uykusu döneminde, başta Grossberg, Carpenter, Amari, Kohonen ve Fukushima olmak üzere birkaç araştırmacı ise, araştırma çabalarına devam ettiler [88]. Minsky ve Papert, 1969'da Algılayıcının yetersizliğini fark ederek, XOR probleminin çözemediğini ispatlamışlardır. İki katmanlı ileri beslemeli ağların kullanımı ile tek katmanlı ağların birçok sınırlamasının ortadan kalktığını ve bu nedenle daha iyi sonuçlar verdiğini öne sürmüşlerdir. Ancak gizli katmanların ağırlıklarının nasıl değiştirileceği konusunda bir yöntem önerememişlerdir. Rumelhart ve ekibi ise geri yayılım yöntemini kullanarak bu soruna bir çözüm getirmişlerdir [90].

1980'lerin başlarında ve ortalarında sinirsel hesaplama çalışmaları için önemli bir dönüm noktasıdır. Hopfield, Hinton ve Rumelhart ve McLelland'ın dönüm noktası niteliğindeki yayınlarıyla geldi. Çok katmanlı algılayıcıların gelişmesiyle beraber 1980'lerin sonlarından itibaren yapay sinir ağlarıyla ilgili araştırmalar yeniden hız kazanmaya

yapmaya başladı. Bugün bilgisayar bilimlerindeki en büyük araştırma alanlarından biri haline geldi [89].

2.8. Yapay Sinir Ağları

Yapay Sinir Ağı (YSA), doğrusal ve doğrusal olmayan problemlerin çözümü için kullanılan matematiksel bir araçtır ve regresyon, sınıflandırma ve kümeleme problemlerinde sıklıkla kullanılır. İnsan beyninin öğrenme, uyum sağlama ve genelleme gibi yeteneklerini modellediği için oldukça güçlüdür. Beyin işlevselliğini ve sinir sistemini taklit ederek çalışır. Biyolojik sinir hücresinde öğrenme süreci, yeni aksonların üretilmesi, aksonların uyarılması veya mevcut aksonların güçlerinin değiştirilmesi yoluyla gerçekleşir. YSA'nın aksonların üzerindeki sinyalleri değerlendirme yeteneği de oldukça önemlidir, bu nedenle akson sinir yapısı için büyük bir önem taşır [91]. YSA'da nöronlar, işlem birimleridir ve şekil.7'de gösterildiği gibi verilerin girdi değerlerinin işlendiği birimdir. Bir katmandaki nöronlar adaptif sinaptik ağırlıklarla bir sonraki katmandaki nöronlarla bağlantı kurarlar. YSA giriş, gizli ve çıkış katmanlarından oluşur ve her katmanda ilgili nöronlar yer alır [92].



Şekil 7.Yapay bir nöronun diyagramı[93].

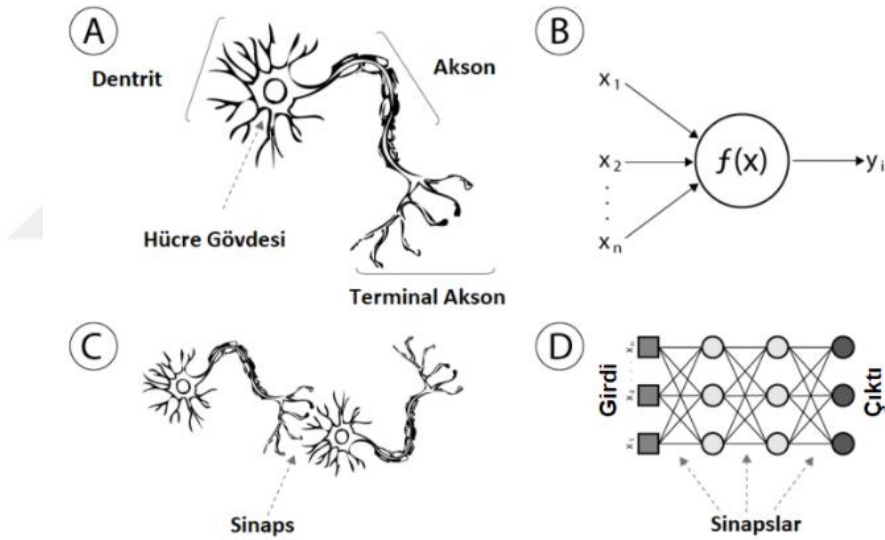
2.8.1. YSA Öğeleri

Yapay sinir ağları, paralel işlem yapan, birbirine bağlı çok sayıda işlem elemanından (sinir veya düğüm) oluşan yapılardır. Bu ağlar, çok sayıda düğümün birbirleriyle bağlantılı olduğu yapılardır. Bu yapılar genellikle paralel işleyen yapılardır [93].

YSA'nın öğeleri şekil 8'de gösterildiği gibi temel olarak 5 tanedir. Bunlar,

- Girdiler
- Ağırlıklar
- Toplama fonksiyonu
- Aktivasyon fonksiyonu
- Çıktılar

olarak sınıflandırılabilir.



Şekil 8.(A) İnsan nöronu; (B) Yapay bir sinir işlem elemanı (C) Biyolojik sinaps; (D) YSA sinapsları [94].

2.8.1.1.Girdiler

Sinir ağları, girdi katmanları aracılığıyla dış ortamla iletişim kurar ve girdi katmanına sunulan her örüntü için çıktı katmanı başka bir örüntü üretir Nöronlar, dış çevreden veya başka hücrelerden aldıkları bilgileri girişler aracılığıyla alırlar. Girişler genellikle rastgele birçok veriyi içerir. Sinir ağı, eğitim verilerine göre ayarlanan parametreleri kullanarak örüntü tanıma ve sınıflandırma görevlerini yerine getirir. Girdi katmanı, sinir ağına

sunulan verileri temsil eder ve her girdi nöronu, sinir ağının çıktısı üzerinde etkisi olan bağımsız değişkenleri temsil eder.

2.8.1.2. Ağırlıklar

Ağırlıklar ($w_1, w_2, \dots, w_n$) nöronlara gelen bilginin problem için önemi ve nöronlardaki etkisini gösteren katsayılardır. Her giriş kendisine ait ağırlığa sahiptir. Her bir ağırlık girdilerle çarpılarak toplama fonksiyonuna iletilir.

Bir girişin ağırlık değerinin büyük olması, o girişin YSA içinde güçlü bir bağa sahip olduğunu ya da önemli olduğunu gösterirken, küçük olması ise zayıf bir bağa sahip olduğunu ya da önemsiz olduğunu gösterir [95].

2.8.1.3. Toplama Fonksiyonu

Bir yapay sinir hücresinin net girdisini hesaplamak için, hücreye gelen tüm girdilerin ağırlıklarıyla çarpıldıktan sonra toplanması işlemi yapılan bir fonksiyondur.

Toplama fonksiyonu seçimi, problemin özelliklerine ve amaçlanan çıktıya bağlı olarak değişebilir. Bazı toplama fonksiyonları girdi değerlerinin kendisini, bazıları ise girdi değerlerinin sayısını dikkate alır. Toplama fonksiyonu seçimi için net bir yöntem bulunmamaktadır ve genellikle modeli oluşturan kişi tarafından deneme yanılma yoluyla belirlenir.

Bazı toplama fonksiyonları, aşağıdaki Çizelge 1’de açıklamaları ile verilmiştir [92].

Çizelge 2.1 Bazı toplama fonksiyonları.

$NET = \sum_{i=1}^N x_i w_i$	Toplam: Girdilerin ağırlık değerleri ile çarpılarak toplandığı ve sonucun toplama fonksiyonu olarak kullanıldığı NET hesaplanır.
$NET = \prod_{i=1}^N x_i w_i$	Çarpım: Girdiler ağırlık değerleri ile çarpılır ve daha sonra bulunan değerler birbirleriyle çarpılarak toplama fonksiyonu Net hesaplanır.
$NET = \max(x_i w_i)$	Maksimum: Ağırlık değerleri girdiler ile çarpıldıktan sonra çarpımlar sonucu içinden en büyüğü toplama fonksiyonu Net olarak hesaplanır.
$NET = \min(x_i w_i)$	Minimum: Ağırlık değerleri girdiler ile çarpıldıktan sonra çarpımlar sonucu içinden en küçüğü toplama fonksiyonu Net olarak hesaplanır.
$NET = \sum_{i=1}^N \text{Sgn}(x_i w_i)$	Çoğunluk: n adet girdi için girdilerle ağırlıklar çarpılır, sonrasında işaretlerine göre pozitif ve negatif olanların sayısı bulunur. Büyük olan sayı ağırlık toplama fonksiyonu Net olarak hesaplanır.
$NET = NET(\text{eski}) + \sum_{i=1}^N x_i w_i$	Kümülatif Toplam: Toplam toplama fonksiyonu uygulanır. Daha önce hücreye gelen bilgilere yeni hesaplanan girdi değerleri eklenerek toplama fonksiyonu Net olarak hesaplanır.

2.8.1.4. Aktivasyon Fonksiyonu

Hücrenin girdiye karşılık üreteceği çıktıyı belirleyen fonksiyon, toplama fonksiyonu tarafından gönderilen net bilgiyi işleyerek oluşmaktadır. Toplama fonksiyonunun sonucu, aktivasyon fonksiyonu tarafından işlenip çıkışa iletilir. Aktivasyon fonksiyonunun kullanılma sebebi, zamanla değişen durumlarda toplama fonksiyonunun çıkışının da değişebilmesidir. Ayrıca doğrusal olmayan problemler için sonuç üretebilmesi için aktivasyon fonksiyonu ile doğrusal olmayan bir fonksiyon seçilir.

YSA, doğrusal olmayan problemlerin çözümü için etkili bir araçtır. Bu problemleri çözebilmek için ise doğru aktivasyon fonksiyonunun seçimi önemlidir. En çok kullanılan aktivasyon fonksiyonlarına aşağıdaki gibi örnekler verilebilir.

- Sigmoid fonksiyonu
- Tanh Fonksiyonu
- Softmax Fonksiyonu
- ReLU Fonksiyonu
- Step Fonksiyonu
- ELU Fonksiyonu
- Swish Fonksiyonu

Aktivasyon fonksiyonunun türevinin alınabilir olması gerekliliği göz önünde bulundurulmalıdır, çünkü geri beslemeli ağlar üzerinde geriye yönelik hesaplama sırasında türevi hesaplanacaktır. Bu nedenle, türevi kolayca hesaplanabilen aktivasyon fonksiyonları tercih edilmelidir. Aşağıdaki Çizelge 2’de açıklamalarıyla bazı aktivasyon fonksiyonları verilmiştir [92].

Çizelge 2.2 Bazı Aktivasyon Fonksiyonları.

Aktivasyon fonksiyonu doğrusal olan fonksiyonlar doğrusal problemler için seçilebilir. Toplama fonksiyonundan hesaplanan sonuç, belirlenen katsayı ile çarpılarak hücrenin çıkışı hesaplanır.	$F_{(NET)} = A * NET$
Toplama fonksiyonundan gelen Net bilginin belirlenen eşik değerinden küçük veya büyük olmasına göre hücrenin çıkışı 1 veya 0 değerini alır.	$F_{(NET)} = \begin{cases} 1 & \text{Net} > b \\ 0 & \text{Net} \leq b \end{cases}$
Sigmoid aktivasyon fonksiyonu türevi alınabilen ve sürekli fonksiyondur. Bu nedenle genellikle doğrusal olmayan problemlerin çözümünde kullanılmaktadır. Fonksiyon girdi değerlerine karşılık 0 ile 1 arasında bir değer üretir.	$F_{(NET)} = \frac{1}{1 + e^{-NET}}$
Hiperbolik tanjant fonksiyonu, sigmoid fonksiyonuna benzerdir. Hiperbolik tanjant fonksiyonunun çıkış değerleri -1 ile 1 arasında değişmektedir.	$F(NET) = \frac{e^{NET} - e^{-NET}}{e^{NET} + e^{-NET}}$
Toplama fonksiyonundan gelen NET bilgi 0'dan küçük-eşit ise 0 çıktısı, 1'den büyük-eşit ise 1 çıktısı, 0 ile 1 arasında ise gelen NET değerini çıktı olarak üretmektedir.	$F_{(NET)} = \begin{cases} 0 & \text{eğer } NET \leq 0 \\ NET & \text{eğer } 0 < NET < 1 \\ 1 & \text{eğer } NET \geq 1 \end{cases}$
Problem sinüs fonksiyonuna uygun dağılım gösteriyorsa kullanılan fonksiyondur	$F(NET) = \text{Sin}(NET)$

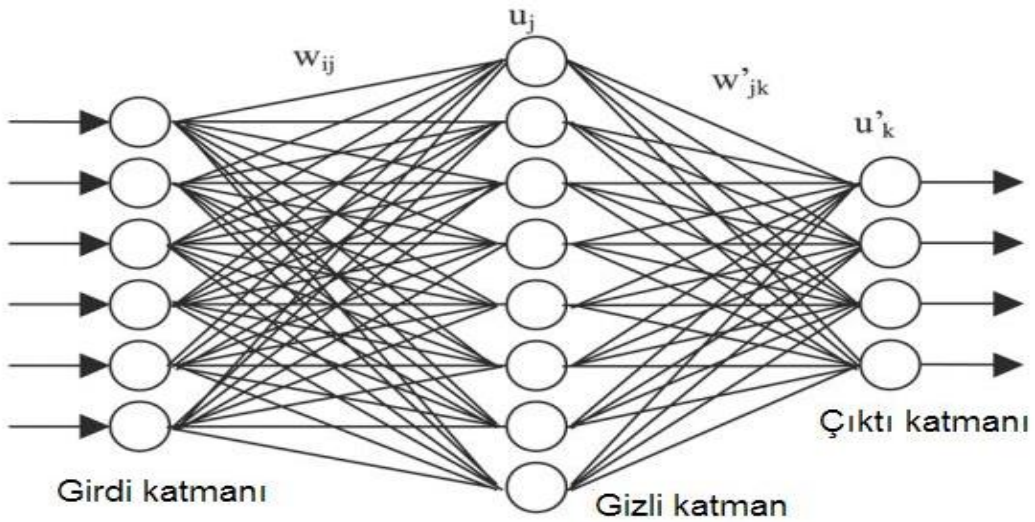
2.8.1.5.Çıktılar

Sinirlerin girişler aracılığıyla aldığı bilgileri aktivasyon fonksiyonundan sonra elde edilen çıkışlar olarak adlandırılır [96]. Bu çıkışlar, diğer sinirlere veya dış dünyaya iletilen

sinyallerdir. Her bir sinirin birden fazla girişı olabilir ve her sinirin en az bir çıkışı bulunmalıdır. Sinir ağlarında çıktı katmanı, bir modelin dış dünyaya sunulan sonucudur. Çıkış katmanındaki örüntüler, giriş katmanına kadar izlenebilir. Çıkış nöronlarının sayısı, sinir ağının işleviyle doğrudan ilişkilidir. Öncelikle sinir ağının hedeflerini göz önünde bulundurarak çıkış katmanındaki nöron sayısı belirlenir. Örneğin, eğer sinir ağı öğeleri gruplandırmak için kullanılacaksa, genellikle her gruba bir çıkış nöronu atanır. Diğer bir senaryoda, sinir ağı gürültüyü azaltmak için kullanılacaksa, giriş nöronları genellikle çıkış nöronlarıyla eşleştirilir. Bu tür sinir ağları, girdi verilerinin formatını koruyarak işlevlerini yerine getirir [92].

2.8.2. YSA Katmanları ve Gizli Katmanları

YSA mimarisi tasarımı şekil 9’da gösterilmiştir. Giriş, çıkış ve gizli katmanların sayısının belirlenmesiyle oluşur. Her katman içindeki nöronların sayısı, problemin karmaşıklığına ve kullanılan öğrenme algoritmasına göre farklılık gösterir. Katman sayısı herhangi bir sayıda olabilir, ancak aşırı uyumdan kaçınmak ve hesaplama yükünü azaltmak için uygun sayıları seçmek önemlidir [97].



