



T.C.
NİĞDE ÖMER HALİSDEMİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

AĞIR YILDIZLARIN KARBON, OKSİJEN VE SİLİKON YANMA
FAZLARINDAKİ NÜKLEER REAKSİYONLARIN TEORİK MODELLER İLE
İNCELENMESİ

FAHRETTİN KOYUNCU

Haziran 2018

T.C.
NİĞDE ÖMER HALİSDEMİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

AĞIR YILDIZLARIN KARBON, OKSİJEN VE SİLİKON YANMA
FAZLARINDAKİ NÜKLEER REAKSİYONLARIN TEORİK MODELLER İLE
İNCELENMESİ

FAHRETTİN KOYUNCU

Doktora Tezi

Danışman

Doç. Dr. Asım SOYLU

Haziran 2018

Fahrettin Koyuncu tarafından **Doç. Dr. Asım Soylu** danışmanlığında hazırlanan “**Ağır Yıldızların Karbon, Oksijen ve Silikon Yanma Fazlarındaki Nükleer Reaksiyonların Teorik Modeller İle İncelenmesi**” adlı bu çalışma jürimiz tarafından Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik** Ana Bilim Dalı’nda Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Orhan Bayrak, Akdeniz Üniversitesi

Üye : Doç. Dr. Gökhan Koçak, Erciyes Üniversitesi

Üye : Doç. Dr. Asım Soylu, Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi

Üye : Doç. Dr. Zafer Nergiz, Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi

Üye : Dr. Öğr. Üyesi Seyit Okan Kara, Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi

ONAY:

Bu tez, Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunca belirlenmiş olan yukarıdaki jüri üyeleri tarafından/....../20.... tarihinde uygun görülmüş ve Enstitü Yönetim Kurulu’nun/....../20.... tarih ve sayılı kararıyla kabul edilmiştir.

...../...../20...

Doç. Dr. Murat BARUT
MÜDÜR V.

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin bilimsel ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Fahrettin KOYUNCU

ÖZET

AĞIR YILDIZLARIN KARBON, OKSİJEN VE SİLİKON YANMA FAZLARINDAKİ NÜKLEER REAKSİYONLARIN TEORİK MODELLER İLE İNCELENMESİ

KOYUNCU, Fahrettin

Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman

:Doç. Dr. Asım SOYLU

Haziran 2018, 104 sayfa

Bu tez çalışmasında, $M > 11M_{\odot}$ ($M_{\odot} = 1.9891 \times 10^{30}$ kg Güneşin kütlesi) kütleli bir yıldızın Karbon, Oksijen ve Silikon yanma fazında gerçekleştiği düşünülen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, $\alpha+^{28}\text{Si}$, $\alpha+^{32}\text{S}$, $\alpha+^{36}\text{Ar}$, $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyonları ve bunların yanı sıra ^{44}Ti çekirdeğinin α -bozunumu incelenmiştir. Reaksiyon gözlenirleri elde edilirken yarı-klasik WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) metot, çiftlenmiş kanallar formalizmi ve istatistiksel hesaplamalar kullanılmıştır. Ayrıca hesaplamalarda kümelenme modelinden faydalanılarak çekirdekler arasındaki etkileşimler tanımlanmış bununla beraber farklı fenomenolojik potansiyellerden de istifade edilmiştir. Böylelikle kullanılan metotların ve nükleer potansiyellerin reaksiyon gözlenirleri üzerindeki etkisi de ortaya çıkarılmıştır. ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar çekirdeklerinin deformasyon durumları da göz önünde bulundurularak $\alpha+^{28}\text{Si}$, $\alpha+^{32}\text{S}$, $\alpha+^{36}\text{Ar}$ ve $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyonları için reaksiyon hız tahminleri geliştirilmiştir. Diğer yandan elektron perdeleme etkisi, $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ve $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ füzyon reaksiyonları MGECS (More General Exponential Cosine Screened Coulomb) potansiyeli ile incelenmiştir ve deneysel veriler daha iyi biçimde açıklanmıştır.

Anahtar Sözcükler: Yıldızlar, WKB metodu, deformasyon, elektron perdeleme, MGECS potansiyeli

SUMMARY

INVESTIGATION OF NUCLEAR REACTIONS IN CARBON, OXYGEN AND SILICON BURNING PHASES OF MASSIVE STARS BY THEORETICAL MODELS

KOYUNCU, Fahrettin

Niğde Ömer Halisdemir University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Supervisor :Doç. Dr. Asım SOYLU

June 2018, 104 pages

In this thesis, possible reactions such as $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, $\alpha+^{28}\text{Si}$, $\alpha+^{32}\text{S}$, $\alpha+^{36}\text{Ar}$, $\alpha+^{40}\text{Ca}$ that occur at Carbon, Oxygen and Silicon burning phases for $M>11M_{\odot}$ ($M_{\odot} = 1.9891\times 10^{30}$ kg mass of the Sun) stars and also alpha-decay of ^{44}Ti nucleus have been investigated. To obtain the reaction observables semi-classical WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) method, coupled channel formalism and statistical approaches have been used. In addition, in the calculations the interactions between nuclei are defined by using the clustering model and we have also utilized from the different phenomenological potentials. Thus, the effect of the methods and potentials on the reaction observables have been revealed. Taking into account deformation conditions of the ^{28}Si , ^{32}S and ^{36}Ar nuclei, the reaction rate estimations have been performed for the $\alpha+^{28}\text{Si}$, $\alpha+^{32}\text{S}$, $\alpha+^{36}\text{Ar}$ and $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reactions. On the other hand, for $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ and $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ fusion reactions the electron screening effect has been investigated with MGECS (More General Exponential Cosine Screened Coulomb) potential and experimental data has been explained much better.

Keywords: Stars, WKB method, deformation, electron screening, MGECS potential

ÖN SÖZ

Astrofiziksel öneme sahip olan yıldızların yaşam süreçlerini anlamak onlarla ilintili olan nükleer süreçlerin iyi bir şekilde idrak edilmesi ile mümkün olabilir. Yıldızların enerjilerini füzyon reaksiyonları aracılığı ile elde etmesi, fiziğin iki bilimdalını yakın bir ilişkiye tabi tutar. Astrofizik bize nükleer reaksiyonların gerçekleştiği çevresel şartların belirlenmesinde yol gösterirken, nükleer fizik ise çekirdekler arasındaki etkileşimleri tanımlamak ve gözlenirleri yorumlamakta yardımcı olmaktadır. Dolayısıyla fiziğin bu iki alanı ile birlikte halen sebep ve sonuçları tam olarak anlaşılammış; süpernovalar, nötron yıldızları ve karadelikler gibi bir çok astrofiziksel sisteme ışık tutmak mümkün olabilir. Bu çalışmada hem nükleer fizik hemde nükleer astrofizikle alakalı olan bazı süreçler, farklı yöntemler kullanılarak incelenmiş ve nükleer astrofizikteki bazı problemlere cevaplar aranmıştır.

Bu tez çalışması TÜBİTAK tarafından 113F225 numaralı 1001 projesi ve 117R015 numaralı 1002 projesi ile desteklenmiştir. Desteklerinden dolayı TÜBİTAK'a teşekkür ederim.

Bu çalışma süresince benden desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen aileme teşekkür ederim. Ayrıca tez danışmanım Doç. Dr. Asım Soylu'ya, Doç. Dr. Gökhan Koçak'a ve Prof. Dr. Orhan Bayrak'a faydalı önerileri, yorumları ve yardımlarından dolayı teşekkürü bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	iv
SUMMARY	v
ÖN SÖZ	vi
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ	x
BÖLÜM I GİRİŞ	1
BÖLÜM II YILDIZLARIN FİZİKSEL TANIMI ve YANMA AŞAMALARI	4
2.1 Yıldızlar İçin Fiziksel Tanım	4
2.2 Füzyon Tepkimeleri	6
2.2.1 Karbon yanma fazı	12
2.2.2 Oksijen yanma fazı	13
2.2.3 Silikon yanma fazı	15
BÖLÜM III TEORİK MODEL ve METOTLAR	19
3.1 Çekirdeğin Kümelenme Modeli	19
3.2 Nükleer Reaksiyon Gözlenirleri	21
3.2.1 Coulomb bariyerinden geçiş	23
3.3 Tesir Kesiti, Astrofiziksel S-Faktör ve Reaksiyon Hızı	27
3.3.1 Nükleer saçılma	28
3.3.2 Saçılma ve reaksiyon tesir kesiti	32
3.3.3 Reaksiyon hızı	34
3.3.4 Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) metodu	35
3.3.5 WKB metodu ile tesir kesitlerinin elde edilmesi	38
3.3.6 Alfa bozunumu için bozunum genişlik enerjisi ve yarılanma süresi	39
3.3.7 Dönme bantlarının uyarılma enerjileri	39
3.3.8 Çiftlenmiş kanallar modeli	41
3.3.9 Hauser-Feshbach teorisi	44

3.4	Nükleer Potansiyeller	46
3.5	Elektron Perdeleme Etkisi	49
BÖLÜM IV BULGULAR		52
4.1	^{44}Ti Çekirdeğinin Alfa Bozunumunun İncelenmesi	52
4.2	Bariyer-altı Enerjilerde $\alpha+^{40}\text{Ca}$ Reaksiyonun İncelenmesi	57
4.3	Bariyer-altı Enerjilerde $\alpha+^{28}\text{Si}$, $\alpha+^{32}\text{S}$ ve $\alpha+^{36}\text{Ar}$ Reaksiyonlarının İncelenmesi	64
4.4	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ ve $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ Füzyon Reaksiyonlarının İncelenmesi . .	68
4.4.1	Elektron perdeleme şartının belirlenmesi ve MGECSK potansiyeli .	70
BÖLÜM V SONUÇ ve TARTIŞMA		81
KAYNAKLAR		88
ÖZ GEÇMİŞ		103
TEZ ÇALIŞMASINDAN ÜRETİLEN ESERLER		104

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1.	$\alpha+^{40}\text{Ca}$ için farklı saçılma enerjilerine karşılık sanal potansiyel parametreleri	53
Çizelge 4.2.	WKB metodu ile elde edilen ^{44}Ti α -bozunum genişlikleri	55
Çizelge 4.3.	GAMOW kodu ile elde edilen rezonant durum enerjileri ve α -bozunum genişlikleri	56
Çizelge 4.4.	^{44}Ti çekirdeği için hesaplanan $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri	58
Çizelge 4.5.	$\alpha+^{40}\text{Ca}$ için Reaclib (2018) reaksiyon hız verileri	61
Çizelge 4.6.	$\alpha+^{40}\text{Ca}$ için Rauscher vd. (2000) reaksiyon hız verileri, WKB yöntemi ve TALYS ile elde edilen reaksiyon hız verileri	61
Çizelge 4.7.	$\alpha+^{40}\text{Ca}$ için Reaclib (2018) reaksiyon hız verileri	61
Çizelge 4.8.	$\alpha+^{40}\text{Ca}$ için Rauscher vd. (2000) reaksiyon hız verileri, WKB yöntemi ve TALYS ile elde edilen reaksiyon hız verileri	61
Çizelge 4.9.	$\alpha+^{28}\text{Si}$ için Reaclib (2018) ve Rauscher vd. (2000) reaksiyon hız verileri	65
Çizelge 4.10.	$\alpha+^{28}\text{Si}$ için WKB yöntemi ve TALYS ile elde edilen reaksiyon hız verileri	65
Çizelge 4.11.	$\alpha+^{32}\text{S}$ için Reaclib (2018) ve Rauscher vd. (2000) reaksiyon hız verileri	65
Çizelge 4.12.	$\alpha+^{32}\text{S}$ için WKB yöntemi ve TALYS ile elde edilen reaksiyon hız verileri	66
Çizelge 4.13.	$\alpha+^{36}\text{Ar}$ için Reaclib (2018) ve Rauscher vd. (2000) reaksiyon hız verileri	66
Çizelge 4.14.	$\alpha+^{36}\text{Ar}$ için WKB yöntemi ile elde edilen reaksiyon hız verileri	66
Çizelge 4.15.	$\alpha+^{36}\text{Ar}$ için WKB ve TALYS ile elde edilen reaksiyon hız verileri	66
Çizelge 4.16.	^4He ve ^{12}C çekirdekleri için nükleer madde yoğunlukları	72

Çizelge 4.17. Perdeleme için kullanılan modellemeler	74
Çizelge 4.18. ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ ve ${}^{16}\text{O}$ çekirdekleri için nükleer madde yoğunlukları . .	75



ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1.	Hertzsprung Russell diagramı (Higgins, 2012)	5
Şekil 2.2.	Nükleon başına bağlanma enerjisi (wikimedia, 2018)	7
Şekil 2.3.	Yıldızda gerçekleşen füzyon reaksiyonlarının soğan kabuğu temsili (Pearson, 2005)	16
Şekil 3.1.	Hafif α -eşlenik çekirdeklerin α - α bağ sayıları ve düğüm sayısına karşı bağlanma enerjileri (Bailey, 2016)	20
Şekil 3.2.	Ikeda diyagramı (Jenkins, 2016)	21
Şekil 3.3.	Tesir kesitine ve Maxwell-Boltzmann hız dağılıma göre Gamow penceresinin şematik gösterimi, eksen birimleri keyfidir (Bertulani, 2013)	22
Şekil 3.4.	Kare bariyerden geçiş (Iliadis, 2015)	23
Şekil 3.5.	Coulomb bariyerinden geçiş (Iliadis, 2015)	26
Şekil 3.6.	Diferansiyel tesir kesitinin tanımlanmasında kullanılan nicelikler (Bertulani, 2013)	28
Şekil 4.1.	Farklı enerjilerde DF potansiyeli ile elde edilmiş $\alpha+^{40}\text{Ca}$ elastik saçılma verilerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması	54
Şekil 4.2.	WS2 potansiyelinin deforme durumunun oryantasyon açısına bağlı değişimi ve iç panelde birbirine fit edilmiş WS2 ve DF potansiyelleri	55
Şekil 4.3.	^{44}Ti enerji spektrumlarının $J(J+1)$ 'e karşı gösterimi	56
Şekil 4.4.	^{44}Ti enerji spektrumlarının $J(J+1)$ 'e karşı gösterimi	57
Şekil 4.5.	Farklı potansiyel ve metotlar ile elde edilen $\alpha+^{40}\text{Ca}$ füzyon tesir kesitleri	59
Şekil 4.6.	S-faktör verilerinden elde edilen $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyon hız tahminlerinin Rauscher vd. (2000) ve Reaclib (2018) verileri ile karşılaştırılması	62

Şekil 4.7.	Tesir kesiti verilerinden elde edilen $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyon hız tahminlerinin Rauscher vd. (2000) ve Reaclib (2018) verileri ile karşılaştırılması	63
Şekil 4.8.	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ füzyon reaksiyonu ~ 6 MeV altındaki astrofiziksel S-faktör deneysel verileri	69
Şekil 4.9.	Coulomb bariyerinin MGECS potansiyelinin farklı kullanımı ile değişimi	72
Şekil 4.10.	^{24}Mg çekirdeğinin $G=16$ ve $G=18$ bantları için DFC potansiyeli ile hesaplanmış normalize rezonant durum enerjileri	73
Şekil 4.11.	Proximity 77 ve DFC potansiyelleri için Saf Coulomb potansiyeli ve "b=c=0" modeli için elde edilen S-faktör sonuçlarının $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ deneysel veriler ile karşılaştırılması, hesaplamalarda WKB metodu kullanılmıştır.	75
Şekil 4.12.	Proximity 77 ve DFC potansiyeli kullanılarak elde edilmiş farklı perdeleme durumlarının $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ deneysel verileri ile karşılaştırılması, hesaplamalarda WKB metodu kullanılmıştır . .	77
Şekil 4.13.	DFC potansiyeli kullanılarak elde edilmiş farklı perdeleme durumlarının $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ deneysel verileri ile karşılaştırılması, hesaplamalarda CCFULL kodu kullanılmıştır	78
Şekil 4.14.	DFC ve AW95 potansiyelleri kullanılarak elde edilmiş farklı perdeleme durumlarının $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ deneysel verileri ile karşılaştırılması, hesaplamalarda WKB metodu kullanılmıştır . .	79
Şekil 4.15.	Cosh ve Hibrit potansiyelleri kullanılarak elde edilmiş S-faktör verilerinin $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ deneysel verileri ile karşılaştırılması, hesaplamalarda WKB metodu kullanılmıştır	80

BÖLÜM I

GİRİŞ

1896 yılında Henry Becquerel tarafından radyoaktivitenin keşfedilmesi ve bu tarihten 36 yıl sonrasında Chadwick'in nötronu keşfi ile çekirdeğin içeriği hakkında geniş bir bilgiye ulaşılmıştır (Chadwick, 1932). Atom çekirdeklerinin yapılarını ve nükleer süreçlerin araştırılmasını kendine konu eden nükleer fiziğin gelişimi bu gibi keşifler ve teorik çalışmalar ile beraber hız kazanmıştır. Çekirdeğin yapısını anlamak, ancak içerdiği nükleonların kendine has hareketlerini ve birbirileri ile olan etkileşimlerini tanımlamak ile mümkündür. Fakat çekirdek içerisindeki nükleonları bir arada tutan güçlü kuvvetin yapısı tam olarak bilinmediğinden bu kuvvetin belirlenmesi nükleer fiziğin aşamadığı oldukça güç bir problem haline almıştır. İşte bu sebeplerden dolayı çekirdeğin yapısını açıklamak üzere ortaya atılan modellerde çeşitlilik ortaya çıkmıştır. Fermi Gaz modeli, Sıvı Damlası modeli, Kabuk modeli, Kollektif model gibi farklı isimler ile anılan bu modellerden bir tanesi de Kümelenme modelidir (Weizsäcker, 1935; Bethe ve Bacher, 1936; Mayer, 1949; Haxel vd., 1949). Çekirdek yapısının ve nükleer süreçlerin anlaşılmasında önemli bir gelişme α bozunumunun kuantum tünelleme ile açıklanması olmuştur (Gamow, 1928; Condon ve Gourney, 1929). Oldukça kararlı olmaları, yüksek bağlanma enerjisine sahip olmaları, ağır elementlerin sentezinde önemli rol almaları ve bozunma süreçlerinin en sık görülen ürünü olmaları alfa parçacıklarının çekirdekler içerisinde hali hazırda bulunduğu fikrini ortaya çıkarmıştır.

Diğer taraftan alfa bozunumu yıldızlardaki enerji üretim mekanizmaları ile de ilişkilendirilmiştir. Kuantum tünelleme etkisi yıldızlardaki enerji üretim mekanizmalarına uyarlanmış ve bu etki düşük enerjilere sahip parçacıkların nasıl füzyon gerçekleştirdiğini açıklamak için kullanılmıştır (Atkinson ve Houtermans, 1929). Nükleer süreçler astrofiziksel sistemler ile olan bu bağlantılarından dolayı önem kazanmışlardır. Elementlerin astrofiziksel sistemlerde, özellikle yıldızlarda ne şekilde sentezlendiği yıllardır süre gelen bir çalışma konusu olmuştur. Bu bağlamda nükleer fizik, fiziğin bir diğer bilimdalı olan astrofizik ile ilişkilendirilmiş ve bu yeni disipline nükleer astrofizik adı verilmiştir. Çekirdekler arasındaki nükleer etkileşmelerin mekanizmalarını anlamak hem yıldızların yaşam süreçlerinde hem de

nükleosentez için hayati öneme sahiptir. Nükleer fizik bu reaksiyon mekanizmalarını incelemede, astrofizik nükleosentezin gerçekleştiği ortamın sıcaklık, yoğunluk gibi fiziksel şartlarının belirlenmesinde önem teşkil etmektedir. Doğal olarak nükleer astrofiziğin ilk inceleme alanı, yıldızların temel enerji kaynağı olan termonükleer füzyon reaksiyonlarının anlaşılması üzerine olmuştur.

Termonükleer füzyon reaksiyonlarının açıklanması üzerine yapılan çalışmalardan birisi 1938 yılında Bethe ve Critchfield'in çalışması olmuştur. Şu an p-p zinciri olarak adlandırılan hidrojenin helyuma dönüşümünü açıklayan reaksiyonlar bu çalışma ile bilim dünyasına kazandırılmıştır (Bethe ve Critchfield, 1938). Ardından von Weizsäcker ve Bethe birbirlerinden bağımsız olarak, hidrojenden helyuma dönüşümü tanımlayan CNO (Carbon-Nitrogen-Oxygen) döngüsünü önermişlerdir (Weizsäcker, 1938; Bethe, 1939). 1950'li yılların başlarında ise kararlı bir ^{12}C çekirdeğinin üçlü-alfa reaksiyonu ile üretilebileceği önerilmiştir. Hoyle, $(\alpha + ^8\text{Be})$ yakalama olasılığının daha yüksek olmasını ^{12}C çekirdeğinin 0^+ (7.65 MeV) uyarılmış durumu ile ilişkilendirmiştir (Hoyle vd., 1953; Hoyle, 1954). 1957 yılına gelindiğinde ise Burbidge vd. (1957) elementlerin yıldızlarda nasıl sentezlendiğine dair geniş bir çalışma yayınlamışlar ve yıldızlarda gerçekleşen nükleer süreçlerin farklılıklarını ortaya koymuşlardır (Burbidge vd., 1957). Teorik çalışmaların yanı sıra deneysel çalışmalarda yapılarak farklı yanma aşamalarında gerçekleşen reaksiyonların gözlenirleri hakkında bilgiler elde edilmiştir. Karbon yanma aşamasında gerçekleşen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ reaksiyonu için gerçekleştiren ölçümler ile yaklaşık 2 MeV mertebesine kadar inilebilmiştir (Patterson vd., 1969; Mazarakis ve Stephens, 1973; High ve Cujec, 1977; Erb vd., 1980; Kettner vd., 1980; Becker vd., 1981; Dasmahapatra vd., 1982; Barron-Palos vd., 2006; Spillane vd., 2007;). Bu enerjiler astrofiziksel enerjilerden yüksek olmasına rağmen bize reaksiyon gözlenirleri hakkında oldukça önemli bilgiler sunmaktadır. Mevcut teknoloji ile astrofiziksel enerjilere inmek şu an mümkün olmasada bu konudaki çalışmalar halen devam etmektedir. $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ reaksiyonun yanısıra $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ ve $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ reaksiyonları içinde yapılmış deneysel çalışmalar bulunmaktadır (Patterson vd., 1971; Cujec ve Barnes, 1976; Christensen vd., 1977; Spinka ve Winkler, 1974; Hulke vd., 1980; Wu ve Barnes, 1984; Thomas vd., 1985, Fang vd., 2017).

Nükleer fizik ile doğrudan alakalı olan termonükleer reaksiyonlar karmaşık

süreçlerdir. Günümüze değin devam eden teorik ve deneysel çalışmalar bu süreçleri açıklamak ve bu süreçlerin yıldızların yaşam sürelerini ve ölümlerini nasıl etkilediğini anlamak için daha doğru bilgiler elde etmek üzere halen devam etmektedir.

Bu çalışmada ağır yıldızlarda gerçekleşen bazı reaksiyonlar üzerine hesaplamalarda bulunulmuştur. $M > 11M_{\odot}$ ($M_{\odot} = 1.9891 \times 10^{30}$ kg Güneşin kütlesi) mertebesindeki bir yıldızın Karbon, Oksijen ve Silikon yanma fazında gerçekleştiği düşünülen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, $\alpha + ^{28}\text{Si}$, $\alpha + ^{32}\text{S}$, $\alpha + ^{36}\text{Ar}$, $\alpha + ^{40}\text{Ca}$ reaksiyonlarını ve ^{44}Ti çekirdeğinin α -bozunumunu incelenmiştir. Bahsi geçen reaksiyonların gözlenirlerini elde etmek üzere yapılan çalışmalarda farklı fenomenolojik ve mikroskobik potansiyellerden yararlanılmış ve nükleer potansiyellerin gözlenirler üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Bunun yanı sıra yarı-klasik WKB, çiftlenmiş kanallar formalizmi ve istatistiksel hesaplamalardan faydalanılarak reaksiyon gözlenirleri farklı yollardan elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar astrofiziksel sistemlere uyarlanmış ve yorumlarda bulunulmuştur. Buna benzer olarak astrofiziksel sistemler için çokça ele alınan ve güncel bir konu olan elektron perdeleme etkisi $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ve $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ füzyon reaksiyonları için tatbik edilmiş ve gözlenirlere olan etkisi araştırılmıştır. Böylece fiziğin iki bilimdalı birbirleri ile ilişkilendirilmek suretiyle güncel bazı problemlere cevaplar aranmış ve bazı yeni sonuçlara ulaşılmıştır.

Bölüm 2’de, termonükleer füzyon tepkimeleri, yıldızlar ve ağır yıldızlardaki ileri yanma fazları hakkında bilgi verilmiştir.

Bölüm 3’te, reaksiyon gözlenirlerini elde etmek için kullanılan metotlar, nükleer potansiyeller ve elektron perdeleme hakkında bilgiler verilmiştir.

Bölüm 4’te, incelenen her bir reaksiyon için elde edilen bulgular verilmiştir.

Bölüm 5’te, elde edilen bulgular doğrultusunda çıkarılan fiziksel bilgiler verilmiş, bu çalışmada elde edilen sonuçlar ile gelecekte mümkün olabilecek çalışmalara değinilmiştir.

BÖLÜM II

YILDIZLARIN FİZİKSEL TANIMI ve YANMA AŞAMALARI

Bu bölümde yıldızlar ve füzyon tepkimeleri (termonükleer füzyon tepkimeleri) hakkında bilgiye yer verilmiştir. Ayrıca $M > 11M_{\odot}$ kütleli bir yıldızda gerçekleşen Karbon, Oksijen ve Silikon yanma aşamaları için gerekli teorik bilgi de verilmiştir.

2.1 Yıldızlar İçin Fiziksel Tanım

Yıldızlar enerjilerini nükleer reaksiyonlardan elde eden ve radyasyon yayan parlak küresel gök cisimleridir. Bahsi geçen nükleer reaksiyonların arasında ezici çoğunluk genellikle yıldızın çekirdeğinde gerçekleşen termonükleer füzyon tepkimelerine aittir. Bu reaksiyonlar sayesinde bir yıldızda hafif çekirdeklerden daha ağır ve kararlı çekirdekler sentezlenir. Bu işlemler süresince ortaya çıkan enerji; ısı, ışık ve parçacıklar şeklinde farklı salınım yolları ile uzaya yayılır. Yıldızın iç kısmında üretilen ve yüzeyine iletilen enerji yıldızın hem yapısında hemde içeriğinde değişikliğe neden olur. Dolayısıyla yıldızların yapıları hakkında bilgi edinmek oldukça zordur (Tayler, 1970; Prialnik, 2000). Yıldızların fiziksel özelliklerini bazı başlıklar altında kısaca şu şekilde sıralayabiliriz:

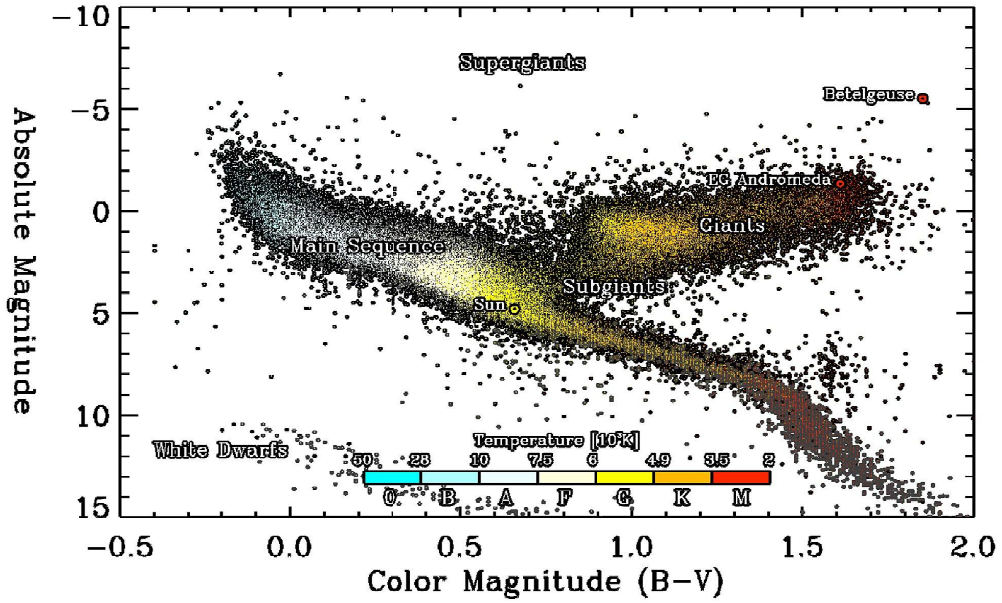
Lüminosite: Yıldızlar incelendiğinde göze çarpan ilk ayırt edici faktör onların görünür parlaklıklarıdır. Farklı yıldız kümelerinde yapılmış gözlemlere dayanarak yıldızların optik lüminosite değerlerinin $10^{-6}L_{\odot} < L < 10^6L_{\odot}$ aralığında olduğu hesaplanmıştır ($L_{\odot} = 3.8270 \times 10^{33}$ erg s⁻¹, Güneş için lüminosite değeri). Fakat bir yıldız için lüminosite kavramı daha geniş olup, birim zamanda yaydığı enerji miktarı olarak adlandırılır. Yıldızdan enerji akışı üç şekilde gerçekleşir: Bunlar; fotonlar, nötrinolar ve kütle kaybıdır. O halde toplam

$$L = L_{\gamma} + L_{\nu} + L_{\dot{m}} \quad (2.1)$$

şeklinde verilir ve burada \dot{m} birim zamandaki kütle kaybını ifade eder (Clayton, 1983).

Sıcaklık: Sıcaklık kavramı termal denge ile alakalı bir niceliktir. Yıldızların yapısı bizim için oldukça karmaşık bir kompozisyona sahiptir ve fotonlar, iyonlar, elektronlar, mezonlar gibi parçacıklar içerirler. Dolayısıyla bu yapı bir gaz küresi

olarak düşünülür ve dağılımlar istatistik fizikte kullanılan farklı istatistiksel dağılımlar ile temsil edilir. Böylece yıldız yüzey sıcaklıklarının tahmini için istatistik mekanik bize farklı teknikler sağlamış olur. Efektif, renk, uyarma ve iyonizasyon olmak üzere dört kavram yıldız sıcaklığı için kullanılır. Ayrıca ideal gazdan oluşan bir yıldızın ortalama iç sıcaklığını virial teoremi kullanarak tahmin etmekte mümkündür.



Şekil 2.1. Hertzsprung Russell diagramı (Higgins, 2012)

Kütle: Yıldızların kütlelerini ölçmek eğer onlar çiftli bir sistemin parçası ise yörüngesel hareketlerinden faydalanılarak mümkün olabilir. Bunun yanı sıra yıldızların kütleleri ve $L = s_{bt} \times M^{\nu}$ olmak üzere yıldızın lüminositesi ile bağlantılıdır (ν , 3.5-4 arasında değişir). Yıldızların kütleleri onların yanma fazlarını, yaşam süreçlerini ve ölümlerini doğrudan etkileyen bir özelliktir.

Yarıçap: Doğrudan ölçülmesi zor olan niceliklerden bir taneside yıldızın yarıçapıdır. Bu nicelikte lüminosite ile alakalıdır ve

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4 \quad (2.2)$$

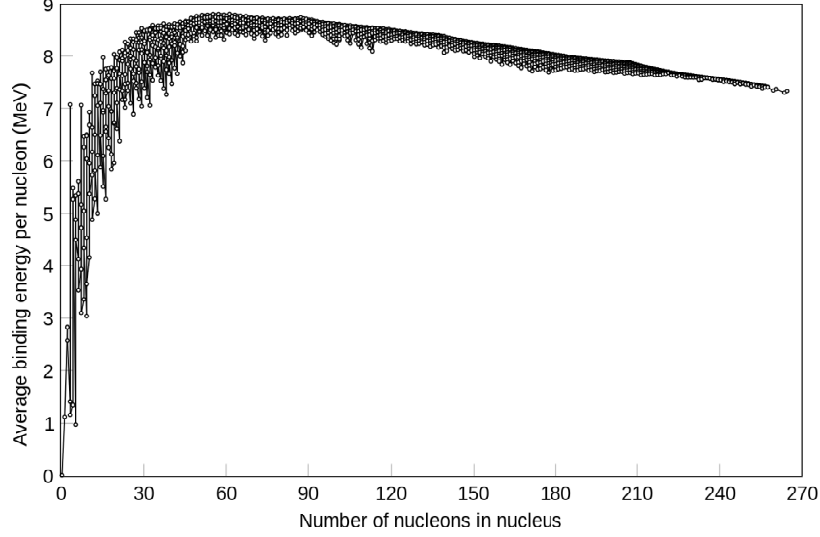
ile verilir. Burada σ , T_e ve R sırasıyla Stefan-Boltzmann sabiti (5.67040×10^{-5} erg $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{K}^{-4}$), etkin sıcaklık ve yarıçaptır. Yıldızın lüminosite ve etkin yüzey sıcaklığı farklı teknikler ile ölçüldüğünden yıldızın yarıçapı hesaplanabilir (Clayton,

1983; Maeder, 2009; Bertulani, 2013; Keeton 2014). Yukarıda bahsi geçen fiziksel özelliklerin sınıflandırılması 1911 ve 1913 yıllarında astronomlar E. Hertzsprung ve H. N. Russell tarafından sistematik olarak yapılmıştır, Şekil 2.1. Hertzsprung-Russell (H-R) diyagramından bir yıldızın salt parlaklık, lüminosite, spektral sınıf, yüzey sıcaklığı, kütle, yarıçap gibi birçok bilgisi elde edilebilir. (OBAFGKM) harfleri ile adlandırılan spektral sınıflandırma yıldızın rengi hakkında bize bilgi vermektedir. Yıldızların yoğun olarak bulunduğu ve H-R diyagramını sağ alt köşeden sol üst köşeye kadar takip eden kuşak anakol olarak adlandırılır. H-R diyagramında anakol çizgisi takip edildiğinde yıldızın yarıçap, kütle ve sıcaklığında artış olur ve sıcaklığın artması ile renk kırmızıdan maviye doğru kayar. Bununla beraber düşey ekseninde yukarı çıkıldıkça yıldızın salt parlaklık ve lüminosite değerinde artış görülür. Düşey ekseninde Güneşin lüminosite veya salt parlaklık değerleri üzerinden kıyaslama yapılır. Diyagramın sol alt köşesinde beyaz cüceler, anakolun üst kısmında ise dev ve süperdev yıldızların kuşakları bulunur.

Yıldızların bu özelliklerine ek olarak enerji üretim ve iletim mekanizmaları, iç basınç, iç sıcaklık, yoğunluk gibi daha birçok nicelik fiziksel yapılarını anlamak için gereklidir. Genel fiziksel özellikleri yukarıdaki gibi olan yıldızların enerji sistemlerinin daha yakından incelenmesi için füzyon tepkimeleri hakkında bilgi edinilmelidir.

2.2 Füzyon Tepkimeleri

Rezonans, elastik ve inelastik saçılmalar, radyatif yakalama, transfer, parçalanma reaksiyonları nükleer reaksiyon çeşitlerindedir. Bu tip reaksiyonlarda genellikle reaksiyona giren çekirdeklerin (veya diğer parçacıkların) kimliklerinde veya karakteristik özelliklerinde değişimler meydana gelir. Nükleer reaksiyonlardan bir tanesi olan füzyon reaksiyonu ise iki atom çekirdeğinin bir araya gelip birleşmesi ve daha ağır bir çekirdek oluşturması olarak tasvir edilir. Bu süreç sonunda açığa çıkan enerji ise toplam kütledeki kayıp ile ilişkilidir. Demir grubu (Co-Ni-Fe) elementlerin kuşağına gelindiğinde $A \cong 62$ 'de (A kütle numarası) çekirdeğin bağlanma enerjisi maksimum seviyeye ulaşır. Dolayısıyla kütle numarası daha düşük olan çekirdeklerin füzyonu enerji salma eğilimindedir. Kütle numarası daha büyük elementlerin (A



Şekil 2.2. Nükleon başına bağlanma enerjisi (wikimedia, 2018)

> 62) füzyon yapması ile açığa çıkacak enerji füzyona girmeleri için gerekli olan enerjiden çok daha küçüktür. İki çekirdeğin füzyon yapması farklı yollar ile mümkün olabilir. Hızlandırılmış parçacıkların hedef üzerine düşürülmesi veya füzyona girecek çekirdeklerin bulunduğu ortamın yeterince sıcak ve yoğun olması gibi, termal yollar ile gerçekleşen bu füzyon reaksiyonları termonükleer füzyon reaksiyonları olarak adlandırılırlar (Clayton, 1983; Arnett, 1996; Bertulani, 2013; Iliadis, 2015). Bu türden füzyon reaksiyonları için yıldızlar en iyi adaylardır.

Örneğin Güneşte üretilen enerjinin kimyasal yollardan elde edildiğini varsayalım. Kimyasal reaksiyonlar atomlardaki veya moleküllerdeki elektronların yeniden düzenlenmesi ile gerçekleşirler ve böylece enerji yayarlar, yayılan enerjinin miktarı ise elektronların enerji seviyesi mertebesinde. Bu şekilde her bir atomun $E_1 \sim 10$ eV enerji yaydığını düşünelim, o halde toplam enerji $E_{tot} = NE_1$ kadar olacaktır. Yine bir varsayım yaparak Güneşin tamamının hidrojen atomlarından teşekkül ettiğini ele alalım buradan

$$N \sim M_{\odot}/m_p \sim 1.2 \times 10^{57}, \quad (2.3)$$

bulunur ve toplam enerji

$$E_{tot} \sim 1.2 \times 10^{58} eV \frac{1.60 \times 10^{-19} J}{1eV} \sim 1.9 \times 10^{39} J, \quad (2.4)$$

olarak elde edilir. Bu toplam enerji ile Güneş ancak

$$t = \frac{E_{tot}}{L_{\odot}} \sim \frac{1.9 \times 10^{39} J}{3.84 \times 10^{26} J s^{-1}} \sim 5 \times 10^{12} s \sim 160.000 y, \quad (2.5)$$

kadar parlayacaktır burada L_{\odot} Güneşin lüminositesidir. Nükleer enerjiler ise MeV mertebesindedir yani kimyasal enerjinin milyon katı mertebesindedir. Bu süreçler Einstein'ın kütle-enerji dönüşüm ilkesi uyarınca enerji salınımı yaparlar. Dolayısıyla Güneşin tüm kütesinin enerjiye dönüştüğünü düşünürsek

$$E_{tot} = M_{\odot}c^2 \sim (1.99 \times 10^{30}kg) \times (3 \times 10^8m/s) \sim 2 \times 10^{47}J$$

$$t = \frac{2.0 \times 10^{47}J}{3.84 \times 10^{26}J_s^{-1}} \sim 5 \times 10^{20}s \sim 10^{13}y, \quad (2.6)$$

bulunur, burada M_{\odot} ve c sırasıyla, Güneşin kütlesi ve ışığın hızıdır. Elbette füzyon ile açığa çıkan enerji bundan daha azdır çünkü enerjiye dönüşen kütle miktarı daha azdır. Burada amaç zaman bakımından nükleer süreçlerin yıldızlara daha uygun olduğunu göstermektir (Keeton, 2014).

Füzyon reaksiyonlarının önündeki en büyük engel Coulomb bariyeridir. Dolayısıyla ilk akla gelen yıldızlardaki sıcaklığın Coulomb engelini aşmakta yeterli olup olmadığıdır. Yine Güneşi örnek olarak seçersek, klasik fizik çerçevesinde düşündüğümüzde füzyonun sadece kinetik enerjinin Coulomb bariyerini aştığı yerde olabileceğini söyleriz. Hızların Maxwell-Boltzmann dağılımı için tipik kinetik enerji, k_b Boltzmann sabiti ve T ise sıcaklık olmak üzere, $\sim \frac{3}{2}k_bT$ ile verilir. r_s güçlü kuvvetin etkin olduğu yer olarak seçilirse Coulomb bariyerinin yüksekliği $\frac{Z_1Z_2e^2}{r_s}$ olur. Coulomb bariyerini aşacak kinetik enerji için sıcaklık

$$T = \frac{2Z_1Z_2e^2}{3k_b r_s}, \quad (2.7)$$

olarak elde edilir ve burada sırasıyla Z_i ve e füzyona giren çekirdeklerin proton sayıları ve birim yüküdür. Hidrojen füzyonu için $r_s = 1$ fm alınır

$$T \sim \frac{2(1.52 \times 10^{-14}kg^{1/2}m^{3/2}s^{-1})^2}{3(1.38 \times 10^{-23}kgm^2s^{-2}K^{-1})(10^{-15}m)} \sim 10^{10}K, \quad (2.8)$$

olarak hesaplanır. Bulunan bu değer Güneş merkezindeki sıcaklıktan daha yüksektir (Güneşin merkez sıcaklığı $\sim 1.6 \times 10^7K$). Dolayısıyla klasik yaklaşıma göre füzyon oluşması beklenmez (Keeton, 2014).

