

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**BAZI İŞİMALI PROTON YAKALAMA REAKSİYONLARININ POTANSİYEL  
MODELİ İLE İNCELENMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Ali ÇİRİŞ**

**ARALIK 2014  
TRABZON**

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**BAZI İŞİMALI PROTON YAKALAMA REAKSİYONLARININ POTANSİYEL  
MODELİ İLE İNCELENMESİ**

**Ali ÇİRİŞ**

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde  
“YÜKSEK LİSANS (FİZİK)”  
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 05.12.2014**

**Tezin Savunma Tarih : 25.12.2014**

**Tez Danışmanı: Prof. Dr. A. Hakan YILMAZ**

**Trabzon 2014**

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**

**Fizik Anabilim Dalında**

**Ali ÇİRİŞ Tarafından Hazırlanan**

**BAZI İŞİMALI PROTON YAKALAMA REAKSİYONLARININ POTANSİYEL  
MODELİ İLE İNCELENMESİ**

**başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 09/12/2014 ve 1580 sayılı kararıyla  
oluşturulan jüri tarafından yapılan sınavda**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**olarak kabul edilmiştir**

**Jüri Üyeleri**

**Başkan : Prof. Dr. Belgin KÜÇÜKÖMEROĞLU .....**

**Üye : Prof. Dr. A. Hakan YILMAZ .....**

**Üye : Prof. Dr. Halit KANTEKİN .....**

**Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ**

**Enstitü Müdürü**

## ÖNSÖZ

Bazı Işımalı Proton Yakalama Reaksiyonlarının Potansiyel Modeli ile İncelenmesi için yapılan bu çalışma, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak hazırlandı.

Tez çalışmam süresince emeğini ve yardımını esirgemeyen danışman hocam Prof. Dr. A. Hakan YILMAZ'a teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca, ilgilerini ve desteklerini esirgemeyen K.T.Ü. Fizik Bölümü başkanı Prof. Dr. Belgin KÜÇÜKÖMEROĞLU'na ve Fizik Bölümündeki tüm hocalarıma ve arkadaşlarıma teşekkürlerimi sunarım.

Ali ÇİRİŞ  
Trabzon 2014

## **TEZ BEYANNAMESİ**

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “Bazı Işımalı Proton Yakalama Reaksiyonlarının Potansiyel Modeli ile İncelenmesi ” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Prof. Dr. A. Hakan YILMAZ'ın sorumluluğunda tamamladığımı, verileri/örnekleri kendim topladığımı, deneyleri/analizleri ilgili laboratuvarlarda yaptığımı/yaptırdığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 05.12.2014

Ali ÇİRİŞ

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ .....	III
TEZ BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET .....	VII
SUMMARY .....	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	IX
TABLolar DİZİNİ.....	XI
SEMBOLLER DİZİNİ .....	XIII
1. GENEL BİLGİLER .....	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Nükleer Bağlanma Enerjisi .....	2
1.3. Yıldız Evrimi .....	5
1.3.1. Hidrojen Yanması .....	6
1.3.1.1. Proton-Proton Zinciri .....	6
1.3.1.2. CNO Çevrimi .....	8
1.3.2. Helyum Yanması .....	10
1.4. Termonükleer Tesir Kesitleri ve Reaksiyon Hızları .....	11
1.5. Astrofiziksel Tesir Kesitleri için Modeller .....	16
1.5.1. Mikroskobik Modeller .....	17
1.5.2. Potansiyel Modeller .....	17
1.5.3. Parametre Fiti.....	17
1.5.4. İstatistiksel Modeller.....	18
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR .....	21
2.1. Direkt Yakalama .....	21
2.2. Potansiyel Modeli .....	21
2.3. Dalga Fonksiyonları.....	22
2.3.1. Açısız Momentumların Çiftlenimi .....	22
2.3.2. Bağlı Durum Dalga Fonksiyonları .....	22
2.3.3. Sürekli Durum Dalga Fonksiyonları .....	23

2.4.	Potansiyel.....	25
2.5.	Elektromanyetik Geçişler için Seçim Kuralları .....	26
2.6.	Çok Kutuplu Matris Elemanları.....	28
2.7.	Işımalı Yakalama Tesir Kesiti .....	30
2.8.	Astrofiziksel S-Faktörü.....	31
2.9.	Rezonanslar.....	32
2.10.	Asimtotik Normalizasyon Katsayıları.....	32
2.11.	RADCAP Bilgisayar Programı .....	34
3.	BULGULAR VE TARTIşMALAR .....	36
3.1.	$d(p, \gamma)^3\text{He}$ Reaksiyonu.....	36
3.2.	${}^6\text{Li}(p, \gamma)^7\text{Be}$ Reaksiyonu.....	38
3.3.	${}^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$ Reaksiyonu.....	40
3.4.	${}^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ Reaksiyonu.....	41
3.5.	${}^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ Reaksiyonu .....	43
3.6.	${}^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ Reaksiyonu .....	45
3.7.	${}^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ Reaksiyonu.....	47
4.	SONUÇLAR .....	50
5.	ÖNERİLER.....	52
6.	KAYNAKLAR .....	53

ÖZGEÇMİş

Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

BAZI IŞIMALI PROTON YAKALAMA REAKSİYONLARININ POTANSİYEL  
MODELİ İLE İNCELENMESİ

Ali ÇİRİŞ

Karadeniz Teknik Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı  
Danışman: Prof. Dr. A. Hakan YILMAZ  
2014, 57 Sayfa

Astrofizikle ilgili enerjilerde nükleonların ışımalı yakalaması, nükleosentez için en önemli süreçlerden biridir. Bu çalışmada  $d(p, \gamma)^3\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}(p, \gamma)^7\text{Be}$ ,  ${}^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$ ,  ${}^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ ,  ${}^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$  ışımalı yakalama reaksiyonları için astrofiziksel S-faktörü hesaplamaları potansiyel modelinde yapıldı. Elde edilen astrofiziksel S-faktörü verilerinin enerjiye göre değişimleri incelendi. Hesaplanan teorik sonuçların özellikle rezonans-olmayan katkılı reaksiyonlar için, deneysel verilerle uyum içinde olduğu görüldü.

**Anahtar Kelimeler:** Potansiyel Modeli, Astrofiziksel S-Faktörü, Işımalı Yakalama Reaksiyonları, Nükleer Astrofizik



Master Thesis

SUMMARY

INVESTIGATION OF SOME RADIATIVE CAPTURE REACTIONS WITH  
POTENTIAL MODEL

Ali ÇİRİŞ

Karadeniz Technical University  
The Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Physics Graduate Program  
Supervisor: Prof. A. Hakan YILMAZ  
2014, 57 Pages

Radiative capture of nucleons at energies of astrophysical interest is one of the most important processes for nucleosynthesis. In this thesis, the calculation of astrophysical S-factors for radiative proton capture reactions such  $d(p, \gamma)^3\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}(p, \gamma)^7\text{Be}$ ,  ${}^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$ ,  ${}^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ ,  ${}^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$  were done in Potential Model. The change according to the energy of data of the resulting astrophysical S-Factor data was analyzed. The theoretical results which calculated are compatible with experimental data (particularly non-resonance reactions).

**Key Words:** Potential Model, Astrophysical S-Factor, Radiative Capture Reactions, Nuclear Astrophysics

## ŞEKİLLER DİZİNİ

### Sayfa No

Şekil 1. Kütle numarasının fonksiyonu olarak $B(Z,N)/A$ nükleon başına bağlanma enerjisi[3] .....	3
Şekil 2. A nükleer kütle numarasının fonksiyonu olarak, güneş sisteminin izotopik bollukları[8] .....	4
Şekil 3. p-p zincir reaksiyonu (p-p çevrimi). Birkaç dalın yüzdelik oranları, güneşin merkezinde hesaplanır.....	8
Şekil 4. CNO çevrimi[9].....	9
Şekil 5. Yıldız sıcaklığının fonksiyonu olarak pp zinciri ve CNO çevrimindeki enerji üretiminin karşılaştırması .....	9
Şekil 6. (a) Yüklü parçacıkların füzyonu için nükleer + Coulomb potansiyelinin şematik gösterimi. (b) Denk.(1.14)'ün integrali, enerjiyle hızla büyüyen tesir kesitiyle bir üstel olarak düşen dağılımının çarpımıdır.....	14
Şekil 7. (a) Yüklü parçacıkları içeren bir füzyon reaksiyonunun enerji bağımlılığının şematik gösterimi. (b) Denk. (1.20) ile tanımlı astrofiziksel S-faktörü .....	15
Şekil 8. $d(p, \gamma)^3\text{He}$ reaksiyonu için tek-parçacık modeli hesaplaması. Deneysel veriler, Re.[30,31,32]'den alındı. Tablo 1'e göre hesaplanan değerler kullanıldı. Potansiyel derinliği (burada $V_b = V_c$ ), Tablo 3'de verilmektedir. ....	37
Şekil 9. ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ reaksiyonu için tek-parçacık modeli hesaplaması. Kırmızı çizgi, ${}^7\text{Be}$ 'nin birinci uyarılmış durumuna yakalama ve noktalı çizgi taban durumu içindir. Mavi düz çizgi, toplam S-faktördür. Deneysel veri, Ref.[24,36,37,38]'den alındı. ....	39
Şekil 10. (a) ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ reaksiyonu için tek-parçacık modeli hesaplaması. $E = 0$ 'daki kırmızı daire, Ref.[42]'den alındı. Ref.[41]'den alınan sonuçlar ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$ ( $\lambda_{\text{saçılma}} = 0.55$ ) mavi daire ile gösterilir .....	41
Şekil 11. ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$ reaksiyonu için tek-parçacık modeli hesaplamaları, kırmızı düz çizgi (non-rezonans), siyah düz çizgi ( $E1$ rezonansı) ve mavi düz çizgi(toplam) olarak gösterilir. ....	43
Şekil 12. ${}^{13}\text{C}(p, \gamma){}^{14}\text{N}$ reaksiyonu için tek-parçacık modeli hesaplamaları, kırmızı düz çizgi (non-rezonans), siyah düz çizgi ( $E1$ rezonansı) ve mavi düz çizgi(toplam) olarak gösterilir. Deneysel veriler, Ref.[52] ve Ref.[53]'den alındı. ....	45
Şekil 13. ${}^{16}\text{O}(p, \gamma){}^{17}\text{F}$ reaksiyonu için tek parçacık modeli hesaplaması. Siyah düz çizgi taban durumuna ve kırmızı düz çizgi birinci uyarılmış duruma yakalamayı gösterir. Deneysel veriler, Ref.[56,57,58 ve 59]'den alındı.....	47

Şekil 14.  $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$  reaksiyonu için tek-parçacık modeli hesaplaması. Üstteki siyah düz çizgi, uyarılmış duruma ve alttaki mavi düz çizgi, taban durumuna yakalamayı gösterir. Deneysel veriler, Ref.[61] alındı. .... 49

## TABLULAR DİZİNİ

### Sayfa No

Tablo 1.	Gama geçişleri için en düşük çok-kutuplular.....	27
Tablo 2.	Birkaç durum dışında, tek-parçacık potansiyeli yarıçap parametreleri.....	36
Tablo 3.	$d(p, \gamma)^3\text{He}$ reaksiyonu için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek-parçacık asimtotik normalizasyon katsayıları, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri. ....	37
Tablo 4.	${}^6\text{Li}(p, \gamma)^7\text{Be}$ reaksiyonu taban durumu için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayıları, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri(burada $a_0 = a_{s0} = 0.40$ ). ....	38
Tablo 5.	${}^6\text{Li}(p, \gamma)^7\text{Be}^*$ reaksiyonu uyarılmış durum için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayıları, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri(burada $a_0 = a_{s0} = 0.40$ ). ....	39
Tablo 6.	${}^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$ reaksiyonu için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayıları, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri. ....	40
Tablo 7.	${}^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonu rezonans durumu için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayıları, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri. ....	42
Tablo 8.	${}^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonu non-rezonans durum için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayıları, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri. ....	42
Tablo 9.	${}^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ reaksiyonu rezonans durumu için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayıları, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri(burada $a_0 = a_{s0} = 0.42$ ). ....	44
Tablo 10.	${}^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ reaksiyonu non-rezonans durum için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayıları, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri(burada $a_0 = a_{s0} = 0.42$ ). ....	44
Tablo 11.	${}^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ reaksiyonu taban durum için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayıları , bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri. ....	46

Tablo 12. $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ reaksiyonu uyarılmış durum için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayıları, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri. ....	46
Tablo 13. $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ reaksiyonun birinci uyarılmış durumu için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayıları, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri. ....	48
Tablo 14. $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ reaksiyonun ikinci uyarılmış durumu için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayıları, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri. ....	48
Tablo 15. Reaksiyonların $S(0)$ Değerleri. ....	51

## SEMBOLLER DİZİNİ

$A$	: Kütle Numarası
AGB	: Asimtotik dev dal
ANC	: Asimtotik Normalizasyon Katsayısı
$b$	: Tek-parçacık asimtotik normalizasyon katsayısı
B/A	: Nükleon başına bağlanma enerjisi
C-G	: Clebsch-Gordan
CNO	: Karbon-Azot-Oksijen
DC	: Direkt yakalama
GDR	: Dev Dipol Rezonansı
HF	: Hauser-Feshbach
$I$	: Spin
$J$	: Açısal Momentum
MB	: Maxwell- Boltzmann
MeV	: Milyon Elektron Volt
N	: Nötron Sayısı
pp	: proton-proton
$SF$	: Spektroskopik Faktör
Z	: Proton Sayısı
WS	: Woods-Saxon
$\pi$	: Parite
$\eta$	: Sommerfield parametresi
$\sigma$	: Tesir Kesiti
$\beta$	: Beta
$\Omega$	: Katı açısı

## 1. GENEL BİLGİLER

### 1.1. Giriş

Nükleer astrofizik, astrofizik ve astronomideki gözlemler ile nükleer fiziği birleştiren disiplinler arası bir alandır. Yıldızlardaki sıcaklık ve basınç koşullarında termonükleer reaksiyonlar ile gerçekleşen ağır çekirdeklerin sentezini ve evrimini inceler[1]. Nükleer astrofizik, yıldızların doğumunu, evrimini ve ölümünü yönlendiren nükleer süreçler ile ilgilenir[2]. Yıldızlar gibi farklı astrofiziksel ortamlarda atom çekirdeklerinin sentezi olan nükleosentezler ile bu kimyasal elementlerin kökenini açıklar. Bu alan bazı temel sorunlara yanıtlar sağlar:

- Yıldızlar, iç bölgelerinde meydana gelen nükleer reaksiyonlardan dolayı parlamaktadır.
- Yıldızlar, bir dizi nükleer reaksiyon çevrimini izler. Yıldızlardaki nükleosentez, yaşam için gerekli karbon, oksijen, azot ve demir gibi elementlerinin kökeninin ve bolluğunun açıklanmasını sağlar.
- Süpernova şeklindeki yıldız patlamaları, nükleosentez ile oluşan çekirdekleri uzaya dağıtır ve altın, platinyum ve kurşun gibi ağır kimyasal elementlerin oluşumunu açıklar[3].