Şekil 9. Yapay Sinir Ağı Şeması[98].

Gizli katmanlar, giriş ve çıkış katmanları arasında yer alan ve aktivasyon işlevi uygulanan bir nöron topluluğudur. Gizli katmandaki nöron sayısı, problemin karmaşıklığına ve aktivasyon fonksiyonlarının özelliklerine bağlıdır. Eğer veri doğrusal olarak ayrılabilirse, gizli katman kullanmaya gerek yoktur. Ancak rasyonel aktivasyon fonksiyonlarının

kullanıldığı problemlerde, iki veya üç gizli katman kullanmak gerekebilir. Her bir gizli katmandaki nöron sayısı, verilerin karmaşıklığına göre belirlenmelidir. Yetersiz uyum, gizli katmanlarda yeterli nöron olmaması durumunda ortaya çıkar. Aşırı uyum ise gereksiz nöronlar nedeniyle meydana gelir. Henüz gizli katman sayısı ve nöron sayısı için kesin bir formül bulunamamıştır.

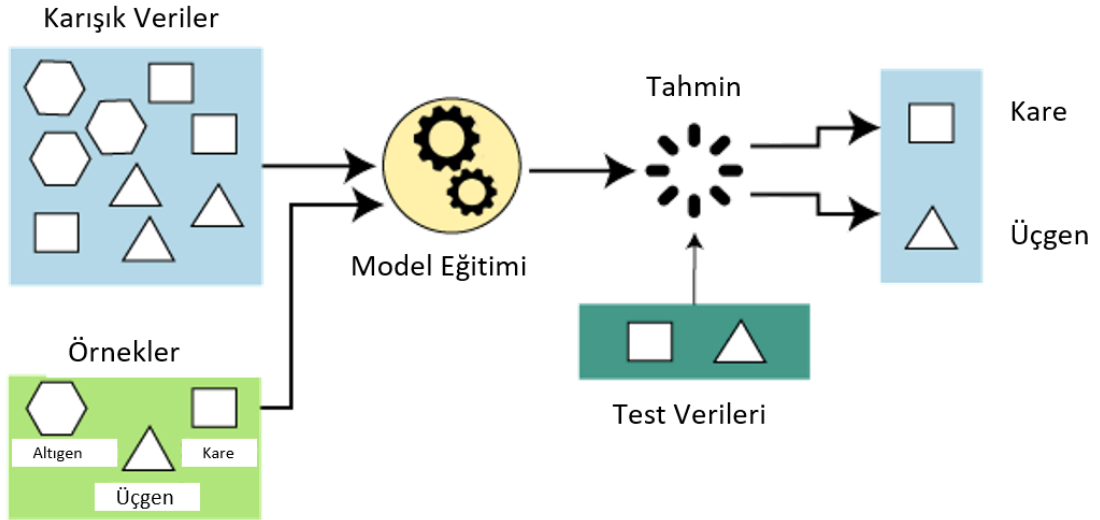
2.8.3. Yapay Sinir Ağı Eğitimi

Çevremizde öğrenme için farklı yollar olduğu gibi, sinir ağları için de öğrenme süreçleri farklı kategorilere ayrılabilir. Bu kategoriler Gözetimli öğrenme ve Gözetimsiz öğrenme olarak geniş anlamda sınıflandırılabilir. İkinci öğrenme biçimi olan Gözetimsiz öğrenme ve takviyeli öğrenme alt kategorilere ayrılabilir. Bu farklı öğrenme biçimleri, insanın öğrenmesiyle benzerlik gösterir ve sinir ağları tarafından gerçekleştirilir [99].

2.8.3.1. Gözetimli Eğitim

Gözetimli öğrenme yöntemi, veri etkiye tepki mantığına dayanan sistemlerin giriş-çıkış düzeninde organize edilmesiyle gerçekleştirilir. Şekil 10'da gösterildiği gibi bu yöntemde sisteme verilen giriş değerleri için karşılık gelen çıkış değerleri de sağlanır ve bu veri setlerine eğitim seti denir. Eğitim seti probleme uygun şekilde seçilmeli ve problem uzayını homojen olarak kapsamalıdır. Eğer eğitim seti tüm özellikleri kapsamazsa, sistem eğitim sonrasında yeni değerler için mantıklı sonuçlar üretemeyebilir. Dolayısıyla, giriş ve çıkış bilgilerinin nasıl seçileceği ve sisteme nasıl sunulacağı önemlidir.

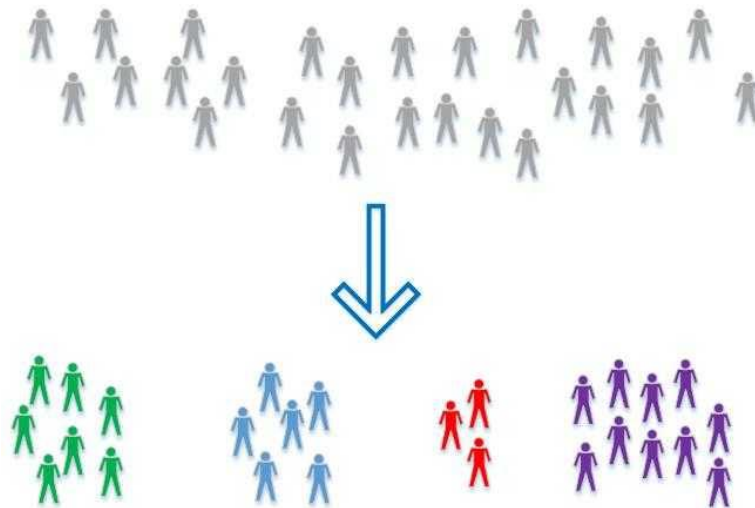
Gözetimli öğrenme yönteminde sisteme verilen giriş değerlerine karşılık beklenen çıkış değerleri de verilir. Bu sayede sistemin hesapladığı değerler ile beklenen sonuçlar arasındaki farklar, yani hatalar belirlenebilir. Öğrenme aşamasında amaç, bu hataları en aza indirmektir. Bu amaç doğrultusunda, eğitim setindeki her giriş-çıkış verisi için hesaplanan hata değerine göre ağırlıklar güncellenir. Böylece sistem, en uygun sonuçları üretebilecek olgunluğa erişir. Ağırlıkların güncellenmesi, örüntü tipi veya küme tipi öğrenme şeklinde gerçekleşebilir, bu tamamen eğitim setinin yapılandırmasına bağlıdır [100].



Şekil 10.Gözetimli eğitim şeması[101].

2.8.3.2.Gözetimsiz Eğitim

Gözetimsiz eğitim, geri bildirim kaynağı olmadan gerçekleştirilir ve sistem için doğru/yanlış cevap bilgisi yoktur. Ancak, sistem kümeleme yoluyla muhtemelen yararlı veri modellerini öğrenebilir. Şekil .11'deki gibi kümeleme, verilerdeki benzerlikleri bulmaya çalışarak verileri gruplandırmayı sağlar. Verilerde etiket olmadığı için bu sınıflandırma ile karıştırılmamalıdır. k-Means ve k-Medians gibi farklı kümeleme yöntemleri mevcuttur. Yoğunluk ve ızgara tabanlı yöntemler de verileri kümelemek için kullanılabilir [102].



Şekil 11.Gözetimsiz eğitim şeması [103].

2.8.3.3.Takviyeli Eğitim

Takviyeli öğrenme sistemleri, danışmanlı ve danışmansız öğrenme yöntemlerine benzer yönleri içermektedir. Bu sistemde, sadece giriş bilgileri verilerek probleme odaklanılır, yani danışmansız öğrenme yöntemlerinde olduğu gibi. Bununla birlikte, sistem için bir danışman bulunur ve sistem çıkışının doğru veya yanlış olduğunu belirlemek için danışmanın rehberliği kullanılır. Bu sayede, çıkış bilgileri verilmediği halde danışmanın takviyesiyle doğru çıkış hesaplanabilir. Bu nedenle, danışman öğrenme sürecinde sisteme yardımcı olur. Takviyeli öğrenme sistemlerinde, danışmanın rolü giriş seti için hesaplanması gereken çıktıyı doğrudan sağlamak yerine, sistemden çıktıyı hesaplamasını beklemektir. Çıktı hesaplandıktan sonra, danışman çıktının doğru ya da yanlış olduğunu belirten bir sinyal üretir. Bu sayede, sistem danışmandan gelen sinyal ile öğrenme sürecini doğru yönde ilerletir [100].

2.9.Normalleştirme

Normalizasyon, bilgisayar bilimlerinde istatistiksel veri işleme alanlarında yaygın olarak kullanılan bir yöntemdir. Bu yöntemin temel amacı, veriler arasındaki farklılıkları minimize ederek verileri tek bir düzen içerisinde ele almak ve analiz etmektir.

Ayrıca normalizasyon, farklı ölçekleme sistemlerinde yer alan verilerin karşılaştırılabilir hale getirilmesinde de kullanılır. Bu amaçla, matematiksel fonksiyonlar kullanılarak farklı ölçekleme sistemlerindeki veriler ortak bir sistemde ifade edilir. Böylece farklı sistemlerde yer alan veriler birbiriyle karşılaştırılabilir hale gelir. Min-max ve z-skoru normalleştirmeye örnek olarak verilebilen yöntemlerdir.

Min-max'da veriler arasındaki farklılıkları azaltmak için veriler belirli bir aralığa taşınır. Denklem (2.7)'de gösterildiği gibi veri grubundaki en küçük ve en büyük değerler belirlenir ve diğer bütün veriler bu değerlere göre ölçeklendirilir. Bu işlem sonucunda, tüm veriler belirlenen aralıkta olacak şekilde normalleştirilir [104].

$$I' = \frac{I - I_{\min}}{I_{\max} - I_{\min}} \quad [2.36]$$

Amacı, verilerin farklı ölçeklerde olması nedeniyle oluşan karşılaştırma güçlüklerini gidermek ve verileri tek bir ölçekte karşılaştırılabilir hale getirmektir. En küçük değer 0 ve en büyük değer 1 olacak şekilde ölçeklendirme yapılır ve diğer veriler bu ölçeğe göre yeniden ölçeklendirilir.

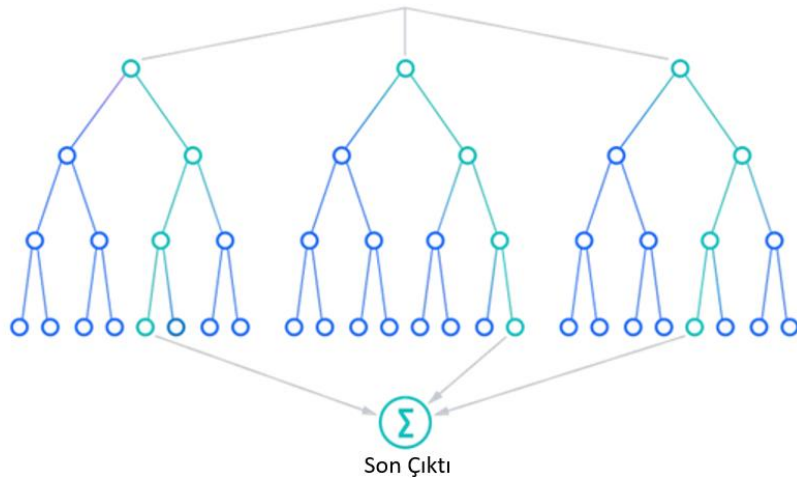
Z-skoru normalleştirme, verileri normalleştirirken aykırı değerlerin etkisini azaltan bir stratejidir. Bu yöntemde, bir özelliğin ortalama değeri ve standart sapması kullanılarak, her bir veri ögesi özelliğin ortalamasından ne kadar uzakta olduğuna göre normalleştirilir. Eğer bir veri ögesi özelliğin ortalamasıyla tam olarak aynıysa, normalleştirilmiş değeri 0 olur. Ortalamanın altında olanlar negatif, üstünde olanlar pozitif bir sayıya sahip olurlar. Bu negatif ve pozitif sayıların büyüklüğü, özelliğin standart sapmasıyla belirlenir. Eğer özelliğin standart sapması büyükse, normalleştirilmiş değerler 0'a daha yakın olacaktır. Bu yöntemdeki denklem aşağıdaki gibi verilir.

$$z = \frac{x - \mu}{\sigma} \quad [2.37]$$

Burada (denklem (2.8)) x, istenen herhangi bir değer, μ , değerlerin aritmetik ortalaması ve σ , değerlerin standard sapması olarak tanımlanır.

2.10. Rastgele Orman (RF)

Şekil 12’de sunulan Rastgele Orman (RF) algoritması, birçok karar ağacı yapısına dayanır ve ilk olarak Brieman (2001) tarafından torbalama (Brieman (1996)) ve rastgele alt uzay (Ho (1998)) yaklaşımlarının bir kombinasyonu olarak geliştirilmiştir. Son yıllarda, Rastgele Orman (RF) algoritması sınıflandırma ve regresyon problemlerinde başarılı bir şekilde kullanılan güçlü bir algoritmadır (Antoniadis vd. (2021); Kurban (2021); Zheng vd. (2019); Kalaiselvi ve Thangamani (2020); Xu ve Luo (2021); Hariharan (2021); Yeşilkanat (2020)). RF modeli, birçok karar ağacının rastgele kombinasyonlarından oluşur ve tahmin sonuçlarını elde etmek için denetimli makine öğrenmesi yöntemini kullanır. Bu nedenle, analiz edilecek ve çıkarılacak veriler, torba içi ve torba dışı olmak üzere iki ayrı bölüme ayrılmıştır.



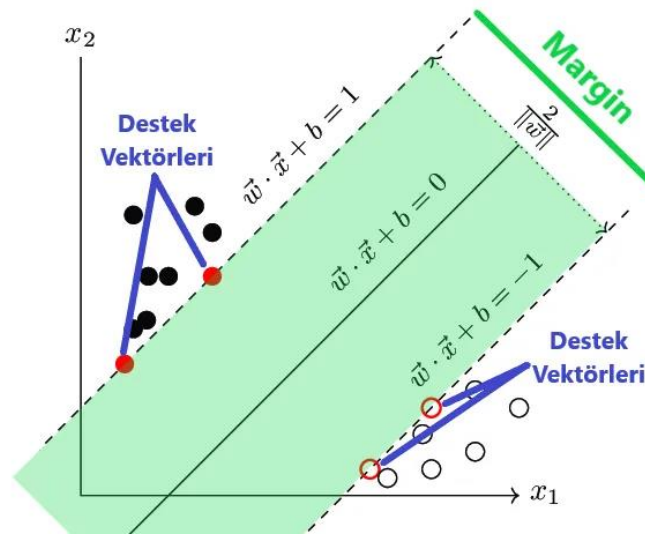
Şekil 12.Rastgele orman makine öğrenim diyagramı[115].

Eğitim veri seti "bootstrap örnekleri" adı verilen bir yöntemle rastgele alt veri setlerine ve birçok rastgele oluşturulmuş karar ağacına bölünür. Son olarak, Rastgele Orman (RF) algoritması, her bir ağaçtan elde edilen sonuçların ortalamasını alarak nihai tahmini üretir. Ancak tahmin başarısını artırmak için, başarısız tahmin sonuçlarına sahip ağaçlar budanır ve doğru tahminlere sahip ağaçların ağırlık katsayıları artırılarak doğru tahmine daha fazla katkı sağlanır. Böylece, oluşturulan her ağacın belirli ağırlık seviyelerinde Rastgele Orman'ın tahmin sonuçlarını etkilemesi ve tahmin başarısını artırması amaçlanmıştır.

Rastgele Orman (RF) algoritması, diğer makine öğrenme algoritmalarına kıyasla birçok belirgin avantaja sahiptir (Strobl vd. (2008); Horning (2013)). Bunlar arasında, eğitim verileri için herhangi bir ön işleme gerektirmemesi (normalleştirme veya standardizasyon), karmaşık veya parametrik olmayan sistemlerde uygun hassasiyetle kullanılabilmesi ve her ağaç düğümünde değişkenlerin rastgele seçilmesiyle rastgeleliğin etkisinin artması yer almaktadır.