Oysa kuantum fiziği hesaba katıldığında parçacıkların yerine onların dalga fonksiyonu düşünülür. Dalga fonksiyonu parçacığın belirli bir pozisyonda bulunma olasılığıdır. Bariyere yaklaştıkça dalga fonksiyonun kaybolması gerekmez, bariyerin içine nüfuz edebilir ve diğer taraftan daha küçük sonlu bir genlikle çıkabilir.

Tünellemenin manası parçacığın Coulomb bariyerini aşması değil bariyerden tünelleme yapıp geçmesi için gerekli enerjiye sahip olması durumudur. Işık için momentum ve dalga boyu arasındaki ilişkinin $\lambda = h/p$ olduğunu biliyoruz. Bu eşitlik ağır parçacıklar içinde uygulanabilir. O halde füzyon yapma üzere yaklaşan iki çekirdek için kinetik enerji

$$KE = \frac{1}{2}\mu v^2 = \frac{p^2}{2\mu} = \frac{h^2}{2\mu\lambda^2}, \quad (2.9)$$

şeklinde verilir ve burada $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ olmak üzere sistemin indirgenmiş kütesidir, p momentum, h planck sabiti ve λ dalga boyudur. Coulomb bariyeri klasik yaklaşımda olduğu gibi kullanılır fakat r_s aralığı λ olur ve $\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\lambda}$ dir. Klasik enerjiyi Coloumb bariyerine eşitlediğimizde

$$\lambda = \frac{h^2}{2Z_1 Z_2 e^2 \mu}, \quad (2.10)$$

sonucuna ulaşırız. Yeniden sıcaklık bağlantısına geçtiğimizde ve hidrojen için $\mu = m_p/2$ alındığında

$$T \sim \frac{h^2}{3\mu k_b \lambda^2} \sim \frac{4Z_1^2 Z_2^2 e^4 \mu}{3k_b h^2} \sim 10^7 K, \quad (2.11)$$

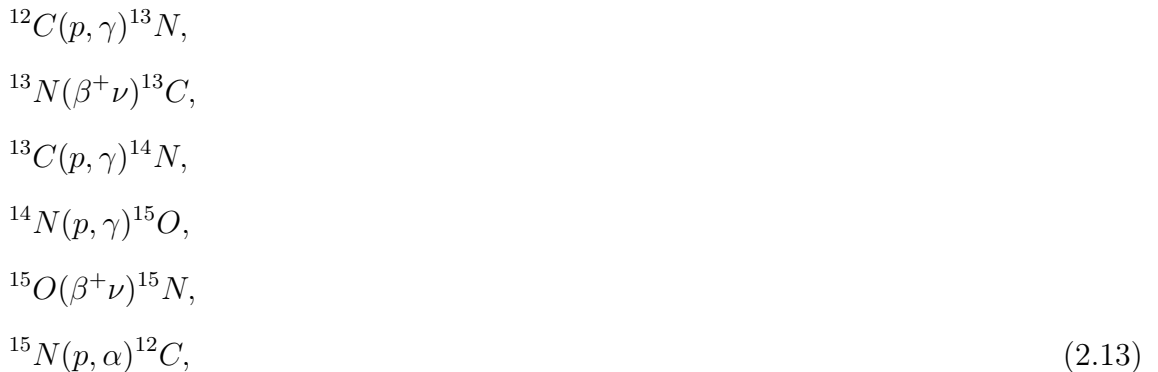
elde edilir ve bu sonuç Güneşin merkez sıcaklığı ile uyumludur (Keeton, 2014). Güneş dahil tüm yıldızlar enerjilerini füzyon reaksiyonları ile sağlarlar ve muhtemel füzyon reaksiyonlarının çeşitliliği ise yıldızın kütlesi ile ilişkilidir. Bu çalışmada bahsi geçen yıldızlar kütlece $M > 11M_\odot$ ($M_\odot = 1.9891 \times 10^{30}$ kg Güneşin kütlesi) mertebesinde olup bu yıldızlarda değişim süreci düşük kütleli yıldızlara göre önemli farklılıklar gösterir.

Ağır bir yıldızın değişim süreci genel olarak orta kütleli bir yıldızinkine benzerdir. Hidrojenin Helyuma dönüştüğü p-p zincirleri ve CNO gibi döngüler ağır yıldızlarda görece daha hızlıdır. Fakat ağır yıldızlar çekirdeklerindeki nükleer süreçleri görünür kılan şiddetli kütle kaybı ve yüksek dönme hızlarından dolayı normal yıldızlardan ayrılırlar. Fiziksel sonuçları tam olarak anlaşılammış bu etkiler ek süreçler doğurmakta ve ağır bir yıldızın modellenmesini biraz daha zor ve belirsiz kılmaktadır (Kippenhahn vd., 2012). Yüksek lüminositeye sahip ağır bir yıldız göreceli olarak daha az yaşam süresine sahiptir. Yaşam süresi (τ) yıldızın başlangıç kütesine bağlıdır ve bu bağlantı

$$\tau \propto M^{1-\alpha} \quad (2.12)$$

ile verilir. Burada M yıldızın başlangıç kütlesi olmak üzere $M = 0.6 - 2 M_{\odot}$ için $\alpha = 4$, $M > 60 M_{\odot}$ için $\alpha = 1.7$ dir. Yani $2 M_{\odot}$ kütleli bir yıldız yaklaşık 10^9 yıl ömre sahipken, $20 M_{\odot}$ kütleli bir yıldız 100 kat daha az yaşamaktadır (Maeder, 2009; Frischknecht, 2012). Aynı zamanda bu yıldızların güçlü lüminositelerinden ve kütle kayıplarından dolayı Hertzsprung-Russel diyagramında ana koldan sonraki yaşamlarında hafif yıldızlara göre daha aktif ve farklıdır. Bu süreç içerisinde, Wolf-Rayet (WR) tipi yıldızlar, Parlak Mavi Değişkenler (LBV), Kırmızı Süper Devler (RSG) veya Mavi Süper Devler (BSG) olarak farklı şekillerde karşımıza çıkmaktadırlar.

Ağır yıldızlarında diğer yıldızlar gibi Hidrojen ve Helyum yanma fazları geçirdiklerini daha önce belirtmiştik. Bu yanma aşamalarında p-p zincirleri ve farklı CNO döngüleri ile hidrojen helyuma dönüştürülür. Üç farklı p-p zinciri içerisinde $p+p \rightarrow {}^2D+e^++\nu$ (bu reaksiyon için çıkış kanalı sırasıyla döteryum, pozitron ve nötrinodur) en dikkat çeken reaksiyondur. İki protonun bir araya gelmesi ile beklenen durum oluşan parçaçığın kararsız ve çok kısa zamanda bozunacak olmasıdır. Fakat Bethe 1939 yılında zayıf etkileşmelerin bu reaksiyon üzerinde etkili olduğunu ve protonlardan birinin nötrona dönüşerek döteryumu oluşturacağını ileri sürmesi ile bu problem ortadan kalkmıştır. Bethe bu çalışma ile 1967 yılında "nükleer reaksiyonların teorisine özellikle yıldızlarda enerji üretimine getirdiği keşiflerden ve katkılardan dolayı" nobel ödülü almıştır. Yıldızlarda p-p I reaksiyonuna ilaveten p-p II ve p-p III olmak üzere ek reaksiyonlar gerçekleşir ve hidrojen çekirdekleri bu zincirleme reaksiyonlar sonucu helyuma dönüştürülür. Hidrojen yanma fazında hidrojen çekirdekleri sadece p-p- zincirleri ile helyuma dönüştürülmez Karbon-Azot-Oksijen (Flor) döngüleri olarak bilinen CNO döngüleride hidrojenin helyuma dönüştürülmesinde aktif rol alır. Örneğin CNO1 döngüsüne bakalım;



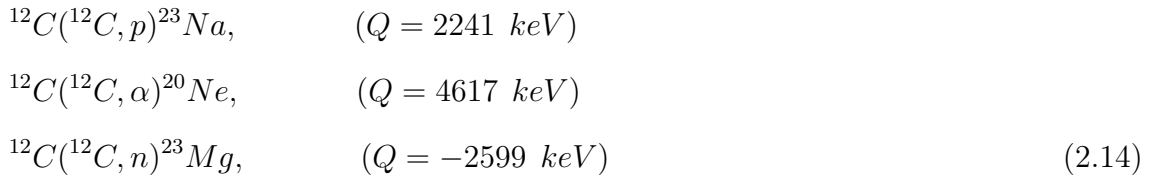
burada p , γ , ν ve α sırasıyla proton, γ -ışını (foton), nötrino ve alfa parçacığdır. Bu döngünün ilk reaksiyonuna proton dahil olur, son reaksiyon ile beraber α açığa çıkar ve böylece dönüşüm tamamlanmış olur. ^{12}C çekirdeği ise bu döngü içerisinde katalizör gibi davranır. Diğer CNO döngüleride buna benzer şekilde $p \rightarrow \alpha$ dönüşüm süreçleri içerirler (Bethe ve Critchfield, 1938; Weizsäcker, 1938; Bethe, 1939; Clayton, 1983; Arnett, 1996; Aldelberger vd., 1998, Aldelberger vd., 2011; Prialnik, 2000; Iliadis, 2015).

Yıldız bahsi geçen p-p zincirleri ve CNO döngüleri ile beraber Hidrojen yakma fazını tamamlar ve hidrojen yakıtın tüketilmesi ile bol miktarda ^4He sentezlenmiş olur. Bir miktar hidrojen ise çekirdeğin dışını çevreleyen kabukta yanmaya devam eder. Burada sentezlenen ^4He çekirdekleride yıldızın çekirdeğine eklenerek katkıda bulunmaya devam eder. Böylelikle yıldızın çekirdeğinde Helyum yanma fazı başlar. Bu aşamada gerçekleşen önemli reaksiyonlardan bir tanesi ^{12}C sentezinde görev alan üçlü α sürecidir. $A=8$ için bilinen kararlı bir nükleer konfigürasyon bulunmamaktadır ve ^8Be için bozunma süresi oldukça kısa olup 8.2×10^{-17} s dir (Audi vd., 2012; Iliadis, 2015). Bu belirsizlik Hoyle'nin, $(\alpha + ^8\text{Be})$ yakalama olasılığının daha yüksek olmasını ^{12}C çekirdeğinin 0^+ (7.65 MeV) uyarılmış durumu ile ilişkilendirmesi ile açığa kavuşmuştur, bu s-dalga durumuna karşılık gelen bir rezonans durumunu temsil eder (Hoyle vd., 1953; Hoyle, 1954; Dunbar vd., 1953; Cook vd., 1957). Üçlü alfa sürecinin yanı sıra $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ oranını etkileyen $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ reaksiyonu da Helyum yanma aşamasında gerçekleşen bir diğer önemli yakalama reaksiyonudur (Dyer ve Barnes, 1974; Plaga vd., 1987; Weaver ve Woosley, 1993; Imbriani vd., 2001; Kunz vd., 2002; Metcalfe vd., 2002; An vd., 2016). Hidrojen yanma aşamasından Helyum yanma aşamasına geçen bir yıldızın yarıçapında artış olur H-R diyagramında anakoldan ayrılır ve kırmızı dev evresine geçiş yapar. Bu esnada yıldızın dış yüzeyinde hidrojen kabuk yanmaya devam edebilir, eğer yıldızın kendi ekseni etrafında dönüş hızı yüksek ise veya yıldız rüzgarları ile kütle kaybı çok ise hidrojen yakan kabuk uzaya püskürtülebilir. Bu halde yıldızın helyum yakan iç kısmı görünür hale gelir. Şimdi $M > 11M_{\odot}$ mertebesindeki yıldızların ömrü boyunca geçirdiği ileri yanma fazları olan Karbon, Oksijen ve Silikon yanma aşamalarını detaylı olarak inceleyelim.

2.2.1 Karbon yanma fazı

Bir önceki başlık altında Hidrojen ve Helyum yanma fazlarından ve bu aşamalarda gerçekleşen önemli reaksiyonlardan kısaca bahsettik. Yıldızda Helyum yanma fazının bitmesi ile yıldızın çekirdeğinde bol miktarda ^{12}C ve ^{16}O bulunur. Yıldızın çekirdeği kütle çekimden dolayı büzülür buna eş zamanlı olarak sıcaklık sıradaki nükleer yakıtı yakacak mertebeye ulaşır. Sıradaki füzyon reaksiyonları $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ ve $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ olarak sıralanabilir. Muhtemel reaksiyonlar arasında Coulomb bariyeri en düşük olan $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ reaksiyonudur ve bu nedenle sıradaki faz iki ağır çekirdeğin ilk kez reaksiyona gireceği Karbon yanma süreci olarak adlandırılır. Tipik bir Karbon yanma aşaması için sıcaklık 0.8 - 1.0 GK arasında değişir, bu kütle merkezi enerjisi cinsinden 1 - 3 MeV arasına karşılık gelir fakat bu değerlerin yıldızın kütlesi değişim gösterdiği unutulmamalıdır (Iliadis, 2015, Aziz vd., 2015). Ayrıca bu reaksiyon için Coulomb bariyeri ≈ 6.2 MeV dir, astrofiziksel şartlar göz önünde bulundurulduğunda muhtemel reaksiyonların Coulomb bariyerinin çok altındaki enerjilerde oluştuğu anlaşılabilir.

Karbon çekirdeklerinin füzyonu sonucu oluşan ^{24}Mg çekirdekleri yüksek derece uyarılmış durumdadır. Bu denli yüksek uyarılma enerjilerinde beklenen, parçacık kısmi genişliklerinin (proton, nötron ve alfa salınımı) γ salınımı kısmi genişliğini domine etmesidir.



Bu durumda muhtemel reaksiyonlar Denklem 2.14'teki gibi sıralanabilir (Salpeter, 1952; Hoyle, 1954; Kippenhahn vd., 2012). $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$ ve $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{16}\text{O}$ reaksiyonları ihmal edilecek kadar düşük olasılığa sahiptir (Patterson vd., 1969). Bunun yanında Denklem 2.14'te verilen üçüncü sıradaki reaksiyonun endotermik olduğu görülmektedir, dolayısıyla bu reaksiyon ancak $E_{cm} \approx 2.6$ MeV eşik enerjisinin üzerinde meydana gelmektedir. Denklem 2.14 ile verilen reaksiyonlar sonucunda üretilen protonlar, nötronlar ve alfa parçacıkları kendilerini Hidrojen ve Helyum yanma aşamasının çok üstündeki bir sıcaklıkta bulurlar. Hızlı bir şekilde hali hazırda yıldızın çekirdeğinde bulunan diğer (^{12}C - ^{24}Mg aralığında) elementler ile

reaksiyona girerler. Bu yakalama reaksiyonlarının başında $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ oranı etkileyen $^{12}\text{C} + \alpha$ gelmektedir. Karbon yanması kütlesi $9M_{\odot}$ ila $11M_{\odot}$ arasında olan yıldızlar için son çekirdek yanma aşamasıdır (Iliadis, 2015). $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ füzyonu sonucu oluşacak çekirdekler bolluk miktarına göre ^{20}Ne , ^{23}Na ve ^{23}Mg şeklinde sıralanabilir, bu çekirdekler sadece temel enerji seviyesinde üretilmez aynı zamanda uyarılmış durumlarda sahip olacaklardır. Bu yüzden çeşitli reaksiyon kanallarına sahip bu reaksiyonların incelenmesi önemlidir. Bu üç çekirdek arasında ^{23}Mg radyoaktiftir $11.317(11)$ s ömre sahip olup β^+ bozunması ile ^{23}Na çekirdeğine dönüşür.

Karbon yanma fazında gerçekleşmesi muhtemel bir diğer reaksiyon $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ füzyonudur. Bu reaksiyonun Karbon yanma aşamasının ilerleyen safhalarında olması beklenir çünkü Coulomb bariyeri $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ reaksiyonuna nazaran yüksektir. Bu reaksiyonu oluşmasına engel teşkil eden veya olasılığını azaltan bir diğer durum ise kütle kesirleridir çünkü hali hazırdaki ^{12}C atomlarının birçoğu $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ reaksiyonları ile tüketilir. Karbon yanma aşamasının hemen başında Karbon atomlarının sayısının yıldız çekirdeğinin yaklaşık dörtte birlik bir kısmını oluşturduğu düşünülürse geçen zaman ile birlikte azalan Karbon atomlarının sayısı bu reaksiyonun oluşma ihtimalini aşağıya çekmektedir. Bu etkenler göz önünde bulundurularak, ihtimal dahilinde olan $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ reaksiyonun incelenmesi de Karbon yanma aşamasının anlaşılması konusunda gerekli görülebilir.

2.2.2 Oksijen yanma fazı

Karbon yanma sürecinden sonra yıldız çekirdeğinde aktif olan diğer süreç Neon yanma aşamasıdır. Yıldızın çekirdeğinde ^{12}C atomlarının büyük çoğunluğu tüketildiğinde geriye kalanlar ^{16}O , ^{20}Ne , ^{23}Na ve ^{24}Mg şeklinde sıralanabilir. Sıradaki reaksiyonun $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ olması beklenebilir fakat bu gerçekleşmeden önce sıcaklık fotoparçalanma reaksiyonlarının önemli hale geleceği bir merbeye ($T_9 > 1$) ulaşır. Yukarıda bahsi geçen çekirdekler için proton, nötron ve alfa ayrılma enerjileri $\approx 7-17$ MeV arasında değişir. Dolayısıyla bu çekirdeklerin bazıları fotoparçalanma olayına karşı herhangi bir etkinlik göstermezler. Burada istisna bir durum ^{20}Ne çekirdeği için yaşanır. Bu çekirdek için alfa bağlanma enerjisi diğerlerine göre düşük ve 4.73 MeV dir. Kendinden önceki yanma süreçlerine nazaran farklılık gösteren

Neon yanma süreci sonucunda ortaya çıkan parçacıklar diğer çekirdekler tarafından tüketilir. Neon tüketildiğinde yıldızın çekirdeği bolca ^{16}O , oksijene göre daha düşük bollukta ^{24}Mg ve ^{28}Si içerir hale gelir (Burbidge vd., 1957; Iliadis, 2015; Kippenhahn vd., 2012).

Karbon yanma sürecine benzer şekilde, artık çekirdek yeniden büzüşmeye başlar buna eş zamanlı olarak sıcaklık artar ve enerji üretmek amacıyla sıradaki yakıt için nükleer reaksiyon başlar. Diğer çekirdeklere nazaran düşük Coulomb bariyerine sahip $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ reaksiyonu yeni yanma süreci için ilk reaksiyondur (Hoyle, 1954; Cameron, 1959). Oksijen yanma fazı iki ağır çekirdeğin reaksiyona girdiği ikinci ve son yanma aşaması olmakla beraber Hidrojen, Helyum, Karbon ve Neon yanma aşamalarından sonra beşinci yanma aşaması olarak kabul edilebilir. $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ füzyon reaksiyonu sonucu oluşması muhtemel ürünler Karbon yanma aşamasının aksine daha geniş bir yelpazeye sahiptir. Bu reaksiyonlar;

$$\begin{aligned}
^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, p)^{31}\text{P}, & \quad (Q = 7678 \text{ keV}) \\
^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, n)^{31}\text{S}, & \quad (Q = 1499 \text{ keV}) \\
^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, \alpha)^{28}\text{Si}, & \quad (Q = 9594 \text{ keV}) \\
^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, 2p)^{30}\text{Si}, & \quad (Q = 381 \text{ keV}) \\
^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, 2\alpha)^{24}\text{Mg}, & \quad (Q = -390 \text{ keV}) \\
^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, d)^{30}\text{P}, & \quad (Q = -2409 \text{ keV})
\end{aligned} \tag{2.15}$$

şeklinde sıralanabilir, burada p, n, α ve d sırasıyla proton, nötron, alfa parçacığı ve döteryumdur. Son iki reaksiyon endotermiktir ve bu reaksiyonlar $E_{cm} = Q$ eşik enerjisinin aşılması ile meydana gelebilir. Aynı zamanda son reaksiyonda açığa çıkacak d çekirdekleri değişen sıcaklıktan ötürü hızlıca fotoparçalanmaya ($d + \gamma \rightarrow p + n$) maruz kalırlar. Oksijen yanma sürecinde sıcaklık $T = 1.5\text{-}2.7 \text{ GK}$ arasında değişiklik gösterir bu nedenle yanma sonucu ortaya çıkacak hafif parçacıklar hızlıca diğer çekirdekler tarafından tüketilir. Neon sürecine benzer şekilde burada da bir fotoparçalanma etkisi olacağı düşünülebilir fakat ^{16}O , ^{24}Mg ve ^{28}Si çekirdeklerinin proton, nötron ve alfa ayrılma enerjileri $\approx 9 \text{ MeV}$ in üzerindedir. İstisnai bir durum yalnızca 7.2 MeV ayrılma enerjisine sahip olan $^{16}\text{O}(\gamma, \alpha)^{12}\text{C}$ için gözlenebilir. Yıldızda Oksijen yanma fazı bittiğinde çekirdeğinde bol miktarda ^{28}Si ve ^{32}S elementleri bulunur. Yıldız artık son yanma aşamasına girmiştir ve bu faz ile

yıldızın ölümü arasında kalan zaman sadece bir kaç gündür. Yıldızı kütleçekime karşı koruyan nükleer sürecin izleyeceği yol doğrudan Si ve S çekirdeklerinin füzyon reaksiyonu ile değil artık yakalama reaksiyonları ile açığa çıkan enerji ile devam eder. Bu faz içerisinde bazı şartlar altında yarı-istatistiksel bir denge (QSE) veya nükleer-istatistiksel bir denge (NSE) kurulur. Artık çekirdek bolluklarını belirleyen etken füzyon tesir kesitinden çok, kurulan bu dengedeki reaksiyonların ileri ve geri hızları olacaktır (Iliadis, 2015; Kippenhahn vd., 2012; Frischknecht, 2012).

2.2.3 Silikon yanma fazı

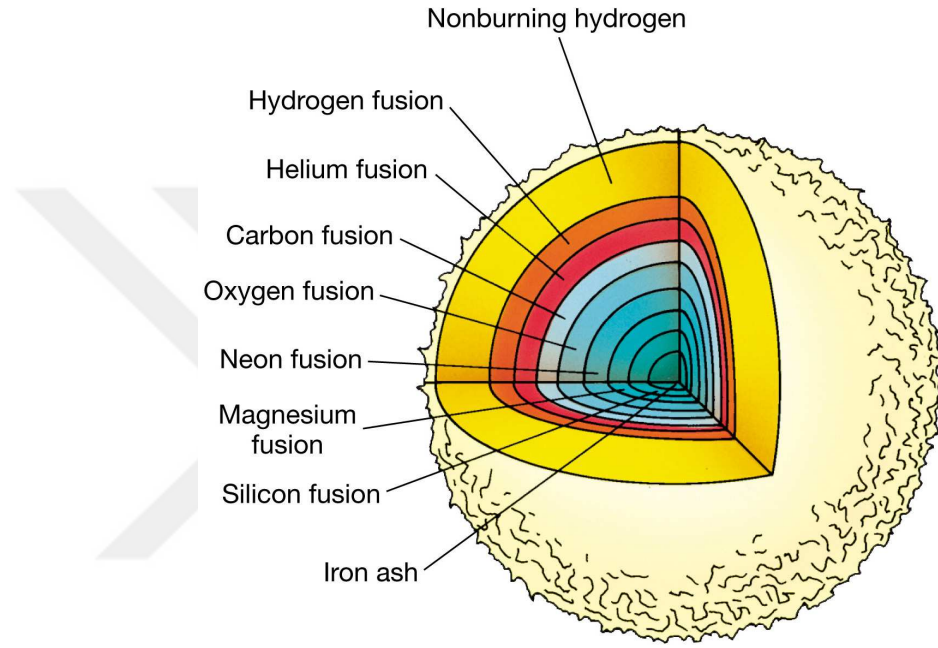
Çekirdekte ^{16}O tüketildiğinde ^{28}Si ve ^{32}S en bol bulunan elementlerdir. Yıldızın merkezi bir önceki yanma aşamalarında olduğu gibi yeniden büzülür ve sıcaklık artar. Yıldızın merkezinde sıcaklık olabilecek en yüksek değerini alır fakat $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ veya $^{28}\text{Si} + ^{32}\text{S}$ gibi füzyon reaksiyonlarının oluşması Coulomb bariyerinden dolayı pek mümkün olmaz. Bunun yerine nükleosentez fotoparçalanma (photodisintegration) ile açığa çıkan küçük parçacıkların (α parçacığı, proton ve nötron) ortamdaki çekirdekler tarafından yakalanması ile devam eder. Bu süreç boyunca bir çok yakalama ve bozunma reaksiyonu denge içindedir, sıcaklığın artması ve zamanın ilerlemesiyle beraber bir yarı denge bulutu oluşur. Tüm reaksiyonlar bir fotoparçalanma ve yakalama düzenlemesine tabi olur, bu Neon yanmasına benzer fakat daha geniş bir çerçeveye sahiptir. Bu süreç yıldızda diğer süreçlerden farklı bir enerji kaynağı olur ve buna Silikon yanması adı verilir. Silikon yanması esnasında sıcaklık $T = 2.8 - 4.1$ GK arasında seyrederek, yıldızın kütesine bağlı olarak bu sıcaklık değeri yükselebilir. Süpernovaya yakın bir zaman aralığında ise bu sıcaklık değeri $T = 4 - 5$ GK mertebesine ulaşır. Oksijen yanmasından sonra çekirdekte sadece ^{28}Si ve ^{32}S bulunduğu varsayımı üzerinden ilerleyelim. Fotoparçalanma sabiti parçacıkların ayrılma enerjilerine güçlü bir şekilde bağlıdır. Sırasıyla ^{28}Si ve ^{32}S için proton, nötron ve α ayrılma enerjileri

$$^{28}\text{Si} \Rightarrow \text{proton} = 11.6 \text{ MeV}, \text{ nötron} = 17.2 \text{ MeV}, \alpha = 9.98 \text{ MeV}$$

$$^{32}\text{S} \Rightarrow \text{proton} = 9.80 \text{ MeV}, \text{ nötron} = 15 \text{ MeV}, \alpha = 6.95 \text{ MeV}$$

şeklinde. Bu yüzden ^{32}S daha kırılıgandır ve parçalanmaya mağruz kalan ilk çekirdektir (Burbidge vd., 1957; Iliadis, 2015,). Bu bağlamda çekirdeğin sıcaklığı $T \approx 2$ GK olduğunda ^{32}S çekirdeği $^{32}\text{S}(\gamma, \alpha)^{28}\text{Si}$ $^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$ şeklinde tüketilir. İkinci

reaksiyon $^{31}P(\gamma, p)^{30}Si(\gamma, n)^{29}Si(\gamma, n)^{28}Si$ şeklinde hızlı bir seri şeklinde devam eder ve ^{32}S bu şekilde ^{28}Si ye dönüşür. Bozunum enerjileri üzerinden yola çıkılacak olursa baskın olan sürecin alfalar tarafından sağlandığı görülebilir. Artık yıldızın çekirdeği baskın olarak α yakalama ve bozunum süreçlerini içeren demir grubu (Fe-Ni-Co) elementlere kadar uzanan ileri-geri reaksiyonlar tarafından işgal edilir. Bu ileri-geri reaksiyonların hızları Silikon yanması boyunca elementlerin bolluğunu belirleyen en önemli etkidir (Iliadis, 2015; Kippenhahn vd., 2012; Frischknecht, 2012).



Şekil 2.3. Yıldızda gerçekleşen füzyon reaksiyonlarının soğan kabuğu temsili (Pearson, 2005)

Yıldızın ömrünün başlangıç ve ilerleyen aşamalarındaki, yıldızın iç kısmındaki enerjiyi oluşturan ve yıldızın yüzeyine ileten yanma süreçlerindeki temel farklılıklar yukarıda bahsedildiği gibidir. Hidrojen ve Helyum yanma fazları için nükleer enerjinin neredeyse tamamı ışığa dönüşür. İleri yanma aşamalarında ise enerjinin neredeyse tamamı nötrino-antinötrino çifti olarak yayınlanır. İleri yanma aşamaları geçildikçe nötrino salınımı hızlı bir şekilde artar ve nükleer yanma süresi yıldızın toplam lüminositesi ile ters orantılı olduğu için yıldızın değişim süreci hızlanır. Örneğin yukarıda bahsi geçen Silikon yanması için geçen süre birkaç günden fazla değildir. İleri yanma aşamalarının hızlı bir şekilde geçilmesi, dış katmanlardaki zarfların değişmesine pek olanak tanımaz. Bu yüzden, Karbon yanmasından sonra, yıldız H-R diyagramında bir ilerleme kaydetmez. Aynı zamanda şu da

belirtilmelidir ki bu türden yıldızların gözlenebildikleri süreç Hidrojen ve Helyum yanma aşamalarıdır ki bu aşama yıldızın ömrünün %90'lık bir kısmını teşkil eder. Yıldızda Silikon yanması bittikten sonra birbirinden ayrılmış ince nükleer birçok kabuk oluşur, Şekil 2.3. Artık yıldızın çekirdeği ağır ve kararlı bir çekirdek olan demir grubu elementler ile kaplıdır. Bu noktada unutulmamalıdır ki yıldız kırmızı dev evresinde iken lüminositesi fazladır ve yıldız büyük ölçüde kütle kaybetmeye başlar. Elektron dejenere yıldız çekirdeği için artık nükleer enerji üreten bir mekanizma kalmamıştır ve üzerindeki kabuklardan bir madde akışı çekirdeğe yönelerek çekirdeğin kütlesini artırmaktadır. Çekirdek Chandrasekhar limitini ($M \approx 1.4M_{\odot}$) aştığında, elektron dejenere basıncı kütle çekimine karşı koyamaz ve çekirdek çöker (Clayton, 1983; Iliadis, 2015). Çekirdek çökmesi iki önemli etken tarafından hızlandırılır. İlki elektron yoğunluğunun artmasından dolayı demir çekirdeğin elektron yakalaması bu elektron dejenere basıncını sağlayan elektronları ortadan kaldırır. İkincisi, sıcaklık yaklaşık 5 GK mertebesine yükseldiğinde termal radyasyon yeteri derece enerjik ve yoğun hale gelir bu da demir çekirdeğin daha hafif ve kararsız çekirdeklere parçalanmasına neden olur. Bu süreç basınca karşı duran enerjiyi ortadan kaldırır. Bu durumda yıldızın çekirdeği serbest düşme gibi çöker ve bu çökmenin hızı ışık hızının dörtte birlik kısmına tekabül eder. Çekirdeğin Dünya boyutları mertebesinde başlayan serüveni çökmeyle birlikte 30 km yarıçapında nötronca zengin sıcak ve yoğun olan proto-nötron yıldızı olarak devam eder. Çökmenin ani olarak durması tepki olarak bir şok dalgası meydana getirir. Bu şok dalgası ile beraber dış katmanlardaki çekirdekler uzaya püskürtülür (Woosley ve Janka, 2005). Bu sıçramanın süpernovanın enerjisi olduğu düşünülmekte idi (Colgate ve Johnson, 1960; Baron vd., 1985). Fakat şok dalgası fotoparçalanma ve bol nötrino kaybından dolayı hız kaybeder, sıçramadan birkaç milisaniye sonra yıldızdan uzaya doğru olan hız son bulur. Nötronu bol, yoğun ve sıcak olan proto-nötron yıldızı saniyeler içinde Güneş kütlelerinin birkaç on katı maddeyi etrafında biriktirir. Eğer bu yığılma hafifleden devam ederse proto-nötron yıldızı hiçbir patlama gerçekleştirmeden bir karadeliğe dönüşebilir. Veya proto-nötron yıldızı birkaç saniye içinde karadeliğe dönüşmez ise kütlelerinin yaklaşık %10'unu (3×10^{53} erg) yayımlar ve sonunda 10 km çapında bir nötron yıldızına dönüşür. İşte bu olaydaki nötrino salınımı esas enerji çıkışıdır (Woosley ve Janka, 2005). Aslında

şok dalgasının nasıl canlandığı ve yıldızı çekirdek çökmesine iten olayların fiziği hala tam olarak bilinmemektedir.

Bu bilgiler ışığında kuantum tünelleme ve füzyon reaksiyonları gibi nükleer süreçlerin astrofiziksel sistemlerdeki nükleosentez ve enerji üretim mekanizmaları için ne kadar önemli olduğu anlaşılmaktadır. Ayrıca astrofiziksel şartların da (yoğunluk, sıcaklık ve plazma içerisindeki elektronlar gibi) nükleer etkileşmeler üzerindeki etkisi gayet açıktır. Yukarıda bir yıldızın yanma aşamaları ile alakalı genel hatları ile verdiğimiz bilgilerden yola çıkarak, nükleer astrofiziğin ilgi alanına giren reaksiyonlardan bazıları bu çalışmada incelenmiştir. İncelenen reaksiyonlar şu şekilde sıralanabilir: Karbon yanma aşamasında gerçekleşen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ve $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ reaksiyonları, Oksijen yanma aşamasında gerçekleşen $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ reaksiyonu, Silikon yanma aşamasında gerçekleşen $\alpha+^{28}\text{Si}$, $\alpha+^{32}\text{S}$, $\alpha+^{36}\text{Ar}$, $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyonları ve bunlardan farklı olarak ^{44}Ti çekirdeğinin α -bozunumunu incelenmiştir. Astrofiziksel sistemlerle ilişkili olan bu reaksiyonların incelenmesinde kullanılan model ve metotlar bir sonraki bölümde detaylı olarak verilmiştir.

BÖLÜM III

TEORİK MODEL ve METOTLAR

Bu bölümde çekirdeğin kümelenme modelinden, reaksiyon gözlenirlerini elde etmek için kullanılan yarı-klasik Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) yönteminden, çiftlenmiş kanallar formalizmi ve istatistiksel yöntemden de bahsedilmiştir. Ayrıca hesaplamalarda kullanılan nükleer potansiyeller ve elektron perdeleme etkisi de ayrıntılı şekilde açıklanmıştır.

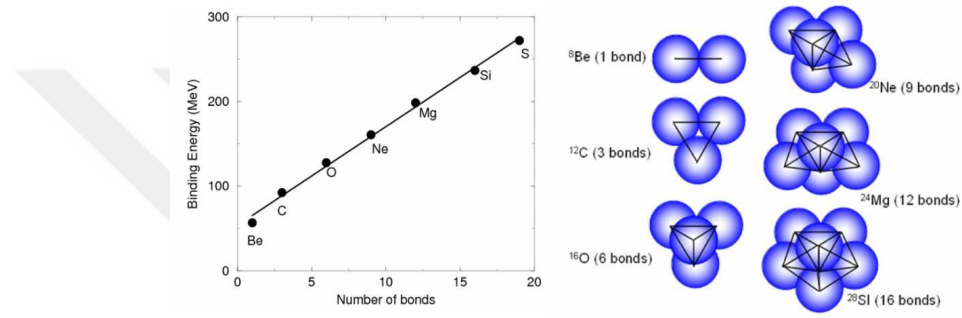
3.1 Çekirdeğin Kümelenme Modeli

Çekirdeğin içerdiği proton ve nötronların (nükleonların) kendine has hareketlerini herbirinin bir diğeri ile olan etkileşimini tanımlamak oldukça güç bir problemdir. Çekirdek içerisinde nükleonlar birbirleri ile güçlü kuvvet vasıtası ile etkileşirler ve bu kuvvetin matematiksel bir ifadesinin olmayışı çekirdeğin yapısının anlaşılması ve çekirdekler arası etkileşimin tanımlanmasında çeşitliliğe neden olmuştur. Kısaca nükleer kuvvetin tanımlanması içeren bu problem çekirdeğin keşfinden bugüne nükleer fiziğin temel problemidir. Çekirdeğin yapısının anlaşılması için ortaya atılmış Fermi Gaz, Sıvı Damlası, Kabuk, Kollektif ve Kümelenme modeli gibi farklı modeller mevcuttur.

Çekirdeğin iç yapısını göz ardı ederek onu yüklü sıvı bir küre olarak ele alan sıvı damlası modeli, nükleonları sıvı damlasının içerisindeki moleküller olarak tanımlar ve çekirdeğin yapı özelliklerini bu yol ile açıklamaya çalışır (Weizsäcker, 1935; Bethe ve Bacher, 1936). Kuantum mekaniksel açıklamaya sahip olan kabuk modeli ise elektronların atom çekirdeği etrafındaki dizilimini açıklayan kabuk modelinin çekirdeğe uyarlanmış halidir. Bu modelde nükleonlar enerji seviyelerine Pauli dışarlama ilkesine göre dizilirler (Mayer, 1949; Haxel vd., 1949). Kollektif model ise kabuk ve sıvı damlası modellerinin kombinasyonu olarak bilinir.