Nükleer astrofizik alanı, güneşe ilişkin temel sorular ile başladı. Yeryüzündeki yaşamın güneşin derinlerindeki nükleer süreçlere bağlı olduğu açık olmasına rağmen, nükleer dönüşümlerin nasıl olduğu belirli bir süre tam olarak anlaşılamadı. İlk ilerleme 1930'ların sonunda oldu[4].

1939'da Hans Bethe, yıldızlarda H'den  ${}^4\text{He}$  üretiminden sorumlu olan nükleer reaksiyonlar olabileceğini ortaya koydu. Günümüzde de hala geçerli olan proton-proton (pp) zincirinin ve karbon-azot-oksijen (CNO) çevriminin mekanizmasını tanımladı. 1948'de Alpher, Bethe ve Gamow, tüm elementlerin Büyük Patlama sırasında (ardışık nötron yakalamaları ve foton yakalamaları yoluyla) oluşabileceğini önerdi. Birkaç kelvin sıcaklıkta, Büyük Patlama'dan günümüze gelen bir kalıntı arka plan radyasyonunu da öngördüler[5].

Hemen ardından bazı sorular takip etti. Diğer yıldızlar nasıl enerji üretir? Nasıl evrim geçirir ve bazıları niçin patlar? Ve belki de kilit soru: Yeryüzünde bulunan elementler nerede üretildi? Bu elementler, güneşin iç bölgelerinde üretilmedi ve o yüzden de

kökenlerini açıklamak için başka süreçler gereklidir. Bu bakımdan çekirdeklerin güneş sistemi bolluk dağılımı, olağanüstü önemdedir. Gözlenen özelliklere neden olan farklı süreçler, B2FH yayını[6] olarak da bilinen Burbidge, Burbidge, Fowler ve Hoyle tarafından açıklandı[4]. Bu bilim adamları, tüm çekirdeklerin yıldızlarda üretilebileceğini önerdi ve bağıl bolluklarını açıkladı. Aynı yılda Cameron (1957), yıldız nükleosentezinin tasvirini veren ve nükleer sistemlerin evriminin zamana bağlı hesaplamalarını bilgisayarlarla tanımlayan bir makale yayımladı[5].

1957'de yayınlanan bu makaleler, modern nükleer astrofizik teorisinin temelini oluşturmaktadır[4].

Hafif çekirdekler üzerine proton yakalama reaksiyonları, nükleer astrofizikte yoğun olarak incelenen bir araştırma konusudur. Proton yakalama reaksiyonları yüksek enerjilerde iyi ölçülmesine rağmen özellikle astrofiziksel enerjilerde iyi ölçülememektedir. Bu nedenle bu tez çalışmasında  $a(b,\gamma)c$  türünde ışımali yakalama reaksiyonları için,  $d(p,\gamma)^3\text{He}$ ,  $^6\text{Li}(p,\gamma)^7\text{Be}$ ,  $^8\text{B}(p,\gamma)^9\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ ,  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$  ve  $^{20}\text{Ne}(p,\gamma)^{21}\text{Na}$  hesaplamaları potansiyel modelinde yapılacaktır.

## 1.2. Nükleer Bağlanma Enerjisi

$Z$ -proton ve  $N$ -nötrondan ( $A=Z+N$ ) oluşan bir çekirdek düşünelim. Bu çekirdeğin  $B(Z,N)$  bağlanma enerjisi,  $A$  tane nükleonu parçalamak için gerekli olan enerjidir. Einstein kütle-enerji eşitlik bağıntısını kullanarak, bağlanma enerjisini

$$B(Z, N) = Nm_n c^2 + Zm_p c^2 - M(Z, N)c^2 \quad (1.1)$$

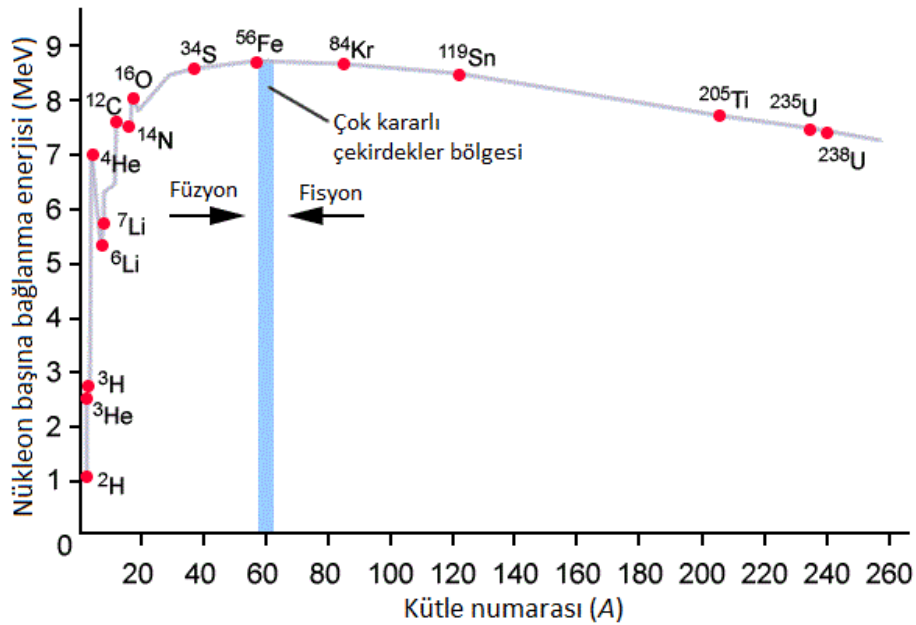
tanımladı. Burada  $m_n$  ve  $m_p$ , sırasıyla nötron ve proton kütlesi ( $m_n c^2 = 939.57 \text{ MeV}$  ve  $m_p c^2 = 938.27 \text{ MeV}$ ),  $M(Z, N)$  çekirdeğin kütlesi ve  $B(Z, N)$  bağlanma enerjisidir. Nükleer kuvvetten dolayı çekirdeğin kütlesi, her bir nükleonun kütleleri toplamından daha küçüktür. Aradaki fark, bağıl çekirdekler için pozitif olan bağlanma enerjisidir.

$B(Z, N)/A$  nükleon başına bağlanma enerjisi, Şek.1'de gösterilmektedir. Bu grafik, çekirdeklerin birçok önemli özelliğini göstermektedir. Demir, en sıkı bağıl çekirdektir. Çünkü nükleon başına bağlanma enerjisi,  $^{56}\text{Fe}$  izotopu için  $B(Z, N)/A = 8.8 \text{ MeV}$ 'dir. Düşük-kütle bölgesinde,  $\alpha$ -parçacığı olarak adlandırılan  $^4\text{He}$  güçlü bir şekilde bağıldır. Bu



yüksek bağlanma enerjisi,  $\alpha + p$  ve  $\alpha + \alpha$  sistemlerinin ( ${}^5\text{Li}$  ve  ${}^8\text{Be}$ ) niçin kararsız olduğunu da açıklar: bu sistemler hemen parçalanır.

$A < 56$  için kütleli arttırarak ya da başka bir ifadeyle bir nükleon veya  $\alpha$ -parçacığı yakalayarak enerji salınır. Aksine,  $A > 56$  kütleli için çekirdekler, parçacıklar yayınlayarak bağlanma enerjilerini arttırır (veya eşdeğer olarak kütlelerini azaltır). Bu kütle bölgesinde, birçok çekirdek  $\alpha$ -yayımı ile kararsızdır. Kendiliğinden fisyon, uranyum bölgesinde ( $A \approx 200$  ve üzeri) meydana gelir.



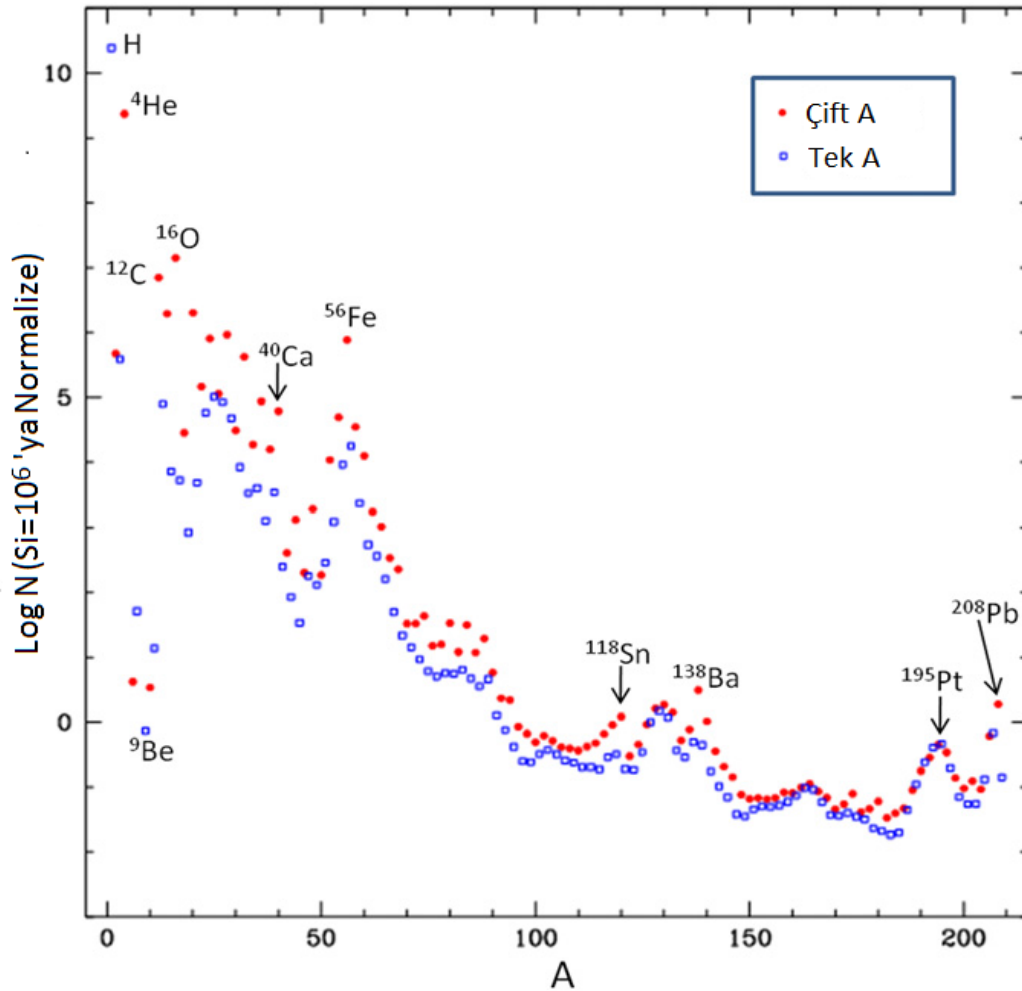
Şekil 1. Kütle numarasının fonksiyonu olarak  $B(Z,N)/A$  nükleon başına bağlanma enerjisi[7].

Doğada, teknesyum ( $\text{Tc}$ ,  $Z = 43$ ,  ${}^{98}\text{Tc}$  için  $T_{1/2} \sim 10^6$  yıl) ve prometyum ( $\text{Pm}$ ,  $Z = 61$ ,  ${}^{145}\text{Pm}$  için  $T_{1/2} \sim 17$  yıl) dışında hidrojen ( $\text{H}$ ,  $Z = 1$ ) kurşuna ( $\text{Pb}$ ,  $Z = 82$ ), 82 elementin 330 kararlı izotopu ve  $Z > 82$ 'de 9 kararsız izotop vardır.  $\alpha$ -parçacığının güçlü bağlanma enerjisinden dolayı  $A = 5$  ve  $8$ 'de kararlı element yoktur.

Evrendeki görünür çoğu madde, proton ve nötronları içeren atom çekirdeklerinden oluşur. Bağlı çekirdekler, serbest bileşenlerinin kütleleri toplamından daha küçük kütleli olan çekirdeklerdir. Elektron( $e^-$ ) veya pozitron( $e^+$ ) ve nötrino yayınlayan zayıf etkileşim ile bozunan, yaklaşık olarak 3000 bağlı çekirdek vardır. Bu süreç,  $\beta$ -radyoaktivitesi olarak

bilinir. Ağır bağlı çekirdekler,  $\alpha$ -yayınlayarak bozunabilir ve birkaç egzotik proton bozunumu örneği vardır.