2.11. Destek Vektör Regresyon (SVR)

Cortes ve Vapnik (1995) tarafından önerilen destek vektör makineleri (SVM), sınıflandırma problemlerini çözmek için geliştirilmiş bir yöntemdir. Bu yöntem, regresyon problemlerine uyarlanarak destek vektör regresyonu (SVR) olarak adlandırılır (Drucker vd. (1997)). SVR, aykırı değerlerin model üzerindeki etkisini azaltmak için yapısal risk minimizasyonu temelinde çalışan bir denetimli öğrenme modelidir. Çekirdek fonksiyonu yardımıyla yüksek boyutlu bir uzayda tahmin modeli sunar (Kecman (2001); İbrahim vd. (2021)).



Şekil 13. Destek vektör regresyon diyagramı grafiği

Şekil 13'te görüldüğü gibi siyah ve beyaz olmak üzere iki farklı sınıf bulunmaktadır. Sınıflandırma problemlerindeki temel amaç gelen verinin hangi sınıfta yer alacağına karar vermektir. Sınıflandırmayı yapabilmek için iki sınıfı ayıran bir doğru çizilir ve bu doğrunun ± 1 'i arasında kalan yeşil bölgeye Margin adı verilir. Margin ne kadar geniş ise iki veya daha fazla sınıf o kadar iyi ayrıştırılır.

SVR modeli için temel olarak aşağıdaki denklem (2.9) kullanılır.

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}) = \omega\phi(\mathbf{x}) + \mathbf{b} + \varepsilon$$

[2.38]

burada, $\phi(\mathbf{x})$ doğrusal olmayan eşleme işlevini temsil etmektedir ve $\mathbf{x}$, modelin giriş vektörüdür. ω ve $\mathbf{b}$, işlevin düzenleme parametreleridir ve ε , SVR modelinin hesaplamasında yer alan sınırlama aralığını belirlemektedir. ε dışındaki noktalar, SVR modeli için aykırı değerler olarak kabul edilir ve bu aykırı değerler bir destek vektörü ile temsil edilebilir (Wu vd. (2008)). ε boru aralığı, denklem (2.10) ve veri minimizasyonu kullanılarak denklem (2.11)'deki kısıtlamalara göre hesaplanabilir.

$$\text{Min} \left[\frac{1}{2} \|\omega\|^2 + C \sum_{i=1}^m \xi_i + \xi_i^* \right] \quad [2.39]$$

$$\text{Subject to} \begin{cases} y_i - \omega\phi(x_i) - \mathbf{b} \leq \varepsilon + \xi \\ \omega\phi(x_i) + \mathbf{b} - y_i \leq \varepsilon + \xi_i^* \\ \xi_i, \xi_i^* \leq 0, 1, 2, 3, \dots, m \end{cases} \quad [2.40]$$

burada, ξ_i ve ξ_i^* ε tüpünün üstündeki ve altındaki aykırı değerlerin sapmalarını gösteren gevşek değişkenlerdir ve c , eğitim hatası meydana geldiğinde uygulanan cezalandırma kaybının derecesini belirleyen pozitif bir sabit ceza katsayısıdır. Denklem (2.10)'teki sol terim modelin genelleştirilmesini temsil ederken, sağ terim ampirik riski yansıtır ve SVR'nin amacı bu iki değeri en aza indirmektir (Wu vd. (2008); Yu vd. (2006)).

2.12. Aşırı Gradyan Artırma (XG Boost)

Aşırı gradyan artırma (XGBoost) algoritması, optimize edilmiş, ölçeklenebilir ve daha hızlı bir gradyan artırma makinesidir ve (Friedman (2001)) tarafından geliştirilen gradyan artırma yöntemine dayanır. (Chen ve Guestrin (2016)) tarafından oluşturulan XGBoost algoritması, düzenleme, ağaç ve yaprak budama, optimizasyon ve cezalandırma gibi özellikleriyle GBM'den net bir şekilde ayrılmaktadır [126]. XGBoost'un amaç fonksiyonu, (Ma vd. (2021)) tarafından gösterilen Denklem (2.12)'de tanımlanmıştır.

$$L = l(\cdot) + \Omega(\cdot) = \sum_{i=0}^N l(y_i, \hat{y}_i) + \sum_{k=0}^K \Omega(f_k) \quad [2.41]$$

Bu bağlamda, $l(\cdot)$ kayıp fonksiyonu, $\Omega(\cdot)$ düzenleme terimi, y_i i'nci gerçek değer, $(\hat{y}_i)$ i'nci örnek için tahmin edilen değer, N örnek sayısı, K karar ağacı sayısı ve f_k , k . ağacının modelidir. Kayıp fonksiyonu hata oranlarının tespitini sağlarken, düzenleme terimi ($\Omega(\cdot)$) ise ceza parametresini (γ) ve regülasyon parametresini (λ) içerir ve bu şekilde modelin aşırı uyumunu engeller. Düzenleme parametresi, karar ağaçlarının yaprak sayısı (T) ve j . yapraktaki kazanım puanı (w_j) baz alınarak (Chen ve Guestrin (2016)) tarafından aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\Omega(f) = \gamma T + \frac{1}{2} \lambda \sum_{j=1}^T \|\omega_j\|^2 \quad [2.42]$$

XGBoost öğrenme sürecinin başlangıcında, belirli başlangıç koşullarına göre oluşturulan bir ağaç yapısının dallarından kazanç seviyeleri hesaplanır. Daha yüksek kazanç değerlerine sahip olan ağaç dalları, tahmin modeline daha fazla ağırlık katmaktadır. Eğer belirtilen ceza parametresinden (γ) kazanç puanı düşük ise, bu dallar budanır ve tahmin sonucuna olan katkıları engellenir. Bu işlem, belirlenen ağaç sayısına ulaşılan kadar bir önceki ağaçtan elde edilen bilgiyi ekleyerek iteratif bir süreç olarak devam eder. Her bir yeni karar ağacı fonksiyon serisi, önceki ağaçlardan elde edilen öğrenme hata düzeylerini optimize ederek oluşturulur. Böylece, t'inci yinelemeyle birlikte, nihai amaç fonksiyonu denklem (2.14)'de gösterildiği gibi oluşur.

$$L^{(t)} = \sum_{i=0}^N l(y_i, \hat{y}_i^{(t-1)} + f_t(x_i)) + \gamma T \frac{1}{2} \lambda \sum_{j=1}^T \omega_j^2 \quad [2.43]$$

Sonuç olarak, yüksek performanslı bir tahmin modeli geliştirmek için amaç fonksiyonunu optimize etmek için Denklem (9)'e ikinci dereceden bir Taylor açılımı uygulanmalıdır (Hu vd. (2021)).

2.13. Çoklu Doğrusal Regresyon (MLR)

Çoklu doğrusal regresyon (MLR), bilinmeyen fonksiyon ile tahmin edilen fonksiyon değeri arasındaki karesel uzaklığı en aza indiren bir hiper düzlem kullanarak yapılan en basit ve popüler regresyon modellerinden biridir. MLR modeli, tüm bağımsız değişkenlerin doğrusal bir kombinasyonu olarak temsil edilebilir. MLR denklemi, aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$y_p = \theta_0 + \theta_1 X_{i1} + \theta_2 X_{i2} + \dots + \theta_p X_{ip} \text{ for } i=1,2,\dots,n \quad [2.44]$$

Burada, θ_0 bir kesişme noktasını temsil ederken, θ_i ise her bir X_{ip} bağımsız değişkeninin katsayısını ifade eder. Her regresyon katsayısı, ilgili bağımsız değişkende bir birimlik değişiklik olduğunda Y_{pred} 'deki değişimi temsil eder. Örneğin, MLR'de θ_1 , diğer tüm bağımsız değişkenleri sabit tutarak X_{i1} bağımsız değişkeninde bir birimlik değişiklik olduğunda Y_{pred} 'deki değişimi gösterir. MLR modelinin eğitimi, en iyi θ değerlerinin belirlenmesini içerir.

2.14. Kübist Makine Öğrenimi (CUB)

Cubist, sınıflandırma için kullanılan C5.0 algoritmasının kurallı ve tamamlayıcı bir versiyonu olan bir algoritmadır. Cubist, Quinlan tarafından önerilen farklı yaklaşımlara dayanmaktadır [129-131]. Cubist, diğer makine öğrenimi yöntemlerinden farklı bazı özelliklere sahiptir:

- farklı türlerde budama, düzeltme ve kurallar oluşturma işlemleri,
- isteğe bağlı bir artırma prosedürü ve
- eğitim veri kümesi için yakın birimleri seçme olasılığıyla ayarlanabilir tahmin[132].

Bir ağaç oluşturma süreci, diğer karar algoritmalarıyla benzerdir, ancak Kübist, gerçek bir ağacı ve onun üst ebeveynini içeren iki ağacın ağırlıklı lineer birleşimini dikkate alarak farklı bir budama yapar. Her ağacın ağırlıkları, ağaç kalıntılarının kovaryansına ve kalıntılar arasındaki farkın varyansına dayalı bir kriteri kullanarak hesaplanır. Daha düşük hata oranına sahip model, diğerine kıyasla daha büyük bir ağırlığa sahiptir. Her modelin ağırlıkları belirlendikten sonra, her kural kurulumundan çıkarılarak ayarlanmış hata oranı hesaplanır. Bir kural silindiğinde ayarlanmış hata oranı artarsa, o kural kümeden çıkarılır.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

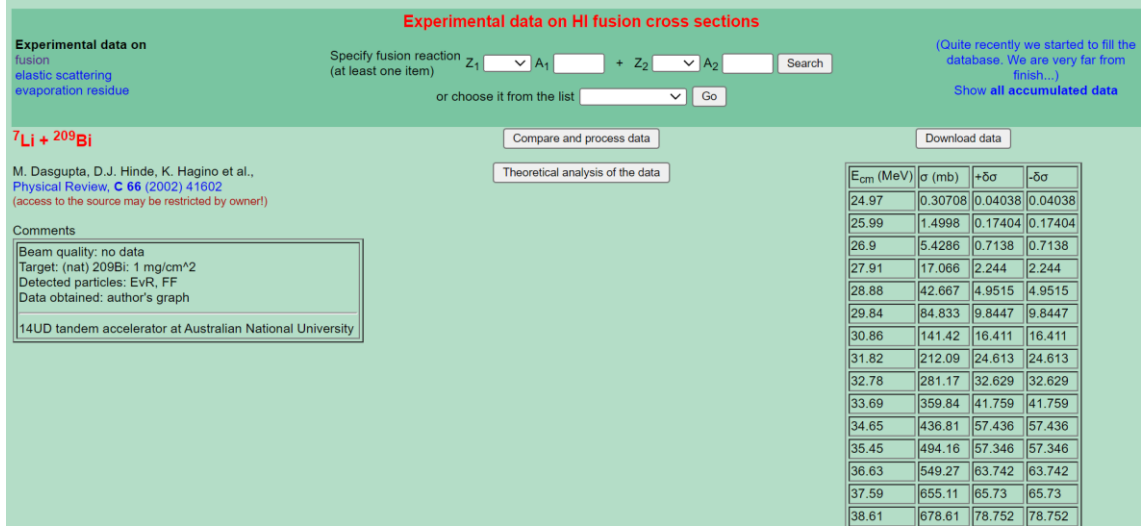
3.1. Verilerin Toplanması

3.1.1. Deneyisel Verilerin Toplanması

Deneyisel veriler NRV (Nuclear Reaction Video) veri tabanından alınmıştır. NRV, nükleer verilerin grafiksel gösterimi ve düşük enerjili nükleer dinamiklerin video-grafik bilgisayar simülasyonu için açık ve kalıcı olarak genişletilmiş küresel bir yönetim sistemidir. NRV veri tabanı gerçekleştirilen füzyon reaksiyonlarının tesir kesitlerinin alındığı web sitesidir. Şekil 3.16 gösterilen ağır iyon füzyon reaksiyonlarının listesi mevcuttur. Bu listede bin altı yüz yirmi iki (1622) tipte ağır iyonların tepkimesi mevcuttur. Her bir reaksiyon ise kendi içerisinde farklı enerjilerde gerçekleşmektedir. Bunların toplamı ise on sekiz bin dört yüz kırk üç (18843) reaksiyondan oluşmaktadır. Şekil 14'de gösterilen ${}^7\text{Li} + {}^{209}\text{Bi} \rightarrow {}^{216}\text{Rn}$ reaksiyonu NRV veri tabanındaki listeden alınmıştır. Ancak NRV veri tabanı verileri tek barn cinsinden toplanmamıştır. Reaksiyonların büyük bir kısmının tesir kesiti değerleri milibarn (mb : 10^{-31} m^2) cinsinden oluşmaktadır. Ancak geriye kalan kısmındaki tesir kesiti değeri olan barn (b : 10^{-28} m^2) tesir kesiti değerleri, milibarn'a dönüştürülerek verilere eklenmiştir. Ek olarak şekil 14'de sayfanın sağ bölümünde yer almakta olan tabloda enerji ve tesir kesiti değerleri bulunmaktadır. Verileri Microsoft Excel'de gelen çekirdek, hedef çekirdek ve ürün çekirdeklerin proton, nötron ve kütle numaralarını ve enerji değerini girdi değerleri içerisinde yer almaktadır. Enerji değerini MeV (Mega elektron volt) olarak alınmıştır. Tesir kesiti çıktı değeri olarak veri tabanına eklenmiştir.