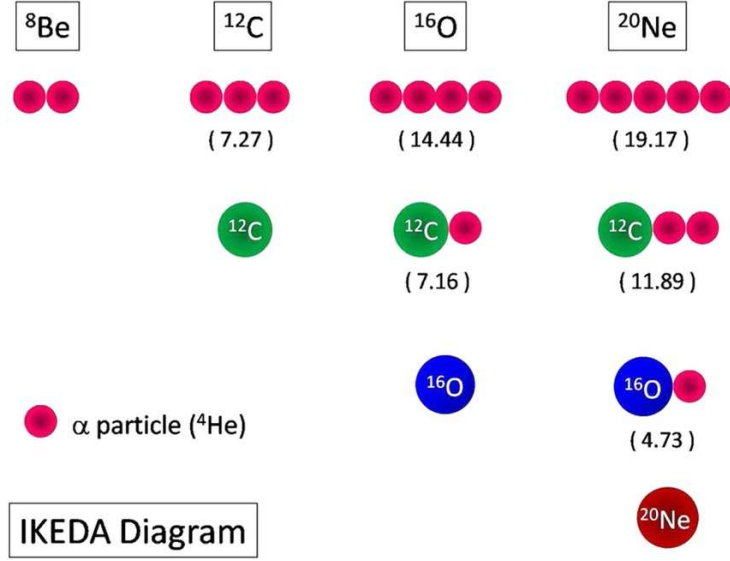
Çekirdeğin yapısının anlaşılması üzerine ortaya atılmış modellerden bir tanesinde kümelenme modelidir. Bu modelde temel fikir çekirdeği oluşturan nükleonların çekirdek içerisinde bazı alt gruplar oluşturmasıdır. Esasen bu fikrin temellerinde α -parçacığının keşfi yatmaktadır. Çekirdek içerisindeki alt grupların arasında

en iyi adayın α -parçacığı olduğu düşünülür. Çünkü bilinen elementler arasında bolluk oranına göre hidrojenden sonra ikinci sırayı alır, oldukça karardır, yüksek bir bağlanma enerjisine sahiptir, simetriktir, ağır elementlerin sentezinde önemli rol aldığı gibi bozunma süreçlerinin en sık görülen ürünüdür (Dodig-Crnkovic, 1988; Bailey, 2016). İşte bu sebepler α -parçacığının çekirdek içerisinde paketler halinde bulunduğu fikrini destekler niteliktedir. Bunların yanı sıra ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ gibi çift-çift çekirdeklerin bağlanma enerjilerinin çift-çift olmayanlara göre daha yüksek olması ve çekirdeklerin α -bozunumu yapması kümelenme modelini önemli kılmaktadır. Hafstad ve Teller, 1938 yılında çekirdeklerin α parçacıklarından



Şekil 3.1. Hafif α -eşlenik çekirdeklerin α - α bağ sayıları ve düğüm sayısına karşı bağlanma enerjileri (Bailey, 2016)

oluştığı fikrini baz alan hafif α -eşlenik çekirdeklerin bağlanma enerjilerinin analizine dayanan α parçacık modelini oluşturdular (Hafstad ve Teller, 1938). Hafif α -eşlenik çekirdeklerin α - α bağ sayıları ve düğüm sayılarına karşın bağlanma enerjilerinin temsili bir gösterimi Şekil 3.1’de verilmiştir. ${}^{12}\text{C}$ çekirdeklerinin sentezi aşamasında önemli rol oynayan üçlü α süreci Hoyle durumu yani α - α - α zincir yapısına yakın bir uyarılmış seviye ile açıklığa kavuşturulmuştur (Hoyle vd., 1953; Hoyle, 1954). Ikeda vd. (1968) yılında α -eşlenik çekirdeklerin enerjilerine göre kümelenme yapılarının ne denli değiştiğini anlatan bir çalışma yapmışlardır (Ikeda vd., 1968). Uyarılma enerjisi ile konfigürasyon değişimi Şekil 3.2’de verilmiştir. Çok sayıda proton ve nötron içeren bir sistem için bu sistematik biraz daha özelleştirilerek ikili kümelenme fikri ortaya atılmıştır. α ’ların çekirdek yüzeyinde bulunacağı düşünülerek ortaya çıkan ikili kümelenme modelinde ise α -parçacığının kor çekirdek etrafında döndüğü fikri temel alınmıştır, bu olgu çift yıldız sistemlerine benzerdir (binary stars) (Brink, 1966). Böylece çok parçacıklı bir sistem iki cisim problemine indirgenmiş



Şekil 3.2. Ikeda diyagramı (Jenkins, 2016)

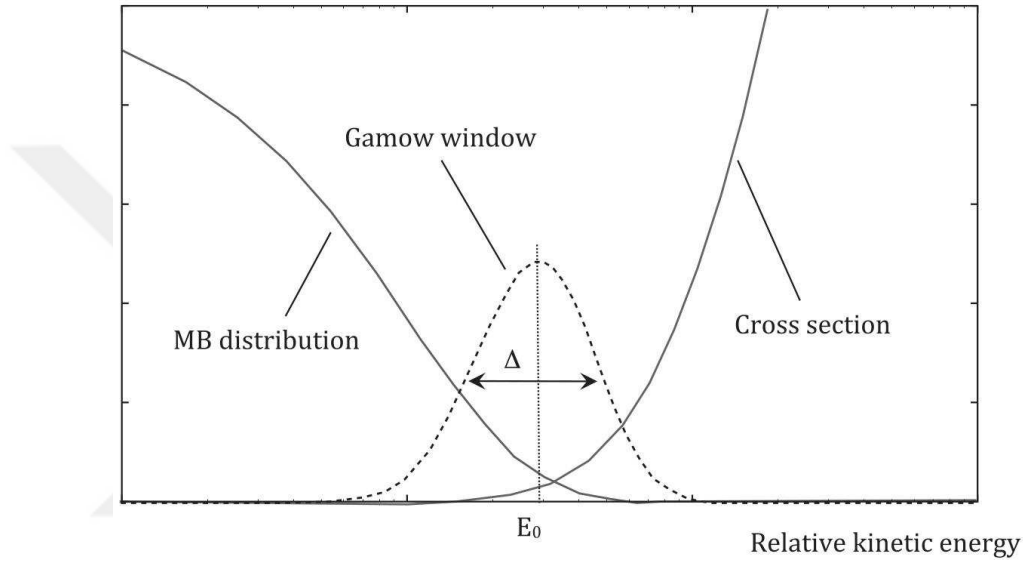
olur, ${}^{212}\text{Po}$ (${}^{208}\text{Pb} + \alpha$) gibi. Dolayısıyla sistemin etkileşiminin tanımlanması ve bunların bağlı hareketlerinin Schrödinger denklemi ile çözülmesine imkan tanınmıştır (Buck vd., 1975; Buck vd., 1994). Bir çok hafif çekirdek için nükleer yapının kümelenme modeli iyi bir şekilde tanımlanmıştır. ${}^{20}\text{Ne}$ ve ${}^{44}\text{Ti}$ gibi hafif çekirdeklerin yapılarını açıklamakta kullanılan kümelenme modeli daha sonra ağır çekirdeklere de uyarlanmıştır. Böylelikle bir çok ağır çekirdeğin egzotik ve α salınımı için bant yapısı, detaylı spektrumları, elektromanyetik bozulmalar ve yarı ömür hesapları yapılabilmektedir (Buck vd., 1994; Ohkubo, 1995; Buck vd., 1996a; Buck vd., 1998, Buck vd., 1999).

Yukarıda temel hatları ile bahsettiğimiz modellerin hiçbirisi tek başına tüm gözlemleri açıklamada başarılı değildir. Bu sebepten dolayı yıllardır süre gelen bu çalışmalarla beraber halen çekirdek yapısının anlaşılabilmesi için farklı modellemeler geliştirilmektedir. Şimdi çekirdeklerin kümelenme modelini temel alan bu çalışmada inceleyeceğimiz reaksiyonların gözlemlerini elde etmek için kullandığımız diğer yöntemlerden ve izlediğimiz yoldan bahsedelim.

3.2 Nükleer Reaksiyon Gözlemleri

Yıldızlarda gerçekleşen reaksiyonlar hakkında geniş bilgi Bölüm 2’de verilmişti. Elbette farklı parçacıkların bu kadar bol olduğu bir sistemde bahsi geçen reaksiyonlar dışında daha bir çok olasılık mevcuttur. Bu reaksiyonlar genel olarak yüklü

parçacık ve nötron-indirgeme reaksiyonları olarak iki sınıfa ayrılır. Yüklü parçacık reaksiyonları ise kendi arasında iki alt grup altında rezonant ve rezonant olmayan reaksiyonlar şeklinde toplanır (Bertulani, 2013). Düşük enerjilerde yüklü parçacıkların etkileşmesi Coulomb bariyeri tarafından engellenir. Bölüm 2’de yıldızlarda oluşan reaksiyonların enerji bakımından Coloumb bariyerinin altında bir enerjiye sahip olduğu gösterilmişti. Yine aynı bölümde reaksiyonların oluşmasında kuantum tünelleme olayının (yüklü parçacıkların itici Coulomb bariyerini delmesi) rolündende bahsedilmiştir. Bibirine yaklaşan iki parçacık için Coulomb bariyeri



Şekil 3.3. Tesir kesimine ve Maxwell-Boltzmann hız dağılıma göre Gamow penceresinin şematik gösterimi, eksen birimleri keyfidir (Bertulani, 2013)

$$V_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} = \frac{1.44 Z_1 Z_2}{R(fm)} \text{ MeV} \quad (3.1)$$

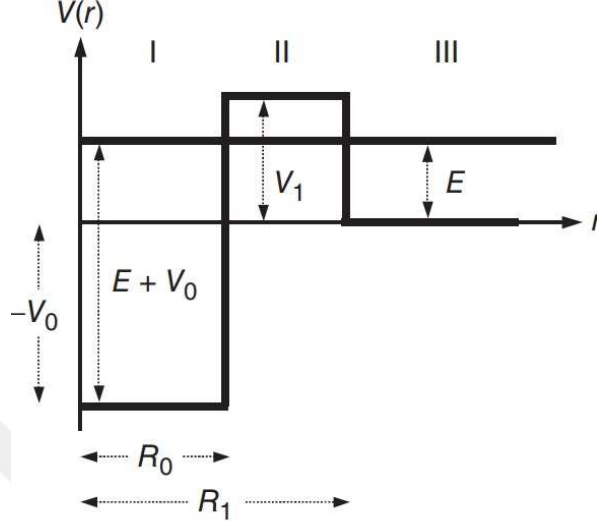
ifadesi ile verilir. Parçacıkların kinetik termal enerjiye karşılık gelen hız dağılımları Maxwell-Boltzmann dağılımı ile temsil edilir ve termal enerji

$$kT = 8.62 \times 10^{-8} T \text{ keV} \quad (3.2)$$

şeklinde verilir (Clayton, 1983). Parçacıkların Coulomb bariyerini delme olasılığının en yüksek olduğu durum Maxwell-Boltzmann dağılımında enerjinin en yüksek değerine karşılık gelir. Şekil 3.3 ile verilen Gamow penceresi reaksiyon olasılığının en yüksek olduğu duruma karşılık gelen enerji aralığı olarak adlandırılır. Şimdi nükleer reaksiyonlar için önemli olan, parçacıkların Coulomb bariyerini delme olasılığını daha detaylı inceleyelim.

3.2.1 Coulomb bariyerinden geçiş

Basit bir çözüm olması dolayısıyla itici kare bir bariyerden geçiş olasılığı üzerinden hareket edelim. Şekil 3.4 ile verilmiş ve üç bölgeye ayrılmış potansiyeli ele alalım



Şekil 3.4. Kare bariyerden geçiş (Iliadis, 2015)

herbir bölgede potansiyelin sabit olduğunu ve $l=0$ olduğunu varsayalım (Iliadis, 2015). $\hat{k}^2 = (2m/\hbar^2)(E - V)$ ve radyal denklem

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \hat{k}^2 u = 0 \quad (3.3)$$

olur I. bölge için $E - V > 0$ olduğu için

$$\begin{aligned} u_I &= Ae^{iKr} + Be^{-iKr}, \quad K^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(E + V_0) \\ &= A' \sin(Kr) \end{aligned} \quad (3.4)$$

II. bölgeye geçildiğinde $E - V < 0$ olduğundan k_{II} sanal olur

$$\begin{aligned} u_{II} &= Ce^{ik_{II}r} + De^{-ik_{II}r}, \quad k_{II}^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(E - V_1) = i^2 \frac{2m}{\hbar^2}(V_1 - E) \equiv i^2 \kappa^2 \\ &= Ce^{-\kappa r} + De^{\kappa r} \end{aligned} \quad (3.5)$$

III. bölgede yine $E - V > 0$ olduğu için

$$\begin{aligned} u_{III} &= Fe^{ikr} + Ge^{-ikr}, \quad k^2 = \frac{2m}{\hbar^2}E \\ &= F' \sin(kr + \delta_0) \end{aligned} \quad (3.6)$$

Şekil 3.4’de parçacıkların potansiyel bariyerine sağdan yaklaştığını düşünerek çözüme devam edelim. İlk olarak $x=R_0$ ve $x=R_1$ aralığındaki potansiyel bariyeri ile etkileşime geçeceklerdir. Bu şartlar altında tek boyuttaki radyal dalga denklemleri

$$u_I = Ae^{iKx} + Be^{-iKx} \quad (3.7)$$

$$u_{II} = Ce^{-\kappa x} + De^{\kappa x} \quad (3.8)$$

$$u_{III} = Fe^{ikx} + Ge^{-ikx} \quad (3.9)$$

şeklinde yeniden düzenlenir. u_I denkleminin ikinci terimi eksi x yönünde yayılan düzlem dalgayı temsil eder ve u_{III} denkleminin ikinci terimi potansiyelden yansıyan ilk terimi ise potansiyelle doğru ilerleyen düzlem dalgaları temsil eder. Bu halde geçiş katsayısı $\hat{T} = j_{gec}/j_{gel}$ ile verilir (Iliadis, 2015). Süreklilik şartından dalga fonksiyonu ve türevleri sınır noktalarında $x=R_0$ ve $x=R_1$ ’de eşit olmalıdır

$$(u_I)_{R_0} = (u_{II})_{R_0}, (u_{II})_{R_1} = (u_{III})_{R_1} \quad (3.10)$$

$$\left(\frac{du_I}{dx}\right)_{R_0} = \left(\frac{du_{II}}{dx}\right)_{R_0}, \left(\frac{du_{II}}{dx}\right)_{R_1} = \left(\frac{du_{III}}{dx}\right)_{R_1} \quad (3.11)$$

bu denklemlerin eşitlenmesi ile

$$Ae^{iKR_0} + Be^{-iKR_0} = Ce^{-\kappa R_0} + De^{\kappa R_0} \quad (3.12)$$

$$i\frac{K}{\kappa}(Ae^{iKR_0} - Be^{-iKR_0}) = -Ce^{-\kappa R_0} + De^{\kappa R_0} \quad (3.13)$$

$$Ce^{-\kappa R_1} + De^{\kappa R_1} = Fe^{ikR_1} + Ge^{-ikR_1} \quad (3.14)$$

$$i\frac{k}{\kappa}(Fe^{ikR_1} - Ge^{-ikR_1}) = -Ce^{-\kappa R_1} + De^{\kappa R_1} \quad (3.15)$$

elde edilir. Gerekli toplama ve çıkarma işlemlerinden sonra

$$A\left(1 + i\frac{K}{\kappa}\right)e^{iKR_0} + B\left(1 - i\frac{K}{\kappa}\right)e^{-iKR_0} = 2De^{\kappa R_0} \quad (3.16)$$

$$A\left(1 - i\frac{K}{\kappa}\right)e^{iKR_0} + B\left(1 + i\frac{K}{\kappa}\right)e^{-iKR_0} = 2Ce^{-\kappa R_0} \quad (3.17)$$

$$2De^{\kappa R_1} = F\left(1 + i\frac{k}{\kappa}\right)e^{ikR_1} + G\left(1 - i\frac{k}{\kappa}\right)e^{-ikR_1} \quad (3.18)$$

$$2Ce^{-\kappa R_1} = F\left(1 - i\frac{k}{\kappa}\right)e^{ikR_1} + G\left(1 + i\frac{k}{\kappa}\right)e^{-ikR_1} \quad (3.19)$$

bulunur. Katsayılar C ve D yok edilip, $\alpha \equiv 1 + iK/\kappa$ ve $\beta \equiv 1 + ik/\kappa$ eşitlikleri

kullanılarak

$$A\alpha e^{iKR_0} + B\alpha^* e^{-iKR_0} = e^{-\kappa(R_1-R_0)} (F\beta e^{ikR_1} + G\beta^* e^{-ikR_1}) \quad (3.20)$$

$$A\alpha^* e^{iKR_0} + B\alpha e^{-iKR_0} = e^{\kappa(R_1-R_0)} (F\beta^* e^{ikR_1} + G\beta e^{-ikR_1}) \quad (3.21)$$

elde edilir. Geçiş katsayısını hesaplamak istediğimiz dalganın bariyerin sağından geldiğini belirtmiştik. Dolayısıyla sol taraftan yaklaşan bir dalga olmadığına göre $A=0$ olarak seçilebilir (Iliadis, 2015). Aynı zamanda F de yok edilebilir ve

$$B [\alpha^* \beta^* e^{\kappa\Delta} - \alpha\beta e^{-\kappa\Delta}] = G [(\beta^*)^2 - \beta^2] e^{-i(kR_1-KR_0)} = -2i \frac{k}{\kappa} G e^{-i(kR_1-KR_0)} \quad (3.22)$$

sonucuna ulaşılır burada $\Delta \equiv R_1 - R_0$ dır. Bu halde geçiş katsayısı

$$\hat{T} = \frac{K |B|^2}{k |G|^2} = \frac{4Kk/\kappa^2}{|\alpha^* \beta^* e^{\kappa\Delta} - \alpha\beta e^{-\kappa\Delta}|^2} \quad (3.23)$$

ile verilir. $\sinh^2 z = (1/4)(e^{2z} + e^{-2z}) - 1/2$ ifadesi kullanılarak

$$\hat{T} = \frac{Kk}{[K+k]^2 + [\kappa^2 + K^2 + k^2 + K^2 k^2 / \kappa^2] \sinh^2(\kappa\Delta)} \quad (3.24)$$

sonucuna ulaşılır. Enerji cinsinden geçiş katsayısı ise

$$\frac{1}{\hat{T}} = \frac{1}{\sqrt{E(E+V_0)}} \left\{ \left[2E + V_0 + 2\sqrt{E(E+V_0)} \right] + \left[E + V_0 + V_1 + \frac{E(E+V_0)}{V_1-E} \right] \right. \\ \left. \sinh^2 \left[\sqrt{(2m/\hbar^2)(V_1-E)} \Delta \right] \right\} \quad (3.25)$$

şeklinde bulunur. Bu sonuca göre bariyere sağdan yaklaşan bir parçacığın enerjisi bariyerden daha düşük olsa dahi bariyerin sol tarafına ulaşabilir. Bu tünelleme etkisi olarak adlandırılır ve daha öncede değindiğimiz üzere yıldızlarda gerçekleşen reaksiyonlar için büyük öneme sahiptir (Iliadis, 2015). Denklem 3.24'ün paydasını

$$|\alpha^* \beta^* e^{\kappa\Delta} - \alpha\beta e^{-\kappa\Delta}|^2 \approx |\alpha^* \beta^* e^{\kappa\Delta}|^2 \quad (3.26)$$

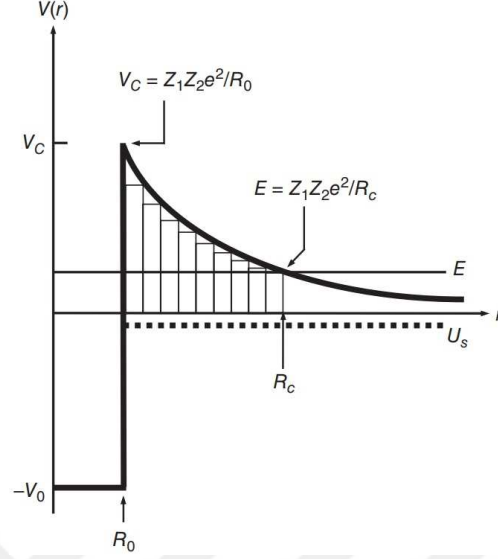
şeklinde yeniden düzenlersek geçiş katsayısı için

$$\hat{T} \approx 4 \frac{\sqrt{E(E+V_0)}(V_1-E)}{V_1(V_0+V_1)} e^{-2\kappa(R_1-R_0)} \quad (3.27)$$

sonucuna ulaşırız. Enerji bağımlı geçiş katsayısı tamamen üstel terim tarafından domine edilir ve üstel katsayının önündeki terimler ihmal edilip Denklem 3.27 yeniden düzenlenirse

$$\hat{T} \approx e^{(2/\hbar)\sqrt{2m(V_1-E)}(R_1-R_0)} \quad (3.28)$$

sonucuna ulaşılır. Buradan hareketle parçacığın Coulomb bariyerinden geçiş katsayısı için bir türetme yapılabilir. Potansiyel bariyerini Şekil 3.5 ile verilen Coulomb bariyeri ile yer değiştirilir. Coloumb bariyerinin dr kalınlıklı belli sayıda



Şekil 3.5. Coulomb bariyerinden geçiş (Iliadis, 2015)

potansiyel bariyerinden olduğu düşünülebilir. O halde s-dalga için toplam geçiş katsayısı tüm bariyerlerdeki geçiş katsayılarının toplamı

$$\hat{T} = \hat{T}_1 + \hat{T}_2 + \dots + \hat{T}_n \approx \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \sum_i \sqrt{2m(V_i - E)}(R_{i+1} - R_i) \right] \quad (3.29)$$

$$\rightarrow \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{R_0}^{R_c} \sqrt{2m[V(r) - E]} dr \right] \quad (3.30)$$

ile verilecektir. Şekil 3.5 ile verilen Coulomb bariyeri için

$$\hat{T} \approx \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m} \int_{R_0}^{R_c} \sqrt{\frac{Z_0 Z_1 e^2}{r} - E} dr \right) \quad (3.31)$$

elde edilir. R_0 kare kuyu potansiyelin yarıçapının ve Coulomb bariyerinin yüksekliğinin tanımlanması için kullanılır. R_0 fm biriminde olduğunda $V_C = 1.44 Z_0 Z_1 / R_0$ (MeV) yazılabilir. R_c niceliği ise parçacığın klasik olarak yansıtacağı noktayı temsil eder ve $E = Z_0 Z_1 e^2 / R_c$ veya $E/V_C = R_0 / R_c$ ile verilir. Denklem 3.31 analitik olarak çözülebilir ve verilen tanımlamalar ışığında yeniden düzenlendiğinde

$$\hat{T} \approx \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m Z_0 Z_1 e^2} \int_{R_0}^{R_c} \sqrt{\frac{1}{r} - \frac{1}{R_c}} dr \right) \quad (3.32)$$

sonucuna ulaşılır. $z \equiv r/R_c$ ifadesiyle

$$\hat{T} \approx \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2mZ_0Z_1e^2} \int_{R_0/R_c}^1 \sqrt{\frac{1}{zR_c} - \frac{1}{R_c}} R_c dz \right) \quad (3.33)$$

$$= \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{\frac{2m}{E}} Z_0Z_1e^2 \int_{R_0/R_c}^1 \sqrt{\frac{1}{z} - 1} dz \right) \quad (3.34)$$

halini alır, sonuç olarak

$$\hat{T} \approx \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{\frac{2m}{E}} Z_0Z_1e^2 \left[\arccos \sqrt{\frac{E}{V_C}} \sqrt{\frac{E}{V_C} - \left(1 - \frac{E}{V_C}\right)} \right] \right) \quad (3.35)$$

elde edilir. Coulomb bariyerinden daha düşük enerjilerde ($E/V_C \ll 1$), $\arccos \sqrt{x} - \sqrt{x(1-x)} \approx \pi/2 - 2\sqrt{x} + x^{3/2}/3$ ifadesi kullanılarak

$$\hat{T} \approx \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{\frac{2m}{E}} Z_0Z_1e^2 \left[\frac{\pi}{2} - 2\sqrt{\frac{E}{V_C}} + \frac{1}{3} \left(\frac{E}{V_C} \right)^{3/2} \right] \right) \quad (3.36)$$

$$= \exp \left(-\frac{2\pi}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2E}} Z_0Z_1e^2 \left[1 + \frac{2}{3\pi} \left(\frac{E}{V_C} \right)^{3/2} \right] + \frac{4}{\hbar} \sqrt{2mZ_0Z_1e^2 R_0} \right) \quad (3.37)$$

elde edilir. Üstel terimin içindeki ilk terim üçüncü terimden $(\pi/4)\sqrt{V_C/E}$ katı kadar büyüktür ve geçiş katsayısını domine eder. Limit $R_0 \rightarrow 0$ durumunda üçüncü terim ortadan kalkar ve merminin nüfuz ettiği sonlu bir yarıçap nedeniyle oluşan bir düzeltmeyi temsil eder. Büyük R_0 değerinde penetrasyon mesafesi o kadar az olur ve iletim katsayısı büyük olur. Enerji Coulomb bariyer yüksekliğinin büyük bir kesri olduğundan ikinci terim ilk terim için bir düzeltme faktörünü temsil eder. Düşük enerjilerde s-dalga Coulomb bariyeri geçiş katsayısı

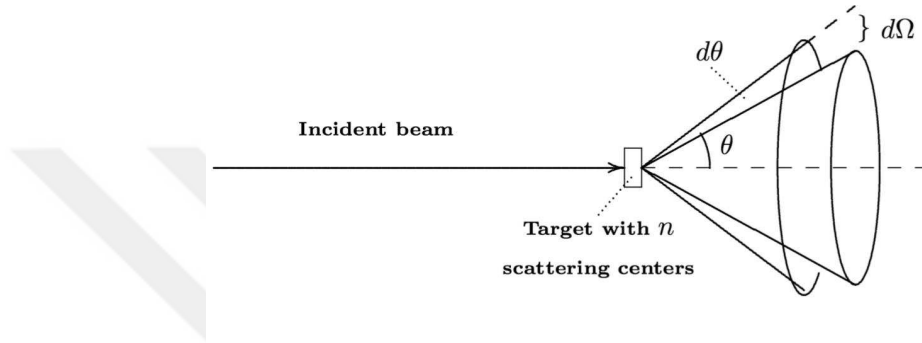
$$\hat{T} \approx \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2E}} Z_0Z_1e^2 \right) \equiv e^{-2\pi\eta} \quad (3.38)$$

ile ifade edilir ve bu Gamow faktör olarak adlandırılır. Buradaki eşitlik ve yol göstermelerin daha kapsamlı bir anlatımı Iliadis (2015)'te bulunabilir. Gamow faktörü tesir kesitlerinin tanımlanmasında oldukça önemli rol oynar.

3.3 Tesir Kesiti, Astrofiziksel S-Faktör ve Reaksiyon Hızı

İki çekirdeğin çarpışması ile nükleer reaksiyon tetiklenebilir ve bu reaksiyonlar sonucunda oluşan parçacıkların kimlikleri değişebilir, uyarılabilirler veya

saçılabilirler. Bununda ötesinde nükleer reaksiyonlar her tür parçacığı içerebilir. Örneğin, $\gamma + {}^{63}\text{Cu} \rightarrow {}^{62}\text{Ni} + p$ örneğinde olduğu gibi γ tarafından uyarılan çekirdeğin parçacık salması gibi. Bir nükleer reaksiyon sonucu ortaya çıkabilecek olasılıkların tümü kanal olarak adlandırılır. Belli bir çıkış kanalı vasıtasıyla gerçekleşen bir nükleer reaksiyonun olasılığı tesir kesiti ile ölçülür. Genel olarak tesir kesiti birim zamandaki etkileşim sayısının, birim alan ve zamanda gelen parçacık sayısı ve ışın demeti içinde kalan hedef çekirdeklerin sayısına oranı olarak tasvir edilir (Bertulani,2013; Iliadis, 2015).



Şekil 3.6. Diferansiyel tesir kesitinin tanımlanmasında kullanılan nicelikler (Bertulani, 2013)

3.3.1 Nükleer saçılma

Herhangi bir dalga küçük bir engele çarptığında ikincil dalgalar üretilir ve bu dalgalar engelden uzaklaşırlar. Buna benzer olarak, düzlem dalga ile temsil edilen aynı enerjili (monoenergetic) bir ışın demeti bir çekirdek tarafından oluşturulan $V(\mathbf{r})$ potansiyeli ile etkileştiğinde saçılmaya maruz kalır. Bu durumda çözüm saçılan parçacıkların açısal dağılımını bulmaktır. Verilen bir düzlem dalga için durağan kısım

$$\Psi_i(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = e^{ikz} \quad (3.39)$$

ile temsil edilir. Nükleer fizikte dedektörler saçılma merkezinden uzağa yani parçacıkların nükleer etkileşmeleri hissetmeyeceği bir pozisyona yerleştirilir. Böylece, saçılan dalga fonksiyonunun asimptotik kısmı ile ilgilenilmiş olunur. Kısa erimli bir $V(r)$ potansiyelinin küresel simetrik olduğunu düşünelim asimptotik bölgeye yerleştirilen dedektör, sadece düzlem dalgasının varlığını değil, aynı zamanda

potansiyel tarafından saçılan parçacıkları da sayacaktır. Yani düzlem dalgasına saçılma merkezinden oluşturulan giden bir küresel dalga eklenecektir ve dalga fonksiyonunu bu merkezden uzakta

$$\Psi \sim e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (3.40)$$

şeklinde yazılır. $f(\theta)$ fonksiyonu saçılma yönlerinin aynı olasılığa sahip olmadığını ifade eder ve bu saçılma genliği olarak adlandırılır (Bertulani, 2013). Olasılık akısı, $\mathbf{j} = \left(\frac{\hbar}{m}\right) \text{Im}(\Psi^* \Delta \Psi)$, $V(r)$ potansiyelinden saçılan parçacıkların açısal dağılımını ölçmek için kullanılabilir. Gelen düzlem dalga için akı

$$j_i = \frac{\hbar}{m} \text{Im} \left(e^{-ikz} \frac{d}{dz} e^{ikz} \right) = \frac{\hbar k}{m} = v \quad (3.41)$$

ve giden küresel dalga için akı

$$j_r = \frac{\hbar}{m} \text{Im} \left\{ f^*(\theta) \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \right] \right\} = \frac{v}{r^2} |f(\theta)|^2 \quad (3.42)$$

yazılır. Böylece θ açısına bağımlı olarak diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN/d\Omega}{n\Phi} \quad (3.43)$$

dN , $d\Omega$ birim zamanında gözlemlenen olay sayısı, n ışın demeti tarafından kapsanan hedeften saçılma sayısı, Φ olay akısıdır. Katı açı $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$, θ ve $\theta + d\theta$ yönünde tanımlanan koniler arasına yerleşmiştir (θ ve ϕ için $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$), bakınız Şekil 3.6. $d\sigma/d\Omega$ alan cinsindedir ve

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{j_r r^2}{j_i} \quad (3.44)$$

ile elde edilir. Denklemler 3.41 ve 3.42 kullanılarak

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (3.45)$$

ifadesine ulaşılır ve dolayısıyla açısal dağılımın belirlenmesi saçılma genliğine $f(\theta)$ bağlı hale gelmiştir. Buradan toplam tesir kesiti

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = 2\pi \int_{-1}^{+1} |f(\theta)|^2 d(\cos(\theta)) \quad (3.46)$$

şeklinde elde edilir. $V(r)$ potansiyeli tarafından idare edilen etkileşimler ele alındığında Schrödinger denkleminin çözümleri

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(r)] \Psi = 0 \quad (3.47)$$

radyal ve açısai kısımlara ayrılarak

$$\Psi = \sum_{l,m} a_{lm} \frac{u_l(r)}{r} Y_l^m(\theta, \phi) \quad (3.48)$$

şeklinde yazılabilir (Bertulani, 2013). $u_l(r)$ radyal denkleme tabi olur

$$\frac{d^2 u_l}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E - V(r) - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m r^2} \right] u_l = 0 \quad (3.49)$$

sınır şartı $u_l=0$ dır. Eksen simetrisinden dolayı Denklem 3.48'in ϕ bağımlılığı kaldırılabilir ve

$$\Psi = \sum_l a_l P_l(\cos\theta) \frac{u_l(r)}{kr} \quad (3.50)$$

şeklinde yazılır ve burada $k=\sqrt{2mE}/\hbar$ dir. Eğer $V(r)$ küresel simetrik ise, açısai momentum hareketin bir sabitidir ve açısai momentumun farklı değerlerindeki durumlar saçılmadan bağımsız bir şekilde katkıda bulunurlar. Bu yüzden Legendre polinomları cinsinden genişleyen (expansion) düzlem bir dalga yazmak daha yararlı olur

$$e^{ikz} = e^{ikr\cos\theta} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l j_l(kr) P_l(\cos\theta) \quad (3.51)$$

burada $j_l(x)$ Bessel fonksiyonları ve $P_l(\cos\theta)$ Legendre polinomlarıdır. Denklem 3.51 Denklem 3.50 tipindedir dolayısıyla düzlem dalga $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ her birinin yörünge açısai momentumu $\sqrt{l(l+1)}\hbar$ olan kısmi dalgaların toplamı olarak anlaşılabilir. $j_l(kr)P_l(\cos\theta)$ terimleri l kısmi dalganın radyal ve açısai bağımlılığını tanımlar ve her bir terimin katkısı genlik $(2l+1)$ ve faz faktörü i^l tarafından verilir. Merkezden uzak mesafelerde küresel Bessel fonksiyonları basit bir ifadeye indirgenir ve

$$j_l(kr) \sim \frac{\sin(kr - \frac{l\pi}{2})}{kr} = \frac{e^{i(kr-l\pi/2)} - e^{-i(kr-l\pi/2)}}{2ikr} \quad (3.52)$$

ile verilir. Denklem 3.52, 3.51'de kullanılarak

$$e^{ikr\cos\theta} \sim \frac{1}{2i} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l P_l(\cos\theta) \left[\frac{e^{i(kr-l\pi/2)} - e^{-i(kr-l\pi/2)}}{kr} \right] \quad (3.53)$$

düzlem dalganın asimptotik formu elde edilir. Denklem 3.53'te kare parentez içerisindeki ilk ifade dışa doğru olan (giden) küresel dalgaya karşılık gelir ikinci ifade ise içeri giren (gelen) küresel dalgayı temsil eder. Bu yüzden merkezden uzak bir noktada Denklem 3.53'teki her bir kısmi dalga iki küresel dalganın

süperpozisyonudur. $\Psi_i=e^{ikr\cos\theta}$ dalga fonksiyonu için toplam radyal akı kaybolur çünkü bölgeye giren ve çıkan parçacıkların sayısı eşittir. Şimdi Denklem 3.50'deki Ψ 'yi $V(r)$ potansiyeli tarafından oluşturulan saçılma probleminin bir çözümü olarak düşünelim. Ψ 'nin asimptotik formu, potansiyelin varlığının, düzlem dalgasının giden kısmında bir pertürbasyona neden olduğu gözlemlenirse elde edilebilir ve böyle bir pertürbasyon üniter bir modül fonksiyonu ($S_l(k)$) ile temsil edilebilir (Bertulani, 2013). Denklem 3.53'ten

$$\Psi \sim \frac{1}{2i} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l P_l(\cos\theta) \frac{S_l(k) e^{i(kr-l\pi/2)} - e^{-i(kr-l\pi/2)}}{kr} \quad (3.54)$$

burada *S-matrix* fonksiyonu $S_l(k)$

$$S_l(k) = e^{2i\delta_l} \quad (3.55)$$

ile verilir. $S_l(k)$ 'nin birimsel büyüklüğü, olasılık akısı için aynı değerini korur ve potansiyelin varlığının elastik kanala (k) parçacık eklemesine veya kaldırmasına imkan vermez. 3.50 ve 3.54 denklemlerinin kıyaslanması ile a_l ve $u_l(r)$ 'nin asimptotik formu için

$$a_l = i^l (2l+1) e^{i\delta_l} \quad (3.56)$$

$$u_l(r) \sim \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l\right) \quad (3.57)$$

şeklinde ifadeler elde edilir. $u_l(r)$ serbest bir parçacığın radyal fonksiyonunun asimptotik formundan, δ_l faz kaymalarının varlığından ötürü farklıdır. Faz kayması ise saçılmaya neden olan potansiyelin varlığından dolayı ortaya çıkmaktadır. Saçılma problemi ise verilen bir $V(r)$ potansiyel için bu faz kaymalarının belirlenmesi ile çözülür. Denklemler 3.53 ve 3.54'ün, 3.40'ta kullanılması

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin\delta_l P_l(\cos\theta) \quad (3.58)$$

ve diferansiyel tesir kesiti (3.45) faz kayması δ_l bilgisi ile elde edilir. Faz kayması Denklem 3.49'dan elde edilir. Bu halde toplam tesir kesiti Denklem 3.46'nın integrali ile

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) \sin^2\delta_l \quad (3.59)$$

şeklinde elde edilir. Denklemler 3.58 ve 3.59 arasında önemli bir ilişki vardır.

$$\text{Im}f(0) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad (3.60)$$

ve bu sonuç Denklem 3.59 ile kıyaslandığında

$$\sigma = \frac{4\pi}{k} \text{Im}f(0) \quad (3.61)$$

sonucu elde edilir. Bu optik teorem olarak bilinir ve bu toplam tesir kesitini saçılma genliği sıfır açıda bağlantılı hale getirir. Optik teorem elastik saçılma ile sınırlı değildir, ayrıca inelastik süreçler için de geçerlidir (Bertulani, 2013).

3.3.2 Saçılma ve reaksiyon tesir kesiti

Bir nükleer reaksiyon sonucu çıkış kanallarının çeşitli olması durumdan daha önce bahsetmiştik. Elastik saçılma (elastik kanal) bunlardan biri iken, inelastik ve diğer tüm kanallar reaksiyon kanalı adı altında toplanırlar. Belirli bir reaksiyon kanalında oluşan bir nükleer reaksiyon Denklem 3.54'ün giden kısmının modifikasyonunu gerektirir. Artık sadece gerçek bir faz faktörü tarafından değil aynı zamanda S_l saçılma matrisinin büyüklüğünün sanal bir kısmından da elastik kanalda parçacık kaybı olacağı görülür. Elastik tesir kesitini hesaplamak için Denklem 3.40 ile verilen Ψ 'yi, Denklemler 3.53 ve 3.54'ü kullanarak

$$f(\theta) = \frac{1}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i(1 - S_l) P_l(\cos\theta) \quad (3.62)$$

gibi elde ederiz ve diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 = \frac{1}{4k^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i(1 - S_l) P_l(\cos\theta) \right|^2 \quad (3.63)$$

halini alır. Toplam saçılma tesir kesiti Legendre polinomlarının diklik özelliğini kullanarak hesaplanır

$$\sigma_e = \pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |1 - S_l|^2 \quad (3.64)$$

burada $\lambda/2\pi = 1/k$ dir. Reaksiyon tesir kesitini hesaplamak için ilk olarak elastik kanaldan kaybolan parçacık sayısını hesaplamak gerekir, Denklem 3.54'ün toplam dalga fonksiyonu

$$j_r = \frac{i\hbar}{2m} \int \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial r} - \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial r} \right) r^2 d\Omega \quad (3.65)$$

negatif işaret gelen akıya karşılık gelen emilimi temsil etmektedir. Tesir kesiti, j_r ile düzlem dalga için olasılık akısı $j_i = \hbar k/m$ 'nin oranı olacaktır. Buradan

$$\sigma_r = \pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1 - |S_l|^2) \quad (3.66)$$

yazılabilir. Denklemler 3.62, 3.64 ve 3.66'dan toplam tesir kesitinin $\sigma_t = \sigma_e + \sigma_r$ olduğu görülebilir ve sıfır saçılma açısındaki saçılma genliğine, Denklem 3.61 vasıtasıyla bağlıdır. Bu göstermektedir ki optik teorem elastik kanaldan farklı olan reaksiyon kanallarının varlığında da geçerlidir. Denklemler 3.64 ve 3.66'yı inceleyelim; $|S_l|=1$ olduğunda reaksiyon tesir kesiti sıfırdır bu sade bir saçılma durumuna karşılık gelir. Bunun tersinde sade bir soğurma yani elastik saçılmanın olmadığı durumda σ_e yok olur bu σ_r 'nin yok olması manasına gelir ki bu olamaz. Genel olarak, iki kesitin birlikte var olduğu S_l 'nin izinli değerlerinin olduğu bir bölge vardır. $S_l=0$ için σ_r maksimum olur bu toplam soğurmaya karşılık gelir. Soğurma potansiyelinin $R \gg \lambda/2\pi$ yarıçapında bir çekirdek yüzeyi ile sınırlandırıldığını farz edelim böylece R yarıçapından daha küçük etki parametresine sahip tüm parçacıklar soğurulmuş olur. Bir başka deyişle bu $l \leq R/(\lambda/2\pi)$ durumları için tüm parçacıkların soğurulması demektir. Bu durumda

$$\sigma_r = \pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \sum_{l=0}^{R/\lambda/2\pi} (2l+1) = \pi(R + \lambda/2\pi)^2 \quad (3.67)$$

Fakat daha öncede belirttiğimiz üzere saçılmanın varlığı zorunludur. $S_l=0$ için saçılma tesir kesiti reaksiyon tesir kesiti ile aynıdır ve

$$\sigma = \sigma_r + \sigma_e = \pi(R + \lambda/2\pi)^2 + \pi(R + \lambda/2\pi)^2 = 2\pi(R + \lambda/2\pi)^2 \quad (3.68)$$

bu geometrik tesir kesitinin iki katı anlamına gelir (Bertulani, 2013). Toplam nükleer füzyon tesir kesiti

$$\sigma(E) = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_l(E) \quad (3.69)$$

şeklinde yazılabilir. Kısmi dalga tesir kesiti ise

$$\sigma_l(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} (2l+1) T_l(E) \quad (3.70)$$

burada μ , E ve $T_l(E)$ sırasıyla mermi ve hedef çekirdeğin indirgenmiş kütlesi, gelen parçacığın kinetik enerjisi, kuantum mekaniksel geçme olasılığıdır (Balantekin ve

Takigawa, 1998). Geçiş katsayısı ile ilgili ifade Denklem 3.38'de verilmişti. O halde füzyon tesir kesitinin son hali

$$\sigma(E) \equiv \frac{1}{E} e^{-2\pi\eta} S(E) \quad (3.71)$$

gibidir ve burada $S(E)$ astrofiziksel S-faktör olarak bilinir (Clayton, 1983; Arnett, 1996; Thompson ve Nunes, 2009; Bertulani, 2013; Iliadis, 2015).