Şekil 2’de güneş sistemindeki izotopik bollukların dağılımı gösterilmektedir. İzotopik bolluklar,  $10^{12}$  gibi bir ölçekte değişir. En bol elementler %75 ile H ve %25 ile  $^4\text{He}$  ‘tür ve Büyük Patlama’da oluşur[5]. Li, Be ve B elementleri, yıldızların içinde o kadar hızlı şekilde tüketilir ki, bu elementlerin oluşumu başka bir yerde gerçekleşmelidir. Aslında bunların kozmik-ışın parçalanmasıyla üretildiğine inanılır. Bolluk eğrisi, C ve O’da keskin bir şekilde artar. Bunlar, H ve He’dan sonraki en bol ve yeryüzündeki hayatın kökeni olan elementlerdir. Artan kütle numarası ile, bolluk dağılımı azalır. Fakat Fe, Co ve Ni yakınında, demir piki olarak adlandırılan bir maksimum oluşur[4].



Şekil 2. A nükleer kütle numarasının fonksiyonu olarak, güneş sisteminin izotopik bollukları[8].

En kararlı element olan demir, bolluk dağılımındaki bir pike karşılık gelir.  $A=100$ 'ün üstündeki pikler, yüksek uyarım ve parçalanma enerjili çekirdeklere karşılık gelen sihirli sayılarla ilgilidir. O yüzden bu çekirdekler, yıldızlarda daha bol bulunur. Tek ve çift çekirdekler karşılaştırıldığı zamanda aynı yorum yapılabilir. Tek çekirdeklerin çift çekirdeklerden daha az bağlı olduğu ve o yüzden de daha hassas olduğu nükleer fizikte iyi bilinir. İlginç şekilde, bu çekirdekler en büyük bağlanma enerjisine sahiptir.

Kimyasal bileşenleri üzerine deneysel veri, sadece Dünya'nın ve Ay'ın kompozisyonundan değil aynı zamanda meteoritlerden ve Güneş'in fotosferinin soğurma çizgilerinden de toplanır. Güneş sisteminin kütleli izotopik bileşenlerinin homojen olduğu kabul edilir. Farklı yıldızların kimyasal bileşenleri, atomları ve molekülleri ile yayınlanan elektromanyetik spektrumdan elde edilir[5].

### 1.3. Yıldız Evrimi

Yıldızlarda enerji üretimi, iyi bilinen bir süreçtir. Süreci ateşleyen ilk enerji, gaz kütlelerinin kütle çekimsel daralmasından kaynaklanır. Daralma, yıldızların merkezinde termonükleer reaksiyonları (yıldız ömür süresini başlatan) başlatan değerlere kadar, basıncı, sıcaklığı ve yoğunluğu artırır. Bu reaksiyonla salınan enerji, kütle çekiminden dolayı sıkışmaya karşı koyan plazmadaki basıncı sağlar. Böylece, üretilen enerji ve radyasyon, sıcaklık ve basınçla salınan enerji için, dengeye ulaşılır.

Güneş, evriminin başlangıç fazındaki bir yıldızdır. Güneşin iç sıcaklığı, basıncı  $6 \times 10^{11}$  atm basınç ve  $150 \text{ g/cm}^3$  yoğunluk ile  $1.5 \times 10^7 \text{ K}$  'e ulaşırken, yüzey sıcaklığı  $6000 \text{ }^\circ\text{C}$  'dir. Güneşin kütlesi,  $M_\odot = 2 \times 10^{33}$  ve ana bileşenleri, hidrojen (%70), helyum (%29) ve %1'den daha az daha ağır elementlerdir (karbon, oksijen, vs.).

Yıldız nükleer reaksiyonları, ya yüklü parçacık reaksiyonları (hem hedef hem de mermi çekirdek) ya da nötral-parçacık (nötron) indüklü reaksiyonlar olabilir. Her iki reaksiyon da ara çekirdeğin rezonans durumu yoluyla sürebilir ya da rezonans dışı olabilir. İlk durumda, ara durum, diğer parçacık veya çekirdeklere bozulan dar bir kararsız durum olabilir. Genelde verilen bir reaksiyon, reaksiyon kanallarının her iki tipini de içerebilir. Yüklü parçacık indüklü reaksiyonlarda her iki reaksiyon mekanizması için tesir kesiti, Coulomb engeli etkisinden dolayı, azalan enerjiyle hızlı bir şekilde düşer (ve böylece de yıldız reaksiyon tesir kesitini doğru bir şekilde ölçmek daha zor olur). Aksine nötron-

indüklü reaksiyon tesir kesiti, çok büyüktür ve azalan enerjiyle artar. Bu reaksiyon hızları ve tesir kesitleri, ilgili yıldız enerjilerinde doğrudan ölçülebilir[1].

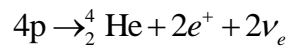
### 1.3.1. Hidrojen Yanması

Yıldızlarda hidrojen yanması, iki büyük reaksiyon dizisi ile tanımlanır: pp zincirleri ve karbon-azot-oksijen (CNO) çevrimleri. pp zincirleri,  ${}^4\text{He}$ 'ü oluşturan hidrojen çekirdeklerinin füzyon süreçleri dizisini gösterirken, CNO çevrimleri son  $\alpha$ -yayımı ile karbon, azot ve oksijen çekirdeklerini içeren dört proton yakalama reaksiyonu ve iki pozitron bozunumunun bir katalizör dizisidir. Her iki durumda, füzyon başına üretilen enerji, 26.7 MeV'lik  ${}^4\text{He}$  bağlanma enerjisine karşılık gelir[9].

#### 1.3.1.1. Proton-Proton Zinciri

Hangi nükleer süreçler, güneşin devasa termonükleer enerjisini ve  $4.6 \times 10^9$  yıldan beri yaşamasını (güneşin varsayılan yaşı) sağlar? Bu, iki protonun veya alfa parçacıklarının füzyonu, hatta  ${}^2\text{He}$ ,  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^5\text{Li}$ 'den hiçbirisi kararlı olmadığından dolayı protonların alfa parçacıkları ile füzyonu için bile olamaz[10].

Proton-proton zincirinin temeli, dört protonun bir  ${}^4\text{He}$  çekirdeğine ( ve iki elektron + iki elektron nötrinosa) dönüşmesidir.



p+p sistemi ( ${}^2\text{He}$ ) sistemi bağlı olmadığından dolayı, bu reaksiyondaki ilk adım

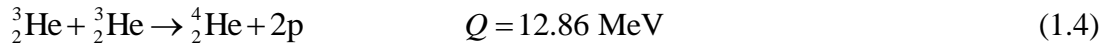


şeklindeki proton-proton füzyonudur. Bu reaksiyon,  $\beta^+$  bozunumu yani zayıf-etkileşim aracılığıyla meydana gelir[11]. Zayıf etkileşme reaksiyon tesir kesitleri çok küçüktür; döteryumun oluşması için hesaplanan tesir kesiti keV ve MeV mertebesindeki enerji değerlerinde sırasıyla  $10^{-33}$  ve  $10^{-23}$  b mertebesindedir. Denk.(1.2) vasıtasıyla Güneşteki

protonların döteronlara dönüşümü için ortalama yaşam süresi, yaklaşık  $10^{-23}$  yıldır. Bu, güneşten ışıyan enerjinin niçin zamanda yaklaşık olarak sabit ve patlayıcı bir süreç olmadığını açıklar. Yukarıdaki reaksiyonda üretilen döteron



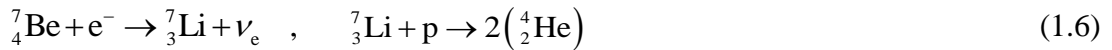
sürecinde neredeyse hemen tüketilir[12]. Az sayıda döteron bulunduğundan bu noktada döteron-döteron reaksiyonlarının gözlenmesi çok zayıf bir ihtimaldir, her  $\sim 10^{18}$  protona karşılık bir döteron oluşmaktadır. Böylece bir protonun bir döteronla etkileşme ihtimali bir başka döteron ile etkileşme ihtimalinden  $10^{18}$  defa daha fazladır. Böylece döteronlar neredeyse oluştuğları anda  ${}^3\text{He}$ 'ü meydana getirirler. Son çıkan  ${}^3_2\text{He}$



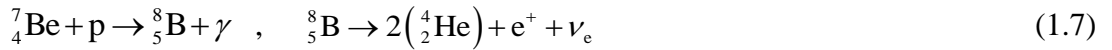
aracılığıyla reaksiyona girer[13]. Bu reaksiyon ile ppI zinciri tamamlanır.  ${}^3_2\text{He}$ , burada büyük bir enerji kazanımıyla  ${}^4_2\text{He}$  kararlı çekirdeğini üretir ya da



aracılığıyla reaksiyona girer. İkinci durumda, bir zincir reaksiyonu

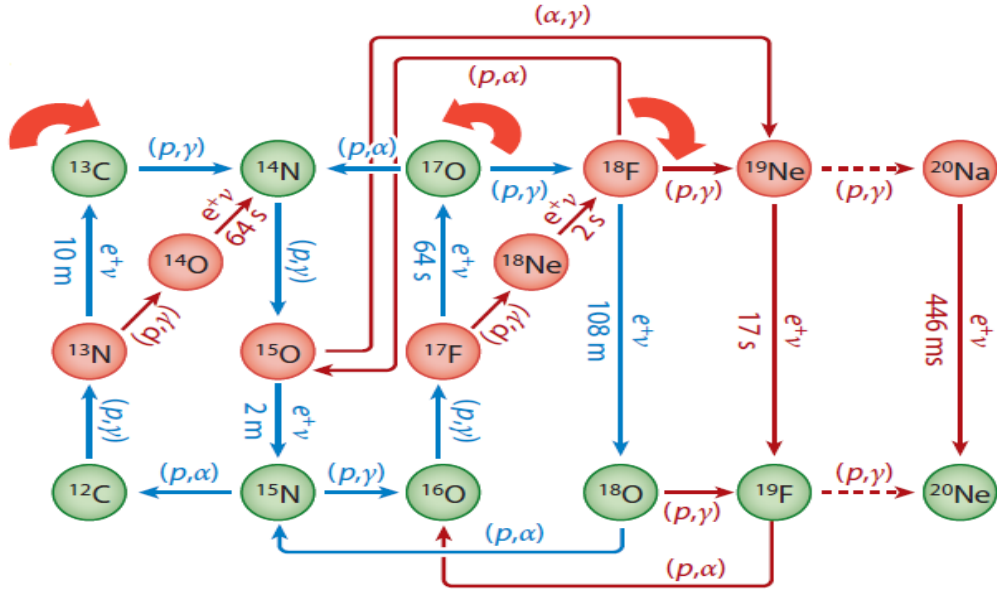


veya



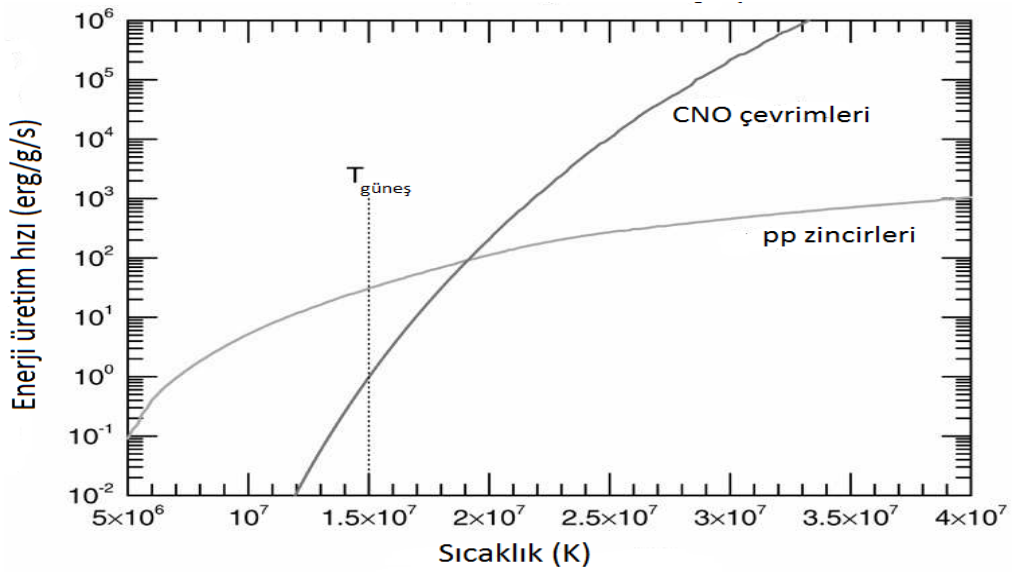
ile takip eder. (1.2)-(1.7) zincir reaksiyonuna, hidrojen çevrimi denir. Bu çevrimin sonucu, 26.7 MeV'lik bir enerji kazanımıyla (nötrinolar tarafından taşınan enerjinin yaklaşık %20'si), bir alfa parçacığında dört protonun dönüşümüdür[12].





Şekil 4. CNO çevrimi[9].

Karbon çekirdekleri arasındaki büyük Coulomb itmesinden dolayı, bu çevrim  $1.4 \times 10^7$  K gibi yüksek sıcaklıklarda meydana gelir. Güneşte pp zinciri baskındır. Fakat büyük sıcaklıklı yıldızlarda CNO çevrimi, daha önemlidir. Şekil 5, merkezlerindeki sıcaklığın fonksiyonu olarak pp zinciri ve CNO çevrimi için yıldızlardaki enerji üretimini karşılaştırmaktadır. Güneş sıcaklığı  $T_{\odot}$  için, pp çevriminin daha etkin olduğu görülmektedir.