Experimental data on HI fusion cross sections			
Experimental data on fusion, elastic scattering, evaporation residue		Specify fusion reaction (at least one item) Z_1 A_1 + Z_2 A_2 Search	(Quite recently we started to fill the database. We are very far from finish. . . Show all accumulated data
		or choose it from the list	Go
Ordered by P-T combination, compound nucleus, time of publication			
(access to the source may be restricted by owners)			
${}^3\text{He} + {}^{54}\text{Ni} \rightarrow {}^{57}\text{Zn}$	(EvR)	E.F. Aguilera, E. Martinez-Quiroz, R. Chavez-Gonzalez et al.,	Physical Review, C 87 (2013) 14613
${}^3\text{He} + {}^{167}\text{Er} \rightarrow {}^{170}\text{Yb}$	(EvR)	S. Gil, R. Vandenbosch, A. Charlot et al.,	Physical Review, C 43 (1991) 701
${}^3\text{He} + {}^{181}\text{Ta} \rightarrow {}^{184}\text{Re}$	(FF)	F. D. Becchetti, K. H. Hicks, C. A. Fields et al.,	Physical Review, C 28 (1983) 1217
${}^3\text{He} + {}^{197}\text{Au} \rightarrow {}^{200}\text{Pt}$	(FF)	F. D. Becchetti, K. H. Hicks, C. A. Fields et al.,	Physical Review, C 28 (1983) 1217
${}^3\text{He} + {}^{209}\text{Bi} \rightarrow {}^{212}\text{At}$	(FF)	F. D. Becchetti, K. H. Hicks, C. A. Fields et al.,	Physical Review, C 28 (1983) 1217
${}^3\text{He} + {}^{223}\text{Th} \rightarrow {}^{226}\text{U}$	(FF)	F. D. Becchetti, K. H. Hicks, C. A. Fields et al.,	Physical Review, C 28 (1983) 1217
${}^4\text{He} + {}^{40}\text{Ca} \rightarrow {}^{44}\text{Ti}$	(EvR)	K.A. Eberhard, Ch. Appel, R. Bangert et al.,	Physical Review Letters, 43 (1979) 107
${}^4\text{He} + {}^{44}\text{Ca} \rightarrow {}^{48}\text{Ti}$	(EvR)	K.A. Eberhard, Ch. Appel, R. Bangert et al.,	Physical Review Letters, 43 (1979) 107
${}^4\text{He} + {}^{63}\text{Cu} \rightarrow {}^{67}\text{Ga}$	(EvR)	A. Navin, V. Tripathi, Y. Blumenfeld et al.,	Physical Review, C 70 (2004) 44601
${}^4\text{He} + {}^{65}\text{Cu} \rightarrow {}^{69}\text{Ga}$	(EvR)	A. Navin, V. Tripathi, Y. Blumenfeld et al.,	Physical Review, C 70 (2004) 44601
${}^4\text{He} + {}^{64}\text{Zn} \rightarrow {}^{68}\text{Ge}$	(X-rays from EC of EvR)	M. Fischella, V. Scuderi, A. Di Pietro et al.,	Journal of Physics, 282 (2011) 012014
${}^4\text{He} + {}^{64}\text{Zn} \rightarrow {}^{68}\text{Ge}$	(EvR)	V. Scuderi, A. Di Pietro, P. Figueroa et al.,	Physical Review, C 84 (2011) 64604
${}^4\text{He} + {}^{64}\text{Zn} \rightarrow {}^{68}\text{Ge}$	(EvR)	A. Di Pietro, P. Figueroa, V. Scuderi et al.,	Physics of Atomic Nuclei, 69 (2006) 1366
${}^4\text{He} + {}^{81}\text{Nb} \rightarrow {}^{85}\text{Te}$	(EvR)	C. S. Palshekar, S. Santra, A. Chatterjee, K. Ramachandran, Shital Tha,	Physical Review, C82 (2010) 044608
${}^4\text{He} + {}^{187}\text{Ag} \rightarrow {}^{191}\text{In}$	(FF)	A. Butkewitz, H. H. Duhm, F. Goldenbaum et al.,	Physical Review, C 80 (2009) 37603
${}^4\text{He} + {}^{191}\text{La} \rightarrow {}^{195}\text{Pr}$	(FF)	A. Butkewitz, H. H. Duhm, F. Goldenbaum et al.,	Physical Review, C 80 (2009) 37603
${}^4\text{He} + {}^{154}\text{Sm} \rightarrow {}^{158}\text{Gd}$	(EvR)	S. Gil, R. Vandenbosch, A. J. Lazzarini et al.,	Physical Review, C 31 (1985) 1752
${}^4\text{He} + {}^{162}\text{Dy} \rightarrow {}^{166}\text{Er}$	(EvR)	R. Broda, M. Ishihara, B. Herskind et al.,	Nuclear Physics, A 248 (1975) 356
${}^4\text{He} + {}^{165}\text{Ho} \rightarrow {}^{169}\text{Tm}$	(FF)	A. Butkewitz, H. H. Duhm, F. Goldenbaum et al.,	Physical Review, C 80 (2009) 37603
${}^4\text{He} + {}^{166}\text{Er} \rightarrow {}^{170}\text{Yb}$	(EvR)	S. Gil, R. Vandenbosch, A. Charlot et al.,	Physical Review, C 43 (1991) 701
${}^4\text{He} + {}^{168}\text{Os} \rightarrow {}^{172}\text{Pt}$	(EvR)	A. Navin, V. Tripathi, Y. Blumenfeld et al.,	Physical Review, C 70 (2004) 44601
${}^4\text{He} + {}^{192}\text{Os} \rightarrow {}^{196}\text{Pt}$	(EvR)	A. Navin, V. Tripathi, Y. Blumenfeld et al.,	Physical Review, C 70 (2004) 44601
${}^4\text{He} + {}^{197}\text{Au} \rightarrow {}^{201}\text{Tl}$	(FF)	D. L. Uhl, T. L. McDaniel, J. W. Cobble,	Physical Review, C 4 (1971) 1357
${}^4\text{He} + {}^{197}\text{Au} \rightarrow {}^{201}\text{Tl}$	(FF)	J. Ralarosy, M. Debeauvais, G. Remy et al.,	Physical Review, C 8 (1973) 2372
${}^4\text{He} + {}^{197}\text{Au} \rightarrow {}^{201}\text{Tl}$	(FF)	J. Gindler, H. Munzel, J. Buschmann et al.,	Nuclear Physics, A 145 (1970) 337

Şekil 14.NRV veri tabanı reaksiyonlar listesi[67].



Şekil 15.NRV veri tabanı örnek reaksiyon tesir kesiti değerleri[68].

3.1.2. Teorik Verilerin Toplanması

Teorik verileri şekil 15'te gösterilen PACE4 simülasyon programından alınmıştır. INPUT = 1 seçimi, aşağıda görüldüğü gibi mermi ve hedef çekirdek bilgilerini girmenizi sağlar. “<https://lise.nsl.msui.edu/download/>” web sitesinden LISE++ programını bilgisayarın işletim sistemine göre indirmesini gerçekleştirilir. PACE4 programı da beraberinde kurulumu sağlanmış olmaktadır. Tez çalışmamız sırasında Windows 11 işletim sistemi kullanılmasından ötürü şekil.16.'da gösterildiği gib Windows'a göre hazırlanmış dosyaya girilmiştir.

Index of /download

Name	Last modified	Size	Description
 Parent Directory		-	
 Linux/	2023-08-21 11:02	-	
 Windows/	2023-09-12 22:59	-	
 macOS/	2023-08-17 17:33	-	

Şekil 16.PACE4 programı indirme sekmesi

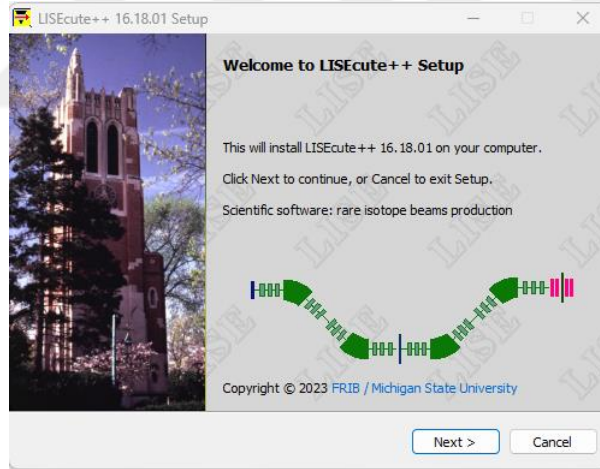
Devamında, şekil 17'deki gibi liste karşımıza çıkmaktadır. Listede bulunan .exe uzantılı dosyayı seçip indirilmektedir.

Index of /download/Windows

Name	Last modified	Size	Description
Parent Directory		-	
LISE_RayReader/	2023-07-25 04:21	-	
LISEcute++_16_18_01.exe	2023-09-12 22:55	38M	
LISEcute++_16_18_01_MSVC.exe	2023-09-12 23:22	40M	
open_version/	2023-09-12 23:00	-	
other/	2023-09-12 22:58	-	

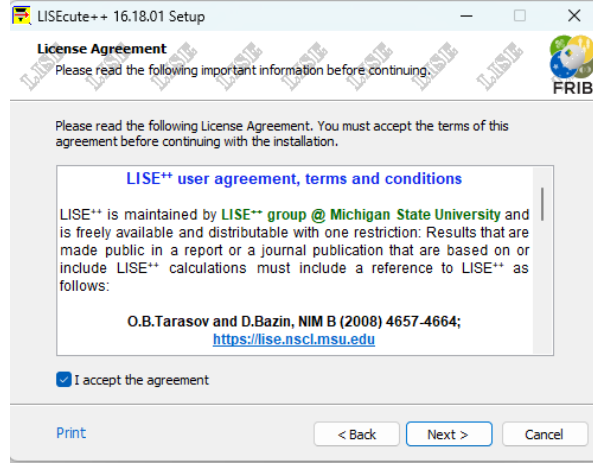
Şekil 17.PACE4 programının kurulum dosya indirme sekmesi

Programın setup dosyasının indirilmesi tamamlandıktan sonra kurulum aşaması için indirilen dosya açılması gerekmektedir. LISEcute.exe dosyası çalıştırıldıktan sonra şekil 18'de gösterilen ekran karşımıza çıkmaktadır.



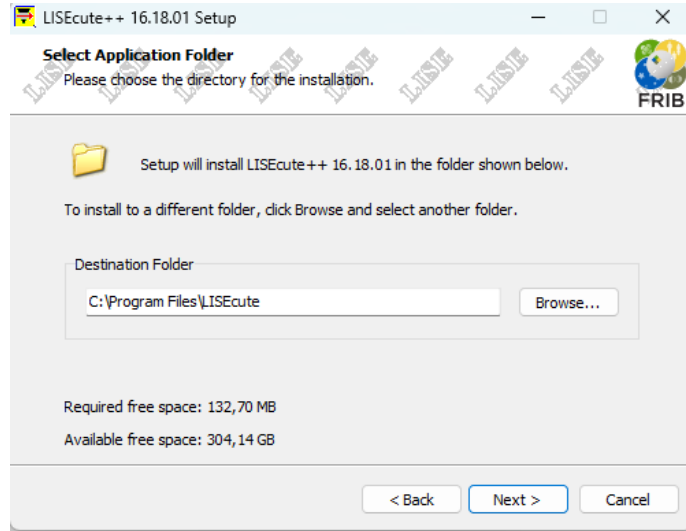
Şekil 18.PACE4 programının kurulum dosyası

Kurulumun devamı için “Next” devam kutucuğuna tıklayıp devam edilmekte ve karşımıza şekil 19’da görülmekte olan sözleşme ekranı çıkmaktadır.



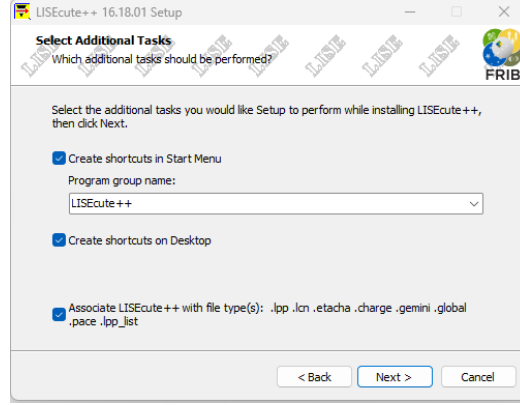
Şekil 19.PACE4 programının kurulum sözleşme ekranı

Sözleşmeyi okuyup onayladıktan sonra program hakkında bilgilendirme ekranı karşımıza çıkmaktadır. Bilgilendirme ekranı şekil 3.6de görülmektedir ve kurulumun devamı için “Next” devam kutucuğuna tıklayıp devam edilmektedir. Kurulumun hangi sabit diske yapılacağı ekran şekil 20’de görülmektedir ve seçimlerin yapılması sonrası kurulumun sürdürülmesi için devam edilmektedir.



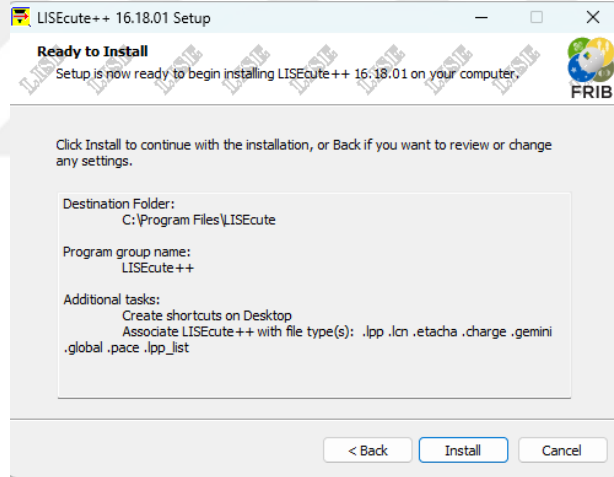
Şekil 20.PACE4 programının kurulacak disk seçim ekranı

Kurulacak sabit disk seçimi yapıldıktan sonra programla beraber kurulum sırasındaki eklenti seçimi yapılmaktadır. Eklenti seçimi şekil 21’de gösterilmektedir.



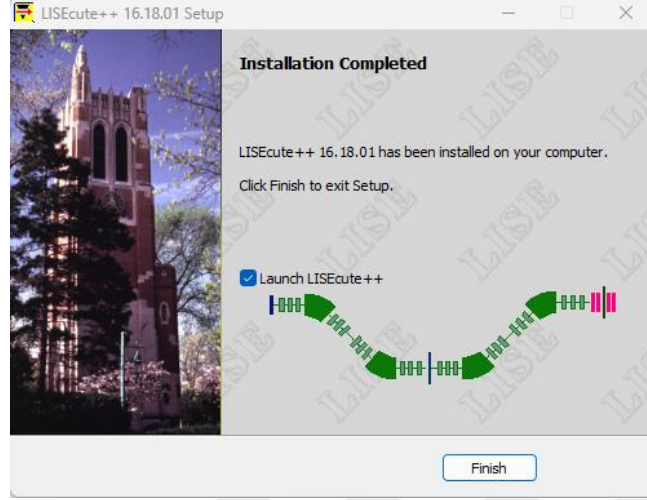
Şekil 21.PACE4 programının eklenti seçimi

Eklentilerin ve kurulum seçeneklerin yapılmasından sonra kurulumu başlatma ekranı karşımıza çıkmaktadır. Kurumu başlatma ekranı şekil 22’de gösterildiği gibidir.



Şekil 22.PACE4 programının yükleme sekmesi

Şekil.23’de gösterildiği gibi kurulum tamamlandıktan sonra kurulum ekranı kapatılmaktadır.



Şekil 23.PACE4 programı kurulum tamamlanması

Kurulum tamamlandıktan sonra Windows gezinti çubuğuna “PACE4” aratılması gerekmektedir. PACE4 çalıştırıldıktan sonra şekil 3.10’ görülmekte olan ekran karşımıza çıkmaktadır.

Şekil 24’te gösterilmekte olan ekrandaki seçeneklerde değişiklik yapmadan “NEXT” ile diğer ekrana geçiş yapılmaktadır. Deneysel verilerden aldığımız reaksiyon elementlerine ait verileri Şekil 25’de gösterilmiş olan ekranda “Projectile” sekmesinde gelen iyonun kütle numarası ve proton numarasını girilmektedir. Aynı şekilde “Target” sekmesine de proton ve kütle numarası değerlerini tanımlanmaktadır. “Beam Enegy (MeV) [Lab]” değerini yine deneysel reaksiyonlarda kullanılan enerji değerini MeV (Milyon elektron volt) değerini tanımlayıp “Execute” sekmesiyle teorik hesaplama başlatılmaktadır. Her bir ağır iyon füzyon reaksiyonu için hesaplamalar tekrarlanmıştır.

PACE4

File Help

Execute Previous Next Save About

NCASC number of cascades (events in Monte Carlo calculation < 1e6).

INPUT

- = 1 projectile + target input. AGRAS parameter determines diffuseness of partial wave distribution
- = 2 compound nucleus input for single spin.
- = 3 compound nucleus input. Spin distribution read in.
- = 4 compound nucleus input. Spin distribution calculated taking spin-cutoff parameter at given Ex.
- = 5 triangular ($\sigma = 2l+1$) cross section between LMINN and maximum spin parameter determining yrast line to be used.
- < 0 provides the G-C yrast line.

FIRST

- < 0 Gilbert-Cameron spin cutoff parameter. $EROT = (SPIN)^2 / (2 * SIGSQ)$
- != 0 EROT = rotating liquid drop rotational energy, multiplied by factor of FIRST.
- == 0 value changed to FIRST = 1. In both cases level density calculated at $E = EX - EROT$.

BARFAC

- The program assumes the A.J.Sierk modified rotating liquid drop barrier if this is equal to 0.
- If you provide a fission barrier of your own, the Sierk barrier will be renormalized accordingly.
- If BarFac is positive it will be taken as the desired zero spin fission barrier.
- If BarFac is negative, its absolute value will be taken as a factor to multiply the Sierk barrier.

ARATIO Ratio of the Fermi gas level density parameter 'LITTLE-A' at the saddle point to the ground state value. The saddle point level density is determined by g.s. 'LITTLE-A' * ARATIO.