3.3.3 Reaksiyon hızı

Denklem 3.71 ile verilen bağıntıda $S(E)$ hem tesir kesitinin hemde Gamow faktörün $1/E$ enerji bağımlılıklarını ortadan kaldırır. S-faktör

$$S(E) = E\sigma(E)e^{2\pi\eta} \quad (3.72)$$

şeklinde yeniden düzenlenebilir yani tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanması ile astrofiziksel S-faktör de hesaplanabilir. S-faktör verileri enerjiyle daha düzgün değişen bir yapıda olduğu için düşük enerjilerdeki ekstrapolasyonu daha kolaydır. Aynı zamanda bu ifade

$$S(E) = \sigma(E)E \exp\left(\sqrt{\frac{E_g}{E}}\right) \quad (3.73)$$

şeklinde de yazılabilir. Burada $E_g = 0.9864 MeV \left(\frac{\mu}{m_p}(Z_1 Z_2)^2\right)$ ile verilir ve Gamow enerjisi olarak adlandırılır. μ ve m_p sırasıyla sistemin indirgenmiş kütlesi ve protonun kütlesidir. Denklem 3.71 ve 3.73 birim zamanda ve birim hacimdeki reaksiyon sayısı olarak tanımlanan reaksiyon hızlarının tahmininde önemli rol oynar. Bölüm 2'de bahsi geçen reaksiyonların relativistik ve dejenere olmayan durumlarda gerçekleştiği yönünde bir genelleme yapılabilir. Bu halde parçacıkların Maxwell-Boltzmann hız dağılımları

$$d^3 N_1 = N_1 \left(\frac{m_1}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-m_1 v_1/2kT} d^3 v_1 \quad (3.74)$$

şeklinde olur ve burada $d^3 v_1$ hız uzayında diferansiyel hacim elemanı, k Boltzmann sabiti ve T sıcaklığı ifade eder ve $d^3 N_2$ içinde bu ifade aynıdır. Parçacıkların hızları ve kinetik enerjileri arasındaki ifadeden ($E = \mu v^2/2$, $dE/dv = \mu v$) faydalanılarak

$$N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle = \int \int \sigma(E) v(E) d^3 N_1 d^3 N_2 \quad (3.75)$$

yazılabilir. N_i birim hacimde etkileşen parçacık sayısı olarak kabul edilebilir.

$$N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle = N_1 N_2 \int \int \sigma v \left[\frac{\sqrt{m_1 m_2}}{2\pi kT} \right]^3 e^{-\phi} d^3 v_1 d^3 v_2 \quad (3.76)$$

burada $\phi = (m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2)/2kT$ şeklindedir bu kütle merkezi cinsinden

$$\phi = \frac{MV^2 + \mu v^2}{2kT} \quad (3.77)$$

şeklinde yazılır. Böylece

$$\langle \sigma v \rangle = \int v \sigma(v) \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\mu v^2/2kT} d^3 v \quad (3.78)$$

sonucuna ulaşılır. $E = \mu v^2/2$ ve Denklemler 3.71, 3.72 ve 3.73 kullanılarak

$$\langle \sigma v \rangle = \sqrt{8/\pi\mu} (kT)^{-3/2} \int S(E) e^{-E/kT - b/\sqrt{E}} dE \quad (3.79)$$

elde edilir, burada $b=31.28Z_1 Z_2 A^{1/2}$ keV^{1/2} dir, bu eşitlik Gamow parametresi ile

$$2\pi\eta = \frac{b}{\sqrt{E}} \quad (3.80)$$

şeklinde bir ilişkiye sahiptir, bu sonuç ise Denklem 3.73 ile bağlantılıdır. (Arnett, 1996). Görüldüğü üzere tesir kesiti, astrofiziksel S-faktör ve reaksiyon hız bağlantıları arasında doğrudan bir bağlantı mevcuttur. Denklem 3.79 ile deneysel veya teorik olarak elde edilen astrofiziksel S-faktör verileri ile herhangi bir reaksiyon için reaksiyon hızı tahmin edilebilir ve bu eşitlik rezonans olmayan durumlar için geçerlidir.

3.3.4 Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) metodu

Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) yöntemi genellikle zamandan bağımsız Schrödinger denkleminin çözümlerini yaklaşık olarak elde etmekte kullanılan bir yöntemdir. Eğer V potansiyeli yavaş değişen bir potansiyel ise

$$\varphi(x) = A e^{ikx} = A e^{ipx/\hbar} \quad (3.81)$$

dalga fonksiyonu serbest parçacık durumuna yaklaşır. Bu durumda

$$\varphi(x) = A e^{iS(x)/\hbar} \quad (3.82)$$

tipinde çözümleri araştıracağız. Bu dalga denklemini Schrödinger dalga denkleminde yerine koyarak

$$-i\hbar \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial S}{\partial x} \right)^2 = p^2(x)$$

$$p^2 \equiv 2m[E - V(x)] \quad (3.83)$$

elde edilir. Denklem 3.82'yi klasik alana yaklaştırıyorsak $\hbar \rightarrow 0$ için doğrusal olmayan Denklem 3.83'ün çözümleri araştırılmalıdır. \hbar 'ın kuvvetleri olacak şekilde $S(x)$ 'in açılımı yapılır:

$$S(x) = S_0(x) + \hbar S_1(x) + \frac{\hbar^2}{2} S_2(x) + \dots \quad (3.84)$$

bu Denklem 3.83'de yerine yazılır:

$$0 = \left[\left(\frac{\partial S_0}{\partial x} \right)^2 - p^2 \right] + 2\hbar \left(\frac{\partial S_0}{\partial x} \frac{\partial S_1}{\partial x} - \frac{i}{2} \frac{\partial^2 S_0}{\partial x^2} \right)$$

$$+ \hbar^2 \left[\frac{\partial S_0}{\partial x} \frac{\partial S_2}{\partial x} + \left(\frac{\partial S_1}{\partial x} \right)^2 - i \frac{\partial^2 S_1}{\partial x^2} \right] + O(\hbar^3) \quad (3.85)$$

Bu denklem \hbar 'ın küçük ama keyfi değerlerini sağladığı için \hbar 'ın herbir kuvvetinin katsayısı ayrı ayrı yok olmalıdır (Liboff, 1980). Bu bağlamda S_n dizisi için

$$\left(\frac{\partial S_0}{\partial x} \right)^2 = p^2$$

$$\frac{\partial S_0}{\partial x} \frac{\partial S_1}{\partial x} = \frac{i}{2} \frac{\partial^2 S_0}{\partial x^2}$$

$$\frac{\partial S_0}{\partial x} \frac{\partial S_2}{\partial x} + \left(\frac{\partial S_1}{\partial x} \right)^2 - i \frac{\partial^2 S_1}{\partial x^2} = 0$$

$$\dots$$

$$\dots \quad (3.86)$$

gibi bir denklem serisine ihtiyacımız vardır. Bu denklemlerin ilkinin integrali alındığında

$$S_0(x) = \pm \int_{x_0}^x p(x) dx \quad (3.87)$$

sonucuna ulaşılır. $k = p/\hbar$ dalgasayısı cinsinden

$$\frac{S_0}{\hbar} = \pm \int_{x_0}^x k(x) dx \quad (3.88)$$

şeklinde yazılır. Bu sonuç Denklem 3.86'daki ikinci eşitlikte yerine koyar ve integralini alırsak

$$S_1 = \frac{i}{2} \ln \left(\frac{\partial S_0}{\partial x} \right) = \frac{i}{2} \ln \hbar k \quad (3.89)$$

elde edilir veya buna denk olarak

$$\exp(iS_1) = \frac{1}{\hbar^{1/2} k^{1/2}} \quad (3.90)$$

yazılabilir. Denklemler 3.89 ve 3.90 Denklem 3.86'daki üçüncü eşitlikteki yerine koyarak integrali alınır

$$S_2 = \frac{1}{2} \frac{m(\partial V/\partial x)}{p^3} - \frac{1}{4} \int \frac{m^2(\partial V/\partial x)^2}{p^5} dx \quad (3.91)$$

sonucuna ulaşılır. S_1 , S_0 'in türevinin logaritmasıdır, genelde S_1 , S_0 ile karşılaştırıldığında ihmal edilemez, her iki terimde Denklem 3.84'te bulunmalıdır. Ancak S_2 'nin $|d\lambda/\lambda| = |(mh/p^3)(dV/dx)| \ll 1$ ile kıyaslanması klasik bölgenin yakınında $\hbar S_2/2$ 'nin ikinci dereceden teriminin küçük φ fazına katkısının bire kıyasla az olduğunu gösterir. $S(x)$ 'e yüksek dereceden katılarda benzer şekilde küçüktür. Böylece, klasik alanın yakınında olduğunu söylemek tutarlıdır, Denklem 3.84'teki ilk iki terim tarafından φ iyi bir şekilde tanımlanır. Sonuçları Denklem 3.82'de yerine koyarak

$$\varphi(x) = \frac{A}{k^{1/2}} \exp \left(i \int k dx \right) + \frac{B}{k^{1/2}} \exp \left(-i \int k dx \right) \quad (3.92)$$

sonucuna ulaşırız (Liboff, 1980). Bu k 'nın reel olduğu ($E > V(x)$) klasik olarak izinli bölgedeki WKB dalga fonksiyonudur. Klasik olarak ($E < V(x)$) yasak olan bölgede dalga sayısı k tamamen sanaldır ve WKB çözümü Denklem 3.92 ile benzerdir. $k = i\gamma$ şeklinde dönüşüm yapılarak

$$\varphi = \frac{\bar{A}}{\gamma^{1/2}} \exp \left(- \int \gamma dx \right) + \frac{\bar{B}}{\gamma^{1/2}} \exp \left(\int \gamma dx \right) \quad (3.93)$$

sonucuna ulaşılır ve bu halde $\gamma^2 = (2m/\hbar^2)(V(x) - E)$ olur (Brink, 1985).

3.3.5 WKB metodu ile tesir kesitlerinin elde edilmesi

Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) metodu füzyon tesir kesitleri, alfa bozunma ve yakalama reaksiyonları gibi nükleer reaksiyonların incelenmesinde oldukça geniş bir kullanım alanı olan yarı-klasik bir yöntemdir (Haider vd., 1993; Denisov ve Pilipenko, 2010;). Tepkimeye giren çekirdekler arasındaki etkin potansiyel,

$$V_{etk}(r) = V_N(r) + V_C(r) + V_L(r) \quad (3.94)$$

şeklinde tanımlanır, burada sırasıyla $V_N(r)$, $V_C(r)$ and $V_L(r)$ nükleer, Coulomb and merkezci potansiyeldir. Coulomb potansiyeli

$$V_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}, \quad r \geq R_c \quad (3.95)$$

$$= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\right) \quad r < R_c \quad (3.96)$$

ile verilir ve burada Z_i çekirdeklerin yükü, R_c ise Coulomb yarıçapıdır ve genellikle $R_c = 1.2(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ ile verilir. Etkin potansiyelin merkezci kısmı ise

$$V_L(r, l) = \frac{\hbar^2 (l + 1/2)^2}{2\mu r^2} \quad (3.97)$$

şeklinde, burada μ etkileşen çekirdeklerin indirgenmiş kütesidir l açısai momentum kuantum sayısı ve $l=0$ durumundaki belirsizliği ortadan kaldırmak için $l(l+1) \rightarrow (l+1/2)^2$ Langer modifikasyonu yapılmıştır (Langer, 1937). Etkin potansiyelin tanımlanması ile beraber geçiş katsayısı (transmission coefficient)

$$T_l(E) = 4 \left(2\theta + \frac{1}{2\theta}\right)^{-2} \quad (3.98)$$

şeklinde tanımlanabilir ve burada θ

$$\theta = \exp \left[\int_{r_1}^{r_2} \kappa(r) dr \right], \quad \kappa^2(r) = \frac{2\mu}{\hbar^2} [V_{eff} - E] > 0 \quad (3.99)$$

sırasıyla r_1 and r_2 iç ve dış dönüm noktaları olarak tanımlanır ve tesir kesitlerinin üretilmesinde oldukça önemlidir. Tesir kesiti ise

$$\sigma_f(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l + 1) T_l(E) \quad (3.100)$$

ile verilir burada $k^2 = \frac{2\mu E}{\hbar^2}$ ve E kütle merkezi enerjisidir (Haider vd., 1993). Tesir kesitinden S-faktöre geçiş ise Denklem 3.73 ile sağlanır.

3.3.6 Alfa bozunumu için bozunum genişlik enerjisi ve yarılanma süresi

Denklem 3.94 ile tanımlı olan etkin potansiyelin varlığı üzerinden devam edelim. Belirli bir bozunum enerji için (Q_a), $V_{etk} = Q_a$ eşitliğinin kökleri dönüm noktalarını (r_1 , r_2 , ve r_3) verir. Bohr-Sommerfeld kuantumlanma koşulu ile

$$\int_{r_1}^{r_2} dr \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} [Q_a - V_{etk}(r)]} = (2n + 1) \frac{\pi}{2} = (G - L + 1) \frac{\pi}{2} \quad (3.101)$$

yazılır, burada r_1 ve r_2 iç dönüm noktaları, n α ve kız çekirdek sisteminin etkileşimini tanımlayan dalga fonksiyonunun radyal düğüm sayısı, G global kuantum numarasıdır ve Wildermuth kuralı ile

$$G = 2n + L = \sum_{i=1}^4 (2n_i + l_i) = \sum_{i=1}^4 g_i \quad (3.102)$$

belirlenir (Buck vd., 1996b). g_i α -kümesindeki nükleonların osilatör kuantum sayılarıdır. Uyarılmış bir durum için α -bozunum enerjisi $Q_i^* = E_j^* + Q_0$ ile değiştirilerek kullanılır. E_j J değerindeki uyarılmış durumu temsil eder (Soylu vd., 2018). α -salınım genişliği Γ_a

$$\Gamma_a = \frac{(\hbar/4\mu) \exp[-2 \int_{r_2}^{r_3} dr k(r)]}{\int_{r_1}^{r_2} dr [2/K(r)]} \quad (3.103)$$

ile verilir, burada r_3 dış dönüm noktasıdır ve dalga sayıları

$$k(r), K(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} |Q - V(r)|} \quad (3.104)$$

ile ifade edilir. α -bozunum yarılanma süresinde bozunum genişliği ile ve ilişkilidir

$$T_{1/2} = \frac{\hbar \ln 2}{\Gamma_a} \quad (3.105)$$

ile verilir (Buck vd., 1996b; Denisov ve Khudenko, 2009).

3.3.7 Dönme bantlarının uyarılma enerjileri

Nükleer fizikte rezonant durumların tanımında bir boyuttaki Schrödinger denkleminin dış dalga çözümleri olan Gamow fonksiyonları kullanılır. Gamow fonksiyonları

$$u''(r) + \left[k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} - v(r) \right] u(r) = 0 \quad (3.106)$$

radyal denklemini sağlar ve bu denklem sınır şartları

$$u(0) = 0$$

$$u(RM)O_l'(k \times RM) - u'(RM)O_l(k \times RM) \quad (3.107)$$

ile verilir. Burada RM nükleer potansiyel eriminin ötesinde bir uzaklıktır, üstel $(')$ ifade radyal uzaklık r cinsinden türevi ifade eder ve μ etkileşen parçacıkların indirgenmiş kütesidir. E kütle merkezi sisteminde kompleks enerjiyi temsil ettiği durumda, k dalga sayısına karşılık gelir ve $k = cE$ ile verilir ve burada $c = 2\mu/\hbar^2$ dir. l yörüngesel açısal momentumun kuantum numarasıdır. Potansiyel $V(r)=v(r)/c$, uzun-erimli Coulomb potansiyeli $V_C(r)$ ve sonlu bir b mesafesi içinde sıfır olmayan değerlere sahip olan $V_N(r)$ kısa-erimli nükleer potansiyel olmak üzere

$$\begin{aligned} V(r) &= V_C(r) + V_N(r), & r < R_c \\ &= V_C(r), & r \geq R_c \end{aligned} \quad (3.108)$$

ile verilir. $r \geq b$ olduğunda v 'nin sadece Coulomb terimi geçerlidir ve Denklem 3.106 Coulomb fonksiyonlarının diferansiyel denkleminde dönüştürülebilir. Dışa doğru olan Coulomb dalgasını $O_l(k.r)$ ile temsil edelim. Bu terim düzenli F_l ve düzensiz G_l Coulomb fonksiyonlarından oluşur ve

$$O_l = G_l + iF_l \quad (3.109)$$

şeklinde yazılır ve asimptotik bir davranış sergiler ve

$$O_l(x) \sim \exp \left[i \left(x - \eta \ln 2x - l \frac{\pi}{2} + \sigma_l \right) \right] \quad (3.110)$$

ile ifade edilir. Burada σ_l Coulomb faz kaymasıdır ve η Sommerfeld parametresidir (Vertse vd., 1982). Denklem 3.107 ile verilen sınır koşulları, saçılım fonksiyonu $S_l(k)$ 'nin kutupları olan ayrı k_n değerleri için aynı anda yerine getirilebilir. Bilindiği gibi gerçek bir potansiyel durumunda S_l , ya pozitif sanal k -ekseni üzerinde veya kompleks k -düzleminin alt yarısında uzanır. İlk durum $k_n=i\kappa_n$, $\kappa_n > 0$ üssel olarak azalan asimptotiklere bağlı durumları temsil eder, ikinci durum $k_n=\kappa_n-i\gamma_n$ eğer $\kappa_n > \gamma_n > 0$ olursa fiziksel rezonanslara karşılık gelir. Verilen son değer Denklem 3.110'da yerine konulduğunda Gamow fonksiyonunun karakteristik kuyruk davranışı örneğin üssel olarak büyüyen genlik salınımları

$$e^{\gamma_n \cdot r} e^{i\kappa_n \cdot r} \quad (3.111)$$

gözlenir. Bu kuyruktan dolayı, Gamow fonksiyonları normalizasyon için

$$N^2 = \lim_{-\varepsilon \rightarrow +0} \int_0^{\infty} e^{\varepsilon r^2} u^2(r) dr \quad (3.112)$$

gibi özel bir prosedüre ihtiyaç duyar (Vertse vd., 1982). Vertse vd. (1982), tarafından geliştirilen GAMOW kodu, fiziksel rezonansların enerjisini (veya potansiyel kuvveti) ve dalga fonksiyonunu hesaplamak için tasarlanmıştır, bunun yanında bağlı durum hesaplamaları için de kullanılmaktadır. Denklem 3.107 ile verilen sınır şartlarını sağlayan iç ve dış dalga çözümleri Fox-Goodwin metodu ile üretilir. Bunların logaritmik türevlerinin eşleştirilmesi ile dalga fonksiyonları ve enerji değerleri elde edilir. Schrödinger denkleminin etkileşme potansiyeli çözümleri ile enerjiler toplamı ve

$$E_{toplam} = E + \Gamma/2i \quad (3.113)$$

enerji özdeğeri elde edilir. Uyarılmış durumun bant enerjisi reel kısım ile rezonans genişliği ise sanal kısım ile verilir (Vertse vd., 1982; Soylu vd., 2016).

3.3.8 Çiftlenmiş kanallar modeli

Füzyon tesir kesitlerinin hesaplanmasında kullanılan bir diğer yöntem çiftlenmiş kanallar metodudur (Balantekin ve Takigawa, 1998; Hagino vd., 1999; Thompson ve Nunes, 2009; Singh ve Kharab, 2013). Z_p yüküne sahip bir merminin Z_t yüküne sahip bir hedefe gönderildiğini ele alarak yola çıkalım. Hedef ve merminin görelî hareketleri arasındaki çiftlenmenin etkileri ve iç yapı

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{L(L+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V_N^{(0)}(r) + \frac{Z_p Z_t e^2}{r} + \varepsilon_n - E_{c.m.} \right] \Psi_n(r) + \sum_m V_{nm}(r) \Psi_m(r) = 0 \quad (3.114)$$

şeklinde verilen ikinci dereceden diferansiyel denklemlerin çözümünü içeren çiftlenmiş kanallar metodu ile incelenebilir. Burada r füzyona giren çekirdeklerin görelî hareketleri için radyal koordinattır ve μ indirgenmiş kütedir. $E_{c.m.}$ ve ε_n sırasıyla kütle-merkezi cinsinden bombardıman enerjisi ve n . kanalın uyarılma enerjisidir. Çiftlenmiş Hamiltonyenin matris elemanları V_{nm} ile verilmiştir. İki ağır iyonun saçılması için indirgenmiş kütle büyüktür ve eğer toplam açısâl momentum

çok büyük değilse çeşitli kanallar için merkezci bariyerdeki farkın küçük olduğu yerde bariyer büyük bir yarıçapta oluşur. İyi bir yaklaşım ile, sonuçların hiçbirini etkilemeksizin, her kanaldaki görelî hareketin açısal momentumunu toplam açısal momentum J ile değiştirebilir, böylece çiftlenmiş kanallar denklemleri

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V_N^{(0)}(r) + \frac{Z_p Z_t e^2}{r} + \varepsilon_n - E_{c.m.} \right] \Psi_n(r) + \sum_m V_{nm}(r) \Psi_m(r) = 0 \quad (3.115)$$

halini alır (Hagino vd., 1999; Singh ve Kharab, 2013). Bu çiftlenmiş kanal denklemlerinin sayısını bir hayli azaltan no-Coriolis veya isocentrifugal yaklaşım olarak adlandırılır (Singh ve Kharab, 2013). Bu yaklaşımda z -ekseni mermi ve hedefin \vec{r} doğrultusunda seçilmiştir böylece $\theta=0$ ve küresel harmonikler $Y_{\lambda\mu}^*(\hat{r}) = \sqrt{\frac{2\lambda+1}{4\pi}} \delta_{\mu,0}$ olur. Bu her bir çekirdeğin uyarılmış durumlarının temel durumlarında olduğu gibi z -ekseni üzerinde döndüğü spin izdüşümüne sahip olacağı anlamına gelir. Bu yaklaşımla, çözülecek çiftlenmiş denklemlerin sayıları önemli ölçüde azaltılır. Genellikle çiftlenmiş kanal denklemlerin çözümü orjinde düzenli bir sınır şartı gerektirir ve giriş kanallarındaki gelen dalganın asimptotik formuna ve tüm kanalların giden dalgaların eşleştirilmesi ile çözülür. Normal hesaplamalarda sanal potansiyel küçük mesafelerde kaybolan akıyı hesaba katmak için kullanılır. Sanal potansiyel çiftlenmeyi bastırdığından bariyer penetrasyonu üzerinde çiftlenmiş kanal etkilerini incelemek için uygun değildir. Hagino vd. (1999), tarafından geliştirilmiş CCFULL kodu çiftlenmiş kanal denklemlerini $r=r_{min}$ 'de yalnızca gelen dalgaların bulunduğu sınır koşullarını koyarak çözer, giriş kanalı ($n=0$) hariç tüm kanallar için sonsuzda sadece giden dalgalar vardır. Bu gelen dalga sınır koşulu olarak adlandırılır (IWBC). Bu Coulomb bariyerinin içerisindeki güçlü soğrulmaların olduğu ağır-iyon reaksiyonları için geçerlidir. Sınır koşullarının belirlenmesi ile

$$\Psi_n(r) \rightarrow T_n \exp \left(-i \int_{r_{min}}^r k_n(r') dr' \right) \quad r \leq r_{min} \quad (3.116)$$

$$\rightarrow H_J^{(-)}(k_n r) \delta_{n,0} + R_n H_J^{(+)}(k_n r) \quad r > r_{max} \quad (3.117)$$

burada $k_n(r)$ n . kanal için dalga sayısıdır ve

$$k_n(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} \left[E - \varepsilon_n - \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mu r^2} - V_N(r) - \frac{Z_p Z_t e^2}{r} - V_{nn}(r) \right]} \quad (3.118)$$

ile verilir. $H_J^{(-)}$ ve $H_J^{(+)}$ sırasıyla gelen ve giden Coulomb fonksiyonlarıdır (Hagino vd., 1999). Denklem 3.117 ile verilen sınır şartları için $r=r_{min}+h$ 'de dalga fonksiyonu Runge-Kutta yöntemi ile belirlenir daha sonra $r=r_{min}+h$ 'dan $r=r_{max}$ 'a çiftlenmiş kanallar denklemleri Numerov metodu ile çözülür. $r=r_{max}$ 'ta elde edilen m . kanalın dalga fonksiyonu ise

$$\chi_{nm}(r) = C_{nm}H_J^{(-)}(k_m r_{max}) + D_{nm}H_J^{(+)}(k_m r_{max}) \quad (3.119)$$

şeklinde verilir. Katsayılar C_{nm} ve D_{nm} dalga fonksiyonunun $r_{max}-h$ ve $r_{max}+h$ 'daki oranının eşleştirilmesi ile bulunur. Çiftlenmiş kanal denklemlerinin çözümü doğrusal olarak verildiğinden $\chi_{nm}(r)$ 'in kombinasyonları

$$\Psi_{nm}(r) = \sum_n T_n \chi_{nm}(r) \quad (3.120)$$

olur, $r=r_{max}$ 'ta

$$\Psi_{nm}(r_{max}) = \sum_n T_n (C_{nm}H_J^-(k_m r_{max}) + D_{nm}H_J^+(k_m r_{max})) \quad (3.121)$$

elde edilir. Denklemler 3.117 ve 3.121 kıyaslandığında

$$\sum_n T_n C_{nm} = \delta_{m,0} \quad (3.122)$$

bulunur ve böylece $T_n = (C^{-1})_{n,0}$ olur. Muhtemel durumların üzerinden toplam alınır

$$P_J(E) = \sum_n \frac{k_n(r_{min})}{k_0} |T_n|^2 \quad (3.123)$$

geçirgenlik k_0 giriş kanalı dalga sayısı olmak üzere yazılır. Geçirgenlik katsayısının belirlenmesi ile tesir kesiti

$$\sigma_f(E) = \sum_J \sigma_J(E) = \frac{\pi}{k_0^2} \sum_J (2J+1) P_J(E) \quad (3.124)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $P_J(E)$ açısal momentuma (J) karşılık gelen geçiş katsayısıdır (Hagino vd., 1999; Singh ve Kharab, 2013).

3.3.9 Hauser-Feshbach teorisi

Tesir kesitlerinin belirlenmesi nükleer reaksiyonların anlaşılması için önemlidir ve nükleer reaksiyonların rezonans durumlarında tesir kesiti genellikle Breit-Wigner formülleri ile tanımlanır ve

$$\sigma_{re,0} = (2l + 1) \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_{\lambda e} \Gamma_{\lambda r}}{(E - E_r)^2 + \Gamma_{\lambda}^2/4} \quad (3.125)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $\Gamma_{\lambda e}$ parçacık genişliği, $\Gamma_{\lambda r}$ reaksiyon genişliği, Γ_{λ} toplam genişlik ve E_r ise rezonans enerjisidir (Breit ve Wigner, 1936; Iliadis, 2015). Hauser-Feshbach formülü ise iyi ayrılmış (well-separated) Breit-Wigner rezonansları üzerinden enerji ortalamalarını temel alan bir yaklaşımdır. Bileşik çekirdekte artan uyarılma enerjisi ile birlikte, rezonanslar daha geniş olur ve birbirine daha yakın bulunurlar. Bu ifade için toplam açıl momentumun ve paritenin korunduğu (α, α') (giriş ve çıkış kanallarını temsil etmek üzere) gibi bir reaksiyondan yola çıkalım. Ortalama tesir kesiti J ve π 'nin katkılarının tamamı olacak şekilde

$$\langle \sigma_{er}(\alpha, \alpha') \rangle = \sum_{J\pi} \langle \sigma_{er}(\alpha, \alpha') \rangle^{J\pi} \quad (3.126)$$

gibi yazılır. Sonra, her bir terim α ve α' kanalları için $\langle \sigma_{er}(\alpha, \alpha') \rangle^{J\pi}$ terimi ile çarpılır

$$\langle \sigma_{er}(\alpha, \alpha') \rangle^{J\pi} = \sigma_{\alpha C}^{J\pi} \frac{G_{\alpha'}^{J\pi}}{\sum_{\alpha''} G_{\alpha''}^{J\pi}} \quad (3.127)$$

burada $G_{\alpha'}^{J\pi}$ belirli kanallardaki bozunma olasılığını temsil eder, paydadaki α'' terimin tüm kanallar üzerinden toplamı bileşik çekirdeğin bozunabileceği tüm kanallar üzerindedir ($\sum_{\alpha''} G_{\alpha''}^{J\pi} = 1$). Denklem 3.127'deki kesitin çarpanlara ayrılması, toplam açıl momentum ve parite korunumu gereksinimini karşılarken, bileşik çekirdeğin oluşum ve bozulmasının bağımsızlığını yansıtır. Karşılıklı teoremi uygulanarak

$$(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)k_{\alpha}^2 \langle \sigma_{er}(\alpha, \alpha') \rangle^{J\pi} = (2I_1' + 1)(2I_2' + 1)k_{\alpha'}^2 \langle \sigma_{er}(\alpha', \alpha) \rangle^{J\pi} \quad (3.128)$$

elde edilir ve Denklem 3.127

$$\frac{G_{\alpha'}^{J\pi}}{G_{\alpha}^{J\pi}} = \frac{(2I_1' + 1)(2I_2' + 1)k_{\alpha'}^2 \sigma_{\alpha' C}^{J\pi}}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)k_{\alpha}^2 \sigma_{\alpha C}^{J\pi}} \quad (3.129)$$

sonucunu verir. Burada I_1 ve I_2 α kanalındaki parçacıkların spinidir. α'' kanalı üzerinden tüm toplamlar ($\sum_{\alpha''} G_{\alpha''}^{J\pi} = 1$ için)

$$G_{\alpha'}^{J\pi} = \frac{(2I_1' + 1)(2I_2' + 1)k_{\alpha'}^2 \sigma_{\alpha' C}^{J\pi}}{(2I_1'' + 1)(2I_2'' + 1)k_{\alpha''}^2 \sigma_{\alpha'' C}^{J\pi}} \quad (3.130)$$

olur. Bileşik çekirdeğin oluşumu için

$$\sigma_{\alpha C} = \sum_{J\pi} \sigma_{\alpha C}^{J\pi} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \sum_l (2l + 1) \hat{T}_l(\alpha) \quad (3.131)$$

elde edilir. Tesir kesitinin üst üste gelen birçok rezonans üzerinden ortalandığından, geçiş katsayısının J 'ye bağımlı olmadığını kabul edebiliriz. Böylece

$$\sigma_{\alpha C} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \sum_l (2l + 1) \sum_{J=|l-s|}^{l+s} \sum_{s=|I_1-I_2|}^{I_1+I_2} \frac{2J + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)(2l + 1)} \hat{T}_l(\alpha) \quad (3.132)$$

yazılabilir ve burada $|I_1 - I_2| \leq s \leq I_1 + I_2$, l yörünge açısal momentum ve toplam açısal momentum $\vec{J} = \vec{s} + \vec{I}$ şeklindedir. Toplam ifadelerinin yeniden düzenlenmesi ile

$$\sigma_{\alpha C} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \sum_{J\pi} \frac{2J + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \sum_{s=|I_1-I_2|}^{I_1+I_2} \sum_{l=|J-s|}^{J+s} \hat{T}_l(\alpha) \quad (3.133)$$

halini alır. Denklemler 3.131 ve 3.133 yardımı ile

$$\sigma_{\alpha C}^{J\pi} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \frac{2J + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \sum_{sl} \hat{T}_l(\alpha) \quad (3.134)$$

olur ve Denklemler 3.126, 3.127, 3.130 ve 3.134 kullanılarak

$$\langle \sigma_{er}(\alpha, \alpha') \rangle = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \sum_{J\pi} \frac{2J + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \frac{\left[\sum_{sl} \hat{T}_l(\alpha) \right] \left[\sum_{s'l'} \hat{T}_{l'}(\alpha') \right]}{\sum_{\alpha''} \sum_{s''l''} \hat{T}_{l''}(\alpha'')} \quad (3.135)$$

elde edilir (Hauser ve Feshbach, 1952; Iliadis, 2015). Burada I_1 ve I_2 hedef ve mermimin spinleri ve $\hat{T}_l(\alpha)$ geçiş katsayısını temsil etmektedir. Hauser-Feshbach giriş ve çıkış kanallarından γ salınımı ve soğrulması için uygulanabilir bir teoridir (Cowan vd., 1991). Hauser-Feshbach teorisi üzerinden hesap yapan paket kodlar mevcuttur, bunlardan bir tanesi TALYS dir (Talys, 2018).

3.4 Nükleer Potansiyeller

Denklem 3.94 ile verilen etkin potansiyelin belirlenmesi bilinmeyen terim olan nükleer potansiyelin tanımlanması ile mümkün olmaktadır. Nükleer potansiyel Coulomb ve merkezci potansiyel gibi bilinen bir şekle sahip olmadığı için çekirdekler arasındaki etkileşimi tanımlamak maksadı ile farklı potansiyeller kullanılır. Bunlar Kare kuyu potansiyeli, Woods-Saxon potansiyeli, Cosh potansiyeli gibi fenomenolojik yaklaşımlar olacağı gibi çift katlı (double folding) potansiyel, alfa kümelenme çift katlı (alpha clustering double folding) potansiyeli, tek katlı (Single Folding) potansiyel şeklindeki mikroskobik yaklaşımlarda olabilir. Bu potansiyellerden bazıları reaksiyon gözlenirlerini elde etmek için kullanılmıştır.

Woods-Saxon potansiyeli: Fenomenolojik Woods-Saxon potansiyeli "düzgün bir şekilde sifıra yaklaşan potansiyel olarak" tanımlanmıştır ve nükleer etkileşimleri tanımlamada çok sık kullanılan bir potansiyeldir (Wood ve Saxon, 1954). Bu potansiyelin formu

$$V_N(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left[\frac{r-R}{a}\right]} \quad (3.136)$$

şeklinde olup V_0 (MeV) potansiye derinliği, R (fm) nükleer yarıçap ve a (fm) difüzyon parametresidir. Parametreler, deneysel verileri açıklayacak şekilde seçilebilir.

Modifiye Woods-Saxon potansiyeli: Şekli Woods-Saxon tarzında olan

$$V_N(r) = \frac{V_0}{[1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a}\right)]} \quad (3.137)$$

ve potansiyel parametrelerinin

$$R_0 = R_p + R_t - 1.37$$

$$R_i = 1.27A_i^{1/3}$$

$$V_0 = -44.16[1 - 0.40(I_p + I_t)](A_p^{1/3}A_t^{1/3}/A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$$

$$I_i = (N_i - Z_i)/A_i \quad (3.138)$$

ile verildiği nükleer potansiyeldir. Burada A_i , N_i ve Z_i sırasıyla etkileşime giren i . çekirdeğin kütle, nötron ve proton sayısıdır, R_i nükleer yarıçap, V_0 potansiyel derinliğidir ve difüzyon parametresi $a = 0.5 + 0.33I_t$ ile verilir (Singh ve Kharab, 2013; Saidi vd., 2015).

Cosh potansiyel: Hesaplamalarda kullanılan bir diğer fenomenolojik potansiyel

ise Cosh potansiyelidir ve

$$V_N(r) = -V_0 \frac{1 + \text{Cosh}(R/a)}{\text{Cosh}(r/a) + \text{Cosh}(R/a)} \quad (3.139)$$

ile ifade edilir. Sırasıyla V_0 , a ve R potansiyelin derinliği, difüzyon parametresi ve yarıçaptır. (Buck vd., 1994; Xu ve Ren; 2004)

Hibrit potansiyel: Nükleer etkileşmeleri tanımlamakta kullanılan bir diğer fenomenolojik potansiyel olan Hibrit potansiyel

$$V_N(r) = -V_0 \left(\frac{x}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} + \frac{1-x}{\left(1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right)^3} \right) \quad (3.140)$$

ile verilir. Burada sırasıyla V_0 , a ve R potansiyelin derinliği, difüzyon parametresi ve yarıçaptır. x , deneysel verileri en iyi açıklayacak şekilde seçilebilir (Buck vd., 1996b; Ibrahim vd., 2010).

Proximity potansiyel: Bu potansiyel yıllar içerisinde çeşitli modifikasyonlara uğramış olup Prox 77, Prox 88, Prox 00 gibi versiyonları mevcuttur biz ise hesaplamalarımızda orjinal versiyon olan Prox 77 yi kullandık (Błocki vd., 1977; Haider vd., 1993; Dutt ve Puri 2010; Yao vd., 2015). Böylelikle etkin potansiyelin nükleer kısmı,

$$V_N(\zeta) = 4\pi\gamma b \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \phi(\zeta) \quad (3.141)$$

şeklinde tanımlanmış olup burada $\phi(\zeta)$ nükleer yüzeyler arasındaki ayrılık terimi $\zeta = (r - C_1 - C_2)/b$ ya bağımlı olan üniversal fonksiyondur C_i ise yarı-orta-yoğunluk yarıçapı (half-central-density radii) olarak bilinir. Evrensel fonksiyon

$$\begin{aligned} \phi(\zeta) &= -\frac{1}{2}(\zeta - \zeta_0)^2 - 0.0852(\zeta - \zeta_0)^3, & \zeta \leq \zeta_1 \\ &= -3.437 \exp[-\zeta/0.75], & \zeta > \zeta_1 \end{aligned} \quad (3.142)$$

ile verilir, burada $\zeta_0=2.54$, $\zeta_1=1.2511$ dir. $\gamma = 0.9517\{1 - 1.7826[(N - Z)/A]^2\}$ MeV/fm² biriminde yüzey enerji katsayısı, N, Z ve A bileşik sistemin toplam nötron, proton ve kütle numarasıdır. C_i nin R ye bağımlı daha açık bir ifadesi ise

$$\begin{aligned} C_i &= R_i[1 - (b/R_i)^2] \\ R_i &= 1.28A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8A_i^{-1/3} \end{aligned} \quad (3.143)$$

şeklinde verilir ve A_i hedef ve merminin kütle numaralarıdır ve $b = 1$ fm yüzey genişliğidir (Błocki vd., 1977; Haider vd., 1993; Dutt ve Puri 2010; Yao vd., 2015).

AW95 potansiyel: AW95 potansiyeli Christensen ve Winther (1976) tarafından

türetilmiş olan CW76 potansiyelinin Aage ve Winther tarafından modifiye edilmiş halidir. Bu potansiyele göre çekirdekler arası nükleer etkileşim

$$V_N(r) = -A\bar{R}\Phi(s) \quad (3.144)$$

ile verilir, burada $A = 16\pi\gamma a$, $\bar{R} = R_1R_2/R_1 + R_2$ ve $\Phi(s = r - R_1 - R_2)$ şeklindedir. γ , a ve R_i parametreleri sırasıyla

$$\gamma = 0.95 \left(1 - 1.8 \left(\frac{N_P - Z_P}{A_P} \right) \left(\frac{N_T - Z_T}{A_T} \right) \right) \quad (3.145)$$

ve

$$\Phi(s) = \left[1 + \exp \left(\frac{s - 0.29}{0.63} \right) \right]^{-1} \quad (3.146)$$

$$a = \left[\frac{1}{1.17(1 + 0.53(A_1^{-1/3} + A_2^{-1/3}))} \right] \quad (3.147)$$

$$R_i = 1.20A_i^{1/3} - 0.09 \quad (3.148)$$

ile verilir. Burada N_i , Z_i ve A_i reaksiyona giren i . çekirdeğin nötron, proton ve kütle numaralarıdır (Dutt ve Puri, 2010; Rajbongshi ve Kalita, 2014).

α -nucleus potansiyeli: α parçaçığı ve ağır bir çekirdek arasındaki etkileşimi tanımlamak için kullanılan bir potansiyeldir (Denisov ve Ikezoe, 2005; Denisov ve Khudenko, 2009; Denisov vd., 2015).

$$V_N(r, \theta, Q) = V(A, Z, Q) / (1 + \exp(\frac{r-r_m(\theta)}{d})) \quad (3.149)$$

burada

$$V(A, Z, Q) = -[30.275 - 0.45838Z/A^{1/3} + 58.270I - 0.24244Q]$$

$$r_m = 1.5268 + R$$

$$R = R_p(1 - 3.0909/R_p^2) + 0.12430t$$

$$R_p = 1.24A^{1/3}(1 + 1.646/A - 0.191I)$$

$$t = I - 0.4A/(A + 200)$$

$$d = 0.49290 \quad (3.150)$$

burada $I = (A - 2Z)/A$ dır. A , Z , R ve Q ise sırasıyla; nükleon sayısı, proton sayısı, yarıçap ve reaksiyonun Q değeridir.