Şekil 5. Yıldız sıcaklığının fonksiyonu olarak pp zinciri ve CNO çevrimindeki enerji üretiminin karşılaştırması

Protonlar, güneş gibi bir yıldızın merkezinde helyuma dönüştükten sonra, füzyon reaksiyonları yıldızın yüzeyindeki protonları tüketmeye başlar. Bu aşamada yıldız, kırmızı dev olmaya başlar. Füzyon ile üretilen enerji, sıcaklığı artırır ve yıldızın yüzeyini genişletir. Yıldızın parlaklığı artar. Hidrojen yakıtı yakıldıktan sonra, kırmızı dev tekrar daralır. Diğer termonükleer süreçler başlar. İlki, sıcaklığın  $10^8$  K 'e ulaştığı ve yoğunluğun  $10^6$  g.cm<sup>-3</sup> olduğu zaman helyum yanmasıdır. Helyum yanması, üçlü yakalama reaksiyonu ile başlar.



Bu reaksiyonu takiben



ile oksijen oluşumu meydana gelir. Güneş kütleli bir yıldız için, helyum yanması yaklaşık  $10^7$  yılda meydana gelir. Çok ağır bir yıldız için, sıcaklık  $10^9$  K 'e ulaşabilir. Ağır elementlerin yanmasından sonraki sıkışma süreci, demir oluşumuna yol açabilir. Bu olaydan sonra termonükleer reaksiyonlar, daha enerjik değildir ve yıldız nükleer enerji üretimini durdurur[12].

### 1.3.2. Helyum Yanması

Hidrojen yanması, yıldız evrimindeki en uzun fazdır. Hidrojen korda tüketildiği zaman, yıldız daralır ve merkezi sıcaklığı artar. O koşullarda, helyum yanması başlayabilir[5]. Helyum yanması, hem yıldız enerji üretiminde hem de ağır elementlerin nükleosentezinde ağır (yüksek sıcaklık) yıldızlar için önemli bir rol oynar[11]. Ancak  ${}^5\text{Li}$  ve  ${}^8\text{Be}$  bağlı olmadığından dolayı,  $\alpha+p$  ve  $\alpha+\alpha$  süreçleri, imkansızdır ve hemen parçalanır. Bu yüzden, helyum yanması üçlü  $\alpha$ -süreciyle ilerler. Burada  ${}^8\text{Be}$ ,  $\alpha+\alpha$  ile dengede, kısa bir zaman için var olur ve  ${}^8\text{Be}(\alpha,\gamma){}^{12}\text{C}$  reaksiyonu ile üçüncü bir parçacığı yakalar.

Üçlü  $\alpha$ -sürecinin ikinci adımı, yani  ${}^8\text{Be}(\alpha,\gamma){}^{12}\text{C}$  reaksiyonu, astrofizik ve nükleer fizik arasında çarpıcı bir örnek sağlar. Eğer  ${}^{12}\text{C}$ , Gamow enerji aralığındaki bir  $0^+$



rezonans durumunu gösterirse, evrendeki  $^{12}\text{C}$ 'nin gözlenen bollukları açıklanabilir. Bu rezonans, anizotropik argümanlar (karbona-dayalı hayat) aracılığıyla 1954'de Hoyle tarafından öngörüldü ve deneysel olarak da birkaç yıl sonra keşfedildi.  $^{12}\text{C}$ 'nin bu  $0^+$  durumu, "Hoyle durumu" olarak bilinmektedir.

$^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ , üçlü  $\alpha$  sürecini izler. Bu reaksiyon, helyum yanmasından sonra,  $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$  oranını belirler ve birçok yıldız modelinde önemlidir.

Temelde helyum yanması,  $^{16}\text{O}(\alpha,\gamma)^{20}\text{Ne}$  reaksiyonu ile devam edebilir. Bununla birlikte  $^{20}\text{Ne}$ 'de, yıldız enerjilerinde hiçbir rezonans yoktur ve tesir kesiti standart koşullarda (yoğunluk ve sıcaklık) oldukça küçüktür. Genelde helyum yanması,  $^{16}\text{O}$ 'da son bulur. Ağır elementlerin oluşumu, çeşitli süreçleri içerir. Demirin ötesindeki elementler, Coulomb engelini elementlerin yükleri ile artmasından ve proton yakalamasının imkansız olmasından dolayı, özellikle nötron yakalama reaksiyonları ile üretilir[5].

#### 1.4. Termonükleer Tesir Kesitleri ve Reaksiyon Hızları

$j$  hedefi ve  $k$  mermisi arasındaki bir reaksiyon için nükleer tesir kesiti,

$$\sigma = \frac{\text{hedefteki reaksiyonların sayısı}^{-1}\text{saniye}^{-1}}{\text{gelen mermilerin akısı}} = \frac{r/n_j}{n_k v} \quad (1.10)$$

Burada  $n_j$ -hedef sayı yoğunluğu,  $n_k$ -mermi sayı yoğunluğu ve  $v$ -hedef ve mermi çekirdekleri arasındaki bağıl hızdır.

O halde  $r$ ,  $\text{cm}^3$  ve saniye başına reaksiyonların sayısıdır,  $r = \sigma v n_j n_k$  olarak ifade edilebilir veya daha da genel olarak

$$r_{j,k} = \int \sigma |v_j - v_k| d^3 n_k \quad (1.11)$$

ile gösterilebilir. Bu integralin değeri, parçacıkların türüne ve içerilen dağılımlara bağlıdır. Maxwell-Boltzmann dağılımı (MB) gözlenen astrofiziksel bir plazmada  $j$  ve  $k$  çekirdekleri için,

$$d^3n_j = n_j \left( \frac{m_j}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{m_j v_j^2}{2\pi kT} \right) d^3v_j \quad (1.12)$$

Denk.(1.11),  $r_{j,k} = \langle \sigma v \rangle_{j,k} n_j n_k$  'ye sadeleşir. Burada  $\langle \sigma v \rangle$ , (1.12)'deki sıcaklık dağılımı üzerine  $\sigma v$  'nin ortalamasıdır.

$$r_{j,k} = \langle \sigma v \rangle_{j,k} n_j n_k \quad (1.13)$$

$$\langle j,k \rangle = \langle \sigma v \rangle_{j,k} = \left( \frac{8}{\mu\pi} \right)^{1/2} (kT)^{3/2} \int_0^\infty E \sigma(E) \exp(-E/kT) dE \quad (1.14)$$

Burada  $\mu$ , hedef-mermi sisteminin indirgenmiş kütesini göstermektedir. Yüksek yoğunluklu veya düşük sıcaklıklı astrofiziksel plazmalarda, elektron perdeleme etkisi son derece önemlidir. Bu demektir ki reaksiyona giren çekirdekler, elektronların ve çekirdeklerin arka planından dolayı, yalın çekirdek durumundakinden farklı bir Coulomb itmesi hisseder. Birçok koşul altında (sıcaklıkların ortadan kalkmadığı) genelleştirilmiş reaksiyon hızları, perdelemesiz (1.13) ve perdeleme faktörü olarak ayrılabilir.

$$\langle j,k \rangle^* = f_{scr} (Z_j, Z_k, \rho, T, Y_i) \langle j,k \rangle \quad (1.15)$$

Bu perdeleme faktörü, içerilen parçacıkların yüküne, yoğunluğa, sıcaklığa ve plazmanın kompozisyonuna bağlıdır. Burada  $Y_i$ ,  $i$ -çekirdeğinin bolluğunu gösterir.

$$Y_i = n_i / (\rho N_A)$$

Burada  $n_i$ , birim hacim başına çekirdeklerin sayı yoğunluğunu ve  $N_A$ , Avogadro sayısını göstermektedir. Yüksek yoğunluk ve düşük sıcaklıklarda perdeleme faktörü, reaksiyonları kat be kat büyüklüğe ulaştırabilir.

Denk.(1.10)'da  $k$  parçacığı foton olduğu zaman, bağıl hız her zaman  $c$  'dir ve integraldeki nicelikler,  $d^3n_j$  'ye bağlı değildir. Böylece ifade  $r_j = \lambda_{j,\gamma} n_j$  'ye sadeleşir ve  $\lambda_{j,\gamma}$ ,  $T$ -sıcaklığındaki fotonlar için Planck dağılımı üzerine foto-parçalanma tesir kesitinin integrasyonundan doğar.

$$d^3n_\gamma = \frac{1}{\pi^2 (c\hbar)^3} \frac{E_\gamma^2}{\exp(E_\gamma / kT) - 1} dE_\gamma \quad (1.16)$$

$$r_j = \lambda_{j,\gamma}(T) n_j = \frac{1}{\pi^2 (c\hbar)^3} \int d^3n_j \int_0^\infty \frac{c\sigma(E_\gamma) E_\gamma^2}{\exp(E_\gamma / kT) - 1} dE_\gamma \quad (1.17)$$

Bununla birlikte, foto-parçalanma tesir kesitlerini değerlendirmeye doğrudan bir gereksinim yoktur. Çünkü onlar  $l + m \rightarrow j + \gamma$  ters reaksiyonu için yakalama tesir kesitleri ile ifade edilebilir.

$$\lambda_{j,\gamma}(T) = \left( \frac{G_l G_m}{G_j} \right) \left( \frac{A_l A_m}{A_j} \right)^{3/2} \left( \frac{m_u kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \langle l, m \rangle \exp(-Q_{lm} / kT) \quad (1.18)$$

Bu ifadedeki reaksiyon  $Q$ -değeri,  $Q_{lm}$ 'ye,  $T$ -sıcaklığına,  $\langle l, m \rangle$  ters reaksiyon hızına,  $G(T) = \sum_i (2J_i + 1) \exp(-E_i / kT)$  bölüşüm fonksiyonlarına ve  $T$  sıcaklığında termal bir banyodaki reaksiyona katılan çekirdeklerin  $A$ -kütle numarasına bağlıdır.

Denk.(1.17)'ye benzer bir yöntem, çekirdeklerin elektron yakalaması için kullanılabilir. Elektronun bir nükleondan yaklaşık 2000 kat daha az kütleli olmasından dolayı,  $j$ -çekirdeğinin hızı elektron hızı ile kıyaslandığında, kütle merkezi sisteminde ihmal edilebilir ( $|\nu_j - \nu_e| \approx \nu_e$ ). Elektron yakalama tesir kesiti, kısmen dejenere bir Boltzmann üzerinden veya astrofiziksel koşullara bağlı olarak elektronların Fermi dağılımı üzerinden integre edilmelidir. Elektron yakalama oranları,  $T$ 'nin bir fonksiyonudur ve  $n_e = Y_e \rho N_A$  elektron sayı yoğunluğudur. Tam olarak nötral iyonize plazmada, elektron bollukları  $Y_e = \sum_i Z_i Y_i$  çekirdeklerindeki toplam proton bolluğuna eşittir ve

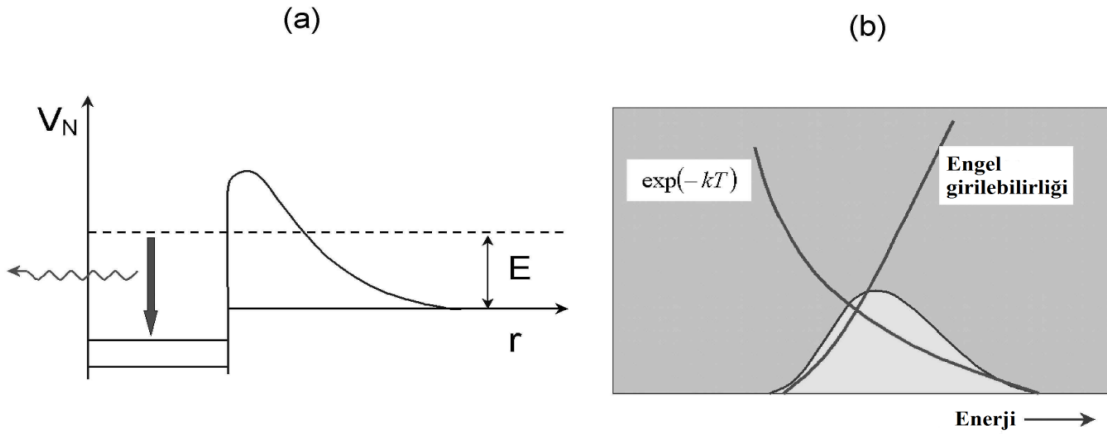
$$r_j = \lambda_{j,e}(T, \rho Y_e) n_j \quad (1.19)$$

ile verilir. Bu işlem, fotonlarla, elektronlarla ve çekirdeklerle termal dengede olan, pozitronların yakalamasına genelleştirilebilir. Yüksek yoğunluklarda ( $\rho > 10^{12} \text{ g.cm}^{-3}$ ), çekirdekler ve elektronlar üzerine nötrino saçılma tesir kesitinin büyüklüğü, bir nötrino

dağılımını termalize etmek için yeterli saçılma olaylarının meydana geldiğini kesinleştirir. Bunun üzerine elektron yakalamasının (nötrino yakalmasına) ters süreci de meydana gelebilir ve nötrino yakalama oranı, nötrino dağılımı üzerinden integre ederek, denk.(1.17) veya (1.19)'a benzer şekilde ifade edilebilir. Çekirdekte elastik olmayan nötrino saçılması da bu şekilde ifade edilebilir. Son olarak, normal bozunumlar ( $\tau_{1/2}$  yarı ömürlü beta veya alfa bozunumları gibi) için,  $\lambda_j = \ln 2 / \tau_{1/2}$  bozunum sabitiyle denk.(1.17) veya (1.19)'e benzer bir denklem elde edilir ve

$$r_j = \lambda_j n_j \quad (1.20)$$

olur. Yüklü parçacıklar için nükleer tesir kesiti, Coulomb engelinden dolayı güçlü bir şekilde baskındır. Coulomb engeli yüksekliğinden daha az enerjilere sahip olan parçacıklar için, verilen bir sıcaklıktaki girme (penetrasyon) faktörü ve MB dağılım fonksiyonunun çarpımı, birçok reaksiyonun gerçekleştiği Gamow piki ile sonuçlanır. Gamow pikinin konumu ve genişliği, mermi ve hedefin yüklerine ve etkilenen plazmanın sıcaklığına bağlıdır(Şek. 6).



