

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK
ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

ASTROFİZİKSEL ENERJİLERDE ^{121}Sb İZOTOPUNUN ALFA
YAKALAMA REAKSİYON TESİR KESİTLERİ VE
REAKSİYON HIZLARININ HESAPLANMASI

MUZAFFER EROĞLU

KOCAELİ 2024

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK
ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

ASTROFİZİKSEL ENERJİLERDE ^{121}SB İZOTOPUNUN ALFA
YAKALAMA REAKSİYON TESİR KESİTLERİ VE
REAKSİYON HIZLARININ HESAPLANMASI

MUZAFFER EROĞLU

Prof. Dr. Recep Taygun GÜRAY

Danışman, Kocaeli Üniversitesi

.....

Prof. Dr. Özcan GÜNDOĞDU

Jüri Üyesi, Kocaeli Üniversitesi

.....

Prof. Dr. Emine CAN

Jüri Üyesi, İstanbul Medeniyet Üniversitesi

.....

Prof. Dr. Hayriye SUNDU PAMUK

Jüri Üyesi, İstanbul Medeniyet Üniversitesi

.....

Doç. Dr. Caner YALÇIN

Jüri Üyesi, Kocaeli Üniversitesi

.....

Tezin Savunulduğu Tarih: 05.02.2024

ETİK BEYAN VE ARAŞTIRMA FONU DESTEĞİ

Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez/proje çalışmada,

- Bu tezin/projenin bana ait, özgün bir çalışma olduğunu,
- Çalışmamın hazırlık, veri toplama, analiz ve bilgilerin sunumu olmak üzere tüm aşamalarında bilimsel etik ilke ve kurallara uygun davrandığımı,
- Bu çalışma kapsamında elde edilen tüm veri ve bilgiler için kaynak gösterdiğimi ve bu kaynaklara kaynakçada yer verdiğimi,
- Bu çalışmanın Kocaeli Üniversitesi'nin abone olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü'nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun olduğunu,
- Kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- Tezin/Projenin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez/proje çalışması olarak sunmadığımı,

beyan ederim.

☒ Bu tez çalışmasının herhangi bir aşaması hiçbir kurum/kuruluş tarafından maddi/alt yapı desteği ile desteklenmemiştir.

☐ Bu tez çalışması kapsamında üretilen veri ve bilgiler tarafından no'lu proje kapsamında maddi/alt yapı desteği alınarak gerçekleştirilmiştir.

Herhangi bir zamanda, çalışmamla ilgili yaptığım bu beyana aykırı bir durumun saptanması durumunda, ortaya çıkacak tüm ahlaki ve hukuki sonuçları kabul ettiğimi bildiririm.

Muzaffer Eroğlu

YAYIMLAMA VE FİKRİ MÜLKİYET HAKLARI

Fen Bilimleri Enstitüsü tarafından onaylanan lisansüstü tezimin/projemin tamamını veya herhangi bir kısmını, basılı ve elektronik formatta arşivleme ve aşağıda belirtilen koşullarla kullanıma açma izninin Kocaeli Üniversitesi'ne verdiğimi beyan ederim. Bu izinle Üniversiteye verilen kullanım hakları dışındaki tüm fikri mülkiyet hakları bende kalacak, tezimin/projemin tamamının ya da bir bölümünün gelecekteki makale, kitap, tebliğ, lisans, patent gibi çalışmalarda kullanımı, danışmanımın isim hakkı saklı kalmak koşuluyla ve her iki tarafın bilgisi dâhilinde bana ait olacaktır.

Tezin/projenin kendi özgün çalışmam olduğunu, başkalarının haklarını ihlal etmediğimi ve tezimin/projenin tek yetkili sahibi olduğumu beyan ve taahhüt ederim. Tezimde yer alan telif hakkı bulunan ve sahiplerinden yazılı izin alınarak kullanılması zorunlu metinlerin yazılı izin alarak kullandığımı ve istenildiğinde suretlerini Üniversiteye teslim etmeyi taahhüt ederim.

Yükseköğretim kurulu tarafından yayınlanan **“Lisanüstü Tezlerin Elektronik Ortamda Toplanması, Düzenlenmesi ve Erişime Açılmasına İlişkin Yönerge”** kapsamında tezim aşağıda belirtilen koşullar haricinde YÖK Ulusal Tez Merkezi/ Kocaeli Üniversitesi Kütüphaneleri Açık Erişim Sisteminde erişime açılır.

- ☐ Enstitü yönetim kurulu kararı ile tezimin/projemin erişime açılması mezuniyet tarihinden itibaren 2 yıl ertelenmiştir.
- ☐ Enstitü yönetim kurulu gerekçeli kararı ile tezimin erişime açılması mezuniyet tarihinden itibaren 6 ay ertelenmiştir.
- ☒ Tezim ile ilgili gizlilik kararı verilmemiştir.

Muzaffer Eroğlu

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Ağır izotoplar üzerindeki ışımsal α -yakalama reaksiyonlarının astrofiziksel reaksiyon hızları, p proses ağı hesaplamaları için çok önemlidir. Bu hızlar deneysel verilerin az olması nedeniyle, genellikle doğrulanması gereken istatistiksel model hesaplamalarından elde edilir. Işımsal parçalanma reaksiyonlarındaki deneysel zorluklar göz önüne alındığında, istatistiksel model tahminlerinin güvenilirliği, ters alfa yakalama reaksiyonlarının test edilmesiyle sınırlıdır. Bu çalışma, astrofiziksel enerji bölgesinde p çekirdeklerinden antimon izotopları üzerinde α kaynaklı tesir kesitleri ve reaksiyon hız değerlerinin teorik modellemelerine dayanan sonuçlarını sunmaktadır.

Öğrenim hayatım boyunca severek başladığım fizik bölümünü lisans, yüksek lisanstan sonra doktora programı ile tamamlamak harika bir duygu. Doktora programı süresince yardımlarına başvurduğum; desteğine ihtiyaç duyduğumda her zaman yanımda olduğu, ilerlememi sürekli gözden geçirdiği ve doktora çalışmalarımda bana rehberlik ettiği için tez danışmanım Sayın Prof. Dr. Recep Taygun GÜRAY'a, doktora öğrenimimden beri beni desteklediği ve bu süre boyunca yaptığı değerli yönlendirmeleri için Doç. Dr. Caner YALÇIN'a ve Kocaeli Üniversitesi Fizik Bölümünde, bu tezin değerli bir parçasını oluşturan tüm hocalarıma; destek, rehberlik ve akademik tavsiyelerden dolayı en derin şükranlarımı sunuyorum.

Eğitim ve öğretim hayatım boyunca bana maddi manevi desteklerini benden esirgemeyen, zorluklara rağmen cesaret ve okuma azmi veren annem, babam ve kardeşlerime, ayrıca bana ilham veren sevgili eşim, çocuklarım Bedirhan ve Esmanur'a teşekkürler.

Şubat – 2024

Muzaffer EROĞLU

İÇİNDEKİLER

ETİK BEYAN VE ARAŞTIRMA FONU DESTEĞİ	i
YAYIMLAMA VE FİKRİ MÜLKİYET HAKLARI.....	ii
ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
TABLolar DİZİNİ	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	viii
ÖZET	x
ABSTRACT	xi
1. GİRİŞ	1
2.ÇEKİRDEK SENTEZİ	8
2.1.Big Bang Nükleosentezi	16
2.2.Hafif Elementlerin ($A < 60$) Nükleosentezi	17
2.2.1.Yıldızların Oluşumu.....	19
2.2.2.Hidrojen Yanması	24
2.2.3.Helyum Yanması.....	26
2.2.4.Karbon Yanması	26
2.2.5.Gelişmiş Nükleer Yanma	26
2.3.Ağır Elementlerin ($A > 60$) Nükleosentezi.....	28
2.3.1.Nötron Yakalama Nükleosentezi	30
2.3.2.P Çekirdekleri Nükleosentezi (P Prosesi).....	33
2.3.3.Patlmalı Çevrimler.....	41
2.4.Güneş Sistemi İzotop Bollukları	42
3.NÜKLEER REAKSİYON MEKANİZMALARI	46
3.1.Nükleer Reaksiyonlar	46
3.1.1.Direkt Reaksiyonlar.....	55
3.1.2.Denge Öncesi Modeli	60
3.1.3.Bileşik Çekirdek Reaksiyonları	64
3.2.Nükleer Reaksiyon Teorisi.....	65
3.2.1.Tesir Kesiti.....	66
3.2.2.Astrofiziksel Reaksiyon Hızları	69
3.2.3.Gamow Penceresi.....	74
3.2.4.Astrofiziksel S Faktörü.....	77
3.2.5.Hauser Feshbach Teorisi	78
3.3.Aktivasyon Yöntemi ve Deneysel Tesir Kesitinin Hesaplanması.....	81
4.TALYS'TE KULLANILAN PARAMETRELER	85
4.1.Nükleer Modeller.....	85
4.1.1.Optik Model Potansiyeli.....	88
4.1.2.Yarı Mikroskobik Optik Model	94
4.1.3.Sıvı Damlası Modeli.....	95
4.1.4.Shell (Kabuk) Modeli.....	96
4.2.Gama Işını Kuvvet Fonksiyonu.....	98
4.3.Nükleer Seviye Yoğunluğu.....	99
4.3.1.Fermi Gaz Modeli	103
4.3.2.Sabit Sıcaklık Modeli	107
4.3.3.Geri Kaydırılmış Fermi Gaz Modeli	108

4.3.4.Genelleştirilmiş Süperakışkan Modeli	109
4.3.5.Mikroskopik Seviye Yoğunlukları.....	110
4.4.Astrofiziksel Reaksiyon Hızları	111
5.YÖNTEM VE HESAPLAMA	114
5.1.TALYS.....	115
5.1.1.TALYS Kodlarının Avantajı	119
5.1.2.EXFOR Veri Kütüphanesi.....	120
5.1.3.TENDL: TALYS Nükleer Veri Değerlendirme Kütüphanesi	121
5.2.Teorik Model Kodları	123
5.2.1.Alfa Optik Model Potansiyelleri.....	123
5.2.2.Seviye Yoğunluk Modelleri.....	124
5.2.3.Kuvvet Fonksiyonları.....	126
6.BULGULAR VE TARTIŞMA.....	128
7.SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	136
KAYNAKLAR	138
KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER.....	154
ÖZGEÇMİŞ.....	155

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.	Kanat açıklığı yaklaşık üç ışık yılı olan kelebek bulutsusu	2
Şekil 2.1.	Yıldızların göreceli boyutları	21
Şekil 2.2.	HRD'lerin şematik gösterimi.....	23
Şekil 2.3.	Nüklid tablosunun bir bölümünde pp zincirleri.	25
Şekil 2.4.	Devasa bir yıldızın demir pikine kadar yandıktan sonraki içyapısı	27
Şekil 2.5.	Nüklid tablosunda proton sayısını ve nötron sayısını gösteren grafik.....	43
Şekil 2.6.	10^6 Si atomlarına normalize edilmiş kütle sayısının bir fonksiyonu olarak toplam güneş sistemi element bollukları.	44
Şekil 3.1.	Bir nükleer reaksiyonun ve giden parçacık spektrumlarının tanımlanmasında direkt, denge öncesi ve bileşik süreçlerin rolü.....	49
Şekil 3.2.	Giden bir parçacık spektrumunun şematik çizimi.....	50
Şekil 3.3.	Reaksiyon modunun enerjiye bağımlılığı	53
Şekil 3.4.	Kütlenin fonksiyonu olarak nükleon başına bağlanma enerjisi	54
Şekil 3.5.	Kütle sayısının bir fonksiyonu olarak izotopların bolluğu	55
Şekil 3.6.	Eksiton modelinde açıklandığı gibi ön denge mekanizması.....	62
Şekil 3.7.	Denge öncesi sürecin şematik gösterimi.....	64
Şekil 3.8.	Saçılma tesir kesiti.....	66
Şekil 3.9.	Bir hedefe çarpan parçacık demetinin deneysel tesir kesiti senaryo örneği.....	68
Şekil 3.10.	Maxwell dağılımı ve Gamow faktörü arasındaki ilişki	76
Şekil 3.11.	Bir aktivasyon işleminin şematik gösterimi.....	84
Şekil 4.1.	TALYS'te kullanılan nükleer modellere ait özet liste	88
Şekil 4.2.	Kabuk modelinin ilk birkaç yörüngesi.	97
Şekil 4.3.	Nükleer yapı teorisinde kuark gluon seviyesinden, ortalama alan seviyesi, sıvı damla seviyesine yaklaşımın evrimi.....	100
Şekil 5.1.	TALYS yayınlarının uygulama alanlarına göre güncel segmentasyonu	117
Şekil 5.2.	TALYS'de varsayılan formda giriş parametreleri	118
Şekil 6.1.	Sb'de alfa yakalama reaksiyonları bozunma şeması.....	128
Şekil 6.2.	TALYS tarafından seçilen en iyi on iki kombinasyon kullanılarak elde edilen $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ S faktörleri.....	131
Şekil 6.3.	TALYS tarafından seçilen en iyi dokuz kombinasyon kullanılarak elde edilen tesir kesit değerleri.....	133
Şekil 6.4.	TALYS tarafından en iyi iki kombinasyon (MP-338 ve MP-432) kullanılarak elde edilen $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$ ve (b) $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ tesir kesitleri	134
Şekil 6.5.	Ölçümlerle en uyumlu iki girdi parametre seti	135

TABLolar DİZİNİ

Tablo 1.1.	Nükleer veri uygulamalarına örnekler.....	4
Tablo 2.1.	P proses izotopları ile gerçekleştirilen proton ve alfa yakalama reaksiyon tesir kesit ölçümleri	12
Tablo 2.2.	P çekirdeği olarak adlandırılan 35 tane çekirdek listesi	45
Tablo 4.1.	Fenomenolojik modeller için küresel seviye yoğunluk parametreleri	110
Tablo 5.1.	TALYS kodunda bulunan OMP'ler. OMP için varsayılan seçenekler.....	124
Tablo 5.2.	TALYS kodunda bulunan seviye yoğunluğu modelleri.....	126
Tablo 5.3.	TALYS kodunda bulunan gama ışını gücü fonksiyon modelleri	126
Tablo 6.1.	$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ reaksiyonu için MP-338 ve MP-432 ile hesaplanan tesir kesitler, bunların ortalama ve deneysel değerleri	132
Tablo 6.2.	Ölçümlerle en uyumlu iki girdi parametre seti	133

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

A	: Kütle numarası
BR_{bozunma}	: Dallanma oranı
$d\Omega$	: Katı açı
E	: Enerji, (MeV)
E_0	: Gamow enerjisi, (MeV)
E_C	: Coulomb bariyerinin yüksekliği, (MeV)
GeV	: Giga elektron volt
GK	: Giga kelvin
h	: Planck sabiti (J.s)
J	: Spin
k	: Boltzman sabiti, (J/k)
K	: Kelvin
keV	: Kilo elektron volt
$M_{\odot}$	: Güneş Kütlesi
MeV	: Mega elektron volt
n	: Nötron
p	: Proton
s	: Saniye
$S_{\odot}$	: Astrofiziksel S faktörü
T	: Sıcaklık, (K)
t	: Zaman
$t_{1/2}$	: Yarı ömür, (s)
x	: Hedefin kalınlığı, ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
Z	: Atom numarası
α	: Alfa parçacığı
β	: Beta parçacığı
β^+	: Pozitron parçacığı
Δ	: Gamow penceresi
$\hbar$	: Planck sabiti/ 2π , (J.s)
γ	: Gama radyasyonu (foton)
η	: Sommerfeld parametresi
μ	: İndirgenmiş kütle
π	: Pi sayısı
Π	: Parite
ρ	: Yoğunluk, (g/cm^3)
σ	: Tesir kesiti, (barn)
δ	: Kronecker delta
Φ	: Birim zamanda hedefe çarpan parçacık sayısı
$\Phi(v)$	: Hız dağılımı fonksiyonu
Γ	: Kısmi genişlik

Kısaltmalar

AGB	: Asymptotic Giant Branch (Asimtotik Dev Kolu)
B^2FH	: Burbidge, Burbidge, Fowler ve Hoyle
BFM	: Back Shifted Fermi Gas Model (Geri Kaydırılmış Fermi Gaz Modeli)

CTM	: Constant Temperature Model (Sabit Sıcaklık Modeli)
ECIS-06	: Equations Couplees en Iterations Sequentielles (Denklem Çiftleri ve İterasyon Sıraları)
EMPIRE	: Nükleer Reaksiyon Kodlarının Modüler Sistemi
ENDF	: Evaluated Nuclear Structure Data File (Değerlendirilmiş Nükleer Yapı Veri Dosyası)
EXFOR	: Experimental Nuclear Reaction Data (DeneySEL Nükleer Reaksiyon Verileri)
FGM	: Fermi Gaz Modeli
GDR	: Giant Dipole Resonance (Dev Dipol Rezonansı)
GSM	: Genelleştirilmiş Süperakışkan Modeli
HF	: Hauser Feshbach
HRD	: Hertzprung Russell Diyagramı
IAEA	: International Atomic Energy Agency (Uluslararası Atom Enerjisi Ajansı)
JLM	: Jeukenne Lejeune Mahaux
LDM	: Liquid Drop Model (Sıvı Damlası Modeli)
MACS	: Maxwellian Averaged Cross Sections (Maxwell Ortalamalı Tesir Kesitleri)
NLD	: Nuclear Level Density (Nükleer Seviye Yoğunluğu)
NSE	: Nuclear Statistical Equilibrium (Nükleer İstatistiksel Denge)
OMP	: Optik Model Potansiyeli
SFM	: Gamma-ray Strength Function (Gama Işını Kuvvet Fonksiyonu)
RIPL	: Reference Input Parameter Library (Referans Giriş Parametre Kitaplığı)
TALYS	: Nuclear Reaction Model Code (Nükleer Reaksiyon Model Kodu)
TENDL	: TALYS Evaluated Nuclear Data Library (Değerlendirilen TALYS Nükleer Veri Kütüphanesi)
TLU	: Threshold Logic Unit (Eşik Mantık Birimi)

ASTROFİZİKSEL ENERJİLERDE ^{121}Sb İZOTOPUNUN ALFA YAKALAMA REAKSİYON TESİR KESİTLERİ VE REAKSİYON HIZLARININ HESAPLANMASI

ÖZET

Yüksek Coulomb bariyerine sahip olduklarından ve reaksiyonlarının enerji üretememesinden dolayı, ağır çekirdeklerin ($A > 60$) hemen hepsi nötron yakalama reaksiyonları ile üretilir. Nötron yakalama reaksiyonları ile üretilmeyen, kararlılık eğrisinin protonca zengin tarafında yer alan yaklaşık 35 tane kararlı izotop “p çekirdeği” olarak adlandırılır. Güneş sisteminde s ve r proses çekirdekleri ile aynı kütle bölgesinde bulunan p çekirdeklerinin bollukları yaklaşık 100 kat daha düşüktür ve dolayısıyla deneysel çalışmalar daha azdır. Mevcut deneysel ölçümler astrofiziksel enerji aralığını kapsamadığından astrofiziksel enerjilerdeki tesir kesitlerini tahmin edebilmek için detaylı teorik çalışma yapılmalıdır. Bu nedenle, optik potansiyel, seviye yoğunluğu ve gama ışını kuvvet fonksiyonunun farklı modelleri dikkate alınmalıdır. Bu çalışmada Hauser Feshbach istatistiksel model hesaplamalarını kullanan TALYS 1.96 bilgisayar kodu kullanarak $^{121}\text{Sb}(\alpha, \gamma)^{125}\text{I}$ reaksiyonunun tesir kesitleri ve reaksiyon hızları incelenmiştir. Bu parametrelerin reaksiyon tesir kesitlerine duyarlılıklarını araştırmak için, 432 tane model kodu hesaplandı ve literatürde dokuz enerjide ölçülen deneysel değerlerle karşılaştırıldı. En iyi model kombinasyonları eşik mantık birimi yöntemi kullanılarak belirlendi. Reaksiyon hızları, ölçümlerle en uyumlu iki girdi parametre seti ile belirlendi ve reaksiyon hızı veri tabanları olan STARLIB ve REACLIB ile karşılaştırıldı.

Anahtar Kelimeler: Astrofiziksel Reaksiyon Hızı, Astrofiziksel S-Faktörü, Eşik Mantık Birimi, P-Prosesi Nükleosentezi, Tesir Kesiti.

CALCULATION OF ALPHA CAPTURE REACTION CROSS SECTIONS AND REACTION RATES OF ^{121}Sb ISOTOPE AT ASTROPHYSICAL ENERGIES

ABSTRACT

Almost all heavy nuclei ($A > 60$) are produced by neutron capture reactions since they have a high Coulomb barrier and their reactions can not produce energy. The approximately 35 stable isotopes on the proton-rich side of the stability curve that can not be produced by neutron capture reactions are called “p nuclei”. The abundances of p nuclei, which are in the same mass region as s and r process nuclei in the solar system, are approximately 100 times lower and therefore experimental studies are less. Since current experimental measurements do not cover the astrophysical energy range, detailed theoretical study must be carried out to predict the cross sections at astrophysical energies. Therefore, different models of optical potential, level density and gamma-ray strength function must be taken into account. In this study, the cross sections and reaction rates of the $^{121}\text{Sb}(\alpha, \gamma)^{125}\text{I}$ reaction were investigated using the TALYS 1.96 computer code, which uses Hauser Feshbach statistical model calculations. To investigate the sensitivity of these parameters to reaction cross sections, 432 model codes were calculated and compared with experimental values measured at nine energies in the literature. The best model combinations were determined using the threshold logic unit method. Reaction rates were determined with the two sets of input parameters most compatible with the measurements and compared with the reaction rate databases STARLIB and REACLIB.

Keywords: Astrophysical Reaction Rate, Astrophysical S-Factor, Threshold Logic Unit, P-Process Nucleosynthesis, Cross-Section.

1. GİRİŞ

Elementlerin kökeni, bilim adamlarının son yetmiş yıldır yanıtlamaya çalıştığı gizemlerden biridir. Büyük patlamadan önce ne olduğu konusunda net değildir, ancak ondan sonra ve günümüze kadar meydana gelen nükleer reaksiyonlar için gözlenen element bolluklarını açıklamaya çalışmak için teoriler kurulabilmiştir. Big Bang ile hafif elementlerin ve astrofizik kaynaklarda daha ağır elementlerin oluşumu nükleer reaksiyonlar yoluyla gerçekleşir. Çeşitli astrofiziksel bölgelerde enerji üretiminden ve elementlerin sentezinden nükleer prosesler sorumludur. Bu nedenle; nükleer reaksiyonlar, güneşten, süpernova patlamalarına kadar çeşitli astrofiziksel ortamlarda kilit role sahiptir. Evrende elementlerin nasıl ve nerede oluştuğu, nasıl enerji ürettiklerini yani elementlerin kökeni, nükleer astrofizik topluluğu için gelişen ve öne çıkan bir sorudur. Elementlerin kökeninin incelenmesi, tipik olarak; gözlemlediğimiz bollukların yıldızlarda meydana gelen nükleosentez yoluyla nasıl üretilebileceğini, nötron yıldızları gibi yıldız nesnelerinin ağır elementlerin üretilmesine nasıl katkıda bulunabileceğini veya astrofiziksel proseslerin nasıl oluştuğunu açıklama biçimini ele alır. Bu yüzden evrende gözlemlediğimiz element dağılımı; özellikle atom çekirdeğinin çeşitli bollukları, büyük patlama ile başlayan 13,7 milyar yıllık tarih boyunca meydana gelen nükleosentez olaylarının büyüleyici bir hikayesini anlatır (Liccardo, 2018; Anderson T, 2020).

Big Bang'den saniyeler sonra, evrendeki tüm hidrojen ve helyum ve az miktarda lityum gibi hafif elementler vardı (Mbabane, 2018; Larsen, 2020). O zaman tüm ağır elementler nereden geliyor? Bu sorunun cevabı için yıldızlara daha yakından bakmak gerekir. Big Bang'den yaklaşık 100 milyon yıl sonra yıldızlar oluşmasaydı, daha ağır elementler olmazdı. Yıldızlar, hidrojen ve helyum yapı taşlarını bugün var olan tüm elementlerde birleştiren devasa nükleer reaktörler gibi davranırlar. Yıldızlar sadece elementleri oluşturmakla kalmaz, aynı zamanda yaşamları boyunca onları komşu evrene de fırlatır. Fırlatılan malzeme daha sonra yeni nesil yıldızların oluşumunda kullanılabilir. Bu yıldız doğumu ve ölümü döngüsü sayesinde, elementler üretilir ve nihayetinde bugün bildiğimiz gibi yaşamın varlığına katkıda bulunur (Quinn, 2015). Yıldız oluşumu sırasında, gaz bulutu veya bulutsu, yavaş yavaş bir top halinde yoğunlaşır ve bir yıldız doğana kadar yavaşça kendi üzerine çöker (Palmisano, 2022). Şekil 1'de önceki bir yıldızdan gelen gazın görülebildiği kelebek bulutsusu gösterilmektedir.



Şekil 1.1. Kanat açıklığı yaklaşık üç ışık yılı olan kelebek bulutsusu (URL-1)

Bugünkü anlayışımıza göre yaklaşık 14 milyar yıl önce Big Bang ile uzay, zaman ve ilk hafif elementler ortaya çıktı. Yavaş yavaş, bu ilk elementlerden yıldızlar oluşmaya başladı ve yıldızların iç kısımları, çekirdeklerin kaynaşmasını başlatmak için yeterince sıcak ve yoğun hale geldi. Bu süreç, nükleer füzyonun artık enerji üretmediği, sonunda demir ve nikelin etrafında duran ve böylece nükleer füzyon yoluyla nükleosentezin sona erdiği, giderek daha büyük kütleli elementlerin üretilmesiyle sonuçlanır (Anderson, 2020). Hidrojenleri tükendiğinde, yüksek kitlesel yıldızlar, C ve O, ardından Ne, Na, Mg, S ve Si'nin füzyonunu takip eder. Daha sonra reaksiyonlar ile Ca, Fe, Ni, Cr, Cu ve diğerlerine dönüştürür. Bu elementler yıldızlararası ortamda yüzer ve sürecin yeniden başladığı yeni bulutsuları oluşturur. Bu döngü boyunca, yıldızlarda daha ağır elementler üretilir (Siddik, 2013).

1938'de, yıldızlarda enerji üretimi arayışı Bethe ve Critchfield ve von Weizsacker'nin çalışmalarıyla çözülmüştü. Ancak ağır elementlerin kökeni neredeyse yirmi yıl boyunca bir bilmece olarak kaldı. Sonunda, 1952'de Merrill tarafından kırmızı dev yıldızların atmosferindeki kararsız element teknesyumunun keşfi, bu konuyu yıldız nükleosentez lehine çözerek Büyük Patlama'daki ilkel bir üretimi sorguladı (Reifarh, 2014). Big Bang'den hemen sonra başlayan izotopların nükleosentezinin, evrenimizin birçok yerinde hala gerçekleştiğini biliyoruz. Bir dizi farklı, çoğunlukla ekzotermik, nükleer reaksiyonlar

bu süreçleri yönlendiriyor. Nova şimdi ikili yıldızlarda biriken beyaz cücelerin yüzeyinde termonükleer patlamalar olarak yorumlanıyor. Nova patlamaları öncelikle sıcak CNO döngüsü tarafından yönlendirilirken, X ışını patlamaları rp prosesi tarafından yönlendirilir (Berg, 2012). Devasa bir yıldız patlaması; yaşam için gerekli elementler oluşturabilir, ölümleri bir nötron yıldızı veya kara delik doğurabilir ve uzay-zamanda dalgalanmalar üreterek, galaksilerin evrimine dair ipuçları sağlayabilir (Fields, 2020).

Nükleer astrofizik alanının temel hedeflerinden biri, güneş sistemimizdeki elementel ve izotopik bollukların incelenmesidir. Hızlı nötron yakalama veya r prosesi yoluyla ağır elementlerin oluşması bilinen ilk astrofiziksel bölgedir (Orce, 2021). R prosesi son derece yüksek nötron yoğunluğunun olduğu bölgelerde (muhtemelen süpernovadaki yıldız patlamaları sırasında) meydana geldiğinden, nötron yakalamaları β bozunmalarından çok daha hızlıdır (Käppeler, 2005). Ağır elementlerin yaklaşık %99'u s ve r prosesleri sırasında üretilir (Netterdon, 2014). Çok sayıda nüklid konusunda, çok ilerleme kaydedilmiş olmasına rağmen, hala s ve r prosesleri ile oluşturulamayan p çekirdekleri, foton ve proton kaynaklı reaksiyonlar yoluyla üretilir. Bu prosesler, ağır nüklidlerin büyük bir kısmının üretilmesinden sorumludur. Büyük kütleli yıldızların patlama öncesi veya patlama evreleri, β^+ bozunmaları ve elektron yakalamaları ile çeşitli fotoparçalanma ve nükleon yakalama kombinasyonları yoluyla p çekirdek üretimi için potansiyel odaklar olarak kabul edilir (Khaliel, 2016). P çekirdeklerinin bolluklarının hesaplanması, $12 \leq A \leq 210$ kütle aralığında ve 20000'den fazla reaksiyonda yaklaşık 2000 çekirdeğin bulunduğu geniş bir reaksiyon networkünün çözümüne bağlıdır. Bu kadar çok sayıda reaksiyonu hesaba katmak için tesir kesiti dolayısıyla reaksiyon hızları genellikle Hauser Feshbach (HF) teorisi çerçevesinde gerçekleştirilen istatistiksel model hesaplamalarından türetilir.

Nükleer veriler dünyası, nükleer yapı, nükleer bozunma verileri ve nükleer reaksiyon verilerinden oluşur. Nükleer veriler, fisyon ve füzyon reaktörlerinin tasarımı, radyasyondan korunma, hızlandırıcı tahrikli sistemler (ADS), nükleer dönüşüm için önemlidir. Aynı zamanda nükleer enerji ile ilgili olmayan örneğin; radyasyon tedavisi, astrofizik çalışmalarda da yaygın olarak kullanılmaktadır. Nükleer reaksiyon tesir kesitleri hala birçok laboratuvar tarafından farklı yöntemler kullanılarak tekrar tekrar ölçülmektedir. Ölçümler genellikle aktivasyon yöntemi ile yapılmış, bu yöntemde birçok

γ ışını sayma yöntemi kullanılmıştır. Tablo 1.1'de nükleer veri uygulamaları için örnekler verilmiştir.

Tablo 1.1. Nükleer veri uygulamalarına örnekler (Tutuc, 2009)

Nükleer Fizik	Astrofizik	Kozmofizik ve Kimya	Parçacık Hızlandırıcı Teknolojisi	İlaç	Uzay ve Havacılık Teknolojisi
Nükleer reaksiyonların sistematigi	Ağır yüklü parçacıklarının bolluğu	Dünya dışı maddenin kozmik ışına maruz kalma geçmişi	Dedektörlerin aktivasyonu	Radyonüklid üretimi	Radyasyondan korunma
Denge öncesi ve nükleer kademeli model	p proses nükleosentez	Göktaşlarının karasal yaşları	Radyasyondan korunma	Radyasyon tedavisi	Maddi hasar
Denge öncesi bozunma ve parçalanma	T-Tauri ve Wolf-Rayet yıldızları	Uzay ve zamanla kozmik radyasyon varyasyonları	Online kütle ayırma		
Orta enerjilerde fisyon			Radyoaktivite ışınları		

Tabloda açıklanan çeşitli uygulamalar, çok sayıda çekirdek, reaksiyon türü ve geniş bir enerji aralığı için kapsamlı bir nükleer veri ihtiyacını ortaya koymaktadır. OECD Nükleer Enerji Ajansı (NEA), ara enerji verilerinin değerlendirilmesi hakkında hazırladığı bir rapora göre, çeşitli uygulamalar için önemli olan tüm ölçümlerin yapılması halinde mevcut deney tesislerinin yaklaşık bin yıl boyunca meşgul olacağı vurgulandı. Bu nedenle, gerekli verileri hesaplamak için geniş ölçüde modellere ve kodlara güvenmek gerekecektir. Üretim tesir kesitlerinin güvenilir teorik tahminlerine yönelik talep, bugün mevcut olan modeller ve kodlar tarafından hiçbir şekilde karşılanamamaktadır. Bu nedenle, kod geliştirme ve doğrulama için güvenilir ve kapsamlı kıyaslamada hizmet edebilecek veri tabanlarının mevcut olması önemlidir. Bilgisayar kodlarında kullanılan teorik nükleer modellerin test edilmesi için deneysel olarak ölçülen tesir kesitleri gereklidir. Deneysel verilerin az olması nedeniyle bazı bilgisayar kodları kullanılarak veri dosyalarında (TENDL, ENDF, JEFF, CENDL, JENDL vb.) hazırlanmıştır (Tutuc, 2009; Reyhancan, 2019; Vodin, 2021).

Güneş sistemi ve evrenin kimyasal bileşimini tanımlayan yıldız süreçleri, çok sayıda çekirdeğin reaksiyon hızlarını içerir. Bu bilgilerin mevcut olmadığı çekirdekler için

hesaplamalar tamamen, nükleer kütleler, seviye yoğunlukları ve transmisyon katsayıları gibi nükleer bileşenlerin doğru olarak tahmin edilmesi şartıyla sonuçları güvenilir olan HF teorisinin tahminlerine dayanır. Örneğin; güneş sisteminde gözlenen ve p çekirdeği olarak adlandırılan atom numarası $Z > 34$ olan elementlerin nötron eksikliği olan 35 p çekirdek nükleosentezinden sorumlu olan p prosesi, bir patlama öncesi s prosesi zenginleştirmesinden başlayarak, bir süper nova türü olan tip Ia'nın SNe'de meydana gelir; bu nedenle, patlayan beyaz cücede s proses zenginleştirmesini belirlemek önemlidir; s çekirdeklerinin ilk dağılımı, p çekirdeklerinin temel bir bileşenidir. Demirden daha ağır olan diğer tüm çekirdeklerin aksine, p çekirdekleri, s ve r prosesleri olarak bilinen nötron yakalama süreçleri tarafından değil, p prosesi ile sentezlenir. P prosesinin oldukça gelişmiş, kütleli yıldızların derin iç kısımlarında, süpernova öncesi aşamada oksijen/neon katmanlarında veya tip II süpernova olarak yıldızın patlaması sırasında geliştiği kabul edilmektedir. Her iki durumda da p çekirdekleri esas olarak, önceden var olan nötronca zengin s ve r çekirdeklerinin $2-3 \times 10^9$ K'lık tipik sıcaklıklarda ısıtılmasının bir sonucu olarak, karmaşık bir nötron, proton ve α parçacığı fotoparçalanma reaksiyonları yoluyla üretilir. Tohum çekirdeği dağılımının hesaplanan p proses bolluklarının şekillendirilmesi üzerindeki etkisine dair sistematik çalışma hala eksiktir (Rayet, 2001; Travaglio, 2013; Kiss, 2013; Lagoyannis, 2020).

Deneysel verilerin olmaması nedeniyle, reaksiyon hızlarını hesaplamak için gerekli olan tesir kesitleri HF modeli kullanılarak hesaplanmalıdır. Bu hesaplamaların güvenilirliğini ve sağlamlığını test etmek için p prosesi ile ilgili reaksiyonlar için deneysel verilere ihtiyaç vardır. Deneylerden orta ve ağır çekirdekler için astrofiziksel reaksiyon hızlarının türetilmesi, proton açısından zengin nüklidlerin sentezine izin vermek için termonükleer koşullar gerektiren nükleer özellikler (bağlanma enerjileri ve tesir kesitler gibi) nedeniyle nükleer reaksiyonların teorik modellerinin kullanılmasını gerektirir. Güneş sistemindeki hafif ve p çekirdek bollukları önemli ölçüde az üretildiğinden ilgili nükleer reaksiyon hızlarında belirsizlikler vardır. Teorik tahmin ve deneysel sonuçlar arasındaki bazen çok büyük farklılıklar hesaba katılsa da γ prosesinde p çekirdeklerinin üretiminin modellenmesindeki birkaç önemli belirsizlik hala çözülememiştir. Bu durum, özellikle bir izotop için (γ, n) ve (γ, p) reaksiyon hızlarının büyüklük olarak γ prosesiyle ilgili sıcaklıklarda karşılaştırılabilir olduğu durumlarda geçerlidir. Bunlar dallanma noktaları olarak bilinir ve bir izotop için (γ, n) ve (γ, p) reaksiyon hızlarının hangi sıcaklıkta eşit hale

geldiğini bilmek, γ prosesinin reaksiyon akışını doğru bir şekilde modellemek için çok önemlidir. Diğer belirsizlik ise; tüm galaktik kimyasal evrim göz önüne alındığında, tip II süpernovalar, p çekirdeklerinin üretimine yeterince katkıda bulunmaz. Bu nedenle, tip Ia süpernovalarda γ prosesi ile bütün olarak proton yakalamaları gibi ek alanlar ve prosesler dikkate alınmalıdır. Süpernovalar, diğer galaksilerden bile görülebilen son derece şiddetli, yıldız patlamalarıdır. Süpernovalar, gözlemlenen spektral çizgilerine göre iki tipe ayrılır. Tip-II süpernovalar hidrojen çizgileri içerirken tip-I içermez. Tip-I süpernovalar ayrıca üç tipte sınıflandırılır; tip-Ia spektrumu silikon çizgileri içerirken, tip-Ib ve tip-Ic helyum çizgilerini içerir. Tip-II, tip-Ib ve tip-Ic süpernovaların tümü, $M \geq 11 M_{\odot}$ kütleli yıldızların çekirdek çökmesinden sonra meydana gelir. Silikonun yanması sona erdikten kısa bir süre sonra, çekirdeğin kütlesi Chandrasekhar sınırını ($1,4 M_{\odot}$) aşar. Bu noktada, dejenere elektron gazı artık yerçekimi basıncını destekleyemez ve dış katmanlar yerçekimi serbest düşüşüne girerken çekirdek çöker. Süpernova, dev kütleli yıldızların uzaya yayıldığı patlama olayı olup; toplam 10^{44} joule enerji açığa çıkartabilir, bu enerji 10 milyar yıl yaşamı boyunca güneşten çıkan toplam enerjiye eşittir (Rauscher, 2013; Reifarth, 2014; Korkulu, 2014; Sieja, 2020; Olivas-Gomez, 2020).

Nükleer fizik girdi parametreleri, γ genişliğini belirleyen nükleer seviye yoğunluklarını (Nuclear Level Density NLD) ve gama ışını kuvvet fonksiyonlarını (Gamma-ray Strength Function SFM) içerir. Ayrıca, protonlar, nötronlar ve α parçacıkları, parçacık genişliklerini tanımlamak için parçacık+çekirdek optik model potansiyellerine (Optical Model Potential OMP) ihtiyaç vardır. HF teorisinin kendisi iyi kurulmuş olmasına rağmen, hesaplamalara giren nükleer modellerin belirsizlikleri nedeniyle önemli belirsizlikler ortaya çıkmaktadır (Netterdon, 2014). HF modelinin en belirsiz girdi parametresi α -çekirdek OMP'dir. Bugüne kadar, OMP'lerin HF hesaplamalarındaki belirsizlikler için en önemli katkıya sahip olduğu bulunmuştur (Foteinou, 2019). Birçok özel durumda, farklı α -OMP'lerin kullanımı, tahmin edilen tesir kesitlerde büyüklük sırasına göre farklılığa neden olabilir. Bu nedenle, network hesaplamalarının tahmin gücünü güçlendirmek için α -OMP'lerin incelenmesi gereklidir. Çekirdeklerle α -parçacık etkileşimi ve OMP, nükleer fiziğin ilk günlerinden itibaren ilgi görmüştür. Yaygın olarak kullanılan fenomenolojik OMP (Optik Model Potansiyeli) parametreleri, Coulomb bariyerinin altında çıkarılan elastik saçılmanın veya α indüklenen reaksiyon verisinin

analizinden türetilmiştir. Daha sonra, istatistiksel HF ve denge öncesi emisyon modelleri açısından, uyarılmış çekirdeklerden gelen α -emisyonunu da tanımlamak için kullanılırlar. Ayrıca, nükleer reaksiyonlarda α parçacıklarının hem soğurma hem de emisyonunun aynı anda hesabının, nükleer astrofizik ve füzyon teknolojisi için eşit derecede ilgi çekici olan, α potansiyel gizemi vardır. Belirli sıcaklıklarda veya fotoparçalanma dallanmalarını etkileyen bir takım (p,γ) , (α,γ) reaksiyonu (ve bunların ters reaksiyonlarını) p proses nükleosentezi hesaplamaları için çeşitli duyarlılık çalışmaları yapılmıştır (Somorjai, 1998; Hasper, 2010; Szegedi, 2021; Vagena, 2021; Avrigeanu, 2021).

Bu çalışmada HF istatistiksel model hesaplamalarını kullanan TALYS 1.96 (Nuclear Reaction Model Code) bilgisayar kodu kullanarak $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ reaksiyonunun tesir kesitlerini ve reaksiyon hızlarını incelendi. Tüm bu modeller, özellikle optik α -çekirdek potansiyelinin yüklü parçacık reaksiyonlarında en büyük sapmaları ortaya çıkaracağı düşük enerji bölgesinde teorik tesir kesit hesaplamalarını etkiler. Bu parametrelerin reaksiyon tesir kesitlerine duyarlılıklarını araştırmak için, sekiz OMP, altı LDM ve dokuz SFM kombinasyonları için 432 tane model kodu hesaplandı ve dokuz enerjide ölçülen deneysel değerlerle karşılaştırıldı. En iyi model kombinasyonları eşik mantık birimi yöntemi kullanılarak belirlendi. Teorik reaksiyon tesir kesit sonuçları literatürdeki deneysel sonuçlarla karşılaştırıldı. Reaksiyon hızları, ölçümlerle en uyumlu iki girdi parametre seti ile belirlendi ve reaksiyon hızı veri tabanları olan STARLIB ve REACLIB ile karşılaştırıldı. Bu tez yedi bölümden oluşmaktadır. İlk bölümde tezin motivasyonu açıklandıktan sonra, ikinci bölümde; çekirdek sentezinde elementlerin oluşumu, üçüncü bölümde reaksiyon mekanizmaları ve reaksiyonlarda kullanılan terimler açıklanmıştır. Dördüncü bölümde teorik model kodu olan TALYS ve kullanılan modellerden bahsedilmiştir. Beşinci bölümde kullanılan model kodları detaylandırılmıştır. Altıncı bölümde elde edilen bulgular tartışılmış ve yedinci bölümde sonuçlar ve öneriler sunulmuştur.

2. ÇEKİRDEK SENTEZİ

Güneşin ve diğer yıldızların yayınladıkları çok büyük enerjilerin kaynağını açıklamak, ancak yıldız maddesini oluşturan atom çekirdekleri arasında gerçekleşen termonükleer reaksiyonlarla mümkün olmaktadır. Yıldızlarda hidrojenden başlayarak, bu termonükleer reaksiyonlar sonucu, bir yandan atom numaraları gitgide artan, kimyasal elementlerin nükleer sentezi yapılırken, bir yandan da uzaya enerji yayınlanmaktadır. Bir yıldız, genellikle en hafif atom olan ve evrende en bol bulunan hidrojen atomlarından doğmaktadır; bir termonükleer reaktör gibi çalışıp enerji üretirken, gittikçe daha ağır kütle numaralarına sahip elementler oluşturmaktadır. Yıldızların yıldız yakma evreleri, füzyon reaksiyon serileriyle demir grubuna kadar bu termonükleer reaksiyonlarla gerçekleşir. Bununla birlikte, demirden daha ağır elementler, farklı yıldız ortamlarında başka türler veya nükleer prosesler tarafından üretilir (Küçüksücu, 2021). Demir elementine kadar olan hafif ($A < 60$) elementler, yıldızlarda H-yanması, He-yanması, C-yanması, Ne-yanması, O-yanması ve Si-yanması olarak adlandırılan füzyon reaksiyonları ile oluşur. Bu reaksiyonlar Fe ve Ni grubuna kadar olan elementlerin sentezindeki temel aşamalardır. Fe nükleon başına bağlanma enerjisi en yüksek çekirdek olduğundan, büyük çekirdeklerin oluşumunda füzyon reaksiyonları etkinliğini kaybeder. Demirin oluşumundan sonra füzyon durur ve yıldız içe çeken yerçekimi kuvvetini dengelemek için üretilen herhangi bir enerji olmaz, bunun sonucunda yıldız ölür (Mbabane, 2018). Daha ağır elementlerin ($A > 60$) nükleosentezleri çok farklı bir mekanizma gerektirir, çünkü bunların bollukları yüklü parçacık füzyon reaksiyonları ile açıklanamaz. Bu yüksek proton sayılarında, Coulomb engelini aşma olasılığı ihmal edilecek kadar küçük olur (Calderon, 2011).

Çekirdeklerin boyutları, yük ve kütle dağılımı, temel durumlar ve uyarılmış durumlar için kinetik, elektrik ve manyetik momentler, geçiş olasılıkları vb. gibi çekirdek özellikleri hakkında temel bilgilerin kaynağı nükleer reaksiyonlar olduğu iyi bilinmektedir. Nükleer reaksiyonlar, gelen radyasyonun tipi, nükleer hedef, reaksiyon ürünleri, reaksiyonun gerçekleşme olasılığı olan tesir kesiti ve reaksiyon ürünlerinin enerji ve açı dağılımları belirtilerek tanımlanır. Nükleer reaksiyon, atom çekirdeğinin enerjik bir parçacıkla bombardıman edilmesiyle, özelliğindeki değişiklik olarak tanımlanabilir. Bombardıman partikülü alfa parçacığı, gama ışını fotonu, nötron, proton veya ağır iyon olabilir. Tipik

bir nükleer reaksiyon, reaksiyona giren iki partikül; bir artık ürün çekirdeği ve bir veya daha fazla daha hafif parçacık üretir.

Yıldızların evrimi, süpernova patlamaları ve nötron-yıldız birleşmeleri gibi evrendeki büyüleyici fenomenler ve yıldız ortamında meydana gelen kimyasal elementlerin sentezi, önemli ölçüde çeşitli nükleer reaksiyonlara bağlıdır. Nükleer reaksiyon tesir kesitleri ve hızları, güneş sistemi ve galaksimizdeki element bolluklarını anlamak için çok önemlidir. Yıldız evriminin He yanma aşamaları sırasında işleyen proses tarafından demirden daha ağır elementlerin nötron yakalama nükleosentezi, genel bolluk dağılımının küresel özelliklerinden ayrı olarak, reaksiyondaki tipik dallanma bolluk modelleri ile karakterize edilir. Bu modeller güneş bolluklarında kendini gösterir, ancak güneş öncesi analizlerinin yanı sıra ayrıntılı astronomik gözlemlerle giderek daha belirgin hale gelir. Yıldız ortamındaki birçok nükleer reaksiyonun ve ilgili çekirdeğin özellikleri hala en gelişmiş deneysel tesislerin erişiminin ötesinde kaldığından, astrofiziksel uygulamalarda, ilgili tesir kesitleri sağlamak için teorik modelleme gereklidir. Hangi nükleosentez modeli kurulursa kurulsun, model tahminleri ile gözlemlenen kozmik bollukların karşılaştırmaya ihtiyacı vardır. Hem deneylerden hem de model hesaplamalarından elde edilen mevcut nükleer reaksiyon tesir kesitleri çeşitli veri tabanlarında özetlenmiştir. Kabuk yapısındaki değişiklik ve halo çekirdeklerinin varlığı, egzotik çekirdeklerde meydana gelen çok ilginç olayların sadece birkaç örneğidir ve daha birçokları tahmin edilmektedir. Nükleonlar arasındaki kuvvetler oldukça karmaşıktır ve çok çeşitli olguları tanımlarlar (Käppeler, 2005; Calderon, 2011; Pumo, 2012; Voyles, 2021; Abi, 2021; Küçüksucu, 2021).

Tarihsel olarak, nükleer fizikçiler önce kararlı ve uzun ömürlü çekirdeklerin özelliklerini ve sonra kısa ömürlü çekirdekleri incelediler. Bu süre boyunca birçok deneysel teknik, geliştirmelerin ilk aşamalarında ve dedektörler oldukça basitti. Bunun sonucunda, kararlı ve uzun ömürlü çekirdekler için oldukça az sayıda bulgu çok kesin değildi. 1919'da ilk gözlemlenen nükleer reaksiyonda Ernest Rutherford, nitrojeni alfa parçacıklarıyla bombaladı ve çıkan daha hafif parçacıkları hidrojen çekirdekleri veya protonlar (^1H veya p) ve ürün çekirdeklerini nadir bir oksijen izotopu olarak tanımladı. 1932'de yapay olarak hızlandırılmış parçacıklar tarafından üretilen ilk nükleer reaksiyonda, İngiliz fizikçiler J.D. Cockcroft ve E.T.S. Walton, lityumu hızlandırılmış protonlarla bombaladı ve böylece iki helyum çekirdeği veya alfa parçacığı üretti (Tutuc, 2009).

Yüksek Coulomb bariyerine sahip olduklarından ve reaksiyonlarının enerji üretememesinden dolayı, ağır çekirdeklerin ($A > 60$) hemen hepsi nötron yakalama reaksiyonları ile üretilir. Nötron yakalama reaksiyonları; yavaş nötron yakalama prosesi (s prosesi) ve hızlı nötron yakalama prosesi (r prosesi) olmak üzere temelde iki ayrı grupta toplanır. S prosesinde, ardışık nötron yakalama reaksiyonları arasında geçen süre, izotopun β^- bozunumu süresinden genellikle daha uzun olduğundan, çekirdek bir nötron daha yakalamadan önce (β^- bozunumuna uğrayarak kararlılık eğrisi üzerindeki (^{209}Bi 'a kadar olan) çekirdeklerin sentezi gerçekleşir. S prosesi Asimptotik Dev Kolu (Asymptotic Giant Branch AGB) ve Kırmızı Dev yıldızlarında meydana gelirken, r prosesi nötron yıldızı birleşmelerinde gerçekleşebilir (Wu, 2020; Pritychenko, 2021). AGB yıldızları, tüm yıldızların daha sonraki yaşamlarında 0,6 ila 10 güneş kütlesi arasında geçirdiği bir yıldız evrimi aşamasıdır. Güneşin bin katına kadar yüksek parlaklık ile karakterize olup; kabukları helyum yanmasına ve yüzeye daha yakın olarak hidrojen yanmasına maruz kalan karbon ve oksijen çekirdeklerinden oluşurlar (Anderson, 2020).

Nötron yakalama reaksiyonları ile üretilmeyen kararlılık eğrisinin protonca zengin tarafta yer alan ($A \geq 74$) yaklaşık 35 tane (^{74}Se ile ^{196}Hg arasında) kararlı nükleonlar p çekirdeği olarak adlandırılır. Güneş sisteminde s ve r proses çekirdekleri ile aynı kütle bölgesinde bulunan p proses çekirdeklerinin bollukları daha düşük ve yalnızca güneş sistemi içinde ölçülmüştür (Oprea, 2017; Olivas-Gomez, 2020). Bu izotopların süpernova patlaması sırasında büyük kütleli yıldızların hidrojen açısından zengin kısımda proton yakalama (p prosesi) tarafından üretildiği fikrinden vazgeçilmesi gerekiyordu, çünkü; bu yoğunluklar, sıcaklıklar ve zaman ölçekleri için gerçekçi olmayan varsayımlara yol açtı. P çekirdeğinin kökenini ve güneş sistemindeki bolluklarını açıklamak için çeşitli astrofiziksel ortamlar ve prosesler önerilmiştir. Ana mekanizmaya p prosesi denir, ancak bu nükleosentez senaryosunda da baskın bir rol oynayan γ prosesidir. P prosesinin bir çekirdek çöküş süpernovası içindeki farklı bölgelerde meydana geldiği varsayılır ve bu nedenle p prosesi için pik sıcaklığı $T_{\text{peak}} \sim 2-3\text{ GK}$ arasındadır. Ayrıca, p prosesinin dejenere tek tip Ia süpernova senaryosunda da meydana gelebileceği gösterilmiştir. Kütlesi 8-10 Güneş kütlesinde olan yıldızlarda $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ füzyon reaksiyonu, tip Ia süpernova ve süper patlamanın başlatıcı reaksiyonu olarak kabul edilir. Tip Ia süpernovada, başlatıcı beyaz cücenin çekirdeğinde tipik olarak $T \sim 0,15-0,7\text{ GK}$ 'de gerçekleşir. Rp prosesi, pn prosesi ve vp prosesi gibi birkaç patlayıcı nükleosentez

senaryosu, p çekirdeğinin üretimine katkıda bulunmak üzere önerilmiştir. Astrofiziksel modellerin çeşitliliğine rağmen, bu proseslerin p çekirdeğinin güneş bolluğunu 3 faktör içinde yeniden üretebilmesi dikkat çekicidir (Travaglio, 2013; Reifarth, 2014; Kheswa, 2015; Psaltis, 2019; Taniguchi, 2021).

Hafif p çekirdekleri, proton yakalama reaksiyonları ile ilgili işlemlerde baskın olarak üretilirken, daha ağır p çekirdekleri, bir s ve r proses çekirdeği üzerindeki bir dizi fotoparçalanmadan kaynaklanır. Bazen γ prosesi olarak adlandırılan bu mekanizma için olası bölge, tip II süpernovaların O-Ne katmanlarıdır (Käppeler, 2011). Astrofiziksel γ prosesi ile ilgili reaksiyonlar üzerine yapılan birçok yeni deneyde, reaksiyon hızı hesaplamalarında kullanılan düşük enerjili α -çekirdek optik potansiyelinin güçlü bir modifikasyon gerektirdiğine dair sonuç ortaya çıktı. Problem çoğunlukla α ile indüklenen reaksiyonların tesir kesiti ölçümü olduğu çalışıldı ve ne yazık ki böyle bir deneyde optik potansiyel, düşük, astrofiziksel olarak ilgili enerjilerde doğrudan incelenemedi. Bu nedenle, deneyler potansiyel sorun için yalnızca dolaylı kanıt sağladı (Gyürky, 2014). Benzer koşullarda nükleosentezi simüle etmek için 1000'den fazla izotop ve 10000'den fazla reaksiyon hızı içeren devasa reaksiyon ağları kullanılmalıdır. Yapılan çalışmalarda (Glorius, 2011) reaksiyon hızları değişirse, nispeten az sayıda reaksiyonun üretilen bolluk modelini önemli ölçüde etkilediği bulunmuştur. Ancak yakın gelecekte bu reaksiyonların hepsini ölçmek mümkün olmayacaktır, bu nedenle bolluk modelinin tahmini hala güvenilir oranların hesaplanmasına bağlıdır. Buna ek olarak; uyarılmış durumlar, birkaç 10^9 K'lık yüksek sıcaklıklar nedeniyle çekirdeklerde doldurulur, böylece temel durum reaksiyon hızı, teorik tahminlere dayalı olarak önemli ölçüde düzeltilmelidir. Çoğunlukla bileşik çekirdek reaksiyonları gerçekleştiğinden, tahminler HF modeli çerçevesinde yapılır.

Orta büyüklükteki çekirdeklerin proton yakalama tesir kesiti hesaplamaları genellikle gözlenen bolluklar ile uyum içinde iken, alfa yakalama tesir kesit hesaplamaları ile gözlenen değerler arasında uyumsuzluklar vardır. Ayrıca, kütle numarası 112'den büyük ($A > 112$) olan p çekirdekleri ile yapılan deneysel ölçümler hemen hemen hiç yoktur (Özkan, 2009). Bu nedenle daha çok deneysel çalışmalara, özellikle yüklü parçacık yakalama tesir kesiti ölçümlerine ihtiyaç vardır. Deneysel verilerin az olması, çok farklı reaksiyon ve çekirdekleri içermeleri nedeniyle p proses çekirdek sentezi simülasyonları

ve ilgili reaksiyon hızlarının hesaplanması, daha çok HF istatistiksel model hesaplamalarından elde edilen teorik tesir kesit hesaplamaları gibi nükleer fizik girdi parametrelerine bağlıdır. Teorik hesaplamaların doğruluğunu artırmak için toplam ve kısmi tesir kesit ölçümlerinin sonuçları kullanılır. P proses çekirdekleri ile oluşan reaksiyonlar, astrofiziksel bölgedeki nükleosentez mekanizmalarının önemli bir parçasıdır (Gyürky, 2006; Heim, 2017; Psaltis, 2019). Tablo 2.1'de proton ve alfa yakalama reaksiyon tesir kesit ölçümleri yapılan reaksiyonlara örnekler verilmiştir.

Tablo 2.1. P proses izotopları ile ilgili gerçekleştirilen proton ve alfa yakalama reaksiyon tesir kesit ölçümleri

(p, γ) Reaksiyonları	(α , γ) Reaksiyonları
^{74, 76, 77, 78, 80} Se, ^{82, 84} Kr, ^{84, 86, 87, 88} Sr, ⁸⁹ Y, ^{90, 91, 96} Zr, ⁹³ Nb, ^{92, 94, 95, 98} Mo, ^{96, 98, 99, 100, 104} Ru, ¹⁰³ Rh, ^{102, 104, 105, 106} Pd, ¹⁰⁷ Ag, ^{111, 113, 115} In, ^{106, 108, 112, 114} Cd, ^{112, 114, 116, 119} Sn, ¹²⁰ Te, ^{121, 123} Sb, ¹²⁴ Xe, ¹³⁰ Ba, ¹⁴⁴ Sm, ¹³⁰ Ba, ¹⁴⁴ Sm, ¹⁵² Gd, ¹⁶⁰ Dy, ¹⁶² Er	⁷⁰ Ge, ⁷⁶ Se, ⁹¹ Zr, ^{nat} Mo, ^{96, 98} Ru, ¹⁰⁶ Cd, ¹⁰⁷ Ag, ^{112, 117, 118} Sn, ^{113, 115} In, ^{121, 123, nat} Sb, ¹²⁴ Xe, ¹³⁰ Ba, ¹⁴⁴ Sm, ¹⁶² Er, ¹⁶⁸ Yb, ^{191, 193} Ir, ¹⁹⁷ Au

P proses modellemesinde kararlı ve kararsız çekirdekler için genişletilmiş bir nükleer reaksiyonlar networkü gereklidir. Yaklaşık iki bin çekirdek üzerinde yaklaşık yirmi bin nükleer reaksiyon bu ağın bir parçasıdır. Bu reaksiyonların (γ ,n), (γ ,p) ve (γ , α) başlıca nükleer reaksiyonları; bunların ters yakalama reaksiyonları ve β^+ bozunmalarıdır. Bu reaksiyonlar için önemli bir özellik ise, bu nükleer reaksiyonların bilinmesi gereken Gamow penceresi olarak adlandırılan enerji aralığıdır (Bajpeyi, 2017). (γ , α) ve (α , γ) tesir kesitlerinin ve reaksiyon hızlarının hesaplanması, sırasıyla seçilen α -nükleon potansiyeline bağlı olan α transmisyonuna bağlıdır. Bununla birlikte, düşük enerjilerdeki elastik saçılmaya Coulomb etkileşimi hâkimdir ve açısal dağılımlar, astrofiziksel olarak ilgili enerjilerde nokta benzeri yükler için Rutherford tesir kesitine yaklaşır. Sonuçta, elastik saçılmadan kaynaklanan α -çekirdek potansiyelleri, biraz daha yüksek enerjilerde belirlenir ve astrofiziksel olarak ilgili enerjilere kadar tahmin edilmesi gerekir (Ornelas, 2016). Termonükleer reaksiyonlar; örneğin güneş, kırmızı dev yıldız, nova, x ışını patlaması ve süpernova gibi birçok bölgede enerji üreten ana kaynaklardan biri olarak bilinir. Termonükleer reaksiyon hızlarıyla ilgili deneysel sonuçlar, yalnızca düşük kütleli hedef çekirdekler $A=1-30$ için değil; aynı zamanda, orta kütle aralığı $A=20-40$ için de elde edilmiştir (Byun, 2014).