Çift katlı (double folding) potansiyel: İki çekirdek arasındaki etkileşimi tanımlamak için kullanılan mikroskobik yaklaşımlardan bir tanesi olan çift katlı potansiyel her bir çekirdeğin nükleon dağılımları üzerinden hesap yapar (Cook, 1982). Bu potansiyelin formülasyonu şu şekildedir

$$V_N(\mathbf{R}) = N_R \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \rho_1(\mathbf{r}) \rho_2(\mathbf{r}) \mathbf{g}(\mathbf{E}, |\mathbf{s}|) \quad (3.151)$$

burada ρ_i i. çekirdeğin temel seviyesinde nükleonların dağılımıdır, N_R normalizasyon parametresidir ve $\mathbf{g}(\mathbf{E}, |\mathbf{s}|)$

$$\mathbf{g}(\mathbf{E}, |\mathbf{s}|) = 7999 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 2134 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5} + J_{00} \delta(\mathbf{s}) \quad (3.152)$$

ile verilir ve $J_{00} = -276(1 - 0.005E_\alpha/m_\alpha)$ şeklindedir (Satchler ve Love, 1979; Karakoç ve Boztosun, 2006).

Alfa kümelenme çift katlı (Alpha clustering double folding) potansiyel:

Gözlenirlerin hesabı yapılırken çekirdekler arasındaki nükleer potansiyeli tanımlamak için kullanılan diğer bir mikroskobik yaklaşım Alfa Kümelenme Çift Katlı (Alpha Clustering Double Folding) Potansiyelidir. Double Folding model, iki çekirdeğin normalde nükleon-nükleon etkileşimine göre integralini alırken, bu modelde alfa-alfa etkileşiminin integralini alarak potansiyeli hesaplar ve

$$V_N(\mathbf{R}) = \int \int \rho_{cP}(\mathbf{r}_1) \rho_{cT}(\mathbf{r}_2) v_{\alpha\alpha}(\mathbf{r}_{12}) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (3.153)$$

ile verilir burada ($\mathbf{r}_{12} = \mathbf{R} - \mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2$), $v_{\alpha\alpha}(r) = -122.6225 \exp(-0.22r^2)$ $\alpha - \alpha$ etkin etkileşim potansiyeli, ρ_{cP} ve ρ_{cT} hedef ve mermi çekirdeğin alfa yoğunluklarıdır (Buck vd., 1977; Farid vd., 2001; Koçak vd., 2010).

3.5 Elektron Perdeleme Etkisi

Çekirdeğin itici Coulomb kuvveti termonükleer reaksiyon hızlarını kontrol etmede belirleyici bir rol oynar. Bu yüzden Coulomb potansiyeline uygulanacak dış etkilerden kaynaklı herhangi bir modifikasyon reaksiyon hızları üzerinde farkedilebilir etkiye sahip olacaktır. Yıldızların içeriği düşünüldüğünde reaksiyon gözlenirlerini etkileyebilecek en açık etkinin elektronlardan geldiği söylenebilir. Plazma içinde bulunan serbest elektronlar yoğun bir elektron gazı gibi davranırlar ve kendilerine en yakın çekirdek ile etkileşime girerek onların etrafını bir bulut gibi kuşatırlar. Bu

durumda belirli bir mesafenin ötesinden gelen parçacık elektronlar ile çevrelenmiş izole bir çekirdek yerine hedef çekirdeği nötr bir küme olarak hisseder (Kippenhahn vd., 2012). Tamamen iyonize olmamış olsa bile her bir çekirdeğin komşu elektronlar ile etkileşime geçtiği söylenebilir. Bu sebeple Z yüküne sahip çekirdeğin etrafında ona dışarıdan bakıldığında nötr bir bulut olarak düşündürecek yeterli miktarda elektron ile çevrelendiği söylenebilir. Normalde $Z_1 Z_2 e^2 / R$ mertebesinde olan Coulomb potansiyeli elektronların perdeleme etkisinden dolayı bir azalmaya tabi olur. Bu yüzden etkileşime giren parçacıklar arasındaki Coulomb etkileşiminin yeniden düzenlenmesi gerekir. Yıldızlarda gerçekleşen reaksiyonlar hassas bir şekilde kuantum tünelleme olayı ile ilintilidir bu yüzden Coulomb bariyerindeki en ufak kayma termonükleer reaksiyon hızları üzerinde oldukça önemli bir etkiye sahip olmaktadır. Astrofiziksel bir öneme sahip olan ve laboratuvar çalışmalarında tamamen iyonize olmuş çekirdeklere göre nükleer reaksiyonların tesir kesitleri ve hızları üzerindeki artırıcı etkisi olan elektron perdeleme etkisi etkin potansiyelin bir parçasını oluşturan Coulomb potansiyeline ek terimler getirilerek yeniden düzenlenmesini içerir. Perdeleme durumunda Z_1 ve Z_2 yüküne sahip çekirdek birbirine yaklaştığında toplam potansiyel,

$$U_{top}(r_{12}) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_{12}} + U(r_{12}) \quad (3.154)$$

şeklinde ifade edilir burada $U(r_{12})$ perdelemeden dolayı getirilen ek terimdir ve reaksiyon hız hesabı için bu potansiyelin orijindeki hali olan U_0 ile işlemlere devam edilebilir. En temel hali ile reaksiyon hızı ise

$$r_{12} = N_1 N_2 \int_0^\infty \psi(E) v(E) \sigma(E) dE \quad (3.155)$$

ile ifade edilir. Burada $\psi(E)$, $v(E)$ ve $\sigma(E)$ sırasıyla olasılık, etkileşen parçacıklar arasındaki görelî hız ve tesir kesitidir. Tesir kesiti $\sigma(E)$ penetrasyon ve nükleer faktör cinsinden $\sigma(E) = P(E) \sigma_{nuc}(E)$ şeklinde yazılabilir, s-dalga için penetrasyon faktörü ise,

$$P_0(E) = \left(\frac{E_c}{E} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[- \frac{2\sqrt{2\mu}}{\hbar} \int_R^{R_0} \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + U_0 - E \right)^{\frac{1}{2}} dr \right] \quad (3.156)$$

şeklinindedir. U_0 potansiyelinin penetrasyon faktörü üzerinde etkisi olduğu açıktır. U_0 negatif seçildiğinde penetrasyon faktörü hafif bir artış gösterecektir. Buna ilaveten,

tesir kesitinin nükleer kısmında $E - U_0$ için yeniden düzenlenmesi gerekir. Bu düzeltmeler ışığında Denklem 3.155

$$r_{12} = N_1 N_2 \int_0^{\infty} \psi(E) v(E) P(E - U_0) \sigma_{nuc}(E - U_0) dE \quad (3.157)$$

$$r_{12} \propto \int_0^{\infty} E^{1/2} e^{-E/kT} P(E - U_0) \sigma_{nuc}(E - U_0) dE \quad (3.158)$$

olmak üzere yeniden düzenlenir. Reaksiyon hızını Denklem 3.158 üzerinden kolayca hesaplamak için $E' = E - U_0$ şeklinde yeni bir değişken tanımlayarak hesaplamak mümkündür. O halde yeni yapılacak düzenleme ile beraber

$$r_{12} \propto \int_{-U_0}^{\infty} (E' + U_0)^{1/2} e^{-(E' + U_0)/kT} P(E') \sigma_{nuc}(E') dE \quad (3.159)$$

reaksiyon hızı şekildeki gibi yazılır. $-U_0$ efektif enerji E_0 ile kıyaslandığında küçüktür bu yüzden $(E' + U_0)^{1/2} \approx (E')^{1/2}$ yaklaşımını yapabiliriz. Bununda ötesinde penetrasyon faktörü $E' = -U_0$ için çok küçüktür dolayısıyla integralin alt sınırı, integralin sonucunda önemli değişiklik yapmayacağından sıfır olarak kabul edilebilir. Yeni yapılan tanımlamalar ile beraber reaksiyon hızı

$$r_{12} \approx e^{-U_0/kT} N_1 N_2 \int_0^{\infty} \psi(E) v(E) \sigma(E) dE \quad (3.160)$$

şeklinde yazılabilir. $-U_0$ potansiyelinin Coulomb bariyerini azaltıcı bir etkiye maruz bırakan bir potansiyel olduğu ele alınırsa, Denklem 3.154'nin yardımıyla $-U_0/kT = (Z_1 Z_2 e^2 / R_D) / kT$ yazılır, burada R_D Debye uzunluğudur. Bu halde Denklem 3.155 ve Denklem 3.160 arasında kıyaslama yapıldığında reaksiyon hızında elektron perdelemeyen dolayı $f = e^{Z_1 Z_2 e^2 / R_D kT}$ mertebesinde bir artış olacağı aşikardır (Clayton, 1983; Iliadis, 2015).

BÖLÜM IV

BULGULAR

Bu bölümde, ^{44}Ti çekirdeğinin α -bozunumu, Bölüm 2'de astrofiziksel önemi vurgulanmış olan $\alpha+^{40}\text{Ca}$, $\alpha+^{36}\text{Ar}$, $\alpha+^{32}\text{S}$, $\alpha+^{28}\text{Si}$ reaksiyonları ve $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ ve $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ füzyon reaksiyonlarının Bölüm 3'te verilen model ve metotlar ile gözlenirleri elde edilmiştir.

4.1 ^{44}Ti Çekirdeğinin Alfa Bozunumunun İncelenmesi

^{44}Ti α -kümelenme yapısının incelendiği çalışmalardan bir tanesi Michel vd. (1986), tarafından yapılmıştır. Yapılan hesaplamalarla temel seviye bantlarının yanı sıra daha güçlü kümelenme niteliği olan negatif pariteli iki uyarılmış yarıdönme (quasirotational) bandı öngörmüşlerdir (Michel vd., 1986). Merchant vd. (1989), ^{44}Ti alfa-parçacıklı yapısını araştırmak için Buck-Dover-Vary kümelenme modelini temel kuantum sayıları $N=12, 13, 14, 15$, ve 16 ile belirlenen alfa-parçacık küme durumlarının bantlarını oluşturmak için kullanmışlar ve kümelenme durumları için uyarılma enerjilerini, alfa-bozunum genişliklerini ve ortalama-kare yarıçap hesaplamaları yapmışlardır (Merchant vd., 1989). ^{44}Ti için evrensel bir potansiyel belirlemek adına Buck vd. (1995), tarafından yapılan çalışmada elastik saçılma analizi, $B(E2 \downarrow)$ geçişleri ve alfa bozunum genişlikleri hibrid potansiyel aracılığı ile incelenmiştir. Yamaya vd. (1998), ^{40}Ca ve ^{44}Ti çekirdeklerinde alfa kümelenme durumlarını deneysel olarak $E = 50$ MeV'de $^{36}\text{Ar}(^6\text{Li},d)^{40}\text{Ca}$ ve $E = 37$ ve 50 MeV'de $^{40}\text{Ca}(^6\text{Li},d)^{44}\text{Ti}$ deneyleri aracılığı ile incelemişlerdir. Yapılan deneyler ile ^{40}Ca ve ^{44}Ti çekirdeklerinde negatif-parite bantlarını ve parity-doublet dönme bantlarını gözlemlemeyi başarmışlardır. Ayrıca ^{40}Ca ve ^{44}Ti 'de α -eşik enerjisinin hemen üzerinde başlayan negatif-parite bandının varlığında göstermişlerdir. Fukada vd. (2009), negatif parite bandında $J = 7^-$ için 11.95 MeV'lik enerjiyi çalışmalarında rapor etmişlerdir. Çekirdeklerin deformasyon durumlarının reaksiyon gözlenirleri üzerindeki etkisini incelemek maksadı ile yapılmış bir çok çalışma literatürde mevcuttur. Hem alfa bozunum süreçleri hemde füzyon gözlenirleri üzerinde deformasyon etkileri bir çok çalışmaya motivasyon kaynağını olmuştur (Delion vd., 1992; Xu ve Ren, 2006; Arun vd., 2009; Denisov ve Khudenko 2009; Ni ve Ren,

2011; Santosh vd., 2011; Rath vd., 2012; Sandhu vd., 2012; Coban vd., 2012; Soylu vd., 2018). Bahsi geçen yazarların izlediği yol takip edilerek bu tez çalışmasında ^{44}Ti çekirdeğinin yapı ve reaksiyon gözlenirlerini elde edilmeye çalışıldı. Kümelenme modelini temel alan bu çalışmada ^{44}Ti çekirdeği ($\alpha+^{40}\text{Ca}$) şeklinde ikili sistem olarak ele alındı. $\alpha+^{40}\text{Ca}$ elastik saçılma verilerini açıklamak üzere gerçek potansiyel olarak Double-Folding potansiyelinden sanal potansiyel olarakta Woods-Saxon kare (WS2) potansiyelinden faydalanıldı.

$$V_N(r) = V_{DF}(r) + i \frac{-W_0}{\left[1 + e^{\frac{r-R_W}{a_W}}\right]^2} \quad (4.1)$$

Denklem 3.151 ile verilen DF potansiyelindeki çekirdek yoğunluk dağılımları α ve ^{40}Ca çekirdeği için Gaussian ve Woods-Saxon-tipi yoğunluk dağılımları kullanılarak

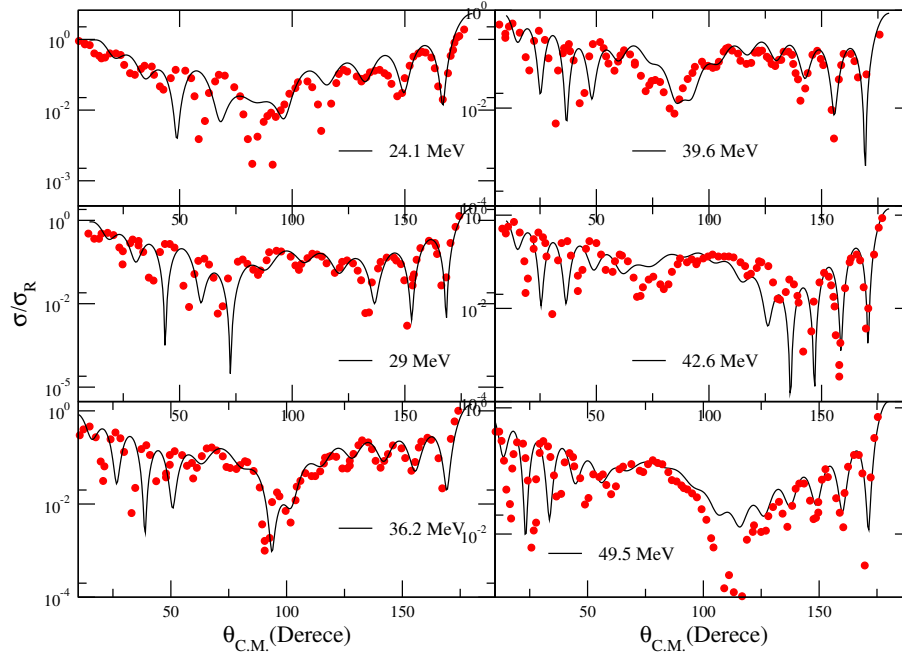
$$\begin{aligned} \rho_\alpha(r_1) &= 0.4299 \exp(-0.7024r_1^2) \\ \rho_{d(^{40}\text{Ca})}(r_2) &= C/(1 + \exp((r_2 - R)/a)) \end{aligned} \quad (4.2)$$

ile elde edildi, burada ^{40}Ca için $R=3.6548$ fm, $a=0.54$ fm ve $C=0.1604$ dür. Yoğunlukların belirlenmesinin ardından DF POT programından yararlanılarak DF potansiyeli elde edildi (Cook, 1982). Nükleer potansiyelin belirlenmesi ile FRESCO kullanılarak $E_{lab} = 24.1, 29, 36.2, 39.6, 42.6$ ve 49.5 MeV enerjilerinde $\alpha+^{40}\text{Ca}$ için elastik saçılma analizleri gerçekleştirildi (Thompson, 1988). Bu analiz için kullanılan sanal potansiyel parametreleri ve normalizasyon parametreleri (N_R) Çizelge 4.1'de ve elde edilen saçılma sonuçlarının deneysel veriler (Abdullah vd., 2005) ile karşılaştırılması ise Şekil 4.1'de verilmiştir.

Çizelge 4.1. $\alpha+^{40}\text{Ca}$ için farklı saçılma enerjilerine karşılık sanal potansiyel parametreleri

E_{lab} (MeV)	W_0 (MeV)	r_{0W} (fm)	a_W (fm)	N_R
24.1	16.000	0.980	1.30	0.98
29.0	21.000	0.980	1.30	1.03
36.2	24.000	0.980	1.30	1.04
39.6	25.000	0.980	1.30	1.07
42.6	28.000	0.940	1.30	0.72
49.5	30.000	0.980	1.30	0.75

Elastik saçılma verilerinin DF potansiyeli ile iyi bir şekilde açıklanmasından sonra aynı potansiyeli kullanarak GAMOW kodu ile rezonant durumların

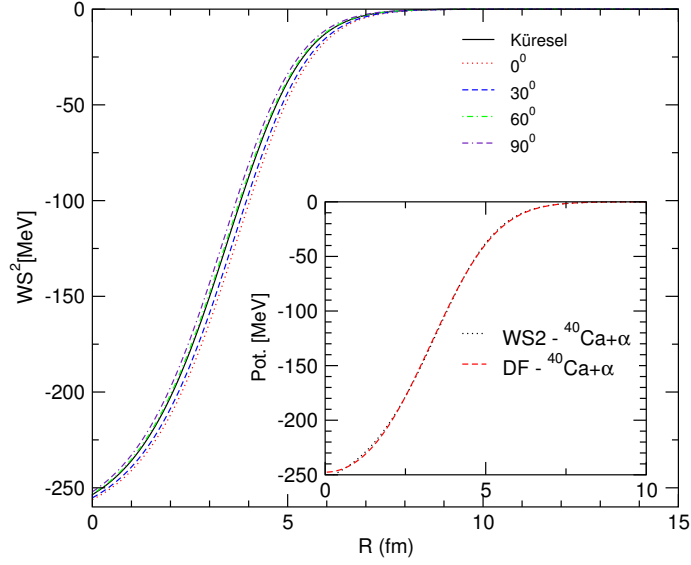


Şekil 4.1. Farklı enerjilerde DF potansiyeli ile elde edilmiş $\alpha+^{40}\text{Ca}$ elastik saçılma verilerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması

uyarılma enerjilerini ve bozunum genişliklerinin hesabı yapılmaya çalışıldı fakat bu hesaplamalar esnasında ortaya çıkan nümerik düzensizlikler yüzünden deneysel değerlere yakın sonuçlar elde edilemedi. Bunun üzerine Denklem 4.1 ile verilen nükleer potansiyelin reel kısmı olan DF potansiyeli WS2 potansiyeline fit edildi. Fit sonucu elde edilen WS2 potansiyelinin parametreleri için şu sonuçlar elde edildi: Potansiyel derinliği $V_0=270$ MeV, difüzyon parametresi $a=1.26$ fm ve $r_0=0.87$ fm. WS2 potansiyelinin parametrelerinin elde edilmesi ile beraber Denklem 3.94 ile verilen efektif potansiyelin nükleer kısmı böylelikle tamamlanmış olur. Bundan sonra WKB metodu kullanılarak ^{44}Ti çekirdeği için α -bozunum genişlik hesabı yapıldı. Bu hesaplamalarda ^{40}Ca çekirdeğinin deforme durumları da hesaba katıldı. Kuadrupol deformasyonların hesaba katılması için nükleer yarıçap

$$R(\theta) = r_0 A_\alpha^{1/3} + r_0 A_d^{1/3} (1 + \beta_2 Y_{20}(\theta)) \quad (4.3)$$

denklemini uyarınca deforme edildi, burada A_α , A_d , β_2 , Y_{lm} ve θ sırasıyla α parçacığının kütlesi, kız çekirdeğin kütlesi, kuadrupol deformasyon parametresi, küresel harmonikler ve oryantasyon açısıdır. Biri diğerine fit edilmiş potansiyeller ve WS2 potansiyelinin deformasyon parametresine ve açısına bağlı değişimi Şekil 4.2'de bulunabilir. Bunun yanı sıra Denklem 3.95 ile verilen Coulomb potansiyeli



Şekil 4.2. WS2 potansiyelinin deforme durumunun oryantasyon açısına bağlı değişimi ve iç panelde birbirine fit edilmiş WS2 ve DF potansiyelleri

$r=R_C$ 'de bir süreksizliğe neden olduğundan

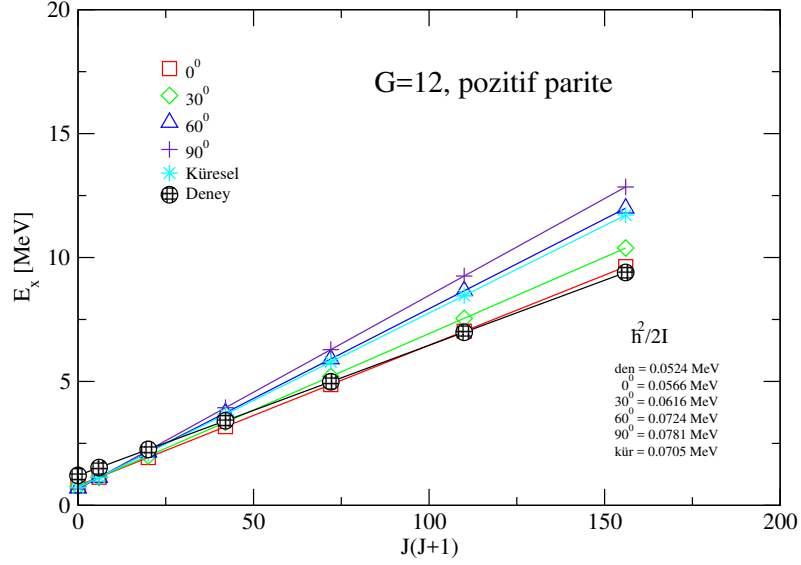
$$V_C(r, \theta) = \frac{Z_\alpha Z_d e^2}{r} \left(1 - e^{-\varphi(\theta)r - \frac{1}{2}(\varphi(\theta)r)^2 - 0.35(\varphi(\theta)r)^3} \right)$$

$$\varphi(\theta)R(\theta) = \frac{3}{2} \quad (4.4)$$

şeklinde kullanılmıştır (Brink ve Takigawa, 1977; Koyuncu vd., 2017). Q_α bozunum enerjisi (^{44}Ti çekirdeğinin α -bozunum enerjisi 5.1271 MeV dir) olmak üzere $V_{etk}(r, \theta) = Q_\alpha$ eşitliğinden $r_1(\theta)$, $r_2(\theta)$ ve $r_3(\theta)$ açığa bağımlı bir şekilde elde edilmiş ve ^{40}Ca çekirdeğinin deforme durumu için farklı oryantasyon açılarında ve küresel durum için α -bozunum genişlik hesabı yapılmıştır. WKB metodu ile elde edilen bozunum genişlikleri

Çizelge 4.2. WKB metodu ile elde edilen ^{44}Ti α -bozunum genişlikleri

J	G	E_x [MeV]	Γ_α (Küresel)	Γ_α (0°)	Γ_α (30°)	Γ_α (60°)	Γ_α (90°)
10 ⁺	12	7.671	1.14E-14	2.41E-14	1.82E-14	1.03E-14	7.84E-15
12 ⁺	12	8.039	4.38E-17	1.06E-16	7.63E-17	3.92E-17	2.80E-17
1 ⁻	13	6.250	9.29E-15	1.35E-14	1.17E-17	8.86E-15	7.69E-15
3 ⁻	13	7.560	4.30E-6	6.35E-6	3.00E-4	4.10E-6	3.54E-6
5 ⁻	13	9.437	0.0132	0.0202	0.0172	0.0125	0.0107
7 ⁻	13	11.950	0.3591	0.5809	0.4857	0.3381	0.2816
9 ⁻	13	14.310*	0.2888	0.5162	0.4159	0.2685	0.2152
11 ⁻	13	17.280*	0.1079	0.2178	0.1677	0.0988	0.0756
13 ⁻	13	20.210*	0.0070	0.0163	0.0119	0.0063	0.0045



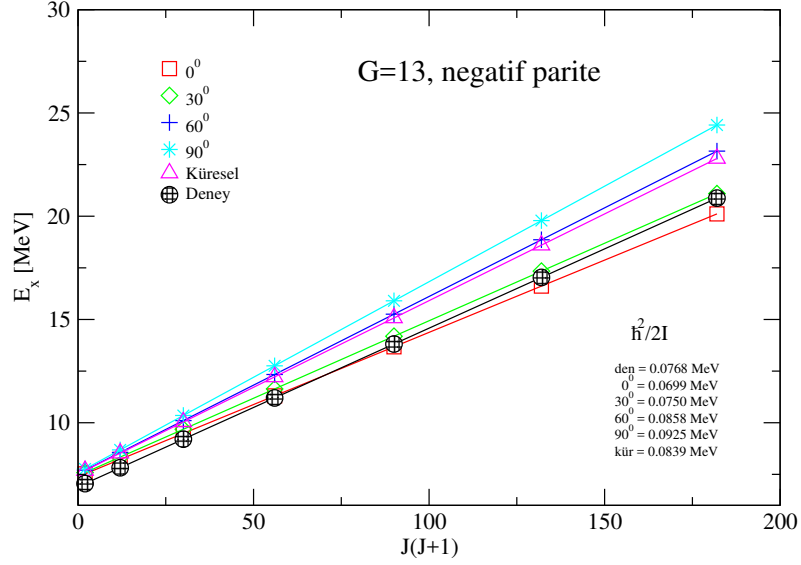
Şekil 4.3. ^{44}Ti enerji spektrumlarının $J(J+1)$ 'e karşın gösterimi

küresel ve deforme durumların oryantasyon ($0^\circ \rightarrow 90^\circ$) açısına bağlı şekli ile Çizelge 4.2'de verilmiştir, Çizelge 4.2'de $E_x = E + 5.1271$ MeV dir ve * tahmini değerleri vermektedir, G global kuantum numarasıdır. WKB sonuçlarının elde edilmesinin ardından bu hesaplamalarda kullanılan potansiyel setleri GAMOW kodunda kullanılarak uyarılma enerjileri ve bozunum genişlikleri hesabı yapılmıştır. Bu hesaplamalar 2^+ uyarılmış durumuna fit edilerek yapılmıştır ve elde edilen sonuçlar Çizelge 4.3'te bulunabilir. Daha sonra her bir J değeri için hesaplanan uyarılma enerjileri $J(J+1)$ 'e göre çizilmiştir, bu hesaplamalar pozitif ve negatif pariteler için ayrı ayrı olmak üzere Şekiller 4.3 ve 4.4'te verilmiştir. Aynı zamanda

Çizelge 4.3. GAMOW kodu ile elde edilen rezonant durum enerjileri ve α -bozunum genişlikleri

$E_x, \Gamma_\alpha(\text{Gamow})$							
l	G	$E_x[\text{MeV}]$	Küresel	0°	30°	60°	90°
0^+	12	0.000	0.577, 0.000	0.667, 0.000	0.627, 0.000	0.557, 0.000	0.527, 0.000
2^+	12	1.083	1.087, 0.000	1.082, 0.000	1.082, 0.000	1.081, 0.000	1.087, 0.000
4^+	12	2.454	2.167, 0.000	1.967, 0.000	2.037, 0.000	2.187, 0.000	2.267, 0.000
6^+	12	4.015	3.767, 0.000	3.277, 0.000	3.447, 0.000	3.825, 0.000	4.037, 0.180
8^+	12	6.508	5.886, 0.000	4.987, 0.000	5.305, 0.000	6.001, 0.000	6.378, 0.000
10^+	12	7.671	8.507, 0.000	7.073, 0.000	7.587, 0.000	8.697, 0.000	9.287, 0.000
12^+	12	8.039	11.61, 0.000	9.517, 0.000	10.27, 0.000	11.88, 0.000	12.75, 0.000
1^-	13	6.250	7.610, 0.000	7.407, 0.004	7.477, 0.000	7.627, 0.004	7.707, 0.000
3^-	13	7.560	8.510, 0.078	8.177, 0.010	8.304, 0.010	8.547, 0.112	8.677, 0.134
5^-	13	9.437	10.06, 0.118	9.517, 0.086	9.717, 0.124	10.12, 0.138	10.35, 0.144
7^-	13	11.950	12.27, 0.572	11.38, 0.108	11.70, 0.154	12.38, 0.702	12.73, 2.196
9^-	13	14.310*	15.13, 1.486	13.78, 0.224	14.27, 0.698	15.30, 2.162	15.85, 3.268
11^-	13	17.280*	18.63, 0.756	16.67, 0.168	17.38, 0.276	18.88, 0.766	19.69, 1.624
13^-	13	20.210*	22.73, 0.202	19.98, 0.018	20.98, 0.048	23.08, 0.282	24.20, 0.484

her bir açıya bağlı deformasyon durumu ve küresel durum için elde edilen $\hbar^2/2I$



Şekil 4.4. ^{44}Ti enerji spektrumlarının $J(J+1)$ 'e karşın gösterimi

deneyssel veriler ile karşılaştırılmıştır. Pozitif ($G=12$) ve negatif ($G=13$) pariteler için deneyssel $\hbar^2/2I$ değerleri 0.0524 MeV ve 0.0768 MeV'dir. Son olarak

$$B(E2; L_i \rightarrow L_f) = \frac{5}{4\pi} \beta_2^2 \langle L_i 0 2 0 | L_f 0 \rangle^2 \times \left(\int_0^\infty \psi_{L_f}^*(r) r^2 \psi_{L_i}(r) dr \right)^2 \quad (4.5)$$

$$\beta_2 = \frac{Z_1 A_2^2 + Z_2 A_1^2}{(A_1 + A_2)^2} \quad (4.6)$$

denklemleri yardımı ile $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri için hesaplamalar yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar Çizelge 4.4'te verilmiştir. Böylelikle ^{44}Ti çekirdeği için $\alpha+^{40}\text{Ca}$ elastik saçılma analizi, α -bozunum genişlik hesabı, rezonant durumların uyarılma enerjileri ve $B(E2\downarrow)$ geçiş hesabı yapılmıştır (Koyuncu vd., 2017).

4.2 Bariyer-altı Enerjilerde $\alpha+^{40}\text{Ca}$ Reaksiyonun İncelenmesi

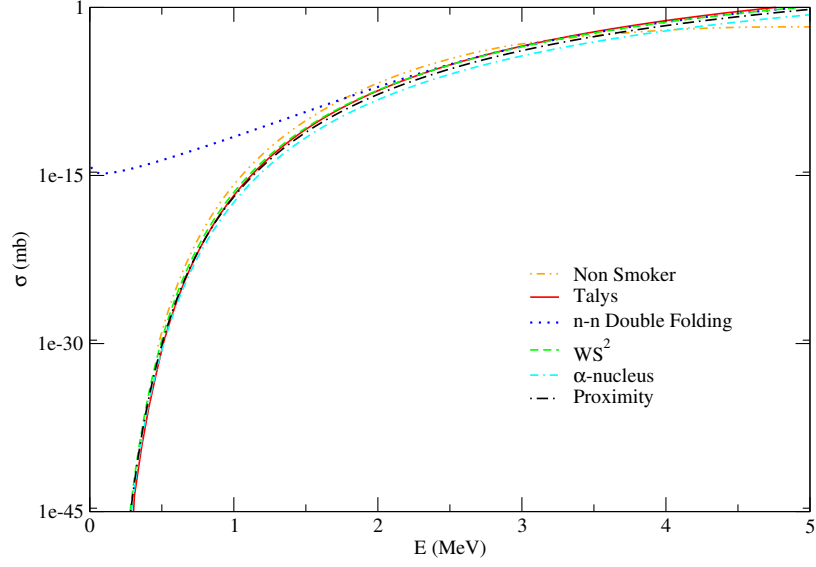
Bir önceki başlık altında ^{44}Ti çekirdeğinin reaksiyon ve yapı gözlenirleri hakkında elde edilen sonuçlar verilmişti. α -bozunumu bariyer altı enerjide gerçekleşen bir kuantum tünelleme olayıdır. Dolayısıyla bariyer-altı enerjilerde gerçekleşen bir füzyon (örneğin $\alpha+^{40}\text{Ca}$) reaksiyonunda α -bozunum sürecinin tersi olarak düşünülebilir. Gamow'un α -bozunum sürecini kuantum tünelleme ile açıklamasından sonra belirgenleşen bu fikir yıldızların enerji kaynakları olan ve genellikle-bariyer altı enerjilerde gerçekleşen füzyon reaksiyonları için de

Çizelge 4.4. ^{44}Ti çekirdeği için hesaplanan $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri

$B(E2)$ ($e^2\text{fm}^4$)	^{44}Ti						
	Geçiş	Küresel	0°	30°	60°	90°	(Buck vd., 1995)
$2^+ \rightarrow 0^+$	96.398	106.66	102.71	95.154	91.580		120 ± 37
$4^+ \rightarrow 2^+$	127.83	140.75	135.77	126.26	121.76		277 ± 55
$6^+ \rightarrow 4^+$	121.11	132.41	128.06	119.74	115.82		157 ± 28
$8^+ \rightarrow 6^+$	98.848	107.23	104.00	97.839	94.942		> 14
$10^+ \rightarrow 8^+$	68.188	73.505	71.448	67.555	65.744		138 ± 38
$12^+ \rightarrow 10^+$	33.961	36.476	35.497	33.667	32.828		< 60
$3^- \rightarrow 1^-$	222.96	240.23	233.59	220.79	214.73		—
$5^- \rightarrow 3^-$	238.20	253.12	247.29	236.35	231.41		—
$7^- \rightarrow 5^-$	212.61	221.03	217.42	211.60	210.25		—
$9^- \rightarrow 7^-$	163.51	167.78	166.23	163.62	164.26		—
$11^- \rightarrow 9^-$	105.76	107.17	106.39	105.85	106.79		—
$13^- \rightarrow 11^-$	48.851	49.837	49.324	48.765	48.691		—

kullanılmasını temel alır. Böylelikle aynı metotlar takip edilerek $\alpha+^{40}\text{Ca}$ gibi bir reaksiyonun gözlenirleri hesaplanabilir. α -bozunum ve α -yakalama süreçleri için birleşik model adı (Unified model for α -decay and α -capture) altında yapılan çalışmalar literatürde mevcuttur (Denisov ve Ikezoe, 2005; Denisov ve Khudenko, 2009; Denisov vd., 2015). Denisov'un öncülük ettiği bu çalışmalarda Denklem 3.149 ile verilen α -nucleus potansiyeli kullanılarak ^{40}Ca , ^{44}Ca , ^{59}Co , ^{208}Pb ve ^{209}Bi çekirdekleri için α -yakalama tesir kesitleri üretilmiş ve bununla beraber aynı potansiyel kullanılarak yarılanma süre hesabı yapılmıştır. α -nucleus potansiyelinin kendine has parametreleri; Denisov ve Ikezoe (2005), Denisov ve Khudenko (2009) ve Denisov vd. (2015), çalışmalarında farklılık gösterebilir temelde α ve ağır bir çekirdek arasındaki etkileşimini daha iyi tanımlamak maksadı içermektedir.

Bölüm 2'de $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyonun astrofiziksel öneminden bahsedilmiştir. Silikon yanma süreci içerisinde gerçekleşen bu reaksiyon hem yakalama ve hem bozunma şeklinde iki yönlüdür. Silikon yanma aşamasının, teorik çalışmalara dayanarak çok kısa bir zaman zarfı içerisinde gerçekleştiği (yıldızın kütesine bağlı olarak bir veya bir kaç gün) göz önünde bulundurulursa bu reaksiyonun tesir kesiti ve astrofiziksel S-faktör gözlenirlerinin yanı sıra reaksiyon hızının tespiti de önem kazanır. Çünkü reaksiyon hızı elementlerin bolluğunun tespiti açısından gayet önemli bir niceliktir. Böylelikle ilk olarak $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyonu için WKB metodu ile DF potansiyeli kullanılarak tesir kesiti hesabı yapılmıştır. DF potansiyeli ^{44}Ti hesaplamalarındaki



Şekil 4.5. Farklı potansiyel ve metotlar ile elde edilen $\alpha+^{40}\text{Ca}$ füzyon tesir kesitleri

bazı gözlenirleri açıklamakta başarısız olduğu gibi 2 MeV'in altındaki enerjilerde tesir kesitlerini açıklamakta başarısız olmuştur, Şekil 4.5. Bunun üzerine DF potansiyeli ^{44}Ti çekirdeğinin yapı ve reaksiyon gözlenirlerini açıklamak için yapılan çalışmadaki gibi WS2 potansiyeline fit edilmiş ve aynı şekilde potansiyel parametreleri elde edilmiştir. WS2 potansiyelinin yanı sıra α -nucleus potansiyeli ve Proximity 77 potansiyelide WKB hesaplamalarına dahil edilmiştir. Yarı-klasik WKB yaklaşımı ile elde edilen sonuçları istatistiksel hesaplamalar ile kıyaslamak maksadı ile $\alpha+^{40}\text{Ca}$ tesir kesiti TALYS ve NON-SMOKER kodları ile de hesaplanmıştır (Koning, 2004; Koning, 2007; Talys, 2018; Non-Smoker, 2018;). TALYS kodu, 1 eV ila 200 MeV arasında enerjiye sahip gama ışını, nötron, proton, döteryum, troton, ^3He ve alfa parçacıklarının mermi olarak seçilebildiği ve bunların çekirdekler ile oluşturduğu nükleer reaksiyon gözlenirlerini hesaplayabilen ve Hauser-Feshbach teorisini kullanan bir paket programdır. Elde edilen tesir kesitleri Şekil 4.5'te bulunabilir. TALYS ve NON-SMOKER kodu bir çok yakalama reaksiyonunun teorik incelemelerinde uzun yıllardır kullanılan ve istatistiksel hesaplamaları baz alan kodlardır. Chloupek vd. (1999), 2.8 MeV - 8.5 MeV enerjili protonlar ile gerçekleştirdikleri $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ ve $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyonları için tesir kesiti uyarılma fonksiyon hesabı yapmışlardır. Yıldızlarda gerçekleşen ve nükleosentez ile alakalı olan bu reaksiyonların teorik hesaplamaları SMOKER ve NON-SMOKER kodları ile elde edilmiştir. Özkan vd. (2002), astrofiziksel rp ve γ süreçleri ile ilgili olan proton

ve α indirgeyen $^{102}\text{Pd}(p,\gamma)^{103}\text{Ag}$, $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ ve $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Te}$ reaksiyonlarının hız tespitinde NON-SMOKER kodundan faydalanmışlardır. Nükleosentezin önemli kanıtlarından sayılan $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyonu için $E_{c.m.} \approx 0.6 - 1.2$ MeV/u enerji aralığında gerçekleştirilen deneysel bir çalışma Nassar vd. (2006), tarafından yapılmıştır. Bu çalışmada tesir kesiti ve reaksiyon hız hesabında NON-SMOKER kodu kullanılmıştır. Bu çalışmaların yanı sıra Spyrou vd. (2008), Pd izotoplarının (p,γ) tesir kesiti ölçümlerini deneysel olarak gerçekleştirmişler. Tesir kesiti ve astrofiziksel S-faktör verilerin teorik karşılıklarını hesaplayabilmek için TALYS kodundan faydalanmışlardır. Koehler ve Guber (2013), $^{192,194,195,196}\text{Pt}(n,\gamma)$ ve $^{192}\text{Ir}(n,\gamma)$ için reaksiyon hızlarını belirlemesi maksadı ile deneysel çalışmalarda bulunmuşlar ve tesir kesitlerinin teorik tahmini için TALYS kodunu kullanmışlardır.