FACLA level density parameter = MASS/FACLA if not zero.
if == 0 Gilbert and Cameron value used.

IDIST -

- ☐ = 0 brief, schematic results of particle spectra and list of evaporated (residual) nuclei
- ☒ = 1 detailed angular and energy distribution of residual nuclei and evaporated particles
- ☐ = 2 detailed(#1) + transmission coefficients for particle emission

MDIR - (MDIR=1 is appropriate for deep inelastic fragment de-excitation)

- ☒ = 0 compound nucleus is initially M=0 states and the Z-axis is the recoil axis
- ☐ = 1 compound nucleus is initially M=J states and the Z-axis is perp. to recoil direction

ITRAC - (controls the degree of event traceback)

- ☒ = 0 produces compact traceback, summed over all residues
- ☐ = 1 detailed traceback leading to each individual isotope separately

NOSHL

- ☒ = 0 uses AME2016 values Chinese Physics C41 (2017) 030003
- ☐ = 1 uses Lysekil masses with shell correction

Particle analysis

- ☐ Create output file
- ☐ neutron ?
- ☐ proton
- ☐ alpha
- ☐ gamma

Nucleus gate

- ☐ Use
- Z =
- A =

Limits of residual yields (in %) to show angular and energy distributions

- Low limit
- High limit

Şekil 24.PACE4 simülasyon programı.

PACE4

File Help

Execute Previous Next Save About

Projectile

A = 48 N = 28

Z = 20 Ca

Spin (gs) = 0

ME (MeV) = -44.2246 DB

Target

A = 124 N = 74

Z = 50 Sn

Spin (gs) = 0

ME (MeV) = -88.2342 DB

Compound

A = 172 N = 102

Z = 70 Yb

ME (MeV) = -59.2554 DB

Beam Energy (MeV) [Lab]

E = 300.00 ☐ Batch Mode

Q_{CN} = 0.00 Q-value of reaction (MeV) if == 0, calculated from mass tables.

Calculation

Q_{CN} = -73.2034

E_{CM} = 216.279

E_X = 143.076

EXPSIG 0 experimental fusion cross section if known. TL-S from optical model shifted to reproduce this value if inputted, preserving the L-diffuseness. if == 0 Bass model (PRL 1977) fusion cross section being used.

JCMAX 0 experimental fusion cross section if known. TL-S from optical model shifted to reproduce this value if inputted, preserving the L-diffuseness. if == 0 Bass model (PRL 1977) fusion cross section being used.

AGRAZ 2 To bypass input channel optical model routine (TLOM) specify L-diffuseness of fusion cross section. If == 0 diffuseness will be set to 0.5 which is essentially sharp cutoff.

ELOSS 0 energy loss of beam thru full target width. (total dE) energies will be distributed between Ebeam & Ebeam-Elos

LMINN 0 Lowest partial wave L in calculation. Partial waves from L=0 to LMINN excluded, enabling low-L non-fusion window in reaction calculation.

Transmission probability for a one-dimensional barrier (O.T.)

☒ Classical (use above the barrier)

☐ Quantum-mechanical [D.Hill, J.Wheeler, PhysRev 89(1953) 1105]

Note: If you are running at high bombarding energies for which the grazing angular momentum is above 75 hbar, it is recommended to input AGRAZ > 0, and to specify an arbitrary value for EXPSIG (or 0 = Bass) which corresponds to a fusion cross section with a limiting L-value around 80. This will give you all the evaporation residue data and the fission probabilities you need. For J>80 all nuclei will fission anyway and you will run out of dimensions if you try.

Şekil 25.PACE4 simülasyon programında hesaplama ekranı

4. BULGULAR

Tez çalışması sürecinde, veriler arası ilişkiyi gösteren yöntem olan korelasyon matrisi hesaplanmıştır. Reaksiyon tesir kesitlerini makine öğrenimi yöntemleriyle tahmin etmek için yapılan çalışmalarda girdi verileri olarak kullanılan parametreler aşağıdaki gibidir:

- Demet çekirdek proton sayısı
- Demet çekirdek nötron sayısı
- Demet çekirdek kütlesi
- Hedef çekirdek proton sayısı
- Hedef çekirdek nötron sayısı
- Hedef çekirdek kütlesi
- Ürün çekirdek proton sayısı
- Ürün çekirdek nötron sayısı
- Ürün çekirdek kütlesi
- Demet enerjisi

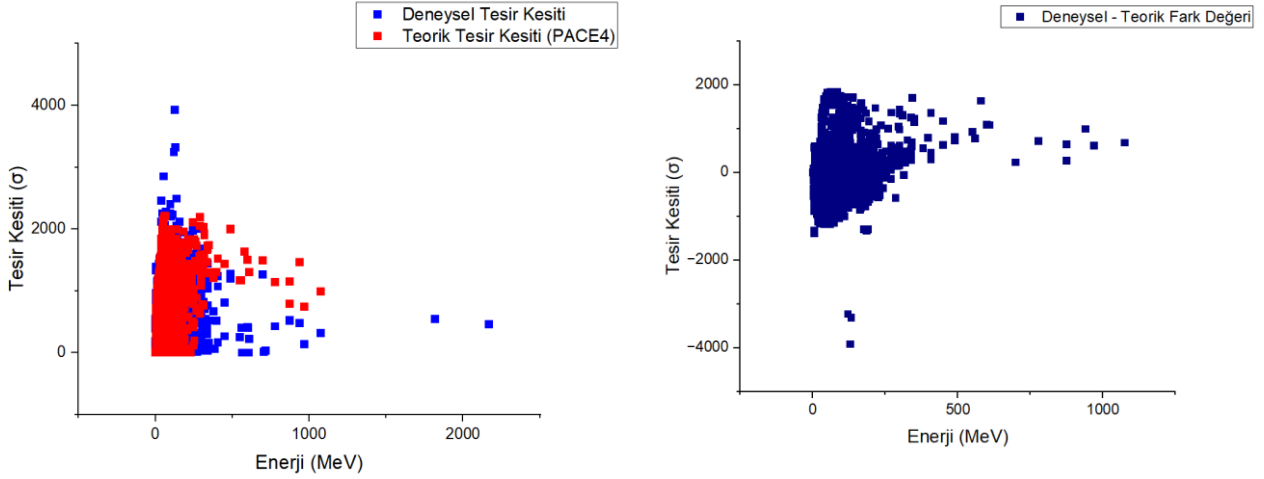
Çizelge 3'te çalışmamızdan elde ettiğimiz verilerin korelasyon analizini değerlendirilmiştir. Veriler korelasyon analizine göre +1 ve -1 değerleri arasında tanımlanmıştır. +1 değeri veriler arasındaki bağlantının çok kuvvetli olduğunu, -1 değeri veriler arasındaki bağlantının çok zayıf olduğunu göstermektedir. Korelasyon matrisi, demet çekirdeğin hedef çekirdek ve ürün çekirdek ile korelasyonu zayıftır (sırasıyla -0.050871 ve 0.27851). Hedef çekirdeğin parametreleri ürün çekirdek parametreleriyle olan korelasyonu güçlüdür (0.94501). Tesir kesit değerlerinin tüm girdi parametreleri ile korelasyonu oldukça zayıf olmakla birlikte yaklaşık 0,15 seviyesindedir. Tesir kesitinin tüm girdilerin korelasyon matrislerinin ortalama değeri ise -0.07809 şeklinde gözlemlenmiştir. Bu zayıf korelasyonlar nedeniyle, tesir kesitlerini tahmin etmek amacıyla gerçekleştirdiğimiz çalışmaların tümünde, yukarıda belirtilen 10 parametre makine öğrenmesinin girdi parametreleri olarak kullanılmıştır.

Çizelge 4.1 Veriler arasındaki korelasyonu gösteren korelasyon matris çizelgesi.

	Gelen Proton	Gelen Nötron	Gelen A	Hedef P	Hedef N	Hedef A	Çıkan P	Çıkan N	Çıkan A	Energy	Cross-section
Gelen Proton	1										
Gelen Nötron	0.980852686	1									
Gelen A	0.993267073	0.996810007	1								
Hedef P	-0.041040453	-0.032523385	-0.03617	1							
Hedef N	-0.069378515	-0.056156289	-0.06184	0.992906	1						
Hedef A	-0.057232868	-0.046089894	-0.05087	0.998628	0.996189	1					
Çıkan P	0.303716196	0.305281675	0.306062	0.939457	0.92305	0.932642	1				
Çıkan N	0.247906054	0.26632006	0.260014	0.951447	0.944335	0.950078	0.99225	1			
Çıkan A	0.270198998	0.282055481	0.27851	0.948516	0.937755	0.945014	0.997117	0.998818	1		
Energy	0.507490433	0.475973432	0.491106	0.379505	0.357931	0.368185	0.536134	0.499692	0.514873	1	
Cross-section	-0.1193882	-0.103181888	-0.1103	-0.0615	-0.05395	-0.05716	-0.09953	-0.08548	-0.09113	0.000704	1

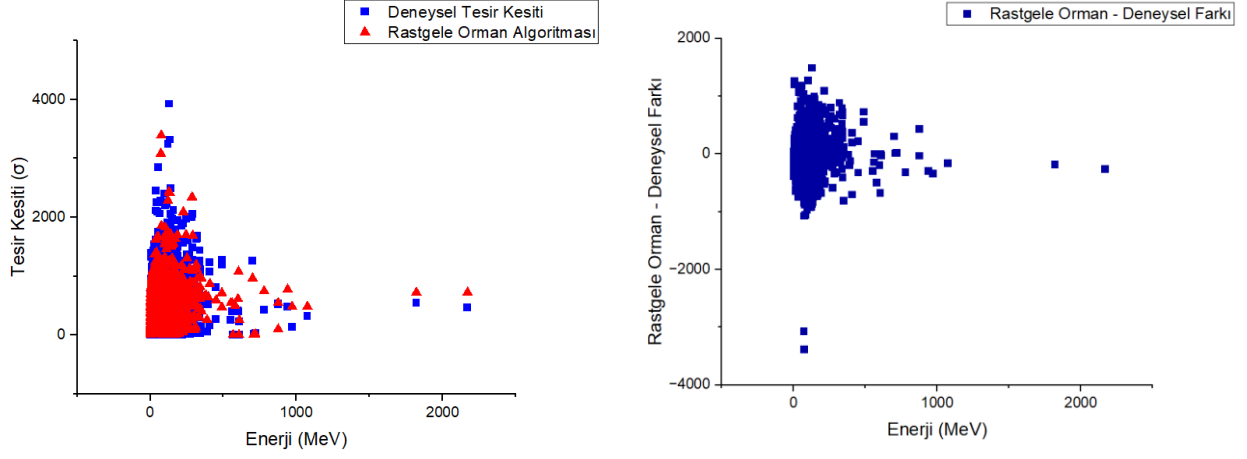
(+1) değeri koyu yeşil, (-1) değeri kırmızı ve 0 değeri sarı renk olarak gösterilmiştir.

Füzyon reaksiyonlarının tesir kesitlerini tahmin etmeye yönelik çalışmalar makine öğrenme yöntemi olan YSA metodu ile yapılmıştır. Korelasyon matris grafiğinde görüldüğü gibi verilerin tesir kesiti ile uyumsuzluğundan kaynaklanan bir hesaplama zorluğun olduğu düşünülmüştür. Bu zorluk ise verileri YSA hesaplaması yapılmadan önce maksimum-minimum normalizasyon yöntemiyle aşılmış ve hesaplamalarda kolaylık sağlanmıştır. Normalizasyonu yapılan verilerin eğitim ve test hesaplamaları yapılmış ve sonrasında tüm verilerin tekrar hesaplaması yapılmıştır. Hesaplaması yapılan verilerin RMSE değerinin 0,004 mb ve R^2 değeri 0,467 olarak elde edilmiştir. Şekil 3.23'te görüldüğü gibi deneysel verilerin tahmin verileriyle karşılaştırılması yapılmıştır. Tahmin değerlerinin deneysel tesir kesitleriyle uyumlu olduğu görülmüş ve oluşan farklılıkları ise şekil 3.24'te (deneysel tahmin fark grafiği) gösterilmektedir. Elde edilen maksimum fark 0,214 mb olduğu hesaplanmıştır. Ortalama olarak 0,0102 mb ve minimum fark 0,0005 mb elde edilmiştir bu nedenle deneysel ve tarafından tahmin edilen değerler arasındaki fark ihmal edilmiştir. Her iki grafiğe bakılarak deneysel tesir kesiti ile YSA tahmin değerleri arasındaki farkın çok düşük olduğu gözlemlenmiştir.



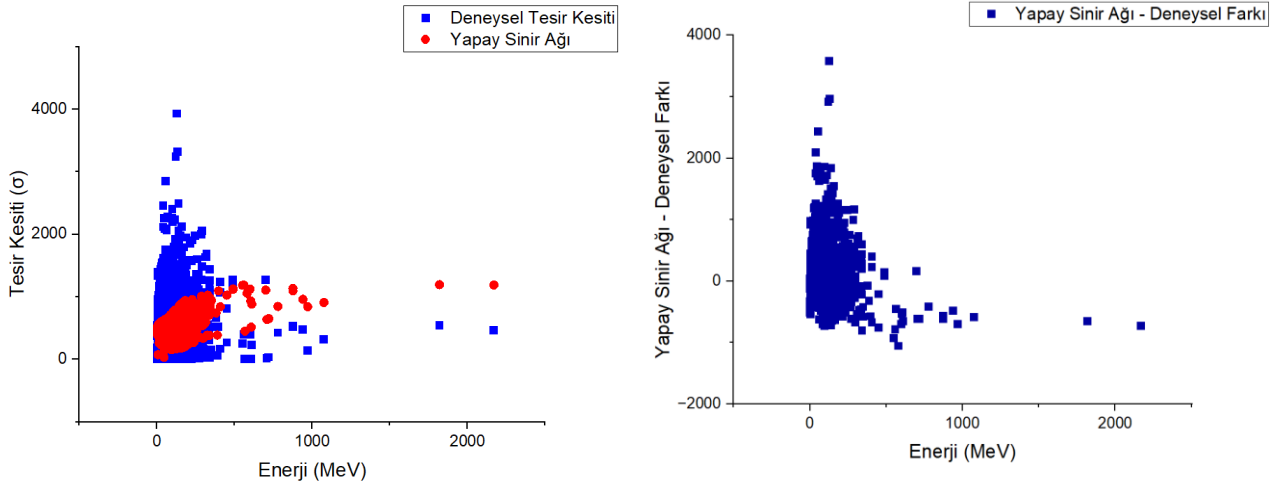
Şekil 26.Deneysel tesis kesiti, teorik tesis kesiti değerlerinin karşılaştırma ve fark grafikleri.

Literatürde kullanımı olan Monte Carlo yöntemiyle hesaplama yapan PACE programı üzerinden elde edilen teorik tesis kesiti değerlerinin deneysel tesis kesiti ile karşılaştırma ve fark grafiği şekil 26’da görülmektedir. PACE4 programı 5654 çıktı değerinin hepsini hesaplama konusunda yetersiz olmasından ötürü karşılaştırma 5240 değer üzerinden gerçekleştirilmiştir. Deneysel tesis kesiti ile teorik tesis kesiti karşılaştırması grafiğinde görüldüğü gibi değerler ± 500 mb değeri aralığında yoğunlaşmış şekildedir. Ancak teorik tesis kesiti ile deneysel tesis kesiti değerleri arasındaki farklılıklar ciddi düzeydedir. Teorik verilerle deneysel veriler arasında mutlak ortalama fark değeri 278,42 mb olduğu tespit edilmiştir. Maksimum mutlak fark 3924,2 mb, minimum mutlak fark ise 0 mb düzeylerindedir. İstatistiksel olarak teorik verilerin MAE değeri 278,71 mb, RMSE değeri 436,98 mb ve R^2 değeri 0,31 olarak hesaplanmıştır.