Radyoaktif proton yakalama reaksiyonlarında tesir kesit ölçümleri, p prosesinin anlaşılmasında iki tane önemli bir rol oynayabilir. Birincisi, hâlihazırda ölçülmemiş reaksiyonlar için teorik tahminleri geliştiren istatistiksel modelin parametrelerini ayarlamak için kullanılabilirler, ikincisi ise önemli fotoparçalanma bozunma sabitlerinin hesaplamalarını mümkün hale getirebilirler. Düşük enerjili γ kaynaklı reaksiyon tesir kesitlerini ölçmek için farklı deneysel yaklaşımlar kullanılabilir. Bu tekniklerin ortak gereksinimi, düşük tesir kesitleri ölçmek için yüksek bir γ akısıdır. Eğer amaç uyarma fonksiyonlarını ölçmekse (yani enerjinin bir fonksiyonu olarak tesir kesiti), tek enerjili bir γ ışın gereklidir. γ ışınlaması sırasında meydana gelen reaksiyonların sayısını belirlemek için iki farklı yöntem uygulanabilir. İlk yöntem, giden parçacığın on-line sayımı; bu yöntem yalnızca (γ, n) reaksiyonları için başarıyla uygulanmıştır, çünkü yüklü parçacık yayan reaksiyonlar tipik olarak daha düşük tesir kesite sahiptir ve yüksek γ -akı ortamında elde edilen düşük verimlerin tespiti özel deneysel teknik gerektirir. Diğer yöntem ise; ışınlanmış hedefin indüklenen aktivitesinin çevrim dışı ölçümünden tesir kesitin belirlendiği fotoaktivasyondur. Bu yöntem elbette, yalnızca ürün çekirdeği radyoaktif olduğunda uygulanabilir, ancak teknik avantajları nedeniyle, γ prosesi ile ilgili fotoparçalanma ölçümlerinin çoğu bu teknikle gerçekleştirilmiştir. Son olarak, deneysel reaksiyon tesir kesitleri mevcut olsa bile, bunlar yalnızca temel durumlarındaki çekirdekler için bilinir (Rauscher, 2012; Rauscher, 2013; Zyriliou, 2019; Psaltis, 2019).

Yakalama ölçümleri hala yüksek sıcaklıktaki bir yıldız hızını tamamen sınırlayamasa da yüklü parçacık genişliklerinin tahminlerini test etmek için kullanılabilirler. Proton ve α genişlikleri yıldızların ışıkla parçalanma oranlarını belirler, çünkü γ proses sıcaklıkları, yıldız plazmaları için bile yüksek olmasına rağmen, yüklü parçacıklar söz konusu olduğunda Coulomb bariyerinin altında hala nispeten düşük nükleer etkileşim enerjilerine dönüşür. Bu, yüklü parçacık genişliklerinin γ genişliklerinden daha küçük olmasına ve dolayısıyla oranların γ genişliklerinden ziyade esas olarak bu yüklü parçacık genişliklerine bağlı olmasına neden olur. Deneyler, yakalama reaksiyonlarında yüklü parçacık genişliklerini araştırabilir; ancak, Coulomb enerjilerinin altındaki küçük tesir kesitleri, astrofiziksel enerji aralığında ölçüm yapmayı zorlaştırır. Bu nedenle, astrofiziksel olarak ilgili veriler azdır. Mevcut birkaç veri, özellikle α parçacık reaksiyonları için tahminlerden önemli sapmalar göstermiştir. (Güroy, 2015).

Yakın geçmişte, aktivasyon yöntemi, ışın içi yöntemler (açısal dağılımlar yöntemi ve γ toplama tekniği), γ kaynaklı reaksiyonlar ve ters kinematikte teknikler yoluyla ileri teknikler kullanılarak proton ve alfa yakalama oranlarını ölçmek için literatürde deneysel çalışmalar mevcuttur. Yine de deneysel veri sınırlamaları nedeniyle çok az miktarda veri vardır. Laboratuvar ortamında hedef çekirdek her zaman temel durumundayken, hedef çekirdek yıldız koşullarında termal olarak uyarılmış durumda bulunur. Ayrıca, ağır çekirdek durumunda, yüksek seviye yoğunlukları ve Coulomb bariyerleri, hatasız deneysel gözlem şansını azaltır. Bu nedenle, nükleer reaksiyon ağı modellemesi için daha fazla kullanılacak reaksiyon hızlarını tahmin etmek için teorik düşünceler önemlidir.

Fotonükleer reaksiyon tesir kesit verileri, çekirdeklerin yapısını ve nükleer reaksiyonların mekanizmalarını incelemek için büyük önem taşır. Bu veriler; astrofiziksel nükleosentez, radyasyon tasarımı ve korunma, radyoterapideki radyasyon doz durumları, nötron üretimi, aktivasyon analizi gibi teorik ve uygulamalı bilimsel araştırma alanlarında önemlidir (Avetisyan, 2021). Bir radyonüklid üretiminin fiziksel temeli, nükleer tesir kesitlerdeki veriler kullanılarak optimize edilir. Bu nedenle, çeşitli nükleer veri türleri arasında tesir kesitler, istenen radyonüklidlerin üretimi ve kalite kontrolünde büyük öneme sahiptir (Khandaker, 2008). Genellikle uyarma işlevi olarak adlandırılan bir nükleer reaksiyonun tesir kesiti, bir bileşik çekirdeğin oluşumunu ve belirli bir kanal boyunca bozunmanın toplam olasılığını temsil eder. Tesir kesit değerleri kullanılarak sadece bir siklotronda üretilmesi hedeflenen radyonüklidin miktarı değil, hedefte bulunan diğer radyoizotoplardan kaynaklanan kontaminasyon seviyeleri de belirlenebilir. Bu nedenle, maksimum radyoizotop safsızlıklarını elde etmek için reaksiyon tesir kesit verileri hem tanısal görüntülemelerde hem de kanser tedavisi için hedefe yönelik tedavide tıbbi radyobiyojoloji alanı için çok önemlidir, çünkü bunlar radyonüklid üretiminin optimizasyonu için çok önemli olan yerleşik ve yeni nükleer reaksiyon yollarını optimize etmek için kullanılabilir. Ek olarak, nükleer reaksiyonlarda radyonüklid verimini en fazla ve safsızlığı en aza indirmek için olası üretim yollarını belirlemede seviye yoğunluğu ve optik modeller nükleer kullanılarak oluşturulan tesir kesit verileri önemlidir. Bu yeni ürünlerin nükleer tıpta uygulanması, klinik kullanım için büyük ölçekli üretimi uygun şekilde bilgilendirmek ve optimize etmek için doğru nükleer reaksiyon tesir kesit verilerine dayanır (Hamid, 2021; Fox, 2021; Özdoğan, 2021; Qaim, 2021).

Nükleer yapı ile nükleer astrofizik arasında çok güçlü bir etkileşim vardır. Nükleer kütleler, seviye yoğunlukları, bağlanma enerjileri, reaksiyon tesir kesitleri, reaksiyon hızları, bozunma hızları ve rezonans durumları gibi nükleer yapı bilgileri, astrofiziksel modellerde girdi olarak ihtiyaç duyulan temel verilerdir. Tahmin yeteneklerini değerlendirmek için varsayılan girdi parametrelerini kullanan tüm modeller, bileşik ve bileşik öncesi enerjilerde reaksiyon kanalları için izomer-temel durum oranını yeniden üretemedi, bu durum bileşik öncesi bu artık çekirdek enerjilerinde açısız momentumun birikmesi veya dağılımının modellenmesinde sorunlar olduğunu düşündürür. Çekirdek bilgisinin çoğu kararlı izotoplardan gelir ancak radyoaktif çekirdekler astrofiziksel süreçleri anlamada önemlidir.

HF'nin istatistiksel modeli çerçevesinde karşılık gelen reaksiyon hızlarının teorik tahminleri, özellikle Coulomb bariyerinin çok altındaki düşük enerjilerde, α -çekirdek OMP'de yeterli bilgi olmaması nedeniyle belirsizdir. HF modeline dayalı olarak, p prosesinin teorik çalışmaları için SMARAGD / NON SMOKER ve TALYS gibi bileşik nükleer reaksiyon kodlarının çalışmasına yönelik istatistiksel model kodları geliştirilmiştir. Ancak, bu kodlardan elde edilen nükleer reaksiyon sonuçları kullanılan; NLD, OMP, SFM ve nükleer kütleler gibi farklı standart nükleer fizik girdileri nedeniyle değişebilir. Bu girdiler; uyarılmış hallerde yapılan dev rezonanslar, yıldız ortamında ağır element oluşumu ve ağır çekirdeklerde fisyon engellemesi olarak önemli bir rol oynar (Bajpeyi, 2017; Simon, 2019; Harissopulos, 2021).

İstatistiksel HF teorisi, düşük gelen enerjilerinde nükleer reaksiyonlar için tesir kesitleri hesaplamak için ana araçtır. HF modeli, transmisyon katsayıları ve NLD bilgisini gerektirir. Parçacık transmisyon katsayıları, parçacık-çekirdek etkileşiminin genel olarak bilinen, reaktanların etkileşimini tanımlayan OMP Schrödinger denklemi kullanılarak türetilir. Gama ışınlarının transmisyon katsayıları ise SFM'lerden hesaplanır. Hem OMP hem de SFM tipik fonksiyonel formlar alır, bunlar elastik saçılma verilerinden ve foto soğurma tesir kesitlerinin analizinden optimize edilir. Benzer şekilde, seviye yoğunlukları da bir çekirdeğin yüksek uyarılma enerjilerindeki enerji seviyelerini tanımlar. NLD'leri belirlemek için SFM kullanılır (Ramirez, 2013; Khaliel, 2016). Bu fonksiyonlar, seviyelerin sayısının tek tek durumları ve geçişlerini incelemek için çok yüksek olduğu yarı-sürekli bölgedeki uyarılmış çekirdeklerin ortalama özelliklerini tanımlar (Torny,

2014; Brits, 2019; Vagena, 2021). Bunun yanında, basitleştirilmiş genişlik dalgalanma düzeltilmesi, elektromanyetik bozunma çağlayanı sırasında gecikmeli veya çoklu parçacık emisyonunun ihmal edilmesi veya arta gelen enerjilerde denge öncesi katkısının olmaması gibi, hiç test edilmemiş bir dizi yaklaşımı benimser. TALYS reaksiyon kodu, yakın zamanda, astrofiziksel önemi olan Maxwell ortalama reaksiyon hızlarını tahmin etmek için güncellenmeye devam ediyor (Goriely, 2008; Alhassan, 2023). Maxwell ortalama tesir kesitleri (Maxwellian Averaged Cross Sections MACS), yıldız nükleosentezinin anlaşılması için gereklidir. Yıldız ortamlarında, örneğin yüksek Z elementlerinin birikmesiyle ve evrende gözlemlediğimiz belirli izotop bolluklarının şekillendirilmesiyle sonuçlanan çeşitli nükleer etkileşimler meydana gelir. Bu tesir kesitlerin önemi, çoklu nüklidler ve enerji bölgeleri için MACS'yi araştıran birçok ölçüme yol açmıştır (Fleming, 2017).

2.1. Big Bang Nükleosentezi

Evrenin ilk oluşumu, Big Bang'dan birkaç dakika sonra meydana gelen ilk nükleosentez sayesinde. Evrendeki hafif elementlerin günümüzde gözlemlediğimiz bolluğu, Big Bang teorisine göre kabul edilen ilk nükleosentez sonuçlarına uygun olarak, evrenin ilk hızlı genişleme ve soğuma dakikalarındaki nükleer süreçlerde hafif elementlerin oluşmuş olduğu tahminleriyle örtüşmektedir. 'Çekirdek Sentezi Teorisi', soğuyan evrenin, ilk birkaç dakikasında bazı hafif (hidrojen, helyum ve lityum) çekirdeklerin oluşmasına imkân sağlaması ve daha sonraki elementlerin sentezlenmesi için kaynak oluşturduğunu öne sürer. Standart BBN teorisine göre, ilk tür bollukların kesin tahminleri; iyi ölçülmüş tesir kesitlerine ve nötron ömrüne dayandıkları için mümkündür (Rolfs, 1988; Liccardo, 2018). Büyük Patlama teorisi kronolojik olarak; 1842 yılında Doppler olayı, 1896 yılında Sirius yıldızının dünyadan uzaklaşma hızının hesaplanması, 1929 yılında tüm galaksilerin birbirinden uzaklaştığının ispatı ve 1956 yılında Büyük Patlama sonucunda evrende kalan bir ısıнын varlığını matematiksel olarak ifade edilmesiyle zamanla geliştirildi. 1965'li yıllardan sonra bilim insanlarınca yaygın olarak kabul edilen bir teori haline geldi (Gültekin, 2019).

Evrenin ilk saniyesi, parçacıkların ortaya çıkıp yok olmasına neden olan aşırı enerjilerle olağanüstü bir genişleme oldu. Birkaç saniye sonra, kuarkların serbest proton ve nötronlar oluşturmasına ve birkaç dakika sonra evren; proton ve nötronların birleşerek daha ağır

çekirdekler oluşturmaya izin verecek kadar soğumuştur. Serbest nötronlar hızla çekirdeğe (çoğunlukla helyum) alındı ve yaklaşık olarak bugün evrende gözlemlenenler olan kabaca %75 hidrojen ve %25 helyum bolluğu oluşturdu (Quinn, 2015). Yeterli sıcaklık ve yoğunlukla, çekirdeklerdeki hidrojen çekirdekleri, bir yıldızın ömrünün çoğuna hâkim olan bir dizi reaksiyon yoluyla kaynaşmaya başlar. Tipik bir yıldız olan güneşimizin çekirdeğindeki gibi sıcaklıklarda bile, hidrojenin ortalama kinetik enerjisi, aralarında duran Coulomb bariyerinden 1000 kat daha küçüktür. Sadece bu bariyerden kuantum tünelleme olasılığının küçük olması nedeniyle füzyon bile mümkündür. Bununla birlikte ortaya çıkan ^2He , bağlı bir sistem değildir ve çoğu zaman hemen parçalanacaktır. Bu füzyon olaylarının yalnızca çok küçük bir kısmı için protonlardan biri β bozunumu ile kararlı döteryumu oluşturur. Nadir olmalarına rağmen, bu reaksiyonlar yıldızın çekirdeğinde bulunan çok sayıda proton nedeniyle bir yıldızı milyarlarca yıl desteklemek için yeterlidir (Horowitz, 2019).

2.2. Hafif Elementlerin ($A < 60$) Nükleosentezi

Yıldızların evrim süreci, bir elementi diğerine dönüştürmek için nükleer reaksiyonlar yoluyla birleşen Big Bang'dan sonra H ve He atomlarıyla başlar. Tüm süreç nükleosentez olarak adlandırılır. Bu yıldız evrimi, süpernova, nötron yıldızı birleşmeleri ve daha fazlası gibi birçok farklı astrofiziksel ortamda gerçekleşebilir. Big Bang ile oluşturulan tüm elementlerin aksine, ağır element nükleosentezinin yıldızlarda meydana geldiği 20.yy'ın ortasından sonraki yayınlarla mevcuttur. 1948'de Gamov, elementlerin ve izotoplarının, ilkel büyük patlama'yı takip eden ilk otuz dakika boyunca proton ve nötronlardan oluştuğunu öne sürdü (Calderon, 2011). Becquerel ve Curie'nin radyoaktiviteyi keşfi, güneş sistemindeki maddenin hangi zamanda katılaşmış olduğunu gösteren kanıtlar sağlayarak, dünyanın ve bazı meteoritlerin yaşını belirlemek için yeni bir yöntem izin verdi. Bu ölçümler, Güneş'in yaşının 5 milyar yıl civarında olduğunu göstermektedir (kabul edilen yaş 4,57 milyar yıldır). Yerçekiminin bu süre boyunca Güneş'e enerji sağlamak için yeterli olmadığını açıkça belirtilmelidir. 1926'da Eddington, yıldızlara güç verenin yerçekimi enerjisi değil, nükleer enerji olduğunu öne sürdü. 1930'ların başından itibaren genellikle yıldızlardaki enerjinin nükleer reaksiyonlar tarafından üretildiği varsayıldı, ancak süreçler henüz anlaşılmadı. 1932'de Chadwick tarafından nötronun keşfinden sonra bu alandaki gelişmeler hızlandı. 1938'de Gamov ve Teller, yıldızların içindeki nükleer

reaksiyonlar tarafından üretilen enerji oranı için genel bir ifadeyle ortaya çıktılar (Calderon, 2011). Ancak Güneş'te enerji üreten belirli reaksiyonları belirleyen Weizsäcker ve Bethe'nin çalışmalarıydı. Bethe, hidrojenin döteron, lityum, berilyum ve bor ile reaksiyonlarının hepsinin çok hızlı olduğunu ve bu nedenle önemli enerji kaynakları olamayacağını fark etti. Ayrıca karbon-azot-oksijen (CNO) döngüsünün Güneş'te enerji üretimi hakkında doğru bilgi verdiğini ve nispeten yüksek yüklü çekirdekler içerdiğinden, Coulomb itmesini yenecek güçlü bir sıcaklık bağımlılığına sahip olduğunu buldu. ^{14}N ile reaksiyon, döngünün en yavaşdır ve bu nedenle enerji üretim hızını belirler. Elde edilecek sonuç, dört hidrojen çekirdeğini bir helyum çekirdeğinde kaynaştırmaktır, CNO çekirdekleri katalizör görevi görür, enerji üretimini gözlemlenen hızda tutar ve büyük kütleli yıldızın yerçekimi altında çökmesini önlemek için gereken enerji miktarını serbest bırakır. Bethe, 1967 yılında "Nükleer reaksiyonlar teorisine katkılarından, özellikle yıldızlarda enerji üretimine ilişkin keşiflerinden dolayı" Nobel Ödülü'ne layık görüldü. Nükleosentezin modern görüşü, 1957'de Burbidge, Burbidge, Fowler ve Hoyle (B^2FH) ve Cameron (Palmisano, 2022) tarafından mevcut fikirlere ve zamanın mevcut bolluk modellerine dayanan iki ufuk açıcı makaleyle başladı. Zaten B^2FH 'nin çalışmasında nötron yakalama nükleosentezi kavramı, bolluk dağılımında belirgin maksimumdan sorumlu baskın mekanizmalar olarak s ve r prosesleri ile formüle edilmiştir (Käppeler, 2005). Bu yayınlar hala yıldız nükleosentezi için sağlam bir temel olarak kabul edilir ve bilimsel anlayış geliştikçe üzerine inşa edilmiştir. Yayınlanmalarından bu yana, daha fazla astrofiziksel simülasyonlar, kütleler ve tesir kesitler için nükleer veri deneyleri, astrofiziksel gözlemler ve galaktik kimyasal evrim simülasyonları dahil edilmektedir. Yaklaşık 60 yıl içinde, astronomi, kozmokimya, teorik astrofizik ve nükleer fiziğin çeşitli araştırma alanlarının etkileşimi, elementlerin kökeni hakkındaki anlayışımızı geliştirdi (Quinn, 2015). Tüm çekirdeklerin sentezlenme aşamaları;

- Büyük patlamadan sonra yıldızları ve galaksileri oluşturan maddelerin üretildiği çekirdek sentezi,
- Yıldızlarda meydana gelen füzyon reaksiyonlarıyla oluşan, $A < 60$ çekirdeklerinin sentezi,

- Süpernova benzeri patlayan ortamlardaki yüksek sıcaklık koşullarına ihtiyaç duyan $A > 60$ çekirdeklerinin sentezi. Bunlar kendi içinde: s, r ve p prosesi olmak üzere üçe ayrılır (Yalçın, 2010).

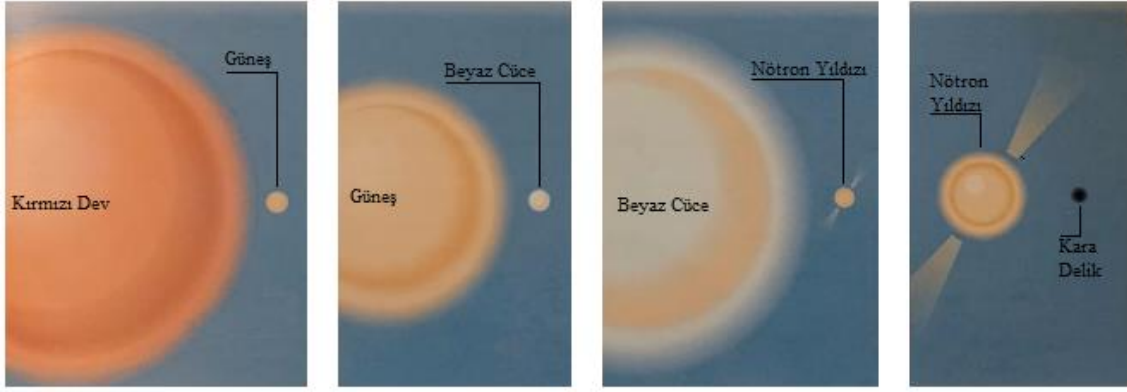
Bunlardan s ve r prosesleri kararlılık eğrisinin nötronca zengin izotopları üretilirken; p proses ile protonca zengin izotoplar üretilir. Bu tezin konusu olduğundan p proses daha çok detaylandırılacaktır.

2.2.1. Yıldızların Oluşumu

Yüklü parçacık kaynaklı radyasyon yakalama ve füzyon reaksiyonları, evrenimizin kimyasal evrim sürecindeki ilk adımdır. Big Bang'deki nükleosentezin ilk dakikalarından, 500 milyon yıl sonra ilk nesil yıldızların ardından mevcut yıldız nesline kadar, yüklü parçacık reaksiyonları, bugün gözlemlenen elementel ve izotopik bolluk dağılımı inşa eden daha karmaşık nükleosentez süreçlerini oluşturdu (Wiescher, 2013). Karbon yanmasını oksijen, neon ve silisyum yanmaları takip ederek demire kadar olan bütün çekirdekler füzyon reaksiyonu ile oluşur. Büyük kütleli yıldız 'kırmızı süper dev' ismini alır. Hidrojenin yaklaşık %10'u helyuma dönüştürüldüğünde nükleer enerji, enerji kayıplarını telafi etmek için artık yeterli değildir. Kısa bir süre içinde tüm yıldız çökmeye başlar, Helyum bakımından zengin çekirdeğin üzerindeki katmanlar hidrojeni yakar. Sıcaklık, hidrojen çekirdeğin dışında yanmasına yetecek kadar yüksek olduğunda, çekirdek büzülmeye devam ederken dış bölgeler genişler. Kütle-parlaklık ilişkisine göre yıldız yarıçapı artar, dış sıcaklık azalır ve parlaklık çok yavaş azalır (Durası, 1998). Merkezde demir, sonrasında silisyum, sülfür, oksijen, neon, karbon, helyum ve en dışta hidrojen kabuğu ile çevrilidir. Bu aşamaya kadar merkez yoğunluğu üretilen nükleer maddenin yoğunluğuna kadar enerji salınımına devam eder. Bu esnada yıldızın dış katmanları süpernova patlaması olarak, yıldızlar arası ortama saçılır. Süpernovaların toplam ışıma güçleri güneşten 10^{10} kat daha fazladır. İki çeşidi vardır; I. tip süpernovalarda, enerji çıkışı ve ışık şiddeti artışı fazladır. Bu durumdaki yıldızlarda süpernova patlamaları (buradaki yıldızın kütlesi daha azdır) hemen hemen nükleer yakıtın tamamının tüketilmesinden sonra gerçekleşir. Bundan dolayı dış tabakadaki hidrojen miktarı az olup; yaşlı yıldızlarda bu duruma rastlanır. II. tip süpernovalarda yıldızın kütle fazlalığından dolayı gravitasyonel çökme devam ederken; dış tabakalarda reaksiyona girmemiş hidrojen bolluğu fazla olduğu için spektrumlarda bol hidrojen çizgileri

mevcuttur. Bundan dolayı bu süpernova durumunda yıldız daha gençtir. Süpernova patlamalarından sonra yıldızın kütlesi güneşin kütlesinin 3 katından küçükse; merkezi nötron yıldızına, değilse kara deliğe dönüşür (Efe, 2005).

Yıldızlar bulutsu içindeki yoğun bir bölgenin, kendi kütle çekim etkisiyle büzülüp, gaz ve tozdan kaynaklanan çok büyük küreler halinde yoğunlaşmasıyla oluşmaya başlar. Kürenin içinde maddenin yoğunlaştığı bölgeler ısınarak ışık saçmaya başlar ve proto (ilk) yıldızlar oluşur. Yıldızlar; yıldızlar arasındaki gaz ve toz bulutlarının içe çökmesiyle oluşur, yıldızın meydana gelmesi için buluttaki atom sayısı en az 10^{57} tane olmalıdır. Uygun sıcaklık ve yoğunlukta yıldızın merkezinde hidrojen yanması başlayıp; gravitasyonel çökme ekzotermik reaksiyonlarda üretilen enerji nedeniyle basınç dengelenir. Bu denge hidrojenin tükenmesi ya da açığa çıkan enerjinin sonraki gravitasyonel çökmeyi önleyemeyeceği duruma kadar sürer. Yoğunlaşmış bölgelerdeki çekim kuvvetleri, gaz ve toz bulutunu genişlemeye zorlayan iç basınç kuvvetlerinden daha güçlü olduğu zaman bulutta çökme meydana gelir (Durası, 1998; Anderson, 2017). Yıldız çökmeye başlar; sıcaklık ve yoğunluk artışı ile çöken kümelerde gazlar ışık yaymaya başlar. Böylece proto yıldız oluşmuş olur ve bu evredeki yıldızlar 'anakol yıldızları' olarak isimlendirilir. Yıldız, bütün hidrojen helyuma dönüşene kadar yani yaşamlarının çoğunda ana kolda kalır (Fields, 2020). Hidrojen yanması merkezi çevreleyen üst kabukta başlar. Sonraki süreçte benzer oluşumlar helyumun kaynaşarak Ia oluşturmasıyla devam eder. Bu aşamada yıldız genişip soğuyarak parlaklığını kaybeder ve bu durumdaki yıldız 'kırmızı dev' olarak isimlendirilir. Çekirdekte kalan helyumun tüketilmesiyle yıldızın dış katmanları dışa doğru genişleyerek gazdan kabuk haline gelir. Bu kabuk 'gezegenimsi bulutsu' olarak adlandırılır. Bu sürece kadar kalan çekirdek başlangıçtaki yıldızın %80'idir. Yıldızın başlangıçtaki kütlesi güneşin kütlesinin 1,5 katı ve daha büyük olduğunda, zamanla soğuyup sönen 'beyaz cüce', tamamen sönen yıldız ise 'kara cüce' olarak isimlendirilir. Şekil 2.1'de yıldızların birbirine göre büyüklükleri verilmiştir.



Şekil 2.1. Yıldızların göreceli boyutları. Bir beyaz cüce dünya ile hemen hemen aynı büyüklüktedir (Gribbin, 2001)

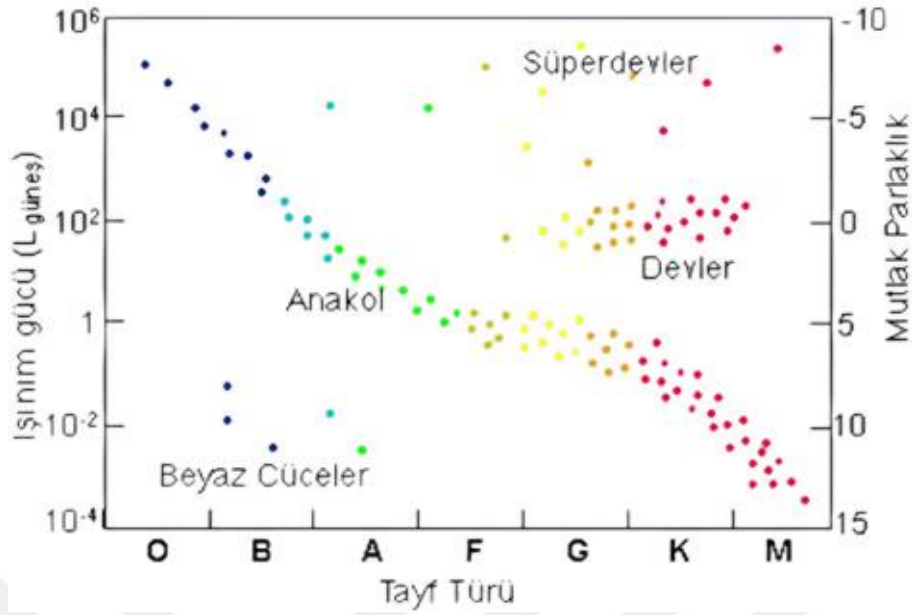
Hertzsprung–Russell Diyagramları

Tüm kararlı yıldızlar, iç basınç ve yerçekimi kuvveti arasında hidrostatik dengededir. Hidrostatik dengedeki yıldızların teorik olarak modellenmesi, en basit durumda dört kısmi diferansiyel denklem (yarıçap, ışıma gücü, basınç ve sıcaklık) ile yapılır. Böylece yıldızın yapısı, merkezinden olan uzaklık ve zamanın fonksiyonu olarak belirlenebilir. Bu çözümlerin zamanla ilişkili kısmı, yıldızın Hertzsprung-Russell diyagramında (Hertzsprung-Russell Diagram HRD) nasıl bir yol izleyeceğini gösterir (Yalçın, 2010). En küçük Coulomb engellerine sahip nükleer reaksiyonlar, en hızlı şekilde ilerleyecek ve nükleer enerji üretiminin çoğunu oluşturacaktır. Bu nedenle, hidrojen ve helyum içeren reaksiyonların, yıldızların çoğunda ana enerji kaynakları olması beklenir. En küçük Coulomb bariyerine sahip çekirdekler tüketildiğinde, bir yıldız yerçekiminin etkisi altında büzülür, sıcaklığı bir sonraki en düşük Coulomb bariyerini aşmak için yeterince yüksek olana kadar artırır ve yeni bir yanma aşaması başlatır. Toplam kütesine bağlı olarak, bir yıldız hidrojen yanması, helyum yanması, karbon yanması, neon yanması, oksijen yanması ve silikon yanması olarak yanma aşamalarından birkaçını yaşayabilir. (Calderon, 2011). Devasa bir yıldızın patlaması, uzay-zamanda dalgalanmalar üretebilir, yaşam için gerekli elementlerin oluşmasını sağlayabilir. Onların ölümleri ayrıca bir nötron yıldızı veya kara delik doğurabilir ve galaksilerin evrimine dair ipuçları verebilir. Devasa yıldızların simülasyonları ve patlamaları, doğrudan gözlem için erişilemeyen bir bölge olan yıldız içlerinin derinliklerindeki özellikleri ile ilgili sırları çözmemize izin verebilir. Ancak simülasyonlar sonucu niteliksel olarak değiştirebilen ve astrofiziksel gözlemlerle uyuşmayan belirsizlikler mümkündür (Fields, 2020).

HRD yıldız tayf tipi (veya sıcaklık veya renk indeksi) ile parlaklık (veya mutlak büyüklük) arasındaki ilişkiyi ampirik olarak gösterir. Bir yıldızın HRD'deki konumu esas olarak ilk kütlesi, kimyasal bileşimi ve yaşı ile verilir. Ancak; dönme, yıldız rüzgârı, manyetik alan, ayrıntılı kimyasal bolluk, aşırı çekim ve lokal olmayan termal denge gibi etkiler de önemli rol oynar. Bu nedenle, ayrıntılı HRD özellikleri, yıldız atmosferi modellemesinin yanı sıra yıldız yapısını ve evrimsel çalışmaları kısıtlamak için önemlidir (Babusiaux, 2018).

Birim zamanda yıldızdan yayınlanan ışıının miktarı ve yıldızın efektif yüzey sıcaklığı yıldızdan yıldıza farklılık göstermektedir. Bu nicelikler bilinen yıldızlar için bir grafiğe çizildiğinde, elde edilen noktalar rastgele olmayıp, yıldızların büyük bir çoğunluğu ayrı gruplar oluşturacaktır. Bu iki ifade yıldızların özellikleri hakkında önemli bilgiler verir (Yalçın, 2010). HRD, yüz yıldan fazla bir süredir yıldız evriminin anlaşılması için önemli bir diyagram olmuştur (Li, 2021). Hertzsprung ve daha sonra bağımsız olarak Russell, tayf tipi veya yüzey sıcaklığı ile yıldızların mutlak parlaklık bilgisinin temelde farklı yıldız türlerinin ayırt edilmesini sağlar. Hertzsprung ve Russell, görünen yıldız parlaklığının sonuç çıkarmak için yetersiz olduğunu, ancak mutlak parlaklıkların, yani mesafelerin, yıldızları HRD'de düzgün bir şekilde sıralamak için gerekli olduğunu gördüler. Hertzsprung ve Russell, HRD'nin yıldız yarıçapları hakkında bilgi içerdiğine, dev dizinin daha büyük bir parlaklığa sahip olduğu ancak cüce veya ana dizinin soğuyan yıldızlarına benzer yüzey sıcaklıklarına sahip olduğuna dikkat çekti. Daha sonra, yıldız modeli atmosfer hesaplamalarının ortaya çıkmasıyla, doğru yıldız yüzey ağırlıklarını nicel olarak elde etmek mümkün hale geldi. Bu, yıldızların yüzey yerçekimi-etkili sıcaklık ($g-T_{\text{eff}}$) diyagramında sıralanmasına izin verdi, çünkü belirli bir yüzey sıcaklığındaki yıldızlar için daha büyük bir yüzey yerçekimi daha büyük bir kütleyi ifade edebilir (Langer, 2014).

Diyagramı sol üstten sağ alta çapraz kat eden bir şerit üzerine serpiştirilmiş olan anakol yıldızları oluşturur. Hemen altında alt-cüceler ve beyaz cüceler sınıfının oluşturdukları iki ince şerit gelir. Dev yıldızlarla, süper dev yıldızlarının diyagramın sağ üstte gruplandığı görülür. Dev-cüce ayrımı yıldız yarıçaplarına göre olup; güneş, anakol üzerinde bulunan cüce yıldızlardan biridir (Durası, 1998). Şekil 2.2'de HRD'nin şematik gösterimi verilmiştir.



Şekil 2.2. HRD'lerin şematik gösterimi (Korkulu, 2014)

HRD'nin sağ-alt köşesinde hayatlarına başlayan yıldızlar, sol-üst köşeye doğru hareket ederek ısınır ve büzülürler. Bu şekilde yıldızın merkezindeki sıcaklık, hidrojenin yanmasıyla helyuma dönüşmesi için yeterlidir. Bu durumda yıldız, sabit ışıma gücüyle uzun süreli hidrojen yanması sürecine girer ve HRD'de anakol bölgesindedir. Anakol bölgesinde $M > 20M_{\odot}$ kadar büyük yıldızlar için temel enerji kaybı mekanizması, optik ışıma yayımı ile olmaktadır. Bir yıldızda hidrojenin %10-15'i helyuma dönüştüğünde anakolu terkeder (Durası, 1998).

HRD'deki yıldızların dağılımından, evrimsel tarihini ve özelliklerini doğrudan öğrenebiliriz. Bununla birlikte, yıldızları bu şemaya yerleştirmek, genellikle galaktik yıldızlar için çok az bilinen mesafeleri ve yıldızlararası yok oluşları hakkında bilgi sahibi olmayı gerektirir. Yaklaşık 600 yıldızın spektroskopik olarak türetilmiş etkin sıcaklıklarına ve yerçekimlerine dayanarak Spektroskopik HRD benzer evrim hikayeleri anlatır, ancak mesafe ve yok olma ölçümlerinden bağımsızdır. Ana dizi, HRD'deki en belirgin özelliktir, çekirdek hidrojen yakan yıldızları tanımlar ve daha sonraki evrim aşamalarını ayırt etmemizi sağlar. Bununla birlikte, yıldız parlaklığını türetmek için yıldız uzaklığı ve kızıllaşma gereklidir, bu da örneğin HRD'deki galaktik yıldızların konumunu belirsiz hale getirebilir. Bununla birlikte, kütleli ($\geq 8M_{\odot}$) yıldızlarda, çekirdek hidrojen yakma aşaması bile henüz tam olarak anlaşılmamış ve çekirdek helyum yakma evrim aşamaları hakkındaki bilgiler daha da belirsizdir. Göz önünde bulundurulmuş kütleler ne

kadar yüksek olursa, yıldızların nasıl evrimleştiği hakkında bilgimiz o kadar sınırlı olur. Bunun ana nedeni büyük kütleli yıldızların evriminin başlangıç kütlelerinin yanı sıra dönüş ve ikiye bölünme gibi başka başlangıç parametrelerine de bağlı olmasıdır. Ayrıca, belirsiz kütle kaybı oranları ve dahili karıştırma süreçleri de yıldızlar ne kadar büyükse o kadar önemlidir. Bu nedenle, büyük kütleli yıldızların evrimi hakkındaki bilgimiz ilkindir ve gözlemsel kısıtlamalara acilen ihtiyaç vardır (Castro, 2014).

2.2.2. Hidrojen Yanması

Başlangıç kütlesi $50M_{\odot}$ 'nin üzerinde olan yıldızlar günümüzde çok nadirdir, ancak evrenin erken dönemlerinde daha yaygın oldukları düşünülmektedir. Bu erken dönem, metalden yoksun, büyük kütleli yıldızların kaderi oldukça belirsizdir. Çoğunun doğrudan kara deliklere çökmesi beklenirken, bazılarının ise dengesizlik nedeniyle patlayabilmesi beklenebilir (Ji, 2024). Yıldızın içinde meydana gelen nükleer reaksiyonların özellikleri yıldızın; sıcaklığına, kimyasal bileşimine ve Denklem (2.1a) ve Denklem (2.1b) 'deki gibi başlangıç kütlesine bağlıdır;

$$M < 2M_{\odot} \text{ ise p-p zinciri} \quad (2.1a)$$

$$M > 2M_{\odot} \text{ ise CNO çevrimi} \quad (2.1b)$$

Hidrostatik dengede hidrojenin helyuma dönüştürülmesinin proton-proton (pp-zincirleri) ve CNO döngüleri olmak üzere iki temel yolu vardır. p-p zincirinde; hafif çekirdekler ve sonrasında helyum meydana gelir. CNO çevriminde ise; karbon atomları bir takım proton soğurarak, azot ve oksijen izotopları ile alfa parçacığı saldıktan sonra yine karbon atomuna dönüşür (Durası, 1998). Hidrojen yanmasının ilk aşamasına proton-proton zinciri denir ve dört protondan bir helyum-4 oluşturur. pp-zincirleri olarak adlandırılan Denklem (2.2a), Denklem (2.2b) ve Denklem (2.2c)'deki gibi üç nükleer proses dizisi vardır, hepsi reaksiyonla döteryumdaki protonları ve ${}^3\text{He}$ 'deki protonları dönüştürmeye başlar (Calderon, 2011);

$$H^1 + e^- + H^1 \rightarrow D^2 + \nu_e \quad (2.2a)$$

$$H^1 + H^1 \rightarrow D^2 + e^+ + \nu_e \quad (2.2b)$$

$$H^2 + H^1 \rightarrow He^3 + \gamma \quad (2.2c)$$

pp1 zinciri yukardaki reaksiyonlardan sonra helyum Denklem (2.3) gibi üretilir;



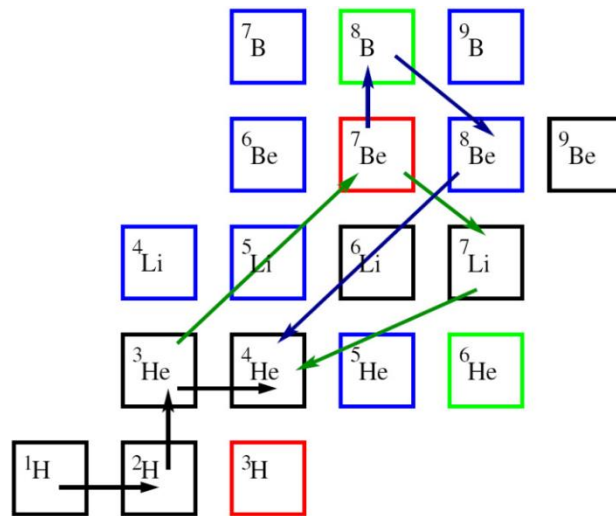
reaksiyonunu oluşturur. Benzer şekilde pp2 zincirini Denklem (2.4a), Denklem (2.4b) ve Denklem (2.4c)'deki reaksiyonları izler;



ve benzer şekilde pp3 zinciri Denklem (2.5a), Denklem (2.5b), Denklem (2.5c) ve Denklem (2.5d)'deki reaksiyonları izler;



Dönüşümde izlenen yoldan bağımsız olarak, proseslerin herhangi biri $Q = 26,731 \text{ MeV}$ 'lik bir enerji açığa çıkarır. pp zincirlerinin parçası olan reaksiyonların tüm tesir kesitleri, hidrostatik hidrojen yanması için önemli olan enerji aralığında rezonans olmayan tesir kesitler sergiler. p-p zincirleri, karbon-azot-oksijen döngüsünden daha düşük sıcaklıkta meydana gelir (Tel, 2016). pp zincirleri Şekil 2.3'te verilmiştir.



Şekil 2.3. Nüklid tablosunun bir bölümünde pp zincirleri. Hücreler, temel durum yarı ömrüne bağlı olarak renk kodludur. Oxlardaki farklı renkler, ⁴He üretmek için her bir pp zincirinin yolunu gösterir; pp1 siyah, pp2 yeşil ve pp3 mavi (Calderon, 2011)

İki ek hidrojen yanma evresi olarak neon-sodyum (NeNa) ve magnezyum alüminyum (MgAl) döngüleri bazı yıldızlarda bunu takip edecek, ancak hiçbir hidrojen yanması, daha ağır elementlerin net üretimine hiçbir zaman katkıda bulunmaz. Helyumdan daha ağır olan metallerin üretiminin büyük kısmı, hidrojen yanmasının ötesinde yıldız nükleosentezinden kaynaklanmaktadır (Horowitz, 2019).

2.2.3. Helyum Yanması

Yıldız anakoldan ayrıldıktan sonra, termonükleer reaksiyonlar yoluyla nükleer enerji üretimi olmadığından ve basınç kaynağı üretmek için çekirdek büzülmeğe başlar. Çekirdek hidrojeninin çoğunu tükettiğinde, daha büyük kütleli yıldızlar için helyum yanması başlar. Önce karbon-12 ve daha sonra oksijen-16 üreten üçlü alfa prosesi olarak bilinen süreçtir. Hidrojen yanması proton kütlelerinin %0,66'sını enerjiye dönüştürebilirken, üçlü alfa işlemi 10 kat daha az, yaklaşık %0,065'sini enerjiye dönüştürebilir. Bu nedenle, giderek daha az verimli yakıtla, yıldız nihai kaderine doğru hızlanır.

2.2.4. Karbon Yanması

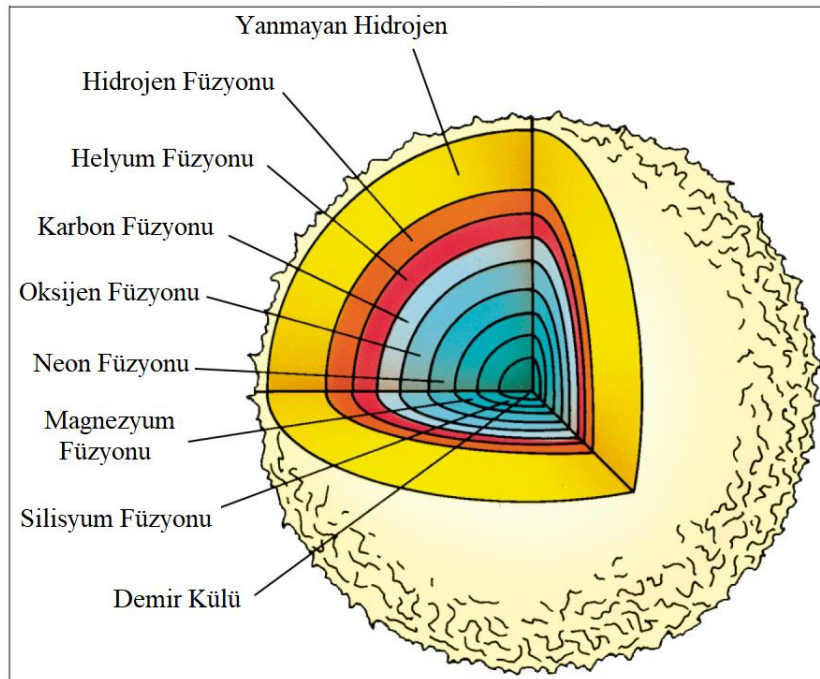
Yıldız çekirdeğindeki tüm hidrojen yakıtı tükendikten sonra, üç helyum çekirdeğinin birleşerek bir karbon-12 çekirdeği oluşturabilmesi için sıcaklık ve yoğunluk yeterince yüksek olana kadar yerçekimi büzülmesine maruz kalır. Devasa yıldızlar, karbon, neon, oksijen ve silisyum yanması gibi daha ağır elementlerin kaynaştığı sonraki yanma aşamalarıyla devam eder. Süpernova çöküşünden önce, foton kaynaklı süreçler, yanan silisyum, oksijen, neon, karbon, helyum ve hidrojen kabuklarıyla çevrili bir demir çekirdeğin oluşumuna yol açar (Calderon, 2011).

2.2.5. Gelişmiş Nükleer Yanma

H veya He yanmasında kararsızlıklar geliştikçe, sıcaklıklar hızla artmaya başlar. Artan sıcaklıklarla, sınırlı β bozunumları CNO döngüleri içinde ek yüklü parçacık reaksiyon kanalları açılmaya başlar. Sıcaklıklar $T \approx 5 \times 10^8 \text{ K}$ 'nin üzerine ulaştığında, ^{14}O 'te $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}(p, \gamma)^{18}\text{Ne}(\beta, \nu)^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ ile döngüdeki ikincil bir döngü açılır ve yavaş β -bozunumu ile $^{14}\text{O}(\beta, \nu)^{14}\text{N}$ atlanır. Bu ikincil döngü, sınırlı- β CNO döngüsünün oranını 1,6'ya kadar artırabilir ($^{14}\text{O}(\beta, \nu)^{14}\text{N}$ 'nin tamamen baypass edildiği göz önüne alındığında)

ve denge dağılımını etkin bir şekilde ^{15}O 'ya kaydırır. Aynı zamanda, sıcaklıklardaki artışla birlikte, $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$ reaksiyonu, malzemenin sınırlı- β CNO döngüsünün kırılmasına izin vermeye başlar. Sınırlı- β CNO döngüsünden çıktıktan sonra, reaksiyon akışı αp prosesi ve rp prosesi aracılığıyla devam edebilir (Long, 2017).

Karbon yanmasını takiben, büyük yıldızlar daha kısa zaman dilimlerinde ve daha yüksek sıcaklıklarda daha ağır elementleri yakmaya devam edecek. Gelişmiş nükleer yakma aşamalarından silisyum yanması, karmaşık yapısı nedeniyle önemlidir. Büyük bir yıldız çekirdeğinde silisyum yanması, diğer ileri yanma aşamalarından farklı şekilde ilerler (Fields, 2020). Nükleer bağlanma enerjisinin maksimumu demir civarında olduğundan, yıldızlar silisyum yanmasından sonra füzyon yoluyla enerji kazanamazlar. Büyük Coulomb bariyeri nedeniyle iki ^{28}Si (veya $^{28}\text{Si}+^{32}\text{S}$) nüklidin füzyon reaksiyonları mümkün değildir. Si-yanması demir çekirdeğin üzerindeki bir kabukta ilerledikçe, çekirdek etkin Chandrasekhar ($M_{Ch} \approx 1,38M_{\odot}$) kütle sınırına kadar büyür ve yıldız çöker. Çökmeden önce yıldız, sonunda farklı elementleri yakan eşmerkezli soğan benzeri katmanlardan oluşacaktır (Yürüker, 2013). Şekil 2.4'te yıldızın demir pikine kadar yandıktan sonraki iç yapısının diyagramı verilmiştir.



Şekil 2.4. Devasa bir yıldızın demir pikine kadar yandıktan sonraki iç yapısının diyagramı (Horowitz, 2019)

Son anlarda, çekirdekdeki elektron dejenerasyonu basıncı, ağırlığını yerçekimi kuvvetine karşı destekleyemeyecektir. Bu çöküş, çok yüksek enerjili gama ışınları yayan çekirdekdeki sıcaklıkları artırır. Yüksek enerjili fotonlar, fotoparçalanma süreci ile demir çekirdeklerini helyum çekirdeklerine böler. Bu aşamada, çekirdek zaten elektron dejenerasyonu noktasının ötesinde büzülür ve büzülmeye devam ederken, protonlar ve elektronlar nötronları (proto-nötron yıldızı) oluşturmak için birleşmeye zorlanır. Bu süreç, önemli miktarda enerji taşıyan büyük miktarlarda nötrinoları serbest bırakır ve yine çekirdeğin soğumasına ve daha da büzülmesine neden olur. İç çekirdeğin yoğunluğu atom çekirdeğinin yoğunluğunun iki katı olduğunda, kasılma sonunda nükleer kuvvetin itici bileşeni tarafından durdurulur. İç çekirdeğin çöküşünün aniden durması ve geri tepmesi, yıldızdaki malzemenin içe doğru hareketini tersine çevirir ve dışa doğru hızlandıran bir giden şok dalgası üretir. Bu tür patlamalara çekirdek çöküş süpernova (ccSNe) denir. Bu patlamaların sonucu, bir nötron yıldızının veya bir kara deliğin doğuşudur. Yıldız nükleosentezinin ürünleri; kütle kaybı olayları (gezegen bulutsuları), düşük kütleli yıldızların yıldız rüzgarları ve ccSNe yoluyla yıldızlararası ortama dağılır. ccSNe sadece daha ağır elementlerin oluşturulması için bir mekanizma değil, aynı zamanda onların dağılması için bir mekanizma olarak da hizmet eder (Liccardo, 2018).

Son olarak, silikon yakma aşaması sırasında artan sıcaklık nedeniyle, çekirdekler proton, nötron ve α parçacığı kaynaklı reaksiyonlarla maksimum nükleer bağlanma enerjisi bölgesine kadar gelişmeye devam eder. Bu parçacıkların kaynağı, ^{28}Si gibi daha bol bulunan daha hafif çekirdeklerin fotoparçalanmasıdır (Calderon, 2011). Çekirdeklerin çoğu sonunda demir ve nikel izotoplarına ulaşana kadar devam eder. Artan nötron fazlalığı nedeniyle en bol bulunan nüklid ^{56}Fe ve eşit sayıda proton-nötron ile en bol bulunan çekirdek ^{56}Ni olacaktır.

2.3. Ağır Elementlerin ($A>60$) Nükleosentezi

The National Academic Press'te bildirildiği üzere, özellikle demirden daha ağır elementlerin nükleosentezi, fizikte ele alınması gereken en acil 11 konudan biridir (Brits, 2019). Çekirdekleri soğuk yıldızlararası uzaya fırlatırsak ve bu çekirdekler her zaman nükleer istatistiksel dengedeysen (Nuclear Statistical Equilibrium NSE) o zaman bu çekirdeklerin nükleon başına en büyük bağlanma enerjisine sahip olanlar olması gerekir. Bununla birlikte nükleon başına bağlanma enerjisine göre bu çekirdeklerin basitçe demir

grubu çekirdekleri olduğunu görüyoruz. Her zaman NSE durumunda, yıldızlar ve süpernovalar yalnızca demir grubu çekirdeklerini çıkarabilmelidir. Dünya üzerindeki uranyum gözlemlerimiz bize bunun böyle olmadığını söylüyor. Bu ikilemden kaçış için, nükleosentetik sistemlerin her zaman NSE'de olamayacağı gerçeğidir. Bunun olmasının iki yolu var. İlk olasılık, yıldız nükleonları yıldızlararası ortama fırlatmadan önce sistemin NSE'ye gelmek için asla yeterli zamanı olmamasıdır. Bu durumda, nükleonlar kendilerini demir elementine giden yolun bir kısmında bir araya getirirler. Bu, "dengenin gerisinde kalma" senaryosudur. Malzeme hiçbir zaman NSE'ye ulaşmaz çünkü dengeye ulaşmak için zaman, sistemin dinamik zaman çizelgesine kıyasla her zaman çok uzundur.

İkinci olasılık ise, sistemin NSE'de yüksek sıcaklıkta başlamasıdır. Sistem genişleyip soğudukça denge değişir. Sıcaklık düştükçe, bazı nükleer reaksiyonlar yavaşlar. Sonunda reaksiyonlar, sistemin dengeyi korumasına izin vermeyecek kadar yavaşlar. Bu, "dengeden donma" senaryosudur. Bu nokta, sistemin dengeden çıkmadan önce ulaştığı son NSE bolluk dağılımını yansıtır. Bu bileşim; serbest nükleonların, hafif çekirdeklerin ve demir grubu çekirdeklerin bir karışımıdır. Dengeyi korumak için gerekli reaksiyonların bir kısmı çok yavaş olurken, demir grubu çekirdekler üzerinde serbest nükleonların ve hafif çekirdeklerin yakalanması gibi diğerleri devam edebilir. Demir grubu çekirdekleri, kalan serbest nükleonların ve hafif çekirdeklerin yakalanması için "tohum" görevi görebilir. Bu yakalamalar ağır çekirdekler üretebilir. Sistem böyle bir senaryoda kendi tohum çekirdeklerini bir araya getirdiği için, sistem önceden var olan herhangi bir tohum çekirdeği olmadan ağır elementler üretebilir. Yeni çekirdekler yapmak için önceden var olan tohum çekirdeklerini gerektirmeyen bir sürece birincil denir. Bunlar, bir nükleosentetik sistemin denge dışında kalabilmesinin iki yoludur ve doğanın ağır çekirdekleri bir araya getirmek için sahip olduğu sadece iki seçenektir. Doğanın ağır elementleri bir araya getirmesinin tek yolu bunlardır. O zaman s ve r proses dağılımları olmak üzere iki ana ağır çekirdek dağılımı olduğuna şaşdırmamalıyız. Güneş sistemimizdeki r çekirdeklerinin muhtemelen dengedeysen donma yaşayan bir ortamda oluştuğunu, s çekirdeklerinin ise NSE için çabalayan, ancak asla ulaşamayan bir ortamda oluştuğunu görülecektir. Bol miktarda ağır element mevcut olduğunda, doğa onu bir foton, nötrino veya nükleon akışına maruz bırakarak değişiklikler yapabilir. Bu tür olaylar muhtemelen p çekirdeklerinin çoğunun üretiminden sorumludur (Meyer, 1994).

2.3.1. Nötron Yakalama Nükleosentezi

He ve C yanması sırasında meydana gelen demir ve bizmut arasındaki element bolluklarının yaklaşık yarısından sorumlu olan yavaş nötron yakalama prosesi, bolluk kalıpları yıldız bölgesindeki fiziksel koşulları yansıttığından, yıldız evrim modelleri için son derece ilgi çekicidir. Bu bolluklar esasen laboratuvar deneyleriyle erişilebilen ilgili nötron yakalama tesir kesitleri tarafından belirlenir (Käppeler, 2005). S prosesi tipik olarak 10^8 cm^{-3} olan nispeten düşük nötron yoğunlukları ile karakterize edilir, böylece nötron yakalama süreleri çoğu β bozunma süresinden çok daha yavaştır. Demirin üzerindeki güneş bolluklarının ikinci yarısı, r prosesi tarafından sağlanır. Burada, nötron yoğunlukları son derece yüksektir, bu da nötron yakalama sürelerinin ortalama β bozunma sürelerinden çok daha kısa olmasına neden olur. Bu, (n, γ) dizisi sıcak foton banyosu tarafından ters (γ, n) reaksiyonlarla durdurulana kadar reaksiyon yolunun nüklid grafiğinin nötron açısından zengin bölgesine kaydırıldığı anlamına gelir. Nötron yakalama oranlarının potansiyel sıcaklığa bağımlılığına ek olarak, s proses dallanmalarının analizleri, zayıf etkileşim özelliklerini belirlemede ciddi teorik problemlerle karşı karşıyadır. β bozunumu ve elektron yakalama için ilgili süreçle ilgili tüm oranlar bilinmesine rağmen, güçlü iyonize yıldız plazmasındaki atomik etkilerin yanı sıra termal olarak doldurulmuş uyarılmış durumların katkıları laboratuvar değerlerini önemli ölçüde değiştirebilir. Bollukların tesir kesit değerlerine bağlı olduğu s prosesinin aksine, r bollukları nötron damlama hattına yakın bekleme noktalarının β bozunma yarı ömürleri ile belirlenir. Yıldız ortamlarında hesaplanan β oranları, tahmin edilmesi zor olan nükleer belirsizlikler içerir, çünkü ilgili belirsizlikler, uyarılmış durumların deneysel olarak bilinmeyen bozunma özelliklerine güçlü bir şekilde bağlıdır. Güneş sisteminde %99 olasılıkla demirden ağır çekirdeklerin sentezi bu iki proses ile olduğu kabul edilmektedir.

Yıldız yanmasında, protonlar arasındaki Coulomb bariyeri nedeniyle yüklü parçacık yakalama reaksiyonları giderek daha fazla engelleyici hale gelir. Nötronlar ise elektriksel olarak yüksüz olduklarından; Coulomb bariyerini hissetmezler ve çekirdekler tarafından kolayca yakalanırlar. Bundan dolayı serbest nötronlu bir ortam olması koşuluyla demirin ötesinde daha ağır elementler oluşturulabilir. Sırasıyla "yavaş", ve "hızlı" anlamına gelen s ve r prosesleri, demirin ötesindeki ağır elementlerin çoğunun oluşturulduğu farklı nötron

yakalama nükleosentez prosesleridir. Bu prosesler, farklı sıcaklık ve nötron yoğunluklarına sahip farklı astrofiziksel ortamlarda gerçekleşir. Bu parametreler, özellikle AGB yıldızlarının kısıtlayıcı modelleri için çok önemlidir (Raut, 2013). S prosesi, helyum ve/veya karbon yanması meydana geldiğinde, yıldızın ileri bir aşaması olan asimptotik dev kolu yıldızlarında meydana gelir. Bir nüklid bir nötronu yakaladığında, başka bir nötronu yakalamadan önce β bozunmasına uğrayarak kararlılığa geri dönme eğilimindedir. Bu anlamda nötron yakalamaları, ona adını veren β bozunmasına kıyasla yavaştır. S prosesi kararlılık eğrisine çok yakın ilerler ve ^{209}Bi 'da sona erer, burada bu noktanın ötesinde çekirdekler α bozunmasına karşı kararsız hale gelir (Olivas-Gomez, 2020).

Kütleleri $A < 90$ 'dan daha hafif olan s proses elemanlarının üretimi için astrofiziksel bölge büyük olasılıkla büyük kütleli yıldızdır ve bu nükleosentetik sürece zayıf s prosesi denir. S prosesinin, düşük ve orta kütleli yıldızların ($M \sim 0,8 - 8 M_{\odot}$) He ve C kabuklarında termal olarak titreşen asimptotik dev kolu (TP-AGB) evreleri sırasında gerçekleştiği varsayılmaktadır (Le, 2022). AGB yıldız kabuklar arası yanma ortamlarındaki s prosesi, demirden daha ağır kütleli $A > 90$ 'ların gözlenen tüm ağır elementlerin en az %50'sinden sorumludur. Ana fikir, nötronun yükten bağımsız olarak çekirdek tarafından kolayca yakalanması, bir dizi nötron yakalaması ve β bozunması ile daha ağır elementleri oluşturmasıdır (Kullmann, 2019). Nötron kaynaklı süreçlerin reaksiyon hızlarını yüksek doğrulukla incelemek için çeşitli deneysel teknikler kullanılarak son on yılda kapsamlı ölçümler yapılmıştır (Wiescher, 2013). S proses, düşük nötron yoğunlukları ($N_n \cong 10^6 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) ile ilişkili olup, genellikle zayıf ve ana bileşene ayrılır. Bununla birlikte, s ve r prosesi, doğal olarak oluşan bir dizi nötron eksikliği olan çekirdek üretimde başarısız olur. Bu nedenle, bu çekirdeklerin kökeninin açıklanması için başka bir proses olmalıdır. P prosesi, ^{92}Mo veya ^{94}Mo gibi nötron eksikliği olan izotopların (veya p nüklidlerin) güneş bolluklarını yeniden üretebilir. Bu tür süreçler, çöküşten kısa bir süre önce veya süpernova patlaması sırasında ve ayrıca tip Ia SNe sırasında büyük kütleli yıldızların oksijen yakan kabuğunda meydana gelebilir (Arnould, 1976).

Günümüzde nükleer bilim, nötron ve proton bakımından son derece zengin çekirdeklerin özelliklerine odaklanmaktadır ve bilim adamları çoğunlukla kararlılık eğrisinin yakınındaki çekirdekleri görmezden gelmektedir. Bu, kesin β bozunma yarı ömürlerinin

olmaması nedeniyle s proses dallanma hesaplamalarında çok güçlü bir sınırlama yaratır. Aslında, β bozunma oranları için kesin olmayan değerler, bu tür dallanma hesaplamalarını ciddi şekilde bozar ve onları güvenilir hale getirir. Bu nedenle, günümüz nükleer fizik dedektör sistemlerini kullanmak ve kararlılık eğrisine yakın çekirdeklerin özelliklerini tekrar gözden geçirmek gereklidir. Ne yazık ki, bu tür faaliyetlerde çok az sayıda deney grubu yer almaktadır (Pritychenko, 2021).