Tesir kesiti sonuçlarının elde edilmesi ile beraber $\alpha+^{40}\text{Ca}$ için reaksiyon hızlarının tahminine geçilmiştir. Elde edilen tesir kesitleri Denklem 3.73 yardımı ile S-faktör verilerine dönüştürülmüştür. Böylelikle iki farklı yoldan reaksiyon hızlarının tahminini yapmak mümkün olmuştur. İlk olarak

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

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \frac{3.7318 \times 10^{10}}{T_9^{3/2}} \sqrt{\frac{1}{\mu}} \int_0^\infty E \sigma(E) e^{-11.605/T_9} dE \quad (4.7)$$

denklemini ile reaksiyon hızı tahminleri geliştirilmiştir. Burada sırasıyla $T_9 = T/10^9$ K, N_A ve k sıcaklık, Avogadro sayısı ve Boltzmann sabitidir (Iliadis, 2015). Reaksiyon hız tahmininde kullanılan bir diğer yol ise

$$N_A \langle \sigma v \rangle = 7.83 \times 10^9 \left(\frac{Z_1 Z_2}{\mu T_9^2} \right)^{1/3} S(E_0) e^{-4.2487(Z_1^2 Z_2^2 \mu / T_9)^{1/3}} \quad (4.8)$$

S-faktör verileri üzerinden hesap yapan yaklaşımdır (Bertulani, 2013). Burada $S(E_0)$ E_0 enerjisine karşılık gelen ($E_0 = 0.1220(Z_1^2 Z_2^2 \mu T_9^2)^{1/3}$) S-faktör verisidir. Denklemler 4.7 ve 4.8 ($\text{cm}^3 \text{mol}^{-1} \text{s}^{-1}$) birimindedir. Her iki yaklaşım ile sonuçlar, E_0 enerjisine karşılık gelen tesir kesiti veya astrofiziksel S-faktör verileri kullanılarak üretilmiştir. Böylelikle farklı sıcaklık değerlerine tekabül eden reaksiyon hız verileri üretilmiştir.

Ayrıca TALYS kodu ile de reaksiyon hızlarının türetilmesi mümkündür. Maxwellian-ortalamasını kullanarak reaksiyon hızlarını tahmin eden TALYS

Çizelge 4.5. $\alpha+^{40}\text{Ca}$ için Reaclib (2018) reaksiyon hız verileri

T	rpsm	rath	ths8	chw0	rh10
0.01	4.307E-257	2.754E-257	1.582E-129	9.123E-130	1.239E-93
0.10	2.203E-54	7.201E-73	2.268E-47	1.341E-47	5.866E-47
1.00	4.299E-10	2.753E-10	4.599E-10	2.653E-10	3.045E-10
2.00	0.0002730	0.0001216	0.0003485	0.0001927	0.0002018
3.00	0.0887070	0.1021512	0.0980919	0.0530006	0.0507701
4.00	1.976161	3.532832	1.999978	1.0774708	1.0188763
5.00	12.08865	18.50552	12.265189	6.724245	6.5713192

Çizelge 4.6. $\alpha+^{40}\text{Ca}$ için Rauscher vd. (2000) reaksiyon hız verileri, WKB yöntemi ve TALYS ile elde edilen reaksiyon hız verileri

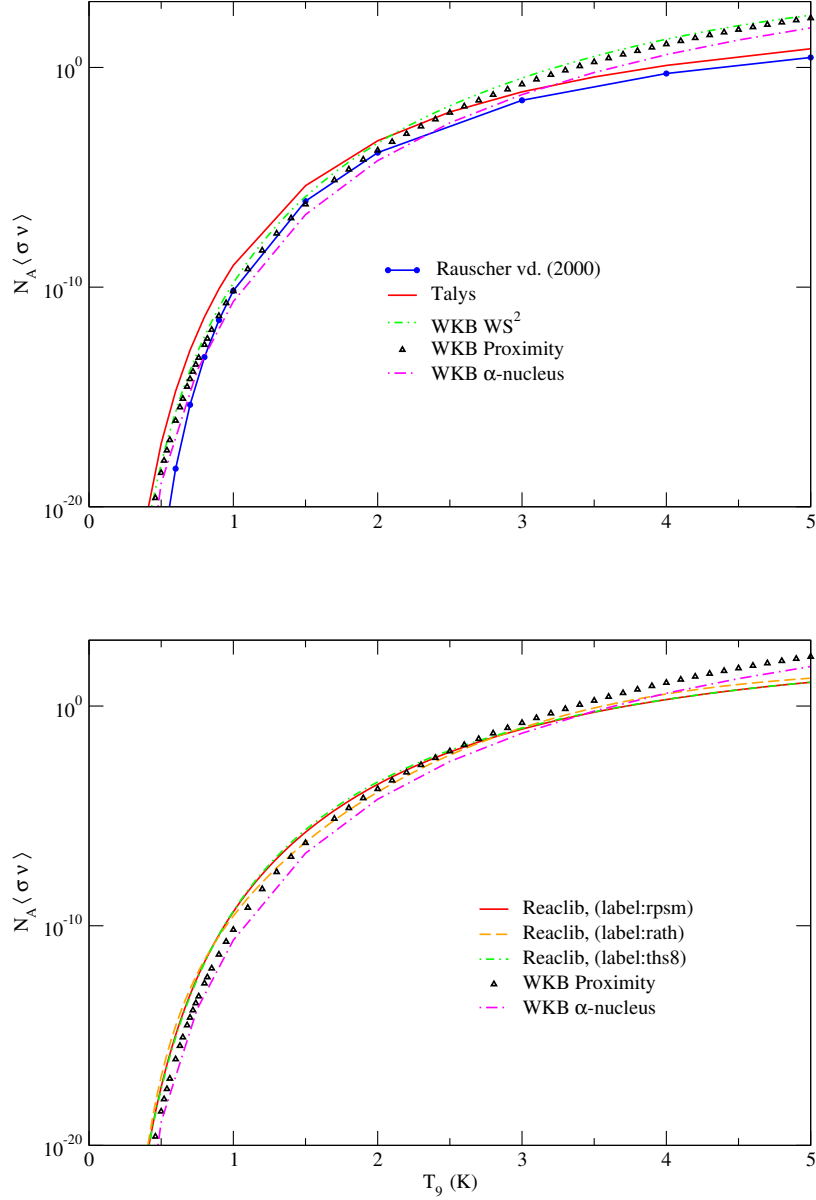
$\langle\sigma v\rangle_{exp}$	$\langle\sigma v\rangle_{emp}$	$\langle\sigma v\rangle_{HF}$	WS2	Prox 77	α -nuc.	Talys
—	—	—	2.275E-129	8.239E-130	2.717E-130	—
—	—	1.63E-47	9.098E-48	3.396E-48	1.122E-48	—
6.87E-11	6.97E-11	5.02E-10	1.545E-10	6.566E-11	2.209E-11	9.890E-10
0.000133	0.000137	0.000363	0.0003576	0.0001681	0.0000571	0.0004599
0.0319	0.0386	0.0837	0.329153	0.172001	0.05806	0.07747
0.529	0.747	1.640	19.2452	11.5406	3.83635	1.23388
2.850	4.490	10.80	238.751	177.045	63.1148	7.07380

Çizelge 4.7. $\alpha+^{40}\text{Ca}$ için Reaclib (2018) reaksiyon hız verileri

T	rpsm	rath	ths8	chw0	rh10
0.01	4.307E-257	2.754E-257	1.582E-129	9.123E-130	1.239E-93
0.10	2.203E-54	7.201E-73	2.268E-47	1.341E-47	5.866E-47
1.00	4.299E-10	2.753E-10	4.599E-10	2.653E-10	3.045E-10
2.00	0.0002730	0.0001216	0.0003485	0.0001927	0.0002018
3.00	0.0887070	0.1021512	0.0980919	0.0530006	0.0507701
4.00	1.976161	3.532832	1.999978	1.0774708	1.0188763
5.00	12.08865	18.50552	12.265189	6.724245	6.5713192

Çizelge 4.8. $\alpha+^{40}\text{Ca}$ için Rauscher vd. (2000) reaksiyon hız verileri, WKB yöntemi ve TALYS ile elde edilen reaksiyon hız verileri

$\langle\sigma v\rangle_{exp}$	$\langle\sigma v\rangle_{emp}$	$\langle\sigma v\rangle_{HF}$	WS2	Prox 77	α -nuc.	Talys
—	—	—	5.634E-129	2.039E-129	6.726E-130	—
—	—	1.63E-47	5.985E-47	2.234E-47	7.383E-48	—
6.87E-11	6.97E-11	5.02E-10	1.447E-10	6.153E-11	2.070E-11	9.890E-10
0.000133	0.000137	0.000363	0.0001959	0.00009214	0.0000313	0.0004599
0.0319	0.0386	0.0837	0.130154	0.0680128	0.0229582	0.07747
0.529	0.747	1.640	6.05706	3.63216	1.20741	1.23388
2.850	4.490	10.80	62.6458	46.4551	16.5608	7.07380



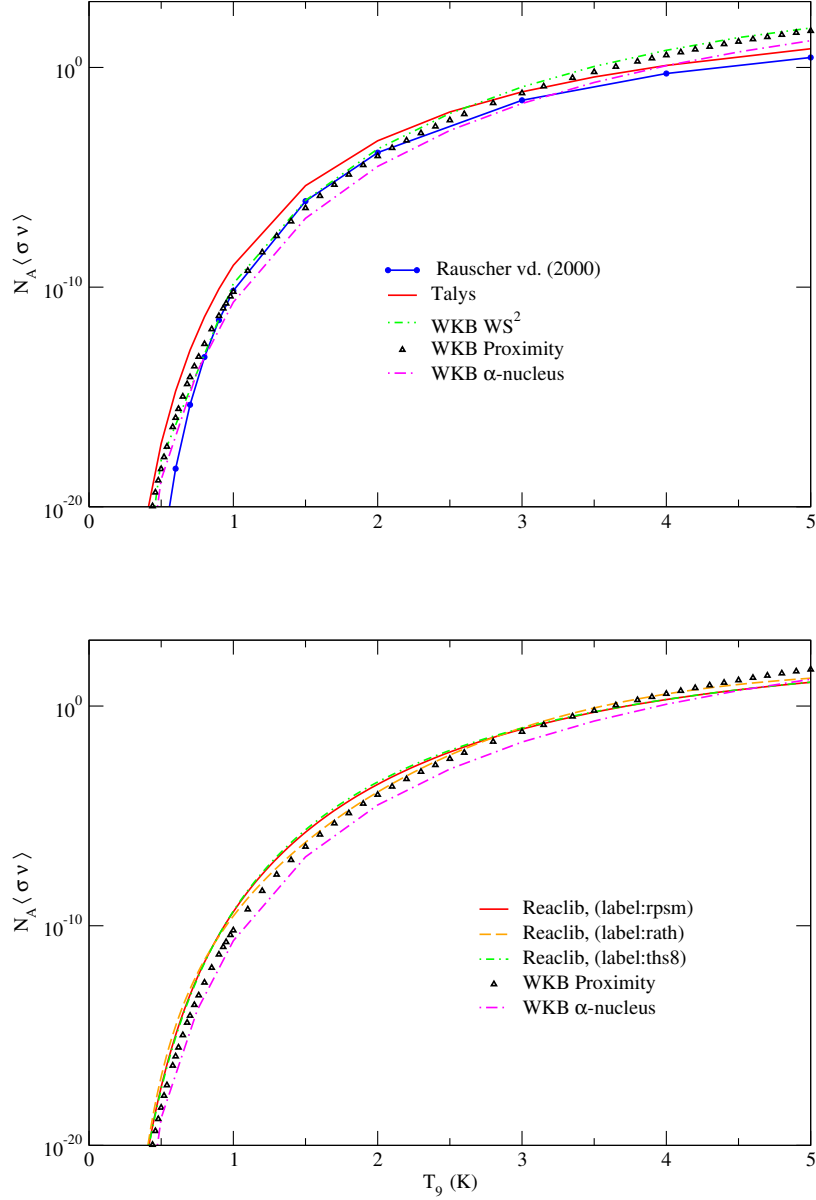
Şekil 4.6. S-faktör verilerinden elde edilen $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyon hız tahminlerinin Rauscher vd. (2000) ve Reaclib (2018) verileri ile karşılaştırılması

istatistiksel modellemeleri baz alır. Sıcaklık bağımlı reaksiyon hızı TALYS için şu şekilde verilir

$$N_A \langle \sigma v \rangle^*(T) = \left(\frac{8}{\pi m} \right) \frac{N_A}{(kT)^{3/2} G(T)} \int_0^\infty \sum_\mu \frac{2I^\mu + 1}{2I^0 + 1} \times \sigma^\mu(E) E \exp\left(-\frac{E + E_x^\mu}{kT}\right) dE \quad (4.9)$$

burada $G(T)$

$$G(T) = \sum_\mu (2I^\mu + 1) / (2I^0 + 1) \exp(-E_x^\mu / kT) \quad (4.10)$$



Şekil 4.7. Tesir kesiti verilerinden elde edilen $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyon hız tahminlerinin Rauscher vd. (2000) ve Reaclib (2018) verileri ile karşılaştırılması

ile verilen T-bağımlı normalizasyon faktörüdür (Talys, 2018). Biz iki farklı yaklaşım ile elde ettiğimiz reaksiyon hız tahminlerini iki farklı ölçüt ile kıyasladık. Bunlardan ilki olan Reaclib veritabanı teorik ve deneysel olmak üzere 5411 izotop için 8000'i aşkın reaksiyon hız verisi içermektedir ve bu veriler periyodik olarak güncellenmektedir. Reaksiyon hızları yedi parametre üzerinden (a_0 - a_6) tanımlanmıştır. Deneysel ve teorik reaksiyon hızları için *rath*, *rpsm* ve *ths8* gibi tanım satırları bulunmaktadır.

$$R.H. = \exp\left(a_0 + a_1/T_9^{1/3} + a_2/T_9^{1/3} + a_3T_9^{1/3} + a_4T_9 + a_5T_9^{5/3} + a_6\log(T_9)\right) \quad (4.11)$$

burada T_9 , 10^9 Kelvin derecedir. a_i katsayıları herbir reaksiyon çeşidi için farklı olup Reaclib veri tabanından elde edilebilir. Bir çok deneysel reaksiyon hız verisi yeterli doğruluğu sağlamak için rezonant ve rezonant olmayan bileşenler cinsinden sınıflandırılmış ve toplam reaksiyon hızı bunların tamamının katkısı göz önüne alınarak elde edilmiştir (Reaclib, 2018; Lingerfelt, 2002). Ölçütlerimizden ikincisi ise Rauscher vd. (2000) yaptığı çalışmadır. Bu çalışmada yazarlar reaksiyon hızlarını Hauser-Feshbach modeli üzerinden hesap yapan NON-SMOKER kodu ile gerçekleştirmişler ve 6 farklı reaksiyon için üç çeşit reaksiyon hızı elde etmişlerdir.

Astrofiziksel S-faktör üzerinden üretilen (Denklem 4.8) reaksiyon hız verilerinin Reaclib verileri ve Rauscher vd. (2000), ile kıyaslanması Çizelgeler 4.5 ve 4.6'da görülebilir. Tesir kesitleri üzerinden üretilen (Denklem 4.7) reaksiyon hız verilerinin Reaclib verileri ve Rauscher vd. (2000), ile kıyaslanması Çizelgeler 4.7 ve 4.8'de bulunabilir. Tüm çizelgeler de geçerli olmak üzere *rpsm*, *rath*, *ths8*, *chw0* ve *rh10* Reaclib verileridir ve $\langle\sigma v\rangle_{exp}$, $\langle\sigma v\rangle_{emp}$ ve $\langle\sigma v\rangle_{HF}$ verileri ise Rauscher vd. (2000)'den alınmıştır, sıcaklıklar (T) giga kelvin ve reaksiyon hızları $\text{cm}^3/\text{mol.s}$ birimindedir. Karşılaştırılmalı çizelgelerin yanı sıra astrofiziksel S-faktör verileri üzerinden elde edilen sonuçların $\langle\sigma v\rangle_{exp}$ ve Reaclib verileri ile kıyaslanması Şekil 4.6'da tesir kesitleri üzerinden elde edilen reaksiyon hızlarının karşılaştırılması Şekil 4.7'de bulunabilir. 5 GK (Giga Kelvin) gibi bir yüksek sıcaklıkta Denklem 4.8 ile tahmini yapılan reaksiyon hız verileri WS2, Proximity 77 ve α -nucleus potansiyel için sırasıyla 238.751, 177.045 ve 63.1148 ($\text{cm}^3/\text{mol.s}$) dir. Denklem 4.7 ile elde edilen sonuçların WS2, Proximity 77 ve α -nucleus potansiyel için sırasıyla reaksiyon hızları 62.6458, 49.4551 ve 16.5608 ($\text{cm}^3/\text{mol.s}$) gibidir. Yarı-klasik yaklaşım ile elde edilen sonuçların yanı sıra 5 GK de TALYS ile elde edilen reaksiyon hız değeri ise 7.07380 ($\text{cm}^3/\text{mol.s}$) dir (Koyuncu ve Soylu, 2017).

4.3 Bariyer-altı Enerjilerde $\alpha+^{28}\text{Si}$, $\alpha+^{32}\text{S}$ ve $\alpha+^{36}\text{Ar}$ Reaksiyonlarının İncelenmesi

$\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyonu için yapılan çalışmalar üzerine elde edilen olumlu sonuçlar üzerine $\alpha+^{28}\text{Si}$, $\alpha+^{32}\text{S}$ ve $\alpha+^{36}\text{Ar}$ reaksiyonları için reaksiyon hız tahmin hesaplamalarına geçilmiştir. Silikon yanma fazının başlangıcı olarak kabul edilen $\alpha+^{28}\text{Si}$ reaksiyonu ile $\alpha+^{32}\text{S}$ ve $\alpha+^{36}\text{Ar}$ reaksiyonlarında bir dizi halinde Silikon

Çizelge 4.9. $\alpha+^{28}\text{Si}$ için Reaclib (2018) ve Rauscher vd. (2000) reaksiyon hız verileri

T	rpsm	rath	ths8	$\langle \sigma \nu \rangle_{exp}$	$\langle \sigma \nu \rangle_{emp}$	$\langle \sigma \nu \rangle_{HF}$
0.01	5.627E-169	4.578E-169	4.196E-98	—	—	—
0.10	1.535E-34	2.770E-35	3.275E-34	—	1.42E-36	2.20E-34
1.00	1.251E-5	1.114E-5	1.201E-5	6.80E-6	6.97E-6	1.30E-5
2.00	0.109006	0.101977	0.144543	0.04	0.0423	0.0984
3.00	3.117634	3.279431	4.473732	1.34	1.45	3.04
4.00	17.75892	19.23407	21.68269	9.39	11.6	19.0
5.00	53.21872	55.37828	49.52550	31.5	46.5	59.7

Çizelge 4.10. $\alpha+^{28}\text{Si}$ için WKB yöntemi ve TALYS ile elde edilen reaksiyon hız verileri

WS2	WS2 ⁰	WS2 ⁹⁰	mWS2	mWS2 ⁰	mWS2 ⁹⁰	Talys
1.514E-101	8.607E-102	4.063E-101	1.360E-100	6.803E-101	4.414E-100	—
5.799E-38	3.295E-38	1.555E-37	5.207E-37	2.604E-37	1.690E-36	—
8.265E-9	4.713E-9	2.225E-8	7.447E-8	3.725E-8	2.417E-7	9.89E-10
0.001115	0.000633	0.002991	0.010013	0.005008	0.032498	0.000459
0.332682	0.18902	0.892376	2.98671	1.49403	9.69378	0.077477
11.9273	6.77676	31.9936	107.08	53.564	347.543	1.23388
150.82	85.6916	404.556	1354.02	677.313	4394.65	7.07380

yanma fazında yıldızın çekirdeğinde gerçekleştiği öngörülmektedir.

Dolayısıyla $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyonu için yapılan hesaplamaların bahsi geçen bu üç reaksiyon içinde yapılması önem arz etmektedir. $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyonu için yapılan WKB hesaplamaları mikroskobik n-n DF potansiyelinin ve ona fit edilmiş derin bir WS2 potansiyelinin reaksiyon gözlemlerini açıklamada başarılı olamadığı gözlemlenmiştir. WS2 potansiyeli tesir kesitlerini açıklamada DF potansiyelinden daha başarılı olsa dahi reaksiyon hız tahminlerinde diğer teorik çalışmalara uzak sonuçlar türettiği (özellikle 3 GK ne eşit büyük değerlerde) gözlemlenmiştir. Daha

Çizelge 4.11. $\alpha+^{32}\text{S}$ için Reaclib (2018) ve Rauscher vd. (2000) reaksiyon hız verileri

T	rpsm	rath	ths8	$\langle \sigma \nu \rangle_{exp}$	$\langle \sigma \nu \rangle_{emp}$	$\langle \sigma \nu \rangle_{HF}$
0.01	9.688E-199	5.637E-199	2.019E-109	—	—	—
0.10	5.518E-40	3.018E-45	4.707E-39	—	5.78E-40	3.70E-39
1.00	2.512E-7	1.650E-7	2.456E-7	6.19E-9	1.81E-6	2.70E-7
2.00	0.009225	0.006464	0.011337	0.00232	0.0222	0.00964
3.00	0.482966	0.568973	0.665805	0.153	0.644	0.456
4.00	3.614439	5.056999	4.762265	1.23	4.02	3.42
5.00	12.28652	14.96335	14.17129	4.34	12.6	12.3

Çizelge 4.12. $\alpha+^{32}\text{S}$ için WKB yöntemi ve TALYS ile elde edilen reaksiyon hız verileri

WS2	WS2 ⁰	WS2 ⁹⁰	mWS2	mWS2 ⁰	mWS2 ⁹⁰	Talys
2.734E-112	4.518E-112	1.323E-112	1.403E-111	2.556E-111	5.823E-112	—
2.351E-42	3.886E-42	1.138E-42	1.207E-41	2.198E-41	5.008E-42	—
2.984E-10	4.932E-10	1.444E-10	1.532E-9	2.790E-9	6.356E-10	5.095E-7
0.000134	0.000223	0.000065	0.000693	0.0001262	0.000287	0.013267
0.0726438	0.120033	0.035152	0.372969	0.679217	0.154702	0.527682
3.78113	6.24773	1.82969	19.4132	35.3535	8.05229	3.38252
62.3529	103.029	30.1725	320.134	582.998	132.787	10.2427

Çizelge 4.13. $\alpha+^{36}\text{Ar}$ için Reaclib (2018) ve Rauscher vd. (2000) reaksiyon hız verileri

T	rpsm	rath	ths8	$\langle \sigma \nu \rangle_{exp}$	$\langle \sigma \nu \rangle_{emp}$	$\langle \sigma \nu \rangle_{HF}$
0.01	1.565E-223	8.403E-224	1.965E-119	—	—	—
0.10	1.493E-44	1.527E-50	3.652E-43	—	2.46E-42	2.07E-43
1.00	5.122E-9	3.176E-9	4.717E-9	1.10E-25	2.11E-8	6.07E-9
2.00	0.000219	0.000146	0.000449	5.07E-11	0.000501	0.000195
3.00	0.015339	0.018471	0.037560	3.72E-6	0.0193	0.0139
4.00	0.193338	0.283032	0.359657	0.000977	0.231	0.203
5.00	1.228257	1.535168	1.450676	0.027	1.35	1.41

Çizelge 4.14. $\alpha+^{36}\text{Ar}$ için WKB yöntemi ile elde edilen reaksiyon hız verileri

WS2	WS2 ⁰	WS2 ⁹⁰	mWS2	mWS2 ⁰	mWS2 ⁹⁰
1.703E-122	2.245E-123	2.348E-122	4.121E-122	3.381E-123	6.079E-122
1.777E-46	2.344E-47	2.451E-46	3.530E-46	3.530E-47	6.345E-46
1.504E-11	1.983E-12	2.074E-11	3.640E-11	2.987E-12	5.370E-11
0.000021	2.867E-6	0.000029	0.000052	4.318E-6	0.000077
0.020596	0.002715	0.028400	0.049841	0.0040896	0.073514
1.53216	0.20202	2.11271	3.70774	0.304228	5.46877
32.5839	4.29627	44.9302	78.8511	6.46989	116.302

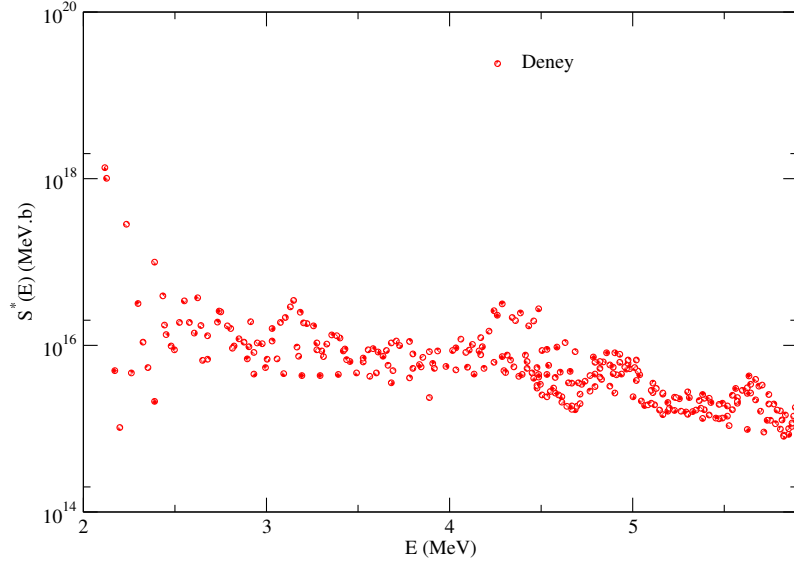
Çizelge 4.15. $\alpha+^{36}\text{Ar}$ için WKB ve TALYS ile elde edilen reaksiyon hız verileri

$\alpha\text{-nuc.}$	$\alpha\text{-nuc.}^0$	$\alpha\text{-nuc.}^{90}$	Talys
1.842E-121	2.682E-122	2.493E-121	—
1.923E-45	2.800E-46	2.603E-45	—
1.627E-10	2.369E-11	2.202E-10	1.106E-8
0.000235	0.000034	0.000318	0.000241
0.222803	0.032442	0.301562	0.012359
16.5743	2.41341	22.4332	0.127991
352.48	51.325	477.078	0.655250

sığ olan potansiyeller ile elde edilen sonuçların nispeten daha uygun olması nedeni ile $\alpha+^{28}\text{Si}$, $\alpha+^{32}\text{S}$ ve $\alpha+^{36}\text{Ar}$ incelenmesinde üç farklı potansiyelden faydalanılmıştır. Bu potansiyeller sırasıyla modifiye Woods-Saxon, α - nucleus ve sığ bir fenomenolojik WS2 potansiyel şeklindedir. WS2 parametreleri keyfi olarak seçilmiştir ve $\alpha+^{28}\text{Si}$ için: $V_0=42$ MeV, $a=0.71$ fm $r=0.72$ fm; $\alpha+^{32}\text{S}$ için: $V_0=40$ MeV, $a=0.70$ fm $r=0.80$ fm; ve $\alpha+^{36}\text{Ar}$ için: $V_0=45$ MeV, $a=0.80$ fm $r=0.85$ fm dir. Modifiye WS potansiyeli potansiyelin başlangıç parametreleri aynı kalmak şartı ile şekli WS2 tipine dönüştürülmüştür. Yine $\alpha+^{40}\text{Ca}$ çalışmasında olduğu gibi yarı-klasik yaklaşımın yanı sıra istatistiksel hesaplamalardan da (TALYS) yararlanılarak reaksiyon hız verileri üretilmiştir. Bunlara ek olarak nükleer reaksiyonlar üzerindeki deformasyon etkisini araştırmak maksadı ile Möller vd. (2012), yaptığı çalışmadan faydalanılmıştır. Bu çalışmada ^{16}O ile $A=339$ çekirdekleri arasında 9318 çekirdek için atomik kütleler, bağlanma enerjileri, taban durum kabuk-artı-çiftlenme ve mikroskobik düzeltmeler, ayrıca taban durum deformasyon bilgileri verilmiştir. Möller vd. (2012)'de ^{28}Si , ^{32}S ve ^{36}Ar için (quadrupole β_2 , hexadecapole β_4 ve hexacontatetrapole β_6) deformasyon parametreleri sırasıyla: $\beta_2= -0.363$ $\beta_4= 0.187$ $\beta_6= -0.022$, $\beta_2= -0.221$ $\beta_4= -0.095$ $\beta_6= -0.020$ ve $\beta_2= -0.255$ $\beta_4= -0.109$ $\beta_6= -0.002$ olarak verilmiştir. Deformasyon parametrelerine ek olarak oryantasyon açısı 0° ve 90° olarak seçilmiştir. Bu deformasyon parametreleri WKB hesaplamalarında kullanılmış ve reaksiyon hızları üzerindeki etkileri incelenmiştir. Füzyon tesir kesitlerinden elde edilen astrofiziksel S-faktör verileri ile Denklem 4.8 uyarınca reaksiyon hız verileri elde edilmiş ve Reaclib ve Rauscher vd. (2000), verileri ile karşılaştırılmıştır. Sonuçlar Çizelgeler 4.9, 4.10, 4.11, 4.12, 4.13, 4.14 ve 4.15'te bulunabilir. Tüm çizelgeler de geçerli olmak üzere sıcaklıklar GK, reaksiyon hızları $\text{cm}^3/\text{mol.s}$, cinsindedir ve 0° ve 90° deforme durumların oryantasyon açısını belirtir. *rpsm*, *rath* ve *ths8* farklı Reaclib verileridir (Reaclib, 2018). $\langle \sigma v \rangle_{exp}$, $\langle \sigma v \rangle_{emp}$ ve $\langle \sigma v \rangle_{HF}$ Rauscher vd. (2000)'den alınmış reaksiyon hız verileridir. WKB hesaplamalarında α -nucleus, mWS2 ve WS2 potansiyelleri sadece $\alpha+^{36}\text{Ar}$ için kullanılmıştır. $\alpha+^{32}\text{S}$ ve $\alpha+^{28}\text{Si}$ için mWS2 ve WS2 potansiyelleri ile hesaplamalar yapılmıştır. Bu hesaplamalar ile birlikte Silikon yanma fazında önemli yer işgal eden dört farklı reaksiyon için reaksiyon hız tahminleri elde edilmiştir.

4.4 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ ve $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ Füzyon Reaksiyonlarının İncelenmesi

$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ ve $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ literatürde oldukça ilgi çeken yıllardır hem deneysel hem de teorik çalışmalara konu olmuş ve nükleer astrofizikte önemli bir yeri olan füzyon reaksiyonlarıdır. Örneğin $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ reaksiyonunun tesir kesitlerini ölçmek üzerine yapılan çalışmalar yaklaşık 2 MeV seviyesine kadar ulaşmıştır (Patterson vd., 1969; Mazarakis ve Stephens, 1973; High ve Cujec, 1977; Erb vd., 1980; Kettner vd., 1980; Becker vd., 1981; Dasmahapatra vd., 1982; Satkowiak, 1982; Barrón-Palos vd., 2006; Spillane vd., 2007; Strieder, 2010; Fang vd., 2013; Santiago-Gonzales vd., 2016, Jiang vd., 2018). $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ füzyon reaksiyonu için Coulomb bariyeri yüksekliği yaklaşık 6.3 MeV mertebesinde ve astrofiziksel enerjiler Coulomb bariyer yüksekliğinin çok altında olduğu için tesir kesitlerinin ölçümlerini zorlaştırmaktadır. Tipik bir Karbon yanma aşaması için sıcaklık değeri 0.8-1.2 GK arasında değişir ve bu değer 1 ila 3 MeV arasında bir kütle merkezi enerjisine karşılık gelir (Barrón-Palos vd., 2006; Kippenhahn, 2012; Aziz vd., 2015). $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ ve $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ reaksiyonlarının deneysel verileri açıklamak üzere teorik olarak bir çok çalışma gerçekleştirilmiştir. Haider vd. (1993), $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ ve $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ füzyonlarının tesir kesitlerini elde etmek için Proximity 77 nükleer potansiyelini kullanarak WKB metodu ve Hill Wheeler formülasyonunu çerçevesinde hesaplamalar yapmışlardır. Jiang vd. (2007), astrofizikteki ilgi çekici sistemler olan ağır iyon kaynaklı $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ ve $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ füzyon reaksiyonları için füzyon engelleme kavramı ve reaksiyon hızları üzerindeki etkisini incelemişlerdir. $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ füzyon reaksiyonu ^{12}C çekirdeklerinin deformasyon durumları göz önüne alınarak Denisov ve Pilipenko (2010), tarafından WKB metodu ve Hill Wheeler formülasyonu kullanılarak incelenmiştir. DFC potansiyeli $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ füzyon reaksiyonunun tesir kesitlerini, astrofiziksel S-faktör verilerini ve ^{32}S çekirdeğinin rezonans enerji durumları elde etmek için Koçak vd. (2010) tarafından kullanılmıştır, Koçak vd. (2010), tesir kesitlerinin eldesinde çiftlenmiş kanallar formalizminden yararlanmışlardır. Aziz vd. (2015), DFC potansiyeli ile $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ ve $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ füzyon reaksiyonlarının tesir kesitlerini, astrofiziksel S-faktörlerini ve reaksiyon hızlarını elde etmişlerdir. Tüm bu çalışmalar $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ için incelendiğinde Şekil 4.8'de verilen ve bariyer altı enerjilerde var olan salınım durumlarının halen belirsizliğini koruduğu anlaşılmaktadır.



Şekil 4.8. $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ füzyon reaksiyonu ~ 6 MeV altındaki astrofiziksel S-faktör deneysel verileri

Diğer taraftan elektron perdeleme etkisinin nükleer reaksiyonlar üzerindeki etkisi bir çok çalışma ile ortaya koyulmuştur. Bariyer altı enerjilerde gerçekleşen füzyon reaksiyonları kuantum tünelleme süreci ile doğrudan alakalı olduğu için dış etkilerden kaynaklı olmak üzere bariyer üzerinde yapılacak herhangi bir değişiklik füzyon gözlenirlerinin değişmesine neden olacaktır. Yıldız plazmasında gerçekleşen reaksiyonlar elektron perdeleme etkisine dair güzel bir örnektir. Elektronlar tarafından çevrelenmiş çekirdekler arasındaki Coulomb bariyeri perdelemeye maruz kalır ve bariyer yapısında değişiklik hasıl olur. Böylece tesir kesitlerinde bir artış gözlenir. Salpeter (1954), tarafından yapılan çalışma ile reaksiyon gözlenirlerine perdeleme etkisinden dolayı bir perdeleme faktörü f önerilmiştir. Bu çalışmanın öncülüğünde, DeWitt vd. (1973) ve Graboske vd. (1973), elektron perdelemeyi Salpeterin çalışmasına benzer şekilde üç farklı bölgeye (zayıf, orta ve güçlü) ayırarak astrofiziksel uygulamaları ile ilgili çalışmalarda bulunmuşlardır. Wallace vd. (1982), güçlü perdeleme etkisini kütle birikimi yapan bir nötron yıldızı etrafındaki helyum yakan zarf için kullanmışlardır. Carraro vd. (1988), termonükleer reaksiyonlar üzerinde dinamik perdeleme etkisini incelemiş, Gruzinov ve Bahcall (1998), ise elektrostatik perdeleme etkisinin Güneşteki termonükleer reaksiyonların reaksiyon hızlarını nasıl değiştirdiğini araştırmışlardır. Gasques vd. (2005), $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ reaksiyonunun, yoğun bir plazma içerisinde reaksiyon hızının nedenli etkilendiğini araştırmak maksadı ile perdeleme olgusundan faydalanmışlardır.

Relativistik elektron-pozitron plazma perdeleme etkisi $A=7$ çekirdeklerini indirgeyen reaksiyonlar için Famiona vd. (2016), tarafından çalışılmıştır. Perdeleme etkisinin araştırılması üzerine yapılan bu çalışmaların yanı sıra farklı fizik dallarında kullanılmak üzere perdeleme potansiyelleri tanımlamak için yapılan çalışmalarda literatürde mevcuttur (Saha vd., 2002; Shukla ve Eliasson, 2008; Paul ve Ho; 2011). Bu potansiyellerden bir tanesinde Soylu (2012), tarafından önerilmiş debye ve kuantum plazma kaynaklı elektron perdeleme etkisini tanımlamaya müsait olan MGECS (More General Exponential Cosine Screened Coulomb) potansiyelidir (Soylu, 2012; Bahar ve Soylu; 2014).

4.4.1 Elektron perdeleme şartının belirlenmesi ve MGECS potansiyeli

Perdeleme termal ve yoğunluk koşullarına bağlı olmak şartı ile üç bölgeye ayrılır. Bunlar zayıf, orta ve güçlü perdeleme etkisi olarak anılır. Bu bölgelerin belirlenmesi Coulomb enerjisinin E_c termal enerjiye oranlanması ile elde edilir. Eğer E_c termal enerji kT 'den küçük ise zayıf, tersi durum güçlü perdelemeyi tasvir ederken bu iki enerjisinin birbirine eşit olduğu durumlar ise orta düzey perdeleme olarak anılır. Rezonant olmayan $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ reaksiyonu için dejenere olmamış bir plazma içerisinde (elektron dejenere faktörü $\theta_e = 1$) hidrostatik çekirdek yanması koşullarının $T=0.9$ GK ve $\rho=10^5\text{g/cm}^3$ olduğunu düşünelim ve çekirdek kütle kesirlerini $X_{^{12}\text{C}}^0=0.25$, $X_{^{16}\text{O}}^0=0.73$, $X_{^{20}\text{Ne}}^0=0.01$, $X_{^{22}\text{Ne}}^0=0.01$ olarak kabul edelim ki bu değerler Iliadis (2015)'den alınmıştır ve Arnett (1996) ile uyumludur. Bu halde zayıf perdeleme şartı

$$T \gg 10^5 \rho^{1/3} \zeta^2 \quad (4.12)$$

uyarınca sağlanır. Burada T Kelvin cinsinden sıcaklık, ρ yoğunluk g cm^{-3} ve ζ

$$\zeta \equiv \sqrt{\sum_i \frac{(Z_i^2 + Z_i \theta_e) X_i}{A_i}} \quad (4.13)$$

ile tanımlanır, Z_i , A_i ve X_i çekirdeklerin proton sayısı, kütle numarası ve kütle kesiridir. ζ , Debye-Hückel yarıçapı ile ilişkilidir ve

$$R_D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi e^2 \rho N_A \zeta^2}} = 2.812 \times 10^{-7} \rho^{-1/2} T_9^{1/2} \zeta^{-1} \text{cm} \quad (4.14)$$

şeklinde verilir (Iliadis, 2015). Bu şartlar altında Denklem 4.12, 0.0197928 GK olarak elde edilir ve bu değer 0.9 GK den daha küçüktür. Böylelikle zayıf perdeleme şartı

sağlanır ve Debye yarıçapı 4085 fm olarak hesaplanır. Bu sonuçlardan perdeleme faktörü $f_s=1.17784$ olarak hesaplanır ki bu sonuç Iliadis (2015)'te verilen sonuç ile uyumludur (Iliadis (2015) tarafından $f_s \sim 1.2$ olarak verilmiştir). Buradaki amaç perdeleme faktörünü hesaplamann yanı sıra elde edilen R_D değerini kullanarak teorik sonuçları deneysel veriler ile karşılaştırmaktır. Bu amaç doğrultusunda perdeleme etkisini modellemek için MGECSK potansiyeli kullanılmıştır.