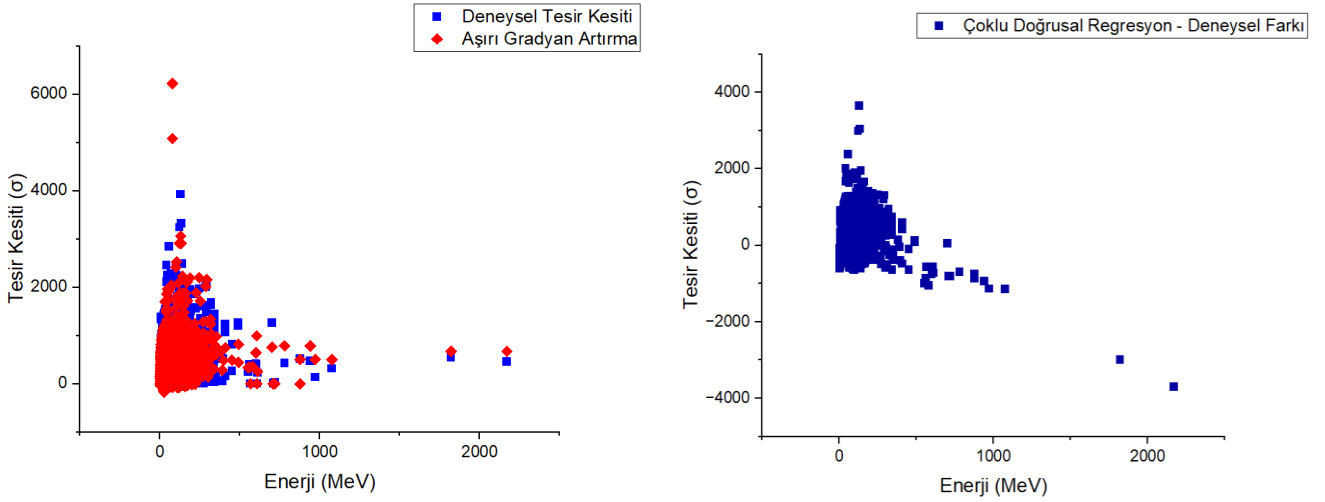
Şekil 27. Deneysel tesir kesiti ile Rastgele Orman Tahmincisi çıktı değerlerinin karşılaştırma ve fark grafikleri.

Hesaplamayı makine öğrenimi yöntemlerinden rastgele orman tahmincisinin üretmiş olduğu tesir kesiti değerlerinin deneysel tesir kesiti ile karşılaştırma ve fark grafiği şekil 27’de görülmektedir. Rastgele orman tahmincisi çıktı değerini olan 5654 hesaplamıştır. Deneysel tesir kesiti ile rastgele orman tahmincisinin üretmiş olduğu tesir kesiti karşılaştırma grafiğinde görüldüğü gibi değerler ± 1200 mb değeri aralığında yoğunlaşmış şekildedir. Tesir kesiti – Enerji grafiğinde belirtildiği gibi rastgele orman tahmincisinin yaklaşık 500 MeV enerji düzeylerine kadar tahminde başarılı olduğu görülmektedir. Rastgele orman tahmincisinin üretmiş olduğu verilerle deneysel veriler arasında mutlak ortalama fark değeri 129,04 mb olduğu tespit edilmiştir. Maksimum mutlak fark 1486,14 mb ve minimum mutlak fark ise 0,006266 mb düzeylerindedir. İstatistiksel olarak teorik verilerin MAE değeri 118,57 mb, RMSE değeri 203,26 mb ve R^2 değeri 0,77 olarak hesaplanmıştır.



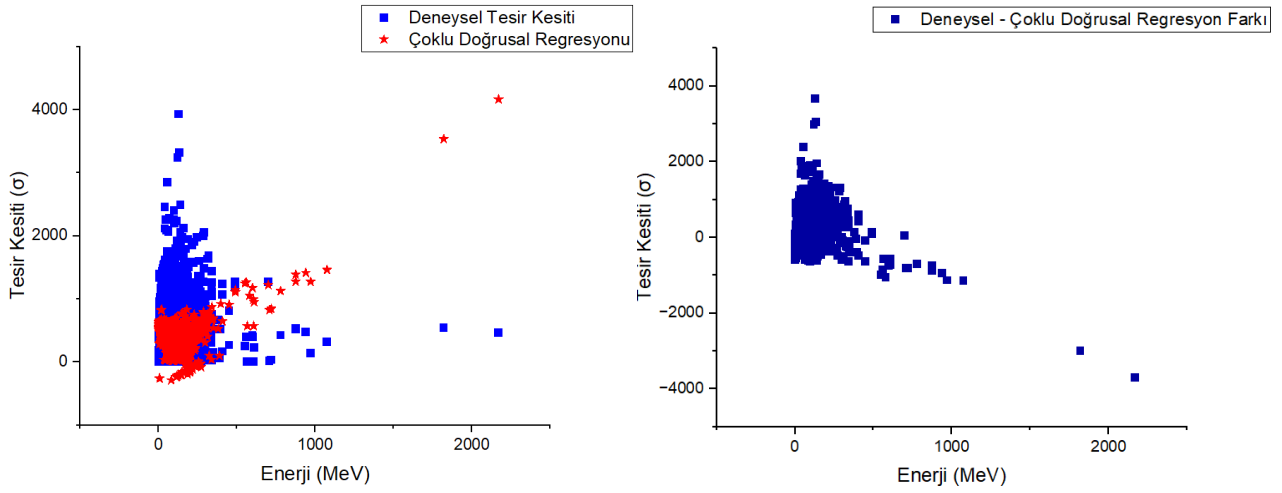
Şekil 28.Deneysel tesir kesiti ile Yapay Sinir Ağı tahmincisi çıktı değerlerinin karşılaştırma ve fark grafikleri.

Tesir kesiti hesaplamaları için yapay sinir ağı modeli kullanıldı ve bu sonuçlar deneysel tesir kesit verileri ile karşılaştırıldı. Şekil 28 'teki karşılaştırma grafiğinde görüldüğü gibi, yapay sinir ağı modeli, 5654 çıktı değerinin grafiği çizdirilmiştir. Bu değerler, 0-900 mb aralığında yoğunlaşmıştır, deneysel hesaplanmış tesir kesiti değerleriyle benzer bir sonuç vermektedir. Tesir kesiti- Enerji grafiğine göre, yapay sinir ağı modeli, çok başarılı tahminleri gerçekleştirememiştir. Tahmin ettiği tesir kesiti değeri maksimum 1193,89 mb olarak tahmin etmiştir aynı değerin deneysel tesir kesiti 540 mb'dir. Yapay sinir ağı modeli ile deneysel veriler arasındaki mutlak ortalama fark değeri 3,028 mb olarak hesaplanmıştır. Maksimum fark 1193.89 mb ve minimum fark ise -1056,89 mb seviyelerindedir. İstatistiksel olarak, teorik veriler üzerinde yapılan değerlendirmelerde MAE değeri 162,42 mb, RMSE değeri 253,22 ve R^2 değeri 0,63 sonucuna ulaşılmıştır.



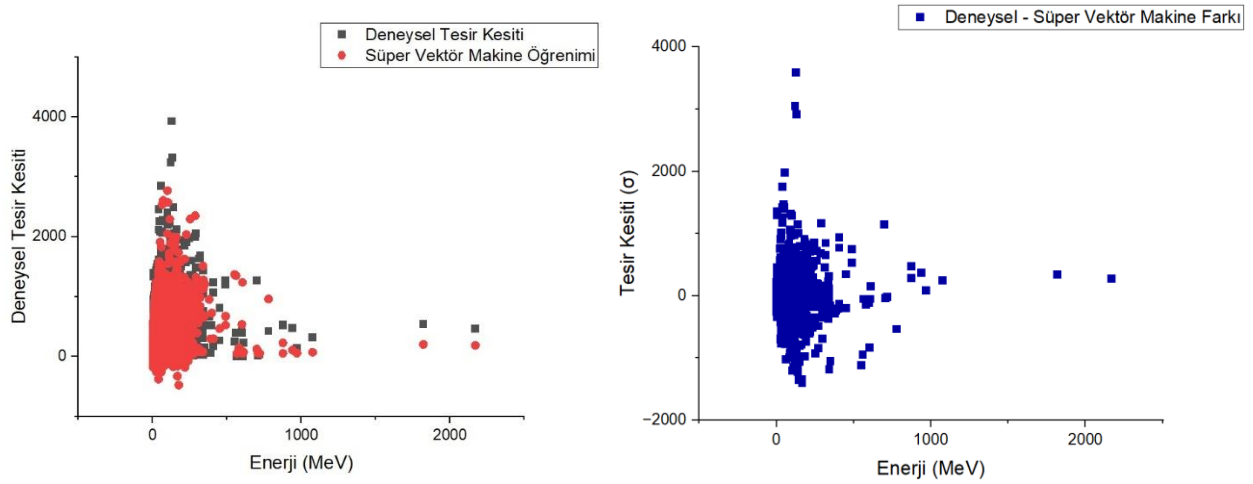
Şekil 29.Deneysel tesir kesiti ile Aşırı Gradyan Arttırma tahmincisi çıktı değerlerinin karşılaştırma ve fark grafikleri.

Tesir kesiti tahmin yöntemlerinden biri olan aşırı gradyan arttırma yöntemiyle hesaplanan tahmin sonuçları deneysel tesir kesit verileri ile karşılaştırıldı. Şekil 29 'daki gösterilmiş olan karşılaştırma grafiğinde, yapay sinir ağı modeli, 5654 çıktı değerinin grafiği çizdirilmiştir. Bu değerler, 0-700 mb aralığında yoğunlaşmıştır, deneysel hesaplanmış tesir kesiti değerleriyle benzer bir sonuç vermektedir. Tesir kesiti- Enerji grafiğine göre, yapay sinir ağı modeli, çok başarılı tahminleri gerçekleştirememiştir. Tahmin ettiği tesir kesiti değeri maksimum 6220,887 mb olarak tahmin etmiştir aynı değerin deneysel tesir kesiti 971,1 mb'dir. XGboost modeli ile deneysel veriler arasındaki mutlak ortalama fark değeri 0,737 mb olarak hesaplanmıştır. Mutlak maksimum fark 1377,032 mb ve mutlak minimum fark ise 0,013723 mb seviyelerindedir. İstatistiksel olarak, teorik veriler üzerinde yapılan değerlendirmelerde MAE değeri 104,31 mb, RMSE değeri 196,08 mb ve R^2 : değeri 0.78 mb sonucuna ulaşılmıştır.



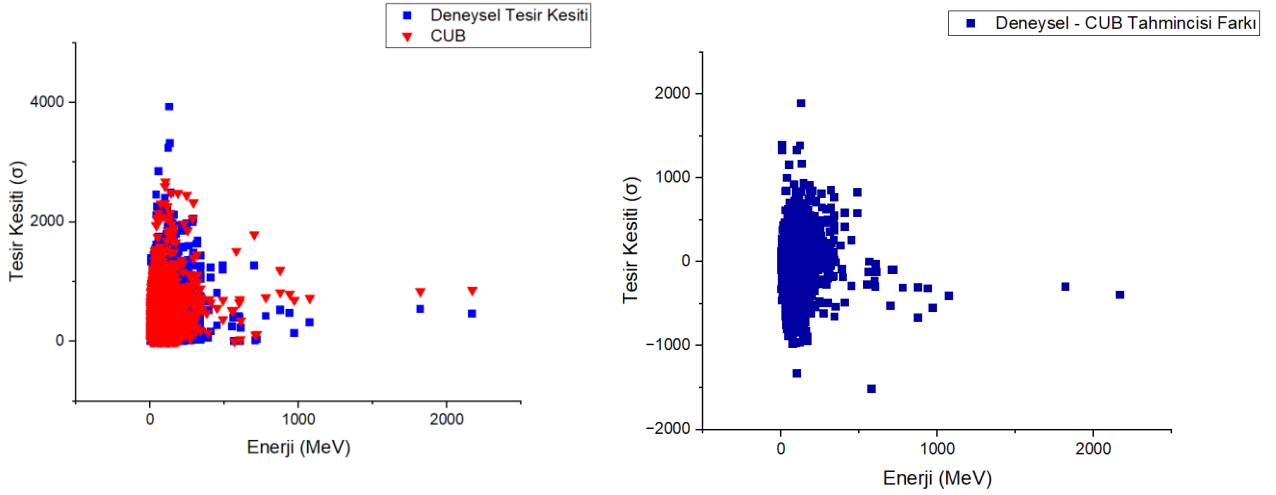
Şekil 30.Deneysel tesir kesiti ile Çoklu Doğrusal Regresyon tahmincisi çıktı değerlerinin karşılaştırma ve fark grafikleri.

Çoklu doğrusal regresyon yöntemiyle 5654 test verileriyle hesaplanan tahmin sonuçları, deneysel tesir kesit verileriyle şekil 30'da karşılaştırılmış ve fark grafiği çizdirilmiştir. Çoklu doğrusal regresyon tahmincisinin üretmiş olduğu değerler, 0-500 mb aralığında yoğunlaşmış, deneysel hesaplanmış tesir kesiti değerleriyle farklı bir sonuç verdiği görülmektedir. Tesir kesiti- Enerji grafiğine göre, yapay sinir ağı modeli, çok başarılı tahminleri gerçekleştirememiştir. Tahmin ettiği tesir kesiti değeri maksimum 4162,677 mb olarak tahmin etmiştir aynı değer deneysel tesir kesiti 460 mb'dir. Çoklu doğrusal regresyon modeli ile deneysel veriler arasındaki mutlak ortalama fark değeri 2,177 mb olarak hesaplanmıştır. Mutlak maksimum fark 3656,102 mb ve minimum fark ise 0,106 mb seviyelerindedir. İstatistiksel olarak, veriler üzerinde yapılan incelemelerde MAE değeri 297,53 mb, RMSE değeri 380,12 mb ve R^2 değeri 0,16222 sonucuna ulaşılmıştır.



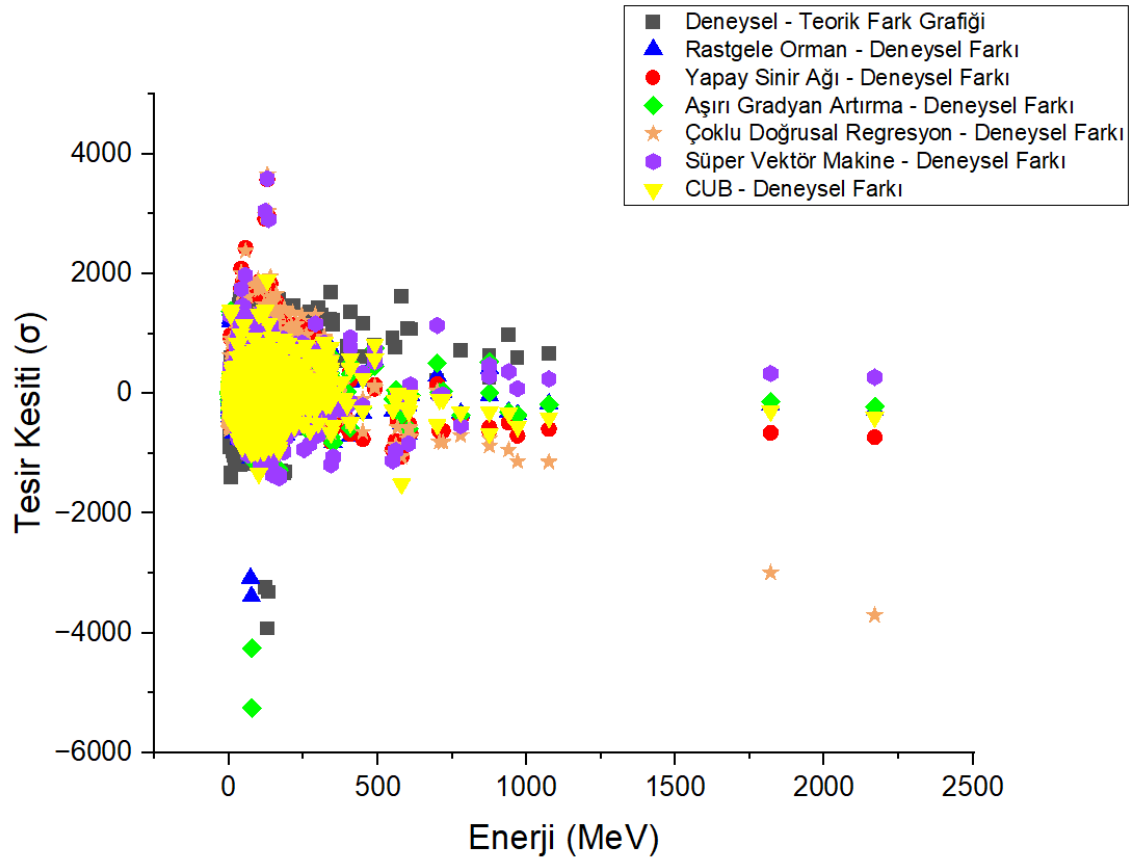
Şekil 31.Deneyisel tesir kesiti ile Süper Vektör Makine tahmincisi çıktı değerlerinin karşılaştırma ve fark grafikleri.