R prosesi ise nötron yakalama reaksiyonları arasında geçen sürenin izotopun β^- bozunumu süresinden daha kısa olduğu hızlı nötron yakalama prosesi olup s prosesi ile üretilmeyen ^{209}Bi 'dan daha ağır izotoplar ve kararlılık eğrisinin alt kısmındaki nötron bakımından zengin izotopların sentezinden sorumludur. İlk (γ, n) reaksiyonları, kararlılık eğrisinin proton bakımından zengin tarafına doğru iter. Belirli bir noktada, (γ, α) ve (γ, p) reaksiyonları baskın hale gelir ve malzemeyi daha düşük kütlelere yönlendirir ve burada tekrar kararlılığa geri dönerler. Binlerce ve çoğunlukla kararsız çekirdekler üzerinde on binlerce reaksiyonu içeren ayrıntılı reaksiyon ağı hesaplamaları, tüm p çekirdekleri için gözlemlenen güneş bolluğunu hala yeniden üretememektedir. Bu hesaplamalar için nükleer fizik girdisi, esas olarak HF istatistiksel model hesaplamalarından çıkarılır. Bu tahminleri test etmek için ilgili kütle ve enerji aralığında sistematik ölçümlere ihtiyaç vardır. Nükleer reaksiyon tesir kesitleri için tahminlerin iyileştirilmesi, doğrudan deneysel verilerle değiştirerek veya ilgili enerji aralığı varsa istatistiksel modellerin güvenilirliğini test edilmesi ile mümkündür. Deneysel olarak ters ışıyım yakalama reaksiyonları ölçülen tesir kesitlerinden, fotoparçalanma reaksiyonlarının reaksiyon hızı, ayrıntılı denge ilkesi uygulanarak hesaplanabilir durumda ve sonuçların çoğu, nükleer model tahminleriyle uyumludur. Yine de, hem kurallara, hem de istatistiksel bir algoritmaya dayalı deneysel verilerin düzeltilmesi ve enerjiye bağlı model parametrelerinde Gauss proses (Gauss prosesleri, bir dedektörün kalibrasyon hatası gibi, gelen enerjinin bir fonksiyonu olarak değişen sistematik hataların modellenmesinde ve model kusurları kavramını nükleer veri değerlendirmelerine dahil etmek için kullanılabilirler (Schnabel, 2021)), önceliklerinin belirtilmesi gibi yenilikçi yaklaşımların tutarlı bir şekilde bir araya getirilmesinin, sonraki nükleer veri değerlendirme çabaları için ilham kaynağı olacaktır (Özkan, 2009; Wiescher, 2013; Szücs, 2014; Khaliel, 2016; Choplin, 2021; Zhang, 2022; Heim, 2022).

2.3.2. P Çekirdekleri Nükleosentezi (P Prosesi)

1975 yılında M. Arnould'un çalışmasıyla başlayan p prosesi, yıldızlar hakkında bilgi sahibi olabilmek için önemlidir. Demirden ağır protonca zengin elementler en çok ilgi çeken nükleer astrofizik konularındandır. Son zamanlardaki deneysel ve teorik çalışmalara rağmen, p proses en az bilinen nükleosentezdir. P proses çekirdeklerinin (p çekirdekleri) güneş sistemindeki miktarı, s ve r çekirdeklerinden 10-100 kez daha az ve proton bakımından zengin çekirdekler olması nedeniyle, p çekirdekleri ile ilgili özellikle deneysel çalışmalar daha azdır (Özkan, 2006).

Arnould, yıldızlarda hidrostatik oksijen yakma evresindeki p prosesini hesaplamıştır. Zaman çizelgeleri bu bölgede süpernova bölgesine göre daha uzundur ve daha fazla proton yakalamasına izin verir. Tohum çekirdekler (γ, n) reaksiyonları ile kararlılık vadisinin protonca zengin çekirdeklerinin bulunduğu yöne doğru nötron bağlanma enerjisi artarak ilerler. Bu nedenle (γ, n) reaksiyonlarının etkinliği git gide azalır; (γ, p) veya (γ, α) reaksiyonları (γ, n) reaksiyonundan daha baskın hale gelerek, daha düşük kütleli çekirdeklere doğru senteze devam eder (Kutlu, 2019). Bu bölgede sıcaklıklar, parçalanmaların (özellikle (γ, n) reaksiyonlarının) önemli olması için yeterince yüksektir. Bu modelde en büyük zorluk, sonraki süpernova patlaması sırasında bolluklarını önemli ölçüde değiştirmeden yeni p çekirdeklerini çıkarmaktır. Woosley ve Howard, O/Ne kabuğunda tip II'deki p prosesini, yani çekirdek çöküşünü, süpernovada hesapladı. Süpernova şoku bu kabuğu ısıtır ve çekirdeklerin kısmen erimesine neden olur. Bu modelde, sadece parçalanmalar önemlidir, bu nedenle bu prosese alternatif olarak gama prosesi de denir. Bu model, hafif p çekirdeklerini yetersiz üretmesine rağmen, güneş sistemi oranlarındaki p çekirdeklerinin çoğunu başarılı bir şekilde yeniden üretti. O/Ne kabuğunun iç bölgeleri en yüksek sıcaklıklara ulaşacak ve böylece NSE'ye en yakın hale gelecektir. Gama prosesinde hafif p çekirdeklerinin yetersiz üretimiyle ilgili problemler, tip Ia süpernovaya sahip bir karbon-oksijen beyaz cüce yıldızının en dış katmanlarındaki p çekirdeklerinin üretimini düşünmeye yöneltti. Bu modelde, patlamadan önceki s prosesi, $A \approx 90$ çekirdek bolluğunu oluşturdu. Patlama sırasındaki yüksek yoğunluk, daha sonra proton yakalama reaksiyonlarının birçok hafif p çekirdeğini üretmesine izin verirken, normal gama prosesi daha ağır p çekirdeklerini üretti. Bazı p çekirdekleri de parçalanma reaksiyonlarında üretilebilir. En önemlisi, nötrinolar, p çekirdekleri yapmak

için tip II süpernovalar sırasında ağır çekirdeklerden nötronları parçalayabilir. Böyle bir prosesin sadece önemli miktarlarda ^{138}La ve ^{180}Ta gibi en nadir p çekirdeklerini üretmesi olasıdır. Özetle, p prosesindeki kısıtlamaların çoğunu karşılayan makul modeller mevcut olmasına rağmen; en büyük sorun, hafif p çekirdeklerinin yetersiz üretimidir. Belki daha fazla çalışma ile tip Ia ve tip II süpernovaların bu çekirdekleri doğru seviyelerde üretebildiğini göreceğiz (Meyer, 1994).

Evrendeki elementlerin yaklaşık altı bin izotopu bulunmaktadır, bunların yaklaşık üçte biri kararlı, diğerleri kararsızdır. Bu kararlı ve kararsız izotopların üretimi, yıldız ortamındaki nükleer reaksiyonlar yoluyla gerçekleşir. Çekirdeklerin demir elementine kadar olan nükleosentezi esas olarak H-yanması, He-yanması, α , e ve diğer birkaç süreç ile ilerler ve demirden sonraki çekirdekler; β bozunumu ve nötron yakalama süreçleri ile devam eder (Güray, 2015). P proses izotopları veya çekirdekleri, kütle numarası $A > 74$ ile karakterize edilen, en hafif ^{74}Se ve en ağır ^{196}Hg olmak üzere iki izotop arasında kararlılık eğrisinin nötronca yetersiz tarafında bulunan, nötron yakalama zincirleri (s ve r prosesleri) tarafından atlanan, 35 protonca zengin izotop önceden var olan s ve r tohum çekirdekleri üzerinde fotoparçalanma reaksiyonları (γ proses) yoluyla üretilen bu çekirdekler p çekirdekleri olarak adlandırılır. P proses ile sentezlenen çekirdekler, kararlı olmalarına rağmen, s ve r prosesleri tarafından üretilenlere göre 0,001 ile 0,1 arasında değişen bir faktörle çok daha az miktarda bulunan önemli bir özelliğe sahiptirler (Lan, 2018; Vasileiou, 2022).

P prosesi ile ilgili nötron reaksiyonlarının doğrudan ölçümü için deneysel olasılıklar benzerdir, ancak p proses ağı kararlılık eğrisine çok daha yakın olduğundan ve r prosesine göre daha az problemlidir, özellikle hafif p çekirdekleri bölgesinde uzun ömürlü ve hatta kararlı izotoplar içerir (Reifarth, 2014). P proses daha önce doğrudan γ ışınlarıyla ölçülen (γ, n) , (γ, p) , (γ, α) bir dizi fotoparçalanma yada β^+ reaksiyonudur. Bununla birlikte, astrofiziksel reaksiyonlar için tersini (n, γ) , (p, γ) , (α, γ) ölçmek genellikle faydalıdır (Dillmann, 2008; Palmisano, 2022). P prosesini oluşturan fotoparçalanma reaksiyonlarının tersi olduğu için, radyoaktif proton yakalama reaksiyonlarının ölçülmesine ilgi artmıştır. Bu tür ölçümler, tüm p proses kütle aralığı boyunca HF tahminlerinin doğruluğunu test etmek için kullanılabilir ve Q değerlerinin düşük olduğu ve istatistiksel modelin bilindiği gibi güvenilirmez olduğu kapalı kabukların yakınındaki

çekirdekler için önemlidir. Ancak yüksek kütle bölgesindeki ($A=162$) tesir kesiti ölçümlerinin ciddi deneysel zorluklar nedeniyle engellendiği anlaşılmaktadır. Coulomb bariyerinin çok altındaki astrofiziksel enerjilerde radyoaktif proton yakalama reaksiyonlarının tesir kesitleri küçüktür (Özkan, 2017).

Son yıllardaki büyük çaba ve ilerlemeye rağmen, p çekirdeği için nükleosentez prosesleri hala tam olarak anlaşılamamıştır. Çoğu p çekirdeğinin nispi bolluğu, γ prosesi olarak adlandırılan süreçle açıklanabilir (Endres, 2015). Bununla birlikte, çeşitli astrofiziksel senaryolarda birkaç başka süreç önerilmiş olsa da γ prosesinin, $A>100$ kütleleri için p çekirdeğinin bolluğuna en büyük katkılardan hala sorumlu olduğuna inanılmaktadır. $A\sim 100$ civarındaki nükleer grafiğin nötron eksikliği olan kısmındaki reaksiyon networkü, p prosesi gibi astrofiziksel süreçler için önemli olan birkaç çekirdeği içerir (Vasileiou, 2021). γ prosesi için network hesaplamalarından bahsetmek, esas olarak kararsız birçok çekirdek üzerindeki binlerce reaksiyonu göz önünde bulundurmak ve bu nedenle HF istatistiksel modelinde teorik olarak hesaplanmış reaksiyon hızlarına güvenmek anlamına gelir. Bu girdi parametreleri için farklı modelleri sınırlamak veya geçersiz kılmak için, astrofiziksel ilgili enerji bölgesinin içinde veya yakınında nükleer reaksiyonların tesir kesit ölçümlerine ihtiyaç vardır. Reaksiyon tesir kesiti, gelen ışının azalmasını karakterize etmek için kullanılır. Yüklü parçacık yakalama reaksiyonları, çeşitli astrofiziksel süreçlerde önemlidir. Son yıllarda, Coulomb bariyerinin altındaki enerjilerde birçok farklı yüklü parçacık kaynaklı reaksiyonlar incelenmiştir. Yüksek Coulomb engelleri ve yüksek sıcaklıklar nedeniyle, hafif çekirdeklerde belirgin yıldız etkilerine yol açar, deneysel araştırmalar çoğu durumda astrofiziksel reaksiyon hızını tam olarak belirleyemez ve teori ile desteklenmelidir. Her iki kanalda da yüklü parçacıklarla reaksiyonların sıcaklık ve yüke en karmaşık bağımlılığı göstermesini bekleyebiliriz. Ancak elde edilen kaymaların düşük sıcaklıkta ihmal edilebilir olduğu bulunmuştur, bu durum düşük etkileşim enerjilerinde giriş genişliğinin enerji bağımlılığının baskın olmasıyla açıklanabilir. Çıkış kanalında yüklü parçacıklar ile reaksiyonlar için daha büyük kaymalar bulunur. (Rauscher, 2010; Rauscher, 2013; Kılınc, 2016; Scholz, 2020; Palmisano, 2022).

P (veya γ) proses nükleosentez modellenmesi, kararlı ve kararsız çekirdekleri içeren binlerce nükleer reaksiyondan oluşan geniş bir network gerektirir. Reaksiyon tesir kesitlerinden elde edilen ilgili astrofiziksel reaksiyon hızları bu network için gerekli

girdilerdir. Ne yazık ki, yüklü parçacık kaynaklı reaksiyonlar için deneysel veriler demirin üzerindeki elementlerde azdır. Şimdiye kadar literatürde, daha fazla proton yakalama reaksiyonu tesir kesitleri incelenirken, çoğunlukla düşük kütle bölgesinde yalnızca sınırlı sayıda α yakalama reaksiyonu tesir kesitleri mevcuttur. Bu nedenle p proses çalışmaları, reaksiyon hızlarını tahmin etmek için çoğunlukla HF istatistiksel modellerine dayanmaktadır (Yalçın, 2009). Son zamanlarda, farklı enerjilere sahip nötronları ve yüklü parçacıkları elde etmek, farklı parçacık kaynaklı reaksiyonların tesir kesitlerini ölçmek için birçok deneysel teknik geliştirilmiştir. Bu nedenle, nötron ve proton kaynaklı nükleer reaksiyon tesir kesit verileri birçok teknik uygulama için çok önemlidir. Hızlı nötronlar alanında, hızlandırıcı güdümlü uzun ömürlü radyoaktif nükleer atıkların kısa ömürlü veya kararlı izotoplara dönüştürülmesi gibi birçok yeni teknolojik uygulama bulunmaktadır (Özdoğan, 2016).

Astrofiziksel p prosesi için teorik tesir kesit hesaplamaları gereklidir, çünkü ilgili reaksiyonların çoğunun laboratuvarında ölçülmesi teknik olarak çok zordur. Reaksiyon ölçülmüş olsa bile, ölçülen reaksiyonların çoğu astrofizik enerjilerden daha yüksek enerji aralığında gerçekleştirilmiştir (Takács, 2021). Bu nedenle, proses simülasyonu için ihtiyaç duyulan hemen hemen tüm tesir kesitler teorik olarak hesaplanmalı veya astrofiziksel enerjilere göre tahmin edilmelidir. P prosesini simüle etmek için nükleer parametreler de dahil olmak üzere geniş bir bilgi setinin bilinmesi gerekir. Bu bilgi, s ve r proses modeli hesaplamalarından gelen doğru başlangıç tohum bolluklarından, yıldız ortamının tanımından ve reaksiyon tesir kesitleri, reaksiyon hızları, nükleer kütleler ve bozunma oranları gibi nükleer özelliklerden oluşur. Bu bilgi, p proses ağı simülasyonu için doğrudan veya dolaylı olarak gereklidir. Nükleer parametreler göz önüne alındığında, p proses simülasyonu için yaklaşık 2000 çekirdeği içeren 20,000'den fazla reaksiyonun tesir kesitlerinden türetilen reaksiyon hızlarına ihtiyaç vardır. Bu reaksiyonların büyük çoğunluğunun, radyoaktif iyon ışınlarının üretimi ve hızlandırılmasındaki en son gelişmelerle bile ulaşılması zor olan, kararlılıktan uzak, kararsız hedef çekirdeklerinden oluşmaktadır (Foteinou, 2019). Bununla birlikte, astrofiziksel ilgili enerjilerde deneysel olarak ölçülen birkaç reaksiyon tesir kesiti vardır. Bunun nedeni ise, ilgili reaksiyonların çoğunun radyoaktif bir hedef ve ışına ihtiyaç duyması, ayrıca astrofiziksel enerjilerdeki tesir kesitlerin de günümüz teknolojisi ile ölçülebilecek kadar küçük olmasıdır.

Dolayısıyla, p prosesi için ihtiyaç duyulan hemen hemen tüm reaksiyon tesir kesitleri (veya reaksiyon hızları) teorik olarak hesaplanmalıdır (Yalçın, 2017).

P-Çekirdeğinin Üretimi

P prosesi ile ilgili reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel ölçümleri, doğrudan fotoparçalanmaları ölçmek için gama ışınları kullanılarak da gerçekleştirilebilir. γ -ışınları, yaklaşık olarak tek enerjili bir γ ışınları oluşturmak için bir elektron ışınından compton saçılımına uğrayan lazer ışığıyla veya bremsstrahlung radyasyonu oluşturmak için bir hedefteki bir elektron ışınına yavaşlatarak üretilebilir. Fotoayırışma ile serbest bırakılan protonları veya α parçacıklarını ölçmenin zorluğu nedeniyle, meydana gelen reaksiyonların sayısı, aktivasyon tekniğinde yapıldığı gibi, tipik olarak çevrimdışı sayma ile belirlenir. Laboratuvarlarda meydana gelen fotoayırışmalar, çekirdeklerin taban durumlarında meydana gelir; bu durum çekirdeklerin düşük uyarılmış durumlarından herhangi birinden foto ayrışabileceği yıldız ortamına yalnızca küçük bir katkı olabilir. Yıldız hızına temel durumun katkısı, pozitif Q değeri yönünde çok daha yüksektir ve bu nedenle laboratuvarlarda fotoparçalanma reaksiyonu yerine yakalama reaksiyonlarını ölçmek çoğu zaman daha avantajlıdır (Quinn, 2015).

Proton bakımından yoksun yıldızlarda gözlenen element bolluklarındaki çeşitli anormallikler, hafif ağır elementlerin (Sr ve Ag arasında) bolluk modelini açıklamak için ana r prosesi olarak adlandırılan prosesin yanı sıra ikincil bir prosesin gerekliliğini ortaya koymaktadır (Pereira, 2020). P çekirdekleri olarak adlandırılan ağır nötron eksikliği olan çekirdeklerin nükleosentezi, $T_9 \approx 2-3$ GK olmaktadır. P çekirdeklerinin üretilebileceği reaksiyonlarla ilgili sınırlı deneysel veriler, üretimlerinin kökenini büyük ölçüde bilinmemektedir (Fallis, 2020). Bu γ prosesi için tipik bir reaksiyon ağı 1,000'den fazla çekirdek ve 10,000 reaksiyon içerir (Szücs, 2019) ve bu nedenle deneylerin gerekli tüm verileri sağlayamayacağı açıktır.

Fotoparçalanmalar, en kararlı çekirdekler için baskın fotoparçalanma süreçleri olan sıralı (γ, n) reaksiyonlar yoluyla nötronca daha zengin izotoplarını yok ederek veya (γ, p) ve (γ, α) reaksiyonlarını β bozunmaları yoluyla daha ağır elementlerden p çekirdekleri üretilir (Rauscher, 2013). Bu nedenle, proton yakalama reaksiyonlarının tesir kesit ölçümleri ve bunların tersi (γ, p) p prosesinin incelenmesi için eşit derecede önemlidir (Khaliel, 2016).

Yani p çekirdekleri, bir nüklide ardarda proton eklenerek ya da daha önceden var olan s veya r nüklidlerden fotoparçalanma yoluyla nötronları uzaklaştırarak sentezlenir. Astrofiziksel ortamlardaki koşullarda, proton yakalamaları yoluyla p çekirdekleri elde etmek zordur, çünkü bir çekirdeğin Coulomb bariyeri artan proton sayısı ile artar. Ayrıca, yüksek sıcaklıkta (γ, p) reaksiyonları, proton yakalamalarından daha hızlı hale gelir ve protonca zengin nüklidlerin birikmesini önler. Fotoparçalanmalar, (γ, n) reaksiyonları yoluyla nötronca zengin komşu izotoplarını yok ederek veya (γ, p) veya (γ, α) reaksiyonları ve sonrasındaki β bozunumları yoluyla daha ağır ve kararsız nüklidlerden p çekirdeklerini oluşturmak alternatif bir yoldur. Yıldız tip II süpernova olarak patladığında büyük hidrojen kabuğunun içindeki yüksek sıcaklıklarda önceden var olan s ve r proses çekirdekleri üzerinde proton yakalama reaksiyonları senaryosu önerildi. Ancak sonradan hidrojen kabuğunda p çekirdeklerini bu şekilde üretmek için gereken yüksek sıcaklıklara ve yoğunluklara ulaşılmadığı çalışmalarda gösterildi. Ancak daha sonra, tüm p çekirdeklerinin sentezini açıklayabilecek tek bir işlem olmadığı anlaşıldı. Gerçekten de mevcut p-izotoplarının güneş bolluğunu tek bir prosesle yeniden üretmek imkânsız görünüyor. Böylece p çekirdekleri bir dizi olası alt proseslerin; nötrino rüzgarları oluşturan NS (vp proses), ccSNe, tip Ia süpernovaları (γ prosesi) ve termonükleer tip II süpernova (SN) patlaması sırasında büyük kütleli yıldızların oksijen neon katmanlarında gerçekleşebileceği genel olarak kabul edilmektedir. Tüm p çekirdeklerinden sorumlu tek bir proses olmadığı da düşünülebilir. Böyle bir ortamda, p çekirdeği, önceden var olan s ve r çekirdek tohumlarının 1,5 GK - 3,5 GK aralığındaki sıcaklıklarda ısıtılmasıyla tetiklenen karmaşık bir nötron, proton ve alfa-p fotoparçalanma dizisi yoluyla üretilir. Ağır p çekirdeklerinin ($A > 100$) sentezlenmesi için tercih edilen senaryo, γ prosestir. γ proses, geniş bir p çekirdek aralığının üretimini açıklamada çoğunlukla başarılı olmasına rağmen, bir dizi p çekirdeğinin altında olduğu $A < 124$ ve $150 \leq A \leq 165$ iki kütle bölgesi sorunlu olmaya devam etmektedir. Sorunun kaynağının astrofiziksel modellerdeki eksikliklerden mi yoksa istatistiksel model ve NLD'ler, parçacık OMP'leri ve SFM gibi nükleer girdi parametrelerinden mi kaynaklandığı henüz net olarak belirlenememiştir. (Güray, 2009; Gyürky, 2014; Quinn, 2015; Özkan, 2017; Liccardo, 2018; Tantoğlu, 2019; Fallis, 2020; Vagena, 2021; Lotay, 2021; Wu, 2022).

Tip II süpernovalar, nükleosentezle üretilen ağır elementçe zengin, büyük, genç yıldızlarda meydana gelir. Bu yıldız patlamaları esas olarak disk galaksilerinin sarmal

kollarında meydana gelir; çünkü yıldızlar büyük kütleye sahiptirler ve ölmeden önce doğdukları yerden hareket edecek zamanları yoktur. Bu, bir galaksideki gaz ve toz bulutlarının, başka bir galaksinin yakınından geçmesiyle oluşan gelgit kuvvetleri tarafından rahatsız edilmesi ve yeni yıldızlar oluşturmak üzere çökmesi durumunda meydana gelir. Tip II süpernovalar, patladıklarında Tip I süpernovalardan daha fazla enerji açığa çıkarırlar, ancak parlaklıkları daha azdır, çünkü bu enerjinin çoğu, nötrino biçiminde salınır. Bir Tip II süpernova, birkaç dakika içinde Güneş'in 10 milyar yıllık veya daha uzun ömrü boyunca yayacağı enerjinin yaklaşık 100 katı kadar enerji üretir. Tip I süpernovalar patlama esnasında yıldızlararası ortama büyük miktarda demir fırlatırken, Tip II süpernovadaki demirin çoğu çekirdek çökerken nötronlara dönüşür. Tip II süpernova tarafından fırlatılan malzeme oksijen açısından çok zengindir (belki de 20 güneş kütleli bir süpernova için 1,5 güneş kütlesi kadar oksijen) ama aynı zamanda yıldız nükleosentezi tarafından üretilen tüm ağır elementleri ve biraz da süpernovanın aşırı koşullarında (özellikle şok dalgasında) üretilen, altın, çinko, uranyum ve demirden ağır olan her şeyin kaynağı burasıdır. Ancak üretilen çok ağır elementlerin miktarı, evrendeki hidrojen ve helyum miktarıyla karşılaştırıldığında çok küçüktür. Geriye kalan her şey bir araya getirildiğinde, var olan maddenin yüzde 1'inden daha azını oluşturur. Tip II süpernovalar olmasaydı; çok ağır elementler hiç var olmazdı, yaşam hâlâ var olabilirdi ama radyoaktivite ve fisyon bombaları olmayacaktı (Gribbin, 2001).

Kararlı tohum çekirdeklerinden, kararsız çekirdeklere kütle akışına neden olan (γ, n) reaksiyonlardır. Meydana gelen her bir (γ, n) reaksiyonu için çekirdekler giderek nötron eksikliği yaşar ve sonunda (γ, p) veya (γ, α) reaksiyonları daha yüksek bir oranda gerçekleşir. (γ, α) reaksiyonları ağır elementler için daha önemlidir, (γ, p) reaksiyonları ise daha hafif p çekirdeklerinin oluşumuna önemli katkıda bulunur. Sıcaklık azaldığında ve fotoparçalanma reaksiyonları yavaşladığında, kararsız çekirdeklerin β^+ bozunmaları önemli hale gelir. Sonunda tüm kararsız çekirdekler β^+ bozunmasıyla kararlılığa geri dönecektir. Elde edilen ışık eğrisini etkileyen rp prosesinin bir diğer önemli yönü, bekleme noktası çekirdeklerinin bireysel β^+ bozunma yarı ömürleridir. Çünkü; bunların toplamı genel patlama zaman ölçeğini belirler. Bu anlamda, XRB ışık eğrisinin bozunma yapısı; daha çok rp prosesinin yoluna ve hangi bekleme noktası çekirdekleriyle karşılaşıldığına bağlıdır (Long, 2017).

vp prosesi

P çekirdeklerinin oluşumu için etkili sıcaklık aralığı hem bir γ prosesi hem de vp prosesi için gerekli olduğu gibi proton açısından zengin bir ortam göz önüne alındığında, $1,5 \leq T \leq 3,5$ 'tir. İlgili enerjiler, α parçacıkları için yükle daha güçlü bir şekilde kayar (Rauscher, 2013). Bu prosenin büyük kütleli bir yıldızın dış katmanlarını fırlatıp arkasında bir nötron yıldızı bırakarak patladığı bir tip II süpernovada meydana gelmesi beklenir. En içteki katmanları proton bakımından zengindir ve genişledikçe proton yakalamasına uğrar. Böylece, daha ağır kütleli elementlerin oluşturulması, proton yakalamanın engellendiği bekleme noktası çekirdekleri tarafından engellenir ve reaksiyon akışının devam etmeden önce nispeten uzun bozunma süresini beklemesi gerekir. Öte yandan, nötron yıldızını oluşturma sürecinde, nötrinolar dışa doğru yayılır ve nötronları oluşturmak için çok sayıda serbest proton tarafından yakalanabilir. Np prosenin belirli süpernova koşulları altında kütle numarası 152 ye kadar çekirdek üretebileceği gösterilmiştir.

Rp prosesi

Rp prosesi, proton yakalaması ve ardından β^+ bozunması olarak tanımlanabilir. $A < 110$ olan hemen hemen tüm p çekirdekleri büyük olasılıkla rp prosesinde üretilirken, neredeyse tüm $A > 110$ 'un s ve r proses tohum çekirdeklerinin fotoparçalanmasıyla üretildiği düşünülmektedir. Bununla birlikte, bazı nükleer sistemler için bu prosesler, gözlemlenen güneş bolluğunu açıklamak için yeterli değildir (Brits, 2019). Rp prosesi ile ilişkili nükleer proseslerin çoğu (p, γ) radyoaktif yakalama reaksiyonlarıdır. Rp prosesini hesaplamak için kullanılan reaksiyon hızları yıllardır tartışma konusu olmuştur. Oranların birçoğu mevcut nükleer yapı verilerine dayanarak tahmin edilmiş olsa da çoğu hala istatistiksel model tahminlerine dayanmaktadır (Wiescher, 2013). Rp prosenin meydana gelebileceği koşullar, yüksek sıcaklık ($> 0,4$ GK) ve yoğunluklara ($> 10^4$ g/cm³) sahip, yakın bir ikili sistemin nötron yıldızlarının hidrojen toplayan yüzeyinde (x ışını patlamaları) olduğu gibi, kozmosun çeşitli yerlerinde bulunur. Bu tür koşullara, atmosferinden nötron yıldızı ortağına hidrojen ve helyum ekleyen bir donör yıldıza sahip bir ikili yıldız sisteminde ulaşılabilir. CNO döngülerinden koptuktan sonra meydana gelir ve hızlı bir şekilde devam eder, bu nedenle hızlı proton yakalama işlemi veya rp prosesi adı verilir. Malzeme nötron yıldızının yüzeyinde biriktikçe kararsızlıklar bir x ışını patlamasına neden olabilir ve bu da rp prosenin gerçekleşmesi için yeterince yüksek

sıcaklıklara yol açar. Rp prosesi, tellürün proton bakımından zengin izotoplarında uç noktada kütle numarası 110'a kadar ulaşabilir, ancak x ışını patlamasındaki malzemenin, evrenin değişen kimyasal tarihine katkıda bulunmak için nötron yıldızının yerçekimi alanından kaçıp kaçmadığı açık değildir (Berg, 2012; Quinn, 2015). Zayıf etkileşim, yoğun yıldız ortamlarında çok önemli bir rol oynar. Elektron yakalama süreçleri, tip II süpernovaların çekirdek çöküşünü tetikler ve nötron yıldızı kabuğundaki rp prosesi küllerinin kaderi için önemli bir rol oynar ve muhtemelen x-ışınının soğutma modelini etkileyen bir nükleer ısı kaynağı sağlar (Wiescher, 2013).

Np ve rp prosesi, daha az kütleli bazı p çekirdeklerini sentezleyebilirken, tüm kütle aralığında p çekirdeklerini üretebilecek bir astrofiziksel senaryo vardır. Akışın durduğu ve β^+ bozunmasını beklediği çekirdekler, bekleme noktaları olarak adlandırılır. Rp prosesinin ana akışı, ^{19}Ne 'de başlayan kararlılık eğrisinin proton bakımından zengin tarafı boyunca ilerler ve tepe sıcaklığa bağlı olarak, SnSbTe döngüsünün doğal bitiş noktasına kadar ilerleyebilir. Spesifik bir patlamada rp prosesinin gerçek bitiş noktası, toplama işlemi sırasında biriken mevcut H miktarına bağlıdır. Bu nedenle, rp prosesinin bitiş noktası sistemden sisteme değişebilir ve hatta aynı sistem içinde patlamadan patlamaya kadar değişebilir (Long, 2017). Bu nükleer kısıtlamalarla, prosesin gerçekleşmesi gereken süpernova ve nötron birleşmelerinin astrofizik modelleri için önemlidir. Daha büyük çekirdekler oluşturan proton yakalamaları yerine, baskın reaksiyonlar p çekirdeğini üreten fotoparçalanmalardır. Tohum çekirdeği olarak adlandırılan, yıldızda önceden var olan çekirdekler, s ve r prosesinden kaynaklanabilir. Mevcut tohum çekirdeğine 1,8 ile 3,3 GK arasındaki sıcaklıklarda astrofiziksel olarak ilgili enerji aralığı (Gamow penceresi) $E_p = 1\text{-}5\text{ MeV}$ olup büyük kütleli bir yıldızın oksijen ve neon (O/Ne) katmanlarında doğal olarak ulaşılır. Daha büyük kütleli yıldızlar için sıcaklıklar, süpernova öncesi fazda foto ayrışmaların meydana gelmesi için yeterince yüksek olabilir, ancak en büyük etkinin, şok dalgası O/Ne katmanlarından geçtiğinde tip II süpernovada meydana gelmesi beklenmektedir.

2.3.3. Patlamalı Çevrimler

Küçük kütleli yıldızlar, dış katmanları genişleyip zamanla yıldızlararası uzaya dağıldığında, kalan kısmı içe doğru çökmeye devam ederken, elektron basıncı gravitasyonel çekimden dolayı karşı koyar ve yıldız beyaz cüce olarak hayatını sürdürür.

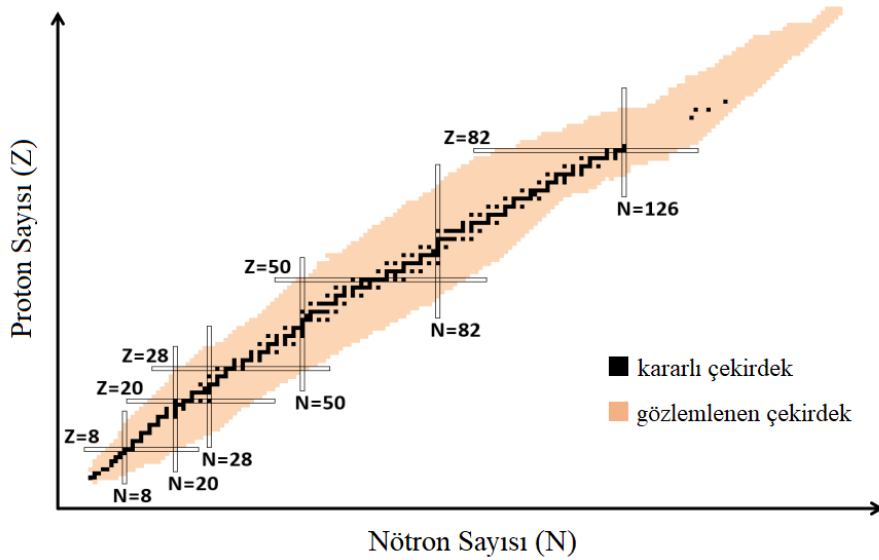
Daha büyük kütleli yıldızlar ise ya; süpernova evresinde patlayıp, nötron basıncı ile çökerek bir nötron yıldızına dönüşürler ya da çökme nötron basıncı tarafından sağlanamayacak kadar şiddetliyse yıldız evrimini kara delik olarak tamamlar. Patlamalı süreci kontrol eden parametreler sıcaklık ve patlama bölgesindeki gaz bileşimidir. Süpernovalarda sıcaklık $4-5 \times 10^9$ K'de bir saniye gibi çok kısa bir sürede tepkime gerçekleşir. Nova ve süpernovaların dış tabakalarında gerçekleşen bu tepkimelerde asıl yakıt olan H ve He ile değişim geçiren elementler, atom ağırlığı 12 ve fazla olan (CNO türü) izotoplardır. $2-4,7 \times 10^9$ K gibi sıcaklıklarda, C, O ve Si yanan bölgelerinde patlamalı çekirdek füzyonu mümkündür. Bu tepkimelerin özelliği ise; Mg^{24} , Mg^{25} , Si^{29} , Si^{30} gibi nadir izotopların üretilmesidir. Üretilen izotopların türü sıcaklık ve yoğunluğa bağlıdır. Örneğin %10'luk bir sıcaklık değişimi reaksiyon zincirlerinin tamamını da değiştirebilmektedir (Durası, 1998).

2.4. Güneş Sistemi İzotop Bollukları

Doğal olarak oluşan toplamda 100'den az kimyasal element vardır. Her element, atomlar olarak adlandırılan küçük birimlerden oluşur ve atomlar da negatif bir elektron bulutuyla çevrili, pozitif protonlardan ve yüksüz nötronlardan oluşan yoğun bir nükleer çekirdekten oluşur. Elementler çekirdeğindeki proton sayısı ile tanımlanır ve izotop adı verilen, nötron sayısı bakımından farklılık gösteren farklı versiyonları vardır. Şimdiye kadar yaklaşık 3000 izotop keşfedilmiştir ve bir çekirdeği oluşturabilecek toplam 7000'den fazla olası proton ve nötron kombinasyonunun olabileceği düşünülmektedir. Bu 7000 olası çekirdekten 300'den daha azının (118 tanesinin) kararlı olduğu bilinmektedir. Diğer çekirdekler, eğer yeterli zaman verilirse, sonunda kararlı bir çekirdeğe bozunacaktır. Böylece, içinde yaşadığımız dünya, elektronlarıyla birlikte 300'den az nükleer yapı taşından oluşur (Quinn, 2015).

Çekirdek hakkındaki bilgilerin kesin olarak ölçülememesi durumunda, genellikle patlayıcı yıldız olayları sırasında üretilen kısa ömürlü çekirdeklerde olduğu gibi, o çekirdeğin seviye parametrelerini hesaplamak için genellikle teorik modeller kullanılır. Elektronların atomik orbitalleri doldurması gibi, nükleonların ardışık orbital kabuklarını doldurduğu fikrine dayanan kabuk modeli, seviye parametrelerinin hesaplanmasında kullanışlıdır. Kabuk modeli, belirli sayıda nötron veya protona sahip çekirdeklerin komşularından daha sıkı bağlı olduğuna dair deneysel kanıtlara dayanır, bir tür kabuk

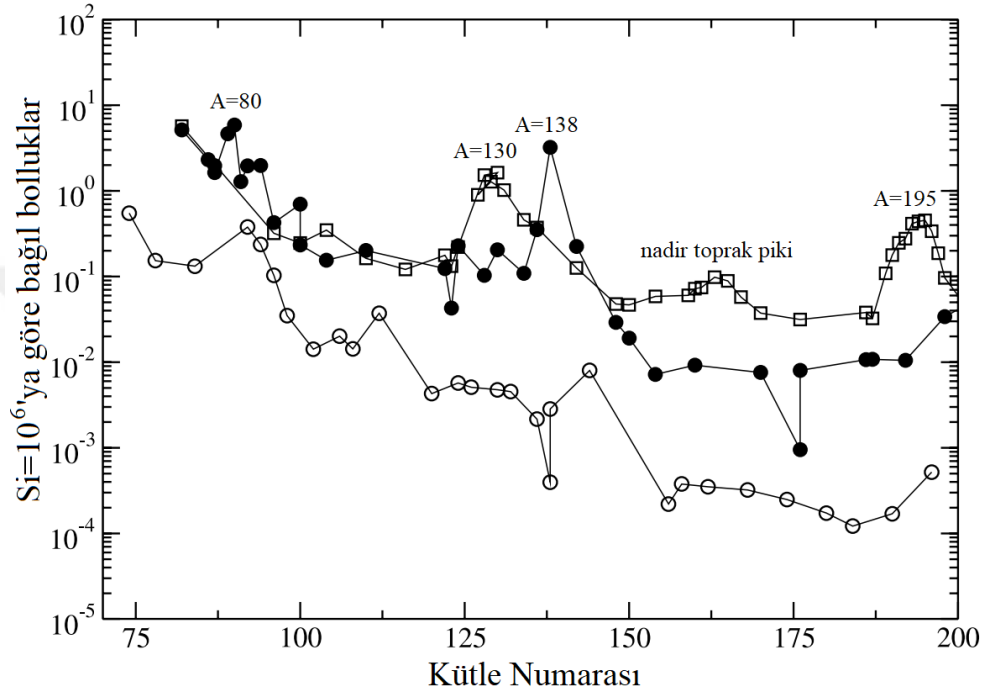
kapatma etkisine işaret eden kabuk modeli, çekirdekteki nötron ve protonların toplanmasının, enerji seviyelerinin ve rezonans parametrelerinin hesaplanabileceği ortalama bir nükleer potansiyel oluşturduğu varsayımına dayanır (O'Brien, 2010). Deneysel gözlemler, belirli "sihirli sayılara" sahip proton ve nötronlara sahip izotopların, komşu izotoplarına kıyasla özellikle kararlı bir konfigürasyonda bulunduğunu göstermektedir. 8, 20, 28, 50, 82 ve 126'da deneysel olarak gözlemlenen sihirli sayılar, 1949'da nükleer kabuk modeli tarafından başarılı bir şekilde tahmin edildi. Tıpkı elektronların atomik kabukları kapalı kabuklarla doldurması gibi, soygazlara karşılık gelir, nükleer kabuk modelinde protonlar ve nötronlar nükleer kabukları kapalı kabuklarda görünen sihirli sayılarla doldurduğu Şekil 2.5'te verilmiştir.



Şekil 2.5. Nüklid tablosunda y eksenini proton sayısını ve x eksenini nötron sayısını gösteren grafik. Kararlı çekirdekler siyah kutularla ve gözlemlenen radyoaktif izotoplar açık renkli kutularla gösterildi. Burada var olması beklenen ve henüz keşfedilmemiş binlerce çekirdek de var. Grafikteki çizgiler gözlemlenen sihirli sayıları gösteriyor (Quinn, 2015)

x eksenini artan nötron sayısını gösterir, bu nedenle yatay olarak hareket ederken her kutu farklı bir izotoptur ve y eksenini artan proton sayısını gösterir, bu nedenle dikey olarak hareket ederken her sıra farklı bir elementtir. Her kutu, doğal olarak veya laboratuvarında görülen yaklaşık 3000 kararlı ve radyoaktif izotoptan birini temsil eder. Başlıca güneş sistemi bollukları, güneş sistemimizde bulunan her bir elementin göreceli miktarlarıdır. Bu bolluklar, bilim insanlarının simülasyonları çalıştırırken teoriyle karşılaştırmak için kullandığı astrofiziksel kavramlardır. Güneş sistemi bolluklarının ölçümleri ya güneş fotosferini ölçerek ya da belirli meteorit türlerine bakarak yapılır. Bu bollukları ölçmek,

genel bileşim büyük ölçüde değişmediğinden, bilim adamlarına, güneş sistemimizin çöken bir bulutsu olarak oluşumu sırasındaki element bolluğu için bir ölçüm sağlar. İzotopik bolluklar, karasal izotop oranları kullanılarak element bolluklarından hesaplanır (Palmisano, 2022). Şekil 2.6'da kütle numarasının bir fonksiyonu olarak element bolluklarını göstermektedir.



Şekil 2.6. 10^6 Si atomlarına normalize edilmiş kütle sayısının bir fonksiyonu olarak toplam güneş sistemi element bollukları. S prosesi (dolu daireler), r prosesi (kareler) ve p prosesi (açık daireler) olarak ağır izotopların bolluk dağılımı (Olivas-Gomez, 2020)

Big Bang sırasında hidrojen, helyum ve bir miktar lityum oluşturuldu, hala en bol bulunan elementlerdir ancak; lityum, berilyum ve bor, büyük tesir kesitlerine sahip reaktif elementler oldukları için dezavantajdır. Bu elementlerin parçalanma olayları ve galaktik kozmik ışınlarla etkileşim yoluyla oluştuğu düşünülmektedir. Kütle olarak yukarı doğru hareket edildiğinde, demir elementine kadar bollukta genel bir azalma olur. Bu kütle bölgesindeki elementler, yıldızlarda yüklü parçacık nükleer reaksiyonları yoluyla oluşur ve bolluktaki genel azalma, kütle arttıkça artan Coulomb itmesinden kaynaklanır. Demir piki, bu elementlerin enerjik olarak en kararlı olması nedeniyle ortaya çıkar. Demirden daha yüksek kütleyle sahip elementler, yıldızlarda nötron yakalama ve γ kaynaklı süreçler gibi çeşitli patlayıcı süreçlerde oluşturulur. Tablo 2.2'de p çekirdekleri ve izotopik bollukları listelenmiştir.

Tablo 2.2. P çekirdeği olarak adlandırılan 35 tane çekirdek listesi. S prosesin katkısı ile ^{180}Ta ve ^{180}W çekirdekleri oluşmuş olup; 10^6 Si çekirdek bolluklarına göre normalize edilmiştir (Kiss, 2008)

Nükleon	Z	Solar Sistem Bolluğu (Si= 10^6)	İzotopik Bolluk (%)	Nükleon	Z	Solar Sistem Bolluğu (Si= 10^6)	İzotopik Bolluk (%)
^{74}Se	34	$5,5 \cdot 10^{-1}$	0,88	^{132}Ba	56	$4,53 \cdot 10^{-3}$	0,1
^{78}Kr	36	$1,53 \cdot 10^{-1}$	0,34	^{138}La	57	$4,09 \cdot 10^{-4}$	0,09
^{84}Sr	38	$1,32 \cdot 10^{-1}$	0,56	^{136}Ce	58	$2,16 \cdot 10^{-3}$	0,19
^{92}Mo	42	$3,78 \cdot 10^{-1}$	14,84	^{138}Ce	58	$2,84 \cdot 10^{-3}$	0,25
^{94}Mo	42	$2,36 \cdot 10^{-1}$	9,25	^{144}Sm	62	$8,0 \cdot 10^{-3}$	3,1
^{96}Ru	44	$1,03 \cdot 10^{-1}$	5,52	^{152}Gd	64	$6,6 \cdot 10^{-4}$	0,2
^{98}Ru	44	$3,50 \cdot 10^{-2}$	1,88	^{156}Dy	66	$2,21 \cdot 10^{-4}$	0,06
^{102}Pd	46	$1,42 \cdot 10^{-2}$	1,02	^{158}Dy	66	$3,78 \cdot 10^{-4}$	0,1
^{106}Cd	48	$2,01 \cdot 10^{-2}$	1,25	^{162}Er	68	$3,51 \cdot 10^{-4}$	0,14
^{108}Cd	48	$1,43 \cdot 10^{-2}$	0,89	^{164}Er	68	$4,04 \cdot 10^{-3}$	1,61
^{113}In	49	$7,9 \cdot 10^{-3}$	4,3	^{168}Yb	70	$3,22 \cdot 10^{-4}$	0,13
^{112}Sn	50	$3,72 \cdot 10^{-2}$	0,97	^{174}Hf	72	$2,49 \cdot 10^{-4}$	0,16
^{114}Sn	50	$2,52 \cdot 10^{-2}$	0,66	^{180}Ta	73	$2,48 \cdot 10^{-6}$	0,01
^{115}Sn	50	$1,29 \cdot 10^{-2}$	0,34	^{180}W	74	$1,73 \cdot 10^{-4}$	0,13
^{120}Te	52	$4,3 \cdot 10^{-3}$	0,09	^{184}Os	76	$1,22 \cdot 10^{-4}$	0,02
^{124}Xe	54	$5,71 \cdot 10^{-3}$	0,12	^{190}Pt	78	$1,7 \cdot 10^{-4}$	0,01
^{126}Xe	54	$5,09 \cdot 10^{-3}$	0,11	^{196}Hg	80	$5,2 \cdot 10^{-4}$	0,15
^{130}Ba	56	$4,76 \cdot 10^{-3}$	0,11				

3. NÜKLEER REAKSİYON MEKANİZMALARI

3.1. Nükleer Reaksiyonlar

Nükleer reaksiyonlar; fizik ve kimyanın birçok alanında önemli uygulama alanlarına sahiptir. Nükleer yapıyı incelemek ve nükleer reaktörler veya yıldız nükleosentezinde olduğu gibi nükleer reaksiyonları anlamak ve tanımlamak için kullanılabilirler. Nötron kaynaklı nükleer reaksiyonlara dayanan aktivasyon analizi, çeşitli malzemelerin elementel bileşimini belirlemek için kullanılabilir. Nükleer reaksiyonlar, izotop üretimi ve süper ağır elementlerin incelenmesinin temelidir. Nükleer reaksiyonlar, genellikle hafif bir parçacık ve ağır bir çekirdek olan hızlandırılan parçacık, hedef ve reaksiyon ürünleri ile tanımlanır (Kmak, 2021). Bir çekirdek, bir gama ışını ile bombardıman edildiğinde; uyarılmış çekirdek, uyarma enerjisine sahip herhangi bir bileşik çekirdek gibi davranır. Nükleer seviye ve yarı ömür tanımlamaları, nükleon bağlanma enerjisi belirlemeleri, malzeme analizi, radyasyondan korunma uygulamaları, dozimetri, soğurulan doz değerlendirmesi, aktivasyon analizi, radyasyon taşıma analizleri, fisyon ve füzyon reaktörlerinin fiziği, nükleer atık dönüşümleri ve astrofiziksel olarak element oluşumlarını anlama süreçleri bu tür çalışmalara örnek olarak verilebilir (Akkoyun, 2014). Bir nükleer reaksiyon genel olarak Denklem (3.1) ile;



veya daha kısa bir gösterimle $X(x,y)Y$ şeklinde ifade edilir. Burada; ${}_Z^nx$ gelen parçacık, ${}_Z^NX$ hedef çekirdek, ${}_{Z-b}^{n-a}y$ ve ${}_{Z+b}^{N+a}Y$ reaksiyon son ürünler kümesi, Q ise reaksiyon sonrası açığa çıkan ya da reaksiyonun başlaması için gereken enerji olup reaksiyonun " Q değeri" olarak bilinir. Q değerinin işareti, reaksiyonun ekzoerjik ($Q>0$; enerji açığa çıkar) veya endoerjik ($Q<0$; enerji alır) bir reaksiyon olup olmayacağını belirtir. Endoenerjik süreçlerde net bir enerji açığı olduğu için, bu reaksiyonları başlatmak için gereken belirli bir miktarda enerji vardır ve bu enerji eşik (E_{th} threshold) enerjisi olarak bilinir ve Denklem (3.2) ile verilir;

$$E_{th} = Q = [m_x + m_X - (m_y + m_Y)]c^2 \quad (3.2)$$

burada m_x , ve m_X kütleleri gelen ve hedef çekirdeğin kütleleridir. Gelen parçacığa kinetik enerji şeklinde E_{th} 'den daha büyük bir enerji verilmesi gerektiğinden, nükleer reaksiyonlar; gelen parçacık enerjisinin E_p 'ye göre reaksiyon çeşitleri (Parashari, 2018);

- $E_p < 0,2 \text{ MeV} \rightarrow$ Elastik saçılma ve yakalama (bileşik nükleon reaksiyonu)
- $0,2 < E_p < 4 \text{ MeV} \rightarrow$ Ayrık durumlara esnek olmayan saçılma (bileşik ve direkt reaksiyonlar)
- $E_p > 4 \text{ MeV} \rightarrow$ Denge öncesi reaksiyonlar
- $E_p > 8 \text{ MeV} \rightarrow$ Çoklu bileşik emisyonları
- $E_p > 40 \text{ MeV} \rightarrow$ Çoklu denge öncesi reaksiyonları

bağlı olarak sınıflandırılabilir. Bilindiği üzere bir atom; çekirdeğinde pozitif yüklü proton, yüksüz nötronlar ve çekirdek etrafında elektron yükleri bulunduran bir yapıdır. Dolayısıyla; eğer gelen parçacık yüklüyse nükleer reaksiyonun meydana gelebilmesi için, hızlandırılan parçacıklar hedefin Coulomb duvarını aşmaları gerekir. Bunu sağlamak için parçacıklar, parçacık hızlandırıcıları ile hızlandırılabilir. Parçacık hızlandırıcısı kullanılarak oluşturulan ilk nükleer reaksiyon Denklem (3.3) ile verilmiştir;



olup bu reaksiyonu gözlemleyen Cockcroft ve Walton tarafından yapılmıştır. Bir hedef çekirdek, hızlandırılan parçacıkla bombardıman edildiğinde oluşabilecek etkileşme çeşitleri şu şekilde özetlenebilir;

Esnek saçılma: Bu etkileşme türünde, reaksiyona giren parçacık enerjisi değişmeden hedeften saçılır. Örnek reaksiyon Denklem (3.4) 'teki gibi gösterilebilir;



Esnek olmayan saçılma: Hızlandırılan parçacığının enerjisi, hedef çekirdeğin Coulomb potansiyelini aşabilecek kadar güçlüyse hem hedef çekirdek hem de gelen parçacık uyarılabilir. Gelen parçacığın enerjisinin bir kısmı, hedef çekirdeğin uyarılmış durumlarına aktarılır. Denklem (3.5) bu reaksiyon türüne örnek olarak;



saçılması verilebilir.

Parçalanma reaksiyonları: Eğer hızlandırılan çekirdek kompleks bir çekirdekse, reaksiyon sırasında iki veya daha fazla bileşene ayrılabilir. Yani, gelen çekirdek $a=x+y$ şeklinde iki parçacığa bölünebilir. Bu tür reaksiyonlar, $A(a,xy)A$ veya hedef parçacık uyarılırsa $A(a,xy)A^*$ Denklem (3.6) 'daki gibi yazılabilir;



Transfer reaksiyonları: Hızlandırılan parçacıktan hedefe veya hedeften hızlandırılan çekirdeğe nükleon transferi olan reaksiyonlar, transfer reaksiyonları olarak adlandırılırlar. Örneğin; döteron soyma reaksiyonu olarak bilinen $A(p,d)B$ reaksiyonunda, hızlandırılan çekirdekten bir nükleon hedef çekirdeğe aktarılmıştır. Örnek olarak Denklem (3.7) 'deki reaksiyon gösterilebilir;



Yakalama reaksiyonları: Bu reaksiyonlarda, hızlandırılan çekirdek hedefle birleşerek uyarılmış yeni bir çekirdek oluşturur. Oluşan yeni çekirdek, γ ışını yayınlayarak kararlı hale geçer. Örnek olarak Denklem (3.8) 'deki;

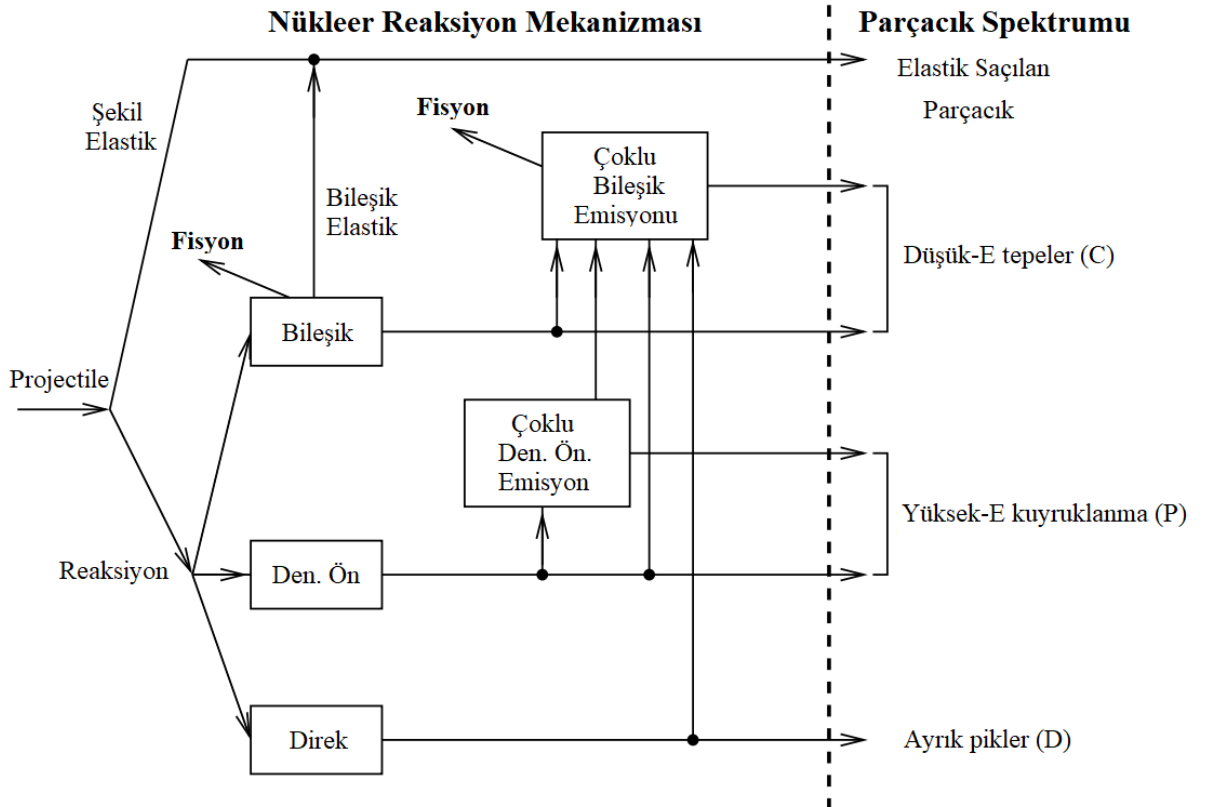


reaksiyonu verilebilir.

Nükleer reaksiyon çalışmaları için iki önemli husus vardır. Bunlardan birincisi, farklı nükleer reaksiyonların meydana geldiği koşullar olup; bir nükleer reaksiyon sonrası açığa çıkacak parçacıklar ve etkileşimler genellikle tahmin edilebilir ancak nükleer reaksiyonun meydana gelmesi için gereken şartların dikkate alınması gereklidir. İkincisi ise; gelen parçacığın hedef tarafından soğurulma ihtimalinin belirlenmesidir. Bu, reaksiyonun gerçekleşme olasılığını tanımlar ve tesir kesiti olarak adlandırılır (Özdoğan, 2018). Yüklü parçacıkların neden olduğu nükleer reaksiyonların tesir kesitleri hem temel araştırma hem de uygulamalarda, özellikle tıbbi izotopların üretimi (Colombi, 2021) ve teorik nükleer modellerin geçerliliğinin test edilmesi için çok önemli bir rol oynar (Do, 2021).

Nükleer reaksiyonlar oluşum mekanizmasına göre; saçılma reaksiyonları ve çekirdek reaksiyonları olarak iki grupta incelenir. Çekirdek reaksiyonları ise, denge öncesi reaksiyonlar, direkt reaksiyonlar ve bileşik çekirdek reaksiyonları olmak üzere 3 gruba ayrılır. Bileşik çekirdek, doğrudan ve denge öncesi emisyon, reaksiyon mekanizmasını anlamak için kullanılan farklı modeller ve bu süreçleri anlamak için gereken optimum parametrelerdir. Bu nedenle, ölçülen deneysel verilerin doğruluğunu artırmak ve bu reaksiyon modellerini anlamak önemlidir (Singh, 2022).

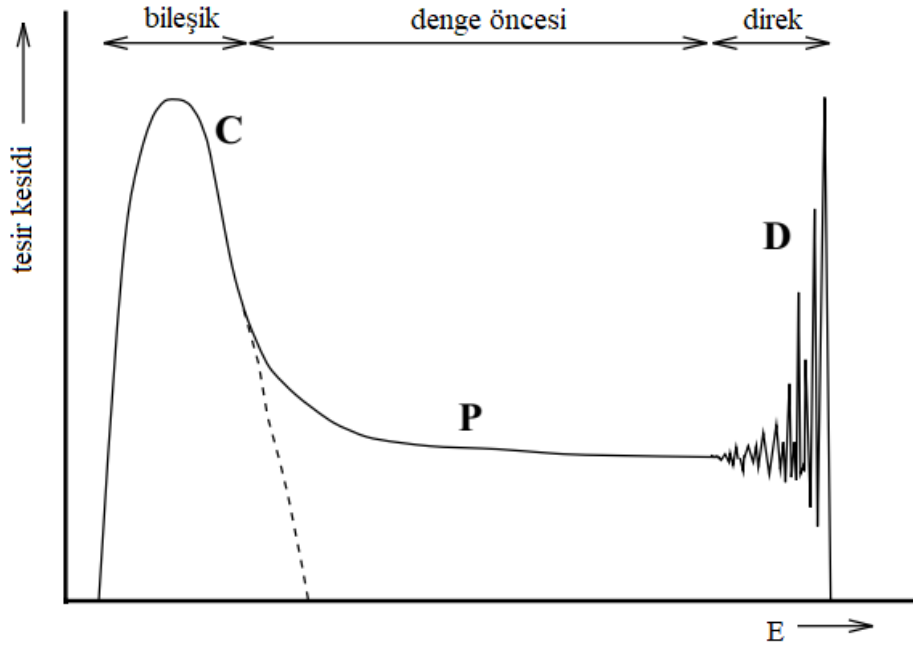
Nükleer reaksiyonlar, meydana geldikleri zaman ölçeğine göre direkt, denge öncesi ve bileşik reaksiyonlar gibi üç kategoride sınıflandırılabilir. Direkt reaksiyonlarda gelen parçacıklar, ilk olarak hedef çekirdeğin yüzeyi ile etkileşime girer. Direkt reaksiyonlar azaltılmış bileşik oluşum olasılığı nedeniyle, birkaç on MeV'nin üzerindeki etkileşim enerjilerinde direkt reaksiyonların önemli olduğu iyi bilinmektedir (Rauscher, 2013). Genel nükleer reaksiyon mekanizmaları Şekil 3.1 'de gösterilmektedir.



Şekil 3.1. Bir nükleer reaksiyonun ve giden parçacık spektrumlarının tanımlanmasında direkt, denge öncesi ve bileşik süreçlerin rolü (Koning, 2021)

Nükleer reaksiyonların modellenmesi ve genel teorisi birkaç yolla verilebilir. En yaygın sınıflandırma zaman skalası ifadesidir; kısa zaman skalasında direk reaksiyonlar uzun zaman aralıklarında nükleer bileşik prosesi oluşurken, ara zaman skalasında denge öncesi proses oluşur. Başka bir sınıflandırma olarak; bir veya iki direk reaksiyondan oluşan denge öncesi iç nükleer (intranuclear) ve bileşik reaksiyonların çarpışmalarının sayısı olarak verilebilir. Bunun sonucunda, çarpışma sayısı ile giriş-çıkış kanal çifti arasında bağlantı azalır ve nükleer reaksiyon teorisi istatistiği çarpışmaların artmasıyla artar.