İki çekirdek arasındaki saf Coulomb potansiyeli Denklem 3.95 ile verilir, MGECSK potansiyeli ise

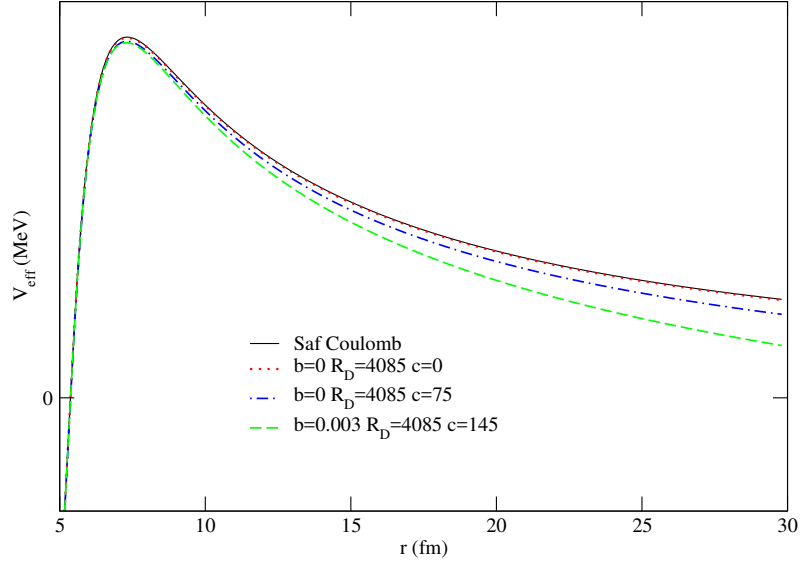
$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} (1 + br) \exp(-r/\lambda_D) \cos(cr/\lambda_D) \quad (4.15)$$

ile verilir. Burada b, c ve λ_D perdeleme parametreleridir ve

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_b T}{n_e e^2}} \quad (4.16)$$

şeklinde, k_b , T , n_e , e ve ϵ_0 ; sırasıyla Boltzmann sabiti, plazma sıcaklığı, elektron yoğunluğu, elektronun yükü ve dielektrik sabitidir ve bu eşitlik Denklem 4.14 ile aynıdır. MGECSK potansiyeli plazma içerisindeki hidrojen atomu üzerindeki perdeleme etkisini araştırmak maksadı ile Soylu (2012) tarafından literatüre kazandırılmıştır. Potansiyel parametrelerinden c'nin sıfırdan farklı seçilmesi kuantum plazma durumuna karşılık gelir. Kuantum plazma ise parçacıkların kuantum özelliklerinin plazma üzerinde etkili olması durumudur. c'nin sıfır olarak seçilmesi de Debye plazma durumuna denk gelmektedir. Bunun yanı sıra b ve c'nin sıfır veya sıfırdan farklı seçilmesi, MGECSK potansiyelini saf Coulomb potansiyeli (PC), perdelenmiş Coulomb potansiyeli (SC) ve üstel kosinüs perdelenmiş Coulomb potansiyeli (ECSC) gibi farklı potansiyel türlerine dönüştürmektedir. MGECSK potansiyelinin farklı kullanımları ile Coulomb bariyerinin nasıl değiştiği Şekil 4.9'da verilmiştir.

Elde edilen R_D değeri farklı durumları betimlemek amacı ile MGECSK potansiyelinin içerisinde kullanılmış ve ilk olarak $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ reaksiyon gözlenirleri açıklanmaya çalışılmıştır. $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ füzyon reaksiyonu gözlenirlerini araştırmak için Proximity 77 ve DFC nükleer potansiyellerinden faydalanılmıştır. DFC potansiyelinin elde edilemesinde kullanılan parametreler Çizelge 4.16'da verilmiştir ve ^4He ve ^{12}C çekirdekleri için ρ_0 , ω , β ve rms değerleri Aziz vd. (2015)'den alınmıştır



Şekil 4.9. Coulomb bariyerinin MGECSG potansiyelinin farklı kullanımı ile değişimi

Çizelge 4.16. ${}^4\text{He}$ ve ${}^{12}\text{C}$ çekirdekleri için nükleer madde yoğunlukları

Çekirdek	ρ_0 (fm^{-3})	ω (fm^{-2})	β (fm^{-2})	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (fm)
${}^4\text{He}$	0.4229	0	0.7024	1.461
${}^{12}\text{C}$	0.1644	0.4988	0.3741	2.407

ve Koçak vd. (2010)'de belirtildiği üzere $\beta=1/a^2$ ve $\omega=\alpha/a^2$ ile verilmiştir ve Z proton sayısı olmak üzere $\alpha=(Z-2)/3$ dir (Ehrenberg vd., 1959).

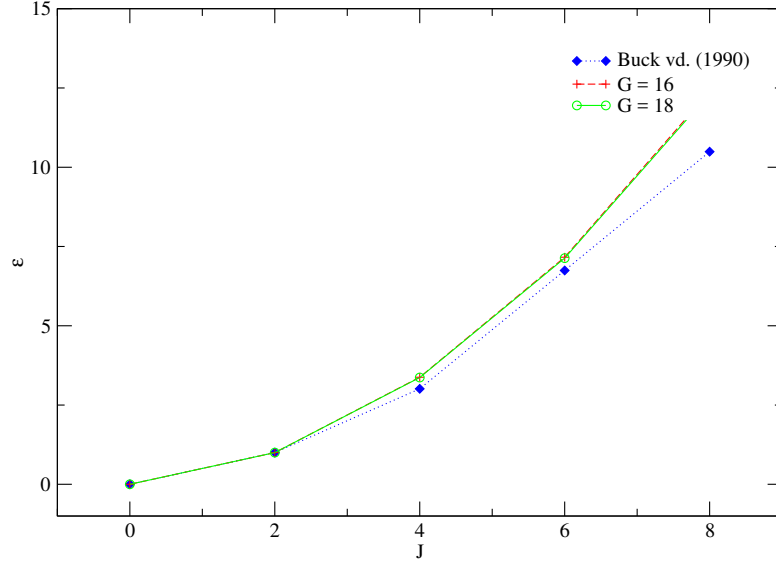
Öncelikle bu iki potansiyelden hangisinin yapı gözlenirlerini daha iyi açıkladığını araştırmak maksadı ile ${}^{24}\text{Mg}$ çekirdeğinin kümelenme yapısı araştırılmıştır. ${}^{24}\text{Mg}$ çekirdeğinin rezonant enerji durumları G=16 ve G=18 bantları için incelenmiş ve

$$\varepsilon = \frac{E(J^+) - E(0^+)}{E(2^+) - E(0^+)} \quad (4.17)$$

eşitliği uyarınca hesaplar yapılmıştır (Koçak vd., 2010). Elde edilen sonuçlar Şekil 4.10'da bulunabilir. DFC potansiyeli ile yapılan hesaplamalar olumlu sonuçlar verirken Proximity 77 potansiyeli ile anlamlı sonuçlar türetilenmemiştir. Yapı

$$S^*(E) = \sigma_f(E) E \exp \left(\sqrt{\frac{E_g}{E}} + gE \right) \quad (4.18)$$

gözlenirlerinin araştırılması ile füzyon gözlenirleri için Proximity 77 ve DFC potansiyeli kullanılarak sonuçlar öncelikle WKB metodu çerçevesinde elde edilmiştir. Astrofiziksel S-faktör verileri elde edilirken Denklem 3.73'ten farklı olarak modifiye



Şekil 4.10. ^{24}Mg çekirdeğinin $G=16$ ve $G=18$ bantları için DFC potansiyeli ile hesaplanmış normalize rezonant durum enerjileri

edilmiş S-faktör eşitliğinden yararlanılmıştır ve burada $g=0.46 \text{ MeV}^{-1}$ ile verilir. MGECSG potansiyeli Coulomb potansiyelinin yerine kullanılarak perdeleme olmaksızın ve " $b=c=0, R_D=4085$ " durumu için astrofiziksel S-faktör sonuçları elde edilmiştir, sonuçlar Şekil 4.11'de bulunabilir. Sonuçlardan anlaşıldığı üzere $b=c=0$ gibi bir durumun perdeleme potansiyeli olarak seçilmesi S-faktör verisinde önemli bir değişikliğe sebep olmamıştır. Şekil 4.9 incelendiğinde $b=c=0$ perdeleme durumunun bariyeri çok fazla etkilemediği açıkça görülebilir dolayısıyla S-faktör verisindeki değişimin buna bağlı olarak az olması beklenen bir durumdur. Bu hal üzerine MGECSG potansiyelinin farklı kullanımları hem Proximity 77 potansiyeli hemde DFC potansiyeli ile test edilmiştir (Koyuncu ve Soylu, 2018).

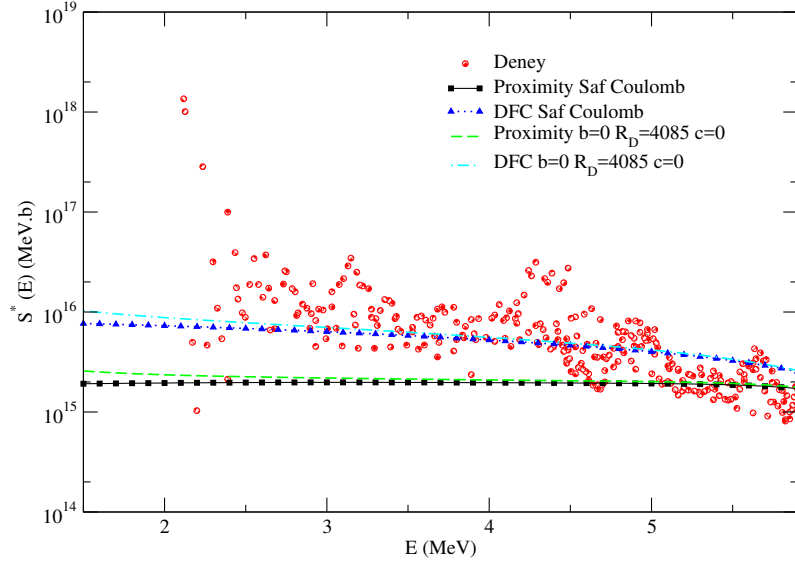
WKB metodu ve Çiftlenmiş Kanallar (CC) formalizmi kullanılarak elde edilen modellemeler Çizelge 4.17'de verilmiştir. b ve c parametrelerinin aktif olarak kullanılması ile perdeleme etkisi hem Proximity 77 hemde DFC potansiyel için daha etkin hale getirilmiştir. Bu parametrelerin kullanımı zayıf perdeleme şartını ortadan kaldırmaksızın sonuçları olumlu yönde etkileyen daha etkin bir perdeleme imkanı tanımıştır. Proximity 77 potansiyeli için " $b=0 c=0$ ", " $b=0 c=75$ " ve " $b=0.003 c=145$ " ile elde edilmiş sonuçlar ve DFC potansiyel için " $b=0 c=0$ ", " $b=0 c=45$ " ve " $b=0.01 c=160$ " ile elde edilmiş sonuçlar Şekil 4.12'de bulunabilir. WKB sonuçları ile elde edilmiş olan " $b=0 c=45$ " ve " $b=0.01 c=160$ " durumları hesaplama metotlarının karşılaştırılması amacı ile CCFULL ile tekrar edilmiştir.

Çizelge 4.17. Perdeleme için kullanılan modellemeler

Potansiyel Türü	b	c	R_D	Metot
<i>Prox77</i>	0.00	0	4085	<i>WKB</i>
<i>Prox77</i>	0.00	75	4085	<i>WKB</i>
<i>Prox77</i>	0.003	145	4085	<i>WKB</i>
<i>DFC</i>	0.00	0	4085	<i>WKB</i>
<i>DFC</i>	0.00	45	4085	<i>WKB</i>
<i>DFC</i>	0.01	160	4085	<i>WKB</i>
<i>DFC</i>	0.00	0	4085	<i>CC</i>
<i>DFC</i>	0.00	45	4085	<i>CC</i>
<i>DFC</i>	0.01	160	4085	<i>CC</i>
<i>DFC</i>	0.002	95	4085	<i>CC</i>

WKB sonuçlarında çokca belli olmayan salınımlar CCFULL sonuçlarında daha belirgin hale gelmiştir. Şekil 4.13'te "b=c=0 $R_D=4085$ " sonucu daha yakından incelendiğinde yaklaşık 2 MeV civarında küçük bir pik gözlemlenmektedir. Bu pik c'nin farklı değerlerinde daha güçlü bir şekilde gözlemlenmektedir. Fakat deneysel verilerde var olan ve 4 ila 4.5 MeV arasındaki pik her iki hesaplama yöntemi ile de elde edilememiştir.

$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ reaksiyon benzer şekilde yine Karbon yanma aşamasında gerçekleşen $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ reaksiyonu içinde zayıf perdeleme şartı tatbik edilmiştir. Bu reaksiyonun Karbon yanma aşamasının ilerleyen safhalarında gerçekleşme olasılığı göz önünde bulundurularak kütle kesirleri $X_{^{12}\text{C}}^0=0.150$, $X_{^{16}\text{O}}^0=0.661$, $X_{^{20}\text{Ne}}^0=0.143$, $X_{^{22}\text{Ne}}^0=0.008$, $X_{^{23}\text{Na}}^0=0.011$ ve $X_{^{24}\text{Mg}}^0=0.007$ olarak kabul edilmiştir. Sıcaklık ve yoğunluk değerleri sırasıyla 1.1 GK ve $1.5 \cdot 10^5 \text{ g cm}^{-3}$ şeklinde belirlenmiştir ve kütle kesir değerleri Arnett (1996), sıcaklık ve yoğunluk değerleri Woosley vd. (2002) ile uyumlu olacak şekilde seçilmiştir. Böylece $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ Denklem 4.12, 0.0233025 olarak elde edilmiştir ve bu değer 1.1 GK'den küçüktür dolayısıyla zayıf perdelene şartının sağlandığı kabul edilebilir. R_D ise 3636 fm olarak hesaplanmış ve bu değer üzerinden $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ reaksiyonuna benzer şekilde perdeleme hesaplamaları geliştirilmiştir. WKB hesaplamalarını gerçekleştirmek için DFC ve AW95 potansiyellerinden faydalanılmıştır. DFC potansiyeli için potansiyel parametreleri Çizelge 4.18'de verilmiştir ve ^4He , ^{12}C ve ^{16}O çekirdekleri için ρ_0 , ω , β ve rms değerleri Aziz vd. (2015)'den alınmıştır. Nükleer potansiyellerin belirlenmesi ile perdeleme



Şekil 4.11. Proximity 77 ve DFC potansiyelleri için Saf Coulomb potansiyeli ve "b=c=0" modeli için elde edilen S-faktör sonuçlarının $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ deneysel verileri ile karşılaştırılması, hesaplamalarda WKB metodu kullanılmıştır.

Çizelge 4.18. ^4He , ^{12}C ve ^{16}O çekirdekleri için nükleer madde yoğunlukları

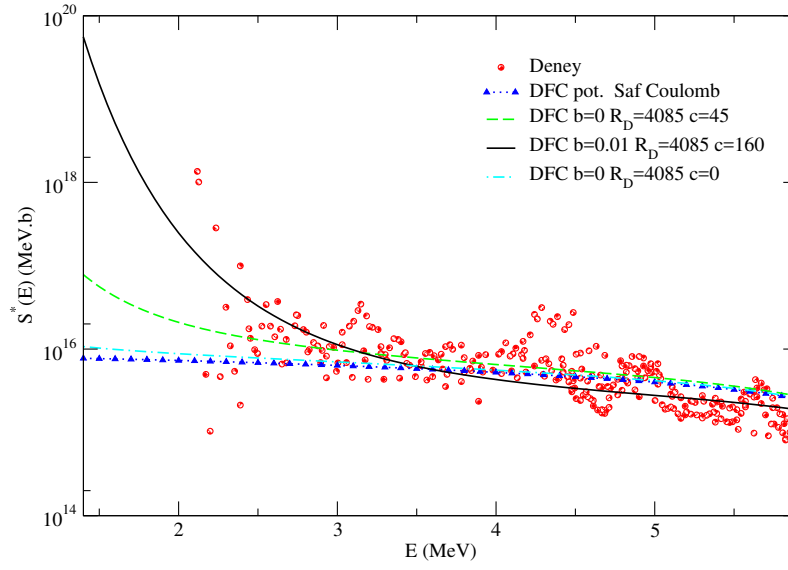
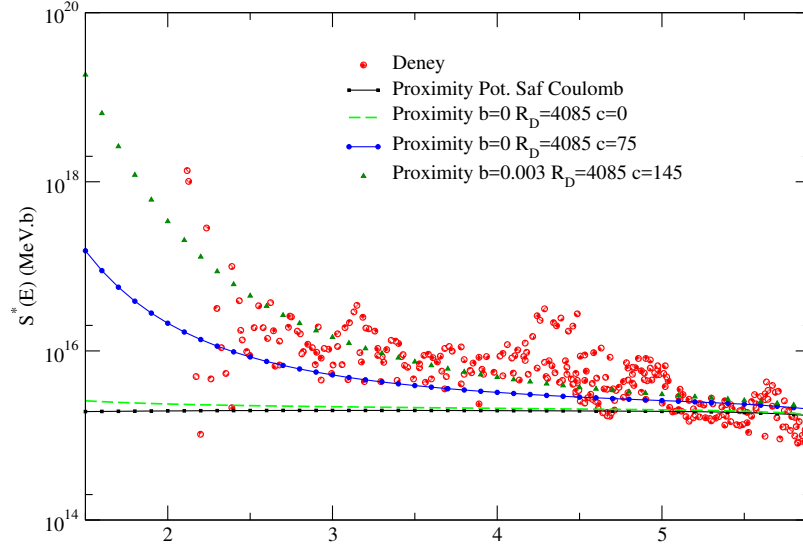
Çekirdek	ρ_0 (fm^{-3})	ω (fm^{-2})	β (fm^{-2})	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (fm)
^4He	0.4229	0	0.7024	1.461
^{12}C	0.1644	0.4988	0.3741	2.407
^{16}O	0.1317	0.6457	0.3228	2.640

etkisini araştırmak için "b=c=0", "b=0 c=115" ve "b=0.0001 c=100" modelleri DFC potansiyeli ve "b=c=0" ve "b=0.012 c=140" modelleri AW95 potansiyel hesaplamalarına dahil edilmiştir. $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ astrofiziksel S-faktör verilerinin elde edilmesinde Denklem 4.18'den yararlanılmıştır ve bu reaksiyon için $g=0.65 \text{ MeV}^{-1}$ dir. Elde edilen sonuçlar Şekil 4.14'te verilmiştir.

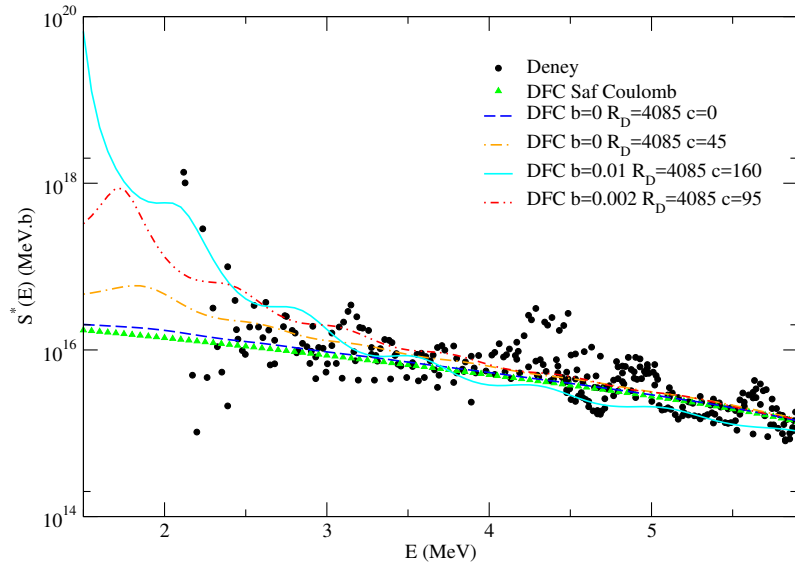
Diğer yandan elektron perdeleme hesaplamalarının $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ reaksiyonu içinde yapılması planlanmıştır. Fakat $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ füzyonu $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ve $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ reaksiyonlarından farklı müstakil bir yanma aşamasını teşkil eder. Dolayısıyla sıcaklık ve yoğunluk değeri Karbon yanma aşamasından oldukça farklıdır. Yoğunluk değeri Oksijen yanma aşaması için $\rho=10^6 \text{ g cm}^{-3}$ sınırını aştığından zayıf perdeleme durumu $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ reaksiyonu için uygulanamamıştır. Bunun üzerine $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ füzyon gözlenirleri farklı nükleer potansiyeller ışığında incelenmiştir. Astrofiziksel S-faktör verilerinin elde edilmesinde Denklem 3.73'ten yararlanılmıştır. WKB hesaplamalarında Cosh ve Hibrit potansiyelleri kullanılmıştır. Cosh potansiyeli için

parametreler $V_0=120$ MeV, $a=0.95$ fm ve $r_0=0.99$ fm dir, Hibrit potansiyeli için parametreler $V_0=300$ MeV, $a=0.85$ fm ve $r_0=0.95$ fm dir. Elde edilen sonuçlar Şekil 4.15'te verilmiştir.

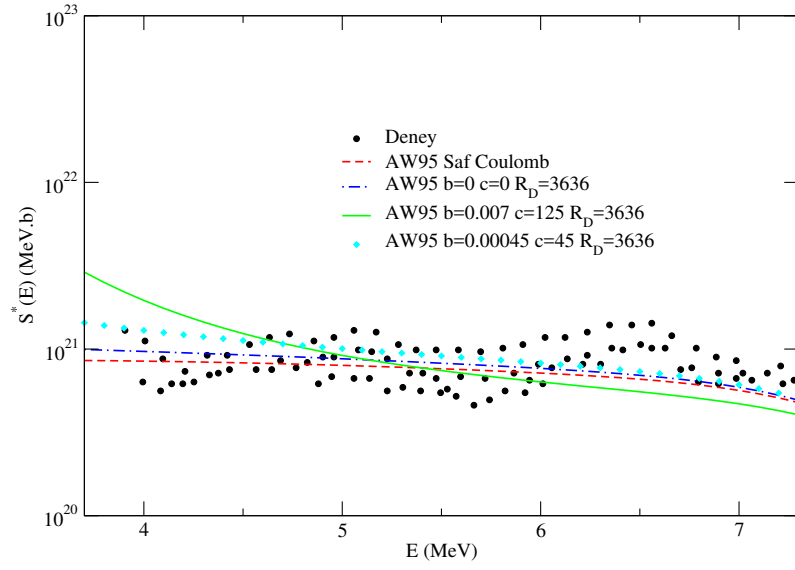
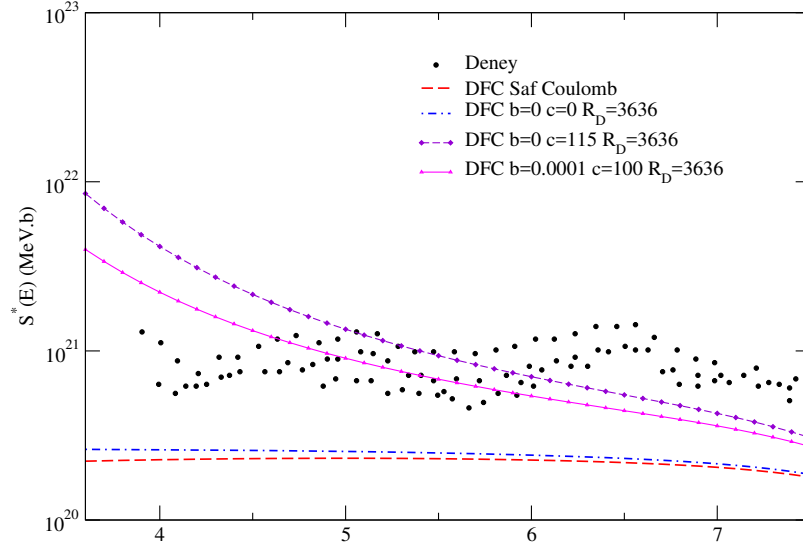
Bu çalışmada $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ ve $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ reaksiyonları için füzyon tesir kesit verileri yerine salınımların daha iyi gözlendiği astrofiziksel S-faktör deneysel verileri kullanılmıştır, $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ deneysel veriler için bakınız (Patterson vd., 1969; Mazarakis ve Stephens, 1973; High ve Cujec, 1977; Erb vd., 1980; Kettner vd., 1980; Becker vd., 1981; Dasmahapatra vd., 1982; Satkowiak, 1982; Barrón-Palos vd., 2006; Spillane vd., 2007; Denisov ve Pilipenko, 2010). Ayrıca $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ ve $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ füzyon reaksiyonlarının deneysel verileri için bakınız (Patterson vd., 1971; Cujec ve Barnes, 1976; Christensen vd., 1977; Spinka ve Winkler, 1974; Hulke vd., 1980; Wu ve Barnes, 1984; Thomas vd., 1985, Kuronen vd., 1987; Jiang, 2007).



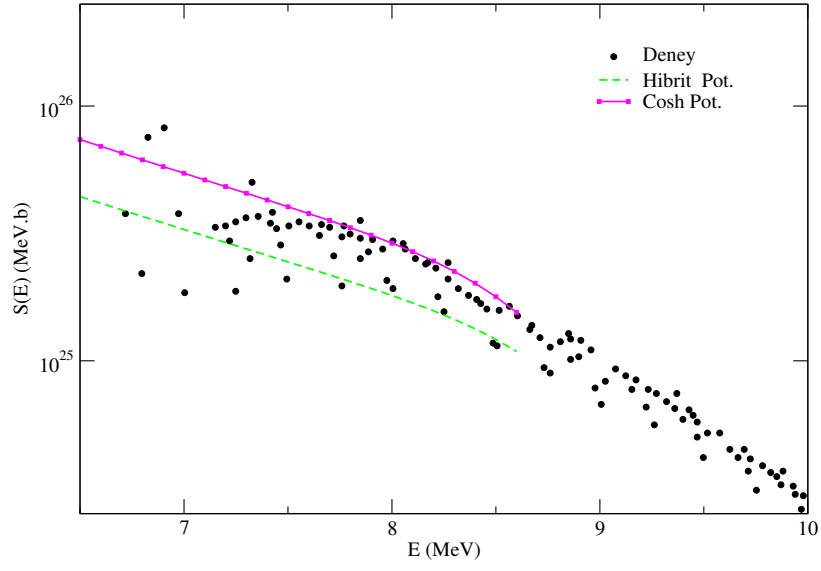
Şekil 4.12. Proximity 77 ve DFC potansiyeli kullanılarak elde edilmiş farklı perdeleme durumlarının $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ deneysel verileri ile karşılaştırılması, hesaplamalarda WKB metodu kullanılmıştır



Şekil 4.13. DFC potansiyeli kullanılarak elde edilmiş farklı perdeleme durumlarının $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ deneysel verileri ile karşılaştırılması, hesaplamalarda CCFULL kodu kullanılmıştır



Şekil 4.14. DFC ve AW95 potansiyelleri kullanılarak elde edilmiş farklı perdeleme durumlarının $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ deneysel verileri ile karşılaştırılması, hesaplamalarda WKB metodu kullanılmıştır



Şekil 4.15. Cosh ve Hibrit potansiyelleri kullanılarak elde edilmiş S-faktör verilerinin $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ deneysel verileri ile karşılaştırılması, hesaplamalarda WKB metodu kullanılmıştır

BÖLÜM V

SONUÇ ve TARTIŞMA

Bu tez çalışmasında, $M > 11M_{\odot}$ kütleli bir yıldızın Karbon, Oksijen ve Silikon yanma fazlarında gerçekleşen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, $\alpha+^{28}\text{Si}$, $\alpha+^{32}\text{S}$, $\alpha+^{36}\text{Ar}$, $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyonları ve ^{44}Ti çekirdeğinin α -bozunumu yarı-klasik WKB metodu, çiftlenmiş kanallar formalizmi ve istatistiksel yöntemler kullanılarak incelenmiştir. Çekirdekler arası etkileşimler tanımlanırken ikili kümelenme modelinden faydalanılmıştır. Bu çalışmadaki hesaplamalar için literatürde mevcut olan bir çok fenomenolojik potansiyel kullanılmıştır. $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ve $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ füzyon reaksiyonlarının gözlenirlerinde belirsizliğini korumakta olan bariyer altı salınımları daha iyi açıklayabilmek maksadı ile elektron perdeleme etkisi hesaplamalara dahil edilmiş ve gözlenirler üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Ayrıca çekirdeklerin yapısal özelliklerinin reaksiyonlar üzerindeki etkisini araştırmak maksadı ile $\alpha+^{28}\text{Si}$, $\alpha+^{32}\text{S}$ ve $\alpha+^{36}\text{Ar}$ reaksiyonları için ^{28}Si , ^{32}S ve ^{36}Ar çekirdeklerinin deformasyon durumları hesaplara dahil edilmiştir. Ayrıca ^{44}Ti çekirdeğinin α -bozunumu ve bu reaksiyonun tersi olan $\alpha+^{40}\text{Ca}$ füzyonu bariyer-altı enerjilerde incelenmiştir. Tüm bu hesaplamalar ile elde edilen sonuçlar gözlenirleri en iyi açıklayan sistematığın tespit edilmesi ve astrofiziksel sistemler ile olan ilişkilerini anlamak maksadı ile yapılmıştır. Her bir reaksiyon için elde edilen sonuçlar şu şekilde sıralanabilir.

^{44}Ti çekirdeğinin yapısal özelliklerini araştırmak için bozunum genişlikleri, rezonant durumların uyarılma enerjileri ve (BE2) geçiş şiddetleri ikili kümelenme modeli kullanılarak hesaplanmış ve sonuçlar literatürden elde edilen deneysel değerler ile karşılaştırılmıştır. İlk olarak DF potansiyeli WS2 tarzındaki bir sanal potansiyel ile $\alpha+^{40}\text{Ca}$ arasındaki etkileşme tanımlanmış ve bu potansiyel deneysel elastik saçılma verilerini açıklamak için kullanılmıştır. Elastik saçılma datalarını açıklamakta başarılı olan DF potansiyel ^{44}Ti çekirdeğinin yapısal özelliklerini araştırmak için yapılan hesaplamalarda kabul edilebilir sonuçlar üretmediği için potansiyelin reel kısmı WS2 potansiyeline fit edilerek uygun parametreler elde edilmiştir.

Öncelikle elde edilen WS2 tarzındaki potansiyel kullanılarak α -bozunum genişlikleri WKB yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır. WKB hesaplarına göre 1^- , 3^- , 10^+ ,

12^+ durumlarının bozunum genişliklerinin son derece küçük olduğu görülmüştür. WKB hesaplamalarında kullanılan potansiyel setleri Gamow hesaplamalarında da kullanılmış ve α -bozunum genişlikleri için elde edilen sonuçların WKB hesaplamalarını doğrular nitelikte olduğu görülmüştür. Fakat literatürde bozunum genişlikleri için deneysel veriler olmadığı için bir karşılaştırma yapılamamıştır. Elde edilen sonuçlar ileride yapılması mümkün olan deneysel çalışmalara yol gösterir niteliktedir. Her iki hesaplama metodundan elde edilen sonuçların benzer nitelikte olması bu sonuçların tutarlı olduğunu göstermektedir. Diğer taraftan, ^{40}Ca çekirdeğinin deforme olma olasılığında hesaplara dahil edilmiştir. Deformasyon ve oryantasyon etkileri, deformasyon parametresi β_2 (kuadropol) ve 0° , 30° , 60° ve 90° oryantasyon açıları ile incelenmiştir. Küresel ve deforme durumlar için bozunum genişliği ve rezonant durumların uyarılma enerjileri için hesaplar tekrar edilmiştir. Gamow hesapları ile elde edilen rezonant durumların uyarılma enerjileri hesaplamaları göstermiştir ki, G=12 bandı için 0° 'nin ve G=13 bandı için 30° 'nin deneysel verilere daha yakın sonuçlar elde edilmiştir.

^{44}Ti çekirdeğinin yapısal özelliklerini araştırmak maksadı ile yapılan çalışmalar ile elde edilen önemli sonuçlardan birisi DF potansiyelinin kabul edilebilir sonuçlar türetmemesidir. $\alpha+^{40}\text{Ca}$ arasındaki etkileşmeyi tanımlamada kullanılan DF potansiyeli, bu sefer bozunum hesaplamalarının aksine bariyer altı füzyon hesaplamaları için kullanılmıştır. Çünkü bariyer altında gerçekleşen bir füzyon reaksiyonu α -bozunum mekanizması ile aynı özellikleri taşır. Her iki reaksiyon tipide kuantum tünellenmenin bir ürünüdür ve biri diğerinin tersidir. Dolayısıyla α -bozunumu için kullanılan bir nükleer potansiyelin bariyer altı bir füzyon reaksiyonu içinde kullanılması veya birini açıklamakta yetersiz kalan nükleer potansiyelin diğerini açıklamaktada yetersiz kalacağı düşünülür. Bu bağlamda ^{44}Ti çekirdeğinin α -bozunum gözlenirlerini açıklamakta kullanılan mekanizma, $\alpha+^{40}\text{Ca}$ bariyer altı füzyonu içinde tekrar ettik. DF potansiyelini $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyonunun tesir kesitlerini hesaplamak için WKB metodu ile hesaplamalara dahil edildi. ^{44}Ti çalışmasına benzer olarak bu potansiyel tesir kesitlerini açıklamakta başarısız olmuş yaklaşık 2 MeV ve altındaki enerjilerde mantıklı olmayan sonuçlar elde edilmiştir.

Böylelikle, tesir kesitlerini açıklamakta başarısız olan DF potansiyeli WS2 tarzındaki

bir potansiyele fit edilmiş ve tesir kesitleri uygun bir şekilde elde edilmiştir. $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyonun yıldızlardaki önemi düşünülerek hesaplamalar genişletilmiş ve reaksiyon hız hesaplamalarına geçilmiştir. DF potansiyelinden elde edilen WS2 potansiyelinin yanı sıra WKB hesaplamalarında kullanılmak üzere Proximity 77 ve α -nucleus potansiyelinden yararlanılmıştır. Ayrıca yarı-klasik sonuçları istatistiksel hesaplamalarla karşılaştırmak maksadı ile reaksiyon hız hesaplamalarında TALYS kodu kullanılmıştır. Elde edilen sonuçlar Reaclib ve Rauscher vd. (2000), verileri ile karşılaştırılmıştır. WKB sonuçlarına göre, DF potansiyelinden elde edilen WS2 potansiyeli tesir kesitlerini açıklamakta başarılı olsa da reaksiyon hız hesaplamalarında Reaclib ve Rauscher vd. (2000), verilerinden uzak sonuçlar türetmiştir. WS2 potansiyelinden daha sığ olan Proximity 77 ve α -nucleus potansiyelleri ile daha yakın sonuçlar türetilmiştir. Bu iki potansiyel birbiri ile kıyaslandığında ise α -nucleus potansiyeli ile üretilen sonuçların Reaclib ve Rauscher vd. (2000), verileri ile daha uyumlu olduğu görülmüştür. Bunun sebebi ise α -nucleus potansiyelinin özellikle α ve bir ağır çekirdek arasındaki etkileşmeyi tanımlamak için ortaya atılmış olmasıdır. Diğer taraftan istatistiksel hesaplamalar ile elde edilen reaksiyon hız sonuçlarının WKB hesaplamalarına göre daha uygun olduğu göze çarpmaktadır. Bu ise yarı-klasik ve istatistiksel hesaplamaların farkından kaynaklanmaktadır. Çünkü TALYS ile $\alpha+^{40}\text{Ca}$ gibi bir reaksiyon için çıkış kanallarını kontrol etmek imkan dahilindedir. Böylece yine istatistiksel hesaplamalar sonucu elde edilmiş Reaclib ve Rauscher vd. (2000), verilerinin TALYS sonuçları ile daha çok uyumlu olması beklenen bir sonuçtur. ^{44}Ti çekirdeğinin bolluk miktarını doğrudan etkileyen $\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyonunu mühim kılan bir diğer etken ^{44}Ti çekirdeğinin kararsız olmasıdır. Süpernova sonrası uzaya dağılan ^{44}Ti çekirdekleri astronomlara gözlem imkanı sunmaktadır. Kararsız olan ^{44}Ti çekirdeği önce elektron yakalama (% 99.3) ile ^{44}Sc çekirdeğine daha sonra β bozunumu yaparak (% 98.95) ^{44}Ca çekirdeğine dönüşür.

$\alpha+^{40}\text{Ca}$ reaksiyonu için yapılan WKB hesaplamaları sığ potansiyellerin ve özellikle α -nucleus potansiyelinin reaksiyon hızlarını türetmede başarılı olduğunu göstermesi ile yeni hesaplamalar yapılmıştır. Yine Silikon yanma fazında gerçekleşen $\alpha+^{28}\text{Si}$, $\alpha+^{32}\text{S}$, $\alpha+^{36}\text{Ar}$ içinde reaksiyon hız hesaplamaları WKB metodu ve TALYS kodu kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu hesaplamalarda α -nucleus potansiyeline ek

olarak mWS potansiyeli ve parameteleri keyfi olarak seçilmiş WS2 potansiyelinde faydalanılmıştır. mWS potansiyelinde ufak bir değişikliğe gidilerek başlangıç parameteleri aynı kalmak şartı ile potansiyelin şekli WS tarzından WS2 tarzına dönüştürülmüştür. Füzyon reaksiyonları üzerinde nükleer deformasyonun rolünü araştırmak maksadı ile ^{28}Si , ^{32}S ve ^{36}Ar çekirdeklerinin β_2 , β_4 ve β_6 (quadrupole, hexadecapole and hexacontatetrapole deformations) deforme durumlarında WKB hesaplamalarına dahil edilmiştir. Elde edilen sonuçlara göre, $\alpha+^{36}\text{Ar}$ mWS2 ve WS2 potansiyelleri ile Reaclib ve Rauscher vd. (2000), verilerine daha yakın sonuçlar üretildiği söylenebilir. α -nucleus potansiyeli ise diğer iki potansiyele nazaran daha uzak sonuçlar üretmiştir. Kıstaslara olan uzaklık α parçacığı ile reaksiyona giren çekirdeğin kütle numarası azaldıkça artış göstermiştir. Böylelikle $\alpha+^{28}\text{Si}$ ve $\alpha+^{32}\text{S}$ reaksiyonları için α -nucleus potansiyeli ile reaksiyon hız çalışmaları tekrar edilsede ölçütlerimizden oldukça uzak sonuçlar elde edildiği için bu sonuçlara çalışmada yer verilmemiştir. Diğer yandan mWS2 potansiyelinde WS2 potansiyeli ile karşılaştırıldığında ölçütlerimizden nispeten daha uzak sonuçlar türetmiştir. Deformasyon durumları göz önüne alındığında ^{36}Ar için 0° , ^{32}S için 90° ve ^{28}Si için 0° durumları ile ölçütlerimize daha yakın sonuçlar üretildiği söylenebilir. Klasik olarak düşünüldüğünde çekirdeğin yönelimini etkileyen oryantasyon açısının tesir kesitleri üzerinde önemli bir değişime neden olduğu söylenebilir. Ancak tüm sıcaklıklara karşılık gelen sonuçlar gözden geçirildiğinde, kıstaslarımızla yüksek sıcaklıklarda uyumlu sonuçlar elde edilirken düşük sıcaklıklarda bir sapma veya bunun tam tersi olduğu görülmektedir. WKB ile yalnızca α soğrulmayı tasvir edilebildiği için elde edilen sonuçların istatistiksel hesaplamalardan uzak olması beklenen bir durumdur. Ayrıca istatistiksel hesaplamalarda çekirdeklerin sıcaklık koşullarından dolayı uyarılmış olma ihtimallerininde göz önünde bulundurulması bu farka neden olan etkenler arasına alınabilir.

Diğer yandan $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ gibi ağır çekirdeklerin füzyon reaksiyonlarında bu tez çalışmasında incelenmiştir. Bu üç reaksiyon arasında, $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ literatürde oldukça ilgi çekmektedir. Bu reaksiyon için farklı modeller ve farklı nükleer potansiyeller ışığında yapılan araştırmaların bariyer altındaki salınımları açıklamakta başarılı olduğu söylenemez ve bu salınımların nereden kaynaklandığı halen tam olarak anlaşılamamıştır. Bu çalışmada $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ reaksiyonu

için bariyer altında var olan salınımları açıklamak maksadı ile elektron perdeleme etkisinden faydalanılmıştır. İlk olarak ^{12}C çekirdekleri arasında etkileşmeyi en iyi tanımlayan potansiyeli belirlemek maksadı ile ^{24}Mg çekirdeğinin rezonant enerji seviyeleri $G=16$ ve $G=18$ bantları için Proximity 77 ve DFC potansiyeli ile hesaplanmıştır. Yapısal özellikleri göz önünde bulundurması nedeniyle DFC potansiyeli rezonant enerji seviyelerini açıklamakta başarılı olurken Proximity 77 potansiyeli ile herhangi bir sonuç elde edilmemiştir. Bu da göstermektedir ki ^{24}Mg için $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ gibi ikili bir küme konfigürasyon oldukça anlamlıdır. Yapısal özelliklerin incelenmesinin ardından $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ füzyon reaksiyon gözlenirlerinin hesabına geçilmiştir. DFC potansiyeli yapısal özellikleri açıklamada başarılı olduğu gibi reaksiyon gözlenirlerindeki açıklamakta başarılı olmuştur. Fakat her iki potansiyel ile elde edilen sonuçta davranış olarak birbirine benzemesinin yanı sıra salınımları açıklamada yetersiz kalmıştır.