Şekil 6. (a) Yüklü parçacıkların füzyonu için nükleer + Coulomb potansiyelinin şematik gösterimi. (b) Denk.(1.14)'ün integrali, enerjiyle hızla büyüyen tesir kesitiyle bir üstel olarak düşen dağılımının çarpımıdır

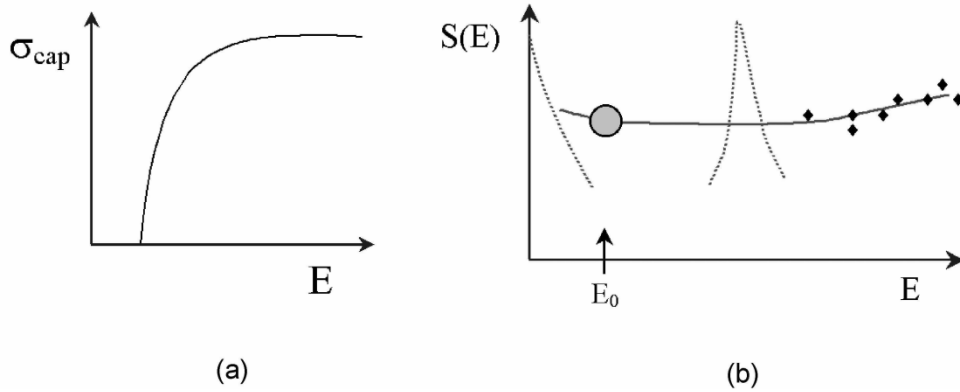
Deneysel olarak, astrofiziksel S-faktörüyle çalışmak daha uygundur.

$$S(E) = \sigma(E)E \exp(2\pi\eta) \quad (1.21)$$

Burada  $\eta$  , Sommerfield parametresidir ve  $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v$  s-dalgası engel girmesi olarak tanımlanır. Bu durumda tesir kesitinin dik artışı, oldukça düz bir enerji bağımlı fonksiyona dönüştürür(Şek.7). İntegraldeki hız dağılımı ve girilebilirlik katkıları da kolayca görülebilir.

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} S(E) \exp \left[ -\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right] \quad (1.22)$$

Burada  $b = 2\pi\eta E^{1/2} = (2\mu)^{1/2} \pi e^2 Z_j Z_k / \hbar$  niceliği, engel girilebilirliğinden doğar. Deneysel olarak, çok küçük enerjilerdeki yüklü parçacıkları içeren füzyon reaksiyonlarının direkt ölçümlerini almak, çok zordur. Deneysel veri, Şek.7b'de gösterildiği gibi, Gamow enerjisine extrapolasyon yapılabilen tesir kesitleri için teorik bir model ile yönlendirilebilir. Noktalar, deneysel veri noktalarını göstermektedir. Düz eğri, yüksek enerjilerdeki veriyi tanımlayan teorik bir öngörüdür. Düşük enerjilere ekstrapolasyon, rezonansların ve eşik altı rezonanslardan dolayı (Şekil 7'de gösterildiği gibi) yetersiz olabilir.



Şekil 7. (a) Yüklü parçacıkları içeren bir füzyon reaksiyonunun enerji bağımlılığının şematik gösterimi. (b) Denk.(1.20) ile tanımlı astrofiziksel S-faktörü

Denk.(1.22)'deki integralin birinci türevini alma, Gamow pikinin  $E_0$  konumunu verir ve  $Z_j, Z_k$  yüklerine bağımlılığı,  $m_u$  biriminde reaksiyondaki çekirdeklerin  $A$  indirgenmiş kütlesi ve  $10^6$  K 'de verilen  $T_6$  sıcaklığına bağlı olarak, enerji penceresinin  $\Delta$  efektif genişliğini türetilebilir;

$$E_0 = \left( \frac{bkT}{2} \right)^{2/3} = 1.22 (Z_j^2 Z_k^2 AT_6^2)^{1/3} \text{ keV}$$

$$\Delta = \frac{16E_0 kT^{1/2}}{3} = 0.749 (Z_j^2 Z_k^2 AT_6^5)^{1/6} \text{ keV} \quad (1.23)$$

Nötron-indüklü reaksiyonlar durumunda etkin enerji penceresi, biraz farklı bir yolla türetilmelidir. *s*-dalgası nötronları ( $l=0$ ) için enerji penceresi, MB dağılım fonksiyonunun konumu ve pik genişliği ile verilir. Yüksek dereceli kısmi dalgalar için merkezkaç engelinin girilebilirliği,  $E_0$  efektif enerjisini daha yüksek enerjilere kaydırır. Merkezkaç engelinin yüksekliğinden daha az enerjili nötronlar için,

$$E_0 \approx 0.172T_9 \left( l + \frac{1}{2} \right) \text{ MeV} , \quad \Delta \approx 0.194T_9 \left( l + \frac{1}{2} \right)^{1/2} \text{ MeV} \quad (1.24)$$

$E_0$  enerjisi, nispeten nötron ayrılma enerjisine yakın olacaktır[12].

### 1.5. Astrofiziksel Tesir Kesitleri için Modeller

Astrofiziksel ortamlardaki patlayıcı nükleer yanma, sonraki reaksiyonlar için hedef olabilen kararsız çekirdekleri üretir. Ayrıca, deneylerle tamamıyla keşfedilmeyen çok sayıda kararsız çekirdeği de içerir. Bu yüzden, teorik modeller yardımıyla reaksiyon tesir kesitlerini ve termonükleer hızları öngörmek gerekir. Özellikle yıldızların hidrostatik yanma aşamaları sırasında yüklü parçacık indüklü reaksiyonlar, direkt tesir kesiti ölçümünün var olan teknolojilerle mümkün olmadığı bu düşük enerjilerde gerçekleşir. Bu yüzden, laboratuvarında mümkün olan en düşük enerjilerde ölçülen tesir kesitlerinin yıldızlara ait enerjilere kadar ekstrapolasyonları, alışılmış uygulama yöntemleridir. Güvenilir olması için, bu ekstrapolasyonlar mümkün olduğu kadar güçlü bir teorik dayanağa sahip olmalıdır. Giriş kanalında uyarılmış çekirdekler varsa veya nötronca çok zengin kararsız çekirdek veya nötronca-eksik çekirdekler varsa, teori daha da zorunludur. Bu durumlar ile patlayıcı astrofiziksel senaryolarda sıklıkla karşılaşılmaktadır. Deneysel bilgiyi tamamlamak için çeşitli modeller geliştirilmiştir.

### 1.5.1. Mikroskobik Modeller

Bu modelde, nükleonlar kümelerine ayrılır. İç küme serbestlik derecesi sabit tutularak, çeşitli kümeler arasındaki anti-simetrik dalga fonksiyonları, efektif nükleon-nükleon etkileşimiyle çok-cisim Hamiltoniyeni için Schrödinger denklemini çözülerek belirlenir. Diğer modeller ile karşılaştırıldığında bu yaklaşım, bir nükleer sistemin bağlı, rezonans ve saçılma durumlarının tutarlı ve başarılı tanımlamada büyük bir avantaj sağlar.

Mikroskobik model, hafif sistemleri içeren birçok önemli reaksiyona ve özellikle de pp zincir reaksiyonlarına uygulanır. Mevcut deneysel veri, genellikle iyi yinelenenlidir. Mikroskobik küme modeli veya mikroskobik potansiyel modeli,  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{16}\text{O}$  reaksiyon hızını anlamada önemli katkıda bulunmuştur.

### 1.5.2. Potansiyel Modeller

Potansiyel model, ışımali yakalama reaksiyonlarını tanımlama da faydalı bir araç olarak uzun bir süreden beri kullanılmaktadır. Bu model, fiziksel olarak önemli serbestlik derecelerinin giriş ve çıkış kanallarında (yapısız) çekirdekler arasındaki bağlı hareketi ve optiksel modeldeki spektroskopik faktörleri ve şiddet faktörlerini tanıtarak olduğunu varsayar. Buna ilişkin çekinceler, Schrödinger denkleminin ilk ve son dalga fonksiyonları hesaplamak için kullanılan çekirdek-çekirdek potansiyellerinin açık bir şekilde tanımlanamaması ve spektroskopik faktörlerin birinci ilkelere türetilmemesidir. Bu model ile ilgili detaylar, gelecek bölümde tartışılacaktır.

### 1.5.3. Parametre Fiti

Birkaç rezonans veya bağlı durumdan katkılar ile baskın olan reaksiyon hızları, oldukça benzer yöntemlere dayanan R- veya K- matris fitleri cinsinden extrapolasyon yapılır. Bu yöntemlerin cazibesi, oldukça basit bir veri parametrizasyonuna izin veren analitik ifadelerin formal reaksiyon teorilerinden türetilbilmesine dayanmasıdır. Bununla birlikte, R-matrisi modelinin parametreleri ve deneysel veri arasındaki ilişki (rezonans enerjileri ve genişlikler), oldukça dolaylıdır. K- matrisi formalizmi, bu problemi çözer fakat başka çekincelere sebep olur.

R- ve K-matrisi modelleri, çeşitli reaksiyonlara özellikle de  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  reaksiyon hızının analizine uygulanmaktadır.

#### 1.5.4. İstatistiksel Modeller

Çoğu astrofiziksel senaryo, orta-kütleli veya ağır çekirdekler üzerine çok sayıda reaksiyonu içermektedir. Bu, s- ve r- süreci nükleosentezinin yanı sıra, C, Ne, O ve Si'un patlayıcı olmayan ya da patlayıcı yanmasıyla da ilgilenir. Neyse ki, ilgili reaksiyonların büyük bir kısmı, reaksiyon mekanizmasının güvenilir bir tanımını sağlayan istatistiksel modeller için yüksek seviye yoğunlukları olan bileşik sistemler yoluyla gerçekleşir. Bu açıdan, Hauser-Feshbach (HF) modeli, kayda değer başarıyla yaygın olarak kullanıldı.

Süpernovalarda ki patlayıcı yanma, genellikle orta kütleli ve ağır çekirdekleri içerir. Büyük nükleon sayısından dolayı, özünde yüksek yoğunluklu uyarılmış durumlar vardır. Uygun uyarım enerjisinde bileşik çekirdekteki yüksek seviye yoğunluğu, rezonanslar üzerinden ortalama alan bileşik nükleer reaksiyonlar için istatistiksel model yaklaşımı kullanımına izin verir.

Bileşik çekirdekteki yüksek seviye yoğunluğu, rezonans davranışını yansıtmayan, aksine (optiksel) çekirdek-çekirdek potansiyelindeki sanal kısım aracılığıyla soğurmayı tanımlayan, ortalama  $T$ -aktarım katsayılarının kullanımına izin verir. Bu

$$\sigma_i^{\mu\nu}(j, o; E_{ij}) = \frac{\pi \hbar^2 / (2\mu_{ij} E_{ij})}{(2J_i^\mu + 1)(2J_j + 1)} \times \sum_{J, \pi} (2J + 1) \frac{T_j^\mu(E, J, \pi, E_i^\mu, J_i^\mu, \pi_i^\mu) T_o^\nu(E, J, \pi, E_m^\nu, J_m^\nu, \pi_m^\nu)}{T_{tot}(E, J, \pi)} \quad (1.27)$$

ifadesine götürür. Bu ifade de  $i^\mu(j, o)m^\nu$  reaksiyonu için son çekirdeğin  $i^\mu$ -hedef durumu,  $m^\nu$ -uyarılmış durumu,  $E_{ij}$ -kütle merkezi enerjisi ve  $\mu_{ij}$ -indirgenmiş kütlelerdir.  $J$  spini,  $E$ -bileşik çekirdekteki ilgili uyarım enerjisini ve  $\pi$ -uyarılmış durumların paritesini gösterir. Bu özellikler alt indissiz kullanıldığı zaman bileşik çekirdeği tanımlar. Alt indisler  $i^\mu(j, o)m^\nu$  reaksiyonunda reaksiyona giren çekirdeklerin durumunu gösterir, üst indisler belirli uyarılmış durumları gösterir. Deneyler, taban durumundaki hedef ile son çekirdeğin



tüm uyarılmış durumları üzerinden toplanan,  $\sum_{\nu} \sigma_i^{0\nu}(j, o; E_{ij})$ 'yi ölçer. Astrofiziksel plazmada  $\mu$ -hedef durumları, termal olarak işgal edilir ve  $\sigma_i^*(j, o)$  astrofiziksel tesir kesiti

$$\sigma_i^*(j, o; E_{ij}) = \frac{\sum_{\mu} (2J_i^{\mu} + 1) \exp(-E_i^{\mu} / kT) \sum_{\nu} \sigma_i^{\mu\nu}(j, o; E_{ij})}{\sum_{\mu} (2J_i^{\mu} + 1) \exp(-E_i^{\mu} / kT)} \quad (1.28)$$

$\nu$  -üzerinden toplam, aşağıdaki toplam aktarım katsayısı ile denk.(1.28)'de

$$T_o(E, J, \pi) = \sum_{\nu=0}^{\nu_m} T_o^{\nu}(E, J, \pi, E_m^{\nu}, J_m^{\nu}, \pi_m^{\nu}) + \int_{E_m^{\nu_m}}^{E-S_{m,o}} \sum_{J_m, \pi_m} T_o(E, J, \pi, E_m, J_m, \pi_m) \rho(E_m, J_m, \pi_m) dE_m \quad (1.29)$$

yer değiştirir. Burada  $S_{m,o}$ , kanal ayrılma enerjisidir ve deneysel olarak bilinen en yüksek  $\nu_m$  durumu üstündeki uyarılmış durumlar üzerinden toplam,  $\rho$ -seviye yoğunluğu üzerinden integrasyon ile değiştirilir. Denk.(1.28)'deki  $\mu$ -hedef durumları üzerinden toplam, benzer şekilde genelleştirilmelidir.