Denge-öncesi reaksiyon modelleri; 10-60 MeV enerjili proton, nötron ve alfa parçacıkları ile oluşturulan reaksiyonlarda enerji spektrumunun yüksek enerji bölgesini açıklamakta başarılıdır. Fakat yine de bu modeller yayınlanan parçacıkların açılal dağılımlarını kestirmede çok başarılı değildir. Özellikle, 10 MeV'in üzerindeki gelme enerjilerinde denge-öncesi bileşeni nükleer reaksiyonlara ihmal edilmeyecek katkıda bulunur. Denge-öncesi modeller 200 MeV'in altındaki nükleer tesir kesitlerinin modellenmesinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu modeller çıkan parçacık spektrumunun yüksek enerji bölgesindeki durumunu yeterince açıklamayı sağlamıştır. Bileşik reaksiyonlar birbirini takip eden iki aşamada gerçekleşir. Hızlandırılan parçacığın enerjisine göre reaksiyon ürünlerinde bu reaksiyon mekanizmalarının rolü Şekil 3.2'de gösterilmektedir.



Şekil 3.2. Giden bir parçacık spektrumunun şematik çizimi. Direkt (D), denge öncesi (P) ve bileşik (C) mekanizmalarının katkıda bulunduğu enerji bölgeleri belirtilmiştir. Kesikli bölge sadece bileşik katkısını ifade eder (Koning, 2017)

İlk adımda, hedef ve hızlandırılan parçacıkları birleşerek bileşik çekirdeği oluşturur. İkinci adımda, bileşik çekirdeğin bozunması, ürün çekirdeğini ve parçacığını oluşturur. Nükleer reaksiyon mekanizmaları arasındaki bu ayrım, nükleer dalga fonksiyonlarının açık ve kapalı konfigürasyonlara bölünmesi yoluyla daha uygun bir şekilde elde edilebilir. Toplam nükleer reaksiyon, özellikle çoklu parçacık emisyonundan kaynaklanan, daha yüksek enerjilerde, bir dizi artık çekirdek içerebilir. Tüm bu artık nüklidlerin, reaksiyon zinciri boyunca uygun şekilde dikkate alınması gereken kendi ayırma enerjileri, OMP'ler, seviye yoğunlukları, fisyon bariyerleri, SFM vb. vardır. Kuyulardaki titreşim durumlarının kısmi sönümlenmesini tanımlamak için karmaşık bir fisyon için OMP kullanılarak yumuşak bir geçiş mümkün hale gelir. Bu modelde fisyon, ya bariyerden doğrudan iletimle ya da izomerik kuyularda absorpsiyondan sonra fisyon kanalına yeniden emisyon yoluyla gerçekleşir (Herman, 2013). Bu reaksiyon zincirinin tamamının uygulanması, TALYS'in omurgasını oluşturur. Program, reaksiyon zincirindeki herhangi bir sayıda nüklid için olası tüm nükleer model bileşenlerinin açık ve kolay bir şekilde dahil edilmesini sağlayacak şekilde yazılmıştır.

Tüm bu zincirde hedef ve birincil bileşik çekirdeğin özel bir statüsü vardır, çünkü bunlar tüm reaksiyon mekanizmalarına, yani direkt, denge öncesi, bileşik fisyon ve düşük gelen enerjilerinde bileşik çekirdeğin bozunmasında genişlik dalgalanma düzeltmelerine tabidir. Ayrıca, birkaç MeV'nin altındaki gelen enerjilerde, sadece ikili reaksiyonlar meydana gelir, hedef ve bileşik çekirdek genellikle tüm reaksiyonda yer alan sadece iki çekirdektir. Tarihsel olarak, teorik yöntemlerin çoğu, temel olarak geçerlilikleri ve nükleer yapı ile ilişkileri, özel ölçümlerle en iyi şekilde test edilebildiğinden, ikili reaksiyonlar için geliştirilmiştir.

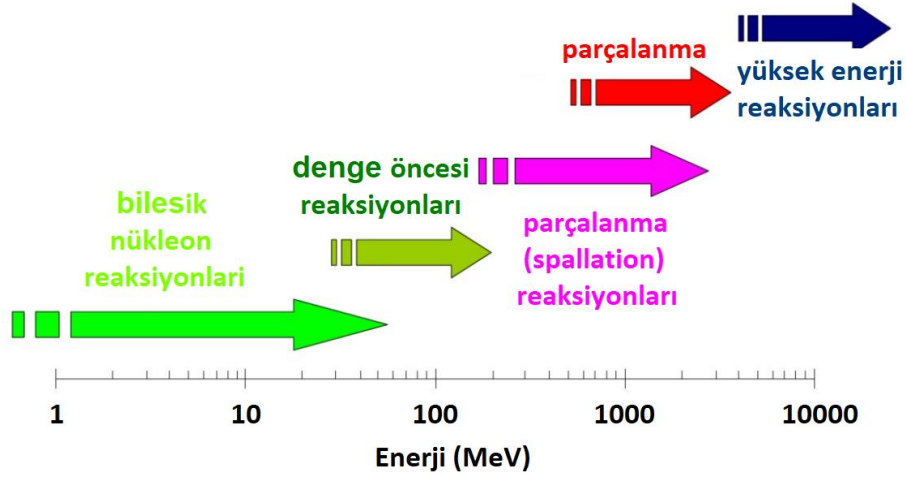
Fermi enerjisi, üzerindeki parçacık ve altındaki hole sayısı olarak sınıflandırılır. Emisyon oranları, bileşik nükleer teoride olduğu gibi, seviye yoğunluk oranları ile formüle edilir. Bu uyarılara eksitonlar denir. Bu tür durumların işgal olasılıkları, istatistiksel dengeye ulaşılan kadar zamana bağlı bir şekilde ele alınır. Bu nedenle, bu modellere denge öncesi modeller denir. 10 MeV üzerinde gelen parçacık enerjileri, istatistiksel dengeye ulaşılmadan önce, direkt reaksiyon sürecinden sonra parçacık emisyonu meydana gelebilir. Bu tip reaksiyon, denge öncesi reaksiyonu olarak kabul edilir. Denge öncesi reaksiyonu, parçacık ve hol sayılarının toplamı olan eksiton sayısı ile karakterize

edilmiştir. İki parçacıklı eksiton modeli, denge öncesi reaksiyonu açıklayan Griffin Exciton modelinin değiştirilmiş uyarlamasıdır. Eksiton modelinde, eksiton ve hol sayıları proton veya nötron olarak ayırt edilmez. Açıkçası Griffin'in modeli, çok adımlı bir reaksiyon sürecinin zamana bağlı bir tanımını sunar. Ancak iki parçacıklı eksiton modeli, proton ve nötronlar için parçacık ve hol sayılarını ayrı ayrı dikkate alır. Hibrit model, Fermi–Gas ve Griffin Exciton modellerinin temel tanımlarının bir arada yorumlanmasıyla ortaya çıkmıştır. Griffin modelinde olduğu gibi, hibrit model tek parçacık durumlarını eşit mesafe dağılımı olarak ele alır (Özdoğan, 2013; Kaplan, 2020; Ali, 2020; Machner, 2021; Acharya, 2022).

TALYS, Koning ve Duijvestijn tarafından açıklanan iki bileşenli eksiton modelini (EM) takip ederek tek parçacıkların denge öncesi emisyonunu tanımlar ve 200 MeV'ye kadar enerjilere sahip reaksiyonların tahmininde başarılı olduğu kanıtlanmıştır. Ara enerji hızlandırıcısında karşılaşılan enerjilerde, bileşik nükleer proses ve denge öncesi emisyonların nispi katkısı, uyarma fonksiyonunun şeklini belirlemede önemli bir rol oynar (Kumar, 2021). Ancak bu fenomenolojik model, giriş veya çıkış kanallarında karmaşık parçacıklara sahip reaksiyonları açıklayamaz. Kalbach EM'yi desteklemek için fenomenolojik bir model önerdi; bu model, 90 MeV'ye kadar olan deneysel verilere dayanmaktadır (nötron kaynaklı reaksiyonlar durumunda 63 MeV). Koning çalışmasında 200 MeV'ye kadar LCP üretimini tahmin etmede EM'yi tamamlamak için TALYS koduna Kalbach sistematiğini dahil etti (Bevilacqua, 2011).

Reaksiyon Mekanizmaları

Gelen parçacık 1 keV ile birkaç yüz MeV enerji aralığında iken, nükleer reaksiyon mekanizmasının önemi, gelen enerjinin değiştirilmesiyle ortaya çıkar ve kaybolur. Şimdi tipik olarak çeşitli enerji bölgelerinde geçerli olan parçacık bozunma şemasını tanımlayacağız. Yüklü parçacıklar için Coulomb bariyeri nedeniyle, düşük enerjili reaksiyonlar tartışmasının genellikle gelen nötronlarla ilgili olduğu açıktır. Bununla birlikte, genel olarak, aşağıdakiler, gelen yüklü parçacıklara genelleştirilebilir. Her paragraf başlığında bahsedilen enerji aralıkları, tipik bir orta kütle çekirdeği için geçerli olan yardımcı göstergeler olarak kastedilmektedir. Şekil 3.3'te reaksiyon modunun enerjiye bağımlılığı gösterilmektedir.



Şekil 3.3. Reaksiyon modunun enerjiye bağımlılığı (Tutuc, 2009)

1000MeV enerji bölgesine karşılık gelen spallation teriminin tanımı, Nuclear Physics Academic Press'te; yüksek enerjili, gelen parçacık çekirdeğin üçten fazla parçacık fırlatmasına neden olduğu, böylece hem kütle numarasını hem de kütesini değiştirdiği bir tür nükleer reaksiyon olarak tanımlanmaktadır.

Nükleer Özellikler

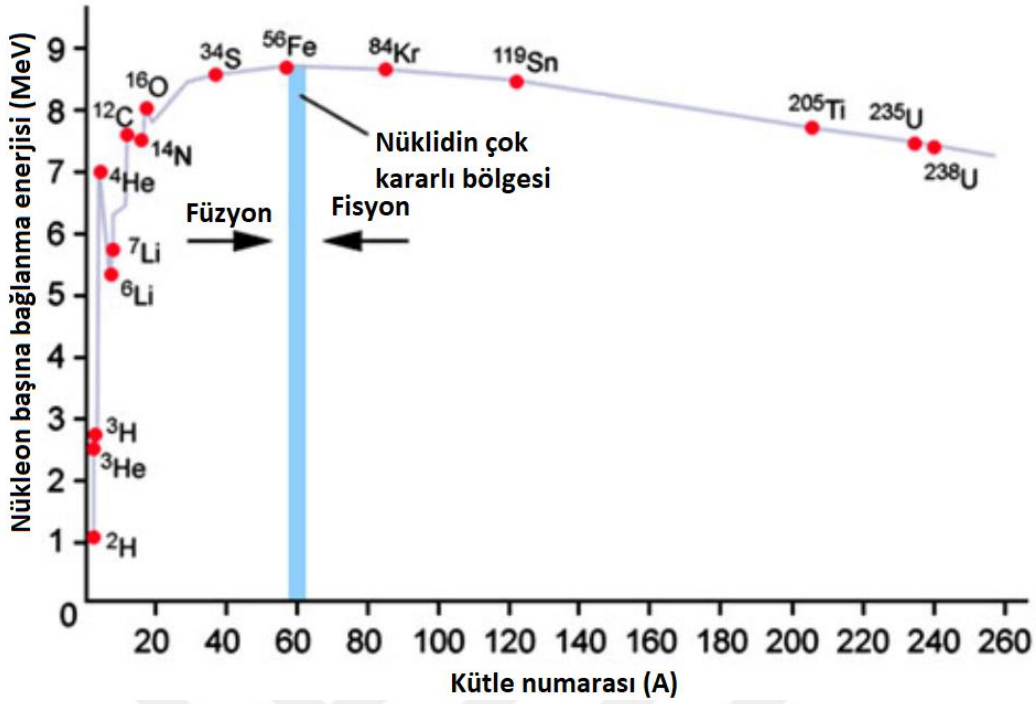
Kütle bir çekirdeğin en temel niceliklerinden biridir. Bununla birlikte, bir çekirdeğin toplam kütle ölçümleri, bunun sadece parçalarının toplamı olmadığını ve bunun yerine daha az miktarda olduğunu gösterdi. Bir çekirdeğin kütlesi Denklem (3.9)'daki gibi;

$$m_{nuc} = Zm_p + Nm_n - \Delta m \quad (3.9)$$

yazılabilir. Burada m_{nuc} nükleon kütlesi, m_p proton kütlesi, m_n nötron kütlesi ve Δm kütle eksikliği. Kütle eksikliği ya da kütle yokluğu Einstein tarafından önerilen enerji olarak yazılabilir. Bu enerji, çekirdeği serbest nükleonlara ayırmak için gereken veya verilen çekirdek bir araya geldiğinde salınan enerji miktarına karşılık gelir. Bu enerji bağlanma enerjisi olarak da bilinir ve Denklem (3.10)'daki gibi yazılabilir;

$$B.E. = (Zm_p + Nm_n - m_{nuc})c^2 \quad (3.10)$$

Burada c ışık hızıdır. Şekil 3.4'te kütle fonksiyonu olarak nükleon başına bağlanma enerjisi gösterilmektedir.



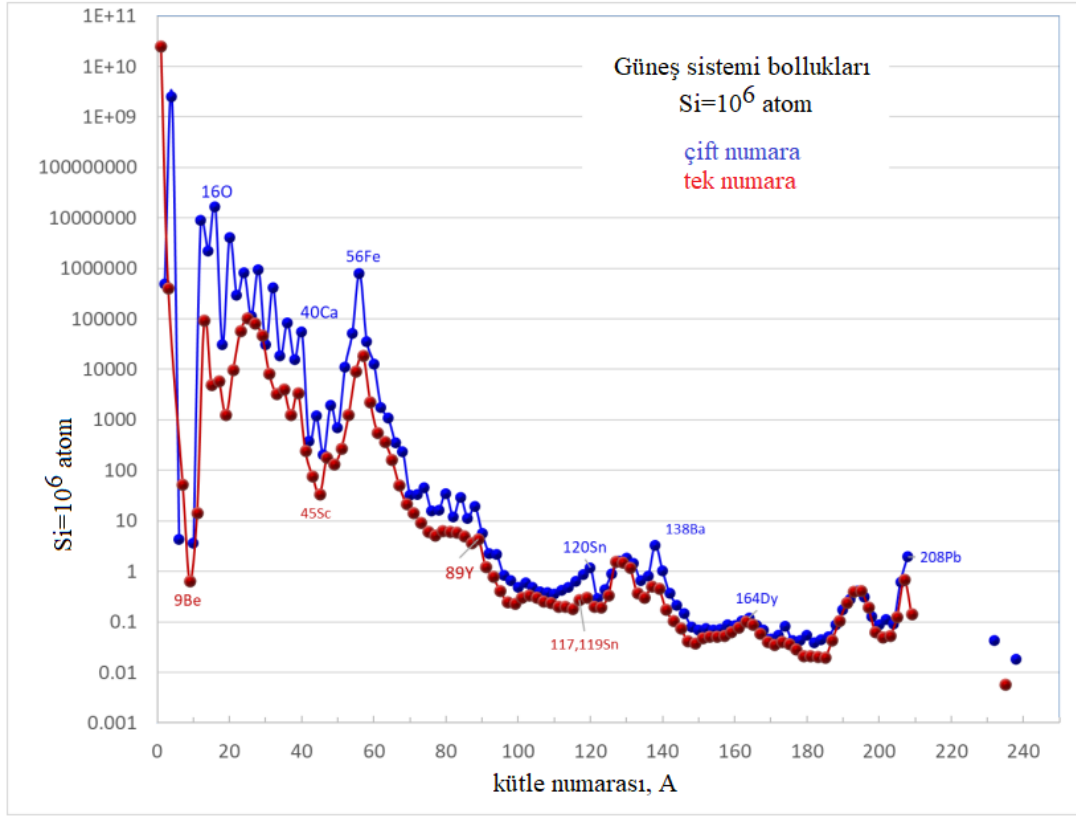
Şekil 3.4. Kütlenin fonksiyonu olarak nükleon başına bağlanma enerjisi (Lépine-Szily, 2012)

Genel eğilim demir bölgesinde pik oluşmasına kadar bağlanma enerjilerinde üstel bir artışa sahiptir ve sonradan yavaş yavaş azalır. Çoğu bağlanma enerjisi nükleon başına 7-9 MeV civarındadır. Reaksiyona giren çekirdekler, reaksiyon ürünlerinden daha düşük bir bağlanma enerjisine sahip olduğunda nükleer enerji açığa çıkar. Bu nedenle, bir yıldızın enerji üretmesi için ya demir pik noktasına ulaşana kadar füzyona uğrayabilir ya da demir pik noktasından sonra fisyonla uğrayabilir.

Nükleer reaksiyonun enerjisi, reaksiyondaki çekirdeklerin kütlelerinden de ölçülebilir. $A+a = B+b$ şeklinde yazılan bir nükleer reaksiyon için, kütle ve enerji ilişkili olduğundan, bu reaksiyonun enerji farkı veya Q değeri Denklem (3.11)'deki gibi yazılabilir;

$$Q = (m_{başlangıç} - m_{final})c^2 = (m_A + m_a)c^2 - (m_B + m_b)c^2 \quad (3.11)$$

burada m kütledir. Pozitif Q değerlerine sahip reaksiyonlar ekzotermiktir ve enerji açığa çıkartırken, negatif Q değerlerine sahip reaksiyonlar endotermiktir ve enerji gerektirir. Güneş sisteminde izotopların bollukları birbirinden farklı olup, Şekil 3.5 bağlı izotop bolluklarını göstermektedir.



Şekil 3.5. Kütle sayısının bir fonksiyonu olarak izotopların bolluğu. Çift numaralı nüklidler mavi, tek numaralı nüklidler kırmızı renkte gösterilmiştir (Lodders, 2020)

3.1.1. Direkt Reaksiyonlar

Direk reaksiyonlar, çekirdek sınırlarında kısa süreli temaslar ile gerçekleşmektedir. Enerji ve madde aktarım miktarı küçüktür. Bunun yanında reaksiyonlar hızlı bir şekilde gerçekleşmektedir. Ürün parçacıkların açısal dağılımı genellikle ileri yönde pik yapar. Direkt reaksiyonlar diğer reaksiyonlara göre çok daha kısa sürede (10^{-22} s) gerçekleşir. Direkt reaksiyonlarda, düşük açılarda tesir kesitleri pik yaparken, büyük açılarda ise şiddetleri düşmektedir. Direkt reaksiyonlar genellikle yüksek enerji değerlerinde görülmektedir. Bileşik çekirdek reaksiyonları, merkez veya merkeze yakın yerlerde meydana gelen bir çarpışma çeşididir. Çarpışmaların birbirinden bağımsız evrelerden oluştuğu düşünülmektedir. Çarpışmanın başında gelen parçacık ve hedef çekirdek birbiriyle birleşir ve sonrasında bileşik sistem içerisinde nükleon-nükleon etkileşimleriyle birçok nükleon arasında enerji paylaşılır. Nükleonlardan biri kaçacak enerjiyi bulduğu zaman süreç tersine işlemeye başlar. Direkt reaksiyonlara göre daha uzun (10^{-18} s'den daha fazla) bir sürede gerçekleşmektedir. Bileşik reaksiyonlarda son oluşan ürünler ilk gelen

ürünlerden bağımsız bir şekilde alınan enerjiye bağlı oluşur. Bileşik çekirdek reaksiyonları gelen parçacığın çekirdekten kaçma şansının daha küçük olduğu 10 MeV ile 20 MeV enerji aralıklarında daha iyi çalışmaktadır. Bu yüzden düşük enerji seviyelerinde bileşik reaksiyonlar daha fazla görülür (Zengin, 2020).

Direkt reaksiyonlarda, sadece küçük bir nükleon grubu reaksiyonun bir parçası olur hedefin geri kalan nükleonları, sadece pasif izleyiciler olarak kabul edilir. Reaksiyonu direkt olarak nitelendirmek için hem hedef çekirdeğin hem de transfer edilen kümenin içyapısının reaksiyon tarafından bozulmamış olması gerekir. Artık çekirdek, basitçe kümenin ve hedef çekirdeğin temel durumunun birleştirilmesidir. Saçılma için Schrödinger dalga denklemi Denklem (3.12)'deki gibi;

$$(\nabla^2 + k^2)\psi(r) = \frac{2\mu}{\hbar^2} V(r)\psi(r) \quad (3.12)$$

olup, burada $k^2 = 2\mu E/\hbar^2$ ve saçılma denkleminin çözümü Denklem (3.13)'teki gibi yazılabilir;

$$\psi(r) \approx e^{ik_i r} - \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \frac{e^{ikr}}{r} \int e^{-ik_f r'} V(r') \psi(r') d^3 r' \quad (3.13)$$

burada k_i , gelen parçacığın yönü boyunca $|r - r'| \cong r$ olacak şekilde seçilir. Son denklem, (θ, φ) yönünde saçılan gelen dalganın oranını ölçen saçılma genliği $f(\theta, \varphi)$ cinsinden Denklem (3.14) 'teki gibi elde edilebilir;

$$\psi(r) \approx e^{ikz} + f(\theta, \varphi) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (3.14)$$

bu denklem saçılma dalga fonksiyonunun uzun mesafelerdeki asimptotik şeklidir. Denklem (3.13) ve (3.14) karşılaştırıldığında, saçılma genliği Denklem (3.15)'teki gibi yazılır;

$$f(\theta) = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int e^{-ik_f r'} V(r') \psi(r') d^3 r' \quad (3.15)$$

bu ifade bilinmeyen fonksiyona $\psi(r')$ bağlı olan saçılma genliği için çözümdür. Birinci Born yaklaşımında $\psi(r')$, Schrödinger denkleminin homojen kısmının çözümü olan Denklem (3.16)'daki gibi bir düzlem dalga fonksiyonu ile değiştirilir (Calderon, 2011);

$$f(\theta) \approx -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int e^{-ik_f r'} V(r') e^{ik_i r'} d^3 r' \quad (3.16)$$

burada momentum transfer vektörü $q = k_i - k_f$ ve küresel harmonikler düzlem dalga cinsinden Denklem (3.17)'te verilen;

$$e^{iqr'} = \sum_{\ell=0}^{\infty} i^{\ell} (2\ell + 1) j_{\ell}(qr') P_{\ell}(\cos \theta') \quad (3.17)$$

denklemini elde edilir. Burada $P_{\ell}(\cos \theta') = \sqrt{\frac{4\pi}{(2\ell+1)}} Y_{\ell 0}(\theta')$, $(\cos \theta')$ 'da Legendre polinomudur ve j_{ℓ} , sıradan Bessel fonksiyonu ile ilgili küresel Bessel fonksiyonu Denklem (3.18)'deki gibi yazılabilir (Gottfried, 2003);

$$j_{\ell}(\rho) = \sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} J_{\ell+\frac{1}{2}}(\rho) \quad (3.18)$$

bu denklemde, $\rho \rightarrow \infty$ ve $\rho \rightarrow 0$ 'da j_{ℓ} Denklem (3.19a) ve Denklem (3.19b)'deki gibi asimptotik davranış sergiler;

$$j_{\ell}(\rho) \sim \frac{1}{\rho} \sin\left(\rho - \frac{\ell\pi}{2}\right), \quad \rho \rightarrow \infty \quad (3.19a)$$

$$j_{\ell}(\rho) \sim \frac{\rho^{\ell}}{(2\ell+1)!}, \quad \rho \rightarrow 0 \quad (3.19b)$$

sonucu basitleştirmek için potansiyel, nükleer yüzeydeki bir delta fonksiyonu ile yaklaşık olarak Denklem (3.20)'deki gibi hesaplanabilir;

$$V(r') = V_0 \delta(r' - R) \quad (3.20)$$

burada R artık nükleonun yarıçapıdır. Küresel harmoniklerin ortonormallik koşullarını kullanarak, saçılma büyüklüğü Denklem (3.21)'deki;

$$f(\theta) = -\frac{2\mu}{\hbar^2} V_0 \sum_i i^{\ell} \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi}} j_{\ell}(qR) \delta_{\ell\ell_t} = -\frac{2\mu}{\hbar^2} V_0 i^{\ell} \sqrt{\frac{2\ell_t+1}{4\pi}} j_{\ell_t}(qR) \quad (3.21)$$

ifadesi elde edilir. Deneylerde, tipik olarak ölçülen şey, gelen bir parçacık akışı göz önüne alındığında, birim zaman başına saçılan parçacıkların sayısıdır. F_{inc} , gelen parçacık akışı, yani birim alan başına birim zamanda gelen parçacıkların sayısı, N_{sc} , birim zamanda saçılan parçacıkların sayısı olsun. Böylece toplam tesir kesiti Denklem (3.22) ile verilir;

$$\sigma = \frac{N_{sc}}{F_{inc}} \quad (3.22)$$

diğer bir ifadeyle, saçılan parçacıkların sayısı, etkin bir σ alanından geçen akışa eşittir. Birim zamanda, dN_{sc} başına $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ katı açısına saçılan parçacıkların sayısını ölçebiliriz. Diferansiyel tesir kesiti Denklem (3.23)'te verilen;

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{F_{inc}} \frac{dN_{sc}}{d\Omega} \quad (3.23)$$

denklemi ile verilir. Gelen parçacığın hızı v olsun. Gelen düzlem dalga için $|\psi(\vec{r})|^2 = 1$ olacak şekilde normalleştirilmiş dalga fonksiyonu ile v 'de F_{inc} akı ile aynıdır. Ω katı açısında giden parçacıkların sayısı Denklem (3.24)'deki gibi;

$$dN_{sc} = v \lim_{r \rightarrow \infty} |\psi_{sc}(\vec{r})|^2 r^2 d\Omega = v |j_\ell(qR)|^2 d\Omega \quad (3.24)$$

yazılabilir. Son denklemden, direkt reaksiyonlar ve momentum transferi için diferansiyel tesir kesiti Denklem (3.25)'te verilmiş olup;

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim |j_\ell(qR)|^2 \quad (3.25)$$

burada $q \approx 2k \sin(\theta/2)$ 'dir. Saçılma denkleminin çözümüne yaklaşmak için bir düzlem dalga kullanıldığından, sonuç genellikle düzlem dalga Born yaklaşımı sonucu olarak bilinir.

Nükleer reaksiyonlar tek adımlı bir süreçle ilerlemesi mümkündür. Bu tip reaksiyona genellikle direkt yakalama denir. Direkt yakalama, bir reaksiyon tesir kesiti ve dolayısıyla enerjiye göre düzgün bir şekilde değişen bir S faktörü ile karakterize edilir. S faktörünün özellikle dar Gamow pencere enerji aralığında hızlı bir şekilde değişmediği göz önüne alındığında, S faktörünün $S(E) = S(E_0)$ olacak şekilde sabit alınabilir (O'Brien, 2010). Direkt reaksiyonlar; (yakın) küresel nüklidler için DWBA, deforme olmuş nüklidler için birleştirilmiş kanallar, tek çekirdekler için zayıf eşleme modeli ve ayrıca süreklilikte dev bir rezonans katkısı çeşitli modeller programa dahil edilmiştir. Her durumda TALYS, hesaplamaları gerçekleştirmek için Denklem Çiftleri ve İterasyon Sıraları (Equations Couples en Iterations Sequentielles ECIS-06) kodunu kullanır. Sonuçlar, ayrık durum tesir kesitleri ve açısal dağılımlar veya sürekliliğe katkılar olarak sunulur (Koning, 2017).

TALYS'in ECIS-06 hesaplamalarına katkısı, ayırma enerjilerinin, seviye yoğunluklarının, SFM'lerinin, optik model parametrelerinin ve diğer nükleer özelliklerinin uygun şekilde dahil edilmesinin yanı sıra modern reaksiyon ve bozunma modellerinin uygulanmasıdır (Jones, 2018).

Dev Rezonanslar

Süreklilik spektrumunun yüksek enerjili kısmı genellikle denge öncesi modellerle tanımlanır. Bu modeller tek parçacıklı bir yapıya sahiptir. Süreklilik spektrumunun incelendiğinde, yüksek enerji kuyruğunda, tek parçacık denge öncesi modelinin düzgün background ile açıklanamayan bazı yapılar gözlemlenir. Örneğin, birçok 14 MeV esnek olmayan nötron spektrumu, 6-10 MeV civarında uyarma enerjilerinde küçük bir tümsek gösterir. Bu yapı, dev rezonanslar olarak bilinen çekirdeğin toplu uyarımlarından kaynaklanmaktadır. Esnek olmayan kanaldaki dev rezonansları tanımlamak için makroskobik, fenomenolojik model kullanılır. Gama-kuantumun atom çekirdeği ile etkileşimi özellikle, reaksiyon tesir kesiti, dev dipol rezonansı (Giant Dipole Resonance GDR) olarak adlandırılan bazı önemli özelliklere sahiptir. Çekirdeklerdeki γ -ışınlarının absorpsiyonunun veya emisyonunun çoğu GDR'den kaynaklanır (Orce, 2021). Düşük enerjilerde: GDR, nötronların protonlara karşı toplu salınımının meydana geldiği baskın uyarma mekanizmasıdır. Dev rezonans bölgesinde, gelen foton, hedef çekirdek üzerindeki dipol momentini ile etkileşir ve çekirdek nükleer yapısına bağlı olarak fisyon yayan parçacıklar ve/veya γ ışınları ile uyarımı kaldırır (Vagena, 2017). Maksimumun konumu atom numarasına bağlıdır ve 10-30 MeV aralığındadır. Pikin genişliği 4 ile 15 MeV arasındadır. Bir fotonükleer reaksiyon modeli, ilk fotonükleer uyarma işleminde yer alan farklı reaksiyon mekanizmalarını ve uyarılmış çekirdeğin parçacık ve gama ışını emisyonunu izleyen bozunmasını hesaba katmalıdır. Yaklaşık 30 MeV'nin altında düşük enerjilerde, GDR, nötronların protonlara karşı toplu salınımının meydana geldiği baskın uyarma mekanizmasıdır. Yaklaşık 150 MeV'ye kadar olan daha yüksek enerjilerde, büyük bir dipol momentine sahip bir nötron-proton çifti üzerinde foto soğurma baskın mekanizmadır. Çeşitli teoriler, GDR'yi farklı kavramlarla açıklamaya çalışmaktadır. LDM'nin fenomenolojik teorisinde GDR, çok sayıda nükleonun ortak bir uyarımı olarak modellenir ve iki sıkıştırılmaz, karşılıklı nüfuz eden proton ve nötron sıvılarının salınımları ile tanımlanabilir. GDR'nin anlaşılması, bir sıvı damlası olarak orjinal

hidrodinamik yorumundan bağımsız nükleonlar ve bir artık etkileşim olarak tamamlayıcı kabuk modeli temsiline kadar büyüleyici bir yolu takip eder. Her çekirdeğin şekli, GDR, seviye yoğunluk parametreleri ve seviye yoğunluklarının rotasyonel gelişimi gibi parametreleri etkiler. Bu şekil, temel durum deformasyonu ve çekirdeğin dönmesinin neden olduğu dinamik deformasyonun toplanmasıyla nükleer kodlar tarafından tahmin edilir. Temel durum deformasyonu çekirdeklerin yüksek uyarılma enerjilerinde küresel hale geldiği bilindiğinden, artan nükleer sıcaklıkla sönümlenir (Herman, 2013; Orce, 2021).

Nükleer verilerin birikmesi, GDR genişliğinin çekirdeğin deformasyonuna bağımlılığını hesaba katan yeni modellere ihtiyaç duyulmasına neden oldu. Daha sonra, çekirdeğin yüzeyinin toplu dönme ve titreşim serbestlik derecelerini hesaba katan çekirdek deformasyonlarını tanımlayan dinamik, toplu bir model önerildi. Mikroskobik düzeyde, nükleonların hareketi ortalama alan yaklaşımı içinde tanımlanabilir. Ortaya çıkan enerji seviyeleri, bir atomdaki elektronik kabuklara benzeyen nükleer kabukları oluşturur. Bu model içinde GDR, farklı kabuklar arasındaki geçişlerden kaynaklanmaktadır. İyileştirilmiş bir modelde, ortalama alan yaklaşımında dikkate alınmayan değişim etkileşimleri de göz önünde bulundurulur. Bu modifikasyon, nükleer kabuk yapısını yok etmez, ancak bu durumda, her biri çekirdeğin tek bir serbestlik derecesine karşılık gelen tutarlı durumlardır. Kısmen doldurulmuş dış kabuklara sahip hafif çekirdekler için GDR, farklı kabuklardan geçişlere karşılık gelen birçok bağımsız serbestlik derecesinin uyarılmasına karşılık gelir (Hovhannisyan, 2020).

3.1.2. Denge Öncesi Modeli

Bileşik çekirdek mekanizmasında, bir çekirdek geçici bir denge aşamasına girer ve sonra bozunur, oysa direkt reaksiyon mekanizmasında denge yoktur. Bu süreçte, çekirdek istatistiksel dengeyi tamamlamadan önce reaksiyon ürünlerine bozunur ve bu tür reaksiyonlara denge öncesi süreç denir. 1950'lerde, bileşik çekirdek veya direkt reaksiyon mekanizması ile tam olarak açıklanamayan deneysel veriler bulundu. Bu veriler ılımlı enerji aralığındaydı. Bu iki durum arasında, yani ön denge arasında başka bir mekanizma türü olabileceğini öne sürüyor. Bu mekanizma, çekirdeğin bir dizi uyarılmış duruma geçtiğini ve çekirdekte karmaşık bir enerji yapısı oluşturduğunu, ancak belirli bir açılal momentum ile istatistiksel olarak kararlı bir aşamaya geçmeden önce bozulduğunu öne

sürüyor. Bu mekanizma Griffin (1966) ve Kalbach'ın (1973) sırasıyla hibrit model ve eksiton modeli olarak adlandırılan iki yarı klasik modeli ile açıklanabilir (Makwana, 2017). Denge öncesi katkının hesaplanması için, Kalbach tarafından geliştirilen iki bileşenli eksiton modeli uygulanır. Eksiton modeli, sürekli ortam emisyonuna geçişlerin yanı sıra giderek daha az karmaşık parçacık hol durumlarına geçiş olasılığını açıklayan zamana bağlı bir ana denklemdir (Barough, 2017). Denge-öncesi model 10-200 MeV enerji aralığında nükleer reaksiyonlara büyük katkıda bulunur. Yaklaşık 150-200 MeV üzerindeki enerjilerde, nükleer verilerin tahmini için intranükleer kaskad modelleri yeterli olabilir. Bununla birlikte, bu enerjinin altında, denge-öncesi modelleri açıklayan fenomenolojik modeller bu reaksiyonların doğru bir analizi için gereklidir (Özdoğan, 2018).

Yaklaşık 10 MeV'nin üzerindeki gelen enerjilerde, reaksiyonun ilk aşamasından sonra denge öncesi aşamada reaksiyon akışının önemli bir kısmı yayılır, ancak bileşik çekirdeğin istatistiksel dengesine ulaşılmasından çok önce gerçekleşir (Koning, 2007). Gelen parçacığın adım adım bileşik sistemde daha karmaşık durumlar yarattığı, başlangıç enerjisi ve yönüne ilişkin hafızasını yavaş yavaş kaybettiği varsayılır. Denge öncesi prosesler, 10 ve 200 MeV arasındaki gelen enerjiler için reaksiyon tesir kesitinin oldukça büyük bir bölümünü kapsar. Denge öncesi reaksiyonlar hem klasik hem de kuantum-mekaniksel olarak modellenmiş ve her ikisi de TALYS'de yer almaktadır.

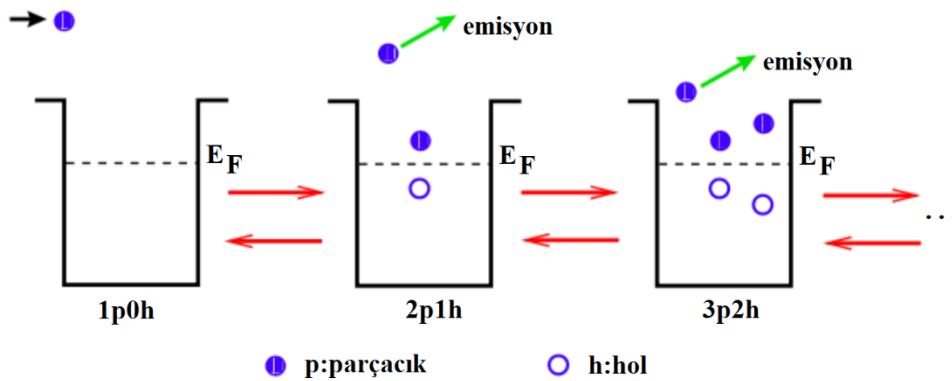
TALYS'de birçok modern model vardır. TALYS'de denge öncesi süreci tanımlayan varsayılan model, iki bileşenli eksiton modelidir (EM); bu modelde nükleer durumun zamandaki evrimi, sistemin toplam enerjisi ve Fermi yüzeyinin üzerindeki toplam parçacık sayısı (protonlar ve nötronlar) ve altındaki karşılık gelen holler ile tanımlanır. Bu model, nükleon kaynaklı reaksiyonlar için iyi bir tahmin sağlar, ancak reaksiyonun giriş ve/veya çıkış kanalında LCP (light complex particles)'ler mevcut olduğunda, iki direkt benzeri mekanizma önemli bir rol oynar ve dikkate alınmalıdır: nükleon transferi (NT) ve önceden oluşturulmuş kümelerin devre dışı (knock-out KO) bırakılmasıdır. TALYS, eksiton modeli tarafından kapsanmayan NT ve KO reaksiyonlarını hesaba katmak için Kalbach tarafından önerilen fenomenolojik modeli içerir. Toplam denge öncesi tesir kesiti, üç katkının toplamı olarak Denklem (3.26)'daki gibi (Bevilacqua, 2011);

$$\frac{d\sigma^{PE}}{dE} = \frac{d\sigma^{EM}}{dE} + \frac{d\sigma^{NT}}{dE} + \frac{d\sigma^{KO}}{dE} \quad (3.26)$$

verilir. TALYS'deki üç parametre, NT ve KO katkılarının nasıl ekleneceğini kontrol etmek için kullanılabilir. Açıklanan nedenlerle nükleer reaksiyon mekanizmalarının direkt ve bileşik olarak ayrılmasının çok basit olduğu artık iyi bilinmektedir. Saf bileşik proses tarafından tahmin edilen tesir kesiti, ölçülen süreklilik spektrumlarına göre çok küçüktür ve önceki sayfalarda açıklanan direkt prosesler sadece en yüksek giden enerjilerdeki ayırık seviyeleri harekete geçirir. Ayrıca, direkt ve bileşik arasındaki bölgede ölçülen açısal dağılımlar izotropik değildir, bu direkt benzeri bir reaksiyon sürecinin varlığını gösterir. Buna göre, iki uç arasında bir ara madde olarak hem direkt hem de bileşik benzeri özellikleri bünyesinde barındıran bir reaksiyon tipi vardır. Bu reaksiyonlara, denge öncesi, ön bileşik süreçler olarak isimlendirilebilir.

Eksiton Modeli

Parçacıklar ve holler ayırım gözetmeksizin eksitonlar olarak adlandırılır. Ayrıca, aynı eksiton sayısı $n=p+h$ olan farklı parçacık-hol konfigürasyonları arasında uyarım enerjisini paylaşmanın tüm olası yollarının eşit bir olasılığa sahip olduğu varsayılır. Saçılma sürecinin evrimini takip etmek için, çekirdek içi iki cisim çarpışmalarının bir sonucu olarak zamanla değişen eksiton sayısının zamansal gelişimini izlemek yeterlidir (Raeymackers, 2003). Eksiton modeline göre, hedef çekirdek hızlandırılan parçacıkla bombardıman edildiğinde, sistem bir dizi aşama ve farklı açısal momentum ile uyarılır. Dengenin son aşamasına geçmeden önce fırlatıcı (PE partikülleri) yayar. Ön denge mekanizması Şekil 3.6 ile açıklanabilir.



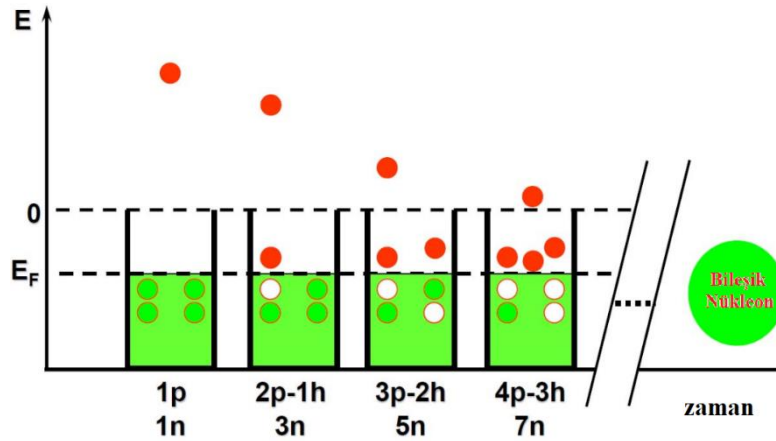
Şekil 3.6. Eksiton modelinde açıklandığı gibi ön denge mekanizması (Makwana, 2017)

Gelen parçacık tarafından hedef çekirdeğe aktarılan enerji, uyarılmış parçacık ve hollerin sayısı ile tahmin edilebilen aşamanın karmaşıklığına karar verir. Bu uyarılmış parçacıklara ve hollere eksitonlar denir. Bu eksitonların dinamik denklemlerini çözerek, reaksiyondan elde edilen aşama ve ürünler hesaplanabilir. Burada E_F , sistemin Fermi enerjisi olup gelen bir p parçacığının, Fermi seviyesinin altında başka bir parçacıkla etkileştiği ve onu $2p1h$ ($h=hol$) aşaması yapmak için uyardığı anlaşılabilir. Bir sonraki aşamada $3p2h$ aşamasına ulaşır ve bu şekilde devam eder. Bu aşamalar geri dönüşümlüdür. Kararlı bir aşamaya geçmeden önce herhangi bir aşama reaksiyon ürünlerini verebilir. m ve n eksiton sayısı, i üzerindeki parçacık sayısı ve Fermi enerjisinin altındaki hole sayısı ile sınıflandırılır. $P(n, t)$ reaksiyon tesir kesiti σ_{abs} cinsinden ölçülen böyle bir durumun işgal olasılığıdır. Farklı durumlar arasındaki geçişler $\lambda(m \rightarrow n)$ ile ve sürekliliğe geçiş $\lambda_n^\dagger$ ile gösterilir. İşgal olasılıkları Denklem (3.27) ile verilen (Machner, 2021);

$$\frac{d}{dt} P(n, t) = \sum_m P(m, t) \lambda(m \rightarrow n) - P(n, t) \sum_n [\lambda(n \rightarrow m) + \lambda_n^\dagger] \quad (3.27)$$

Pauli dışarlama ilkesini izler. Burada ilk terim toplam kazanç ve ikincisi bir kayıp terimidir. Sadece iki cisim çarpışması varsayarsak, eksiton sayısı en fazla ± 2 değişebilir. Bu eksiton modeline ek olarak, reaksiyon mekanizmasını açıklamak ve bu modellerin eksikliğini gidermek için önerilen kuantum yaklaşımı, çok aşamalı bileşik model ve çok aşamalı direkt model gibi birçok başka denge öncesi model vardır (Makwana, 2017).

OMP, çeşitli direkt süreçler (elastik ve esnek olmayan) ele aldığında, açıkça hesaba katılmayan tüm süreçlere karşılık gelen kalan tesir kesiti, denge öncesi modeli besler. Bu reaksiyon tesir kesiti, gelen parçacık hedefin sürekliliği içinde yakalanma olasılığını yansıtır ve dolayısıyla bir bileşik sistem oluşturur. Bu aşamada, sistem ya bir parçacığı yeniden yayarak ya da gelen parçacık enerjisini hedefin bir ya da birkaç nükleonu arasında adım adım dağıtarak uyarımı kaldıracaktır. İkinci durumda, ilk önce 2 parçacık ve 1 hol ile başlayarak ve Şekil 3.7'de gösterildiği gibi daha karmaşık konfigürasyonlara doğru devam ederek, yeterli bir süre sonra, aşağıdakine karşılık gelen bir duruma ulaşmak için sırayla birkaç parçacık ve hol oluşturulacaktır. Bu sürecin her adımında, bir parçacık yayma olasılığı hesaba katılmalıdır.



Şekil 3.7. Denge öncesi sürecin şematik gösterimi. Eksiton modeli çerçevesinde, eksiton $n=p+h$ sayısı; gelen parçacık enerjisinin tümü arasında paylaşılacağı istatistiksel bir duruma adım adım ulaşmak için oluşturulan p parçacıklarının ve h hollerinin sayısının toplamıdır. Bu ardışık sürecin her adımında, bağlanmamış parçacıklardan birini (yani pozitif enerjiye sahip olanları) yayma olasılığı vardır. Yeterli bir süre sonra sistem teorik olarak dengelenmiş bir bileşik çekirdeğe ulaşır (Hilaire, 2014)

İyileştirme ile birkaç denge öncesi model geliştirilmiştir. Yetmişli yıllarda eksiton modeli olarak adlandırılan ilk model, giderek daha fazla fiziksel özelliği hesaba katmak için ard arda geliştirildi. Bu yarı-klasik yaklaşım, nükleer veri uygulamalarıyla ilgilenildiğinde en çok kullanılan yaklaşımdır. Kuantum mekanik yaklaşımlar da geliştirilmiştir, ancak bunlar açıkça daha karmaşık ayrıca eksiton modeliyle elde edilenlere benzer kalitede sonuçlar verir.

3.1.3. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

Bileşik çekirdek reaksiyonu terimi yaygın olarak; bir parçacık veya gama yayan bir bileşik çekirdek oluşturmak için hızlandırılan parçacığın hedef çekirdekte yakalanması veya uyarılmış zincirden çoklu emisyonu olmak üzere iki farklı süreç için kullanılır. İlk adımda, enerjik parçacıklar, az sayıda uyarılmış durumla uyarılmış çekirdeklerden yayılır. Daha sonra uyarılma olasılığı çok olan bir sisteme ulaşılır. Buna bileşik çekirdek denir. Direkt reaksiyonu hatırlatan ilk aşamada, hedef çekirdeğin bir gaz gibi davrandığı kabul edilebilir. İkinci aşamada çekirdek sıvı gibi davranır (Machner, 2021). Bunların ikisi de eksiksiz bir nükleer reaksiyon tanımı için gereklidir ve bu nedenle TALYS'de uygulanmaktadır (Koning, 2007). Direkt reaksiyonların diğer ucunda, gelen parçacık ve hedefin çekirdek ayrılmadan önce kısa bir süre birleştiği bileşik çekirdek reaksiyonları vardır. Bu bileşik çekirdeğin uyarılmış durumları incelenebilir. Bileşik çekirdek

reaksiyonları, gelen parçacığın soğurulmasından sonra, ancak giden parçacığın emisyonundan önce kesin bir ara durum olduğunda meydana gelir, burada gelen parçacık ve hedef 10^{-14} s mertebesinde bir süre birleşebilir. Bu durum sembolik olarak Denklem (3.28)'deki gibi temsil edilir;



burada C^* bileşik nükleonu göstermektedir. Bu tür reaksiyonlar bileşik çekirdeğin oluşumu ve ardından bozunması olmak üzere iki aşamalı bir süreçtir. Temel varsayım, herhangi bir belirli nihai ürün grubuna bozunmanın bağıl olasılığının, bileşik çekirdeğin oluşum araçlarından bağımsız olduğudur. Bileşik çekirdek modeli, gelen parçacık kimliği ve enerjisinin çoğu bozulmadan çekirdekten kaçma şansının küçük olduğu gelen parçacık enerjileri için en iyi sonucu verir. Düşük enerjilerde, bileşik nükleer durumun genişliği Γ dardır çünkü açık çıkış kanallarının küçük limiti, sistemdeki uyarılmış durumun ömrünü nispeten uzun olmasını sağlar. Komşu durumlar D arasındaki ortalama boşluk genişlik ($D \gg \Gamma$) ile karşılaştırıldığında büyükse, izole rezonanslar, reaksiyon tesir kesitine baskındır (Calderon, 2011).

Bileşik çekirdek reaksiyonu terimi yaygın olarak iki farklı mekanizma için kullanılır:

- daha sonra bir parçacık veya gama yayan bir bileşik çekirdek oluşturmak için gelen parçacığın hedef çekirdekte yakalanması süreci,
- çoklu emisyon süreci, ikili reaksiyondan sonra oluşan yüksek derecede uyarılmış artık çekirdekler.

Genişlik dalgalanma düzeltmelerinin varlığı ve izotropik olmayan, ancak yine de simetrik, açısal dağılımlardan dolayı iki önemli noktada çoklu bileşik emisyonlardan farklıdır.

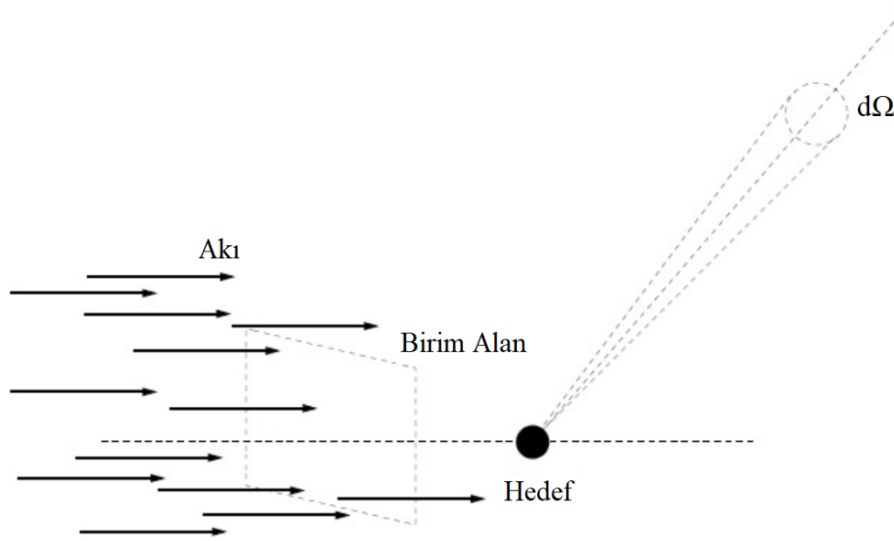
3.2. Nükleer Reaksiyon Teorisi

Big Bang'den sonra oluşan nükleonlardan başlayarak nükleer reaksiyonlarla evrenin kimyasal elementlerini oluşturur. Kimyasal elementlerin bolluğunu açıklamak için bu nükleer reaksiyonları anlamamız gerekir. Bu nedenle nükleer reaksiyonların mekanizması önemli bir bileşendir. Temel nükleon-nükleon etkileşimine dayalı

başlangıçtaki hesaplamaları, yalnızca birkaç nükleondan oluşan en hafif sistemler için mümkündür. Daha ağır çekirdeklerin reaksiyonları için, çok cisimli bir reaksiyonun iki cisimli bir reaksiyona indirgenmesi gibi basitleştirmeler gereklidir. Bu durumda reaksiyona giren iki çekirdeğin etkileşimi, bir çekirdek-çekirdek optik potansiyeli ile temsil edilir. Böyle bir potansiyelin özellikleri hesaplanan tesir kesitini belirler. Bu nedenle, elementel ve izotopik bollukların astrofiziksel reaksiyon network hesaplamaları için güvenilir tesir kesitler elde etmek için uygun bir potansiyel bulmak önemlidir (Gyürky, 2018).

3.2.1. Tesir Kesiti

Nükleer tesir kesiti, belirli koşullar altında belirli bir nükleer reaksiyonun meydana gelme olasılığını belirlemek için kullanılan fiziksel bir niceliktir (Jiotsa, 2020). Tesir kesiti bir radyoizotopun üretimi hakkında çeşitli veriler elde etmek için kullanılır. Deneysel veri elde etmenin mümkün olmadığı durumlarda, eksik veriler tesir kesiti hesaplamaları ile tamamlanabilir ve elde edilen veriler; deney, zaman, maliyet ve emekten tasarruf sağlayan verilerle karşılaştırılabilir (Gülümser, 2021). Bir hedefe çarpan bir ışın veya parçacık düşünelim. Işın hedefin yüzey alanından daha büyükse ve parçacıklar uzayda ve zamanda düzgün bir şekilde dağılmışsa, o zaman birim alan başına birim zamanda gelen parçacık akışı (F) vardır. Ayrıca, Şekil 3.8’de gösterildiği gibi, birim zamanda $d\Omega$ katı açısına dağılmış bir dizi parçacık vardır.



Şekil 3.8. Saçılma tesir kesiti (Calderon, 2011)

Hedefteki bir çekirdek ile ışındaki bir çekirdek arasındaki etkin mesafe rastgele olduğundan, bu sayı farklı zaman dilimlerinde değişecektir ancak sabit bir $dN_s/d\Omega$ değerine yönelecektir, burada N_s , birim zamanda saçılan parçacıkların ortalama sayıdır. Diferansiyel tesir kesiti Denklem (3.29)'daki gibi (Calderon, 2011);

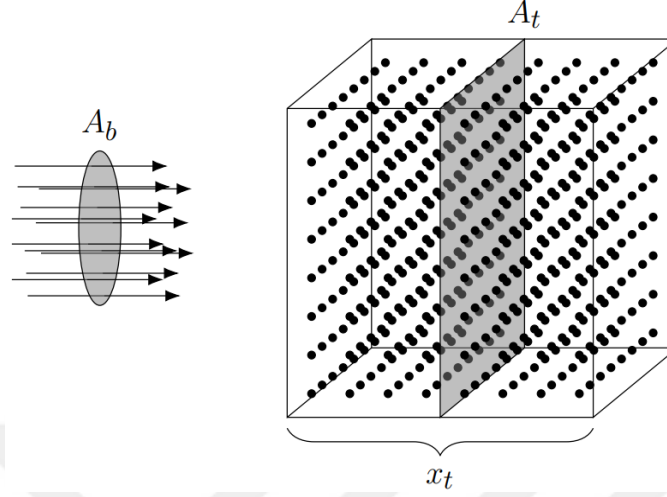
$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) = \frac{1}{F} \frac{dN_s}{d\Omega} \quad (3.29)$$

olup genel olarak, $d\sigma/d\Omega$ değeri, reaksiyonun enerjisine ve parçacığın saçıldığı açıya göre değişecektir. E enerjisindeki toplam tesir kesiti, tüm katı açılar üzerindeki diferansiyel tesir kesitinin integrali olarak Denklem (3.30)'daki gibi;

$$\sigma(E) = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.30)$$

ile verilir. Tesir kesit verileri nükleer fiziğin uygulamalı alanlarında kullanıldığı kadar mevcut nükleer reaksiyon modellerini geliştirmek ve geçerliliğini test etmek için de gereklidir. Reaktör tasarımı, radyasyondan korunma ve radyoizotop üretimi vb. için reaksiyon tesir kesiti bilgisi gereklidir. Bu nedenle, radyoizotopların çeşitli bilim ve teknoloji alanlarında güvenli ve verimli kullanımı için zengin bir deneysel tesir kesit veri tabanı gereklidir (Khandaker, 2012). 14 MeV civarında nötron kaynaklı reaksiyonlarda deneysel olarak elde edilen tesir kesit verileri nükleer reaksiyon mekanizmaları ve çeşitli izotopların nükleer yapıları için değerlidir. Nötron enerjisindekilerle birlikte tesir kesitlerdeki varyasyonlar, çekirdeklerin farklı enerji seviyelerine uyarılmasını ve ardından direkt veya yarı kararlı dahil olmak üzere bir dizi farklı enerji seviyesi aracılığıyla temel duruma bozunmasını incelemek büyük ilgi görmektedir (Luo, 2020). Nükleer reaksiyon tesir kesiti ya deneysel olarak ölçülür ya da teorik modellerle hesaplanır. Teorik modeller, tıbbi, araştırma ve ulusal güvenlik uygulamaları için radyonüklidler üreten nükleer reaksiyonların büyüklüğüne ilişkin tahminlerinde genellikle ölçülen verilerden önemli ölçüde farklıdır (Voyles, 2021). Teorik modeller, deneysel veriler olmadığında bize reaksiyon tesir kesitini tahmin etme imkânı verir. Teorik modellere ek olarak, nükleer fizikçiler, tesir kesit verilerini değerlendirmek için yarı deneysel sistematığı geliştirdiler (Özdoğan, 2021). Tesir kesiti deneysel parametreler cinsinden ifade etmek için, Şekil 3.9'da gösterilen, bir A_b alanının sınırları içinde yer alan

v hızına sahip bir ışının, A_t alanı ile sınırlandırılmış kalınlığı x_t olan bir hacimde bulunan bir hedefe çarptığı durumu ele alalım.



Şekil 3.9. Bir hedefe çarpan parçacık demetinin deneysel tesir kesiti senaryo örneği. Işın, v hızıyla bir A_b alanından geçer. Hedef, x_t kalınlığında bir hacim ve A_t alanı kaplar (Browne, 2023)

Bu durumda reaksiyon sayısı N_r ifadesi Denklem (3.31)'deki gibi;

$$N_r = Rt = \sigma n_b v n_t V t \quad (3.31)$$

olup burada R reaksiyon oranı ve n_t yoğunluktur. İlk olarak, reaksiyonların sayısı (N_r) sayılır ve reaksiyon hızını gözlem süresi (t) ile çarpılır. Işın akımı yoğunluğu, ışın yoğunluğu (i_b) bölü ışın alanı olarak yazılabilir, yani $n_b = i_b / A_b$ ve hedef hacim, alanı ve kalınlığının çarpımı olarak yazılabilir, yani $V = A_t x_t$ böylece Denklem (3.32)'deki;

$$N_r = \sigma (i_b / A_b) n_t (A_t x_t) t \quad (3.32)$$

ifadesi elde edilir. Ancak, sadece ışın ve hedefin örtüştüğü alanı dikkate almalıyız. Işın hedeften daha küçükse ve A_b , A_t ile tamamen örtüşüyorsa, V 'yi A_b alanının hacmi ve x_t kalınlığı ile sınırlayabiliriz. Tesir kesitin deneysel ölçümü Denklem (3.33)'teki;

$$\sigma = \frac{N_r}{i_b n_t x_t t} \quad (3.33)$$

ifadesi kullanılarak bulunabilir. Burada σ tesir kesiti olup, tipik nükleer çap 10^{-12} cm mertebesinde ve nükleer reaksiyon tesir kesitinin πr^2 veya 10^{-24} cm⁻² mertebesinde olmasını bekleyebiliriz. Birimi barn'dır ve 10^{-24} cm⁻²'ye eşdeğerdir. Bir parçacığın

çekirdeklerle etkileşimi sırasında yer alan mekanizma, Denklem (3.34a) ve Denklem (3.34b)'deki gibi farklı tesir kesit değerlerine sahiptir (Tutuc, 2009);

$$\text{saçılma: } \sigma_s = \sigma_e + \sigma_{in} \quad (3.34a)$$

$$\text{soğrulma: } \sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f \quad (3.34b)$$

bu tesir kesitleri değerlerini birleştirirsek, makroskobik tesir kesiti elde ederiz. TALYS'de tüm açık kanallara verilen tepkiler için tesir kesitleri hesaplanabilir.

3.2.2. Astrofiziksel Reaksiyon Hızları

Nükleer reaksiyon hızları, astrofiziksel ortamlarda nükleosentez ve nükleer reaksiyonlarla enerji üretimini incelemek için reaksiyon ağlarından yararlanan tüm araştırmalarda temel bir niceliktir. Yıldız ortamlarında enerji üretimi, nükleer reaksiyon hızları ve nükleer fizik tarafından yönetilir. Bu reaksiyon hızları, ilgili çekirdeklerin yerel sıcaklığı, yoğunluğu ve kütle fraksiyonları tarafından belirlenir. Reaksiyon hızı hesaplamaları, bileşik çekirdekteki bir durumun tesir kesiti veya uyarma enerjisi gibi hesaplanmış veya deneysel olarak belirlenmiş nükleer özelliklerine dayanabilir.