Aşırı gradyan artırma yöntemiyle hesaplanan tahmin sonuçları deneysel tesir kesiti verileri ile karşılaştırıldı. Şekil 31'deki gösterilmiş olan karşılaştırma grafiğinde, yapay sinir ağı modeli, 5654 çıktı değerinin grafiği çizdirilmiştir. Bu değerler, 0-2000 mb aralığında yoğunlaşmıştır, deneysel hesaplanmış tesir kesiti değerleriyle benzer bir sonuç vermektedir. Tesir kesiti- Enerji grafiğine göre, yapay sinir ağı modeli, çok başarılı tahminleri gerçekleştirememiştir. Tahmin ettiği tesir kesiti değeri maksimum 1193,89 mb olarak tahmin etmiştir aynı değerin deneysel tesir kesiti 540 mb'dır. Yapay sinir ağı modeli ile deneysel veriler arasındaki mutlak ortalama fark değeri 3,028 mb olarak hesaplanmıştır. Maksimum fark 1888.685 mb ve minimum mutlak fark ise 0 mb'dir. İstatistiksel olarak, veriler üzerinde yapılan değerlendirmelerde MAE değeri 188,57 mb, RMSE değeri 212,62 ve R^2 değeri 0,199 sonucuna ulaşılmıştır.



Şekil 32.Deneysel tesir kesiti ile CUB tahmincisi çıktı değerlerinin karşılaştırma ve fark grafikleri.

Kübik makine öğrenimi yöntemi ile hesaplanan tahmin sonuçları, deneysel tesir kesit verileri Şekil 32'deki karşılaştırılmıştır. Karşılaştırma grafiği, CUB modelinin 0-2000 mb aralığındaki 5654 çıktı değerini göstermektedir. Bu çıktı değerleri, deneysel hesaplanmış tesir kesiti değerleri ile benzerlik göstermektedir ve verilerin büyük bir kısmı örtüşmektedir. Ancak, tesir. Model, tahmin ettiği tesir kesiti değerini maksimumda 373625 mb olarak hesaplamıştır; ancak grafiklerde ihmal edilmiştir. Aynı değer deneysel tesir kesiti değeri 1451 mb'dir. Yapay sinir ağı modeli ile deneysel veriler arasındaki mutlak ortalama fark değeri 3,028 mb olarak hesaplanmıştır. Maksimum fark 1193,89 mb ve minimum fark ise -1056,89 mb seviyelerindedir. İstatistiksel olarak, teorik verilere dayalı değerlendirmeler sonucunda MAE değeri 88,47 mb, RMSE değeri 253,58 ve R^2 değeri 0,83 elde edilmiştir.



Şekil 33. Tüm verilerin fark grafiklerinin karşılaştırılması

5. TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Farklı makine öğrenimi yöntemlerinin, literatürde yaygın olarak kullanılan PACE koduna göre verdiği sonuçların doğruluk düzeylerini karşılaştırmak amacıyla, ağır iyon füzyon reaksiyonu tesir kesiti değerleri PACE kodu kullanılarak hesaplanmıştır. Varsayılan parametrelerle çalıştırılan kod ve programdan elde edilen sonuçlar, 18842 ağır iyon füzyon reaksiyonunun deneysel verilerden 5654 adet verisi test olarak kullanılmıştır. YSA, RF, XGBoost, SVR, MLR ve CUM tahminlerine ait RMSE değerleri sırasıyla 253.22, 239.27, 164.81, 164.77, 208.07, 368.62 ve 171,58 mb olarak elde edilmiştir. Bu değerler arasında en yüksek RMSE değerine sahip olan MLR yöntemi dahi, PACE4 (436,99 mb) kıyasla kat daha iyi sonuçlar vermektedir. Bu sonuçlar, beş farklı makine öğrenme yönteminin başarılı olduğu göstermektedir. Bunlar arasındaki en iyi sonuçları XGBoost, SVR ve CUM yaklaşımlarıyla elde edilmiştir.

Tez çalışması kapsamında kullanılan makine öğrenme metotlarının, deneysel veriler üzerinden öğrenme gerçekleştirmesi nedeniyle, tahminlerinde de deneysel verilerle uyumlu sonuçlar üretmesi beklenen bir durumdur. Oysa, teorik modellere dayalı diğer hesaplama araçları, deneysel verilerden bağımsız çalışmakta, farklı fiziksel teorilere dayanmaktadır. Bu nedenle de üretecekleri sonuçlar her ne kadar deneysel verilere yakın da olsa, kendilerine özgüdür.

Bu tartışma, makine öğrenme metotlarının bu açıdan üstünlüğünü ortaya çıkarmaktadır. Deneysel verilerin olmadığı durumlardaki verilerin üretilmesinde, makine öğrenmesi metotlarının gerçekleştireceği tahminlerin güvenilir olduğuna da ayrıca işaret etmektedir.

Şekil 34'deki nükleer haritada, GANIL laboratuvarlarında Spiral2 hızlandırıcısında üretilerek, nükleer reaksiyonların gerçekleştirilmesine izin veren çekirdek demetleri gösterilmektedir. Bu haritada, koyu yeşil, koyu mavi, açık yeşil, açık mavi, siyah ve gri renkler sırasıyla, üretimdeki kararlı demetleri, üretimdeki radyoaktif demetleri, üretilen kararlı demetleri, üretilen radyoaktif demetleri, henüz üretilmemiş kararlı demetleri ve henüz üretilmemiş radyoaktif demetleri göstermektedir. Şekilden de açıkça görülebileceği gibi, şu an nükleer reaksiyonlar için kullanılmakta olan demet çekirdeklerin sayısı oldukça azdır. Bununla birlikte, üretilmesi planlanan kararlı ve özellikle radyoaktif demetlerin sayısı ise oldukça fazladır. Bu çalışma kapsamında, olası her türlü çekirdek reaksiyonuna ait reaksiyon tesir kesitini vereceği öngörülmektedir. Bu

Çalışmayı literatüre kazandırarak, deneysel olarak gerçekleşmemiş reaksiyonların bile tesir kesitine ulaşılmasına olanak sağladığı düşünülmektedir.



şekil 34.GANIL laboratuvarlarında kullanılan demet çekirdeklerin nükleer haritada gösterimi[131].

KAYNAKÇALAR

- [1] **Wilkinson, J. T., Barrett, K. E., Ferran, S. J., McGuinness, S. R., McIntosh, L. A., McCarthy, M., ... & Peaslee, G. F.** (2021). A heavy-ion production channel of ^{149}Tb via ^{63}Cu bombardment of ^{89}Y . *Applied Radiation and Isotopes*, 178, 109935.
- [2] **McGuinness, S. R., Wilkinson, J. T., & Peaslee, G. F.** (2021). Heavy-ion production of ^{77}Br and ^{76}Br . *Scientific reports*, 11(1), 15749.
- [3] **Colucci, G., Montagnoli, G., Stefanini, A. M., Hagino, K., Caciolli, A., Čolović, P., ... & Vukman, N.** (2019). Study of sub-barrier fusion of $^{36}\text{S} + ^{50}\text{Ti}$, ^{51}V systems. In *EPJ Web of Conferences* (Vol. 223, p. 01013). EDP Sciences.
- [4] **Zagrebaev, V., & Kozhin, A.** (1999). Nuclear Reactions Video (knowledge base on low energy nuclear physics) (No. JINR-E--10-99-151). Flerov Laboratory of Nuclear Reactions.
- [5] **Jiang, C. L., Esbensen, H., Back, B. B., Janssens, R. V. F., & Rehm, K. E.** (2004). Analysis of heavy-ion fusion reactions at extreme sub-barrier energies. *Physical Review C*, 69(1), 014604.
- [6] **Ghorbani, F., Alavi, S. A., Dehghani, V., Soyulu, A., & Koyuncu, F.** (2020). Heavy ion fusion reaction cross section: Analysis of the temperature dependence of the repulsive nuclear potential. *Physical Review C*, 102(1), 014610.
- [7] **Gharaei, R.** (2017). Analysis of the low-and high-energy fusion cross sections: the case of $^{58}\text{Ni} + ^{54}\text{Fe}$. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 44(4), 045108.
- [8] **Jiang, C. L., Back, B. B., Rehm, K. E., Hagino, K., Montagnoli, G., & Stefanini, A. M.** (2021). Heavy-ion fusion reactions at extreme sub-barrier energies. *The European Physical Journal A*, 57, 1-47.
- [9] **Singh, B., Kaur, M., Kaur, V., & Gupta, R. K.** (2015). Heavy ion collision dynamics of $^{10}\text{B} + ^{10}\text{B}$, $^{11}\text{B} + ^{10}\text{B}$ reactions. In *EPJ Web of Conferences* (Vol. 86, p. 00048). EDP Sciences.

- [10] **Kim, Y. J., Kim, G. D., Kim, Y. H., Kim, Y. J., Kim, Y. K., Kwon, Y. K., ... & Lee, H. S.** (2014). Facility for heavy ion collision experiment at raon. In EPJ Web of conferences (Vol. 66, p. 11020). EDP Sciences.
- [11] **Brueckner, K. A., Buchler, J. R., & Kelly, M. M.** (1968). New theoretical approach to nuclear heavy-ion scattering. *Physical Review*, 173(4), 944.
- [12] **Pühlhofer, F.** (1977). On the interpretation of evaporation residue mass distributions in heavy-ion induced fusion reactions. *Nuclear Physics A*, 280(1), 267-284.
- [13] **Reisdorf, W.** (1981). Analysis of fissionability data at high excitation energies: I. The level density problem. *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 300(2-3), 227-238.
- [14] **Hagino, K., Rowley, N., & Kruppa, A. T.** (1999). A program for coupled-channel calculations with all order couplings for heavy-ion fusion reactions. *Computer Physics Communications*, 123(1-3), 143-152.
- [15] **Gavron, A.** (1980). Statistical model calculations in heavy ion reactions. *Physical Review C*, 21(1), 230.
- [16] **Akkoyun, S.** (2019). Estimation of fusion-evaporation cross sections by artificial neural networks. *arXiv preprint arXiv:1907.00579*.
- [17] **Blank, B., Canchel, G., Seis, F., & Delahaye, P.** (2018). Evaluation of fusion-evaporation cross-section calculations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 416, 41-49.
- [18] **Goodman, B., & Flaxman, S.** (2017). European Union regulations on algorithmic decision-making and a “right to explanation”. *AI magazine*, 38(3), 50-57.
- [19] **Şentürk, Ş., Bayram, T., & Akkoyun, S.** (2022). Production cross-section and reaction yield of ^{82}Sr for $^{82}\text{Sr}/^{82}\text{Rb}$ generator. *Cumhuriyet Science Journal*, 43(4), 716-720.
- [20] **Orhan, M. M., & Akkoyun, S.** (2021). Calculation of Beta Energies of Ground-State Proton and Neutron Matching Gaps with Artificial Neural Network. *CAIAC* 2021 51-53

- [21] **Akkoyun, S., Amrani, N., & Bayram, T.** (2023). Neural network predictions of (n, 2n) reaction cross-sections at 14.6 MeV incident neutron energy. *Applied Radiation and Isotopes*, 191, 110554.
- [22] **Peng, Z., Li, Y., & Hao, G.** (2020). The research on distributed fusion estimation based on machine learning. *IEEE Access*, 8, 38174-38184.
- [23] **Capali, V.** (2019, April). Improve or Approximation of Nuclear Reaction Cross Section Data Using Artificial Neural Network. In *The International Conference on Artificial Intelligence and Applied Mathematics in Engineering* (pp. 935-939). Cham: Springer International Publishing.
- [24] **Dell'Aquila, D., Gnoffo, B., Lombardo, I., Porto, F., & Russo, M.** (2022). Modeling heavy-ion fusion cross section data via a novel artificial intelligence approach. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 50(1), 015101.
- [25] **Özdoğan, H.** (2021). Estimation of (n, p) reaction cross sections at 14.5 ± 0.5 MeV neutron energy by using artificial neural network. *Applied Radiation and Isotopes*, 170, 109584.
- [26] **Muray, R. L., Holbert, K.E.,** (2015). (Çeviri:Yılmaz, A,H., Aydın, A., Bayram, T., Akkoyun, S., & Billur, A,A.), 109s-114s, Nobel Yayınları, “Nükleer Enerjinin Tarihi”, Nükleer Enerji, 7. Basımdan Çeviri, Ankara.
- [27] **Morse, E.,** (2019). “chapter-1, Fundemental Concepts”,Nuclear Fusion, Springer e-book, içinde (1-19 Springer, Cham, Switzerland.
- [28] **Birkelund, J. R., & Huizenga, J. R.** (1983). Fusion reactions between heavy nuclei. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 33(1), 265-322.
- [29] **Birkelund, J. R., Tubbs, L. E., Huizenga, J. R., De, J. N., & Sperber, D.** (1979). Heavy-ion fusion: Comparison of experimental data with classical trajectory models. *Physics Reports*, 56(3), 107-166.
- [30] **Vaz, L. C., Alexander, J. M., & Satchler, G. R.** (1981). Fusion barriers, empirical and theoretical: Evidence for dynamic deformation in subbarrier fusion. *Physics reports*, 69(5), 373-399.
- [31] **Cohen, B. L.** (1971). Concepts of nuclear physics. (Chapter8 “Nuclear Decay and Reaction Processes 8page199)).