Yukarıdaki denklemlerde gösterildiği üzere istatistiksel model hesaplamalarının önemli bileşenleri,  $T$ - parçacık ve gama aktarım katsayıları ve  $\rho$ -uyarılmış durumların seviye yoğunluğudur. Bu yüzden bu hesaplamaların güvenilirliği, bu bileşenleri değerlendiren (çoğunlukla kararsız çekirdekler için) doğrulukta belirlenir[12].

Gama-aktarım katsayıları, toplam foton genişliğinin hesaplanmasında baskın gama geçişlerini (E1 ve M1) içermelidir. Daha küçük ve bu yüzden de daha az önemli olan M1 geçişi genellikle basit tek parçacık yaklaşımı  $T \propto E^3$  ile işleme girer. E1 geçişleri, genellikle dev dipol rezonansın (GDR) Lorentzyen temelinde hesaplanır. Bu modelde, bir  ${}^A_Z$  çekirdeğinde  $E_{\gamma}$  foton enerjisini yayan geçiş için E1 aktarım katsayısı

$$T_{E1}(E_{\gamma}) = \frac{8}{3} \frac{NZ}{A} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1 + \chi}{mc^2} \sum_{i=1}^2 \frac{i}{3} \frac{\Gamma_{G,i} E_{\gamma}^4}{(E_{\gamma}^2 - E_{G,i}^2)^2 + \Gamma_{G,i}^2 E_{\gamma}^2} \quad (1.30)$$

Burada  $\chi (= 0.2)$  nötron-proton değiş-tokuş katkısını açıklar ve  $i$ -üzerinden toplam, ( $i = 1$ ) boyunca salınımlarla statik olarak deforme çekirdeklere GDR'nin parçalanmasına ve dönme simetrisinin eksenine dik ( $i = 2$ ) karşılık gelen iki terimi içerir[1].

## 2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

### 2.1. Direkt Yakalama

Astrofizikle ilgili nükleer reaksiyonlarda iki zıt reaksiyon mekanizması önemlidir; bileşik-çekirdek oluşumu ve direkt reaksiyonlar. Düşük reaksiyon enerjilerinde meydana gelen ilkel ve yıldız nükleosentezlerinde direkt mekanizma, ihmal edilemez, hatta baskın bile olabilir. Bu davranışın sebebi, bileşik çekirdeğin düşük uyarımları için sadece birkaç seviyenin var olmasıdır[14].

Direkt yakalama modeli, ışmalı yakalama reaksiyonlarını tanımlayan bir iki-cisim modelidir. Hem gelen hem de hedef çekirdeğin iç yapısı olmayan nokta parçacıklar olduğu varsayılır. Elektromanyetik etkileşim yoluyla, gelen parçacığın bir ilk sürekli durumdan (bozunmuş bir dalga ile temsil edilen) bir son tek parçacık bağlı durumuna (durağan dalga) geçişi ile gerçekleştiği varsayılır. Süreçte bir foton yayınlanır. Bu geçiş için zaman ölçeği, yaklaşık olarak nükleer geçiş süresidir ( $\sim 10^{-22}$  saniye) ve bu yüzden adı direkt yakalamadır[15].

Direkt ışmalı yakalama üzerine rapor edilen ilk çalışmalardan biri, 1949'da Fowler vd. tarafından 0.5-1.7 MeV arasındaki proton enerjilerinde  $d(p,\gamma)^3\text{He}$  reaksiyonu üzerinedir. Sonuçlar, proton enerjisinin fonksiyonu olarak yavaş yavaş değişen foton verimini göstermektedir. Fotonların açısal dağılımı  $\sin^2 \theta$  şeklindedir. Işımalı yakalama, nükleer yapı çalışmaları için büyük bir araç oldu. Çünkü ayrıntılı açısal dağılımlar, işgal edilmiş dağılımlar yapısına duyarlıdır. Örneğin reaksiyon mekanizmasında  $\sin^2 \theta$  bağımlılığından gözlenen sapmalar,  $^3\text{He}$  taban durumunda  $d$ -durumu katkısının miktarını belirlemektedir[16].

### 2.2. Potansiyel Modeli

$a(b,\gamma)c$  reaksiyonu için, birinci derece zamana bağlı pertürbasyon teorisinden direkt ışmalı yakalama tesir kesiti

$$\sigma_{cap}^{E,M}(\lambda) = \frac{8\pi}{\lambda [(2\lambda+1)!!]^2} \left( \frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2\lambda+1} \frac{1}{\hbar \nu} \frac{1}{(2I_a+1)(2I_b+1)} \left| \langle \Psi_f(\mathbf{r}) | O_{\lambda\mu} | \Psi_i(\mathbf{r}) \rangle \right|^2 \quad (2.1)$$

olarak ifade edilebilir. Bu denklemde,  $E_\gamma$  foton enerjisi,  $I_a$  ve  $I_b$  hedef çekirdeğin ve gelen parçacığın spini,  $\nu$  bağıl hız ve  $\lambda$  elektrik veya manyetik çok-kutuplusudur.  $\Psi_i(r)$ , ilk durum (sürekli durum) dalga fonksiyonu,  $\Psi_f(r)$  son durum (bağlı durum) dalga fonksiyonu ve  $O_{\lambda\mu}$  çok kutuplu işlemcisidir[17].

### 2.3. Dalga Fonksiyonları

#### 2.3.1. Açısal Momentumların Çiftlenimi

$a+b \rightarrow c+\gamma$  şeklindeki tipik bir ışımalı yakalama reaksiyonunu dikkate alalım. Burada  $a$  ve  $b$  çekirdeklerinin iç yapısı hesaba katılmaz. Böylece,  $c$  çekirdeğinin durumları, bir nükleer + Coulomb potansiyelindeki  $a$  ve  $b$ 'nin bağıl hareketi için Schrödinger denklemi çözülerek elde edilebilir.  $a, b$  ve  $c$  çekirdekleri, sırasıyla  $I_a, I_b$  ve  $J$  öznlü spinlerine sahiptir. Buna karşılık gelen manyetik alt durumlar ise,  $M_a, M_b$  ve  $M$  ile gösterilir.  $a+b$ 'nin bağıl hareketi için yörünge açısal momentumu,  $l$  ve  $m$  ile tanımlanır. Çoğu durumda,  $b$  parçacığı bir nükleon ve  $a$  parçacığı bir kor çekirdektir[14].  $jj$  çiftlenim şemasında [18],

$$l + I_b = j \text{ ve } j + I_a = J$$

olarak açısal momentumları çiftlendirmek uygundur, burada  $J$  'ye kanal spini denir. Aşağıda  $I_b$  ( $b$  parçacığının iç spini) yerine,  $s$  simgesi de kullanılmaktadır[14].

#### 2.3.2. Bağlı Durum Dalga Fonksiyonları

Bağlı durum dalga fonksiyonu, bir nükleer dalga fonksiyonu (hedef çekirdeği temsil eden) ile bağıl mermiyi temsil eden bir saf tek parçacık dalga fonksiyonunun çarpımıyla oluşturulur[15].  $c$ 'nin bağılı durum dalga fonksiyonları

$$\Psi_{JM}(\mathbf{r}) = \frac{1}{r} \sum_{mM_a} \langle jmI_a M_a | JM \rangle u_{ij}^J(r) Y_{jm}^l(\hat{r}) \phi_{j_a M_a} \quad (2.2)$$

şeklinde gösterilebilir. Burada  $r$ ,  $a$  ve  $b$ 'nin bağlı koordinatı;  $u_{ij}^J(r)$ , bağlı durum radyal dalga fonksiyonu;  $\langle jmI_a M_a | JM \rangle$ , Clebsch-Gordan (C-G) katsayısı ve  $Y_{JM}^l$ , spinor küresel harmoniktir ve

$$Y_{JM}^l = \sum_{m_l, M_b} \langle lm_l I_b M_b | jm \rangle Y_{lm}(\hat{r}) \chi_{M_b} \quad (2.3)$$

ile gösterilir. Burada  $\chi_{M_b}$ ,  $b$  parçacığının spinör dalga fonksiyonu ve  $\langle lm_l I_b M_b | jm \rangle$ , C-G katsayısıdır[19]. Taban durum dalga fonksiyonu

$$\int d^3r |\Psi_{JM}(\mathbf{r})|^2 = \int_0^\infty dr |u_{ij}^J(r)|^2 = 1 \quad (2.4)$$

olarak normalize edilir. Bağlı-durum dalga fonksiyonları, radyal Schrödinger denklemi çözülerek hesaplanır.

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{ab}} \left[ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u_{ij}^J(r) + [V_0(r) + V_C(r) + \langle \mathbf{s} \cdot \mathbf{l} \rangle V_{s_0}(r)] u_{ij}^J(r) = E_i u_{ij}^J(r) \quad (2.5)$$

Burada  $\langle \mathbf{s} \cdot \mathbf{l} \rangle = [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)]/2$ . Bu denklem, nükleer+Coulomb potansiyelinin bağlı durumlarına karşılık gelen sadece  $E$  ayrık enerjilerinin olası olduğu,  $u_{ij}^J(r=0) = u_{ij}^J(r=\infty) = 0$  sınır koşullarını sağlamalıdır[14].

### 2.3.3. Sürekli Durum Dalga Fonksiyonları

Sürekli durum dalga fonksiyonları, bir nükleer dalga fonksiyonu (hedefi tanımlayan) ile gelen parçacığı tanımlayan bozunmuş bir düzlem dalganın çarpımıyla oluşturulur[15]. Sürekli dalga fonksiyonları, yukarıda tanıtıldığı gibi, potansiyel model ile hesaplanır. Parametreler çoğunlukla, bağlı durumlar için kullanılanlarla aynı değildir. Sürekli

durumlar,  $u_{Elj}^J(r)$  notasyonu ile tanımlanır. Burada  $E$  (sürekli) enerjisi,  $E = \hbar^2 k^2 / 2m_{ab}$  ifadesiyle  $a+b$  sisteminin  $k$  bağıl momentumuyla ilişkilidir[14]. İlk durum dalga fonksiyonu

$$\Psi_{JM} = \frac{4\pi}{k_b r} \sum_{mM_a} \langle jmI_a M_a | JM \rangle u_{Elj}^J(r) i^l Y_{lm}^*(\hat{k}_b) Y_{JM}^l(\hat{r}) \phi_{I_a M_a} \quad (2.6)$$

Burada  $u_{Elj}^J(r)$  sürekli durum radyal dalga fonksiyonu ve  $\phi_{I_a M_a}$  hedefin dalga fonksiyonu ve  $Y_{JM}^l$  spinor küresel harmoniktir ve

$$Y_{JM}^l = \sum_{m_l, M_b} \langle lm_l I_b M_b | jm \rangle Y_{lm}(\hat{r}) \chi_{I_b M_b}$$

ile gösterilir[19]. İlk durum dalga fonksiyonundaki radyal denklemi bulmak için denk.(2.5) ile ifade edilen Schrödinger denklemi kullanılır, fakat sonsuzdaki sınır koşulları farklıdır.

$$u_{Elj}^J(r \rightarrow \infty) = i \sqrt{\frac{m_{ab}}{2\pi k \hbar^2}} [H_l^{(-)}(r) - S_{lj} H_l^{(+)}(r)] e^{i\sigma_l(E)} \quad (2.7)$$

Burada  $S_{lj} = \exp[2i\delta_{lj}(E)]$ ,  $\delta_{lj}$  nükleer faz kayması ve  $\sigma_l$  Coulomb faz kaymasıdır ve

$$H_l^{(\pm)}(r) = G_l(r) \pm iF_l(r) \quad (2.8)$$

Bu denklemdeki  $F_l$  ve  $G_l$ , düzenli ve düzenli olmayan Coulomb dalga fonksiyonlarıdır[12]. Eğer  $b$  parçacığı nötron ise Coulomb fonksiyonları  $j_l(r)$  ve  $n_l(r)$  küresel Bessel fonksiyonlarına indirgenebilir.