Astrofizik plazmalarda görülen reaksiyon hızlarının büyük bir kısmı, birtakım nedenlerden dolayı teorik olarak tahmin edilmelidir. Stabiliteye yakın ve kararlı, Coulomb engelleri nedeniyle, küçük reaksiyon tesir kesitleri genellikle astrofiziksel olarak ilgili enerjilerde ölçümü engeller. Çoğunlukla patlayıcı nükleosentezde ortaya çıkan, oldukça kararsız çekirdekler üzerindeki reaksiyonlara henüz laboratuvar ortamında ulaşılamamaktadır. Reaksiyon hızlarının çoğunun HF istatistiksel modeli kullanılarak tahmin edilmesi gerekir. Deneysel girdiler, model parametrelerinin sınırlandırılması açısından önemlidir. Gözlenen güneş sisteminde ortaya çıkan p çekirdek bolluğundan sorumlu olan p prosesi, genişletilmiş bir nükleer reaksiyonlar ağını içerir.

P prosesinin nükleosentezini tam olarak belirlemek için, kararlı ve protonca zengin çekirdeklerde yakalama ve fotoparçalanma reaksiyon hızlarının doğru bilgisi önemlidir. Ancak; p proseste yer alan reaksiyonlar için mevcut deneysel bilgiler oldukça sınırlıdır. Henüz deneysel verileri olmayan reaksiyonlar için, reaksiyon hızlarının değerlendirilmesinde en güncel nükleer reaksiyon modelleri ve mikroskobik modellerle elde edilen nükleer yapı bilgisi dikkate alınmalıdır (Matei, 2018). Nükleosentez; kütleleri

ve bozunma hızları çoğunlukla deneysel olarak iyi bilinen nüklid tablosunun nötron eksikliği olan bölgesinde gelişir. Bu tür kritik reaksiyonların reaksiyon hızları, özellikle fotoayrışmalar için, nükleer fizik açısından, γ prosesinde üretilen element bolluklarını tahmin etmede ana belirsizliği temsil eder (Cheng, 2021).

Weizsäcker ve Bethe tarafından yapılan ilk hesaplamalardan bu yana, reaksiyon hızlarının hesaplanmasında işleyen süreçlerin tutarlı bir anlayışının geliştirilmesi için, kritik olan nükleer özellikleri belirlemek önemli hale gelmiştir. Geçtiğimiz 80 yıl boyunca fizikçiler, reaksiyon hızlarını daha doğru bir şekilde hesaplayabilmek ve dolayısıyla çeşitli astrofiziksel bölgelerde meydana gelen süreçlerin ayrıntılarını anlayabilmek için çekirdeğin uyarılmış durumlarının özelliklerini belirlemeye çalışıyorlardı (O'Brien, 2010).

Yıldızsal (γ, p) , (γ, α) reaksiyon hızlarını deneysel olarak belirlemenin iki yolu vardır. Bunlardan ilki; (γ, p) tesir kesitlerini ölçmek ve ölçülen tesir kesitleri yıldız reaksiyon hızlarına dönüştürmekle mümkündür. Diğer yöntem ise, ayrıntılı denge teoremi (detailed balance theorem) kullanılarak ters (p, γ) reaksiyonunun tesir kesitlerinden türetilir. Sıcaklık, yoğunluk ve tohum çekirdek bolluğu gibi p çekirdek bolluğunun kökeninde yer alan üç temel bileşen ve hesaplanan reaksiyon hızları, reaksiyon networkü için girdi parametresi olarak kullanılır. Aktivasyon deneyleri, uygun yarı ömürleri olan radyonüklidler üreten reaksiyonlarla sınırlı olduğundan, reaksiyonun, uyarılmış reaksiyon ürünlerinin müteakip β bozunmaları yerine ani γ bozunmaları ile tanımlandığı tamamlayıcı ışıın içi deneyler gerçekleştirilmiştir (Hasper, 2010).

v hızına sahip parçacıkların, başka bir parçacık grubu tarafından işgal edilen bir V hacmi boyunca hareket ettiğini düşünelim. Hareketli gruba ışıın, v hacimli sabit gruba ise hedef adı verilir. Işın ve hedef parçacıkların sayısı sırasıyla N_x ve N_y 'dir, sayı yoğunlukları n_x ve n_y , ışıının akım yoğunluğu; $j_b = n_b v_b$ 'dir. σ , alan birimlerinde reaksiyonun meydana gelme olasılığını tanımlayan reaksiyonun bir özelliği olan reaksiyon tesir kesiti olmak üzere hedef çekirdek başına reaksiyon hızı Denklem (3.35)'te;

$$\lambda = \sigma j_b \quad (3.35)$$

olup, gelen nötronlar Maxwell spektrumunu takip eder ve MACS Denklem (3.36)'daki gibi tanımlanır (Pritychenko, 2021);

$$\sigma^{Maxw}(kT) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{a^2}{(kT)^2} \int_0^\infty \sigma(E_n^L) E_n^L e^{-\frac{aE_n^L}{kT}} dE_n^L \quad (3.36)$$

olup burada $a = m_2/(m_1 + m_2)$, k ve T sırasıyla; Boltzmann sabiti ve sistemin sıcaklığı, E ; nötronun hedefe göre bağlı hareketinin enerjisidir. E_n^L laboratuvar sisteminde bir nötron enerjisidir, m_1 ve m_2 ise; sırasıyla nötron ve hedef çekirdeğin kütleleridir. Bir zaman periyodu için reaksiyon sayısı R , Denklem (3.37)'deki gibi ifade edilebilir (Browne, 2023);

$$R = \lambda N_y = \sigma n_x v n_y V \quad (3.37)$$

olup bu ifadeden hacim başına reaksiyon hızı Denklem (3.38)'daki gibi;

$$r = n_x n_y \sigma v \quad (3.38)$$

elde edilir. Yıldızın enerji üretebilmesi için her zaman bir reaksiyondan salınan pozitif miktarda nükleer enerji olması gerekir. Dolayısıyla bir yıldızdaki enerji ve element oluşumunu anlamak için nükleer reaksiyonların hızını her reaksiyon için, bir yıldız hacminde ne kadar nükleer enerjinin serbest bırakıldığını bilmek önemlidir. Bu, parçacıkların nükleer tesir kesitine, yıldız plazması içindeki parçacıkların hız dağılımına ve etkileşime giren her bir parçacığın bolluğuna bağlıdır (Palmisano, 2022). Normalde yıldızsal ortamlarda, yıldıza ait gaz dejenere olmamıştır ve termal dengededir. $x + y \rightarrow c + d$ reaksiyonu için reaksiyon oranı (O'Brien, 2010) Denklem (3.39)'daki gibi;

$$r = \frac{N_x N_y \langle \sigma v \rangle}{1 + \delta_{xy}} \quad (3.39)$$

elde edilir. Burada N_x ve N_y sırasıyla x ve y tipindeki parçacıkların sayısı, $\langle \sigma v \rangle$ parçacık çifti başına reaksiyon hızıdır ve payda x ve y özdeş parçacıklar ise meydana gelebilecek herhangi bir çift sayımı düzeltmek içindir. Çekirdekler rölativistik olmayan şekilde hareket ederler ve hız dağılımları için Maxwell-Boltzmann hız dağılımı Denklem (3.40)'taki;

$$\phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^2 e^{\left(-\frac{mv^2}{2kT} \right)} \quad (3.40)$$

ifadesi ile açıklanır. Burada T yıldıza ait gazın sıcaklığı, m ve v sırası ile ilgili çekirdeğin kütlesi ve hızı, k ise; Boltzmann sabitidir. Yıldız ortamında, reaktanlar tek enerjili değildir. Bunu hesaba katmak için, reaksiyon hızının parçacıkların enerjileri üzerinden ortalaması alınmalıdır. Astrofiziksel reaksiyon hızı R, Denklem (3.41)'de verilen;

$$R = N_A \langle \sigma v \rangle \quad (3.41)$$

olarak tanımlanır, burada N_A avogadro sayısıdır. Reaksiyon hızlarını [$\text{cm}^3/\text{mol s}$] birimlerinde ifade etmek için, 10^{-24} 'lük ek bir faktör eklenirse Denklem (3.42) denklemi;

$$R(T_9) = 10^{-24} N_A \sigma^{Maxw}(kT) v_T \quad (3.42)$$

olup, v_T ifadesi [cm/s] biriminde kT enerji biriminde (örneğin MeV), $T_9=11,6045kT$ sıcaklığı Kelvin ile ilişkilidir (Pritychenko, 2021). Böylece x ve y çekirdeklerinin etkileşmesi için parçacık çifti başına reaksiyon hızı, $\langle \sigma v \rangle$ Denklem (3.43)'te verilen;

$$\langle \sigma v \rangle = \iint_0^\infty \phi(v_x) \phi(v_y) \sigma(v) dv_x dv_y \quad (3.43)$$

denklemi yazılabilir. Burada v , X ve Y çekirdekleri arasındaki bağıl hızı ifade eder. Denklem (3.44)'teki indirgenmiş kütle ifadesi;

$$\mu = \frac{m_x m_y}{m_x + m_y} \quad (3.44)$$

kullanılarak, $\langle \sigma v \rangle$ için Denklem (3.45) ifadesi;

$$\langle \sigma v \rangle = 4\pi \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty v^3 \sigma(v) e^{\left(-\frac{\mu v^2}{2kT} \right)} dv \quad (3.45)$$

şeklinde yazılabilir. $E = \frac{1}{2} \mu v^2$ ifadesi denklemde yerine yazılıp yeniden düzenlenirse, parçacık çifti başına reaksiyon hızı Denklem (3.46)'daki gibi;

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E e^{\left(-\frac{E}{kT} \right)} dE \quad (3.46)$$

yazılabilir. Bu denkleme göre deneysel reaksiyon hızı hesaplaması yapan bir araştırmacı tüm enerjiler için tesir kesitlerini ölçmesi gerektiğini ima eder. Çok yüksek astrofiziksel sıcaklıklar için bile Maxwell Boltzmann dağılımının maksimumu çok düşük enerjilerdedir. Astrofiziksel sıcaklıklarda Maxwell-Boltzmann dağılımı her zaman Coulomb bariyerinin altındaki enerjileri tercih eder. Bu nedenle, yüklü parçacık genişliklerinin enerji bağımlılığına Coulomb bariyeri hakimdir. Yukarıdaki ifadeden de görüldüğü gibi reaksiyon hızı, tesir kesiti $\sigma(E)$ ifadesine bağlıdır. Yüklü parçacık yakalama, nötron yakalama ve gama yakalama reaksiyonları çekirdek sentezinde önemlidir. İlk ve son durumlar arasındaki enerji farkı, tek bir fotonda yayınlanır. Bununla birlikte, duyarlılıklarının tahmin edilmesi önemsizdir, çünkü toplam genişlikler yerine yalnızca tek geçişler söz konusudur. Bu nedenle, direkt bir reaksiyonun hızı, $s=1$ hassasiyetle kullanılan spektroskopik faktörlere lineer olarak bağlı olacaktır. Ayrıca, tek nihai durumun (uyarma enerjisi, spin, parite) özelliklerindeki bir değişikliğe bileşik reaksiyonlardan daha güçlü bir şekilde duyarlı olacaklardır (Rauscher, 2010; Yürüker, 2013; Olivas-Gomez, 2020).

Reaksiyon hızı integraline baskın katkıların düşük NLD'li bileşik uyarma enerjilerinden kaynaklandığı oranlar istisnadır. Nötron kaynaklı reaksiyonlar için bu, kapalı kabuk çekirdekleri için kararlılığa yakın ve kararlı durumda bile olabilir. Gamow pencereleri, enerji bağımlılığının yüklü parçacık genişliği tarafından belirlendiği reaksiyonlarda daha yüksek bileşik uyarımına kaydırılır. Bu nedenle, bunlar stabilitede kapalı kabuklara karşı çok hassas değildir. Önemli niceliklerden biri, genel olarak hem pozitif hem de negatif değerlere sahip olabilen reaksiyon Q değeridir ve reaksiyon sonucu, gelen nötronların enerjisi tarafından, yani nötron enerji dağılımını belirleyen ilgili astrofiziksel koşullar tarafından yönetilir. Yıldız plazmasındaki hedef çekirdeklerin termal uyarımlarının etkisini ve ileri-geri hızlar arasında dönüşüm yaparken sayısal yanlışlıkların etkisini en aza indirmek, yıldız hızlarını sınırlamak için deneysel ölçümlerin pozitif Q değerinin reaksiyon yönünde yapılması gerektiği iyi bilinmektedir. Bununla birlikte, ağır çekirdekler üzerindeki reaksiyonlar, negatif Q değerine sahip α -indüklenmiş reaksiyonları içerebilir. Bu durum Gamow penceresini düşük NLD bölgesine geri taşıyabilir. Ayrıca, sırasıyla proton ve nötron damlama hattına yakın proton ve nötron kaynaklı reaksiyonlar da düşük veya negatif Q değerleri gösterir ve bu durumlar için istatistiksel model tesir kesitleri sadece yüksek sıcaklıktaki oranları hesaplamak için uygun olabilir. Nükleer

özelliklerin ve ilgili nötron kaynaklı reaksiyonların gelişmiş teorik modellemesi, astrofiziksel uygulamalar için güvenilir girdi sağlamak için gereklidir (Rauscher, 2012; Küçüksucu, 2021; Lotay, 2021).

3.2.3. Gamow Penceresi

Belirli bir astrofiziksel sıcaklıklarda, reaksiyon hızları için en yüksek öneme sahip enerjiyi hesaplamak mümkündür. Yıldızlardaki çekirdeklerin termodinamik dengede olduğu ve Maxwell-Boltzmann dağılımında geniş bir enerji aralığına sahip olduğu varsayılır. Ancak, nükleer reaksiyonları muhtemel rezonans enerjileri aralığına parçacıkların yalnızca küçük bir kısmı düşer. Bir nükleer reaksiyonun dar rezonanslarla ilerlediği durumlarda, etkin bir yıldız enerjisi penceresinin yaygın olarak kullanılan Gamow pikinden önemli ölçüde farklı olabileceğine işaret edilmiştir. Bununla birlikte, daha ağır çekirdekler için, nükleer seviye yoğunluğu yüksektir ve tesir kesiti, istatistiksel HF ile örtüşen çok sayıda rezonans ile karakterizedir (Güroy, 2009). Yıldız ortamında belirli bir sıcaklık için, reaksiyonların meydana gelebileceğine karşılık gelen bir enerji aralığı vardır. Bu enerji aralığını belirlemek için tesir kesiti, nükleer bağımlılığı nükleer olmayan bağımlılıktan ayıracak şekilde yazılabilir. Coulomb bariyerinin üstel olarak artması nedeniyle, yük parçacık reaksiyonları olasılığı daha düşük enerjilerde hızla düşer. Buradan $\sigma(E) \propto \exp(-2\pi\eta)$ olduğunu varsayabiliriz, burada η Sommerfeld parametresidir ve Denklem (3.47)'deki gibi ifade edilir:

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (3.47)$$

burada Z_1 ve Z_2 iki atomun atom sayısıdır. Ayrıca, tesir kesitinin parçacığın fiziksel boyutuna ve dolayısıyla de Broglie dalga boyuna bağlı olması gerçeğinden yola çıkarak, $\sigma(E) \propto 1/E$ kabul edebiliriz. Bu varsayımları birleştirerek, tesir kesiti Denklem (3.48)'deki gibi ifade edilebilir (O'Brien, 2010);

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) S(E) \quad (3.48)$$

burada astrofiziksel S faktörü olarak bilinen $S(E)$, tesir kesitin tüm nükleer etkilerini içerecek şekilde tanımlanır. Tesir kesit ölçümleri, astrofiziksel S faktör hesaplama çalışmaları istatistiksel modellerin test edilmesine olanak sağlar (Yıldız, 2021). Denklem

(3.40) ve (3.48) birleştirildiğinde astrofiziksel S faktörü, tesir kesiti, parçacık çifti başına reaksiyon hızına ekleyerek reaksiyon hızını Denklem (3.49)'taki gibi;

$$\langle \sigma v \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi \mu (kT)^3}} \int_0^\infty e^{-2\pi\eta} e^{-E/kT} S(E) dE \quad (3.49)$$

olup, burada T sıcaklık, E enerji ve $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v$ ve Sommerfeld parametresi olarak adlandırılır. Hız ve enerji arasındaki $E = \mu v^2 / 2$ bağıntı kullanılarak, enerjinin bir fonksiyonu olarak Sommerfeld parametresi ifadesi yeniden düzenlendiğinde Denklem (3.50)'deki gibi;

$$\langle \sigma v \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi \mu (kT)^3}} \int_0^\infty e^{\frac{Z_1 Z_2 e^2 \pi}{\hbar} \left(\sqrt{\frac{2\mu}{E}} \right)} e^{-E/kT} S(E) dE \quad (3.50)$$

olup, burada Z_i parçacık ile etkileşen yük, μ atomik kütle biriminde indirgenmiş kütledir. Sabit terimleri $E_G = \frac{\pi}{\hbar} Z_1 Z_2 e^2 \sqrt{2\mu}$ deyip daha da basitleştirilebilir. Denklemden yerine yazdığımızda maxwell ve Coulomb terimleri için enerji bağımlılıklarını görmek Denklem (3.51) ile daha kolay hale gelir;

$$\langle \sigma v \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi \mu (kT)^3}} \int_0^\infty e^{-\left(\sqrt{\frac{E_G}{E}} \right)} e^{-E/kT} S(E) dE \quad (3.51)$$

ve S(E) enerjinin düzgün değişen bir fonksiyonu olduğundan, integralin enerji bağımlılığına iki üstel terim baskındır. Coulomb bariyerinden geçme olasılığından kaynaklanan terim, enerji sıfıra yaklaştıkça sıfıra yaklaşırken Maxwell-Boltzmann dağılımının kuyruğundan kaynaklanan terim, büyük enerjiler için sıfıra yaklaşır. Bu iki terimi çarpımı sonucu, integralde bir tepe noktası oluşturur. Yüklü parçacık çifti reaksiyonları için, genellikle sadece küçük bir enerji penceresinin integrale önemli ölçüde katkıda bulunur. Yıldız ortamlarında, yüklü parçacık çiftlerinin ortalama enerjisi, genellikle Coulomb bariyeri nedeniyle bir nükleer reaksiyonun gerçekleşmesi için ikisini birbirine yeterince yakınlaştırmak için klasik olarak ihtiyaç duyulan enerjinin oldukça altındadır (Olivas-Gomez, 2020). Bu enerji bölgesi Gamow piki olarak bilinir ve Gamow penceresi olarak bilinen ve üzerinde nükleer reaksiyonların çoğunun yıldız ortamlarının içinde gerçekleştiği enerji aralığına yol açar. Ölçümlerin astrofizikle ilgili olması için deneysel enerjilerin bu enerji aralığında olması gerekir.

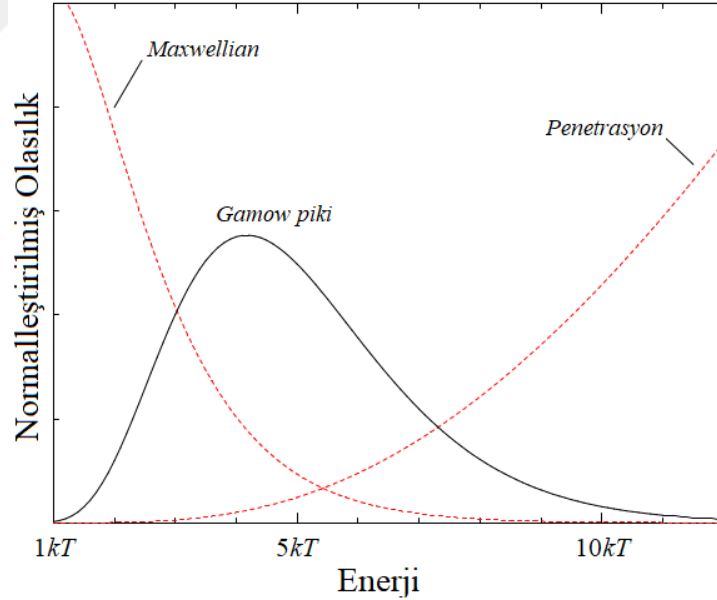
Pik enerjisi her reaksiyon için farklıdır ve Denklem (3.51)'in integralinin türevi alınarak ve sıfıra ayarlanarak çözülebilir. $S(E)$ enerjiye göre düzgün değişen bir fonksiyon olduğundan, yaklaşık olarak sabit alınır ve integralden çıkarılır. Türevi almak Gamow pik enerjisini Denklem (3.52)'deki (Palmisano, 2022);

$$E_{pik} = \left(\frac{E_G kT}{2} \right)^{2/3} \quad (3.52)$$

ifadesini verir, genişlik ise Denklem (3.53)'teki gibi;

$$\Delta E = 4 \sqrt{\frac{E_{pik} kT}{3}} \quad (3.53)$$

olup, bu ifadede hem pik enerjisi hem de genişliğin parçacık yüklerine ve yıldız sıcaklığına bağlı olduğuna dikkat edilmelidir. Gamow penceresinin enerjilerindeki düşük tesir kesiti ve hedef malzeme saflaştırmalarındaki zorluk nedeniyle $A \sim 160$ kütle bölgesindeki deneyler nadirdir (Cheng, 2021). Maxwell dağılımı ve Gamow faktörü arasındaki ilişki Şekil 3.10'da verilmiştir.



Şekil 3.10. Maxwell dağılımı ve Gamow faktörü arasındaki ilişki. Y eksenindeki normalleştirme olasılığının (0 ile 1 aralığında) ve X eksenindeki parçacık enerjilerinin bir grafiğidir (URL-2)

3.2.4. Astrofiziksel S Faktörü

Nükleer fizikte, astrofiziksel S faktörü; yüklü reaktanlar arasındaki Coulomb itmesini hesaba katmak için bir nükleer reaksiyonun toplam tesir kesitinin yeniden ölçeklendirilmesidir. Yıldız çekirdeklerinde meydana gelen nükleer füzyon, reaksiyon oranlarını belirler. Nükleer reaksiyonlar; anakol yıldızları, beyaz cüceler ve nötron yıldızlarının yapısı, evrimi, nükleosentez ve çeşitli gözlemleri için önemlidir. Astrofizik uygulamalarında düşük enerjilerde birçok reaksiyon için S faktörünün değerini bilmek gerekir. Bu kadar düşük enerjilerde tesir kesitlerin deneysel ölçümleri, Coulomb bariyerinden dolayı kolayca elde edilemez. Teorik hesaplamalar modele bağlıdır, bu nedenle hesaplanan S faktörünün nükleer fizik belirsizlikleri önemli olabilir. Süpersimetrik kuantum mekaniği kullanılarak, S faktörünün hesaplanmasında belirli bir reaksiyonun enerji aralığında birkaç büyüklük derecesine göre değişebilen süpersimetrik ortak potansiyeli elde edilebilir. Reaksiyon hızlarının belirlenmesi, çok düşük enerjilerde doğru tesir kesit değerleri gerektirdiğinden, bu tesir kesitlerin enerji bağımlılığının ana kısmını ortadan kaldırmak için Taylor genişletme serisindeki sıfır enerji hakkında astrofiziksel S faktöründen yararlanılır (Andic, 2017). Yıldız ortamlarındaki nükleer reaksiyonlar, yüklü parçacıkların çekici nükleer güçlü kuvvetin parçacıkları bir araya getirmesine yetecek kadar yaklaşması çok düşük enerjilerde gerçekleşir. Astrofiziksel olarak ilgili enerjilerde deneysel olarak S faktörü ölçmek imkânsız değilse de tesir kesitler çok zor olabilir. Yıldız ortamlarında meydana gelen nükleer reaksiyonlar, tesir kesitlerin önemli ölçüde daha düşük olduğu ve Coulomb bariyeri nedeniyle enerjinin bir fonksiyonu olarak katlanarak düştüğü düşük enerjilerde meydana gelir. Coulomb bariyeri aynı yüke sahip parçacıklar için iticidir. Coulomb potansiyeli Denklem (3.54)'teki gibi yazılabilir (Palmisano, 2022);

$$V_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (3.54)$$

ve Z_1 ve Z_2 parçacık yükleri ($Z_x e$ değeri nükleon yüküdür) olup aynı zamanda nükleer kuvvet yoluyla da birbirini çeker ve yine de düşük enerjilerde Coulomb potansiyeli aracılığıyla kuantum tünellemeye maruz kalabilirler. Böylece Denklem (3.55)'teki tünelleme olasılığı;

$$P_t = e^{-2\pi \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}} = e^{-2\pi\eta} \quad (3.55)$$

olacaktır. Burada η Sommerfeld parametresi ve tesir kesiti bu olasılık ve astrofiziksel S faktörüne bağlı olarak Denklem (3.56)'daki gibi yeniden yazılabilir;

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} e^{-2\pi\eta} S(E) \quad (3.56)$$

burada üstel faktör $e^{-2\pi\eta}$, aynı zamanda Coulomb engelinden çok daha düşük enerjiler için transmisyon olasılığına yaklaşan Gamow faktörüdür. Astrofiziksel S faktörü $S(E)$ reaksiyona bağlı olup; normal olarak olası rezonanslar dışında alt bariyer enerjilerinde yavaş değişen bir enerji fonksiyonudur. Sommerfeld parametresini içeren üstel faktör, enerjinin çok hızlı değişen bir fonksiyonudur ve düşük gelen enerjiler için tesir kesitleri çok küçük olur (Brink, 2005). $S(E)$ fonksiyonu daha düşük enerjilerde daha az değiştiğinden, astrofiziksel önemi olan düşük enerjilerde tesir kesiti tahmin etmek için de daha kullanışlıdır. Sabit S faktörü için E_0 değeri Denklem (3.57)'deki gibi;

$$E_0 = \left(\frac{\mu}{2}\right)^{1/3} (kT)^{2/3} \quad (3.57)$$

elde edilir. Yıldız ortamlarında gerçekleşen nükleer reaksiyonlar, tipik olarak, Coulomb bariyerinden tünel açma olasılığının düşük olması nedeniyle yüklü parçacık yakalama tesir kesitinin çok düşük olduğu düşük enerjilerde meydana gelir. Nötronlar bir Coulomb bariyerine maruz kalmadıklarından ve çoğu durumda düşük enerjilerde nötron genişlikleri yüklü parçacık genişliklerinden daha büyük olduğundan, yük ve sıcaklık etkileri en açık şekilde (p,n) ve (α ,n) tepkimelerinde görülebilir. Deneysel veriler genellikle tesir kesitin ölçümü daha uygun hale getirdiği daha yüksek enerjilerde elde edilir ve daha sonra veriler daha düşük astrofiziksel enerjilere kadar tahmin edilir. $S(E)$ kullanarak tahmin yapmak $\sigma(E)$ 'den daha yararlıdır (Rauscher, 2010; Quinn, 2015).

3.2.5. Hauser Feshbach Teorisi

HF teorisi, p proses reaksiyon ağında, reaksiyon tesir kesitlerini hesaplamak için yaygın olarak kullanılmaktadır (Arnould, 2020). HF hesaplamaları, girdi parametreleri olarak nükleer kütleler, NLD ve transmisyon katsayılarını gerektirir, daha sonra; nükleon-çekirdek ve α -parçacık-çekirdek OMP'ler ve SFM'ler elde edilir. Bu nükleer parametreler

fenomenolojik veya mikroskobik modeller tarafından tanımlandığından, p çekirdek bolluğu hesaplamalarına giren nükleer fizik belirsizlikleri, kontrol edilmesi gereken güvenilirliklerine bağlıdır. Bu kontrol, p proses ile ilgili yakalama reaksiyonlarının tesir kesitlerini belirlemeyi amaçlayan, mevcut olanı da dahil olmak üzere tüm deneysel çalışmaların ana motivasyonudur (Harissopulos, 2020). HF istatistiksel modelinden reaksiyon hızları için tahminler nükleer fizik girdi parametrelerinin doğruluğuna bağlıdır (Scholz, 2020). Bu parametrelerden; NLD, γ ışını gücü fonksiyonları ve parçacık çekirdeği OMP, γ proses reaksiyon ağı hesaplamaları için çok önemlidir.

Onlarca yıl süren önemli deneysel çabalara rağmen, γ proses için deneysel reaksiyon hızlarının azlığı, HF istatistiksel modeline ve çeşitli nükleer modellere büyük ölçüde güvenmeyi zorunlu kılmaktadır. Gerçekte, HF modelinin ve girdilerinin güvenilirliğini doğrulamak ve buna göre γ proses hesaplamalarını daha güvenilir bir temele oturtmak bir zorluk olmaya devam etmektedir (Cheng, 2021). HF hesaplamalarının geçerliliğini sistematik olarak kontrol etmek için, geniş bir kütle aralığında deneysel veriler önemli parametrelerdir. Bu nedenle, γ proses ile ilgili önemli yeni deneysel tesir kesitler sağlamak kilit bir rol oynayacaktır. Deneysel olarak, γ prosesi nükleosentez araştırmalarında fotoayrışmaların çoğu, şimdiye kadar karşılıklılık teoremi temelinde ters ışınımsal yakalamadan türetilmiştir.

Düşük enerjilerde, bileşik nükleer reaksiyonlar baskındır. Bileşik çekirdeğin çok sayıda ara durumundan geçen bu tepkime türü, istatistiksel teorilerle çok iyi bir şekilde ele alınabilir; bunlardan en başarılısı, daha sonraki birkaç iyileştirme ile Hauser ve Feshbach'a bağlı olandır. HF teorisi, Bohr hipotezi ve karşılıklılık teoremine dayalı bir bileşik nükleer reaksiyonu tanımlamak için geliştirilmiştir. Burada gelen parçacığın dalga boyu nükleer boyutlardan çok daha büyük olduğundan, gelen parçacık enerjisi ilk çarpışmada o kadar çok nükleon üzerine dağıtılır ki, uyarılan nükleonların hiçbiri sistemden hemen kaçmak için yeterli enerjiye sahip değildir ve nükleonlar arasındaki güçlü etkileşimler sayesinde sistem istatistiksel bir dengeye ulaşılır. Daha sonra, nispeten uzun bir süre sonra, nükleer zaman ölçeğinde, parçacıklar, ısıtılmış bir sıvı damlasından moleküllerin buharlaşmasına benzer olan "buharlaşma" adı verilen süreç tarafından yayılır. Bu tür reaksiyonlar için enerji spektrumları Maxwellliendir ve yayılan parçacıkların açısal dağılımları bileşik nükleer reaksiyonlarda yaklaşık 90° ile simetriktir

(Acharya, 2022). Bu teorinin Weisskopf buharlaşma teorisinden temel farkı, bileşik nükleer reaksiyonda içsel açısal momentumun korunması gerektiğidir. Açısal momentum bu teoride önemli rol oynar. $X(x,y)Y$ tepkimesiyle ilgili tesir kesiti hesaplamak için HF formülü kullanılır. Bu tesir kesiti, giden parçacıkların transmisyon katsayılarına ve artık çekirdeğin seviye yoğunluğuna bağlıdır. Denklem (3.58)'de verilen toplam açısal momentum, J için bağımsızlık hipotezi formülü;

$$\sigma_{1,2} = \sigma_1 P_2 \quad (3.58)$$

olup, burada $\sigma_{1,2}$, $x + X \rightarrow C \rightarrow y + Y$ reaksiyonu tesir kesitidir. 1 ve 2 alt simgeleri giriş kanalına karşılık gelir, $x + X \rightarrow C$ ve $C \rightarrow y + Y$ sırasıyla 1 ve 2 için çıkış kanallarına karşılık gelir. Yukarıdaki formülde Bohr bağımsızlık hipotezine göre giriş kanalı çıkış kanalından bağımsız olduğu için giriş ve çıkış kanalı ile ilgili terimler ayrılmıştır. Karşılıklılık teoremi kullanılarak, artık çekirdeğin son durumlarına kısmi tesir kesiti Denklem (3.59)'daki gibi;

$$\sigma_{1,2}(J, S'_Y) = \frac{\pi}{k_1^2} \frac{(2J+1)}{(2s_x+1)(2S_x+1)} \frac{\sum_{l_1, j_1} \int dE_Y T_{l_1}(\epsilon_1) \sum_{l_2, j_2} T_{l_2}(\epsilon_2) \rho_Y(E_Y^*, S'_Y)}{\sum_{Y', l, J} \int dE_{Y'} T_{Y', l} \rho_{Y'}(E_Y^*)} \quad (3.59)$$

tanımlanır. Burada S'_Y Y artık nükleonun son durumundaki açısal momentumu, k dalga sayısı, $(2J+1)/(2s_x+1)(2S_x+1)$ istatistik faktör, j spin ile l açısal momentum için toplam açısal momentum J olup l rölatif açısal momentumun sınırları; $|J-j|$ den $|J+j|$ ye kadardır. Burada j_1 giriş kanalının spini, gelen parçacık spini s_x ve hedef spini S_x aralıkları; $|S_x - s_x|$ den $|S_x + s_x|$ a kadardır. T_{l_1} , T_{l_2} ve $\rho_Y(E_Y^*, S'_Y)$ sırasıyla gelen ve giden transmisyon katsayıları ile artık nükleonun seviye yoğunluğudur. Paydadaki $\sum_{Y', l, J} T_{Y', l} \rho_{Y'}(E_Y^*)$ terimi, açısal momentum ve enerjinin korunumunu sağlayan tüm olası çıkış kanallarının toplamını gösterir. Benzer şekilde; j_2 giriş kanalının spini, s_y yayılan parçacık spini ve S_Y artık nükleer spin olarak toplam aralıkları; $|S_Y - s_y|$ den $|S_Y + s_y|$ a kadardır. T_{l_1} , T_{l_2} ve $\rho_Y(E_Y^*, S'_Y)$ sırasıyla gelen ve giden iletim katsayıları ve Y artık çekirdeğin yoğunluğudur. Paydadaki $\sum_{Y', l, J} T_{Y', l} \rho_{Y'}(E_Y^*)$ terimi, açısal momentum ve enerjinin korunumunu sağlayan tüm çıkış kanallarının toplamını gösterir (Byun, 2014).

3.3. Aktivasyon Yöntemi ve Deneysel Tesir Kesitinin Hesaplanması

Aktivasyon yöntemi, hedefin yüklü parçacık demeti ile bombardıman edilerek aktif hale getirilmesi yani ışınlama aşaması ve bu işlem sonunda elde edilen reaksiyon ürünlerinin bozunmasının ölçülmesi şeklinde iki kısımdan oluşmaktadır. Işınlamalardan sonra, üretilen radyoaktif çekirdeklerin sayısı, radyasyonun ölçülmesiyle belirlenmelidir. Reaksiyon ürününün yarı ömrü kısaysa (birkaç dakikadan az ise), o zaman hedefi aktivasyon odasından sayım tesisine taşıyan hızlı bir dağıtım sistemi gerekir veya radyoaktif çekirdekler bozunmadan önce aktivitenin ölçülmesini sağlayan hedef odanın yanına bir dedektör yerleştirilmelidir. Kısa yarı ömür durumunda, yeterli istatistiksel veri toplamak için genellikle döngüsel aktivasyona ihtiyaç duyulur. Ancak çoğu durumda reaksiyon ürününün yarı ömrü, hedefin aktivasyon odasından çıkarılması ve bozunmanın ölçülebileceği bir dedektöre taşınması için yeterince uzundur. Çok az istisna dışında radyoaktif reaksiyon ürünleri β bozunumuna uğrar. Her üç β bozunma tipiyle (β^- , β^+ ve elektron yakalama) karşılaşılır. β -bozunumu sıklıkla ürün çekirdeği uyarılmış bir durumda bırakır ve bu nedenle bozunmayı γ -emisyonu takip edebilir. γ -dedeksiyonu, β -dedeksiyonuna kıyasla daha avantajlı olduğundan, çoğu durumda, nükleer astrofizik aktivasyon deneylerinde γ -ışınları ölçülür. Gama ışını sayımı, nükleer astrofizikte tesir kesit ölçümlerinde aktivasyon yöntemi için en yaygın olarak uygulanan yöntemidir. (Gyürky, 2019).

Deneysel nükleer astrofiziğin amacı, çeşitli astrofiziksel koşullarda yıldızlarda meydana gelen nükleer reaksiyonların oranlarını belirlemektir. Bu reaksiyon hızları, güneş sistemi ve galaksimizdeki elementel bolluk dağılımını anlamak için önemli bileşenlerdir. Reaksiyon hızları, astrofiziksel olarak ilgili olanlara mümkün olduğunca yakın enerjilerde ölçülmesi gereken tesir kesitlerden belirlenir. Çoğu zaman astrofiziksel olarak, üretilen izotopların sayısının offline ölçümüne dayalı olarak tesir kesitin belirlenmesine izin veren önemli bir reaksiyonun son çekirdeği radyoaktiftir. Genel olarak, bu tekniğe aktivasyon yöntemi olarak atıfta bulunulur ve bu yöntem genellikle ışın içi parçacıklar veya gama algılama ölçümlerine göre önemli avantajlara sahiptir (Gyürky, 2019). Reaksiyonların tesir kesitlerini ölçmek için aktivasyon yöntemiyle yapılan deneysel çalışmaların bazı sınırlamaları vardır; reaksiyon ürünü radyoaktif olmalı, uygun bir yarı ömre sahip olmalı ve bozunmasını uygun γ -radyasyonları takip etmelidir. Ürünün ilk beta bozunmasını takip

eden radyasyon ile tesir kesit hesaplanamıyorsa, alternatif bir yöntem olarak ikinci beta bozunması kullanılarak ölçülebilir.

Aktivasyon tekniği başarılı olmasına rağmen, uygulamasında belirli birtakım reaksiyonlarla sınırlıdır. Düzgün bir şekilde ışınlanabilmeleri için kararlı veya uzun ömürlü hedef çekirdeklerin kullanılması gerekir. Bu kısıtlama tek başına p proses ile ilgili önemli reaksiyonların birçoğunun ölçülmesini dışlamak için yeterlidir. Reaksiyon ürünlerinin radyoaktif olmasına ek olarak, reaksiyon ürünlerinin yarı ömürleri, ışınlamadan dedeksiyona geçişe izin verecek kadar uzun, ancak deneyin zaman ölçeği içinde bozunmaların meydana gelmesine yetecek kadar kısa olmalıdır. Reaksiyon ürünlerinin yarı ömrü geleneksel tespit yöntemleri için çok uzunsa, aktivasyon tekniği ile hızlandırıcı kütle spektrometrisi birleştirilerek reaksiyon ürünlerinin sayısı yine de belirlenebilir (Quinn, 2015).

Eğer aktivasyon sonucu oluşan ürün çekirdek kararlı ise on-line gama sayım tekniği uygun olacaktır. Fakat bu çalışmada da olduğu gibi aktivasyon sonucu oluşan ürün çekirdek radyoaktif ise aktivasyon yöntemi uygundur. Aktivasyon yöntemi ile bir madde içindeki element miktarı çok hassas bir şekilde belirlenebilir. Başarılı bir aktivasyon yöntemi uygulaması için ürün çekirdeğin yarı ömrünün ve yayınlanan gamalarının şiddetinin aktivasyon yöntemine uygun olması gerekir. Bu yöntemde aktivasyon ve sayım sistemleri farklı alanlarda olduğundan, sayım sistemi daha iyi izole edilebilir ve ölçüm on-line gama sayım tekniğine göre background spektrumundan daha az etkilenir.

P proses ile ilgili ölçülen reaksiyon tesir kesitlerinin büyük çoğunluğu aktivasyon tekniği kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Hafif yüklü parçacık aktivasyonu yoluyla artık nüklidlerin üretimi için entegre uyarma fonksiyonları, çeşitli uygulamalar için temel verileri oluşturur (Tárkányi, 2021). Aktivasyonda, meydana gelen reaksiyonların sayısının belirlenmesi, reaksiyon ürünleri bozunduğunda yayılan γ veya X ışınlarının offline tespiti yoluyla yapılır. Bu hedef materyalin önce radyoaktif reaksiyon ürünleri oluşturmak için bir proton demeti veya α parçacıkları ile ışınladığı ve ardından bozunma radyasyonunu tespit etmek için ayrı bir düzeneğe taşındığı anlamına gelir. Yakalama tesir kesitini ölçmek için aktivasyon tekniğini kullanmanın birçok faydası vardır. İlk olarak, algılama ışınlamanın dışında yapıldığından, dikkate alınması gereken hiçbir ışın kaynaklı

background veya karmaşık eksitasyon seviyesi şemaları yoktur. Ayrıca, dedektörler algılama verimliliğini en üst düzeye çıkarmak ve background radyasyonunu azaltmak için kurşun duvarlarla korunabilmek için hedef materyalin etrafına yerleştirilmiş bir geometriye yerleştirilebilir. Son olarak, her reaksiyon ürünü farklı enerjilerde radyasyonla bozunur, bu nedenle bir ışınlamada birkaç tesir kesiti ölçümü yapmak mümkündür.

Aktivasyon yönteminde bir hedef uygun parçacıklar ile belirli enerjilerde aktive edildikten sonra kararsız bir çekirdek oluşur. Oluşan kararsız çekirdekten yayınlanan radyasyon sayılarak tesir kesiti belirlenebilir. Aktivasyon için termal, hızlı nötronlar, yüklü parçacıklar veya yüksek enerjili fotonlar kullanılabilir. Aktivasyon yöntemi kullanılarak (p,γ) , (p,n) , (α,γ) , (α,n) , (α,p) , ve (γ,α) gibi reaksiyonların tesir kesitleri ölçülebilir. Bu yöntemde reaksiyon Denklem (3.60a) ve Denklem (3.60b)'deki gibi;



olabilir. Burada A hedef çekirdeği, p protonu, bombardıman sonucu oluşan ürün çekirdeği, C ürün çekirdeğin β^+ bozunumuyla oluşan çekirdeği temsil eder. Aktivasyon süresince ürün çekirdek oluşurken aynı zamanda bozunma da gerçekleşecektir. Bu nedenle lineer bir üretim meydana gelmez ve bu durumda B çekirdek sayısının zamanla değişimi Denklem (3.61)'deki gibi;

$$\frac{dN_B(t)}{dt} = R(t) - \lambda_B N_B(t) \quad (3.61)$$

olacaktır. Burada $R(t)$ üretim hızı, N_B oluşan B çekirdeği sayısı ve λ_B ise radyoaktif B çekirdeğinin bozunma sabitidir. Denklem (3.61) ifadesini daha açık şekilde yazacak olursak Denklem (3.62) ifadesi;

$$\frac{dN_B(t)}{dt} = \sigma n_T \phi - \lambda_B N_B(t) \quad (3.62)$$

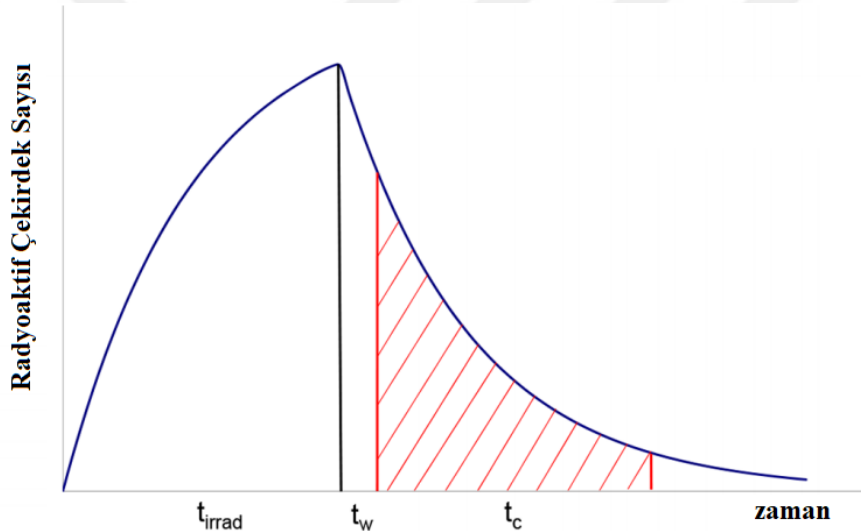
olup, aktivasyon sonunda $t = t_a$ alınarak, üretilen B çekirdeklerinin sayısı Denklem (3.63)'daki gibi;

$$N_B(t_a) = \frac{\sigma n_T \phi}{\lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t}) + N_{B0} e^{-\lambda_B t} \quad (3.63)$$

olacaktır. Aktivasyon süreci sonunda üretilen N_B çekirdeklerinin sayısı bilinirse, σ tesir kesiti yukarıdaki ifadelerden hesaplanabilir. N_B çekirdeklerinin sayısı ise aktivasyondan sonra bozunan çekirdeklerin yayınladığı gama ışınları sayılarla bulunabilir. Bu nedenle N_B değerlerinin, sadece bozunma esnasındaki zamana (t') bağlı ifadeleri gerekmektedir. Denklem (3.64)'deki gibi herhangi bir t anı için $N_B(t')$;

$$N_B(t) = N_B(t_a)e^{-\lambda_B t'} \quad (3.64)$$

şeklinde ifade edilir. Aktivasyon işleminin şematik gösterimi Şekil 3.11'de verilmiştir.



Şekil 3.11. Bir aktivasyon işleminin şematik gösterimi. Radyoaktif çekirdeklerin sayısı, zamanın bir fonksiyonu olarak çizilir. Burada t_{irad} ışınlama, t_c sayma ve t_w bekleme süresidir (Gyürky, 2019)

4. TALYS'TE KULLANILAN PARAMETRELER

TALYS, gözlemlenebilir nükleer reaksiyonların tam tanımını vermeyi ve temel nükleer fizik ile uygulamalar arasında önemli bir bağlantı olmayı amaçlayan bir nükleer reaksiyon yazılımıdır (Koning, 2023). Bu yazılımın son sürümü olan TALYS 1.96/2.0 nükleer veri seti için nükleer OMP'den 8 ve gama ışını transmisyon katsayılarından 9, seviye yoğunluğu için 6 farklı model seti ile 432 model seti kullanılarak tesir kesitleri değerlendirilmiş olup detaylar aşağıda verilmiştir.

4.1. Nükleer Modeller

Nötron eksikliği olan p proses çekirdeklerin kökenini inceleyen astrofizik modeller, önceden var olan nötronca zengin s ve r çekirdeklerinin nötron, proton fotoparçalanma ve proton yakalama reaksiyon hızları hakkında bilgi gerektirir. Deneysel verilerin daha iyi anlaşılması için nükleer model hesaplamaları yapmak, deneysel ve hesaplanan verileri karşılaştırmak daha öğretici ve avantajlıdır. Demir için nükleer veriler, yapısal bir malzeme olarak demirin rolü nedeniyle, nükleer reaktörlerin inşası için ve ayrıca hızlandırıcı güdümlü kritik altı sistemin tasarımında önemi artar (Suchiang, 2014). Astrofiziksel olarak ilgili etkileşim enerjilerindeki deneysel veriler sınırlı olduğundan, reaksiyon hızı hesaplamaları HF teorisinin tahminlerine dayanır. HF hesaplamaları, girdi parametreleri olarak nükleer kütleler, NLD ve transmisyon katsayılarını gerektirir; daha sonrakiler nükleon-çekirdek ve α -parçacık-çekirdek OMP'ler ve SFM'ler elde edilir. Proton OMP, p prosesi nükleosenteziyle ilgili düşük enerjilerde proton fotoparçalanmalarının ve ışımsal yakalama reaksiyonlarının tanımlanmasında önemli bir rol oynar (Harissopoulos, 2020) (Vagena, 2021).

Nükleer model hesaplamaları, modern nükleer veri değerlendirmesinin ayrılmaz bir parçasıdır. Mevcut verilerin doğrulanmasına yardımcı olan; reaksiyon kanalları, gelen ve giden parçacık enerjileri ve açılarının tanımında tamamen eksiksiz bir değerlendirme üretebilen birkaç hesaplama kodu geliştirilmiştir. Nükleer model kodunun ayarlanabilir parametreleri, değerlendirme sürecinde deneysel verileri yeniden üretmek için yerleştirilmelidir. En önemli parametreler ve mekanizmalar optik model parametreleri, bileşik çekirdek oluşumu, direkt etkileşimler, seviye yoğunluk parametreleri, gama ışını

transmisyon katsayıları, denge öncesi reaksiyonlar ve çoklu parçacık emisyonlarıdır (Hussain, 2009).

Nükleer model yazılımları, modern nükleer veri değerlendirmesinde vazgeçilmezdir. Nükleer reaksiyon kanallarının incelenmesi hem bileşik çekirdek oluşumunu hem de denge öncesi dinamikleri tanımlamak için farklı modellerin benimsenmesini ima eder (Colombi, 2021). Reaksiyon kanalı başına enerji ve açısal ızgaralar üzerinde yeterli interpolasyon ve ekstrapolasyon gerçekleştirmek için taşıma ve reaktör kodları, yalnızca ölçümler yoluyla mevcut olan verilere değil, bir veri dosyasındaki nükleer reaksiyonun tam açıklamasına dayanır. Tercih edilen yöntem, tüm olası reaksiyon verimleri ve yeterince yoğun bir ızgara üzerinde gelen ve giden parçacık enerjileri ve açıları için nükleer model kodunun reaksiyon kanallarının tanımında tamamen eksiksiz bir değerlendirme oluşturmaya izin vermektir, nükleer model kodunun ayarlanabilir parametreleri, çalışılan çekirdek için mevcut deneysel verileri yeniden üretmek için yerleştirilmelidir. Daha sonra, bu değerlendirmenin model kodu tarafından gerçekleştirilemeyecek bir hassasiyetle önemli deneysel veri noktaları ile güncellenmesi gerekir. Bu her zaman çözümlenmiş rezonans aralığı ve bazen çözümlenmemiş rezonans ve hızlı nötron aralığı (özellikle hafif ve bölünebilir nüklidler için) ile ilgilidir. Böylece, model kodu, veri dosyasının eksiksizliğini ve model kodu + deneysel verileri, belirli bir zamanda veri dosyasının mümkün olan en yüksek kalitede, yani gerçekçi değerleri sağlar (Koning, 2007).

Nükleer sistemler karmaşık kuantum sistemidir. Çekirdeğin özelliklerinin çoğundan sorumlu olan güçlü etkileşim henüz tam olarak anlaşılamamıştır. Karşılıklı, iki cisimli nükleon-nükleon etkileşiminin yanında, çekirdeğin içinde üç cisimli kuvvetlerin varlığından dolayı çok önemli etkilerinin olduğuna dair kanıtlar vardır. Güçlü etkileşimin bilinen özelliklerinden bazıları şunlardır (Calderon, 2011);

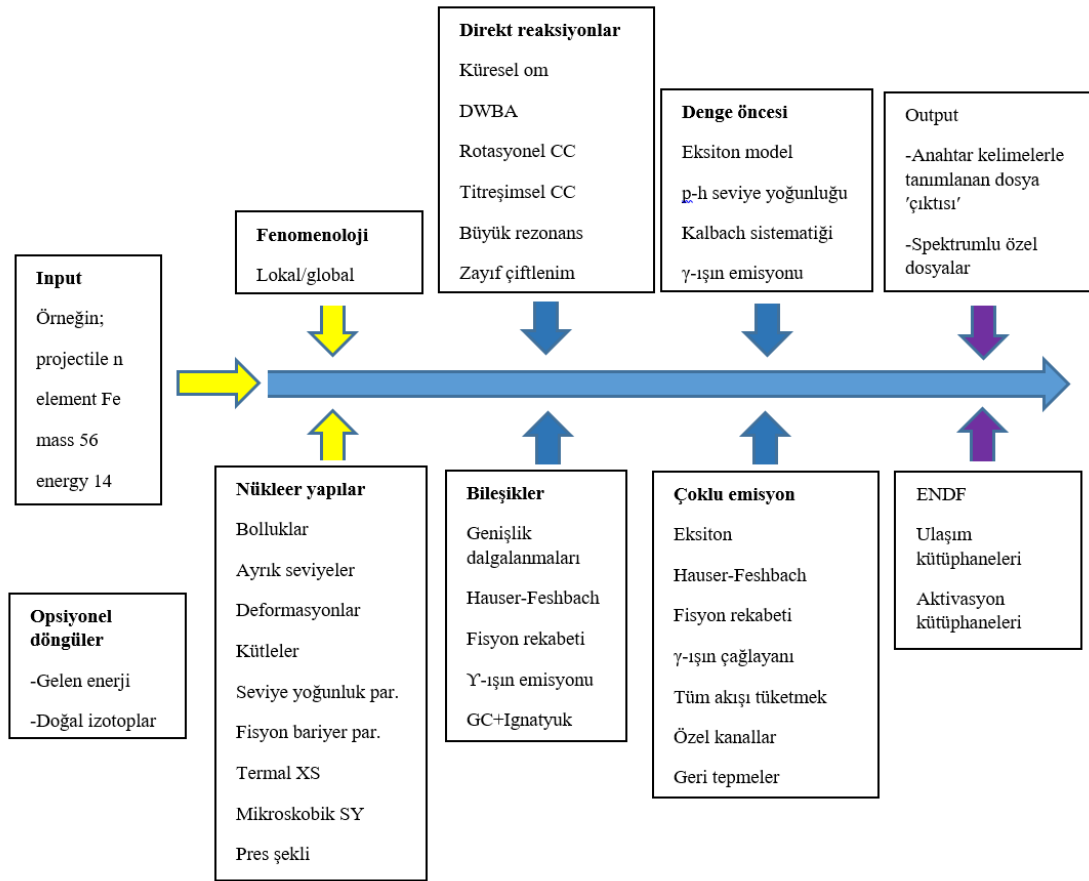
- Nükleer kuvvet, kısa mesafelerde Coulomb kuvvetinden daha güçlüdür.
- Atom sırasına göre uzaklıklarda nükleer kuvvet ihmal edilebilir düzeydedir.
- Bazı parçacıklar nükleer kuvvete karşı dirençlidir; elektronların nükleer kuvveti hissettiğine dair hiçbir kanıt yoktur.
- Nükleer kuvvet yükten bağımsızdır.
- Nükleonların dönüşlerinin yönüne bağlıdır.

- Nükleonları belirli bir ayrılımda tutan itici bir terim içerir.
- Yörünge açısal momentumunu korumayan, merkezi olmayan veya tensör bir bileşene sahiptir.

Nükleer kuvveti hesaplamak için çekirdeğin içinde zayıf ve elektromanyetik etkileşimlerin de bulunduğunu hesaba katmak gerekir. Nispeten az sayıda bileşen (≤ 300) nedeniyle, güçlü etkileşim istatistiksel yöntemlerle tanımlanamaz. Nükleer fizikçiler tarafından nükleer fenomenlerin farklı yönlerini açıklamak için çeşitli modeller kullanılmıştır. Her tür, bazı deneysel bulguları açıklamada başarılı olmuşken, diğerlerinde başarısız olmuştur.

γ , n, hafif ve ağır iyon kaynaklı nükleer reaksiyonlarla ilgili çalışmanın önemli yönü, yüksek enerjili gelen parçacık hedef çekirdeğe çarptığında meydana gelen farklı süreçleri anlamak ve daha iyi bir açıklama sağlamaktır. Deneysel veriler ve bu şekilde elde edilen fiziksel yorumlar, çeşitli etkileşim mekanizmaları için farklı nükleer modeller geliştirmemizi sağlar. TALYS, EMPIRE, ALICE gibi nükleer model kodları, deneysel reaksiyon tesir kesit verilerinin doğasını anlamak için geliştirildi. Bu kodların her biri, kodun teorik hesaplamaları gerçekleştirdiği ve tahminlerini sağladığı farklı nükleer reaksiyon modelleri içerebilir. Bu nedenle, deneysel veriler gelecekte nükleer verileri daha kesin olarak tahmin etmek için kullanılabilecek daha rafine kodlara öncülük edebilir (Parashari, 2018).

Deneysel sonuçları açıklamak için geçmişte birçok araştırmacı tarafından geliştirilmiş birkaç nükleer reaksiyon modeli vardır. Deneysel verilerle uyum, nükleer modellerin güvenilirliğini gösterdiği gibi, modelin sınırlarını da belirler. Güvenilir veriler elde etmek için daha doğru nükleer reaksiyon modelleri yapmak büyük ilgi görüyor. Temel olarak çeşitli reaksiyon modellerine dahil edilen, gelen parçacıkların enerji aralığına göre; bileşik çekirdek, direkt reaksiyon ve denge öncesi reaksiyon mekanizmaları olmak üzere üç nükleer reaksiyon mekanizması vardır (Makwana, 2017). Şekil 4.1'de TALYS'de kullanılan nükleer modellere ait özet tablo bulunmaktadır. Bunlar genel olarak optik, direkt, denge öncesi, bileşik ve fisyon modelleri olarak sınıflandırılabilir, tümü kapsamlı bir nükleer yapı ve model parametreleri veri tabanı tarafından yönlendirilir.



Şekil 4.1. TALYS'te kullanılan nükleer modellere ait özet liste (Koning, 2021)

4.1.1. Optik Model Potansiyeli

Bir nükleer reaksiyon hesaplamaları, kalitesi ve geçerliliği az çok iyi kurulmuş, birbirine bağlı birkaç modeli içerir. Nükleer reaksiyon çalışmalarının başlangıcından beri kullanılan en eski modeller optik model ve bileşik çekirdek modelidir. Bu modeller, bir nükleer reaksiyonun gerçekleşmesi için gereken süre bakımından iki uç duruma karşılık gelir. Optik model, gelen parçacık ve hedef arasındaki en hızlı etkileşim sürecine karşılık gelirken, bileşik çekirdek süreci, gelen parçacığın hedefte emildiği ve enerjisini hedef bileşenlerle paylaştığı duruma karşılık gelen en uzun olanıdır. Bu iki uç durum arasında, rolü yalnızca bir enerji eşiğinin ötesinde önemli hale gelen denge öncesi süreç yer alır. Bu modellerin pratik uygulaması, seviye yoğunlukları veya fisyon süreçleri gibi tamamlayıcı modeller tarafından sağlanan ya ayrık seviye özellikleri ya da nükleer kütleler gibi doğrudan deneysel veri tabanlarından alınan ve gerektiğinde teorik tahminlerle tamamlanan diğer bileşenleri gerektirir (Hilaire, 2014).

Optik model, nükleer reaksiyon analizinde yaygın olarak kullanılan nükleer reaksiyon teorisindeki önemli teorik modellerden biridir. Bu modelin temel varsayımı, gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki karmaşık etkileşimin, OMP olarak adlandırılan karmaşık bir ortalama alan potansiyeli ile temsil edilmesidir. Bu tür reaksiyonların deneysel verileri yeterli olmadığından, 400 MeV'ye kadar gelen α enerjisi ve $12 \leq A \leq 209$ kütle aralığındaki hedef çekirdekler için global bir fenomenolojik OMP ve mikroskobik bir OMP sağlanır ve gözlemlenebilirleri güvenilir bir şekilde tahmin etmek için kullanılabilir. Küresel fenomenolojik OMP, geniş bir enerji ve çekirdek aralığında hesaplanan sonuçlar ile reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel verileri ve elastik saçılma açısal dağılımları arasındaki sapmayı en aza indirecek şekilde parametrelerini ayarlayarak elde edilir. Mikroskobik OMP, teorik olarak nükleon-nükleon etkileşimine dayalı olarak üretilir. Her iki OMP, geniş bir enerji ve çekirdek bölgesinde ölçüm verisi olmayan reaksiyonlar için bir miktar tahmin yeteneğine sahiptir (Guo, 2017).