- [32] **Lilley, J.**, (2018), (Çeviri: Aydın,A., Sarpün, İ.A., Tel, E., Kaplan,A.), “Nükleer Reaksiyonlar” Nükleer Fizik İlkeler ve Uygulamalar, 1. Basımdan Çeviri, (93-124) Ankara.
- [33] **Krane K, S.**, Introductory Nuclear Physics. Nükleer Fizik 1. ve 2. Cilt. (Çev: Şarer B), Palme Yayıncılık, 378-443s, Ankara, 2002.,
- [34] <https://www.muhandisbeyinler.net/nukleer-parcalanma-ve-kaynasma/> alındığı tarih: 20.04.2023
- [35] **Krane K, S.**, Introductory Nuclear Physics. Nükleer Fizik 1. ve 2. Cilt. (Çev: Şarer B), Palme Yayıncılık, 419-424s, Ankara, 2002.,
- [36] **Gülümser, T.** (2022). Nükleer tıpta kullanılan bazı radyoizotopların üretim tesir kesitleri ile belirli hedef çekirdekler için farklı nükleer reaksiyonlarda parçacık yayılma spektrumları ve diferansiyel tesir kesitleri incelenmesi. S.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü (Doktora Tezi), 32s, Isparta.
- [37] **Krane K, S.**, Introductory Nuclear Physics. Nükleer Fizik 1. ve 2. Cilt. (Çev: Şarer B), Palme Yayıncılık, 431-443s, Ankara, 2002.,].
- [38] **Satchler, G. R., & Satchler, G. R.** (1990). Introduction to nuclear reactions 21-88s. Palgrave Macmillan UK.
- [39] <https://cds.cern.ch/record/2809109/files/CERN-Brochure-2021-004-Eng.pdf>
- [40] http://www.jinr.ru/jinr_facilities-en/ erişim tarihi: 10.09.2023, 23:50
- [41] <https://www.helmholtz.de/en/about-us/helmholtz-centers/centers-a-z/centre/gsi-helmholtz-centre-for-heavy-ion-research/> erişim tarihi: 05.09.2023, 20:50
- [42] <https://www.helmholtz.de/en/research/research-fields/matter/> erişim tarihi: 05.09.2023, 21:15
- [43] <https://www.helmholtz.de/en/research/research-fields/energy/> erişim tarihi: 05.09.2023, 21:28
- [44] **Tanaka., K.** (2020). Major Accelerator Facilities for Nuclear Physics in Asia Pacific. Proc. 13th Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions. JPS Conf. Proc. , 010001 (2020)
- [45] https://hirfl.impcas.ac.cn/col_Introductionen/index/ erişim tarihi: 05.09.2023, 22:28

- [46] <https://www.arin.org.au/program/63bbb488f0b0a911525c5b6c3683b02c> erişim tarihi: 06.09.2023, 12:43
- [47] <https://www.bnl.gov/about/> erişim tarihi: 06.09.2023, 13:50
- [48] [<https://www.energy.gov/science/doe-explainsparticle-accelerators>]
- [49] **Jeong, S.** (2016, June). Progress of the RAON heavy ion accelerator project in Korea. In Proc. of 7th Int. Particle Accelerator Conf.(IPAC'16).
- [50] https://www.nishina.riken.jp/about/index_e.html erişim tarihi: 06.09.2023, 17:20
- [51] <https://www.nishina.riken.jp/ribf/accelerator/overview.html> erişim tarihi: 10.09.2023, 17:50
- [52] <https://hiaf.anu.edu.au/science/> erişim tarihi:10.09.2023, 17:59
- [53] <http://www.ujf.cas.cz/en/departments/department-of-nuclear002D5gszaspectroscopy/research/ultra-relativistic-heavy-ion-collisions/> erişim tarihi:10.09.2023, 19:05
- [54] **Jiang, C. L., Back, B. B., Rehm, K. E., Hagino, K., Montagnoli, G., & Stefanini, A. M.** (2021). Heavy-ion fusion reactions at extreme sub-barrier energies. The European Physical Journal A, 57, 1-47.
- [55] **Ingo Hofmann**, Review of accelerator driven heavy ion nuclear fusion
- [56] **C. L. Jiang, B. B. Back, K. E. Rehm, K. Hagino, G. Montagnoli & A. M. Stefanini**, Heavy-ion fusion reactions at extreme sub-barrier energies
- [57] **Rolfs C E and Rodney W. S.** (1988) Cauldrons in the Cosmos (The University of Chicago press
- [58] **Horowitz CJ et al.**, (2007) Phys. Rev. E 79 066101; Langanke K 2009 International Workshop, Claus2009, Italy.
- [59] **Hodgson, Gadioli.** Introductory nuclear physics, Oxford science publications, 1997. Chapter 23
- [60] **Anwar Kamal**, Nuclear Physics, chapter 7 sayfa 430
- [61] **Introduction to Nuclear Reactions Satchler, G.R.**, (1990) second edition page 119 chapter 3

- [62] **Hodgson, P. E.**, (1971), ‘Nuclear Reactions and Nuclear Structure’ Clarendon Press,
- [63] **Yasemin KÜÇÜK**, (2005), $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ Elastik Saçılma Reaksiyonunun Düşük Enerjilerde Optik Model Kullanılarak İncelenmesi
- [64] **P.E. Hodgson**, The Optical Model of Elastic Scattering, Clarendon Press, Oxford, 1963; Nuclear Reactions and Nuclear Structure, Oxford University Press, 1971; The Nucleon Optical Potential, World Scientific, 199.
- [65] **T. Tamura**, Rev. Mod. Phys. 37, 241, 1965.
- [66] **P.E. Hodgson**, Contemporary Phys. 31, 295, 1996.
- [67] **Hodgson, P. E.** (1996). The nuclear optical model introductory overview.
- [68] **Hüfner, J., Mahaux, C., & Weidenmüller, H. A.** (1967). DWBA in the shell-model approach to nuclear reactions. Nuclear Physics A, 105(2), 489-521.
- [69] **ABDEL-KARIEM**, DWBA of the Reaction $^9\text{Be}(p, \alpha)^6\text{Li}$ at $E_p = 18.6\sim 50$ MeV. S. E.
- [70] **F. Coester**, Nucl. Phys. 7, 421 (1958). ---- F. Coester and H. Kummel, Nucl. Phys. 17, 477 (1960).
- [71] **F. E. Harris, H. J. Monkhorst, and D. L. Freeman**, Algebraic and Diagrammatic Methods in Many-Fermion Theory (Oxford Press, New York, 1992)].
- [72] **Kümmel, H., Lührmann, K. H., & Zabolitzky, J. G.** (1978). Many-fermion theory in expS-(or coupled cluster) form. Physics Reports, 36(1), 1-63.
- [73] **R. J. Bartlett, Annu.** (1981). Phys. Chem Rev. 32, 359T. D. Crawford and H. F. Schaefer, III, Rev. Comput. Chem.14, 33 (2000).
- [74] **Piecuch, P., Kowalski, K., Fan, P. D., & Jedziniak, K.** (2003). Exactness of two-body cluster expansions in many-body quantum theory. Physical review letters, 90(11), 113001.
- [75] **T. Helgaker, P. Jørgensen, and J. Olsen.** (2000) Molecular Electronic Structure Theory. Energy and Wave Functions
- [76] **J. Arponen**, (1997). Phys. Rev. A 55, 2686

- [77] **Lindgren, I., & Morrison, J.** (2012). Atomic many-body theory (Vol. 3). Springer Science & Business Media.
- [78] **Crawford, T. D., Schaefer, H. F., Lipkowitz, K. B., & Boyd, D. B.** (2000). Reviews in Computational Chemistry.
- [79] **S. Hilaire**, (2000), Statistical Nuclear Reactions, page 108-109
- [80] **Baye, D., Capel, P., & Goldstein, G.** (2005). Collisions of halo nuclei within a dynamical eikonal approximation. Physical review letters, 95(8), 082502.
- [81] **Capel, P.** (2020). The eikonal model of reactions involving exotic nuclei; Roy Glauber's legacy in today's nuclear physics. SciPost Physics Proceedings, (3), 017.
- [82] **Rochman, D., Koning, A. J., Sublet, J. C., Fleming, M., Bauge, E., Hilaire, S., & Vasiliev, A.** (2017). The TENDL library: Hope, reality and future. In EPJ web of conferences (Vol. 146, p. 02006). EDP Sciences.
- [83] **Koning, A., Hilaire, S., Goriely, S.,** (2019). TALYS–1.95 A Nuclear Reaction Program, User Manual, 3rd ed. December 2019.
- [84] **Herman M.,** (2007). EMPIRE: Nuclear Reaction Model Code System for Data Evaluation, Nuclear Data Sheets, 108(12): 2655-2715. December 2007.)
- [85] <https://lise.nscl.msu.edu/pace4.html> erişim tarihi: 20.09.2023, 19.50
- [86] **K. Krane.,** Nuclear Physics Chapter 11.5 sayfa 395
- [87] **Yılmaz, A.** (2021). “Yapay Zekâ Nedir?”, Yapay Zekâ. Kodlab Yayıncılık. 13s-17. İstanbul.
- [88] **EngelBrecht, AP.** (2007). “Introduction to Computational Intelligence”, Computational Intelligence an Introduction. Second edition. 1-13s.
- [90] **Elmas, Ç.** (2021). “Yapay Sinir Ağları”, Yapay Zekâ Uygulamaları. Seçkin Yayıncılık. 1-32s. Ankara.
- [91] **Akkoyun, S., & Amrani, N.** (2021). Estimations of (n, p) reaction cross-sections at 14.5 MeV incident neutron energy by artificial neural networks. Radiation Physics and Chemistry, 184, 109445.
- [92] **Yılmaz, A.** (2021). “Yapay Sinir Ağları”, Yapay Zekâ. Kodlab Yayıncılık. 61-89s. İstanbul.

- [93] <https://academy.patika.dev/blogs/detail/yapay-sinir-aglariys> alındığı tarih: 20.04.2023
- [94] **Elmas, Ç.** (2021). “Yapay Sinirin Öğeleri”, Yapay Zekâ Uygulamaları. Seçkin Yayıncılık. 34--39s. Ankara.
- [95] **Maltarollo, V. G., Honório, K. M., & da Silva, A. B. F.** (2013). Applications of artificial neural networks in chemical problems. Artificial neural networks-architectures and applications, 203-223.
- [96] **Aksoylu, M,Ü.** (2021). “ Derin Öğrenen Makineler”, Projelerle Yapay Zeka ve Bilgisayarlı Görü. Kodlab Yayıncılık. 303-348. İstanbul.
- [97] <https://bilimfili.com/dunyayi-degistirmekte-olan-yapay-sinir-aglari-nedir> alındığı tarih:10.05.2023
- [98] <https://tr.newworldai.com/yapay-sinir-aglari-ve-klinik-arastirmalarda-kullanimi/yapay-sinir-aglari-7/> alındığı tarih :10.05.2023
- [99] **Haykin, S.,** (1999), Neural Networks: a Comprehensive Foundation, Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, NJ, USA.
- [100] **Yılmaz, A.** (2021). “Öğrenme”, Yapay Zekâ. Kodlab Yayıncılık. 39-57. İstanbul.
- [101] <https://www.javatpoint.com/supervised-machine-learning> alındığı tarih: 11.05.2023
- [102] **Aggarwal, C. C., & Reddy, C. K.** (2014). Data Clustering. In T. & F. Group (Ed.), CRC Press (pp. 5-7).
- [103] <https://womaneng.com/danismsiz-ogrenme-unsupervised-learning-ysa/> alındığı tarih:11.05.2023
- [104] <https://bilgisayarkavramlari.com/2012/01/29/istatistiksel-normallestirme-statisticalnormalisation/#:~:text=%C4%B0statistiksel%20normalle%C5%9Firme%2C%20%C3%B6zellikle%2C%20veri%20madencili%C4%9Fi,bir%20d%C3%BCzen%20i%C3%A7erisinde%20ele%20almakt%C4%B1r.> alındığı tarih: 05.04.2023 19:17
- [105] **Breiman, L.,** (1996), Mach. Learn. 24, 123
- [106] **Breiman, L.,** (2001), Mach. Learn. 45, 5.

- [107] **Ho, T. K.** (1998). The random subspace method for constructing decision forests. *IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence*, 20(8), 832-844.
- [108] **Antoniadis, A., Lambert-Lacroix, S., & Poggi, J. M.** (2021). Random forests for global sensitivity analysis: A selective review. *Reliability Engineering & System Safety*, 206, 107312.
- [109] **Kurban, H.** (2021). Atom classification with Machine Learning and correlations among physical properties of ZnO nanoparticle. *Chemical Physics*, 545, 111143.
- [110] **Feng, R., Zheng, H. J., Gao, H., Zhang, A. R., Huang, C., Zhang, J. X., ... & Fan, J. R.** (2019). Recurrent Neural Network and random forest for analysis and accurate forecast of atmospheric pollutants: a case study in Hangzhou, China. *Journal of cleaner production*, 231, 1005-1015.
- [111] **Kalaiselvi, B., & Thangamani, M.** (2020). An efficient Pearson correlation based improved random forest classification for protein structure prediction techniques. *Measurement*, 162, 107885.
- [112] **Xu, R., & Luo, F.** (2021). Risk prediction and early warning for air traffic controllers' unsafe acts using association rule mining and random forest. *Safety science*, 135, 105125
- [113] **Hariharan, R.** (2021). Random forest regression analysis on combined role of meteorological indicators in disease dissemination in an Indian city: A case study of New Delhi. *Urban climate*, 36, 100780.
- [114] **Yeşilkanat, C. M.** (2020). Spatio-temporal estimation of the daily cases of COVID-19 in worldwide using random forest machine learning algorithm. *Chaos, Solitons & Fractals*, 140, 110210.
- [115] <https://www.ibm.com/topics/random-forest> alındığı tarih: 11.05.2023
- [116] **Strobl, C., Boulesteix, A. L., Kneib, T., Augustin, T., & Zeileis, A.** (2008). Conditional variable importance for random forests. *BMC bioinformatics*, 9, 1-11.
- [117] **Horning, N.,** (2013), *Ame. Museum Nat. Hist.* 2, 1.
- [118] **Cortes C., and Vapnik, V.,** (1995), *Mach. Learn.* 20, 273

- [119] **Drucker, H., Burges, C. J., Kaufman, L., Smola, A., & Vapnik, V.** (1996). Support vector regression machines. *Advances in neural information processing systems*, 9.
- [120] **Kecman, V.** (2001). *Learning and soft computing: support vector machines, neural networks, and fuzzy logic models*. MIT press.
- [121] **Osman, A. I. A., Ahmed, A. N., Chow, M. F., Huang, Y. F., & El-Shafie, A.** (2021). Extreme gradient boosting (Xgboost) model to predict the groundwater levels in Selangor Malaysia. *Ain Shams Engineering Journal*, 12(2), 1545-1556.
- [122] <https://www.ibm.com/topics/random-forest> alındığı tarih: 20.06.2023
- [123] <https://medium.com/deep-learning-turkiye/nedir-bu-destek-vekt%C3%B6r-makinelere-makine-%C3%B6%C4%9Frenmesi-serisi-2-94e576e4223e> alındığı tarih: 20.06.2023
- [124] **Wu, C. L., Chau, K. W., & Li, Y. S.** (2008). River stage prediction based on a distributed support vector regression. *Journal of hydrology*, 358(1-2), 96-111.
- [125] **Yu, P. S., Chen, S. T., & Chang, I. F.** (2006). Support vector regression for real-time flood stage forecasting. *Journal of hydrology*, 328(3-4), 704-716.
- [126] **Chen, T., & Guestrin, C.** (2016), Xgboost: A scalable tree boosting system. In *Proceedings of the 22nd acm sigkdd international conference on knowledge discovery and data mining* (pp. 785-794).
- [127] **Ma, M., Zhao, G., He, B., Li, Q., Dong, H., Wang, S., & Wang, Z.** (2021). XGBoost-based method for flash flood risk assessment. *Journal of Hydrology*, 598, 126382.
- [128] **Hu, L., Wang, C., Ye, Z., and Wang, S.,** (2021), *Total Environ.* 783, 146870.
- [129] **Quinlan, J. R.** (1987). Simplifying decision trees. *International journal of man-machine studies*, 27(3), 221-234. DOI: 10.1016/S0020-7373(87)80053-6.
- [130] **Quinlan, J. R.** (1992, November). Learning with continuous classes. In *5th Australian joint conference on artificial intelligence* (Vol. 92, pp. 343-348). DOI: 10.1142/9789814536271

- [131] **Quinlan, J. R.** (1993, June). Combining instance-based and model-based learning. In Proceedings of the tenth international conference on machine learning (pp. 236243). DOI: 10.5555/3091529.3091560.
- [132] **Kuhn, M., & Johnson, K.** (2013). Applied predictive modeling (Vol. 26, p. 13). New York: Springer. DOI: 10.1007/978-1-4614-6849-3.
- [133] <http://nrv.jinr.ru/nrv/webnrv/fusion/reactions.php> alındığı tarih: 11.06.2023
- [134] <http://nrv.jinr.ru/nrv/webnrv/fusion/reactions.php?REACTION=ALL&ORDER=P>
T alındığı tarih: 11.06.2023
- [135] <https://www.ganil-spiral2.eu/scientists/ganil-spiral-2-facilities/available-beams/>
alındığı tarih: 11.06.2023