Geleneksel olarak seçilen büyük mesafe  $r=R$ 'de, nükleer potansiyelin menzili dışında, logaritmik türev

$$\alpha_{lj} = \left( \frac{du_{Elj}^J / dr}{u_{Elj}^J} \right)_{r=R} \quad (2.9)$$

$\delta_{lj}(E)$  faz kaymaları, Coulomb dalga fonksiyonlarıyla elde edilen asimtotik değer ile logaritmik türevin uyarlanmasıyla elde edilir.

$$S_{lj} = \frac{G_l' - iF_l' - \alpha_{lj}(G_l - iF_l)}{G_l' + iF_l' - \alpha_{lj}(G_l + iF_l)} \quad (2.10)$$

Burada üsler, R konumunda radyal koordinata göre türev demektir. Sürekli dalga fonksiyonları, aşağıdaki bağıntıyı sağlayacak şekilde normalize edilir[14].

$$\langle u_{E'lj}^J | u_{E''lj}^J \rangle = \delta(E - E') \delta_{JJ'} \delta_{jj'} \delta_{ll'} \quad (2.11)$$

#### 2.4. Potansiyel

Dalga fonksiyonları, fenomenolojik bir potansiyel kullanılarak hesaplanır.

$$V(\mathbf{r}) = V_0(r) + V_s(r)(\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) + V_c(r) \quad (2.12)$$

Burada  $V_0(r)$  ve  $V_s(r)$ , sırasıyla merkezi ve spin-yörünge etkileşmesi ve  $V_c(r)$ , düzgün dağılımlı yüklü bir kürenin Coulomb potansiyelidir:

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_a Z_b e^2}{r} & r > R_c \\ \frac{Z_a Z_b e^2}{2R_c} \left( 3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) & r < R_c \end{cases} \quad (2.13)$$

Burada  $Z_i$ , çekirdeğin yük sayısıdır ( $i = a, b$ ).  $V_0(r)$  ve  $V_s(r)$  potansiyellerini oluşturmak için Woods-Saxon (WS) potansiyeli kullanılır,

$$V_0(r) = V_0 f_0(r) \quad \text{ve} \quad V_s(r) = -V_{s0} \left( \frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_s(r)$$

$$f_i(r) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R_i}{a_i}\right) \right]^{-1} \quad (2.14)$$

Denk.(7)'deki spin-yörünge etkileşmesi, Compton dalga boyu cinsinden yazılabilir,  $\hbar / m_\pi c = 1.414 \text{ fm}$ .  $V_0, V_{S0}, R_0, a_0, R_{S0}$  ve  $a_{S0}$  parametreleri,  $E_B$  taban durum enerjisini (veya uyarılmış durumun enerjisini) yineleyecek şekilde seçilir[20].

Nötron ve proton yakalama reaksiyonları için, başka bir formda potansiyel kullanımına ihtiyaç yoktur. WS parametre seti, eşlerden birisinin nötronca zengin halo çekirdekleri olan durumların haricinde, astrofizikle ilgili her reaksiyonu tanımlamak için uygundur. Halo çekirdekleri durumunda uzayan radyal bağımlılık, potansiyeller için olağandışı biçimlere sebep olur. Ayrıca hafif eşlerin döteron, triton, alfa parçacığı veya daha ağır bir çekirdek olduğu yakalama reaksiyonları için, katlama (folding) modelleri daha uygundur. Katlama modelleri, etkin nükleon-nükleon etkileşmesine ve ya deneysel olarak elde edilen (tam olarak elde edilemez, çünkü sadece yük yoğunlukları doğru bir şekilde elektron-elektron saçılmasından belirlenir) ya da bazı mikroskobik modellerden (tipik olarak Hartree-Fock veya rölativistik ortalama alan modelleri) hesaplanmasına dayanır[12].

## 2.5. Elektromanyetik Geçişler için Seçim Kuralları

İlk seçim kuralı,  $E0$  veya  $M0$  gama geçişlerinin olmamasıdır. Bununla birlikte elektromanyetik  $E0$  geçişleri, iç dönüşüm yoluyla mümkündür, burada çekirdek bir atom elektronu fırlatarak tekrar-uyarılır.  $M0$  geçişlerinin yokluğu, esasında doğada manyetik monopollerin yokluğunun sonucudur. Elektromanyetik geçişler, çok kutuplularına göre sınıflandırılır. Sınıflandırmayı yapmak için elektrik ve manyetik  $\lambda$ -kutup işlemcilerinin yapısına bakalırsa,

$$O_{\lambda\mu}^E = \sum_i e_\lambda \left[ \frac{1}{2} - t_z(i) \right] r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\hat{\mathbf{r}}) \quad (2.15)$$

$$O_{\lambda\mu}^M = \frac{e\hbar}{2Mc} \sum_i \left[ g_s(i) s_i + \frac{2g_l(i)}{\lambda+1} \mathbf{l}_i \right] \cdot \nabla_i \left[ r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\hat{\mathbf{r}}) \right] \quad (2.16)$$



Bu işlemcilerden görüldüğü üzere, her  $i$  için,  $\lambda$ -kutup işlemcileri

$$Q_{\lambda\mu} \propto r^\lambda Y_{\lambda\mu}, \quad M_{\lambda\mu} \propto \left. \begin{matrix} \mathbf{l} \\ \mathbf{s} \end{matrix} \right\} \cdot \nabla (r^\lambda Y_{\lambda\mu}) \quad (2.17)$$

$Y_{\lambda\mu}$  küresel harmoniğinin paritesi  $(-1)^\lambda$  ve skaler  $r^\lambda$ 'nın paritesi +1'dir. Böylece elektrik  $\lambda$ -kutup işlemcisinin paritesi  $\pi = (-1)^\lambda$ . Manyetik  $\lambda$ -kutup işlemcisinde  $\mathbf{l}$  ve  $\mathbf{s}$  faktörleri, aksenal vektörlerdir. Bu yüzden pariteleri +1'dir ve manyetik  $\lambda$ -kutup teriminin paritesinin  $\pi = (-1)^{\lambda-1}$  olarak yazılabilir.  $\pi_i$  ile ilk durumun paritesini ve  $\pi_f$  ile son durumun paritesini gösterirse, parite korunumu seçim kuralı

$$\pi_i \pi_f = \begin{cases} (-1)^\lambda & E\lambda \text{ için} \\ (-1)^{\lambda-1} & M\lambda \text{ için} \end{cases} \quad (2.18)$$

ile gösterilir. Geçiş olasılığı artan çok-kutuplulukla azalır. Bu yüzden en uygun geçiş, açısal momentum ve parite seçim kuralları ile izin verilen en düşük çok kutuplulardan biridir.  $J_0$  ve  $J$  açısal momentumlarının nükleer durumları arasındaki bir  $\lambda$ -kutup geçişi için açısal momentum seçim kuralı,  $\Delta(J\lambda J_0)$  ile gösterilen

$$|J_0 - J| \leq \lambda \leq J_0 + J$$

üçgen koşulu ve parite seçim kuralı, (2.18)'dir. Bu, Tablo 1'de gösterilen elektromanyetik bozunum geçişlerinin hiyerarşik sınıflandırmasına yol açar.

Tablo 1. Gama geçişleri için en düşük çok-kutuplular

$\Delta J =  J - J_0 $	1	2	3	4	5
$\pi_i \pi_f = -1$	E1	M2	E3	M4	E5
$\pi_i \pi_f = +1$	M1	E2	M3	E4	M5

Tablo 1’deki sınıflandırma, bozunum geçişlerinden sorumlu  $\lambda$  elektromanyetik çok kutuplusunu izlemeye yardım eder. Sadece en düşük çok-kutuplular içerilmektedir. Örneğin,  $2^+ \rightarrow 2^+$  geçişi için tablo sadece M1 geçişini verir. Bununla birlikte, seçim kuralları M1, E2, M3 ve E4 ‘ün tümüne izin verir. M3 ve E4 bu örnekte pratik önemi yokken, E2 çoğunlukla M1 ile rekabet eder. Gerçekte belirli E2 kolektif geçişlerinde M1 üzerine baskın olur[21].

## 2.6. Çok Kutuplu Matrix Elemanları

$\lambda\pi$  çok kutuplusunun elektrik geçişleri işlemcileri[22]

$$O_{E\lambda\mu} = e_\lambda r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\hat{\mathbf{r}}) \quad (2.19)$$

Burada, kütle-merkezinin yer değiştirmesini hesaba katan etkin yük,

$$e_\lambda = Z_b e \left( -\frac{m_a}{m_c} \right)^\lambda + Z_a e \left( \frac{m_b}{m_c} \right)^\lambda \quad (2.20)$$

Manyetik dipol geçişleri için,

$$O_{M1\mu} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \mu_N \left[ e_M l_\mu + \sum_{i=a,b} g_i (s_i)_\mu \right], \quad e_M = \left( \frac{m_a^2 Z_a}{m_c^2} + \frac{m_b^2 Z_b}{m_c^2} \right) \quad (2.21)$$

Burada  $l_\mu$  ve  $s_\mu$ , yörünge ve spin açısal momentumlarının ( $l = -i\mathbf{r} \times \nabla$  ve  $\mathbf{s} = \boldsymbol{\sigma}/2$ )  $\mu$  ( $\mu = -1, 0, 1$ ) dizisinin küresel bileşenleri ve  $g_i$ ,  $a$  ve  $b$  parçacıklarının jromanyetik faktörleridir. Nükleer magneton,  $\mu_N = e\hbar/2m_N c$  ile verilir.  $J_0 M_0 \rightarrow JM$  geçişi için matris elemanı

$$\langle JM | O_{E\lambda\mu} | J_0 M_0 \rangle = \langle J_0 M_0 \lambda \mu | JM \rangle \frac{\langle J || O_{E\lambda} || J_0 \rangle}{\sqrt{2J+1}} \quad (2.22)$$

Tek-parçacık matris dalga fonksiyonlarından,  $\langle lj \| \mathbf{O}_{E\lambda} \| l_0 j_0 \rangle_J$  indirgenmiş matris elemanları hesaplanabilir.  $J$  alt indisi, matris elemanının  $J$  kanal spinine bağlı olduğunu gösteren bir hatırlatmadır, çünkü farklı kanallarda farklı potansiyeller kullanılabilir.  $\langle J \| \mathbf{O}_{E\lambda} \| J_0 \rangle$  indirgenmiş matris elemanı, standart açısal momentum cebirinden elde edilebilir[23].

$$\langle J \| \mathbf{O}_{E\lambda} \| J_0 \rangle = (-1)^{j+I_a+J_0+\lambda} [(2J+1)(2J_0+1)]^{1/2} \begin{Bmatrix} j & J & I_a \\ J_0 & j_0 & \lambda \end{Bmatrix} \langle lj \| \mathbf{O}_{E\lambda} \| l_0 j_0 \rangle_J \quad (2.23)$$

$\langle lj \| \mathbf{O}_{E\lambda} \| l_0 j_0 \rangle_J$  'yi elde etmek için, küresel harmonikler için  $\langle lj \| r^\lambda Y_\lambda \| l_0 j_0 \rangle_J$  matris elemanına ihtiyaç vardır.  $l_0 + l + \lambda = \text{çift}$  ise, sonuç

$$\langle lj \| \mathbf{O}_{E\lambda} \| l_0 j_0 \rangle_J = \frac{e_\lambda}{\sqrt{4\pi}} (-1)^{l_0+l+j_0-j} \frac{\hat{\lambda} \hat{j}_0}{\hat{j}} \langle j_0 \frac{1}{2} \lambda 0 | j \frac{1}{2} \rangle \int_0^\infty dr r^\lambda u_{lj}^J(r) u_{l_0 j_0}^{J_0}(r) \quad (2.24)$$

Burada  $\hat{k} = \sqrt{2k+1}$  ve  $\tilde{k} = \sqrt{k(k+1)}$  gösterimi kullanılır.  $l_0 + l + \lambda = \text{tek}$  ise, indirgenmiş matris elemanı boştur.

Denk.(2.22) ve (2.23), manyetik dipol uyarımları için de kullanılabilir. Elektrik dipol uyarımları ile karşılaştırıldığında; tesir kesitleri,  $v^2 / c^2$  faktörü ile indirgenir. Burada  $v$ ,  $a+b$  sisteminin bağıl hızıdır. Çok düşük enerjilerde,  $v \ll c$  ve M1 geçişleri, elektrik geçişlerinden daha küçük olacaktır. Sadece keskin rezonanslar durumunda, M1 geçişleri önemli bir rol oynar. Örneğin  ${}^8B$  'de proton ayrılma eşliğinin üstünde  $E_R = 630$  keV 'de  $J = 1^+$  durumu gibi. Bununla birlikte, görünüşe göre potansiyel model, M1 geçiş genliklerini yinelemede iyi değildir.[14]. O yüzden  $\langle lj \| \hat{l} \| l_0 j_0 \rangle_J$  ve  $\langle lj \| \hat{\sigma} \| l_0 j_0 \rangle_J$  indirgenmiş matris elemanına ihtiyaç vardır.  $l = l_0$  için,

$$\begin{aligned}
\langle lj \| \mathbf{O}_{M1} \| l_0 j_0 \rangle_J &= (-1)^{j+I_a+J_0+1} \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \hat{J} \hat{J}_0 \begin{Bmatrix} j & J & I_a \\ J_0 & j_0 & 1 \end{Bmatrix} \mu_N \\
&\times \left[ \frac{1}{\hat{l}_0} e_M \left[ \frac{2\tilde{J}_0}{\hat{l}_0} (l_0 \delta_{j_0, l_0+1/2} + (l_0+1) \delta_{j_0, l_0-1/2}) + (-1)^{l_0+1/2-j} \frac{\hat{J}_0}{\sqrt{2}} \delta_{j_0, l_0 \pm 1/2} \delta_{j, l_0 \mp 1/2} \right] \right. \\
&+ g_N \frac{1}{\hat{l}_0^2} \left[ (-1)^{l_0+1/2-j_0} \tilde{J}_0 \delta_{j, j_0} - (-1)^{l_0+1/2-j} \frac{\hat{J}_0}{\sqrt{2}} \delta_{j_0, l_0 \pm 1/2} \delta_{j, l_0 \mp 1/2} \right] \\
&+ g_a (-1)^{l_a+j_0+J+1} \hat{J}_0 \hat{J}_a \tilde{I}_a \begin{Bmatrix} I_a & J & J_0 \\ J_0 & I_a & 1 \end{Bmatrix} \int_0^\infty dr u_{lj}^J(r) u_{l_0 j_0}^{J_0}(r) \quad (2.25)
\end{aligned}$$

Spin g-faktörü, proton için  $g_N = 5.586$  ve nötron için  $g_N = -3.826$ . Kor çekirdeğin manyetik momenti,  $\mu_a = g_a \mu_N$  ile verilir. Eğer  $l \neq l_0$  ise, manyetik dipol matris elmanı sıfırdır[24].