Bir nükleer reaksiyon oluşturmak için iki çekirdek birleşir ve bu sistemde geriye kalan tüm nükleonların oluşturduğu alanda tek bir nükleon bulunur. Sistemde N sayıda nükleon varsa, sistemi temsil etmek için N sayıda Schrödinger denklemi gerekir. Bu denklemleri çözmek için uygun potansiyel formuna sahip olmak gerekir. Optik model, sanal bir kısmın yanı sıra, gerçek bir kısmı olan karmaşık potansiyel olarak kabul edilir. Gelen parçacık ve çekirdek arasındaki etkileşim, optik bir fenomen olarak kabul edilir. Elektromanyetik dalga bir ortamdan diğerine geçerken ve yolda bir engel olduğunda kırılabilir. Aynı şekilde, gelen parçacık dalgası da çekirdek tarafından kırınımına uğrar. Böylece, toplam potansiyel $V(r)$, kırınım kısmını temsil eden bir gerçek ve kırılma kısmını temsil eden hayali kısım içerir. Potansiyel, Denklem (4.1)'deki gibi gerçek kısmı $U(r)$ ve sanal kısmı $W(r)$ ile;

$$V(r) = U(r) + jW(r) \quad (4.1)$$

temsil edilir. Model, nötron kaynaklı nükleer reaksiyonlara uygulamak için 1937 yılında Bethe tarafından keşfedilip, 1954 yılında Feshbach tarafından önerildi. Optik model, deneysel verilerin çoğunun açıklanmasında etkili ve güvenilirlerdir. Bu model zaman zaman gereksinimlere göre modifiye edilmiştir (Makwana, 2017). Schrödinger denklemini sayısal olarak çözmek bu karmaşık potansiyelle, çok sayıda değerli bilgi sağlar. Başka bir

deyişle, kütle merkezi sisteminde parçacığın hareketi Schrödinger Denklem (4.2)'deki gibi verilir;

$$\nabla^2\psi + \frac{2\mu}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0 \quad (4.2)$$

burada μ azaltılmış kütledir. $U=V+iW$ denklemin dalga fonksiyonu çözümü, kırınım modellerini açıklayan kısmi dalgalar olan kısmi dalga genişletme yöntemi kullanılarak belirlenir. Optikte olduğu gibi, potansiyel de karmaşık olabilir, $U=V+iW$ ve hayali kısmı W okunduğunda, gelen parçacık akısının bir kısmının kaybolduğuna dair deneysel kanıtları açıklayan bir kaynak terime karşılık gelir. W , deneysel veriler üzerinde uygun bir tanımlamayı etkinleştirmek için negatif olmalıdır ve W 'nin etkisi ihmal edilemez (Hilaire, 2014). Bu yaklaşıma "optik model" denir, çünkü birçok yönden ışığın bir ortamdaki yayılmasını tanımlamak için kullanılan kırılma indeksi yaklaşımına benzerdir. Orada çok cisim problemi, ışığın ortamdaki her parçacıkla etkileşimi, ortamın etkisinin bir kırılma indisi ile temsil edildiği bir yayılma problemi ile yaklaşık olarak tahmin edilir (Feshbach, 1958).

Hedef çekirdeğin potansiyel kuyusu ile yer değiştirmesi 1935 yılında Bethe tarafından özellikle yavaş nötron rezonansları için yapılan önerme başarısız olmuştur. Bohr-Breit-Wigner nükleer reaksiyon teorisi, yavaş nötron rezonanslarının birçok cisim etkisi olduğunu başarıyla gösterdi. Nükleer reaksiyonların iki aşamada gerçekleştiği kabul edildi; ilkinde, nispeten uzun bir süre yaşayan bir bileşik nükleer durum oluşturmak için gelen nükleonunun ve hedef çekirdeğin birleşmesi vardı. Bileşik durumun, gelen nükleonunun kimliğinin tamamen kaybolduğu karmaşık birçok cisim durumu olduğu düşünülüyordu. İkinci aşamada bileşik çekirdek bozundu; yayılan parçacık (veya parçacıklar), çeşitli koruma yasalarının gerektirdiği durumlar dışında, gelen parçacıkla esasen hiçbir genetik ilişkiye sahip değildi. Böyle bir açıklamanın optik bir model tanımıyla çok az ilişkisi varmış gibi görünüyordu ve optik modeli yukarıda açıklandığı gibi kullanmaya yönelik ilk girişimlerle kesinlikle uyumsuzdu. Bu açıklama Ostrofsky, Breit & Johnson tarafından birleştirme adını tanımlamak için gereken geçirgenliklerin hesaplanmasında, gelen parçacık dalga fonksiyonunun hesaplanmasına, gelen nükleonun çekirdek ile ortalama etkileşimini iyi tanımlayan ortalama bir potansiyelin dahil edilmesi gerektiğini öne sürdüler. Gelen parçacığın çekirdeğin içindeyken absorpsiyonunu hesaba

katmak için kuyunun karmaşık olması gerektiğini belirttiler. Buradan yola çıkarak, tek parçacık rezonanslarının penetrasyonları ve dolayısıyla nükleer reaksiyonlar için tesir kesitini artıracağını otomatik olarak buldular. Bethe, günümüz bakış açısına oldukça yakın olan Bohr teorisine tek parçacık yaklaşımını işaret eden ilk kişidir. Gelen nükleon enerjisi yüksek olduğunda, rezonanslar genişler ve tesir kesitleri enerji ile düzgün bir şekilde değişir. Bethe, burada optik bir model tanımının geçerli olacağını tahmin etti. Nükleer maddenin çok emici olduğu düşünüldüğünden, Bethe nükleer reaksiyonlardaki temel etkilerin potansiyel U 'nun sanal kısmından geldiğini ve karşılık gelen ortalama serbest yolun bir nükleer yarıçaptan çok daha küçük olacağını varsaymıştı. Daha sonra böyle bir teorinin rezonans teorisi tarafından verilen nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin enerji ortalamasını öngördüğünü gösterebildi.

Ford & Bohm, 1950'de, düşük enerjili nötron-çekirdek saçılma uzunluğunun, kütle sayısının bir fonksiyonu olarak bir rezonans yapısı gösterdiğini keşfetmişti (o zamandan beri "dev rezonanslar" olarak adlandırılmıştır). Gerçek bir kare kuyusu kullanarak optik model açısından yorumladılar. $R = 1,4A^{1/3}$ Fermi aralığı varsayılarak kuyunun derinliği 45 MeV olarak bulunmuştur. Bütün bunlar, gelen nükleonunun ortalama serbest yolunun nükleer yarıçap mertebesinde olması gerektiğini gösterdi, çünkü ancak o zaman rezonansın meydana gelmesi için gerekli olan yapıcı girişim mümkün olabilirdi. Düşük enerjilerdeki optik model, tesir kesitlerin enerji ortalamalarıyla ilgilidir. Enerji ortalaması, rezonanslar nedeniyle, enerjide bile çok küçük değişikliklerle olağanüstü dalgalanan tesir kesitleri yumuşatmak için gereklidir. Optik modelin tahminleri, enerji ile düzgün bir şekilde değişen ortalama tesir kesitler ile karşılaştırılır (Feshbach, 1958).

Daha yüksek enerji bölgesinde, nötron saçılması ve absorpsiyonu için bir sınır koşulu modeli önerildi. Bu model rezonans genişlikleri seviyeler arasındaki boşluk sırasına geldiğinde geçerli olduğu varsayıldı. Ford & Bohm'dan önce gelen bu model, Bethe'nin önceki versiyonunda olduğu gibi, nükleer maddenin güçlü bir şekilde emici olduğunu varsayıyordu. Optik modelin yüksek enerjilerdeki başarısıyla cesaretlendirilen bu yazarlar, U potansiyeli için karmaşık bir kare kuyu kullanarak bunu elastik proton saçılımına (18 MeV) uyguladılar. Sonuçlar, güçlü etkileşim modelinden çok farklı değildi.

Barschall ve çalışma arkadaşlarının deneylerine kadar, optik modelin düşük enerjili bölgelerine uygulandığı ciddi bir şekilde düşünülmedi. Enerji yayılımı birçok ince yapı rezonansını içerecek kadar (veya enerji ortalaması doğrudan gerçekleştirilirse) yeterince büyük olan nötronlar için ortalama toplam tesir kesitin, E enerjisine ve A kütlesine düzenli bir şekilde bağlı olduğu bulunmuştur. Örneğin, tesir kesitteki tepe noktaları (dev rezonanslar) E veya A değiştirildiğinde düzenli bir şekilde hareket eder. Bu olgu potansiyel bir kuyu modeli önerir; çünkü çekirdeğin içindeki dalganın genliğinin çok olması mümkün hale gelir. Yine, böyle bir yapıcı girişimin meydana gelmesi için, çekirdek içindeki nükleonun ortalama serbest yolu, en azından nükleer yarıçap mertebesinde olmalıdır. Barshall deneylerinin bu nitel açıklaması, OMP'nin yanı sıra karmaşık bir kare kullanılarak hesaplama ile doğrulandı. Modelin bir başka başarısı, düşük nötron enerjileri için, dev bir rezonans yapısının ($v\sigma_r$) öngörülmesiydi; burada v , nötron hızı ve σ_r reaksiyon tesir kesitidir. Model ayrıca elastik olarak saçılan nötronların açısal dağılımına uyum sağladı. Bu, örneğin enerjinin bir fonksiyonu olarak toplam tesir kesitte salınım olmaması için dev rezonansların tamamen sönümlendiği güçlü absorpsiyon teorileriyle karşılaştırılmalıdır. Elbette, karenin verilere tam olarak uymadığı nokta çoktu. Bunların en ciddi, öngörülen reaksiyon tesir kesitlerinin çok küçük görünmesiydi. Bu, birkaç yazar tarafından gözlemlenen elastik proton saçılımına uyması için kare kuyu kullanıldığında, kare kuyunun çok fazla saçılım verdiği bulundu. Bu güçlülere çözüm olarak kare kuyu yerine kuyruklu bir kuyu geldiğinde ortadan kaldırılabildiğini, kareyi potansiyel ile değiştiren Woods & Saxon tarafından 20 MeV protonu için gösterildi (Feshbach, 1958).

20. yüzyılın ortalarında, çeşitli gelişmeler optik modelin yeniden canlanmasına yol açtı. İlk olarak kinetik teori yaklaşımı kullanılarak yüksek enerjili deneyler yapılmıştır. Çekirdek, bir Fermi gazı ile temsil edildi. Bu araştırmalardan öğrenilen en önemli durumlardan biri, bireysel nükleon-nükleon saçılımındaki olası son durumların sayısını azaltan Pauli dışarlama ilkesinin, gelen nükleonunun ortalama serbest yolunda önemli bir artışa neden olduğuydu. Optik modelin ilk kullanımı Fernbach, Serber & Taylor tarafından yapılmıştır. Bunlara göre çekirdek, hayali kısmı doğrudan ortalama serbest yolla ilişkili olan karmaşık bir kırılma indeksi cinsinden tanımlandılar. Bu, kırınım küçük açılı saçılımı hesaplamaya dahil etmelerini sağladı. Yüksek enerjilerde optik modelin kullanımı nükleon-çekirdek saçılması ile sınırlı değildi. π -mezonu tanımlaması ve karbon

nükleonlarından saçılması daha sonraki yıllarda çalışılmıştır. Örneğin yavaş nötronlar tarafından sergilenen düşük enerji alanında optik model (tesir kesitlerin enerji ortalaması ile ilgilidir), ince yapı rezonanslarını tanımlamaya çalışamaz. Bu nedenle optik potansiyel terimi bir yanlış isim olduğu savunulmuştur. Bununla birlikte, rezonans genişliklerinin seviyeler arasındaki boşlukla karşılaştırılabilir veya daha büyük hale geldiği daha yüksek enerjiler dışında optik potansiyel ile bağlantı yapılmadı.

Optik model, elastik açısal dağılım ve polarizasyon, reaksiyon ve toplam tesir kesiti gibi temel gözlemlenebilirler ve düşük enerjiler için, s, p dalga gücü fonksiyonları ve potansiyel saçılma yarıçapı R' için bir tahmin yapar. Bir optik modelin temel değeri, hiçbir ölçümü olmayan enerjiler ve nüklidler için bu miktarları güvenilir bir şekilde tahmin edebilmesidir. OMP'nin ve özellikle onun hayali bileşeninin, Coulomb bariyerinin altındaki enerjilerde güçlü bir şekilde enerjiye bağımlı olduğu bilinmektedir, bu nedenle astrofizik uygulamaları için OMP parametrelerinin belirlenmesi, ilgili olana mümkün olduğunca yakın enerjilerdeki deneysel bilgilere odaklanmalıdır. Genellikle OMP parametreleri, Coulomb bariyerinin üzerindeki enerjilerde elastik saçılma açısal dağılımlarının analizinden türetilir. Bununla birlikte, astrofizikte ilgili α -parçacık enerjileri Rutherford bileşeninin baskın olduğu Coulomb bariyerinin oldukça altındadır. Astrofiziksel ilişki enerjilerinde α elastik saçılım hakkında bilgi verebilecek sadece birkaç kesin deneysel veri mevcuttur. α -emiyon reaksiyonları söz konusu olduğunda, Coulomb bariyerinin altındaki enerjilerde tesir kesitleri çok küçüktür (Demetriou, 2002).

Optik model tarafından sağlanan doğrudan gözlemlenemeyen niceliklerin kalitesi, çeşitli reaksiyon kanallarının değerlendirilmesi üzerinde eşit derecede önemlidir. Son yıllarda, OMP'ye mikroskobik ve yarı mikroskobik yaklaşımlar ağır iyon saçılması gibi çeşitli kütlelerdeki çekirdeklerden nükleonların saçılımı başarıyla açıklandı (Bauge, 2001). İyi bilinen örnekler, bileşik çekirdek ve çok adımlı bileşik bozunma için transmisyon katsayıları ve direkt elastik olmayan reaksiyonlar ve istatistiksel çok adımlı direkt reaksiyonları tanımlayan sürekliliğe geçişler için kullanılan çarpık dalga fonksiyonlarıdır. Ayrıca optik model ile hesaplanan reaksiyon tesir kesitleri yarı klasik ön denge modelleri için çok önemlidir.

$24 \leq A \leq 209$ kütle aralığında küresel nüklidlerde 1 keV'den 200 MeV'ye kadar gelen enerjilere sahip nötronlar ve protonlar için yeni fenomenolojik OMP'ler oluşturuldu.

Potansiyel derinliklerin enerji bağımlılığı işlevsel bir forma ve fiziksel olarak kısıtlanmış geometri parametrelerine dayanırlar. Bu ilk kez, geniş bir kütle aralığında ve birkaç MeV büyüklük derecesini kapsayan bir enerji aralığında temel saçılma gözlemlenebilirliği tahmin etmeyi sağlar. Böylece farklı enerji bölgelerinde farklı OMP'lerin kullanılması gerekliliği ortadan kaldırılmıştır. Kapsamlı ızgara aramaları ve yeni bir hesaplamalı yönlendirme tekniği kullanarak, birçok izotop için ayrı ayrı optik model parametreleri elde edilmiştir. Sonuç olarak lokal olarak adlandırılan optik modellerin nükleer verilerin teorik analizlerinde kullanılması önerilmektedir. Bu parametrelerden, sadece gözlemlenebilirlerin tanımlanması açısından değil, aynı zamanda daha büyük kütle ve enerji aralıklarını kapsadıkları için, mevcut diğer tüm fenomenolojik olanlardan daha üstün olan asimetriye bağlı nötron ve proton global OMP'leri de oluşturulmuştur (Koning, 2003). Optik model parametreleri: tüm enerjiler, nötrondan alfa parçacıklarına kadar tüm parçacıklar, küresel ve deforme çekirdekler, global ve lokal optik potansiyel, mikroskobik optik potansiyel ve küresel dağıtıcı (dispersive) optik modelleri için optik potansiyelin derlenmesiyle sağlanır (Yılmaz, 2014).

γ proses ile ilgili enerjilerde α -yakalama verilerinin bugüne kadar az olması nedeniyle; nükleer girdiyi sınırlamaya devam etmek, p çekirdeklerini üretmek için gerekli astrofiziksel koşullar hakkında daha fazla bilgi sağlayacak kütle ve enerji aralığında sürekli deneysel çalışmalara ihtiyaç vardır. Deneysel verilerin, kararlı çekirdekler için bile az kaldığı bir enerji bölgesinde, p proses nükleosentezinin arkasındaki itici mekanizmalar hakkında sağlam bir anlayış için daha fazla deneysel ve teorik çalışma gereklidir (Fallis, 2020; Olivás-Gomez, 2020; Vasileiou, 2022).

4.1.2. Yarı Mikroskobik Optik Model

Son yıllarda mikroskobik temelde nükleon-çekirdek OMP'sini oluşturmak için büyük bir çaba harcanmıştır. Mevcut ve yaygın olarak kullanılan yarı mikroskobik (fenomenolojik ve mikroskobik arasında) OMP, Jeukenne Lejeune Mahaux (JLM) modelidir (Childers, 2021). Mikroskobik ve yarı mikroskobik yaklaşımlar, nükleer maddedeki kütle operatörünü hesaplamak için Brückner Hartree Fock teorisinden yararlanır. Teoriye göre; nükleer ortam yoğunluğu, nükleonun momentumu ve enerjinin bir fonksiyonu olan kütle operatörünün çıkarımı yapılır. JLM bu teoriyi temel alan OMP'yi geliştirmiştir. Nötron

ve proton saçılma çalışmalarında JLM modelin tahmin edici etkisi net olarak görülmüştür (Yılmaz, 2014).

Fenomenolojik OMP'nin yanı sıra, yarı mikroskobik nükleon-çekirdek küresel OMP ile TALYS hesaplamaları yapmak da mümkündür. Deforme olmuş ve kararsız çekirdeklerin OMP $A=30$ ila 240 arasında ve 10 keV ila 200 MeV arasında değişen enerjiler için tahminler üretmektedir. MOM, Fransızca'da "Modele Optique Microscopique" veya İngilizce'de "Microscopic Optical Model" anlamına gelir. TALYS'in bu versiyonunda yalnızca küresel JLM OMP'ler dahildir (Koning, 2017).

Mikroskobik optik model modülü, nükleer yapı veri tabanından radyal madde yoğunluklarını okur ve yerel bir OMP elde etmek için yoğunluklarla tanımlanan nükleer madde OMP'nin katlanmasını gerçekleştirir. Bu daha sonra gelen parçacık OMP ile etkileşimi için Schrödinger denklemini çözerek gözlemlenebilirleri hesaplamak için ECIS-06'ya konur. ECIS-06, genelleştirilmiş optik model ve Birleştirilmiş Kanallar modeli içindeki hesaplamalar için iyi bilinen ve saygı duyulan bir koddur. Bunlar, deforme olmuş çekirdekler üzerindeki reaksiyonları modellemek ve özellikle esnek olmayan saçılmadaki toplu ayrık seviye popülasyonunun doğru tanımı için önemlidir (Herman, 2013). OMP'ler, JLM'nin Bruckner-Hartree-Fock çalışmasına dayalı olarak nükleer maddedeki bir OMP ile hedef radyal madde yoğunluğunun katlanmasıyla hesaplanır. Bu nükleer madde, OMP daha sonra büyük bir deneysel veri seti ile öngörülen sonlu çekirdek gözlemlenebilirlerin uyumunu geliştirmek için fenomenolojik olarak değiştirildi. Nükleer maddedeki lokal OMP, enerji kabuğundaki kütle operatörü değerlendirilerek elde edilir (Yılmaz, 2014).

4.1.3. Sıvı Damlası Modeli

Nükleer fizikteki en önemli modellerden ikisi sıvı damlası modeli (Liquid Drop Model LDM) ve nükleer kabuk modelidir. LDM tarihsel olarak, çekirdeklerin çeşitli toplu özelliklerini tanımlamaya çalışan ilk modeldi. Çekirdek içinde, sıkıştırılamaz kuantum sıvısının bir damlası olarak ele alınır. Bu model, bir çekirdeğin toplam bağlanma enerjisini proton ve nötron sayısının bir fonksiyonu olarak veren ünlü yarı deneysel kütle formülüne götürür. LDM kullanılarak deformasyonlar, dönmeler, titreşimler ve fisyon da tanımlanmıştır. Buna karşılık, nükleer kabuk modeli çekirdeği, ortalama bir alan içinde

bağımsız olarak hareket eden nükleonlar cinsinden tanımlar. Bu model, atom fiziğindeki elektron kabuk boşluklarına benzer şekilde nötronlar ve protonlar için kabuk boşluklarının varlığı ile motive edildi. Tek parçacık enerjileri Hartree Fock formalizmi kullanılarak hesaplanabilir ve bazı artık etkileşimleri içeren daha gelişmiş hesaplamalarda girdi parametreleri olarak kullanılabilir (Laplace, 2016).

LDM, nükleer maddenin toplu davranışının daha makroskobik olarak resmi verir. LDM, çekirdeği sıkıştırılmaz küresel bir sıvı olarak ele alarak proton ve nötron sayılarından nükleer bağlanma enerjisine (E_B) yaklaşır. Bu durum Denklem (4.3)'deki gibi;

$$E_B = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_A \frac{(N-Z)^2}{A} - \delta(A, Z) \quad (4.3)$$

verilebilir. Burada a_V, a_S, a_C ve a_A sırasıyla hacim, yüzey, Coulomb ve asimetri terimlerinin katsayılarını temsil eder. Asimetri terimi, Pauli dışarlama ilkesinden ve $\delta(A, Z)$ terimi eşleştirmeden kaynaklanır. TALYS, enerjileri 200 MeV'nin altında olan nükleonlar ve asimetriye bağlı olan normalizasyon fonksiyonları için genelleştirilmiş optik model parametrelerini kullanır (Machner, 2021).

4.1.4. Shell (Kabuk) Modeli

Shell modeli, nükleonların, potansiyel bir kuyunun çekici net kuvveti nedeniyle çekirdek içinde yörüngede serbestçe dolaşan nokta parçacıklar olduğu bir Fermi gazı fikri üzerine kurulmuştur. Kabuk modeli, nükleonların düzenini yörünge dolguları ve enerji seviyeleri açısından tanımlamak için kuantum sayılarıyla temsil edilen bir dizi temel durum dalga fonksiyonunu varsayar. Muhtemel kabuk modelinin en büyük başarısı, deneysel nükleer bağlanma enerjileri ile makroskobik bir modelden hesaplananlar arasındaki farkları açıklama yeteneğidir. Temel sorun, nükleer bağlanma enerjilerindeki deneysel süreksizlikleri yeniden üretecek derinlikte ve şekilde bir kuyu bulmaktır. Nükleer kabuk modeli, çekirdeğin özelliklerini tanımlamanın başarılı bir yolu olmuştur. En büyük başarılarından biri, çekirdeklerdeki sözde sihirli sayıları açıklamaktır. Bunlar, bir parçacığın bir sonraki uyarılmış duruma uyarmada büyük miktarda enerji aldığı proton ve nötron sayılarıdır. Ayrıca sihirli sayıda proton ve/veya nötron içeren atom çekirdekleri, nükleon başına komşularına göre daha yüksek ortalama bağlanma enerjisine sahiptir ve bu nedenle nükleer bozunmaya karşı daha karardır.

Kabuk modelinin bağımsız parçacık versiyonu, bireysel nükleonlar arasında çok az etkileşim olduğunu veya hiç etkileşim olmadığını ve her proton ve nötronun diğer nükleonlar yokmuş gibi kendi yörüngesinde hareket ettiğini varsayar. Buna göre nükleonlar, Pauli dışarlama ilkesi karşılandığı sürece, uyarılmış durumlar oluşturmak için kapalı kabuklardan bağımsız olarak açık yörüngelere yükseltilebilir. Bu uyarılmış durumun açısal momentumu ve paritesi, eşleştirilmemiş değerlik parçacıklarının ve hollerin yörünge özelliklerine karşılık gelir.

4.2. Gama Işını Kuvvet Fonksiyonu

Nükleer reaksiyonlar, tek parçacık uyarımı ve monopol titreşimi çekirdeklerin dönüşü gibi toplu uyarım yoluyla çekirdekleri uyarabilir. Nükleer uyarılma enerjisi nötron ayırma enerjisine yaklaştıkça, kuantum durumlarının sayısı ve genişlikleri artar. Bu uyarma enerjisi bölgesi, yarı süreklilik bölgesi olarak bilinir. Bu tür enerji seviyeleri, mevcut deneysel çözünürlükle çözülemez. Bu nedenle, uyarma enerjisi, spin ve parite gibi nükleer özellikleri araştırmak için ayrı ayrı kullanılamazlar (Mbabane, 2018). Sonuç olarak, yarı süreklilik bölgesindeki nükleer bozunma özellikleri; NLD ve SFM olan iki istatistiksel büyüklük kullanılarak tanımlanır. NLD ve SFM, HF yaklaşımına dayalı astrofiziksel reaksiyon hızı ve tesir kesitleri hesaplamaları için temel bileşenlerdir (Brits, 2019).

Gama emisyonu, gelen düşük enerji aralığında nükleer uyarımın giderilmesi (Herman, 2013) gama ışını transmisyon katsayıları, nükleer reaksiyonlarda gama emisyon kanalının tanımlanması için önemlidir. Bu, neredeyse evrensel bir kanaldır, çünkü genel olarak gama ışınları, yayılan diğer herhangi bir parçacığın emisyonuna eşlik edebilir. Optik modelden ortaya çıkan parçacık transmisyon katsayıları gibi, gama ışını transmisyon katsayıları da fotonların diğer parçacıklarla rekabetinin hesaplanması için HF modeline girer. X tipi çok kutuplu ℓ için gama ışını transmisyon katsayısı Denklem (4.4)'deki gibi verilebilir;

$$T_{X\ell}(E_\gamma) = 2\pi f_{X\ell}(E_\gamma) E_\gamma^{2\ell+1} \quad (4.4)$$

burada E_γ gama enerjisini gösterir ve $f_{X\ell}(E_\gamma)$ enerjiye bağlı SFM'dir. SFM, yarı süreklilik bölgesinde bulunan uyarılmış çekirdeklerin ortalama elektromanyetik

özellikleri hakkında bilgi verir. Bu özellikler; proton dağılımı, nötron dağılımı ve nükleer yapının şekli gibi nükleer yapı ile ilgili önemli bilgiler sağlar. Foton emisyonu, nükleer reaksiyonlarda en yaygın kanallardan biridir. γ -kuvvet fonksiyonu, γ -bozunması veya foto-uyarılma gibi γ -geçişleri için istatistiksel olasılığı karakterize ettiğinden, γ ışınları ile reaksiyonları tanımlamak için temel bir faktördür. SFM; γ ışını ve foto soğurma gibi iki farklı şekilde tanımlanabilir (Byun, 2014).

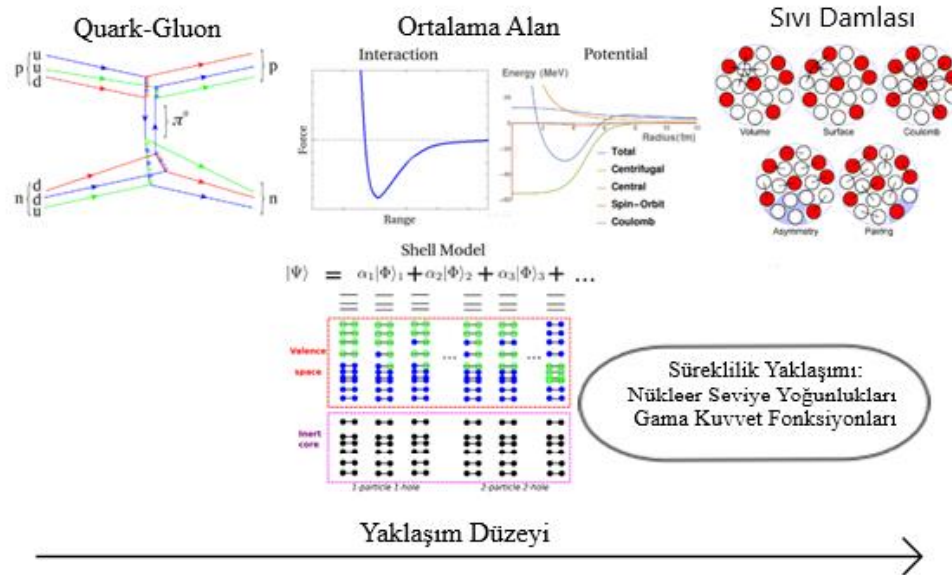
Geçiş, ya düşük enerjiden uyarılmış enerji durumlarına foto-absorpsiyon yoluyla ya da uyarılmış durumlar aralığından daha düşük enerji durumlarına γ -bozunum yoluyla gerçekleşebilir. Bu geçiş modlarına karşılık gelen SFM'ler, sırasıyla yukarı ve aşağı kuvvet fonksiyonları olarak adlandırılır. SFM, p prosesinin simülasyonu için kullanılan fotoparçalanma reaksiyon hızlarını hesaplamak için önemli bir bileşendir. P proses sırasında, çekirdek, fotoparçalanma eşiğini düşürerek termal olarak uyarılabilir, böylece nötron fotoparçalanması için reaksiyon hızını önemli ölçüde artırır. Uyarılmış durumlarda (γ, n) reaksiyon hızlarını hesaplamak için, SFM'nin nötron ayırma enerjisinin altında bilinmesi gerekir. Nötron ayırma enerjileri; (γ, p) ve (γ, α) parçalanmalarının malzeme akışına büyük ölçüde hakim olması için yeterince yüksek olana kadar, özellikle (γ, n) reaksiyonları, nükleosentez yolunu stabilitenin nötrondan yoksun tarafına doğru yönlendirir. Nötron ayırma enerjisinin yakınında bir cüce dipol rezonansının (PDR) varlığı, reaksiyon hızını daha da artırabilir (Angell, 2008; Lotay, 2021). Deneysel SFM'ler, ayırık rezonans yakalama, termal nötron yakalama ve foto-nükleer reaksiyonları inceleyen deneylerde kısmi ışıyım genişliklerinin Γ_γ ölçümüne dayanır (Herman, 2013).

4.3. Nükleer Seviye Yoğunluğu

Atom çekirdeklerinin, nispeten yoğun nükleer seviye aralığına sahip uyarma enerjilerinde istatistiksel özelliklerle iyi tanımlandığı uzun zamandır bilinmektedir. İstatistiksel modellerde tesir kesitleri tahmin etmek için, ayırık seviyeli bilgilerin mevcut olmadığı veya eksik olduğu uyarma enerjilerinde NLD'ler kullanılır ve ρ ile gösterilir. ρ , β -kararlılık eğrisi boyunca çekirdekler için iyi karakterize edilmiş olsa da, deneysel zorluklar, kısa ömürlü nüklidler için kısıtlamaları neredeyse ihmal edilmiştir. Bu, astrofiziksel olayların hesaplanmasında ve nükleer uygulamalarda nükleer reaksiyon hızlarının istatistiksel tahminlerinin oynadığı kilit rolü göz önüne alındığında rahatsız edicidir (Soltesz, 2021).

Bağlı bir kuantum durumunda olmaları nedeniyle, nükleonlar yalnızca belirli bir aralığa sahip belirli enerji seviyelerinde var olabilir. Ancak yüksek uyarılma enerjilerinde, her bir enerji seviyesi arasındaki boşluk, enerji seviyelerinin ayırık spektrumunun sürekli olarak modellenebilmesi için yeterince küçülür. Buradan; bireysel seviyelerden değil, bunun yerine seviye yoğunluklarından bahsetmek daha doğrudur. Seviye yoğunlukları, belirli bir uyarma enerjisinde çekirdekte MeV başına kaç enerji seviyesinin bulunduğunu ölçer. Farklı izotoplar, spin, parite ve bağlanma enerjisi gibi faktörlerden dolayı değişen enerji seviyelerine sahiptir (Tolman, 2014). Bu nedenle seviye yoğunluğu uyarma enerjisi artmasıyla önemli ölçüde artar (Mohr, 2017).

OMP ile NLD, nükleer reaksiyonların istatistiksel model tanımı alanında, önemli girdi miktarlarından biri olup, çekirdeğin uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak seviyelerin yoğunluğu; özellikle çekirdeğin nötron ayırma enerjisinin etrafındaki bölgede, NLD ayrıntılı bilgisi, tesir kesiti, nükleer fisyon, çoklu parçalanma, parçalanma ve diğer gözlenebilir nükleer reaksiyon değerlerinin güvenilir teorik analizi için önemli bileşenlerdendir (Kirsch, 2017; Santra, 2020; Markova, 2023; Mondal, 2022). NLD'nin uyarma enerjisi ile hızla arttığını gösteren deneysel ayırık düzey sayımına bir örnek Şekil 4.3'te verilmiştir.



Şekil 4.3. Nükleer yapı teorisinde kuark gluon seviyesinden, ortalama alan seviyesi, sıvı damla seviyesine yaklaşımın evrimi. Kabuk modeli, ortalama alan potansiyelini kullanır, ancak değerlik ve çekirdek boşlukların kullanımı ile sınırlıdır. Sürekli ortam yaklaşımı, seviye yoğunlukları ve geçiş genişlikleri üzerinde daha yüksek uyarma enerjilerine ilişkin teoremin genişletilmesine izin verir (Jones, 2018)

S dalgası nötron rezonans yakalama deneylerinden elde edilen sonuçlar, NLD'nin katlanarak artmaya devam ettiğini doğrulayan, nötron bağlama enerjisine yakın çok sayıda seviye ortaya koymaktadır. Yakalama deneyleri ayrıca, kapalı bir kabuğun yakınında çekirdeklerdeki NLD'lerin, kabuk yapısının NLD'yi güçlü bir şekilde etkilediğini gösteren, kapalı bir kabuktan uzakta birkaç büyüklük sırası daha küçük olduğunu göstermektedir.

1936'da Bethe, nükleer seviye yoğunluğu alanında önemli çalışmalar yapmıştı. Yoğunluk daha fazlaysa, enerji durumları arasındaki boşluk küçüktür. İdeal olarak sonsuz ise, durum sürekli olacaktır. Bu parametre, nükleer modüler kodların geliştirilmesine büyük önem vermiştir. TALYS ve EMPIRE kodlarında verilen farklı seviye yoğunluk modelleri bulunmaktadır. Seviye yoğunluğunun temel formülü Bethe tarafından Denklem (4.5)'teki gibi (Makwana, 2017);

$$\Delta E_{ex} = \frac{1}{\rho(E_{ex})} \quad (4.5)$$

olup burada ΔE_{ex} enerji aralığı ve $\rho(E_{ex})$ seviye yoğunluğudur. Çekirdeğin nükleon gazı olarak kabul edilebileceğini ve nükleonun, çekirdeğin sıcaklığına bağlı olarak belirli bir enerji seviyesini işgal edebileceğini öne sürüyor. Bu nedenle, nükleer seviye yoğunluğu Denklem (4.6)'daki gibi;

$$\rho(E_{ex}) = ce^{2\sqrt{aE_{ex}}} \quad (4.6)$$

olup burada c orantı sabiti, a seviye yoğunluk parametresi ve E_{ex} bileşik nükleonun uyarma enerjisidir. a parametresi, değerlendirilen veriler deneysel verilerle uyumlu olacak şekilde ayarlanır. Bu model aynı zamanda sabit sıcaklık modeli olarak kabul edilir. Seviye yoğunluğunun diğer modelleri bu temel kavramın modifikasyonudur. Seviye yoğunluğu ve seviye yoğunluk parametresi, çekirdeklerin hem yapısının hem de reaksiyon sonrası özelliklerinin belirlenmesinde çok önemli niceliklerdir. Özellikle seviye yoğunluk parametresi, reaksiyon tesir kesitlerinin teorik olarak değerlendirilmesinde, özellikle nükleer fisyon tesir kesitleri, tıbbi araştırma ve reaktör teknolojisi gibi bazı pratik uygulamalar için önemli girdi parametresidir (Sarpün, 2017).

LDM ve SFM, HF formalizmini kullanarak tesir kesitleri hesaplamak için temel bileşenlerdir. Genel olarak, γ -genişliğinin, orta ve ağır kütleli çekirdekler üzerinde astrofiziksel yüklü parçacık yakalamalarıyla ilgili olmadığı bulunmuştur. Yüklü parçacık yakalamaları ve fotoparçalanmalar, yalnızca astrofiziksel olarak ilgili düşük enerjilerdeki optik potansiyele duyarlıdır. Bu optik potansiyeller genellikle daha yüksek enerjilerde elastik saçılmadan türetilir ve bu nedenle Coulomb bariyeri çevresinde iyi kısıtlanmazlar. Bunun nedeni, Coulomb bariyerinin düşük enerjide proton ve α genişliklerini bastırması ve astrofiziksel etkileşim enerjilerinde onları γ genişliklerinden daha küçük yapmasıdır. Tesir kesitler ve oranlar her zaman en küçük genişliğe sahip kanala en duyarlı olacaktır (Rauscher, 2013). Bu, deneysel çözünürlüğe bağlı değildir, ancak ortalama seviye aralığının, seviyenin γ genişliği ile karşılaştırılabilir hale gelmesine bağlıdır, bu da seviye ömrü ile ters orantılıdır. Bu nedenle, uyarma enerjisi birimi başına seviye sayısını temsil eden, nükleer seviye yoğunluğunu kullanarak sürekli bir açıklama kullanmak gereklidir. Bu nükleer seviye yoğunluğu, nükleer reaksiyon teorilerinde, astrofiziksel süreçleri tahmin etmek ve nükleer reaktörlerdeki süreçleri modellemek için kullanılan nükleer reaksiyon hızlarının ve tesir kesitlerinin tahminine izin veren bir bileşen olup, bileşik nükleer emisyonlarda önemli bir rol oynar (Kumar, 2021). Seviye yoğunluğunu tanımlamak için birkaç farklı model geliştirilmiştir. Yarı deneysel modeller, termodinamik gibi fiziğin diğer alanlarına benzetilerek geliştirilmiştir. Mikroskobik modeller, çok cisimli Schrödinger denklemini çözerek seviye yoğunluğunu hesaplamaya çalışır (Laplace, 2016).

Nükleer seviye yoğunluğu, istatistik modellerde tesir kesitlerini tahminleri için ayrık seviye yoğunlukları mevcut olmadığı veya eksik kaldığı durumlarda, uyarma enerjileri kullanılır. Seviye yoğunluğu $\rho(E_x, J, \Pi)$, burada uyarma enerjisi E_x , MeV başına nükleer seviye sayısıdır. J belirli dönüş için spin ve Π paritedir. Toplam seviye yoğunluğu $\rho^{tot}(E_x)$ ifadesi spin ve parite üzerinde toplam seviye yoğunluğu Denklem (4.7)'deki gibi;

$$\rho^{tot}(E_x) = \sum_J \sum_{\Pi} \rho(E_x, J, \Pi) \quad (4.7)$$

olup, nükleer seviye dejenere M manyetik kuantum sayısında toplam hal yoğunluğu $w^{tot}(E_x)$ her seviye için $2J+1$ i içererek Denklem (4.8)'deki gibi;

$$w^{tot}(E_x) = \sum_J \sum_{\Pi} (2J + 1) \rho(E_x, J, \Pi) \quad (4.8)$$

verilebilir. Seviye yoğunlukları analitik ifadelerle verildiğinde, genellikle Denklem (4.9)'daki gibi;

$$\rho(E_x, J, \Pi) = P(E_x, J, \Pi) R(E_x, J) \rho^{tot}(E_x) \quad (4.9)$$

çarpanlara ayrılırlar. Burada $P(E_x, J, \Pi)$ parite dağılımı ve $R(E_x, J)$ spin dağılımıdır. TALYS'de (ldmodel 5,6) iki seviye yoğunluğu modelleri hariç tümünde, Denklem (4.10)'daki gibi;

$$P(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} \quad (4.10)$$

parite eş bölümü varsayılır. Bununla birlikte, TALYS'de, eşit olmayan pariteleri benimseme olasılığını hesaba katar. Örneğin; mikroskobik seviye yoğunluk tabloları durumunda bu durum görülebilir. Bileşik çekirdeklerin uyarma yapısını karakterize eden NLD'nin tanımı esas olarak oldukça esnek analitik formlara yol açabilen ancak büyük ölçüde parametrelerin mevcut verilere ayarlanmasına bağlı olan fenomenolojik modellere dayanır. Temel Fermi-Gas modelinden başlayarak bileşik Gilbert-Cameron modeline veya Genelleştirilmiş süperakışkan modeline (Generalized Superfluid Model GSM) kadar bu hatlar boyunca birçok fenomenolojik NLD modeli geliştirilmiştir (Barbaro, 2021).

4.3.1. Fermi Gaz Modeli

1936'daki makalesinde Bethe tarafından ortaya konulan Fermi gaz modeli (FGM); bir çekirdeğin uyarılmış durumlarını bir Fermi gazı ve seviye yoğunluğunun logaritmasını gaz entropisi ile karşılaştırarak seviye yoğunluğunun ilk teorik hesaplamasını açıklamak için bilinen en iyi analitik seviye yoğunluk modelidir. Muhtemelen en iyi bilinen analitik seviye yoğunluk ifadesi, FGM'dir. Çekirdeğin uyarılmış seviyelerini oluşturan tek parçacık durumlarının eşit aralıklarla yerleştirildiği ve kolektif seviyelerin olmadığı varsayımına dayanır. İki Fermiyonlu bir sistem için, yani uyarılmış nötronlar ve protonlar arasında ayırım yapıldığında, toplam Fermi gazı durum yoğunluğu Denklem (4.11)'deki gibi;

$$w_F^{tot}(E_x) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{e^{2\sqrt{a}U}}{a^{1/4}U^{5/4}} \quad (4.11)$$

verilebilir. Böylece U ifadesi Denklem (4.12)'deki gibi;

$$U = E_x - \Delta \quad (4.12)$$

tanımlanır. Burada enerji kayması Δ , çekirdeklerdeki bilinen tek-çift etkileri simüle etmek için dahil edilen eşleştirme enerjisine eşit veya bunlarla yakından ilişkili bazı modeller için ampirik bir parametredir. Altta yatan fikir; Δ , her bir bileşen ayrı ayrı uyarılmadan önce nükleon çiftlerinin ayrılması gerektiği gerçeğini açıklar. Pratikte Δ , gözlemlenebilirleri yeniden üretmek için ayarlanabilir parametre olarak önemli bir rol oynar ve tanımı burada tartıştığımız çeşitli modeller için farklı olabilir. Denklem (4.11) kılavuz denklemi boyunca hem temel çalışma değişkeni olarak hem de ayrık seviyelerle ilgili ifadeler için gerçek uyarma enerjisi E_x 'i ve çoğunlukla süreklilikle ilgili ifadeler için efektif uyarma enerjisi U'yu kullanacağımızı belirtir. Bu denklem aynı zamanda seviye yoğunluk parametresini de içerir. Teorik olarak bu ifade Denklem (4.13)'teki gibi;

$$a = \frac{\pi^2}{6} (g_\pi + g_v) \quad (4.13)$$

olup, burada g_π (g_v) uzayda Fermi enerjisine yakın proton (nötron) tek parçacığı gösterir. Uygulamada yukardaki denklemde a ifadesi çekirdeğin deneysel bilgilerinden ya da global sistematik ile belirlenebilir. Modern analitik modeller enerjiye bağımlıdır. Toplam açısal momentum gösterimlerinin rastgele bağlandığı varsayımıyla, Fermi gaz seviyesi yoğunluğu Denklem (4.14)'teki gibi;

$$\rho_F(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \exp\left[-\frac{\left(J+\frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2}\right] \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp[2\sqrt{a}U]}{a^{1/4}U^{5/4}} \quad (4.14)$$

verilir. Burada $1/2$ ifadesi yukarda belirtilen eşitlik dağılımını, σ^2 açısal momentum dağılımının genişliğini temsil eden spin kesme parametresini temsil eder. Bunun sonucu uyarma enerjisine bağlı aşağıda daha detaylı verilmiştir. Fermi gaz spin dağılımı Denklem (4.15)'teki gibi;

$$R_F(E_x, J) = \frac{2J+1}{2\sigma^2} \exp\left[-\frac{\left(J+\frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (4.15)$$

verilir. Spin kesilme parametresi σ , nükleer açısal momentumun z bileşeninin dağılımının genişliğini karakterize eder (Byun, 2014) ve Denklem (4.16)'deki gibi;

$$\sigma^2 = g\langle m^2 \rangle t = 0,0888atA^{2/3} \quad (4.16)$$

olup, burada t sıcaklık $\langle m^2 \rangle$ Fermi seviyesine yakın z eksenı üzerindeki spin projeksiyonunun ortalama karesidir ve kütle numarası A cinsinden $\langle m^2 \rangle \cong 0,146A^{2/3}$ ile ifade edilir. Seviye yoğunluk parametresi a ifadesi Denklem (4.17)'deki gibi;

$$a = \frac{\pi^2}{6} g \quad (4.17)$$

olup, tek parçacık düzeyindeki yoğunluk g , Fermi enerjisindeki proton ve nötronların tek parçacık durumunun yoğunluğunun toplamı ile verilir. Özetle $\rho_F(E_x, J, \Pi)$ toplamı tüm spinler ve pariteler üzerinde, toplam Fermi gaz seviyesi yoğunluğu Denklem (4.18)'deki gibi;

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp[2\sqrt{aU}]}{a^{1/4} U^{5/4}} \quad (4.18)$$

verilebilir. Yani Denklem (4.19) ile, toplam Fermi gazı durum yoğunluğu;

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{w_F^{tot}(E_x)}{\sqrt{2\pi\sigma}} \quad (4.19)$$

olarak verilir. Bu denklemler ρ_F^{tot} ve ρ_F nin a , σ , Δ üç parametre ile belirlendiğini göstermektedir. Fermi gaz modelinde, seviye yoğunluk parametresi a , genellikle mevcut deneysel s-dalgası rezonans setinden elde edilen, nötron ayırma enerjisindeki S_n ortalama dalgalanma seviyesi aralığı olan D_0 'dan türetilir ve Denklem (4.20)'deki gibi;

$$\frac{1}{D_0} = \sum_{J=|I-\frac{1}{2}|}^{J=I+\frac{1}{2}} \rho_F(S_n, J, \Pi) \quad (4.20)$$

olup, burada I hedef çekirdeğin spinidir. Bu denklemden seviye yoğunluk parametresi olan a çıkarılabilir.

a seviye yoğunluk parametresi

Yukarıda tarif edilen formüller, seviye yoğunluk parametresi olan a için özel bir değer önerebilir ve bütün bir nüklid aralığını kapsayan birinci seviye yoğunluk analizleri, aslında a 'yı enerjiden bağımsız bir parametre olarak işleme tabi tutmuştur.

Daha sonra Ignatyuk, yarı deneysel kütle formülünün sıvı damlası bileşeninin a parametresi ile kabuk düzeltme terimi arasındaki korelasyonu fark etti. Yukarıda ana hatları verilen Fermi gazı formüllerinin hala geçerli olduğunu varsayarak daha gerçekçi bir seviye yoğunluğunun elde edildiğini, ancak enerjiye bağımlı kabuk etkilerinin, a için enerjiye bağlı bir ifade yoluyla etkin bir şekilde dahil edilmesi gerektiğini savundular. Bu ifade, düşük enerjide kabuk etkilerinin varlığını ve yüksek enerjide ortadan kaybolmalarını fenomenolojik bir şekilde hesaba katar. Denklem (4.21)'deki bu ifade (Canbula, 2010);

$$a = a(E_x) = \bar{a} \left(1 + \delta W \frac{1 - e^{-\gamma U}}{U} \right) \quad (4.21)$$

olup, burada $\bar{a}$, herhangi bir kabuk etkisi olmadığında elde edilebilecek asimptotik seviye yoğunluk değeridir, yani genel olarak $\bar{a} = a(E_x \rightarrow \infty)$ aynı zamanda $\delta W = 0$ ise bütün E_x değerleri için $\bar{a} = a(E_x)$ olacaktır. δW kabuk düzeltme enerjisidir. Sönümlleme parametresi γ , $a(E_x)$ 'nin $\bar{a}$ 'ya ne kadar hızlı yaklaştığını belirler. δW 'nin mutlak büyüklüğü $a(E_x)$ 'in düşük enerjilerde $\bar{a}$ 'dan ne kadar farklı olduğunu belirlerken, δW işareti $a(E_x)$ 'nin E_x 'in bir fonksiyonu olarak azaldığını veya arttığını belirler. $\bar{a}$ 'in asimptotik değeri düz formda Denklem (4.22)'deki gibi;

$$\bar{a} = \alpha A + \beta A^{2/3} \quad (4.22)$$

verilir. Burada A kütle numarası olup; sönümlleme parametresi için Denklem (4.23)'teki gibi;

$$\gamma = \frac{\gamma_1}{A^{1/3}} + \gamma_2 \quad (4.23)$$

sistematiik form  l kullanılır. Denklemdede $\alpha, \beta, \gamma_{1,2}$ ifadeler bir çekirdek aralığındaki üzerinde en iyi ortalama seviye yoğunluk tanımını vermek üzere belirlenmiş global parametrelerdir.

4.3.2. Sabit Sıcaklık Modeli

Gilbert ve Cameron tarafından sunulan Constant Temperature Model (CTM), sabit sıcaklık modelinde Fermi gaz modeli uygulamalarında, uyarma enerjisi aralığı 0 MeV'den sabit sıcaklık yasasının uygulandığı bir E_M enerjisine kadar Denklem (4.24)'teki gibi düşük ve yüksek enerjili kısımlara ayrılmıştır.

$$\rho^{tot}(E_x) = \begin{cases} \rho_T^{tot}(E_x), & E_x < E_M \\ \rho_F^{tot}(E_x), & E_x \geq E_M \end{cases} \quad (4.24)$$

benzer şekilde seviye yoğunlukları Denklem (4.25)'ten;

$$\rho(E_x, J, \Pi) = \begin{cases} \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_T^{tot}(E_x), & E_x < E_M \\ \rho_F(E_x, J, \Pi), & E_x \geq E_M \end{cases} \quad (4.25)$$

elde edilir. Fermi dağılımı için efektif uyarma enerjisi $U = E_x - \Delta^{CTM}$ kullanılırsa enerji değişimi Denklem (4.26)'daki gibi;

$$\Delta^{CTM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (4.26)$$

ve χ değerlerine göre değerler Denklem (4.27)'deki gibi;

$$\chi = \begin{cases} 0, & \text{tek} - \text{tek için} \\ 1, & \text{tek} - \text{çift için} \\ 2, & \text{çift} - \text{çift için} \end{cases} \quad (4.27)$$

olup, CTM için varsayılan modda bu parametre kullanılmaz, istenirse TALYS ile input dosyasına yazılabilir. Sabit sıcaklık modeli, genel olarak, yalnızca belirli bir uyarma enerjisine (E_M) kadar olan seviye yoğunluğunu tanımlamak için kullanılır. Bu uyarılma enerjisinin üzerinde Fermi-gaz modeli kullanılır. Fermi-gaz modelinden ve sabit sıcaklık modelinden elde edilen seviye yoğunlukları ve bunların türevleri, eşleşen uyarma enerjisinde E_M eşit olmalıdır. Fiziksel olarak, çekirdeğin sabit sıcaklık enerji aralığı üzerinde birinci dereceden bir faz geçişine maruz kalması ve ardından seviye

yoğunluğunun Fermi gazı kısmı için uyarım enerjisi ile artan bir sıcaklığa sahip olmasıdır. Birinci dereceden faz geçişi, geleneksel olarak, nükleer eşleşme etkileşiminin kırılmasından kaynaklanan süperakışkandan, süperakışkan olmayan davranışa geçişle ilişkilendirilmiştir (Laplace, 2016).

4.3.3. Geri Kaydırılmış Fermi Gaz Modeli

Geri kaydırılmış Fermi gaz Modelinde (BFM), eşleştirme enerjisi ayarlanabilir bir parametre olarak ele alınır ve Fermi gazı ifadesi 0 MeV'e kadar indirilebilir. Dolayısıyla sahip olduğumuz toplam seviye yoğunluğu Denklem (4.28)'teki gibi;

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{e^{[2\sqrt{a}U]}}{a^{1/4}U^{5/4}} \quad (4.28)$$

olup, seviye yoğunluğu Denklem (4.29)'daki gibi;

$$\rho_F(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \exp \left[-\frac{\left(J+\frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2} \right] \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp[2\sqrt{a}U]}{a^{1/4}U^{5/4}} \quad (4.29)$$

elde edilir. burada $\frac{1}{2}$ eşitlik dağılımını temsil eder bu ifadeler a ve σ^2 için enerji bağımlı olup; $U = E_x - \Delta^{BFM}$ efektif uyarma enerjisini içerir. Denklem (4.30)'teki Enerji kayması;

$$\Delta^{BFM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} + \delta \quad (4.30)$$

ve χ değerlerine göre değerler Denklem (4.31)'deki gibi

$$\chi = \begin{cases} -1, \text{ tek - tek için} \\ 0, \text{ tek - çift için} \\ 1, \text{ çift - çift için} \end{cases} \quad (4.31)$$

olup, δ çekirdek başına deneysel verilere uyacak şekilde ayarlanabilir bir parametredir. BFM'nin nükleer model analizlerinde varsayılan seviye yoğunluk seçeneği olarak kullanımını engelleyebilecek sorunu, U sıfıra gittiğinde Denklem (4.28) ve (4.29)'un sapmasıdır. Bu soruna bir çözüm Demetriou ve Goriely tarafından pratik bir şekle sokulmuş ve TALYS'de benimsenmiştir. Toplam BFM seviyesi yoğunluğu için Denklem (4.32)'deki gibi;

$$\rho_{BFM}^{tot}(E_x) = \left[\frac{1}{\rho_F^{tot}(E_x)} + \frac{1}{\rho_0(t)} \right]^{-1} \quad (4.32)$$

olup burada ρ_0 değeri Denklem (4.33)'den;

$$\rho_0(t) = \frac{\exp(1)}{24\sigma} \frac{(a_n + a_p)^2}{\sqrt{a_n a_p}} \exp(4a_n a_p t^2) \quad (4.33)$$

ifadesi elde edilir. Burada $a_n = a_p = a/2$ ve $t = \sqrt{U/a}$ ve spin dağılımı ile seviye yoğunluğu arasındaki bağıntı Denklem (4.34)'deki;

$$\rho_{BFM}(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sigma^2} \exp \left[-\frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2} \right] \rho_{BFM}^{tot}(E_x) \quad (4.34)$$

ifade elde edilir. Böylece BFM için a ve δ olmak üzere 2 tane ayarlanabilir parametre seti vardır.

4.3.4. Genelleştirilmiş Süperakışkan Modeli

GSM, Bardeen-Cooper-Schrieffer teorisine göre süperiletken eşleştirme korelasyonlarını hesaba katar. Modelin fenomenolojik versiyonu, eşleştirme korelasyonlarının seviye yoğunluğunu güçlü bir şekilde etkilediği düşük enerjide bir süperakışkan davranışından FGM tarafından tanımlanan yüksek enerjili bir bölgeye faz geçişi ile karakterize edilir. Dolayısıyla GSM, düşük enerjili ve yüksek enerjili bölgeyi birbirinden ayırdığı ölçüde CTM'ye benzer, ancak GSM için bu ayrım doğal olarak teoriden kaynaklanır ve eşleşen bir enerjiyi belirleyen belirli ayrık seviyelere bağlı değildir. Bunun yerine, model otomatik olarak düşük enerjilerde sabit bir sıcaklık benzeri davranış sağlar. Denklem (4.35)'te GSM modelinde seviye yoğunluğu;

$$\rho_{GSM}(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_{GSM}^{tot}(E_x) \quad (4.35)$$

ile verilir. Tablo 4.1'de fenomenolojik modeller için küresel seviye yoğunluk parametreleri verilmiştir.

Tablo 4.1. Fenomenolojik modeller için küresel seviye yoğunluk parametreleri (Koning, 2017)

Model	α	β	γ_1	δ_{global}
BFM efektif	0,0722396	0,195267	0,410289	0,173015
BFM kolektif	0,0381563	0,105378	0,546474	0,743229
CTM efektif	0,0692559	0,282769	0,433090	0
CTM kolektif	0,0207305	0,229537	0,473625	0
GSM efektif	0,110575	0,229537	0,648723	1,13208
GSM kolektif	0,0357750	0,135307	0,699663	-0,149106

4.3.5. Mikroskobik Seviye Yoğunlukları

Deneysel veriler ile yukarıda bahsedilenler, yarı deneysel veya fenomenolojik modellerle makul bir anlaşmaya varılabilse de bunlar çeşitli basitleştirici yaklaşımlara dayanmaktadır. Kabuk etkileri, eşleştirme, toplu geliştirme ve parite dağılımı ya dikkate alınmaz ya da deneysel verileri yeniden üretmek için hesaplanan bazı parametrelere dahil edilir. Mikroskobik modeller, seviye yoğunluğunun ince yapısını tanımlayabilmek ve deneysel verinin çok az olduğu veya hiç olmadığı kararlılık eğrisinden uzaktaki çekirdekler için bunu tahmin edebilmek için geliştirilmiştir. Çoğu mikroskobik teori, çekirdeği, nükleonların hızlarının göreceli etkileri ihmal edecek kadar küçük olduğu, kuantum mekaniksel birçok cisim sistemi olarak ele alır. Nükleonlar arasındaki etkileşimler genellikle iki cisim etkileşimi ile sınırlıdır (Laplace, 2016).

TALYS'de kullanılan fenomenolojik modellerin yanı sıra, mikroskobik yaklaşımlar kullanma seçeneği de vardır. Referans giriş Parametre Kitaplığı (Reference Input Parameter Library RIPL) veri tabanı için, S. Goriely 150 MeV'ye kadar uyarma enerjileri ve $I=30$ 'a kadar spin değerleri için Hartree Fock hesaplamalarına dayanarak damlama hattından damlama hattına kadar olan seviye yoğunluklarını hesaplamıştır. Idmodel 4 kodu ile TALYS te hesaplama yapılabilir, mikroskobik seviye yoğunluklu bu tablolar okunabilir. Mikroskobik kombinatorial modele dayanan yeni enerji, spin ve pariteye bağlı NLD'ler Hilaire ve Goriely tarafından önerilmiştir.

Kombinatoryal model, asıl durum yoğunluğunun ve toplu güçlendirmenin ayrıntılı bir mikroskobik hesaplamasını içerir. Modelin tek fenomenolojik yönü, küreselden deforme olana geçiş için basit bir sönümleme fonksiyonudur. Hesaplamalar, deforme olmuş Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov çerçevesi içinde belirlenen nükleer yapı özelliklerinin tutarlı bir şekilde kullanılmasını sağlar. 8500'den fazla çekirdek için seviye yoğunlukları 200 MeV'ye kadar uyarma enerjileri ve $J = 49$ 'a kadar spin değerleri için tablo formatında mevcuttur. Bu seviye yoğunlukları TALYS kullanılarak ldmodel 5 kodu ile kullanılır. ldmodel 6 ile kullanılan en son seçenek, Gogny kuvvetini kullanan sıcaklığa bağlı Hartree-Fock-Bogolyubov (HFM) hesaplamalarına dayanmaktadır. ρ_{HFM} bu mikroskobik seviye yoğunlukları deneysel verilere ayarlanmadığından, bir ölçekleme işlevi aracılığıyla ayarlama esnekliği eklediğimizde Denklem (4.36)'daki;

$$\rho(E_x, J, \pi) = \exp(c\sqrt{E_x - \delta})\rho_{HFM}(E_x - \delta, J, \pi) \quad (4.36)$$

eşitlik sağlanır. Burada varsayılan olarak $c=0$ ve $\delta = 0$ ve δ basitçe "eşleşme kayması" olup, farklı bir enerjide tablodan seviye yoğunluğunun elde edilmesini ifade eder. Sabit olan c ifadesi fenomenolojik modellerin seviye yoğunluk parametresi a 'ya benzer bir rol oynar. c ve δ değerlerinin birlikte ayarlanması, hem düşük hem de yüksek enerjilerde ayarlama esnekliği sağlar. Her iki mikroskobik seviye yoğunluk modeli için, fisyon bariyerinin üstündeki seviye yoğunlukları tabloları, yapı veri tabanında mevcut olduğunda ldmodel 4, 5 veya 6 için otomatik olarak çağrılır. Mikroskobik veri tabanı dışındaki nüklidler için varsayılan Fermi gaz modeli kullanılır.

4.4. Astrofiziksel Reaksiyon Hızları

Yıldızın yaşamı ve ölümü sırasında üretilen çekirdeklerin oluşturduğu yıldız külleri ile altta yatan nükleosentez süreçleri arasındaki bağlantıyı anlamak önemlidir. Teorik olarak, nükleer reaksiyon hızları ortamın sıcaklığına ve ilgili çekirdeklerin kütleleri, seviye yoğunlukları ve optik potansiyeller gibi çeşitli temel özelliklerine bağlıdır. Kararlı yıldız yanma döngüleri durumundaki reaksiyonlar, özellikleri deneysel olarak iyi bilinen kararlılık eğrisi yakındaki çekirdekleri içerir. Ağır elementlerin sentezini açıklamaya yönelik teorik arayış günümüzde tam olarak çözülememiştir Bu durumlarda ilgili reaksiyon hızlarını hesaplamak için örneğin TALYS, NON SMOKER veya CIGAR gibi bilgisayar kodları kullanılmaktadır. Bunların dışında; PCROSS, ALICE/ASH, CEM95,

EMPIRE, GEANT, FLUKA, MCNP ve GNASH gibi nükleer fizikte kullanılan bilgisayar kodları da mevcuttur. Bu kodlar sayesinde deneysel verilerin olmadığı veya az olduğu reaksiyonlar incelenebilmektedir (Montes, 2016; Quinn, 2015; Özdoğan, 2018).