Böylece $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ füzyon reaksiyonu üzerinde elektron perdeleme çalışmalarına geçilmiştir. Bu çalışmada elektron perdeleme için literatürde var olan diğer çalışmalardan farklı olarak iki yol izlenmiştir. İlk olarak belli başlangıç koşulları altında zayıf perdelenme şartının $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ füzyon reaksiyonu için sağlanması gözetilmiştir. İkinci olarak, klasik Debye-Hückel potansiyelinden farklı olarak daha genel bir ifadeye sahip olan MGECSK potansiyeli elektron perdeleme uygulamaları için seçilmiştir. MGECSK potansiyelinin $b=c=0$ durumu her iki potansiyel için tesir kesitlerinde çok az bir artışa neden olmuştur. Çünkü $b=c=0$ için Coulomb bariyerinin değişimi neredeyse perdeleme olmayan durum ile aynıdır. Özellikle c parametresinin aktif edilmesi ki bu kuantum plazma durumuna karşılık gelmektedir, düşük enerjilerde tesir kesitlerinde dolayısıyla astrofiziksel S-faktör verilerinde güçlü bir artışa neden olmuştur. Bu durum MGECSK potansiyelinin bilinen bir özelliği olan ve diğer perdeleme potansiyellerine nazaran daha güçlü bir perdeleme etkisi sergilediğini doğrular niteliktedir. WKB metodu ile DFC potansiyeli için elde edilen sonuçlar gözden geçirildiğinde MGECSK potansiyeli ile elde edilmiş olan $b=0.01$ $c=160$ modelinin deneysel veriler ile çok daha uygun olduğu görülmektedir. Aynı zamanda yarı-klasik yaklaşım için kullanılan bazı modellemeler çiftlenmiş kanallar formalizmi kullanılarak tekrar edildiğinde benzer sonuçlar elde edilmiştir. Çiftlenmiş kanallar formalizmi ile elde edilen sonuçlarda salınımların daha belirgin

olduğuda gözlemlenmiştir. $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ füzyonu üzerine yapılan bu çalışma ile bariyer altında hali hazırda var olan salınımlara farklı bir bakış açısıyla bir açıklama getirilmeye çalışılmıştır. Ancak deneysel verilerde var olan tüm salınımlar tamamen açıklanamamıştır. Yaklaşık 4.5 MeV civarındaki güçlü pik ne yarı-klasik ne de çiftlenmiş kanallar formalizmi ile yapılan çalışmalar ile elde edilememiştir.

$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ çalışmasından elde edilen tecrübe $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ füzyon reaksiyonuna aktarılmıştır. Bu reaksiyonun Karbon yanma aşamasının ilerleyen aşamalarında meydana geldiği varsayımı üzerine, kütle kesirleri sıcaklık ve yoğunluk şartları yeniden düzenlenmiştir. İlk olarak DFC ve AW95 nükleer potansiyelleri kullanılarak deneysel veriler ile uyumlu sonuçlar elde edilmeye çalışılmıştır. Daha sonra yapılan çalışmalara MGECS potansiyeli ile katkıda bulunularak perdeleme çalışmaları uygulanmıştır. Yine $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ çalışmasına benzer olarak $b=c=0$ durumunun deneysel verileri açıklamakta yetersiz olduğu söylenbilir. Daha sonra b ve c parametreleri aktif edilerek deneysel verilere en uygun sonuçlar elde edilmeye çalışılmıştır. Elde edilen sonuçların $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ çalışmalarına nispeten daha kısıtlı olması ise zayıf perdeleme şartının $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ reaksiyonu için çok sınırlı şartlarda sağlanmış olmasıdır. Yinede elektron perdeleme çalışmaları ile elde edilen sonuçların saf Coulomb potansiyeli ile elde edilen sonuçlara göre deneysel veriler ile daha uyumlu olduğu söylenebilir.

Bu çalışmada son olarak incelenen reaksiyon oksijen yanma aşamasında gerçekleşen $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ füzyonudur. Oksijen yanma aşamasındaki koşullar göz önünde bulundurulduğunda yoğunluk 10^6 gcm^{-3} değerini aştığından bu reaksiyon için zayıf perdeleme şartı uygulanamamıştır. Böylelikle 2 farklı nükleer potansiyelden faydalanılarak $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ füzyonu astrofiziksel S-faktör verileri elde edilmiştir. Hibrit ve Cosh potansiyellerinin kullanıldığı hesaplamalar göz önünde bulundurulduğunda Cosh potansiyeli ile elde edilen sonuçların deneysel verileri açıklamakta oldukça başarılı olduğu söylenebilir.

Böylelikle bu tez çalışmasında nükleer astrofizik açısından son derece önemli çeşitli reaksiyonlar çekirdeklerin yapısal özellikleri, ortam şartları ve farklı hesaplama yöntemleri göz önünde bulundurularak incelenmiştir. Elektron perdelemenin etkisini incelemek için kullanılan MGECS potansiyeli ile elde edilen olumlu sonuçlar

gözden geçirildiğinde bu potansiyelin Karbon yanma aşamasından önce gerçekleşen yanma fazları içinde kullanılabilirliğini ortaya koymuştur. Dolayısıyla zayıf perdelenme şartını sağlamada daha tatminkar sonuçlar vereceği açık olan Hidrojen ve Helyum yanma fazları ve bu fazlarda gerçekleştiği düşünülen p-p zincirleri, CNO döngüleri ve üçlü alfa süreçleri gibi reaksiyonlar içinde bu potansiyelin kullanılması öngörülebilir. Perdeleme çalışmalarının yanı sıra, $\alpha+^{40}\text{Ca}$ ve ^{44}Ti çekirdeğinin α -bozunumu incelenirken kullanılan mikroskobik DF potansiyelinin her iki reaksiyon içinde başarısız sonuçlar türetmesi ve bunlara nispeten daha olumlu sonuçlar türeten sıg potansiyellerin kullanılmasında bu türden reaksiyonlar için kullanılacak nükleer potansiyellere ışık tutmaktadır. Ayrıca bu tez çalışmasında reaksiyon hız tahminlerinde kullanılan ve E_0 enerjisi üzerinden hesap yapan eşitlik gayet özel bir ifadedir. Literatürde reaksiyon hız çalışmalarında kullanılan farklı hesaplama metotları da mevcuttur. Bunlardan bir tanesinde astrofiziksel S-faktörün, $E=0$ enerjisindeki eşiti $S(0)$, birinci $S'(0)$ ve ikinci türevinden $S''(0)$ elde edilen reaksiyon hız eşitlikleridir. Dolayısıyla ileride yapılması planlanan çalışmalarda bu gibi yöntemler kullanılarak $E=0$ enerjisindeki astrofiziksel S-faktör belirlenmiş olacaktır ki bu literatürde oldukça ilgi çeken konulardan biridir. İkinci olarakta reaksiyon hız tahminlerinde farklı yollar ile elde edilen sonuçların karşılaştırılmasının önü açılacaktır. Bahsi geçen yöntem $\alpha+^{40}\text{Ca}$ türünden reaksiyonların yanı sıra $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ tarzından reaksiyonlar içinde uygulanabilir bir yöntemdir. Bunlara ilaveten yapısal özelliklerin incelenmesi için yapılan çalışmalarda ^{24}Mg için $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ gibi ikili bir küme konfigürasyonunun oldukça anlamlı sonuçlar türettiği görülmüştür. Kümelene fikrini temel alan potansiyellerin yapısal özellikleri açıklamaktaki başarıları hafif çekirdeklerdeki kümelenemelerin varlığını destekler biçimdedir. Böylelikle ileride yapılması muhtemel füzyon çalışmalarında bu gibi etkilerin göz önünde bulundurulmasında gayet önemlidir.

KAYNAKLAR

- Abdullah, M. N. A., Idris, A. B., Tariq, A. S. B., Islam, M. S., Das, S. K., Uddin, M. A., ... and Malik, F. B., "Potentials for the α -40, 44, 48Ca elastic scattering", *Nuclear Physics A* 760(1-2), 40-58, 2005.
- Adelberger, E. G., Austin, S. M., Bahcall, J. N., Balantekin, A. B., Bogaert, G., Brown, L. S., ... and Duba, C. A., "Solar fusion cross sections", *Reviews of Modern Physics* 70(4), 1265-1291, 1998.
- Adelberger, E. G., García, A., Robertson, R. H., Snover, K. A., Balantekin, A. B., Heeger, K., ... and Chen, J. W., "Solar fusion cross sections. II. The pp chain and CNO cycles", *Reviews of Modern Physics* 83(1), 195-245, 2011.
- An, Z. D., Ma, Y. G., Fan, G. T., Li, Y. J., Chen, Z. P. and Sun, Y. Y., "New Astrophysical Reaction Rate for the $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ Reaction", *The Astrophysical Journal Letters* 817(1):L5, 2016.
- Arnett, D., "Supernovae and nucleosynthesis: an investigation of the history of matter, from the big bang to the present", 1st ed., *Princeton University Press*, New Jersey, 1996.
- Arun, S. K., Gupta, R. K., Kanwar, S., Singh, B. and Sharma, M. K., "Cluster radioactivity with effects of deformations and orientations of nuclei included", *Physical Review C* 80(3), 034317, 2009.
- Atkinson, R.d'E. and Houtermans, F. G., "Zur Frage der Aufbaumöglichkeit der Elemente in Sternen", *Zeitschrift für Physik* 54(9-10), 656-665, 1929.
- Audi, G., Kondev, F. G., Wang, M., Pfeiffer, B., Sun, X., Blachot, J. and MacCormick, M., "The NUBASE2012 evaluation of nuclear properties", *Chinese Physics C*, 36(12), 1157-1286, 2012.
- Aziz, A. A., Yusof, N., Firihu, M. Z. and Kassim, H. A., "Reliability of the double-folding potential for fusion cross sections of light systems", *Physical Review C* 91(1), 015811, 2015.

- Balantekin, A. B. and Takigawa, N., "Quantum tunneling in nuclear fusion", *Reviews of Modern Physics* 70(1), 77-100, 1998.
- Bahar, M. K. and Soylu, A., "The hydrogen atom in plasmas with an external electric field", *Physics of Plasmas* 21(9), 092703, 2014.
- Bailey, S., "New analytical techniques for the investigation of alpha clustering in nuclei a study of ^{18}F and $^{44,48,52}\text{Ti}$ using resonant scattering", PhD-Thesis, *University of Birmingham*, s. 3-5, 2016.
- Baron, E., Cooperstein, J. and Kahana, S., "Type II supernovae in 12M and 15M stars: The equation of state and general relativity", *Physical Review Letters* 55, 126-129, 1985.
- Barrón-Palos, L., Aguilera, E. F., Aspiazu, J., Huerta, A., Martínez-Quiroz, E., Monroy, R., ... and Varela, A., "Absolute cross sections measurement for the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ system at astrophysically relevant energies", *Nuclear Physics A* 779, 318-332, 2006.
- Becker, H. W., Kettner, K. U., Rolfs, C. and Trautvetter, H. P., "The $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ reaction at subcoulomb energies (II)", *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei* 303(4), 305-312, 1981.
- Bertulani, C. A., "Nuclei in the Cosmos", 1st ed., *World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.*, Singapore, 2013.
- Bethe, H. A., "Energy production in stars", *Physical Review*, 55(5), 434-456, 1939.
- Bethe, H. A. and Critchfield, C. L., "The Formation of Deuterons by Proton Combination", *Physical Review* 54, 248-254, 1938.
- Bethe, H. A. and Bacher, R. F., "Nuclear physics A. Stationary states of nuclei", *Reviews of Modern Physics* 8(2), 82-229, 1936.
- Błocki, J., Randrup, J., Świątecki, W. J. and Tsang C. F., "Proximity forces", *Annals of Physics* 105(2), 427-462, 1977.

- Breit, G. and Wigner, E., "Capture of slow neutrons", *Physical Review* 49(7), 519-531, 1936.
- Brink, D. M., "Semi-classical methods for nucleus-nucleus scattering", 1st ed., *Cambridge University Press*, Newyork, 1985.
- Brink, D. M. and Takigawa, N., "Barrier penetration effects in the semi-classical theory of elastic scattering between complex nuclei", *Nuclear Physics A* 279(1), 159-188, 1977.
- Brink, D. M., "Proc. Int. School of Physics, Enrico Fermi Course 36 Varenna, ed C", *Bloch Academic Press*, New York, 247, 1966.
- Buck, B., Dover, C. B. and Vary, J. P., "Simple potential model for cluster states in light nuclei", *Physical Review C* 11(5), 1803-1821, 1975.
- Buck, B., Friedrich, H. and Wheatley, C., "Local potential models for the scattering of complex nuclei", *Nuclear Physics A* 275(1), 246-268, 1977.
- Buck, B., Hopkins, P. D. B. and Merchant, A. C., "A $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ cluster model of ^{24}Mg ", *Nuclear Physics A* 513(1), 75-114, 1990.
- Buck, B., Merchant, A. C. and Perez S. M., "Alpha-Cluster Structure in ^{212}Po ", *Physical Review Letters* 72(9), 1326-1328, 1994.
- Buck, B., Johnston, J. C., Merchant, A. C. and Perez, S. M., "Unified treatment of scattering and cluster structure in α +closed shell nuclei: ^{20}Ne and ^{44}Ti ", *Physical Review C* 52(4), 1840, 1995.
- Buck, B., Johnston, J. C., Merchant, A. C. and Perez S. M., "Cluster model of alpha decay and ^{212}Po ", *Physical Review Letters* 53(6), 2841-2848, 1996a.
- Buck, B., Merchant, A. C. and Perez, S. M., "Exotic cluster states in actinide nuclei", *Physical Review Letters* 76(3), 380-383, 1996b.
- Buck, B., Merchant, A. C. and Perez, S. M., "Systematic study of exotic clustering in even-even actinide nuclei", *Physical Review C* 58(4), 2049-2060, 1998.
- Buck, B., Merchant, A. C. and Perez, S. M., "Cluster structure and gamma

- transitions in actinide nuclei", *Physical Review C* 59(2), 750-754, 1999.
- Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Fowler, W. A. and Hoyle, F., "Synthesis of the elements in stars", *Reviews of modern physics* 29(4), 547, 1957.
- Cameron, A. G. W., "Neon and oxygen thermonuclear reactions", *The Astrophysical Journal* 130, 895-915, 1959.
- Carraro, C., Schäfer, A. and Koonin, S. E., "Dynamic screening of thermonuclear reactions", *The Astrophysical Journal* 331, 565-571, 1988.
- Chadwick, J., "The Existence of a Neutron", *Proc. Roy. Soc. A* 136, 692-708, 1932.
- Christensen, P. R., Switkowski, Z. E. and Dayras, R. A., "Sub-barrier fusion measurements for $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ ", *Nuclear Physics A* 280(1), 189-204, 1977.
- Christensen, P. R., and Winther, A., "The evidence of the ion-ion potentials from heavy ion elastic scattering", *Physics Letters B* 65(1), 19-22, 1976.
- Chloupek, F. R., Murphy, A. S., Boyd, R. N., Cole, A. L., Görres, J., Guray, R. T., ... and Tischhauser, P., "Measurements of proton radiative capture cross sections relevant to the astrophysical rp- and γ -processes", *Nuclear Physics A* 652(4), 391-405, 1999.
- Clayton, D. D., "Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis", 1st ed., *University of Chicago Press*, Chicago, 1983.
- Coban, A., Bayrak, O., Soylu, A. and Boztosun, I., "Effect of the nuclear deformation on α -decay half-lives", *Physical Review C* 85(4), 044324, 2012.
- Colgate, S. A. and Johnson, M. H., "Hydrodynamic origin of cosmic rays, plasma resonance in a radio-frequency", *Physical Review Letters* 235-238, 1960.
- Condon, E. U. and Gourney, R. W., "Quantum mechanics and radioactive disintegration", *Physical Review* 33(2), 127-140, 1929.
- Cook, C. W., Fowler, W. A., Lauritsen, C. C., and Lauritsen, T., "B12, C12, and the Red Giants", *Physical Review* 107(2), 508-515, 1957.

- Cook, J., "DFPOT-a program for the calculation of double folded potentials", *Computer Physics Communications* 25(2), 125-139, 1982.
- Cowan, J. J., Thielemann, F. K. and Truran, J. W., "The r-process and nucleochronology", *Physics Reports* 208(4), 267-394, 1991.
- Cujec, B. and Barnes, C. A., "Total reaction cross section for $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ below the Coulomb barrier", *Nuclear Physics A* 266(2), 461-493, 1976.
- Dasmahapatra, B., Cujec, B. and Lahlou, F., "Fusion cross sections for $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$ and $^{13}\text{C}+^{13}\text{C}$ at low energies", *Nuclear Physics A* 384(1-2), 257-272, 1982.
- Delion, D. S., Insolia, A. and Liotta, R. J., "Anisotropy in alpha decay of odd-mass deformed nuclei", *Physical Review C* 46(3), 884, 1992.
- Denisov, V. Y. and Ikezoe, H., " α -nucleus potential for α -decay and sub-barrier fusion", *Physical Review C* 72(6), 064613, 2005.
- Denisov, V. Y. and Khudenko, A. A., " α -Decay half-lives, α -capture, and α -nucleus potential", *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 95(6), 815-835, 2009.
- Denisov, V. Y. and Pilipenko, N. A., "Fusion of deformed nuclei: $\text{C}^{12}+\text{C}^{12}$ ", *Physical Review C* 81(2), 025805, 2010.
- Denisov, V. Y., Davidovskaya, O. I. and Sedykh, I. Y., "Improved parametrization of the unified model for α decay and α capture", *Physical Review C* 92(1), 014602, 2015.
- Dewitt, H. E., Graboske, H. C. and Cooper, M. S., "Screening factors for nuclear reactions. I. General theory", *The Astrophysical Journal* 181, 439-456, 1973.
- Dunbar, D. N. F., Pixley, R. E., Wenzel, W. A. and Whaling, W., "The 7.68-Mev state in C^{12} " *Physical Review* 92(3), 649-650, 1953.
- Dutt, I. and Puri, R. K., "Comparison of different proximity potentials for asymmetric colliding nuclei", *Physical Review C* 81(6), 064609, 2010.
- Dodig-Crnkovic, G., "On alpha-decay and alpha-clustering", PhD Thesis,

University of Zagreb Rudjer Boskovic Institute, s. 6, 1988.

Dyer, P. and Barnes, C. A., "The $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ reaction and stellar helium burning", *Nuclear Physics A* 233(2), 495-520, 1974.

Ehrenberg, H. F., Hofstadter, R., Meyer-Berkhout, U., Ravenhall, D. G. and Sobottka, S. E., "High-energy electron scattering and the charge distribution of Carbon-12 and Oxygen-16", *Physical Review* 113(2), 666-674, 1959.

Erb, K. A., Betts, R. R., Korotky, S. K., Hindi, M. M., Tung, P. P., Sachs, M. W., ... and Bromley, D. A., "Resonant and average behavior of the $\text{C }^{12} + \text{C }^{12}$ total reaction cross section: $5.6 \leq E_{\text{c.m.}} \leq 10.0$ MeV", *Physical Review C* 22(2), 507-514, 1980.

Famiano, M. A., Balantekin, A. B. and Kajino, T., "Low-lying resonances and relativistic screening in Big Bang nucleosynthesis", *Physical Review C* 93(4), 045804, 2016.

Fang, X., Bucher, B., Almaraz-Calderon, S., Alongi, A., Ayangeakaa, A. D., Best, A., ... and Fujita, H., "Experimental investigation of the $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ fusion at very low energies by direct and indirect methods", *Journal of Physics: Conference Series* 420(1), 012151, 2013.

Fang, X., Tan, W. P., Beard, M., Gilardy, G., Jung, H., Liu, Q., ... and Stech, E., "Experimental measurement of $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ fusion at stellar energies", *Physical Review C* 96, 045804, 2017.

Farid, M. E. A., Mahmoud, Z. M. M. and Hassan, G. S., "Analysis of heavy ions elastic scattering using the double folding cluster model", *Nuclear Physics A* 691(3-4), 671-690, 2001.

Frischknecht, U. S., "Nucleosynthesis in Massive Rotating Stars", PhD Thesis, *University of Basel*, Basel, 2012.

Fukada, M., Takimoto, M. K., Ogino, K. and Ohkubo, S., " α -cluster states in Ti ^{44} , Ti ^{46} , Ti ^{52} ", *Physical Review C* 80(6), 064613, 2009.

Gamow, G., "Zur quantentheorie des atomkernes", *Zeitschrift für Physik* 51,

204-212, 1928.

Gasques, L. R., Afanasjev, A. V., Aguilera, E. F., Beard, M., Chamon, L. C., Ring, P., ... and Yakovlev, D. G., "Nuclear fusion in dense matter: Reaction rate and carbon burning", *Physical Review C* 72(2), 025806, 2005.

Graboske, H. C., Dewitt, H. E., Grossman, A. S. and Cooper, M. S., "Screening Factors for Nuclear Reactions. II. Intermediate Screen-Ing and Astrophysical Applications", *The Astrophysical Journal* 181, 457-474, 1973.

Gruzinov, A. V. and Bahcall, J. N., "Screening in thermonuclear reaction rates in the sun", *The Astrophysical Journal* 504, 996-1001, 1998.

Hafstad, L. R. and Teller, E., "The Alpha-Particle Model of the Nucleus", *Physical Review* 54, 681-692, 1938.

Hagino, K., Rowley, N. and Kruppa, A. T., "A program for coupled-channel calculations with all order couplings for heavy-ion fusion reactions", *Computer Physics Communications* 123, 143-152, 1999.

Haider, Q., Shapiro, J. Y. and Sharma, A., "WKB approximation to subbarrier fusion", *Il Nuovo Cimento A* 106.3, 343-354, 1993.

Hauser, W. and Feshbach, H., "The inelastic scattering of neutrons", *Physical review* 87(2), 366-373, 1952.

Haxel, O., Jensen, J. H. D. and Suess, H. E., "On the magic numbers in nuclear structure", *Physical Review* 75, 1766-1766, 1949.

High, M. D. and Cujec, B., "The $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ sub-coulomb fusion cross section", *Nuclear Physics A* 282(1), 181-188, 1977.

Higgins, P. A., "Sunspot group evolution and the global magnetic field of the Sun", PhD-Thesis, *University of Dublin, Trinity College*, s. 8-9, 2012.

Hulke, G., Rolfs, C. and Trautvetter, H. P., "Comparison of the fusion reactions $^{12}\text{C}+^{20}\text{Ne}$ and $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ near the Coulomb barrier" *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei* 297(2), 161-183, 1980.

Hoyle, F., Dunbar, D. N. F., Wenzel, W. A. and Whaling, W., "A state in C-12 predicted from astrophysical evidence", *Physical Review* 92(4), 1095, 1953.

Hoyle, F., "On Nuclear Reactions Occuring in Very Hot STARS. I. the Synthesis of Elements from Carbon to Nickel", *The Astrophysical Journal Supplement Series* 1, 121-146, 1954.

Ibrahim, T. T., Perez, S. M. and Wyngaardt, S. M., "Hybrid potential model of the α -cluster structure of ^{212}Po ", *Physical Review C* 82(3), 034302, 2010.

Ikeda, K., Tagikawa, N. and Horiuchi, H., "The systematic structure-change into the molecule-like structures in the self-conjugate $4n$ nuclei", *Progress of Theoretical Physics Supplement* 68, 464-475, 1968.

Iliadis, C., "Nuclear Physics of Stars", 2nd ed., *John Wiley and Sons*, Weinheim, 2015.

Imbriani, G., Limongi M., Gialanella L., Terrasi F., Straniero O. and Chieffi A., "The $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ reaction rate and the evolution of stars in the mass range $0.8 \leq M/M_{\odot} \leq 25$ ", *The Astrophysical Journal* 558(2), 903-915, 2001.

Jenkins, D., "Alpha clustering in nuclei: another form of shape coexistence", *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 43(2), 024003, 2016.

Jiang, C. L., Rehm, K. E., Back, B. B. and Janssens, R. V. F., "Expectations for ^{12}C and ^{16}O induced fusion cross sections at energies of astrophysical interest", *Physical Review C* 75, 015803, 2007.

Jiang, C. L., Santiago-Gonzalez, D., Almaraz-Calderon, S., Rehm, K. E., Back, B. B., Auranen, K., ... and Dickerson, C., "Reaction rate for carbon burning in massive stars", *Physical Review C* 97, 012801(R), 2018.

Karakoc, M. and Boztosun, I., " α - α double folding cluster potential description of the $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ system", *Physical Review C* 73(4), 047601, 2006.

Keeton, C., "Principles of astrophysics using gravity and stellar physics to explore the cosmos", 1st ed., *Springer*, New York, 2014.

- Kettner, K. U., Lorenz-Wirzba, H. and Rolfs, C., "The $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ reaction at subcoulomb energies (I)", *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei* 298(1), 65-75, 1980.
- Kippenhahn, R., Weigert, A. and Weiss, A., "Stellar Structure and Evolution", 2nd ed., *Springer*, London, 2012.
- Kuronen, A., Keinonen, J. and Tikkanen, P., "Cross section of $\text{O}^{16} + ^{16}\text{O}$ near the Coulomb barrier", *Physical Review C* 35(2), 591, 1987.
- Kocak, G., Karakoc, M., Boztosun, I. and Balantekin, A. B., "Effects of α -cluster potentials for the $\text{O}^{16} + \text{O}^{16}$ fusion reaction and S factor", *Physical Review C* 81(2), 024615, 2010.
- Koehler, P. E. and Guber, K. H., "Improved $^{192}, ^{194}, ^{195}, ^{196}\text{Pt}$ (n, γ) and ^{192}Ir (n, γ) astrophysical reaction rates", *Physical Review C* 88(3), 035802, 2013.
- Koning, A. J., Hilaire, S. and Duijvestijn, M. C., "TALYS: a nuclear reaction program", *NRG-report* 21297/04.62741/P, also available at <http://www.talys.eu>, 2004.
- Koning, A. J., Hilaire, S. and Duijvestijn, M. C., "TALYS-1.0. In International Conference on Nuclear Data for Science and Technology", *EDP Sciences*, pp. 211-214, 2007.
- Koyuncu F., Soylu, A. and Bayrak, O., "Binary cluster model calculations for ^{20}Ne and ^{44}Ti nuclei", *Modern Physics Letters A* 32.09, 1750050, 2017.
- Koyuncu, F. and Soylu, A., "Screening effects on $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ fusion reaction", *Chinese Physics C* 42(5), 054106, 2018.
- Koyuncu, F. and Soylu, A., "Investigation of Sub-Coulomb barrier fusion reaction of $\alpha + ^{40}\text{Ca}$ in different models", *International Journal of Modern Physics E* 26(12), 1750086, 2017.
- Kunz, R., Fey, M., Jaeger, M., Hammer, J. W., Staudt G., Harissopulos S. and Paradellis T. "Astrophysical Reaction Rate of $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ", *The Astrophysical Journal* 567(1), 643-650, 2002.

- Langer, R. E., "On the connection formulas and the solutions of the wave equation", *Physical Review* 51, 669-676, 1937.
- Liboff, R. L., "Introductory quantum mechanics", 1st ed., *Addison-Wesley Publishing Company*, New York, 1980.
- Lingerfelt, E. J., "REACLIBaLIVE! (REACLIB Rate Library Interactive Viewer): A Software Package for Graphical Analysis of Nuclear Reaction Rates for Astrophysics", Master Thesis, *University of Tennessee, Knoxville*, 2002.
- Maeder, A., "Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars", 1st ed., *Springer*, Berlin Heidelberg, 2009.
- Mayer, M. G., "On Closed Shells in Nuclei. II", *Physical Review* 75, 1969-1970, 1949.
- Mazarakis, M. G. and Stephens, W. E., "Experimental Measurements of the C12+C12 Nuclear Reactions at Low Energies", *Physical Review C* 7(4), 1280, 1973.
- Metcalf, T. S., Salaris, M. and Winget, D. E., "Measuring $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ from white dwarf asteroseismology", *The Astrophysical Journal* 573(2), 803-811, 2002.
- Merchant, A. C., Pal, K. F. and Hodgson, P. E., "The alpha-particle structure of ^{44}Ti ", *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 15, 601-613, 1989.
- Michel, F., Reidemeister, G. and Ohkubo, S., "Evidence for alpha-particle clustering in the ^{44}Ti nucleus", *Physical Review Letters* 57(10), 1215-1218, 1986.
- Möller, P., Sierk, A. J., Ichikawa, T. and Sagawa, H., "Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM (2012)", *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 109, 1-204, 2012.
- Nassar, H., Paul M., Ahmad I., Ben-Dov Y., and Vondrasek R., " $^{40}\text{Ca}(\alpha,\gamma)^{44}\text{Ti}$ reaction in the energy regime of supernova nucleosynthesis", *Physical Review Letters* 96, 041102, 2006.
- Ni, D. and Ren, Z., "Coupled-channels study of fine structure in the α decay of well

deformed nuclei", *Physical Review C* 83(6), 067302, 2011.

Non-Smoker, "<https://nucastro.org/websmoker.html>", 22.06.2018.

Ohkubo, S., "Alpha Clustering and Structure of ^{94}Mo and ^{212}Po ", *Physical Review Letters* 74, 2176, 1995.

Özkan, N., Murphy, A. St.J., Boyd, R. N., Cole, A. L., Famiano, M., Güray, R. T., ..., and Rauscher, T., "Cross section measurement of the $^{102}\text{Pd}(p,\gamma)^{103}\text{Ag}$, $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ and $^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)^{116}\text{Te}$ reactions relevant to the astrophysical rp- and γ -processes", *Nuclear Physics A* 710, 469-485, 2002.

Patterson, J. R., Winkler, H. and Zaidins, C. S., "Experimental Investigation of the Stellar Nuclear Reaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ at Low Energies", *The Astrophysical Journal* 157, 367-374, 1969.

Patterson, J. R., Nagorcka, B. N., Symons, G. D. and Zuk, W. M., "Experimental investigation of $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ nuclear burning at stellar energies", *Nuclear Physics A* 165(3), 545-559, 1971.

Paul, S. and Ho, Y. K., "Solution of the generalized exponential cosine screened Coulomb potential", *Computer Physics Communications* 182(1), 130-133, 2011.

Pearson prentice hall inc., 2005.

Plaga, R., Becker H. W., Redder A., Rolfs, C. and Trautvetter H. P., "The scattering of alpha particles from ^{12}C and the $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ stellar reaction rate", *Nuclear Physics A* 465(2), 291-316, 1987.

Prialnik, D., "An introduction to the theory of stellar structure and evolution", 1st ed., *Cambridge University Press*, New York, 2000.

Rauscher, T., Thielemann, F. K., Görres, J. and Wiescher, M., "Capture of α particles by isospin-symmetric nuclei", *Nuclear Physics A* 675(3-4), 695-721, 2000.

Rajbongshi, T. and Kalita, K., "Systematic study of deformation effects on fusion

cross-sections using various proximity potentials", *Open Physics* 12(6), 433-444, 2014.

Rath, P. K., Santra, S., Singh, N. L., Mahata, K., and Kailas S., "Fusion of 6 Li with 152 Sm: Role of projectile breakup versus target deformation", *Nuclear Physics A* 874, 14-31, 2012.

Reaclib, "<https://groups.nsl.msui.edu/jina/reaclib/db/index.php>", 22.06.2018.

Saha, B., Mukherjee, P. K. and Diercksen, G. H. F., "Energy levels and structural properties of compressed hydrogen atom under Debye screening", *Astronomy & Astrophysics* 396(1), 337-344, 2002.

Salpeter, E. E., "Nuclear reactions in stars without hydrogen", *The Astrophysical Journal* 115, 326-328, 1952.

Salpeter, E. E., "Electron screening and thermonuclear reactions" *Australian Journal of Physics* 7(3), 373-388, 1954.

Sandhu, K., Sharma, K. M. and Gupta R. K., "Deformation and orientation effects in the decay of $^{268}\text{Sg}^*$ formed in a ^{30}Si -induced reaction across the Coulomb barrier", *Physical Review C* 86, 064611, 2012.

Santiago-Gonzalez, D., Jiang, C. L., Rehm, K. E., Alcorta, M., Almaraz-Calderon, S., Avila, M. L., ... and Carpenter, M. P., "Fusion measurements of $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ at energies of astrophysical interest", *EPJ Web of Conferences* 117, 09011, 2016.

Santhosh, K. P., Priyanka, B., Joseph, J. G. and Sahadevan, S., " α -decay chains in 271-294 115 superheavy nuclei", *Physical Review C* 84(2), 024609, 2011.

Saidi, F., Oudih, M. R., Fellah, M. and Allal, N. H., "Cluster decay investigation within a modified Woods-Saxon potential", *Modern Physics Letters A* 30(30), 1550150, 2015.

Satchler, G. R. and Love, W. G., "Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering", *Physics Reports* 55(3), 183-254, 1979.

Satkowiak, L. J., DeYoung, P. A., Kolata, J. J. and Xapsos, M. A., "Gamma-ray

- studies of the $C^{12}+C^{12}$ system", *Physical Review C* 26(5), 2027, 1982.
- Shukla, P. K. and Eliasson, B., "Screening and wake potentials of a test charge in quantum plasmas", *Physics Letters A* 372(16), 2897-2899, 2008.
- Singh, M. and Kharab, R., "Analysis of fusion excitation functions of various systems using modified Woods-Saxon potential", *Nuclear Physics A* 897, 179-197, 2013.
- Strieder, F., "Carbon burning in stars-Prospects for underground measurements of the $^{12}C+^{12}C$ fusion reactions", *Journal of Physics: Conference Series* 202(1), 012025, 2010.
- Soylu, A., Bayrak, O., Koyuncu, F., Dağtaş R. and Yavuz, F., "Hafif, orta ve ağır çekirdeklerin nükleer yapı ve reaksiyon gözlenirlerinin kümelenme modeli kullanılarak teorik olarak incelenmesi", *Tübitak 1001 Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Projelerini Destekleme Pr.*, 113F225, 2016.
- Soylu, A., "Plasma screening effects on the energies of hydrogen atom", *Physics of Plasmas* 19(7), 072701, 2012.
- Soylu, A., Koyuncu, F., Coban, A., Bayrak, O. and Freer, M., "Investigation of deformation effects on the decay properties of $^{12}C+\alpha$ Cluster states in ^{16}O ", *Annals of Physics* 391, 263-277, 2018.
- Spillane, T., Raiola, F., Rolfs, C., Schürmann, D., Strieder, F., Zeng, S., ... and Schweitzer, J., " $^{12}C+^{12}C$ Fusion Reactions near the Gamow Energy", *Physical Review Letters* 98(12), 122501, 2007.
- Spinka, H. and Winkler, H., "Experimental determination of the total reaction cross section of the stellar nuclear reaction $^{16}O+^{16}O$ ", *Nuclear Physics A* 233(2), 456-494, 1974.
- Spyrou, A., Lagoyannis, A., Demetriou, P. and Harissopulos, S., "Cross section measurements of (p,γ) reactions on Pd isotopes relevant to the p process", *Physical Review C* 77, 065801, 2008.
- Talys, "<http://www.talys.eu/>", 22.06.2018.

- Taylor, R. J., "The stars: their structure and evolution", 1st ed., *The Wykeham Science Series*, London, 1970.
- Thomas, J., Chen, Y. T., Hinds, S., Langanke, K., Meredith, D., Olson, M. and Barnes, C. A., "Sub-barrier fusion of ^{16}O with ^{16}O , ^{18}O ", *Physical Review C* 31(5), 1980, 1985.
- Thompson, I. J., "Coupled reaction channels calculations in nuclear physics", *Computer Physics Reports* 7(4), 167-212, 1988.
- Thompson, I. J. and Nunes, F. M., "Nuclear reactions for astrophysics: principles, calculation and applications of low-energy reactions", 1st ed., *Cambridge University Press*, New York, 2009.
- Vertse, T., Pal, K. F. and Balogh, Z., "GAMOW, a program for calculating the resonant state solution of the Radial Schrödinger Equation in an arbitrary optical potential", *Computer Physics Communications* 27, 309-322, 1982.
- Wallace, R. K., Woosley, S. E. and Weaver, T. A., "The thermonuclear model for X-ray transients", *The Astrophysical Journal* 258, 696-715, 1982.
- Weaver, T. A. and Woosley, S. E., "Nucleosynthesis in massive stars and the $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ reaction rate", *Physics Reports* 227(1-5), 65-96, 1993.
- Weizsäcker, C. F., "Zur Theorie der Kernmassen", *Zeitschrift für Physik* 96, 431-458, 1935.
- Weizsäcker, C. F., "Über Elementumwandlungen im Inneren der Sterne. II", *Physikal Z.* 39, 633, 1938.
- Wikimedia, "<https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/c/c1/Bind.energycurve-all.svg/1280px-Bindingenergycurve-all.svg.png>, 22.06.2018.
- Woods, R. D. and Saxon, D. S., "Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering", *Physical Review* 95(2), 577-578, 1954.
- Woosley, S. E., Heger, A. and Weaver, T. A., "The evolution and explosion of massive stars", *Reviews of Modern Physics* 74(4), 1015-1071, 2002.

Woosley, S. and Janka, H. T., "The Physics of Core-Collapse Supernovae", *Nature Physics* 1, 147-154, 2005.

Wu, S. C. and Barnes, C. A., "Fusion and elastic scattering cross sections for the $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ reactions near the Coulomb barrier", *Nuclear Physics A* 422(2), 373-396, 1984.

Xu, C. and Ren, Z., " α -decay of nuclei in extreme cases", *Physical Review C* 69(2), 024614, 2004.

Xu, C. and Ren, Z., "New deformed model of α -decay half-lives with a microscopic potential", *Physical Review C* 73(4), 041301, 2006.

Yamaya, T., Katori, K., Fujiwara, M., Kato, S. and Ohkubo S., "Alpha-cluster study of ^{40}Ca and ^{44}Ti by the $(^6\text{Li},d)$ reaction", *Progress of Theoretical Physics Supplement* 132, 73-102, 1998.

Yao, Y. J., Zhang, G. L., Qu, W. W. and Qian, J. Q., "Comparative studies for different proximity potentials applied to α -decay", *The European Physical Journal A* 51(9), 122, 2015.

ÖZ GEÇMİŞ

Fahrettin Koyuncu 15.01.1985 tarihinde Niğde’de doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini Niğde’de tamamladı. 2004 yılında girdiği Cumhuriyet Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden Şubat 2009’da mezun oldu. 2009 yılında Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesinde yüksek lisans öğrenimine başladı. Haziran 2012’de yüksek lisans öğrenimini tamamladı ve aynı yıl içerisinde Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesinde doktora eğitimine başladı ve halen doktora eğitimini devam ettirmektedir.

TEZ ÇALIŞMASINDAN ÜRETİLEN ESERLER

Bu tez çalışmasından, 3 (üç) adet uluslararası makale ve 2 adet uluslararası bildiri üretilmiştir. Üretilen eserler aşağıda sunulmuştur.

Koyuncu, F. and Soylu, A., "Screening effects on $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ fusion reaction", *Chinese Physics C* 42(5), 054106, 2018.

Koyuncu, F. and Soylu, A., "Investigation of Sub-Coulomb barrier fusion reaction of $\alpha+^{40}\text{Ca}$ in different models", *International Journal of Modern Physics E* 26(12), 1750086, 2017.

Koyuncu, F., Soylu, A. and Bayrak, O., "Binary cluster model calculations for ^{20}Ne and ^{44}Ti nuclei", *Modern Physics Letters A* 32(09), 1750050, 2017.

Koyuncu, F. and Soylu, A., "Investigation of $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ Fusion Reaction with Screening Effects", *X. International Conference on Nuclear Structure Properties*, Karabuk, Turkey, 6-8 September, 2017.

Koyuncu, F., Soylu, A. and Bayrak, O., "Cluster Model Calculations of ^{44}Ti ", *IX. International Conference on Nuclear Structure Properties*, Sivas, Turkey, 1-3 September, 2016.