Astrofiziksel reaksiyon hızları, serbest elektronlar ve atom çekirdeklerinden oluşan sıcak bir plazma gibi fiziki bir ortamda nükleer süreçler nedeniyle çekirdek bolluğundaki değişimi tanımlar. Parçacık çifti (veya reaktivite) başına reaksiyon hızı, etkileşim tesir kesitleri σ ile etkileşime giren parçacıkların plazmadaki uygun enerji dağılımının katlanmasıyla bulunur (Rauscher, 2010). Hem hedef hem de gelen parçacık enerjileri ve bunların göreceli enerjileri E , o konumdaki T sıcaklığının (veya fotonlar için bir siyah cisim Planck spektrumuna) karşılık gelen Maxwell-Boltzmann dağılımlarına uyar. Nükleer astrofizikte, reaksiyon hızlarına rezonans katkılarının hâkim olduğu bulunur. Rezonans reaksiyonları, gama veya parçacık bozunması yoluyla daha düşük bir enerji konfigürasyonuna bozunmadan önce, reaktanların bir bileşik çekirdek oluşturmak üzere birleştiği iki aşamalı süreçlerdir. Reaksiyon Denklem (4.37)'deki gibi;



olup burada a ve b reaktanlar, X^* bileşik çekirdek ve c ve d reaksiyon ürünleridir. Hem c hem de d parçacık veya c bir γ ışını olabilir ve d , X bileşik çekirdeğin temel durumu veya daha düşük enerji durumları olabilir. Bileşik çekirdek genellikle birçok uyarılmış durumundan birinde, bazı uyarma enerjisinde oluşur. Yüksek düzeyde yoğunluklara sahip bir bileşik çekirdekten geçen reaksiyonlar için tesir kesiti ve reaksiyon hızını hesaplamak için istatistiksel modeller uygulamak mümkündür. HF formalizmi olarak bilinen bu yaklaşım, bileşik çekirdeğin Gamow penceresi içinde ve çevresindeki seviye yoğunluğu yüksek olduğunda ve kritik yoğunluğun MeV başına 5 ile 10 seviye arasında olduğu tahmin edildiğinde en uygundur. Bu nedenle, istatistiksel model ve kabuk modeli yaklaşımları, farklı kütle bölgelerindeki nükleer reaksiyon hızlarını tahmin etmek için tipik olarak daha uygundur. İstatistiksel modeller, ortalama transmisyon katsayılarını, hesaplama yeteneğine dayanır. Transmisyon katsayıları, optik nükleer potansiyeldeki hayali kısım yoluyla bir absorpsiyonu temsil eder (O'Brien, 2010).

TALYS ile astrofiziksel reaksiyon hızlarının eksiksiz bir hesaplaması mümkündür. Yıldız içlerinde, nüklidler sadece temel hallerinde değil, aynı zamanda farklı termal olarak

uyarılmış hallerde de bulunurlar ve bir termodinamik denge yerel olarak çok iyi bir yaklaşıma sahiptir. Bu nedenle, nükleer astrofizik hesaplamalarının çoğu, istatistiksel model içinde değerlendirilen nükleer reaksiyon hızlarını kullanır. Literatürde (Rauscher, 2010) ilgili tesir kesitlerin gerçek enerji aralığının, standart formüllerin uygulanmasıyla elde edilen aralıklardan önemli ölçüde farklı olduğu gösterilmiştir. Bu, reaksiyon hızlarının daha ileri teorik iyileştirmeleri ve astrofiziksel öneme sahip enerjilerde tesir kesitleri ölçerek deneyler tasarlamada önemli olacaktır.



5. YÖNTEM VE HESAPLAMA

1980'li yıllar ve sonrasında, hızlandırıcı teknolojisi ve nükleer reaksiyonlar alanında büyük bir değişiklik getiren gelişmeler oldu. Çok yüksek enerjilere kadar çeşitli parçacık demetleri verebilen değişken enerjili hızlandırıcılar ve yüksek çözünürlüklü yarıiletken dedektörler, çeşitli nükleer özellikler için araştırma alanı sağladı (Acharya, 2022). Fizyolojik süreçleri incelemek, hastalıkları teşhis ve tedavi etmek için nükleer tıbbın sürekli yükselişi, mevcut radyonüklidler için geliştirilmiş üretim yollarının yanı sıra tamamen yeni radyoizotoplar içinde gereklidir. Siklotronlarda radyonüklidin üretimi ile ilgili nükleer reaksiyon mekanizmalarına, bileşik çekirdek oluşumu ve denge öncesi emisyon hakimdir ve TALYS benzeri kodlar, bu süreçleri tanımlamak için geliştirilen nükleer reaksiyon modellerine dayanmaktadır (Colombi, 2021).

Nükleer veriler, birçok nükleer teknoloji çalışmasının temelini oluşturmaktadır. Uygulama alanları genişlemekte ve çeşitli araştırma alanlarına daha derinden nüfuz etmektedir. Bunlardan biri, doğru aktivasyon tesir kesitlerinin füzyon tasarım konseptlerinin verimli bir şekilde geliştirilmesine olanak sağladığı füzyon araştırmalarıdır. Nükleer veri kitaplıklarından alınan tesir kesitleri hakkında güvenilir bilgiler kullanılarak deneylerin ve kurulumların kapsamlı bilgisayar modellemesi gerçekleştirilebilir. Birçok araştırma programının uygulanması, nitelikli nükleer veri tabanları gerektirir. Örneğin, Monte Carlo kodları, nükleer cihazlarla ilgili tüm malzemeler için çeşitli güvenilir nükleer reaksiyon tesir kesitlerine ve bozunma özelliklerine sahip olmalıdır. Bununla birlikte, mevcut çok sayıda nükleer veriye rağmen, çeşitli veri kütüphaneleri arasındaki tutarsızlık sorunu ve bunların eksikliği hala devam etmektedir, bunun çözülmesi için daha fazla çaba ve yeni yaklaşımlar gerektirmektedir (Dzysiuk, 2017).

Eksiksiz bir nükleer veri setine sahip olmak için, tüm hedeflerde ve gelen parçacık enerjileriyle tüm reaksiyon kanallarının eksiksiz ölçümleri olmalıdır. Bu sadece deneylerle elde edilemez. Kendi başına radyoaktif olabilen ve uygun fiziksel durumlarla mevcut olmayabilen tüm izotopik hedefleri yapmak mümkün değildir. Bu deneysel sonuçları teorik olarak açıklamak için iyi tasarlanmış bir dizi nükleer reaksiyon modeline sahip olmak gerekir. Literatürde farklı yazarlar tarafından sağlanan birkaç nükleer reaksiyon modeli vardır. Dünya çapındaki nükleer topluluk bunları baz almış ve

bilgisayar programlamayı kullanarak nükleer verileri tahmin edebilen farklı nükleer kodlar oluşturmuşlardır. Bu araçlardan biri de TALYS adı verilen modern reaksiyon kodudur (Makwana, 2017; Zengin, 2020).

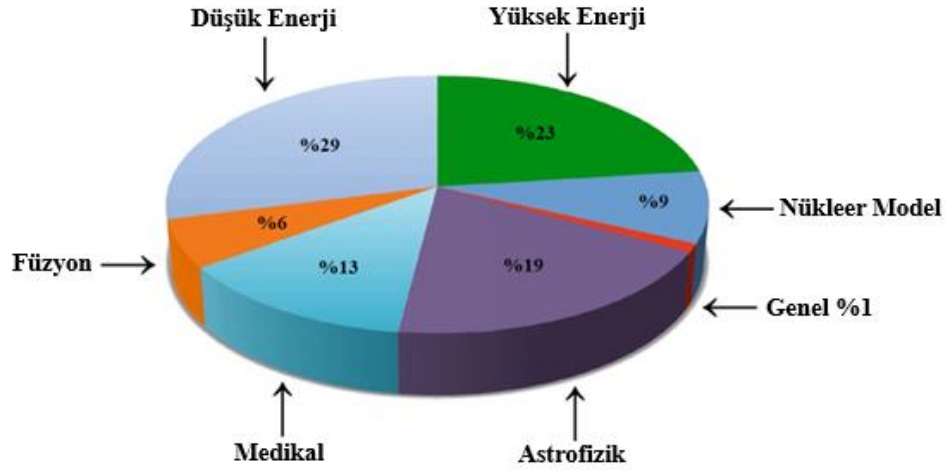
5.1. TALYS

TALYS, hafif parçacık kaynaklı nükleer reaksiyonlarda karşılaşılan tüm ana reaksiyon mekanizmalarını kapsayan birçok son teknoloji nükleer modeli içeren nükleer reaksiyonların simülasyonu için bir yazılımdır. TALYS nükleer reaksiyon programı Hollanda da araştırma enstitüsü olan NRG Petten ve Fransa da CEA Bruyeres-le-Chatel'de oluşturulan (Tolman, 2014) TALYS; bilgisayar programında farklı nükleer reaksiyon modellerini kullanan karmaşık bir bilgisayar kodudur. Tüm reaksiyon kanallarının ve gözlemlenebilirlerin tam tanımını sağlar ve özellikle çeşitli açık kanallar arasındaki çekişmenin yanı sıra toplam reaksiyon olasılığını tahmin etmek için her türlü direkt, denge öncesi ve bileşik mekanizmaları hesaba katar. A.J. Koning, S. Hilaire tarafından geliştirilen Linux tabanlı bir program olup FORTRAN veya C programlama ile Linux ve Mac OS üzerine kurulabilir. TALYS-1.0'ın ilk versiyonu 2007'de yayınlandı. Zaman zaman değiştirildi ve sonra TALYS-1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 1.9, 1.95 ve en son TALYS-1.96/2.0 (2021) versiyonları yayınlandı. Kod, nötronlar, fotonlar, protonlar, döteronlar, tritonlar, ^3He ve alfa parçacıkları tarafından indüklenen nükleer reaksiyonlar üzerinde, 1 keV–1 GeV (Oprea, 2020) enerji aralığında 12 ve daha ağır kütleli hedef nüklidler için nükleer modeller kullanarak tüm reaksiyon mekanizmalarını, reaksiyon kanallarını ve gözlenebilir tüm ihtimallerden simülasyon yapmak için geliştirildi (Koning, 2021).

TALYS'in iki ana amacı vardır; birincisi nükleer fizikte deneysel nükleer reaksiyon analizleri için kullanılabilir. Nükleon ve parçacıklar arasında temel etkileşimi anlamamızı sağlayan teori ve doğru sayısal ölçümler deneysel etkileşimi bilmek için bu modeli kullanmalıyız. Nükleer fizik aşamasından sonra nükleer veri aracı olan TALYS'in ikinci fonksiyonu ise varsayılan modda; ölçüm yapılmadığı veya çeşitli reaksiyon modellerinin farklı parametreleri ile ayarlandıktan sonra elimizdeki deneysel verilerle TALYS kullanıcının istediği enerji aralıklarında bütün açık reaksiyon kanallarında nükleer data üretebilir. Deneysel ve hesaplanan sonuçlar ile oluşturulmuş nükleer veri kütüphanesi, var olan ve yeni nükleer teknolojiler için başlıca bilgi kaynağıdır. Nükleer teknoloji yirminci yüzyılın önemli başarılarından biri olup; bu teknoloji şu anda neredeyse her

alandan kullanılmaktadır (Nyaaba, 2013). Doğrudan veya dolaylı oluşturulan TALYS benzeri nükleer reaksiyon kodları ile nükleer güç reaktörleri (GEN-IV), radyoaktif atıkların dönüştürülmesi, füzyon reaktörleri, hızlandırıcı uygulamaları, ülke savunması, medikal izotop üretimi, radyoterapi, petrol kuyusu, jeofizik ve astrofizik konuları gibi önemli uygulama alanı vardır.

Nükleer kütleler, deformasyon ve düşük seviyeli durum spektrumları ile ilgili tüm deneysel bilgiler, mümkün olduğunda dikkate alınır. Nükleer kütleler, kütle farklılıkları Q değerlerini ve ayırma enerjilerini ve olası geçişlerin nispi enerjilerini belirlediği ölçüde önemlidir. Bu daha sonra geçiş genişliklerinin hesaplanmasını etkiler. Bu nedenle, kütlelerdeki belirsizlikler, ayırma enerjilerinde birkaç yüzdeyi aşan büyük değişikliklere yol açtığında anlamlı hale gelir. Kararlılığa yakın, kütle farklılıkları o kadar yüksek bir doğrulukla bilinir ki, kütle oranlarına hiçbir belirsizlik dahil edilmez. Nükleer yapı özelliklerini, optik potansiyelleri, seviye yoğunluklarını, γ ışını kuvvetlerini ve fisyon özelliklerini temsil etmek için çeşitli lokal ve küresel girdi modelleri dahil edilmiştir. TALYS kodu, toplam ve kısmi tesir kesitleri, artık ve izomer üretim tesir kesitlerini, ayrık ve sürekli γ ışını üretim tesir kesitlerini, enerji spektrumlarını, açısal dağılımları, çift diferansiyel spektrumları ve geri tepme tesir kesitlerini hesaplamak için tasarlanmıştır. TALYS, özellikle astrofizikle ilgili reaksiyon hızlarını tahmin etmek için güncellenmeye devam ediyor. Astrofiziksel uygulamalar için geliştirilen diğer kodların aksine, TALYS yukarıda bahsedilen yaklaşımların çoğundan kaçınır; bu nedenle bu alternatif kodların sağlamlığını test etmek için benzersiz bir fırsat sağlar (Goriely, 2008; Rauscher, 2012). Kodlar; nükleer modüller ve nükleer taşıma kodları olmak üzere ikiye ayrılır. Nükleer modüller kodlar, reaksiyon tesir kesiti, giden parçacıkların açısal dağılımı vb. gibi nükleer verileri tahmin edebilir, yani temel nükleer verileri üretebilir ve nükleer verileri kullanarak nükleer veri kütüphanesi oluşturabilir. Nükleer taşıma kodları, ilgili parçacığı taşımak ve parçacık akışı, reaksiyon hızları vb. gibi belirli problemlerin yanıtlarını (hedefler, parçacıklar ve enerjiler) tahmin etmek için bu veri kitaplığını kullanır. Böylece deneysel sınırlamaları azaltabilir. Ancak, kod tahmin edilen verileri deneysel verilerle karşılaştırarak kodları doğrulamak da gereklidir (Makwana, 2017). Şekil 5.1'de TALYS yayınlarının uygulama alanlarına göre güncel dağılımları verilmiştir.



Şekil 5.1. TALYS yayınlarının uygulama alanlarına göre güncel segmentasyonu (Koning, 2023)

Bir veya birkaç reaksiyon kanalının çok detaylı tanımlamasından ziyade fazla nükleer reaksiyon kanallarını aynı anda veren bilgisayar programı fikri yeni değildir. GNASH, ALICE, STAPRE ve EMPIRE geçen on yıllarda iyi bilinen örneklerindendir. Bunlar sadece akademik çalışmalar için değil aynı zamanda nükleer veri kütüphanesi oluşturmak için hala yaygın olarak kullanılmaktadır. ALISH ve STAPRE bütün dünyada geliştirilen lokal versiyonları mevcut iken; GNASH ve EMPIRE ilk kurucuları tarafından genişletilip güncellenmektedir. TALYS, ECIS-06 çift kanal kodlu çok basit bir modül ile yazılmış programlama içeren yeni bir anlayıştır. TALYS programının genel özellikleri;

- Genellikle fisyon, denge öncesi, bileşik ve direk reaksiyonlar için nükleer modellerin çoğuna uygulanır.
- Geniş enerji aralığı (0,001-200 MeV) ve kütle numarası ($12 < A < 339$) aralığındaki reaksiyon mekanizmasını tanımlar.
- ECIS-06 kodu ile çift kanal hesaplamaları ve optik modelin bileşimidir.
- Toplam ve kısmi tesir kesitleri, enerji spektrumları, açısal dağılımları, geri tepme ve çift diferansiyel,
- Kesikli ve sürekli foton üretim tesir kesitleri,
- Artık nüklid üretimi için uyarma fonksiyonlarını içeren izomerik tesir kesiti,
- Kütleler, ayrı seviyeler, rezonanslar, seviye yoğunluk parametreleri, bozunum parametreleri ve gama ışın parametreleri gibi nükleer yapı parametreleri genellikle IAEA referans giriş parametre kütüphanesinden alınır.

TALYS kodu ile en basit varsayılan (default) formda tesir kesiti hesaplaması dört giriş parametreleri Şekil 5.2’de verilmiştir.

projectile	n
element	Fe
mass	56
energy	14

Şekil 5.2. TALYS’de varsayılan formda giriş parametreleri

Daha karmaşık özel nükleer model oluşturulmak istenirse, 340 karaktere kadar input dosyası oluşturulabilir. Nükleer reaksiyonların çoğu beklenildiği gibi basit default parametrelerle açıklanamaz.

Nükleer reaksiyon verilerinin değerlendirilmesinde, ana kodun alt programlarında yazılan farklı nükleer modeller kullanır. Değerlendirmeler için gerekli parametreler, Uluslararası Atom Enerjisi Ajansı (International Atomic Energy Agency IAEA) tarafından geliştirilen RIPL’den alınır. Bir TALYS girdi dosyasının temel gereksinimleri gelen parçacık, izotop, kütle ve enerjidir. Varsayılan parametrelerle veya TALYS kılavuzunda sağlanan çoklu seçenekler ve parametrelerle çalıştırılabilir. Çıktı dosyasında, reaksiyon tesir kesitleri, açısal dağılım, farklı uyarma seviyelerinden tesir kesitleri vb. gibi tüm olası reaksiyon kanalı nükleer verileri alınabilir. Örneğin ldmodel parametreleri ile farklı seviye yoğunluk modelleri kullanır (Makwana, 2017).

Tesir kesitleri, LDM, OMP parametreleri, etkin yıldız oranları, astrofiziksel modellerin geliştirilmesi için gerekli olan gelecekteki nükleer ağların geliştirilmesinde evrendeki izotopların bolluğunun açıklanmasında önemli parametrelerdir (Oprea, 2020). Nükleer reaksiyonların tesir kesit verileri, uyarılmış nükleer durumların özellikleri ve farklı reaksiyon mekanizmaları hakkında bilgi sağlayabilen nükleer reaksiyonların nicel özelliğidir. Nükleer veriler, nükleer enerji üretimi, nükleer atıkların dönüştürülmesi, hızlandırıcı için koruma tasarımı, nükleer reaktörler, tıbbi izotop üretimi ve diğer birçok ilgili uygulama için yeni kavramların geliştirilmesi için de gereklidir (Gandhi, 2019). Nükleer veriler, birçok nükleer teknoloji çalışmasının temelini oluşturmaktadır. Uygulama alanları genişlemekte ve çeşitli araştırma alanlarına daha derinden nüfuz etmektedir. Nükleer veri kitaplıklarından alınan tesir kesitler hakkında güvenilir bilgiler

kullanılarak deneylerin ve kapsamlı bilgisayar modellemesi gerçekleştirilebilir (Dzysiuk, 2017).

Günümüzde deneysel çalışmalara teorik çalışmaların da katkısı ile bilim hızla ilerlemektedir. Ayrıca, teorik çalışmaların deneysel çalışmalarla birebir uyum sağlaması bu çalışmaların hızla gelişmesinde önemli olmuştur. Reaktörlerde üretilen geçici çekirdekler genellikle kısa yarı ömürlüdür. Dolayısıyla, bu çekirdeklerin tesir kesitleri ve parçacıkların yayınlanma spektrumlarının doğrudan ölçülmesi pek mümkün olmamaktadır. Zaman kazanılması açısından yapılacakların en önemlisi, bu tesir kesitlerinin teorik olarak önceden hesaplanmasıdır (Özdoğan, 2013).

5.1.1. TALYS Kodlarının Avantajı

Artık nüklidlerin üretimi için tesir kesitleri, orta enerji bölgesindeki uygulamaları için önemli bir konudur. Çeşitli ilgili hedef elementler ve ürün nüklidlerinin miktarı nedeniyle, ihtiyaç duyulan tüm tesir kesitleri ölçmek mümkün olmayacaktır. Gerekli verileri hesaplamak için geniş ölçüde modellere ve kodlara güvenmek gerekecektir. Üretim tesir kesitlerinin güvenilir teorik tahminlerine yönelik talep, bugün mevcut olan modeller ve kodlar tarafından hiçbir şekilde karşılanamamaktadır. Bu bağlamda, kod geliştirme ve doğrulama için kıyaslama olarak hizmet edebilecek güvenilir ve kapsamlı veri tabanlarının mevcut olması esastır (Tutuc, 2009). Astrofiziksel ilginin Maxwell ortalama hızlarının hesaplanmasıyla ilgili olarak, TALYS kodunun astrofiziksel uygulamalar için geliştirilmiş önceki kodlara göre avantajları (Goriely, 2008);

- Denge öncesi reaksiyon mekanizmasının dahil edilmesi (diğer astrofiziksel nükleer kodlarda tamamen ihmal edilmiştir),
- γ gecikmeli parçacık emisyonunun ve tüm artık çekirdeklerden olası parçacık emisyonunun tanımı dahil olmak üzere bozunma şemasının ayrıntılı açıklaması. Astrofizik kodlarda, bir birincil γ kademesini takip eden parçacık emisyonu açıkça dikkate alınmaz, ancak literatürde foton transmisyon katsayısını yapay olarak azaltarak kabaca düzeltilir,
- Çok parçacıklı emisyonun dahil edilmesi (diğer astrofiziksel nükleer kodlarda tamamen ihmal edilmiştir),

- Yaklaşıklığın aksine ayrıntılı genişlik dalgalanma düzeltmelerinin dahil edilmesi,
- Pariteye bağlı seviye yoğunluklarının dahil edilmesi (parite genellikle astrofizik kodlarda varsayılır, ancak spinden bağımsız bir parite dağılımını dikkate alır),
- Diğer astrofiziksel kodlar, deforme olmuş hedefler için küresel olarak eşdeğer optik potansiyelleri dikkate alırken, deforme olmuş çekirdekler için birleştirilmiş kanal tanımının dahil edilmesi ve
- Artık çekirdeklerin yanı sıra bileşik için fisyon kanalının dahil edilmesi. Fisyon, astrofiziksel kodlarda genellikle ihmal edilir ve eğer dahil edilirse, deneysel veriler üzerinde yetersiz bir şekilde test edilir ve tam bozunma şemasında tutarlı bir şekilde dikkate alınmaz.

Genişlik dalgalanması düzeltmesinin bu geliştirilmiş modellemesine ek olarak, TALYS ayrıca aşağıda gösterildiği gibi astrofiziksel kodlarda yapılan bazı yaklaşımları ilk kez test etmemizi sağlar. Tüm nükleer astrofizik uygulamalarını tanımlamak ve yeni türetilen TALYS oranlarının sahip olabileceği etkiyi tam olarak değerlendirmek imkansızdır. Son olarak, TALYS, düşük enerjilerde reaksiyon tesir kesitini etkileyebilecek ayrık geçiş durumlarının olası etkisini hesaba katar. Bununla birlikte, diğer herhangi bir kod gibi TALYS ile küresel girdi modelleri temelinde fisyon tesir kesitlerini tahmin etmek zor olmaya devam etmektedir.

5.1.2. EXFOR Veri Kütüphanesi

Deneysel Nükleer Reaksiyon Verileri (Experimental Nuclear Reaction Data EXFOR) (Otuka, 2014) veri akışı, nükleer reaksiyon deneylerinden elde edilen bilgileri derler. EXFOR'da depolanan baskın veriler, ölçülen tüm gelen-giden parçacık türleri, değişen enerji ve açı bağımlılıkları için mevcut olan tesir kesitlerdir. Tesir kesitleri, belirli bir sonuç üretmek için gelen parçacığın hedef çekirdek ile etkileşime girmesinin temel ve her yerde gerekli olan olasılığını ölçtüğünden, gözlemlenebilir en rutin olarak kullanılan nükleer verilerdir. EXFOR'un geri kalanı, fisyon ürünü verimleri, fisyon çoklukları, rezonans parametreleri, polarizasyon verileri ve deneye özgü sayısız başka miktardan oluşur (Fox, 2021). EXFOR veri kütüphanesi, deneysel nükleer reaksiyon verilerinin kapsamlı bir şekilde toplanıp, depolanıp ve tekrardan kullanıma hazır hale getirilen bir kütüphanedir. Dünya çapında önerilen yapı ve bozunma verileri için temel kaynak, Değerlendirilmiş Nükleer Yapı Veri Dosyası (Evaluated Nuclear Structure Data File

ENDF) veri tabanıdır. Bu kitaplık, nötron kaynaklı reaksiyonlara vurgu yaparak, değerlendirilmiş tesir kesitleri, spektrumları, açısal dağılımları, fisyon ürünü verimlerini, termal nötron saçılımını, foto-atomik ve bozunma verilerini içerir. Değerlendirmeleri nükleer model tahminlerine dayanır ve önceliğin doğrudan deneysel verilere verildiği nötron rezonans bölgesi hariç olmak üzere deneysel verilere normalleştirilir. ENDF kitaplığı, belirli bir izotop veya element (ENDF malzemesi) için birden çok alt kitaplık ve eksiksiz veri koleksiyonları içerir. Bu veri koleksiyonları, 10^{-5} eV - 20 MeV enerji aralığındaki tüm nötron reaksiyon kanallarını kapsar. Birkaç değerlendirmede, bu enerji aralığı 20 MeV üst sınırının ötesine uzatılmıştır (Pritychenko, 2021).

EXFOR web veri tabanı erişim sistemi; veri arama, çeşitli biçimlerde çıktı, ENDF ile çizim karşılaştırma, eski verileri yeni standartlara göre yeniden düzenleme, ters reaksiyonlar ve verileri hesaplama, kısmi belirsizliklerden korelasyon matrisleri oluşturma gibi birçok hizmeti vardır. Derlenmiş verilerdeki (n,x) reaksiyonların 24000 EXFOR girişinin %20'sini ve tüm derlenmiş yüklü parçacık vakalarının yaklaşık yarısını oluşturmaya rağmen, özellikle, sadece 21 elementin (p,x) ENDF değerlendirmeleri vardır. Bu proton değerlendirme çabası, nötron reaksiyonları için değerlendirilen 106 element tarafından gölgede bırakılmıştır. Gelen ağır yüklü parçacıklar için değerlendirme neredeyse mevcut değildir. Deneylerin sonuçlarının bulunduğu EXFOR veri kütüphanesi, IAEA Nükleer Data Bölümü tarafından koordine edilen Uluslararası Nükleer Reaksiyon Veri Merkezleri Ağı adlı bir dünya çapındaki iş birliğinin bir ürünüdür (Zengin, 2020). Deneylerde birkaç hedefin bulunmaması ve diğer komplikasyonlar nedeniyle, tam deneysel veri setine sahip olmak mümkün değildir. Alternatif olarak, nükleer modelleme yardımıyla, veri setini tamamlayabilecek değerlendirilmiş verileri elde etmek mümkündür (Makwana, 2017).

5.1.3. TENDL: TALYS Nükleer Veri Değerlendirme Kütüphanesi

TALYS Nükleer Veri Değerlendirme Kütüphanesi (TALYS Evaluated Nuclear Data Library TENDL), doğrudan kullanım için TALYS nükleer model kod sisteminin çıktısını sağlayan bir nükleer veri kütüphanesidir (Khandaker, 2011). TENDL-2021 ile hazırlanan 11. versiyonu hem varsayılan hem de düzeltilmiş TALYS hesaplamalarına ve diğer kaynaklardan alınan verilere dayanmaktadır. TALYS, NRG Petten, Hollanda ve CEA

Bruyères-le-Châ-tel, Fransa'da oluşturulan bir nükleer reaksiyon programıdır ve çeşitli nükleer reaksiyon tesir kesit hesaplamalarında yaygın olarak kullanılmaktadır.

Değerlendirilen bir dosyada ihtiyaç duyulan verilerin büyük bir bölümünü üretme kabiliyeti nedeniyle, TALYS kodu TENDL kütüphanesini üretmek için kullanılmıştır. Özgünlüğü, minimum manuel müdahale ile benzersiz bir yöntem ile üretilmiş eksiksiz bir kütüphane olmasından gelmektedir. Değerlendirilen bir dosyanın üretilmesiyle ilgili tüm bilgilerin, belirsizlikler de dahil olmak üzere ve diğer herhangi bir kitaplıktan çok daha büyük olan bir dizi çekirdek için sağlanması anlamında eksiksizdir. Bununla birlikte, etkisi nükleer bir uygulama için çok önemli olan belirli bir çekirdek için, TENDL'in kalitesi varsayılan olarak, karmaşık kitaplıklar düzeyinde değildir. Genel olarak 3 kategori vardır;

- i. Herhangi bir deneysel reaksiyon bilgisi olmayan izotoplar (yaklaşık 1600 izotop). Bu durumda, hesaplamaları ayarlamak için belirli bir bilgi kullanılamayacağından, tamamen TALYS'de tanımlandığı gibi sistematiklere veya temel OMP'ye ve seviye yoğunluk modeline güveniriz.
- ii. Termal tesir kesitleri, rezonans integralleri, yüksek enerjide ortalama tesir kesitleri (yaklaşık 400 izotop) gibi az deneysel verilere sahip izotoplar. Model parametreleri, mevcut verileri (tesir kesitler veya mevcut rezonanslar gibi) yeniden üretecek şekilde ayarlanır.
- iii. Ölçülen noktasal tesir kesitlere, rezonanslara, integral ölçümlere ve çözümlenmiş rezonans parametrelerine (yaklaşık 400 izotop) sahip izotoplar. Rezonans tahmin yöntemi hala uygulanabilir, ancak modifikasyonların performanslarını bozmamasına büyük özen gösterilmelidir.

$19 < A < 210$ kütle aralığında varsayılan ve düzeltilmiş TALYS hesaplamaları, hesaplanan toplam ve kısmi tesir kesitler ile deneysel veriler arasında iyi bir uyum elde etmek için TALYS parametreleri TENDL için ayarlanmıştır (Küçüksucu, 2021). (n, α) tesir kesitlerini ayarlamak için en sık değiştirilen parametreler, optik modelin gerçek hacim yarıçapı ve yayılımı, denge öncesi proses için parçacık-hol durum yoğunluk parametreleri, bileşik ve artık nüklidlerin toplam seviye yoğunluk parametreleridir. Bu yüzlerce nüklid için yapılmıştır (Hilaire, 2014).

5.2. Teorik Model Kodları

Bu tez kapsamında ^{121}Sb izotopuna ait; $^{121}\text{Sb}(\alpha, n)^{124}\text{I}$ ve $^{121}\text{Sb}(\alpha, \gamma)^{125}\text{I}$ reaksiyonları, ^{123}Sb izotopuna ait $^{123}\text{Sb}(\alpha, n)^{126}\text{I}$ reaksiyonları (Korkulu, 2018) deneysel sonuçları kullanılarak nükleer reaksiyonları tesir kesitleri ölçümleri teorik olarak hesaplanıp, deneysel sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Tesir kesiti hesaplamaları, TALYS 1.96/2.0 paket programı kullanılarak, alfa OMP'nin 8, seviye yoğunluklarının 6 ve SFM'nin bağlı 9 değişkenlere bağlı olarak 432 farklı kombinasyon hesaplanmıştır. Elde edilen veriler Origin 2021 veri analiz ve grafik yazılımı ile çizdirilmiştir.

5.2.1. Alfa Optik Model Potansiyelleri

Düşük enerji bölgesinde deneysel veriler az olduğundan, α +çekirdek OMP'lerin ve istatistiksel modelin diğer bileşenlerinin uygulanabilirliğini test etmek için önemli bir girdi olabilir (Kiss, 2018). Bu modelin temel varsayımı, gelen parçacık ve çekirdek arasındaki karmaşık etkileşimin, reaksiyon akışını, şekil elastik saçılımı kapsayan, elastik olmayan kanalları ortalama alan potansiyeli ile temsil edilebilmesidir. Nükleer model hesaplamalarındaki optik potansiyel parametreleri, elastik saçılma açısal dağılım verilerinin yerleştirilmesiyle belirlenir ve Coulomb baskınlığı nedeniyle elastik saçılma çok daha yüksek enerjilerde gerçekleşir (Basak, 2022).

Schrödinger denkleminin bu karmaşık potansiyel ile çözülmesi, temel gözlemlenebilirler için, yani elastik saçılma açısal dağılımı analiz gücü, reaksiyon ve toplam tesir kesitler ve düşük nötron enerjileri için s ve p dalga kuvvet fonksiyonları (S_0 , S_1) ve potansiyel saçılma yarıçapı (R) için tahminler üretir. İyi bir OMP'nin önemli bir özelliği, modelin mikroskobik veya fenomenolojik bileşenleri fiziksel olarak iyi durumdayken, hiçbir ölçümü olmayan enerjiler ve nüklidler için bu gözlemlenebilirleri güvenilir bir şekilde tahmin etmek için kullanılabilmesidir. Nükleer model kodlarından elde edilen sonuçların deneysel verilerle karşılaştırılabilir tahminlere dönüştürülmesi, herhangi bir değerlendirmede bir gerekliliktir ve bu nedenle bir değerlendirici tarafından elde edilmesi kolay olmalıdır. Bu nedenle, bu tür nükleer model hesaplamalarına giren OMP'lerin yeterince belirlenmiş, bağımsız bilgi parçaları olması çok önemlidir (Koning, 2003; Schnabel, 2021). Tablo 5.1'de TALYS kodunda bulunan OMP'ler verilmiştir.

Table 5.1. TALYS kodunda bulunan OMP'ler. OMP için varsayılan seçenekler (OMP-6) (Avriganu, 2014)

Model No	Optik Model Potansiyeli	Model
OMP-1	Normal alfa potansiyeli (Watanabe, 1958)	Global
OMP-2	McFadden ve Satchler alfa potansiyel modeli (McFadden, 1966)	Global
OMP-3	(Demetriou, 2002) tablo 1 alfa optik model potansiyeli	Mikroskobik
OMP-4	(Demetriou, 2002) tablo 2 alfa optik model potansiyeli	Mikroskobik
OMP-5	(Demetriou, 2002) dağınık alfa optik model potansiyeli	Mikroskobik
OMP-6	(Avriganu, 2014) alfa optik model potansiyeli	Global
OMP-7	(Nolte, 1987) alfa optik model potansiyeli	Global
OMP-8	(Avriganu, 1994) alfa optik model potansiyeli	Global

5.2.2. Seviye Yoğunluk Modelleri

Nükleer seviye yoğunluğu, çekirdeğin bazı uyarma enerjilerinde birim enerji başına toplam enerji seviyesi sayısı olarak tanımlanır. TALYS kodunda altı seviye yoğunluk modelinden; üçü fenomenolojik diğer üçü ise mikroskobik seviye yoğunluk modeli seçeneğidir. Fenomenolojik seviye yoğunluk modelleri, sabit sıcaklık ve Fermi gaz modeli (CT+FGM) toplamı olup, geriye kaydırılmış Fermi gaz modeli (BSFGM) ve GSM'dir (Mohr, 2017). CT+FGM'deki seviye yoğunluğu hesaplamaları, ~10 MeV'ye kadar olan ilk enerji seviyeleri için sabit sıcaklık formülü olarak kullanılır ve daha yüksek enerjilerde geleneksel kaydırılmış Fermi gaz formülü kullanılır. Diğer bir fenomenolojik seviye yoğunluk modeli ise BSFGM'dir ve bu modeldeki seviye yoğunlukları, Fermi gazı formülü kullanılarak hesaplanan uyarım enerjileri ile 0 MeV'ye kadar her durumda elde edilir ve bu modeldeki eşleştirme enerjisi ayarlanabilir bir parametredir. Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) teorisinin eşleştirme korelasyonlarına dayanan GSM, düşük enerjide süperakışkan davranışından yüksek enerjilerde Fermi gaz modeline bir faz geçişi ile tanımlanır. CT+FGM, BSFGM ve GSM, TALYS kodunda sırasıyla 'ldmodel 1', 'ldmodel2' ve 'ldmodel 3' anahtar kelimeleri ile temsil edilir. Tüm bunların yanı sıra, mikroskobik seviye yoğunluk yaklaşımları, Goriely'nin tablolarından (MLD-1) mikroskobik seviye yoğunlukları (Skyrme kuvveti), Hilaire'in kombinatoryal tablolarından (MLD-2) mikroskobik seviye yoğunlukları (Skyme kuvveti) ve mikroskobik seviye yoğunluklarıdır (sıcaklığa bağlı Hartree-Fock-Bogolyubov, Gogny kuvveti) Hilaire'nin kombinatoryal tablolarından (MLD-3). MLD-1, S. Goriely tarafından RIPL veri tabanı için hesaplandığı gibi 150 MeV'ye kadar uyarma enerjileri ve $I = 30'a$

kadar olan spin değerleri için Hartree-Fock hesaplamalarına dayanan seviye yoğunluklarını temsil eder. Başka bir mikroskobik seviye yoğunluk yaklaşımı olan MLD-2'deki seviye yoğunlukları, 8500'den fazla ekirdek, 200 MeV'ye kadar uyarma enerjileri ve $J=49$ 'a kadar olan spin değerleri için deforme Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov hesaplamalarına dayanmaktadır. Gogny Force kullanılarak sıcaklığa bağlı Hartree Fock-Bogolyubov hesaplamalarına dayanan MLD-3, son mikroskobik seviye yoğunluk yaklaşımı. MLD-1, MLD-2 ve MLD-3 yaklaşımları, TALYS kodunda sırasıyla 'ldmodel 4', 'ldmodel 5' ve 'ldmodel6' anahtar kelimeleri ile temsil edilmektedir (Baldık, 2021).

Seviye yoğunluğu, uyarılmış çekirdeklerin istatistiksel özelliklerini tanımlamada önemli niceliklerden birisidir. Özellikle seviye yoğunluğu, reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplanması için girdi olarak önemli bir bileşendir. Hesaplanan tesir kesitleri, nükleer astrofiziksel süreçlerin modellenmesi (rneğin, farklı yıldız ortamlarında nükleosentez), tıbbi araştırma ve reaktör teknolojisi gibi pratik uygulamalar için önemlidir. Temel duruma yakın ayrık seviyelerin yoğunluğu ve nötron ayırma enerjisindeki nötron rezonans aralıkları, çoğu çekirdek için deneysel olarak incelenmiştir, dolayısıyla bu sonuçlar iyi bilinmektedir. Ancak, seviyeler arasındaki boşluk hızla azaldığından ve artan uyarma enerjisi ile deneysel olarak lemediklerinden, temel durum ile nötron bağlanma enerjisi arasındaki seviye yoğunlukları hala belirsizdir. Seviye yoğunluğunu belirlemenin en yaygın olarak kullanılan yolu, Fermi gazı ve Gilbert-Cameron modelleri gibi yaygın olarak kullanılan teorik modelleri kullanarak ayrık seviyeler ve nötron rezonans aralıkları arasındaki interpolasyondur (Byun, 2014).

Altı seviye yoğunluk modeli (ldmodel 1-6) TALYS-1.96'da mevcuttur. Altı tanesinden  fenomenolojik seviye yoğunluk modelleri ve geri kalanı mikroskobik seviye yoğunluklar içindir. Bu seviye yoğunluk modelleri, ldmodel 1-6 anahtar kelimesi ve TALYS-1.96 giriş dosyasındaki ilişkili değerleri yardımıyla hesaplamaya kolayca dahil edilebilir. Temel ayarlamalar, düşük enerjide kabuk etkilerinin varlığı ve yüksek enerjide kaybolması ile NLD parametresi değiştirilerek fenomenolojik bir şekilde yapılabilir (Soni, 2021). TALYS, 3 farklı tablo seçeneğiyle seviye yoğunluğu için çeşitli HFM tabanlı mikroskobik modeller sunar: ldmodel 4 (Goriely'nin tablolarından, Mikroskobik seviye yoğunlukları (Skyrme kuvveti), Hilaire'in tablolarından ldmodel 5 (Mikroskobik seviye yoğunlukları (Skyrme kuvveti) kombinatoryal tablolar) ve ldmodel 6 (Hilaire'in

kombinatoriyal tablolarından Mikroskobik seviye yoğunlukları (sıcaklığa bağlı HFB, Gogny kuvveti)) (Barbaro, 2021) olarak seviye yoğunluk modelleri Tablo 5.2’de listelenmiştir.

Tablo 5.2. TALYS kodunda bulunan seviye yoğunluğu modelleri (LDM). LDM için varsayılan seçenekler, Sabit sıcaklık Fermi gaz modelidir (LDM-1) (Gilbert, 1965)

Model No	Seviye Yoğunluk Modeli	Model
LDM-1	Sabit sıcaklık Fermi gaz modeli (Gilbert, 1965)	Global
LDM-2	Geri kaydırılmış Fermi gaz modeli (Dilg, 1973; Demetriou, 2001)	Global
LDM-3	Genelleştirilmiş süperakışkan modeli (Ignatyuk, 1979; Ignatyuk, 1993)	Global
LDM-4	Goriely’nin tablosundan mikroskobik seviye yoğunluğu (Skyrme force) (Goriely, 2008)	Mikroskobik
LDM-5	Hilaire’ni birleştirici tablosundan mikroskobik seviye (Skyrme force) (Hilaire, 2006)	Mikroskobik
LDM-6	Hilaire’ni birleştirici tablosundan mikroskobik seviye yoğunluğu (sıcaklığa bağlı HFB, Gogny force) (Hilaire, 2012)	Mikroskobik/HFB

5.2.3. Kuvvet Fonksiyonları

SFM, yarı süreklilik bölgesindeki nükleer geçişlerin ortalama elektromanyetik özelliklerinin ölçüsüdür. Tablo 5.3’te gama ışını kuvvet fonksiyon modelleri verilmiştir.

Tablo 5.3. TALYS kodunda bulunan gama ışını kuvvet fonksiyon modelleri (SFM). SFM için varsayılan seçenek Brink-Axel Lorentzian modelidir (SFM-2)

Model No	Gama Işını Kuvvet Fonksiyon Modeli	Model
SFM-1	Kopecky-Uhl genelleştirilmiş Lorentzian (Kopecky, 1993), (Kopecky, 1990)	Global
SFM-2	Brink-Axel Lorentzian (Kopecky, 1993; Kopecky, 1990)	Global
SFM-2	Hartree-Fock BCS tabloları (Goriely, 2002)	Mikroskobik
SFM-3	Hartree-Fock-Bogolyubov tabloları (Goriely, 2002)	Mikroskobik
SFM-4	Goriely’nin hibrid modeli (Goriely, 1998)	Mikroskobik
SFM-5	Goriely T’ye bağlı HFB (Goriely, 1998)	Mikroskobik
SFM-6	T’ye bağlı RMF (Arteaga, 2008)	Mikroskobik
SFM-7	Gogny D1M HFB+QRPA (Arteaga, 2008)	Mikroskobik
SFM-8	Basitleştirilmiş Modifiye Lorentzian (SMLO) (Plujko, 2019)	Global

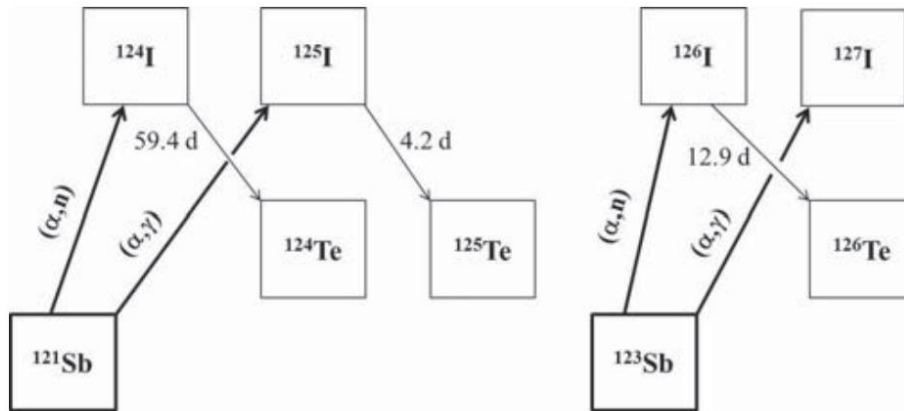
Geçiş, ya düşük enerjiden uyarılmış enerji durumlarına foto-absorpsiyon yoluyla ya da uyarılmış durumlar aralığından daha düşük enerji durumlarına γ -bozunum yoluyla gerçekleşebilir. Bu geçiş modlarına karşılık gelen SFM, sırasıyla yukarı ve aşağı kuvvet

fonksiyonları olarak adlandırılır. SFM, p prosesinin simülasyonu için kullanılan fotoparçalanma reaksiyon hızlarını hesaplamak için önemli bir bileşendir. P proses sırasında, çekirdek, fotoparçalanma eşiğini düşürerek termal olarak uyarılabilir, böylece nötron fotoparçalanması için reaksiyon hızını önemli ölçüde artırır. Uyarılmış durumlarda (γ, n) reaksiyon hızlarını hesaplamak için, SFM'nin nötron ayırma enerjisinin bilinmesi gerekir.



6. BULGULAR VE TARTIŞMA

Nüklid tablosunda demir ağırlıklı çekirdeklerin büyük çoğunluğu, çeşitli astrofiziksel ortamlarda nötron yakalama reaksiyonları tarafından üretilir. Tablodaki kararlılık eğrisinin protonca zengin bölgesinde, p çekirdeği olarak anılan yaklaşık 30 kararlı çekirdek vardır. P çekirdekleri, astrofiziksel p prosesi adı verilen bir nükleer reaksiyon mekanizması tarafından sentezlenir. P çekirdeği üretimi, nötron yakalama reaksiyonları tarafından oluşturulan tohum çekirdeklerinin fotoparçalanma reaksiyonları ile başlatılır. Sıralı nötron emisyonundan sonra nötron ayrılma enerjisi arttıkça, (γ, α) ve (γ, p) reaksiyonları (γ, n) reaksiyonları ile rekabet etmeye başlar ve p prosesi reaksiyon yolu daha düşük kütle bölgesine doğru sapar. Protonca zengin çekirdekler, fotoparçalanma ve bunların ters reaksiyonları ile sentezlenir. (γ, α) ve (α, γ) reaksiyonları, deneysel çalışmaların kısmen az olduğu orta ve ağır p çekirdek bolluğu için gereklidir. P proses nükleosentezi, binlerce nötron, proton ve α kaynaklı reaksiyonların yanı sıra bunların ters reaksiyonlarının reaksiyon hızları hakkında bilginin gerekli olduğu genişletilmiş bir nükleer reaksiyon ağı kullanılarak modellenmiştir. Bu mekanizmayı incelemek ve gözlemlenen p çekirdek bolluklarını yeniden oluşturmak için, reaksiyon hızlarını ve dolayısıyla birçok izotopun reaksiyon tesir kesitlerini bilmek çok önemlidir. Astrofizik enerji bölgelerindeki reaksiyonlarla ilgili deney sayısı çok az olduğundan, reaksiyon tesir kesitleri doğruluğu test edilmesi gereken teorik yöntemlerle belirlenir. Şekil 6.1'de ^{121}Sb ve ^{123}Sb için bozunma şeması verilmiştir.



Şekil 6.1. Sb'de alfa yakalama reaksiyonları bozunma şeması. Reaksiyon ürünleri bozunmalarının yarı ömürleri de belirtilmektedir (Korkulu, 2016)

^{121}Sb , orta kütleli p çekirdekleri bölgesinde kararlı bir tohum izotop olduğundan, ^{121}Sb üzerindeki araştırma, astrofiziksel reaksiyon hızı tahminlerinin önemli bir testidir ve p-izotop üretiminin daha iyi anlaşılması için gereken deneysel veri tabanını genişletir. Fotoparçalanma reaksiyonlarının deneysel zorlukları nedeniyle, istatistiksel model tahmininin güvenilirliği, ters alfa yakalama reaksiyon prosesini test etmekle sınırlıdır. Bu izotopun (α, γ) reaksiyon tesir kesitleri, deneysel veri tabanını genişletmek ve teorik modelleri test etmek için deneysel olarak ölçülmüştür (Korkulu, 2018). Ancak ölçümler astrofiziksel enerji aralığını (Gamow penceresi) kapsamadığından astrofiziksel enerjilerdeki tesir kesitleri mantıklı bir şekilde tahmin edebilmek için detaylı bir teorik çalışma yapılmalıdır. Bu nedenle, optik potansiyel, seviye yoğunluğu ve kuvvet fonksiyonunun farklı modelleri dikkate alınmalıdır. Tüm bu modeller, özellikle optik α -çekirdek potansiyelinin yüklü parçacık reaksiyonlarında en büyük sapmaları ortaya çıkaracağı düşük enerji bölgesinde teorik tesir kesit hesaplamalarını etkiler.

OMP'ler, astrofiziksel enerji aralığında tesir kesitin hesaplanması için ana girdi parametresidir. OMP-1'den OMP-8'e kadar etiketlenen hesaplamalarda kullanılan OMP'ler, kodun varsayılan seçeneği olan normal alfa potansiyelidir. Hesaplamalara üç makroskobik ve üç fenomenolojik seviye yoğunluk modeli dahil edilmiştir. Fenomenolojik LDM'ler sabit sıcaklık + Fermi gaz modeli, geri kaydırmalı Fermi gaz modeli ve LDM-1'den LDM-3'e kadar etiketlenmiş GSM'dir. Goriely'nin (LDM-4) ve Hilaire'nin (LDM-5) tablolarından Skyrme kuvveti kullanılarak iki makroskobik LDM seçildi. Üçüncü makroskobik LDM, Hilaire'nin kombinatoriyal tablolarından (LDM-6) Gogny kuvvetini kullanmıştır. Kodun varsayılan seçeneği Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modelidir (LDM-1). Hesaplamalarda verilen SMF-1'den SMF-9'a kadar etiketlenmiş dokuz farklı SFM seçilmiştir. SMF'nin varsayılan seçeneği Brink-Axel Lorentzian modelidir (SFM-2). Astrofiziksel ortamlarda, astrofiziksel enerji aralığında meydana gelen reaksiyonlar önemlidir. Bu nedenle, $^{121}\text{Sb}(\alpha, \gamma)^{125}\text{I}$ reaksiyonu için $T = 3.0$ GK'de Maxwell-Boltzmann dağılımı ve Coulomb bariyer terimlerinin örtüşme bölgesi olan 6,15 MeV'den 8,68 MeV'ye Gamow penceresi olarak adlandırılan astrofiziksel enerji aralığını kapsayan ve 6,00 ile 14,5 MeV arasında 0,1 MeV'lik adımlarla hesaplamalar yapılmıştır.

Eşik Mantık Birimi Yöntemi

Eşik mantık birimi (Threshold Logic Unit TLU) yöntemi, deneysel verilere en iyi uyan reaksiyon tesir kesitlerini tahmin etmek için kullanılacak her parametre modelinin neredeyse en iyisini belirleyebilir. Son zamanlarda bu alanda ki-kare testi kullanılarak birçok çalışma yapılmıştır, TLU yöntemi bu tür gelecekteki olası çalışmalar için farklı ve basit bir yaklaşımdır.

^{121}Sb izotopunun ışımsal alfa yakalama reaksiyonu için sekiz OMP, altı LDM ve dokuz SFM'den oluşan 432 kombinasyonun en uyumlu girdi parametre setini bulmak için eşik mantık birimi (TLU) yöntemi uygulandı. TLU yöntemi; ikili eşik işlevi fikrine dayanmaktadır. Bu yöntemde, her girdi bir ağırlık ile çarpılır ve bu ağırlıklı girdilerin toplamı Denklem (6.1)'de ifade edildiği gibi bir eşik değeriyle karşılaştırılır. Toplam, eşikten büyükse, TLU 1, aksi halde 0 verir. Bu çalışmada, TALYS sonuçları ile deneysel değerlerin belirsizliklerinin iki katı karşılaştırılarak giriş değerleri (X_i) Denklem (6.1)'deki gibi belirlenir;

$$X_i = \begin{cases} 1, & (\sigma_{E_i} - 2\Delta\sigma_{E_i}) \leq \sigma_{T_i} \leq (\sigma_{E_i} + 2\Delta\sigma_{E_i}) \\ 0, & \text{değilse} \end{cases} \quad (6.1)$$

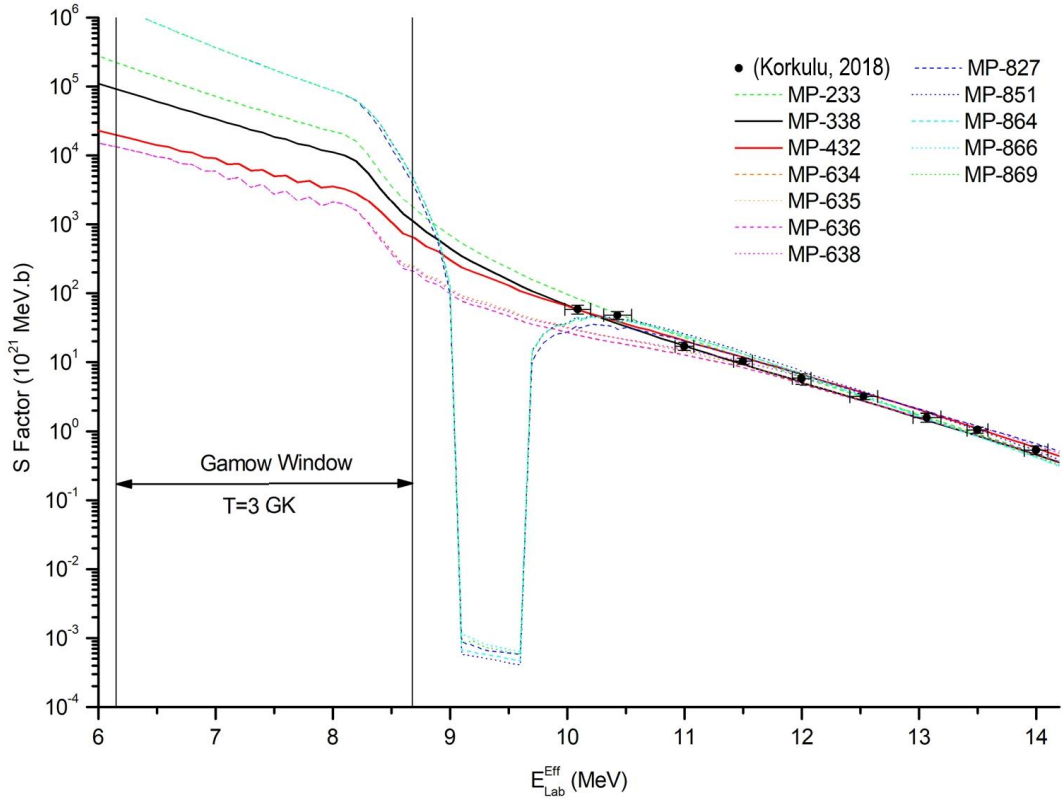
burada, σ_{E_i} ve σ_{T_i} , sırasıyla deneysel ve TALYS sonuçlarıdır ve $\Delta\sigma_{E_i}$, i enerjisindeki deneysel belirsizliktir. Elde edilen ikili giriş değerleri, Denklem (6.2a)'deki gibi eşik τ ile karşılaştırıldı ve en iyi model kombinasyonları BMC, belirlendi:

$$BMC = \begin{cases} 1, & \text{eğer } \sum_{i=1}^n \theta_i x_i \geq \tau \\ 0, & \text{değilse} \end{cases} \quad (6.2a)$$

$$\theta_i = 1 \quad (6.2b)$$

burada ağırlık faktörleri (θ_i) tüm enerjilerde tesir kesit ağırlıkları eşit olduğu için 1 olarak alınır, n deneylerin yapıldığı enerjilerin sayısıdır ve eşik τ deney sayısı olarak seçilir. TALYS sonuçlarının, deneysel değerlerin belirsizliklerinin iki katı dahilinde hariç tutulduğu enerjiler, yani $X_i = 1$ dir, aksi takdirde $X_i = 0$ dir. $^{121}\text{Sb}(\alpha, \gamma)^{125}\text{I}$ reaksiyon tesir kesitleri dokuz farklı enerjide ölçülmüştür yani $n=9$ 'dur ve $\tau=7, 8$ ve 9 olmak üzere üç eşik değeri için TLU yöntemi uygulanmıştır. Dokuz enerjinin hepsinde deneysel değerlerle uyumlu olan modellerin en iyi kombinasyonları, yani eşik değeri dokuzdur.

$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ reaksiyon tesir kesiti ve astrofiziksel S faktörünün teorik sonuçları, sekiz OMP, altı LDM ve dokuz SFM'nin 432 kombinasyonu ile hesaplandı ve dokuz enerjide ölçülen deneysel değerlerle karşılaştırıldı. Model Parametreleri MP-ijk ile etiketlenmiştir; burada i, j ve k sırasıyla OMP-i, LDM-j ve SFM-k'yi temsil eder. TLU yönteminin kullanıldığı çalışmada 12 kombinasyon Şekil 6.2'de görüldüğü gibi dokuzun yedi enerjisinde deneysel sonuçlarla uyumlu olduğu bulundu. 9 ile 9,5 MeV arasında, 8 ile etiketlenmiş potansiyel model kullanılarak tahmin edilen tesir kesit ve S faktör değerlerinde çarpıcı bir düşüş vardır. Şekil 6.2'de verilen S faktör grafiğinde bu büyük derinlik, TALYS kodunun sayısal bir probleminin sonucu olarak değerlendirilmiştir.



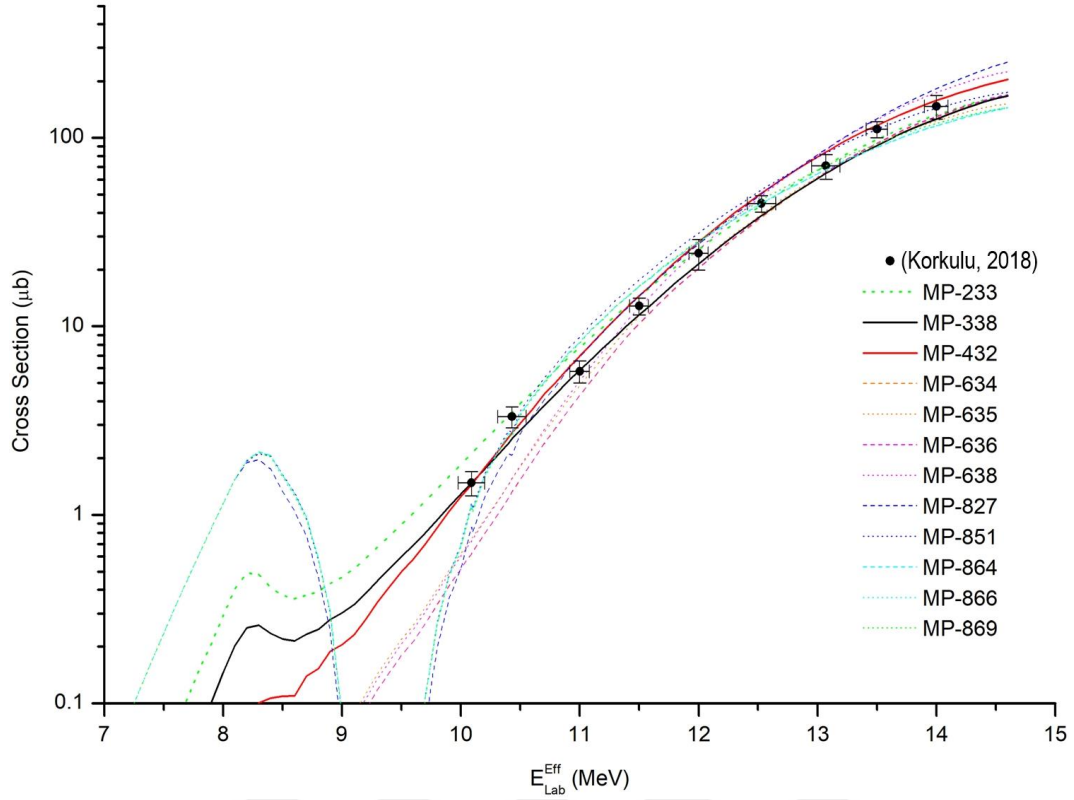
Şekil 6.2. TALYS tarafından seçilen en iyi on iki kombinasyon kullanılarak elde edilen $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ S faktörleri. Açıklamadaki ilk hane Optik Model numarasını, ikinci hane Seviye Yoğunluğu model numarasını ve üçüncü hane Kuvvet Fonksiyonu model numarasını temsil eder. 3 GK'daki Gamow penceresi grafikte belirtilmiştir

Düşük enerjilerde reaksiyon tesir kesitini ölçmenin zorluğu ve Gamow penceresi enerji bölgesindeki deneysel verilerin eksikliği nedeniyle, teorik sonuçlar daha yüksek enerjilerde mevcut olan deneysel verilerle karşılaştırıldı. Deneysel verilere en yakın iki teorik sonucu veren MP-338 ve MP-432 kombinasyonları için reaksiyon tesir kesiti Tablo 6.1'de verilmiştir.

Tablo 6.1. $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ reaksiyonu için MP-338 ve MP-432 ile hesaplanan tesir kesitler, bunların ortalama ve deneysel (Korkulu, 2018) değerleri

E_{Lab.} (MeV)	MP-338 μb	MP-432 μb	Ortalama μb	Deneysel μb
6	3,10E-05	6,39E-06	1,87E-05	
6,5	3,96E-04	9,26E-05	2,45E-04	
7	3,68E-03	9,86E-04	2,33E-03	
7,5	2,50E-02	6,67E-03	1,58E-02	
8	1,46E-01	4,64E-02	9,61E-02	
8,5	2,20E-01	1,09E-01	1,65E-01	
9	3,02E-01	2,05E-01	2,53E-01	
9,5	6,00E-01	5,00E-01	5,50E-01	
10	1,29	1,25	1,27	
10,06	1,47	1,44	1,46	$1,48 \pm 0,22$
10,41	2,53	2,73	2,63	$3,32 \pm 0,43$
10,5	2,8	3,06	2,93	
10,97	5,84	6,94	6,39	$5,77 \pm 0,77$
11,48	11,5	14,5	13	$12,8 \pm 1,3$
11,98	21,4	28	24,7	$24,4 \pm 4,5$
12,5	37,5	49,3	43,4	
12,51	38,7	50,8	44,8	$44,9 \pm 4,6$
13	60,8	79,2	70	
13,05	64,7	84,1	74,4	$70,9 \pm 10,6$
13,48	91	117	104	111 ± 11
13,99	126	158	142	147 ± 21
14,5	161	197	179	

Aynı OMP ve LDM'ye sahip, farklı SFM değerleri için tesir kesitleri, astrofiziksel enerji bölgesinde farklılıkları daha da genişlerken sonraki enerji bölgesinde örneğin Şekil 6.3'te MP-635 ve MP-638 için tesir kesit sonuçları çok yakın sonuçlar vermiştir, bu nedenle bunları grafiklerde ayırt etmek çok zordur. MP-338 ve MP-432 kombinasyonları için reaksiyon hız değerleri de Tablo 6.2'de verilmiştir.

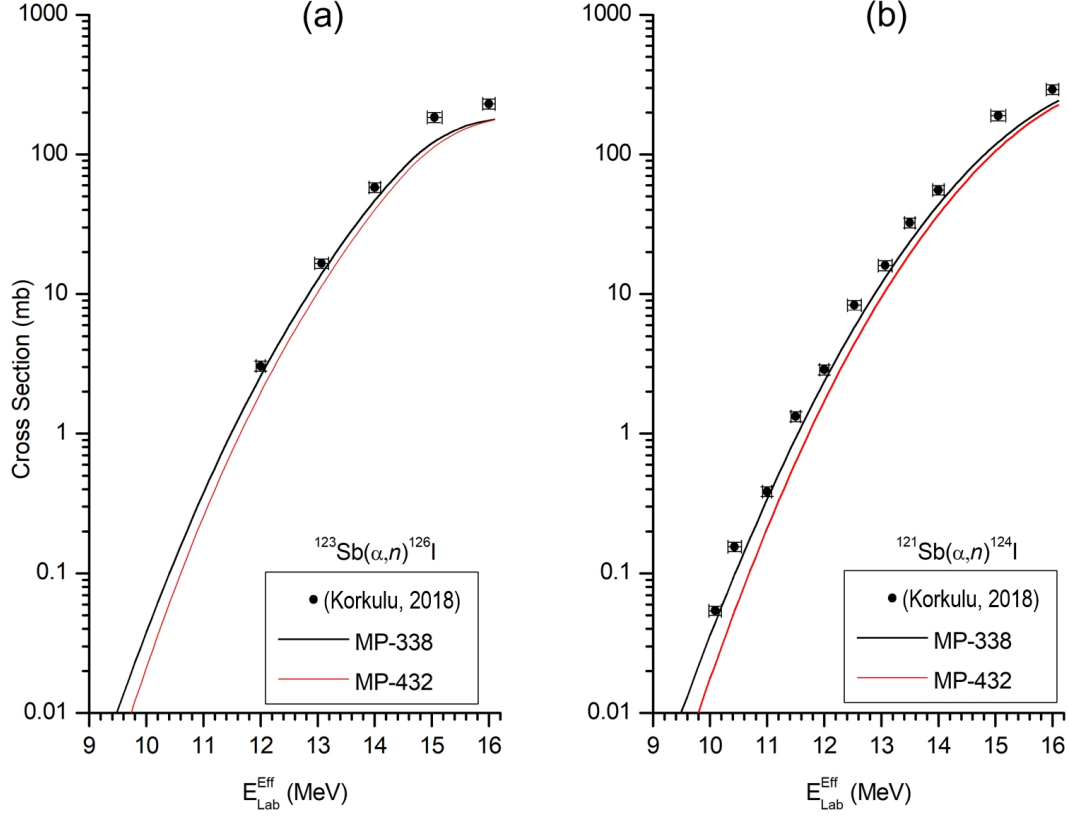


Şekil 6.3. TALYS tarafından seçilen en iyi dokuz kombinasyon kullanılarak elde edilen tesir kesit değerleri

Tablo 6.2 Ölçümlerle en uyumlu iki girdi parametre seti (MP-338 ve MP-432) kullanılarak tesir kesitlerle hesaplanan reaksiyon hızları ve bunların $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ için önerilen reaksiyon hızları olarak ortalama değerleri

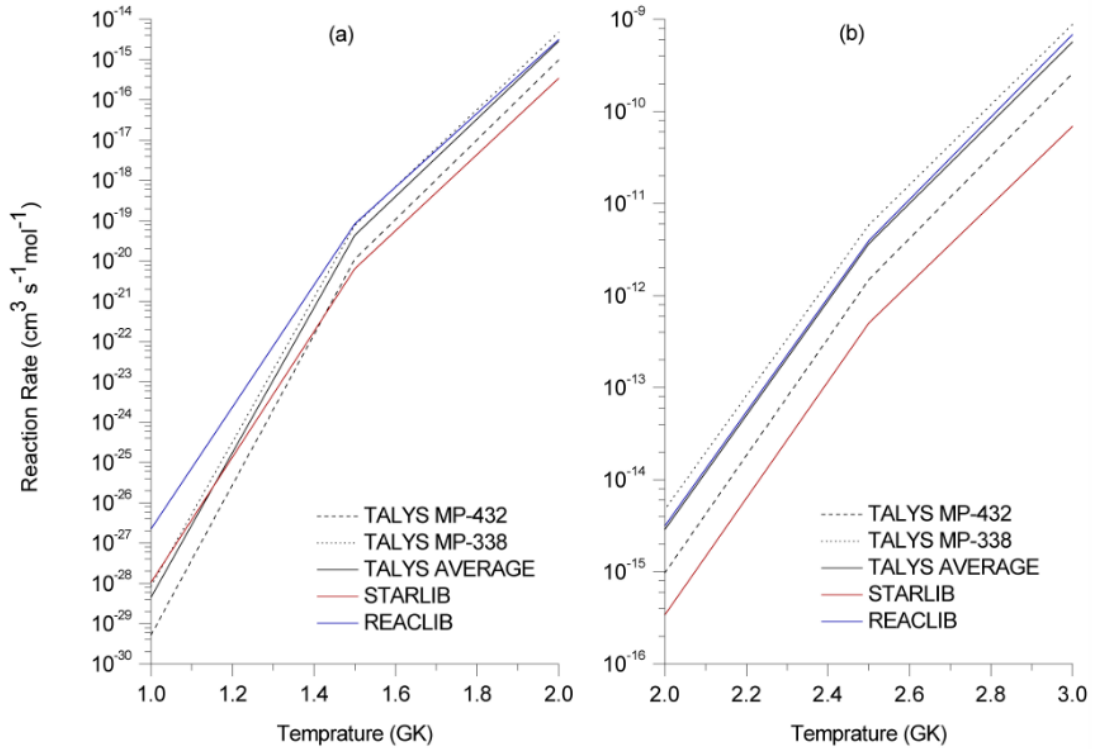
T (GK)	MP-338 $\text{cm}^3/\text{mol.s}$	MP-432 $\text{cm}^3/\text{mol.s}$	Ortalama $\text{cm}^3/\text{mol.s}$
1	8,44E-29	5,19E-30	4,48E-29
1,5	7,75E-20	1,11E-20	4,43E-20
2	4,76E-15	9,79E-16	2,87E-15
2,5	5,85E-12	1,49E-12	3,67E-12
3	8,79E-10	2,58E-10	5,69E-10
3,5	3,48E-08	1,16E-08	2,32E-08
4	5,58E-07	2,12E-07	3,85E-07
5	2,48E-05	1,31E-05	1,89E-05
6	2,63E-04	1,92E-04	2,27E-04
7	1,28E-03	1,14E-03	1,21E-03
8	4,06E-03	3,88E-03	3,97E-03
9	9,97E-03	9,57E-03	9,77E-03
10	1,99E-02	1,89E-02	1,94E-02

$^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$ ve $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ reaksiyonlarının tesir kesitleri de sonuçların kabul edilebilir bir uyum içinde olup olmadığını görmek için literatürdeki deneysel ölçüm sonuçları en iyi iki MP-338 ve MP-432 kombinasyonu ile hesaplanmıştır. Öngörülen değerler, Şekil 6.4'te görüldüğü gibi bu reaksiyonların ölçümleriyle uyumludur.



Şekil 6.4. TALYS tarafından en iyi iki kombinasyon (MP-338 ve MP-432) kullanılarak elde edilen $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$ ve (b) $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ tesir kesitleri

Çalışmada HF istatistiksel model hesaplamalarını kullanan TALYS 1.96 bilgisayar kodu kullanarak OMP, LDM, SFM parametreleriyle $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ reaksiyon hızlarını da inceledik. Bu parametrelerin reaksiyon tesir kesitlerine duyarlılıklarını araştırmak için, sekiz OMP, altı LDM ve dokuz SFM kombinasyonları için 432 tane model kodu hesaplandı ve dokuz enerjide ölçülen deneysel değerlerle karşılaştırıldı. Reaksiyon hızları, ölçümlerle en uyumlu iki girdi parametre seti ile belirlendi ve reaksiyon hızı veri tabanları olan STARLIB ve REACLIB ile karşılaştırıldı. Şekil 6.5'te reaksiyon hızlarının sıcaklığa göre değişimi verilmektedir.



Şekil 6.5. Ölçümlerle en uyumlu iki girdi parametre seti (MP-338 ve MP-432) kullanılarak tesir kesitlerle hesaplanan reaksiyon hızları ve iki reaksiyon hızının ortalama değeri, (a) 1,0 ile 2,0 GK arasındaki ve (b) 2,0 ile 3,0 GK arasındaki sıcaklıklar için

7. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Protonca zengin izotopların sentezinden sorumlu ağır çekirdeklerin p proses yolunda önemli bir role sahip olan $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ reaksiyonunun tesir kesiti ve reaksiyon hızları incelenmiştir. Işınımsal yakalama $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ reaksiyonu ölçümü, ters fotoparçalanma reaksiyonu hakkında tam bilgi sağlamaz, ancak istatistiksel model yaklaşımının güvenilirliğini test etmek için iyi bir yoldur. Ortaya çıkan istatistiksel model parametrelerine dayanarak, fotoparçalanma prosesi için tesir kesit tahminleri doğrudan HF modeli çerçevesinde türetilir. Bu reaksiyon, deneysel veri tabanını genişletmek için deneysel olarak ölçülmüştür. Bu deney astrofiziksel enerji aralığının üzerinde gerçekleştirildiğinden, ölçülen reaksiyon tesir kesitlerinin yüksek bir doğrulukla daha düşük enerjilere doğru tahmin edilmesi gerekir. Belirlenen astrofiziksel S faktörünün ekstrapolasyonu, tesir kesite göre düşük enerjilerde daha yavaş değiştiği için daha doğru sonuçlar verecektir.

Bu çalışmada HF istatistiksel model hesaplamalarını kullanan TALYS 1.96 bilgisayar kodu kullanarak OMP, LDM, SFM parametreleriyle $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ reaksiyonunun tesir kesitlerini ve reaksiyon hızlarını inceledik. Bu parametrelerin reaksiyon tesir kesitlerine duyarlılıklarını araştırmak için, sekiz OMP, altı LDM ve dokuz SFM kombinasyonları için 432 tane model kodu hesaplandı ve dokuz enerjide ölçülen deneysel değerlerle karşılaştırıldı. En iyi model kombinasyonları eşik mantık birimi yöntemi kullanılarak belirlendi. Teorik reaksiyon tesir kesit sonuçları literatürdeki deneysel sonuçlarla karşılaştırıldı. Reaksiyon hızları, ölçümlerle en uyumlu iki girdi parametre seti ile belirlendi ve reaksiyon hızı veri tabanları olan STARLIB ve REACLIB ile karşılaştırıldı.

Deneysel verilerle en uyumlu teorik sonuçları belirlemek için istatistiksel HF yaklaşımını kullanan TALYS 1.96 bilgisayar kodu kullanarak OMP, LDM, SFM parametreleriyle $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ reaksiyonunun tesir kesitlerini ve reaksiyon hızlarını inceledik. Bu parametrelerin reaksiyon tesir kesitlerine duyarlılıklarını araştırmak için sekiz optik potansiyel, altı seviyeli yoğunluk ve dokuz kuvvet fonksiyonu modelinden oluşan toplam 432 farklı kombinasyon için TALYS kodu ile reaksiyon tesir kesitleri hesaplanmıştır. Teorik sonuçların deneysel verilerle karşılaştırılması, reaksiyon tesir kesitinin tahmini için kodda tanımlanan farklı parametrelerin ve modellerin doğrulanmasına yardımcı olacaktır. Deneysel sonuçlara en yakın hesaplamalar, TLU yöntemi ile belirlenen MP-

338 ve MP-432 kombinasyonları ile elde edilenlerdir. TLU yöntemi, deneysel verilere en iyi uyan reaksiyon tesir kesitlerini tahmin etmek için kullanılacak her parametre modelinin neredeyse en iyisini belirleyebilir. Son zamanlarda bu alanda ki-kare testi kullanılarak birçok çalışma yapılmıştır, TLU yöntemi gelecekteki olası bu tür çalışmalar için farklı ve basit bir yaklaşımdır. Nükleer reaksiyonların simülasyonu için teorik modeller ve $^{121}\text{Sb}(\alpha, \gamma)^{125}\text{I}$ α kaynaklı reaksiyon tesir kesiti EXFOR veri tabanının iyileştirilmesi için kullanılabilir.

TLU yöntemini uygulandığında; dokuz enerjinin hepsinde deneysel sonuçlarla uyumlu olan yalnızca iki kombinasyon verdi. Reaksiyon hızının hesaplanması için en iyi ikisi (MP-338 ve MP-432) seçildi. MP-338 ve MP-432 kombinasyonları ile hesaplanan tesir kesitler deneysel enerjilerde 0,76 ile 1,20 kat arasında uyumlu sonuçlar vermiştir.

Hesaplanan ortalama reaksiyon hızlarının düşük sıcaklıklarda (1,4 GK'den az) STARLIB ile uyumlu, yüksek sıcaklıklarda ise REACLIB ile uyumlu olduğu görülmektedir. Nükleosentez ağlarında, deneysel sonuçlarla en uyumlu olan reaksiyon hızı değerlerinin ortalamasının kullanılması önerilebilir. Girdi parametrelerinin farklı modelleri ile yapılan tesir kesit hesaplamalarının birbirinden çok farklı sonuçlar verdiği gözlemlendiğinden, deneysel sonuçların sadece varsayılan parametrelerin kullanıldığı TALYS sonuçları ile karşılaştırılması yanıltıcı olabilir. Teorik tesir kesit hesaplarının doğruluğunu arttırmak için astrofiziksel enerjilerde daha fazla deney yapılarak mevcut modellerin test edilmesi gerekmektedir.

KAYNAKLAR

- Abi, B. (2021). Supernova Neutrino Burst Detection with the Deep Underground Neutrino Experiment. *The European Physical Journal C*, 81(5), 1-26.
- Acharya, J. (2022). *Study of Neutron and Charged Particle Emission Mechanism in Heavy Ion Reactions*. Pratapgunj: Maharaja Sayajirao University of Baroda.
- Akkoyun, S. (2014). Photonuclear Reaction Cross Sections for Gallium Isotopes. *Journal of Physics: Conference Series*, 590, 012047.
- Alhassan, E. (2023). TENDL-Based Evaluation and Adjustment of $p+^{111}\text{Cd}$ between 1 and 100 MeV. *Applied Radiation and Isotopes*, 198, 110832.
- Ali, A. (2020). Pre-Equilibrium Differential and Double Differential Cross Sections of Neutrons Induce Nuclear Reactions in ^{64}Zn Nucleus. *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 928, 072145.
- Anderson, T. (2020). Measurement of $^{34}\text{S}(^3\text{He},p)^{36}\text{Cl}$ Cross Sections for Nuclide Enrichment in the Early Solar System. *Physical Review C* 101(2), 025801.
- Anderson, T. (2017). Re-Measurement of the $^{33}\text{S}(\alpha,p)^{36}\text{Cl}$ Cross Section for Early Solar System Nuclide Enrichment. *Physical Review C*, 96(1), 015803.
- Andic, H. (2017). Calculation of Astrophysical S Factor at Low Energy Levels. *AIP Conference Proceedings*, 1815(1), 130001.
- Angell, C. (2008). *The Effect of Pygmy Resonances in P-Process Nucleosynthesis*. Chapel Hill: The University of North Carolina at Chapel Hill.
- Arnould, M. (1976). Possibility of Synthesis of Proton-Rich Nuclei in Highly Evolved Stars. *Astronomy & Astrophysics*, 46, 117-125.
- Arnould, M. (2020). Astronuclear Physics: A Tale of the Atomic Nuclei in the Skies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 112, 103766.
- Arteaga, D. (2008). Relativistic Random-Phase Approximation in Axial Symmetry. *Physical Review C*, 77(3), 034317.
- Avetisyan, R. (2021). Measurement of Average Cross Sections and Isomeric Ratios for $^{nat}\text{Re}(\gamma, xn)$ Photonuclear Reactions at the End-Point Bremsstrahlung Energies Of 30 Mev and 40 Mev. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 507, 7-10.
- Avriganu, V. (2014). Further Explorations of The α -Particle Optical Model Potential at Low Energies for the Mass Range $A \approx 45-209$. *Physical Review C*, 90(4), 044612.

- Avrigeanu, V. (2021). Validation of an Optical Potential for Incident and Emitted Low-Energy α -Particles in the $A \sim 60$ Mass Range. *The European Physical Journal A*, 57(2), 1-30.
- Avrigeanu, V. (1994). Global Optical Potentials for Emitted Alpha Particles. *Physical Review C*, 49(4), 2136.
- Babusiaux, C. (2018). Observational Hertzsprung-Russell Diagrams. *Astronomy & Astrophysics Volume*, 616, A10.
- Bajpeyi, A. (2017). Study of The (p,γ) and (α,γ) Rates for $^{96,98,104}\text{Ru}$ And $^{112,114,116}\text{Sn}$ at Astrophysically Relevant Energies. *Physics of Atomic Nuclei*, 80(3), 402-411.
- Baldık, R. (2021). Theoretical Calculations of the Cross-Sections for (n,α) and $(n,x\alpha)$ Reactions on the Structural Material for Fusion Reactor $^{46-50}\text{Ti}$. *Iraqi Journal of Physics (IJP)*, 19(50), 9-19.
- Barbaro, F. (2021). New Results on Proton-Induced Reactions on Vanadium for ^{47}Sc Production and the Impact of Level Densities on Theoretical Cross Sections. *Physical Review C*, 104(4), 044619.
- Barough, M. (2017). Measurement and Estimation of Cross Sections for $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$ and $^{65}\text{Cu}(n,\gamma)^{66}\text{Cu}$ Reactions Using Accelerator-Based Neutron Source. *Nuclear Science and Engineering*, 187(3), 302-311.
- Basak, D. (2022). Determination of α -Optical Potential for Reactions with p-Nuclei from the Study of (α,n) Reactions in the Astrophysically Relevant Energy Region. *The European Physical Journal A*, 58(8), 150.
- Bauge, E.(2001). Lane Consistent, Semimicroscopic Nucleon-Nucleus Optical Model. *Physical Review C*, 63(2), 024607.
- Berg, G. (2012). High Precision Measurements for the rp-Process. *Journal of Physics: Conference Series*, 387(1), 012003.
- Bevilacqua, R. (2011). Study of Pre-Equilibrium Emission of Light Complex Particles from Fe and Bi Induced by Intermediate Energy Neutrons. *Journal of Physics: Conference Series*, 312(8), 082013.
- Brink, D. (2005). Nuclear Fission and Fusion. *Encyclopedia of Condensed Matter Physics*, 113-118.
- Brits, C. (2019). Nuclear Level Densities and γ -Ray Strength Functions of $^{180, 181, 182}\text{Ta}$. *Physical Review C*, 99(5), 054330.
- Browne, J. (2023). First Direct Measurement Constraining the $^{34}\text{Ar}(\alpha,p)^{37}\text{K}$ Reaction Cross Section for Mixed Hydrogen and Helium Burning in Accreting Neutron Stars. *Physical Review Letters*. 130, 212701.

- Byun, Y. (2014). Deuteron-Induced Reactions on ^{89}Y and Nuclear Level Density of ^{90}Zr . *Physical Review C* 90(4), 044303.
- Calderon, S. (2011). *Study of Resonances in Light Nuclei for Nuclear Structure and Nuclear Astrophysics*. Indiana: The University of Notre Dame.
- Canbula, B. (2010). Bazı Çekirdekler İçin Seviye Yoğunluğunun Mikroskobik ve Makroskobik Modeller Yardımıyla İncelenmesi. Yüksek Lisans Tezi, Celal Bayar Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Manisa, 259931.
- Castro, N. (2014). The Spectroscopic Hertzsprung–Russell Diagram of Galactic Massive Stars. *Astronomy & Astrophysics*, 570, L13.
- Cheng, H. (2021). Measurements of $^{160}\text{Dy}(p,\gamma)$ at Energies Relevant for the Astrophysical γ Process. *The Astrophysical Journal*, 915(2), 78.
- Childers, K. (2021). *Validation of the β -Oslo Method; an Indirect Method for Constraining Neutron-Capture Cross Sections*. Michigan: Michigan State University.
- Choplin, A. (2021). The Intermediate Neutron Capture Process. I. Development of the i-Process in Low-Metallicity Low-Mass AGB Stars. *Astronomy & Astrophysics*, 648, A119.
- Colombi A. (2021). Production of High Purity ^{52g}Mn from ^{nat}V Targets with α Beams at Cyclotrons. *Nuclear Technology*, 208(4), 735-752.
- Demetriou, P. (2001). Microscopic Nuclear Level Densities for Practical Applications. *Nuclear Physics A*, 695(1-4), 95–108.
- Demetriou, P. (2002). Improved Global α -Optical Model Potentials at Low Energies. *Nuclear Physics A*, 707(1-2), 253–276.
- Dilg, W. (1973). Level Density Parameters for the Back-Shifted Fermi Gas Model in the Mass Range $40 < A < 250$. *Nuclear Physics A*, 217(2), 269–298.
- Dillmann, I. (2008). P-Process Simulations with a Modified Reaction Library. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 35(1), 014029.
- Do, N. (2021). Excitation Function for the Production of ^{96}Nb in the $^{nat}\text{Zr}(p,x)$ Reaction. *Communications in Physics*, 31(2), 179-188.
- Durası, C. (1998). Yıldız Sistemlerinde Elementlerin Oluşumu. Yüksek Lisans Tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul, 75342.
- Dzysiuk, N. (2017). Improving Activation Cross Section Data with TALYS. *EPJ Web of Conferences*, 146, 02047.

- Efe, G. (2005). Kalay-112 (^{112}Sn) İzotopunun Alfa Yakalama Reaksiyon Tesir Kesit Ölçümü. Yüksek Lisans Tezi, Kocaeli Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kocaeli, 168864.
- Endres, A. (2015). P-Process Nucleosynthesis via Proton-Capture Reaction in Thermonuclear Supernovae Explosions. *EPJ Web of Conferences*, 93, 03007.
- Fallis, J. (2020). First Measurement in the Gamow Window of a Reaction for the γ -Process in Inverse Kinematics: $^{76}\text{Se}(\alpha, \gamma)^{80}\text{Kr}$. *Physics Letters B*, 807, 135575.
- Feshbach, H. (1958). The Optical Model and Its Justification. *Annual Review of Nuclear Science*, 8(1), 49-104.
- Fields, C. (2020). On the Development of Multidimensional Progenitor Models for Core-Collapse Supernovae. *The Astrophysical Journal*, 901, 33.
- Fleming, M. (2017). TALYS/TENDL Verification and Validation Processes: Outcomes and Recommendations. *EPJ Web of Conferences*, 146, 02033.
- Foteinou, V. (2019). Cross Section Measurements of Proton Capture Reactions on Mo Isotopes Relevant to the Astrophysical P Process. *The European Physical Journal A*, 55(5), 1-17.
- Fox, M. (2021). Measurement and Modeling of Proton-Induced Reactions on Arsenic from 35 to 200 MeV. *Physical Review C*, 104(6), 064615.
- Fox, M. (2021). Investigating High-Energy Proton-Induced Reactions on Spherical Nuclei: Implications for the Pre-Equilibrium Exciton Model. *Physical Review C*, 103(3), 034601.
- Gandhi, A. (2019). Cross Section Calculation of (n,p) and (n,2n) Nuclear Reactions on Zn, Mo and Pb Isotopes with ~ 14 MeV Neutrons. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 322(1), 89–97.
- Gilbert, A. (1965). A Composite Nuclear-Level Density Formula with Shell Corrections. *Canadian Journal of Physics*, 43(8), 1446-1496.
- Glorius, J. (2011). P-Process Nucleosynthesis: Activation Experiments. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 66(2), 379-384.
- Goriely, S. (1998). Radiative Neutron Captures by Neutron-Rich Nuclei and the R-Process Nucleosynthesis. *Physics Letters B*, 436(1-2), 10-18.
- Goriely, S. (2008). Improved Microscopic Nuclear Level Densities within the Hartree-Fock-Bogoliubov Plus Combinatorial Method. *Physical Review C*, 78(6), 064307.
- Goriely, S. (2008). Improved Predictions of Nuclear Reaction Rates with the TALYS Reaction Code for Astrophysical Applications. *Astronomy & Astrophysics*, 487(2), 767-774.

- Goriely, S. (2002). Large-Scale QRPA Calculation of E1-Strength and Its Impact on the Neutron Capture Cross Section. *Nuclear Physics A*, 706(1-2), 217–232.
- Gottfried, K. (2003). *Quantum Mechanics: Fundamentals*. New York: Springer.
- Gribbin, J. (2001). *Space Our Final Frontier*. Woodlands: BBC Books.
- Guo, H. (2017). Global Phenomenological and Microscopic Optical Model Potentials for Alpha. *EPJ Web of Conferences*, 146, 12011.
- Gültekin, T. (2019). 96Zr, 112Sn ve 119Sn (p,γ) Reaksiyonlarının Tesir Kesitlerinin İncelenmesi. Yüksek Lisans Tezi, Kocaeli Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kocaeli, 591131.
- Gülümser, T. (2021). A Theoretical Study on the Production Cross–Section Calculations for ²⁴Na Medical Isotope. *Erzincan Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi*, 14(2), 802-813.
- Güray, R. T. (2009). Measurements of Proton Induced Reaction Cross Sections on ¹²⁰Te for the Astrophysical P-Process. *Physical Review C*, 80(3), 035804.
- Güray, R. T. (2015). Measurements of ¹⁵²Gd(p,γ)¹⁵³Tb and ¹⁵²Gd(p,n)¹⁵²Tb Reaction Cross Sections for the Astrophysical γ Process. *Physical Review C*, 91(5), 055809.
- Gyürky, G. F. (2014). Direct Study of the α-Nucleus Optical Potential at Astrophysical Energies Using the ⁶⁴Zn(p,α)⁶¹Cu Reaction. *Physical Review C*, 90(5), 052801.
- Gyürky, G. F. (2018). Nuclear Physics Uncertainties of the Astrophysical γ-Process Studied Through the ⁶⁴Zn(p,α)⁶¹Cu and ⁶⁴Zn(p,γ)⁶⁵Ga Reactions. *Journal of Physics: Conference Series*, 940(1), 012005.
- Gyürky, G. F. (2019). The Activation Method for Cross Section Measurements in Nuclear Astrophysics. *The European Physical Journal A*, 55(3), 1-31.
- Gyürky, G. K. (2006). α-Induced Cross Sections of ¹⁰⁶Cd for the Astrophysical P Process. *Physical Review C*, 74(2), 025805.
- Gyürky, G. V. (2014). Cross Section and Reaction Rate of ⁹²Mo(p,γ)⁹³Tc Determined from Thick Target Yield Measurements. *Nuclear Physics A*, 922, 112-125.
- Hamid, M. (2021). Generation of Proton-and Alpha-Induced Nuclear Cross-Section Data via Random Forest Algorithm: Production of Radionuclide ¹¹¹In . *Applied Sciences*, 11(15), 6969.
- Harissopulos, S. (2020). Capture Reaction Cross-Section Measurements Relevant to P Process: The Case of (α,γ) Reactions on ⁶³Cu, ⁷²Ge, ¹¹⁸Sn and the ¹⁰⁷Ag(p,γ)¹⁰⁸Cd Reaction. *EPJ Web of Conferences*, 227, 01008.

- Harissopulos, S. (2021). Cross Section Measurements of Proton Capture Reactions on Sr Isotopes for Astrophysics Applications. *Physical Review C*, 104(2), 025804.
- Hasper, J. (2010). In-Beam Experiments on (p, γ) and (α , γ) Reactions for the Astrophysical P Process. *Journal of Physics: Conference Series*, 202, 012005.
- Heim, F. (2017). First Results of Total and Partial Cross-Section Measurements of the $^{107}\text{Ag}(p,\gamma)^{108}\text{Cd}$ Reaction. *EPJ Web of Conferences*, 165, 01028.
- Heim, F. (2022). Cross-Section Measurements Relevant for the Astrophysical P Process at the University of Cologne. In *EPJ Web of Conferences*, 260, 11001.
- Herman, M. (2013). *EMPIRE-3.2 Malta Modular System for Nuclear Reaction Computations and Nuclear Data Evaluation, User's Manual*. New York: Brookhaven National Laboratory.
- Hilaire, S. (2014). *TALYS: A Tool to go From Theoretical Modeling of Nuclear Reactions to Evaluations*. Arpajon, France: CEA, DAM, DIF.
- Hilaire, S. (2006). Global Microscopic Nuclear Level Densities within the HFB Plus Combinatorial Method for Practical Applications. *Nuclear Physics A*, 779, 63–81.
- Hilaire, S. (2012). Temperature-Dependent Combinatorial Level Densities with the D1M Gogny Force. *Physical Review C*, 86(6), 064317.
- Horowitz, C. (2019). R-Process Nucleosynthesis: Connecting Rare-Isotope Beam Facilities with the Cosmos. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 46(8), 083001.
- Hovhannisyan, G. (2020). The Comparison of Theoretical Model Calculations and Experimental Data of $^{58,60,61,64}\text{Ni}$, $^{64,66,68}\text{Zn}$, and $^{63,65}\text{Cu}$ Photo-Nuclear Reactions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 482, 25-30.
- Hussain, M. (2009). A Comprehensive Evaluation of Charged-Particle Data for Production of the Therapeutic Radionuclide ^{103}Pd . *Applied Radiation and Isotopes*, 67(10), 1842-1854.
- Ignatyuk, A. (1979). Role of Collective Effects in the Systematics of Nuclear Level Densities. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 29(4), 875-883.
- Ignatyuk, A. (1993). Density of Discrete Levels in ^{116}Sn . *Physical Review C*, 47(4), 1504–1513.
- Ji, A. (2024). Spectacular Nucleosynthesis from Early Massive Stars. *arXiv.org*, 2401.02484. DOI: 10.48550/arXiv.2401.02484
- Jiotsa, D. (2020). *Cross Section Measurement of Light Ions Using (p,xp) and (p,xn) Reactions*. Stellenbosch: Stellenbosch University.

- Jones, M. D. (2018). Examination of the Low-Energy Enhancement of the γ -Ray Strength Function of ^{56}Fe . *Physical Review C*, 97(2), 024327.
- Kaplan, A. (2020). A Study on the Calculations of Cross-Sections for $^{66,67}\text{Ga}$ and ^{75}Se Radionuclides Production Reactions via ^3He Particles. *Eskişehir Technical University Journal of Science and Technology A-Applied Sciences and Engineering*, 21(4), 554-561.
- Käppeler, F. (2005). Neutron Cross Sections Clues for S-Process Nucleosynthesis. In *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, 336, 255.
- Käppeler, F. (2011). Reaction Cross Sections for the S, R, and P Process. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 66(2), 390-399.
- Khaliel, A. (2016). Experimental Investigation of Radiative Proton-Capture Reactions Relevant to Nucleosynthesis. *HNPS Advances in Nuclear Physics*, 24, 168-173.
- Khandaker, M. (2008). Production Cross-Sections for the Residual Radionuclides from the $^{nat}\text{Cd}(p,x)$ Nuclear Processes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 266(22), 4877-4887.
- Khandaker, M. (2011). Excitation Functions of (p,x) Reactions on Natural Nickel up to 40 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 269(10), 1140-1149.
- Khandaker, M. (2012). Production Cross Sections of Short-Lived Silver Radionuclides from $^{nat}\text{Pd}(p,xn)$ Nuclear Processes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 274, 148-153.
- Kheswa, B. (2015). Galactic Production of ^{138}La : Impact of $^{138,139}\text{La}$ Statistical Properties. *Physics Letters B*, 744, 268-272.
- Kılınç, F. (2016). Calculation of the (p,n) Reaction Cross Section of Radionuclides Used for PET Application. *Acta physica polonica A*, 130(1), 318-319.
- Kiss, G. G. (2008). *Proton Induced Reactions and the Astrophysical P Process*. Debrecen: University of Debrecen and Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences (ATOMKI).
- Kiss, G. G. (2013). High Precision $^{113}\text{In}(\alpha,\alpha)^{113}\text{In}$ Elastic Scattering at Energies Near the Coulomb Barrier for the Astrophysical γ Process. *Physical Review C*, 88(4), 045804.
- Kiss, G. G. (2018). α -Induced Reactions on ^{115}In : Cross Section Measurements and Statistical Model Analysis. *Physical Review C*, 97(5), 055803.

- Kmak, K. N. (2021). Measurement of the $^{230}\text{Th}(p,2n)^{229}\text{Pa}$ and $^{230}\text{Th}(p,3n)^{228}\text{Pa}$ Reaction Cross Sections from 14.1 to 16.9 MeV. *Physical Review C*, 103(3), 034610.
- Koning, A. D. (2007). New Nuclear Data Evaluations for Ca and Sc Isotopes. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 44(6), 823-837.
- Koning, A. H. (2017). *User Manual of TALYS 1.9*. Vienna: International Atomic Energy Agency (IAEA).
- Koning, A. H. (2021). *TALYS-1.96/2.0 Simulation of Nuclear Reactions*. Vienna: International Atomic Energy Agency (IAEA).
- Koning, A. J. (2003). Local and Global Nucleon Optical Models from 1 keV to 200 MeV. *Nuclear Physics A*, 713(3-4), 231-310.
- Koning, A. J. (2023). TALYS: Modeling of Nuclear Reactions. *The European Physical Journal A*, 59(6), 131.
- Kopecky, J. U. (1990). Test of Gamma-Ray Strength Functions in Nuclear Reaction Model Calculations. *Physical Review C*, 41(5), 1941–1955.
- Kopecky, J. U. (1993). Radiative Strength in the Compound Nucleus ^{157}Gd . *Physical Review C*, 47(1), 312–322.
- Korkulu, Z. (2014). Karakteristik Gama ve X-Işınları ile Reaksiyon Tesir Kesiti Ölçümleri: Sb-121 Alfa Yakalama Reaksiyonu. Doktora Tezi, Kocaeli Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kocaeli, 379731.
- Korkulu, Z. Ö. (2016). Alpha Capture Reaction Cross Section Measurements on Sb Isotopes by Activation Method. *Journal of Physics: Conference Series*, 665, 012042.
- Korkulu, Z. Ö. (2018). Investigation of α -Induced Reactions on Sb Isotopes Relevant to the Astrophysical γ Process. *Physical Review C*, 97(4), 045803.
- Kullmann, I. K. (2019). First Experimental Constraint on the $^{191}\text{Os}(n,\gamma)$ Reaction Rate Relevant to S-Process Nucleosynthesis. *Physical Review C*, 99(6), 065806.
- Kumar, P. G. (2021). Excitation Function Calculations in Proton-Induced Nuclear Reactions on Zn and Cu upto 80 MeV. *Indian Journal of Physics*, 95(2), 325–335.
- Kutlu, S. (2019). ^{114}Sn , ^{115}Sn VE ^{116}Sn İzotoplarının Proton Yakalama Reaksiyon Tesir Kesiti Ölçümleri. Doktora Tezi, Kocaeli Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kocaeli, 598329.
- Küçükşucu, S. Y. (2021). Statistical Hauser-Feshbach Model Description of (n,α) Reaction Cross Sections for the Weak S-Process. *arXiv:2111.14980*. DOI: 10.48550/arXiv.2111.14980.

- Lagoyannis, A. S. (2020). (p, γ) Reaction Cross Sections Relevant to the P Process: First Results for the Se Isotopes. *HNPS Advances in Nuclear Physics*, (13), 161-166.
- Lan, H. Y. (2018). Determination of the Photodisintegration Reaction Rates Involving Charged Particles: Systematic Calculations and Proposed Measurements Based on the Facility for Extreme Light Infrastructure–Nuclear Physics. *Physical Review C*, 98(5), 054601.
- Langer, N. K. (2014). The Spectroscopic Hertzsprung-Russell Diagram. *Astronomy & Astrophysics*, 564, A52.
- Laplace, T. A. (2016). Statistical Properties of ^{243}Pu , and $^{242}\text{Pu}(n,\gamma)$ Cross Section Calculation. *Physical Review C*, 93(1), 014323.
- Larsen, A. S. (2020). Indirect, Experimental Constraints of (n, γ) Reaction Rates for the i- and R-Process. *Journal of Physics: Conference Series* 1668,, 012024.
- Le, N. N. (2022). Maxwellian-Averaged Cross Section of $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)$ Reaction and Its Astrophysical Implications. *Nuclear Physics A*, 1023, 122450.
- Lépine-Szily, A. D. (2012). Nuclear Astrophysics: Nucleosynthesis in the Universe. *International Journal of Astrobiology*, 11(4), 243-250.
- Li, X. B. (2021). Determine the Masses and Ages of Red Giant Branch Stars from Low-Resolution LAMOST Spectra Using DenseNet. *arXiv:2106.04945*. DOI: 10.48550/arXiv.2106.04945.
- Liccardo, V. M. (2018). Nuclear Processes in Astrophysics: Recent Progress. *The European Physical Journal A*, 54(12), 1-30.
- Lodders, K. (2020). Solar Elemental Abundances. *arXiv:1912.00844*. DOI: 10.48550/arXiv.1912.00844.
- Long, A. M. (2017). Indirect Study of the Stellar $^{34}\text{Ar}(\alpha,p)^{37}\text{K}$ Reaction Rate Through $^{40}\text{Ca}(p,t)^{38}\text{Ca}$ Reaction Measurements. *Physical Review C*, 95(5), 055803.
- Lotay, G. G. (2021). First Direct Measurement of an Astrophysical P-Process Reaction Cross Section Using a Radioactive Ion Beam. *Physical Review Letters*, 127(11), 112701.
- Luo, J. (2020). Activation Cross-Section and Isomeric Cross-Section Ratio for the $^{122}\text{Te}(n,2n)^{121\text{m,g}}\text{Te}$ Process. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 324(2), 913-920.
- Machner, H. (2021). Validation of Nuclear Reaction Models for Incident α -Particles. *Radiochimica Acta*, 109(1), 1-25.

- Makwana, R. (2017). Measurements of the Cross Sections of the $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$, $^{182}\text{W}(n,p)^{182}\text{Ta}$, $^{154}\text{Gd}(n,2n)^{153}\text{Gd}$, and $^{160}\text{Gd}(n,2n)^{159}\text{Gd}$ Reactions at Neutron Energies of 5 to 17 MeV. *Physical Review C*, 96(2), 024608.
- Markova, M. (2023). Systematic Study of the Low-Lying Electric Dipole Strength in Sn Isotopes and Its Astrophysical Implications. *arXiv:2311.08864*. DOI: 10.48550/arXiv.2311.08864.
- Matei, C. B. (2018). Nuclear Astrophysics Measurements with ELISSA at ELI-NP. *Il Nuovo Cimento C*, 39(5), 1-5.
- Mbabane, M. (2018). *$^{185}\text{W}(n,\gamma)$ Cross-Sections Constrained with Statistical Nuclear Properties of ^{186}W Nucleus*. Auckland Park: University of Johannesburg.
- McFadden, L. S. (1966). Optical-Model Analysis of the Scattering of 24.7 MeV Alpha Particles. *Nuclear Physics*, 84(1), 177–200.
- Meyer, B. (1994). The R-, S-, and P-Processes in Nucleosynthesis. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 32(1), 153-190.
- Mohr, P. G. (2017). Statistical Model Analysis of α -Induced Reaction Cross Sections of ^{64}Zn at Low Energies. *Physical Review C*, 95(1), 015807.
- Mondal, S. G. (2022). Statistical Analysis of Proton Induced Reactions to Generate Recommended Data for the Production of Medical Radio-Isotopes. *arXiv:2207.09306*. DOI: 10.48550/arXiv.2207.09306.
- Montes, J. P. (2016). Theoretical Uncertainty of (α,n) Reactions Relevant for the Nucleosynthesis of Light R-Process Nuclei in Neutrino-Driven Winds. *Physical Review C*, 93(3), 034611.
- Netterdon, L. E. (2014). Cross-Section Measurement of the $^{130}\text{Ba}(p,\gamma)^{131}\text{La}$ Reaction for γ -Process Nucleosynthesis. *Physical Review C*, 90(3), 035806.
- Nolte, M. M. (1987). Global Optical Potential for α Particles with Energies above 80 MeV. *Physical Review C*, 36(4), 1312.
- Nyaaba, R. A. (2013). *A Theoretical Study of the Production of Technetium-99m ($^{99\text{m}}\text{Tc}$) Using a Cyclotron*. Accra: University of Ghana.
- O'Brien, S. P. (2010). *Exploring the αp -Process with High Precision (p,t) Reactions*. Indiana: University of Notre Dame.
- Olivas-Gomez, O. S. (2020). Measurements of Proton Capture in the $A = 100$ – 110 Mass Region: Constraints on the $^{111}\text{In}(\gamma,p)/(\gamma,n)$ Branching Point Relevant to the γ Process. *Physical Review C*, 102(5), 055806.
- Oprea, A. G. (2017). Absolute Cross Sections of the $^{86}\text{Sr}(\alpha,n)^{89}\text{Zr}$ Reaction at Energies of Astrophysical Interest. *EPJ Web of Conferences* 146, 01016.

- Oprea, C. M. (2020). Astrophysical Production of ^{146}Sm in Nuclear P-Processes. *Journal of Physics: Conference Series* 1668, 012031.
- Orce, J. N. (2021). Competition Between (γ, p) and (γ, n) Photo-Disintegration Yields. *arXiv:2110.00979*. DOI: 10.48550/arXiv.2110.00979.
- Orce, J. N. (2021). Enhanced Symmetry Energy Bears Universality of the R-Process. *arXiv:2110.00713*. DOI: 10.48550/arXiv.2110.00713.
- Ornelas, A. M. (2016). α -Scattering and α -Induced Reaction Cross Sections of ^{64}Zn at Low Energies. *Physical Review C*, 94(5), 055807.
- Otuka, N. D. (2014). Towards a more Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC). *Nuclear Data Sheets*, 120, 272-276.
- Özdoğan, H. ., (2013). ^{197}Au İçin Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları. *Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fen Dergisi*, 8(1), 82-91.
- Özdoğan, H. (2018). Fe, Zr, Nb ve Ag Füzyon Reaktörleri Yapısal Elementlerinin Tesir Kesitlerinin Nükleer Reaksiyon Modelleri Kullanılarak İncelenmesi. Doktora Tezi, Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Isparta, 487713.
- Özdoğan, H. (2021). Estimation of (n, p) Reaction Cross Sections at 14.5 MeV Neutron Energy by Using Artificial Neural Network. *Applied Radiation and Isotopes*, 170, 109584.
- Özdoğan, H. Ş. (2016). Cross-Section Calculations of (γ, xn) and (p, xn) Reactions for ^{197}Au . *Cumhuriyet Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fen Bilimleri Dergisi*, 37, 208-213.
- Özdoğan, H. Ş. (2021). Production Cross-Section and Reaction Yield Calculations for $^{123-126}\text{I}$ Isotopes on $^{123}\text{Sb}(\alpha, xn)$ Reactions. *Kuwait Journal of Science*, 48(2), 1-11.
- Özkan, N. (2006). Activation Method for Cross Section Measurements Related to the P-Process Nucleosynthesis. *9th International Symposium on Nuclear Astrophysics: Nuclei in the Cosmos*, Switzerland, 25-30 Haziran 2006.
- Özkan, N. G. (2009). Sistematik Proton ve Alfa Yakalama Reaksiyon Tesir Kesit Ölçümleri. *X. Ulusal Nükleer Bilimler ve Teknolojileri Kongresi*, Muğla, Türkiye, 6-9 Ekim 2009.
- Özkan, N. G. (2017). Proton Capture Reaction Cross Section Measurements on ^{162}Er as a Probe of Statistical Model Calculations. *Physical Review C*, 96(4), 045805.
- Palmisano, A. (2022). Constraining the Astrophysical P Process: Cross Section Measurement of the $^{84}\text{Kr}(p, \gamma)^{85}\text{Rb}$ Reaction in Inverse Kinematics. *Physical Review C*, 105(6), 065804.

- Parashari, S. M. (2018). Investigation of (n,p), (n,2n) Reaction Cross Sections for Sn Isotopes for Fusion Reactor Applications. *Applied Radiation and Isotopes*, 133, 31-37.
- Pereira, J. A. (2020). Nucleosynthesis of “Light” Heavy Nuclei in Neutrino Driven Winds. Role of (α ,n) Reactions. *Journal of Physics: Conference Series*, 1668(1), 012033.
- Plujko, V. G. (2019). Description of Nuclear Photoexcitation by Lorentzian Expressions for Electric Dipole Photon Strength Function. *The European Physical Journal A*, 55(11), 210.
- Pritychenko, B. (2021). Determination of Solar System R-Process Abundances Using ENDF/B-VIII.0 and TENDL-2015 Libraries. *arXiv:2012.06728*. DOI: 10.48550/arXiv.2012.06728.
- Psaltis, A. (2019). Cross Section Measurements of Radiative Proton Capture Reactions in ^{112}Cd at Energies of Astrophysical Interest. *Physical Review C*, 99(6), 065807.
- Pumo, M. L. (2012). The S-Process Nucleosynthesis in Massive Stars: Current Status and Uncertainties due to Convective Overshooting. *arXiv:1202.6577*. DOI: 10.48550/arXiv.1202.6577.
- Qaim, S. H. (2021). Continuing Nuclear Data Research for Production of Accelerator-Based Novel Radionuclides for Medical Use: A Mini-Review. *Frontiers in Physics*, 16.
- Quinn, S. J. (2015). *Capture Cross Sections for the Astrophysical P Process*. Michigan: Michigan State University.
- Raeymackers, E. B. (2003). Light Charged Particle Production in the Interaction of Fast Neutrons (25–65 MeV) with Uranium Nuclei. *Physical Review C*, 68(2), 024604.
- Ramirez, A. V. (2013). Nuclear Level Densities of $^{64,66}\text{Zn}$ from Neutron Evaporation. *Physical Review C*, 88(6), 064324.
- Rauscher, T. (2010). Relevant Energy Ranges for Astrophysical Reaction Rates. *Physical Review C*, 81(4), 045807.
- Rauscher, T. (2012). Sensitivity of Astrophysical Reaction Rates to Nuclear Uncertainties. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 201(2), 26.
- Rauscher, T. D. (2013). Constraining the Astrophysical Origin of the P-Nuclei Through Nuclear Physics and Meteoritic Data. *Reports on Progress in Physics*, 76(6), 066201.
- Raut, R. T. (2013). Cross-Section Measurements of the $^{86}\text{Kr}(\gamma, n)$ Reaction to Probe the S-Process Branching at ^{85}Kr . *Physical Review Letters*, 111(11), 112501.

- Rayet, M. C. (2001). News from the P-Process: is the S-Process a Troublemaker? *Nuclear Physics A*, 688(1–2), 74-81.
- Reifarth, R. L. (2014). Neutron Reactions in Astrophysics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 41(5), 053101.
- Reyhancan, I. (2019). Measurements of Activation Cross Sections by Cyclic Activation Method for (n,2n) Reaction on ^{144}Sm Isotope Around 14 MeV Neutron Energy. *Radiochimica Acta*, 107(1), 33-37.
- Rolfs, C. E. (1988). *Cauldrons in the Cosmos: Nuclear Astrophysics*. Chicago: University of Chicago Press.
- Santra, R. D. (2020). Nuclear Level Density of ^{69}Zn from Gamma Gated Particle Spectrum and Its Implication on $^{68}\text{Zn}(n,\gamma)^{69}\text{Zn}$ Capture Cross Section. *Physics Letters B*, 806, 135487.
- Sarpün, I. H. (2017). Determination of the Effects of Nuclear Level Density Parameters on Photofission Cross Sections of ^{235}U up to 20 MeV. *EPJ Web of Conferences*, 146, 05015.
- Schnabel, G. S. (2021). Conception and Software Implementation of a Nuclear Data Evaluation Pipeline. *Nuclear Data Sheets*, 173, 239-284.
- Scholz, P. G. (2020). Primary γ -ray Intensities and γ -Strength Functions from Discrete Two-Step γ -Ray Cascades in Radiative Proton-Capture Experiments. *Physical Review C*, 101(4), 045806.
- Siddik, T. (2013). Study of Some Stellar Iron Group Fusion Materials for (n,p) Reactions. *arXiv:1303.3581*. DOI: 10.48550/arXiv.1303.3581.
- Sieja, K. G. (2020). Shell-Model Based Study of the Direct Capture in Neutron-Rich Nuclei. *The European Physical Journal A*, 57(3), 1-12.
- Simon, A. (2019). First Measurements of Capture Reactions for the γ -Process Using HECTOR. In *Journal of Physics: Conference Series*, 1308(1), 012020.
- Singh, R. K. (2022). Systematic Study of the (n, 2n) Reaction Cross Section for ^{121}Sb and ^{123}Sb Isotopes. *Chinese Physics C*, 46(5), 054002.
- Soltesz, D. M. (2021). Determination of the ^{60}Zn Level Density from Neutron Evaporation Spectra. *Physical Review C*, 103(1), 015802.
- Somorjai, E. F. (1998). Experimental Cross Section of $^{144}\text{Sm}(\alpha,\gamma)^{148}\text{Gd}$ and Implications for the P-Process. *Astronomy & Astrophysics*, 333, 1112–1116.
- Soni, B. K. (2021). Study of Nuclear Reactions for Structural Materials and Investigation of Reactor Shielding. *Results in Materials*, 10, 100177.

- Suchiang, D. J. (2014). Calculation of Excitation Functions of the $^{54,56,57,58}\text{Fe}(p,n)$ Reaction from Threshold to 30 MeV. *Pramana - Journal of Physics*, 83(4), 545–555.
- Szegedi, T. N. (2021). Activation Thick Target Yield Measurement of $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ for Studying the Weak R-Process Nucleosynthesis. *Physical Review C*, 104(3), 035804.
- Szücs, T. D. (2014). KADoNiS-P: The Astrophysical P-Process Database. *Nuclear Data Sheets*, 120, 191-193.
- Szücs, T. M. (2019). Cross Section of α -Induced Reactions on ^{197}Au at sub-Coulomb Energies. *Physical Review C*, 100(6), 065803.
- Takács, S. D. (2021). Cross Section Measurement of Alpha-Particle-Induced Reactions on $^{\text{nat}}\text{Sb}$. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 505, 24-33.
- Taniguchi, Y. K. (2021). $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Fusion S^* -Factor from a Full-Microscopic Nuclear Model. *Physics Letters B*, 823, 136790.
- Tantoğlu, E. Ö. (2019). Reaction Cross Section Calculations Via Second Beta Decay Using the Activation Method for the P-Process. *Canadian Journal of Physics*, 97(11), 1206-1209.
- Tárkányi, F. H. (2021). Activation Cross Section Data of Deuteron Induced Nuclear Reactions on Rubidium up to 50 MeV. *The European Physical Journal A*, 57(1), 1-16.
- Tel, E. S. (2016). Calculation of (p,γ) and (p,α) Nuclear Reaction Cross Sections in Stars up to 10 MeV. *EPJ Web of Conferences*, 128, 01005.
- Tolman, M. (2014). *Modifying TALYS to Implement Custom Nuclear Level Densities*. Provo: Brigham Young University.
- Tornyai, T. G. (2014). Level Density and γ -Ray Strength Function in the Odd-Odd ^{238}Np Nucleus. *Physical Review C*, 89(4), 044323.
- Travaglio, C. G. (2013). P-Process in SNIa. *arXiv:1302.4179*. DOI: 10.48550/arXiv.1302.4179.
- Tutuc, M. (2009). *Production of Light and Intermediate Mass Residual Nuclides by Proton Induced Reactions at Medium Energies*. Hannover: Leibniz Universität Hannover.
- URL-1: https://www.nasa.gov/multimedia/imagegallery/image_feature_2526.html, (Ziyaret Tarihi: 31 Mart 2022)

- URL-2: <https://andromedageek.wordpress.com/2015/02/01/the-gamow-window>,
(Ziyaret Tarihi: 2 Eylül 2021)
- Vagena, E. A. (2021). Systematics of Semi-Microscopic Proton-Nucleus Optical Potential at Low Energies Relevant to Nuclear Astrophysics. *Physical Review C*, 103(4), 045806.
- Vagena, E. S. (2017). Average Cross Section Measurement for $^{162}\text{Er}(\gamma, n)$ Reaction Compared with Theoretical Calculations Using TALYS. *Nuclear Physics A*, 957, 259-273.
- Vasileiou, P. J. (2021). An Investigation of Radiative Proton-Capture Reactions in the Cd-In Mass Region. *Nuclear Physics A*, 1015, 122298.
- Vasileiou, P. M. (2022). Radiative Proton-Capture Reactions with $^{112,114}\text{Cd}$ at Astrophysically Important Energies. In *EPJ Web of Conferences*, 260, 11030.
- Vodin, A. D. (2021). Photoneutron Reactions on ^{93}Nb at $E_{\gamma\text{max}}=33\text{-}93$ MeV. *Nuclear Physics A*, 1014, 122248.
- Voyles, A. S. (2021). Proton-Induced Reactions on Fe, Cu, and Ti from Threshold to 55 MeV. *The European Physical Journal A*, 57(3), 1-23.
- Watanabe, S. (1958). High Energy Scattering of Deuterons by Complex Nuclei. *Nuclear Physics*, 8, 484-492.
- Wiescher, M. K. (2013). Critical Reactions in Contemporary Nuclear Astrophysics. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 50, 165-210.
- Wu, D. G. (2022). Determination of the $^{74}\text{Ge}(p, \gamma)^{75}\text{As}$ Reaction Rates in P-Process Nucleosynthesis with in-Beam γ Spectroscopy. *Nuclear Physics A*, 1017, 122357.
- Wu, D. W. (2020). New Measurement of the $^{74}\text{Ge}(p, \gamma)^{75}\text{As}$ Reaction Cross Sections New Measurement of the $^{74}\text{Ge}(p, \gamma)^{75}\text{As}$ Reaction Cross Sections. *Physics Letters B*, 805, 135431.
- Yalçın, C. (2010). In-113'ün Alfa Yakalama Reaksiyonu ve Nükleer Astrofizikteki Yeri. Doktora Tezi, Kocaeli Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kocaeli, 275785.
- Yalçın, C. (2017). The Cross Section Calculation of $^{112}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{116}\text{Te}$ Reaction with Different Nuclear Models at the Astrophysical Energy Range. *Nuclear Science and Techniques*, 28, 1-7.
- Yalçın, C. G. (2009). Odd P Isotope ^{113}In : Measurement of Alpha-Induced Reactions. *Physical Review C*, 79(6), 065801.
- Yıldız, E. (2021). Obtaining Astrophysical S-Factors and Half-Experimental Cross-Section Values for $^{121}\text{Sb}(\alpha, n)^{124}\text{I}$ Reaction. *Journal of Biomedical Research & Environmental Sciences*, 2(4), 296-299.

- Yılmaz, N. (2014). Hızlandırıcı Güdümlü Sistemlerde Hedef Olarak Kullanılan İzotoplar İçin Nötron ve Proton Optik Model Analizi. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 374488.
- Yürüker, B. D. (2013). Astrofiziksel P-Prosesi ile İlgili Er-164 İzotopunun Proton Yakalama Reaksiyon Tesir Kesiti Ölçümleri. Yüksek Lisans Tezi, Kocaeli Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kocaeli, 342544.
- Zengin, S. B. (2020). ^{131}Cs Radyoizotopunun Elde Edildiği Çeşitli Nükleer Reaksiyonların Uyarılma Fonksiyonları. *Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fen Dergisi*, 15(2), 287-294.
- Zhang, L. H. (2022). Thermonuclear $^{17}\text{O}(n,\gamma)^{18}\text{O}$ Reaction Rate and Its Astrophysical Implications. *The Astrophysical Journal*, 927(1), 92.
- Zyriliou, A. K. (2019). On the Experimental Investigation of the Angular Distributions in the Reaction $^{112}\text{Cd}(p,\gamma)^{113}\text{In}$. *HNPS Advances in Nuclear Physics*, 26, 189-192.

KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER

- Demir, D., **Eroğlu, M.**, Turşucu, A. (2013). Studying of Characteristics of the HPGe Detector for Radioactivity Measurements. *Journal of Instrumentation*, 8(10), P10027.
- Demir, D., Turşucu, A., **Eroğlu, M.** (2012). The Response of a CdTe Detector for Gamma Rays in a High Magnetic Field. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*. 27, 1935-1940.
- Eroğlu, M.**, Demir, D., Turşucu, A., Önder, P. (2012). HPGe Dedektörün 13-1212 keV Enerji Aralığındaki Fotopik Veriminin İncelenmesi. *Adım Fizik Günleri II*, Denizli, Türkiye, 25-27 Nisan 2012.
- Eroğlu, M.**, Güray R.T. (2020). ^{121}Sb İzotopunun α Yakalama Reaksiyon Tesir Kesitlerinin İncelenmesi. *International Marmara Sciences Congress (Spring 2020)*, Kocaeli, Türkiye, 19-20 Haziran 2020.
- Eroğlu, M.**, Yalçın, C., Güray, R. T. (2023). Investigation of the $^{121}\text{Sb}(\alpha, \gamma)^{125}\text{I}$ Reaction Cross-Section Calculations at Astrophysical Energies. *Nuclear Science and Techniques*, 34(11), 168.
- Güray, R. T., Yalçın, C., **Eroğlu, M.**, Özkan Güray, N. (2017). Measurement of Charged Particle Induce Reaction on Proton-Rich Nucle. *Turkish Physical Society 33TH International Physics Congress*, Bodrum, Türkiye, 6-10 Eylül 2017.
- Turşucu, A., Önder, P., **Eroğlu, M.**, Demir, D. (2012). Determination of K-L Total Vacancy Transfer Probabilities Using a Weak Gamma Source in 2π Geometrical Configuration. *Applied Radiation and Isotopes*, 70, 1509-1511.

ÖZGEÇMİŞ

İlk ve orta öğrenimini 1992-2004 yılları arasında Batman'da tamamladı. 2005 yılında başladığı Selçuk Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesinde Fizik bölümü lisans programından 2009 yılında, 2010 yılında başladığı Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik bölümü yüksek lisans programından 2011 yılında mezun oldu. 2015 yılında başladığı Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik bölümü doktora programını 2024'te tamamlamıştır. 2014-2020 yılları arasında çok sayıda projelerde iş güvenliği uzmanı olarak çalışan Eroğlu, sonraki yıllarda öğretim elemanı olarak çalışmaya devam etmiştir. 2020-2023 yılları arasında İstanbul Rumeli Üniversitesi Sağlık Hizmetleri Meslek Yüksekokulu Tıbbi Görüntüleme Teknikleri programında öğretim görevlisi olarak çalıştı. Mayıs 2023'ten beri Piri Reis Üniversitesi Denizcilik Meslek Yüksekokulu Mekatronik programında öğretim görevlisi olarak çalışmaya devam etmektedir. Evli ve 2 çocuk babasıdır.