## 2.7. Işımalı Yakalama Tesir Kesiti

$a+b \rightarrow c+\gamma$  ve  $\pi\lambda$  ( $\pi = E, (M)$  = elektrik (manyetik)  $\lambda$ -kutup) geçişleri için ışımalı yakalama tesir kesitleri,

$$\begin{aligned}
\sigma_{\pi\lambda}^{rc} &= \frac{(2\pi)^3}{k^2} \left( \frac{E + E_B}{\hbar c} \right)^{2\lambda+1} \frac{2(2I_c+1)}{(2I_a+1)(2I_b+1)} \frac{\lambda+1}{\lambda [(2\lambda+1)!!]^2} \\
&\times \sum_{Jjl} (2J+1) \begin{Bmatrix} j & J & I_a \\ J_0 & j_0 & \lambda \end{Bmatrix}^2 \left| \langle lj \| \mathbf{O}_{\pi\lambda} \| l_0 j_0 \rangle \right|^2 \quad (2.26)
\end{aligned}$$

Burada  $E_\gamma = E + |E_B|$ ;  $E_B$ ,  $a+b$  sisteminin bağlanma enerjisidir ve  $|\langle lj \| \mathbf{O}_{\lambda\pi} \| l_0 j_0 \rangle|$  indirgenmiş çoklu-kutup matris elemanıdır. İndirgenmiş matris elemanları olarak elektrik çok-kutup geçişleri için denk.(2.24) ve manyetik dipol geçişleri için denk.(2.25) kullanılır[24].

$\sigma^{d.c.}$  toplam yakalama tesir kesiti, son çekirdekteki  $C^2S_i$  tek-parçacık spektroskopik faktörleriyle tüm bağlı durumlara yakalama ile belirlenir.

$$\sigma^{d.c.}(E) = \sum_{i,\pi,\lambda} (C^2S)_i \sigma_{(\pi\lambda),i}^{(rc)}(E) \quad (2.27)$$

Deneysel bilgi veya ayrıntılı kabuk modeli hesaplamaları,  $(C^2S)_i$  spektroskopik faktörleri elde etmek uygulanmalıdır. Örneğin bu maksatla OXBASH programı[25] kullanılabilir[14].

## 2.8. Astrofiziksel S-Faktörü

Hafif çekirdekler ile birçok nötron ve proton yakalama reaksiyonları için tesir kesitleri, hala yeterli düzeyde bilinmemekte ve gerekli olan düşük enerji bölgesinde ölçülememiştir. Düşük enerjilerde doğrudan ölçülemeyen sistemler için bazı yöntemler geliştirildi. Düşük enerjilerde tesir kesitini elde etmek için en açık yol, mevcut yüksek enerji bölgesi verisinin polinom parametrizasyonu yoluyla düşük enerjilere ekstrapolasyonudur. Aslına bakılırsa bu ekstrapolasyonlar, Coulomb engel girmesinden dolayı yüklü parçacık yakalama reaksiyonlarının güçlü enerji bağımlılığının kaldırıldığı S-faktörüne uygulanır. Böylece geleneksel olarak tesir kesitleri, S-faktörü cinsinden ifade edilir[26]. Yüklü parçacıklar için, sürekli bir durumdan bağlı duruma direkt yakalama için astrofiziksel S-faktörü

$$S^{(c)}(E) = E\sigma^{d.c.}(E)\exp[2\pi\eta(E)] , \quad \eta(E) = Z_a Z_b e^2 / \hbar v \quad (2.28)$$

Burada  $v$ ,  $a$ -hedef çekirdeği ve  $b$ -mermi parçacığı arasındaki bağıl hız,  $\eta$ -Sommerfield parametresi ve  $\sigma^{d.c.}(E)$  ışımali yakalama tesir kesitidir[14]. Bununla birlikte, S-faktörü enerji bağımlılığını tam olarak kaldırmaz. Son bağlı durumun yapısı ve rezonanslar, ayrı bir enerji bağımlılığı verebilir[26].

Rezonansların var olması dışında S-faktörü davranışının, düşük enerjilerde genelde oldukça düz olması beklenir. Astrofiziksel S-faktörü  $E = 0$  komşuluğunda bir Taylor serisine açılabilir;

$$S(E) = S(0) + S'(0)E + \frac{1}{2}S''(0)E^2 + \dots \quad (2.29)$$

Bu açılımı birkaç terim ile sınırlandırma, bazı enerji bölgeleri için doğru bir yaklaşım sağlar. Çünkü astrofizikle ilgili enerjilere, genellikle deneysel olarak ulaşılamaz. Bu yüzden bazı nükleer modellere dayanan bir ekstrapolasyon uygulanmalıdır. Çok düşük

enerjilere ve hatta sıfır enerjilere ekstrapolasyon yapmada, öngörülemeyen bazı zorluklar vardır. Aslında büyük enerji bölgesinde doğru sayısal sonuçları veren bir model, sıfıra yakın enerjilerde başarısız olabilir. Çünkü sistemin ilk durumunu tanımlayan sürekli dalga fonksiyonu o kadar küçük olur ki sayısal tespiti riskli olur. Ayrıca, asimtotik normalizasyonu düzeltmek için gerekli olan Coulomb fonksiyonlarının hesabı, çok düşük enerjilerde hata verir. Son çalışmalar,  $S(E)$ 'nin doğru bir interpolasyonunu zorlaştıran  $E = 0$  komşuluğunda önemli oranda değiştiği durumların meydana geldiğini gösterdi[27].

## 2.9. Rezonanslar

Potansiyel modeli, bazı rezonansları tanımlamada başarısızdır. Rezonans durumları için  $\sigma(E)$ , Breit-Wigner formülü[28] ile elde edilir.

$$\sigma_r(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \frac{(2J_R + 1)}{(2J_a + 1)(2J_b + 1)} \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{(E - E_r)^2 + (\Gamma_{tot} / 2)^2} \quad (2.30)$$

Burada  $E_r$  rezonans enerjisi,  $J_R$ ,  $J_a$  ve  $J_b$ , sırasıyla rezonansın ve  $a$  ve  $b$  çekirdeklerinin spinleridir ve  $\Gamma_{tot}$  toplam genişliği,  $\Gamma_p$  parçacık bozunumu kısmi genişliği ve  $\Gamma_\gamma$ ,  $\gamma$  ışını kısmi genişliğinin toplamıdır[14].

## 2.10. Asimtotik Normalizasyon Katsayıları

Potansiyel modeli, astrofizikle ilgili birçok nükleer reaksiyon için iyi çalışmasına rağmen, çoğunlukla deneysel veriyi yinelemek için daha mikroskobik bir yaklaşım aramak gereklidir. Mikroskobik bir yaklaşımda, tek-parçacık dalga fonksiyonları yerine,  $I_b(r)$ -örtüşme integrallerinden ve bağıl hareket için  $\Psi_c(r)$  çok-cisim dalga fonksiyonundan faydalanılır. Hem  $I_b(r)$  hem de  $\Psi_c(r)$ , mikroskobik modelin nasıl ayrıntılandırıldığına bağlı olarak, hesaplamak çok karışık olabilir.  $\mathbf{r}$ -değişkeni,  $a$ -çekirdeği ve  $b$ -nükleonu arasındaki bağıl koordinattır. Direkt yakalama tesir kesitleri,  $\sigma_{\pi\lambda}^{rc} \propto \left\langle \left\| I_b(r) \right\| r^L Y_L \left\| \Psi_c(r) \right\rangle \right|^2$  hesaplanmasından elde edilir.

Çok-cisim etkileri, nükleon ve çekirdek arasındaki büyük mesafelerde sonunda yok olacaktır. Bu yüzden örtüşme fonksiyonunun, protonlar için  $V = V_C$  ve nötronlar için  $V = 0$  ile, Schrödinger denkleminin ( 2.5) çözümüyle uyması beklenir. O,  $r \rightarrow \infty$  olduğu zaman

$$I(b) = C_1 \frac{W_{-\eta, l_b+1/2}(2\kappa r)}{r}, \text{ protonlar için}$$

$$I(b) = C_2 \sqrt{\frac{2\kappa}{r}} K_{l_b+1/2}(\kappa r), \text{ nötronlar için} \quad (2.31)$$

Burada  $a + b$  sisteminin bağlanma enerjisi,  $E_B = \hbar^2 \kappa^2 / 2m_{ab}$  aracılığıyla  $\kappa$  ile ilişkilidir,  $W_{p,q}$  Whittaker fonksiyonu ve  $K_\mu$  modifiye Bessel fonksiyonudur. Denk. 2.31'de  $C_i$ , asimtotik normalizasyon katsayıları (ANC)'dir.

Yukarıda  $\sigma_{\pi\lambda}^{rc}$ 'nin hesaplamasında, çoğunlukla sadece  $I_b(r)$  ve  $\Psi_c(r)$ 'nin asimtotik kısmının  $r$  üzerinden integrale önemli oranda katkıda bulunmasıyla karşılaşılır. Bu durumlarda  $\Psi_c(r)$ , basit bir iki-cisim saçılma dalgasıyla (örneğin Coulomb dalgası) iyi tanımlanır. Böylece  $\sigma_{\pi\lambda}^{rc}$ 'deki radyal integrasyon, doğru bir şekilde yapılabilir ve sadece kısa mesafelerde çok-cisim fiziğinden kalan bilgi,  $C_i$ -asimtotik normalizasyon katsayılarında içerilir,  $\sigma_{\pi\lambda}^{rc} \propto C_i$ . Böylece  $C_i$  sabitlerinin kısa-mesafe fiziği hakkında tüm bilgiyi taşıdığı (burada çok cisim bakış açısıyla ilgilidir), ışımali yakalama tesir kesitleri için bir etkin teoriye rastlanılır.

$SF$ -spektroskopik faktörleri, genellikle deneysel verileri yinelemek için hesaplanan tesir kesitleri ayarlanarak elde edilir.  $C_\alpha$ -asimtotik normalizasyon katsayıları, periferik, transfer ve ayrılma (breakup) reaksiyonlarından da elde edilebilir. Örtüşme integrali olarak denk.(2.31), asimtotik olarak bir Whittaker fonksiyonu olur, denk. 2.31 ile hesaplanan  $u_\alpha$ , tek parçacık bağlı durum dalga fonksiyonu da olur. Eğer  $b_i$  ile tek parçacık ANC gösterilirse, o zaman tek parçacık ANC ile, deneyden veya bir mikroskobik modelden elde edilen ANC arasındaki ilişki,  $(SF)_i b_i = C_i^2$  ile verilir. Bu, denk. 2.27'den belli olur. Basit potansiyel modeliyle elde edilen  $(SF)_i$  ve  $b_i$  'nin değerleri, ışımali yakalama

reaksiyonlarının karmaşık kısa-aralıklı çok-cisim fiziğinin faydalı göstergeleridir. Eğer  $C_i$ , çok-cisim modelinden veya deneyden çıkarılır ve  $b_i$ , tek parçacık potansiyel modelinden hesaplanırsa, bu argümanlar tersine çevrilebilir ve spektroskopik faktörler elde edilebilir[24].

### 2.11. RADCAP Bilgisayar Programı

RADCAP bilgisayar programı, iki-cisim nükleer sistemi için, bağlı ve sürekli durumları, indirgenmiş geçiş olasılıklarını, faz kaymaları ve rezonans genişliklerini, foto-ayırışma tesir kesitlerini ve astrofiziksel S-faktörleri hesaplar. Program, Woods-Saxon, Gaussiyen veya M3Y türü bir potansiyel modeline dayanır. RADCAP, çeşitli astrofiziksel senaryolardaki nükleer reaksiyon hızlarını hesaplamak için de kullanılabilir.

Problemin çözüm metodu, bağlı ve sürekli durumlar için radyal Schrödinger denklemini çözmeye dayanır. Bağlı durumlar için öz enerji, WKB yöntemi kullanılarak tahmin edilir. Ondan sonra, Numerov integrasyonu dışa doğru ve içe doğru kullanılır ve iyi bir doğrulukla enerjiyi ve bağlı durum dalga fonksiyonunu elde etmek için nükleer yüzeyde bir eşleştirme yapılır. Sürekli durumlar, nükleer potansiyel aralığının dışındaki büyük mesafelerde Coulomb dalga fonksiyonlarını eşleştirerek, bir Runge-Kutta integrasyonu ile elde edilir.

Programda kullanılan birimler, uzaklıklar için fm (femtometre) ve enerjiler için MeV'dir. Çıkış tesir kesitleri, milibarn cinsinden ve S-faktörleri, eV.b cinsinden verilir.

Program, çok hızlıdır ve karışık bir girdi gerektirmez. Program kullanıcıya, neyi hesaplamak istediğini sorar. Bu, 5 modüle ayrılmıştır ve ekranda istendiği zaman aşağıdaki seçenekler girilir.

1. M3Y potansiyelinin hesaplanması için
2. Bağlı durumların enerji ve dalga fonksiyonunun hesaplanması için
3. Bağlı durumlar arasındaki indirgenmiş geçiş olasılıklarının hesaplanması için
4. Sürekli durumların faz kaymaları ve dalga fonksiyonlarının hesaplanması için
5. Astrofiziksel S-faktörlerinin, yanıt fonksiyonlarının, foto-ayırışma ve direkt yakalama tesir kesitlerinin hesaplanması için

Her seçenek için, farklı bir alt program kullanılır: 1=OMP\_M3Y, 2=EIGEN, 3=BVALUE, 4=CONT ve 5=DICAP.



Girdiler, bir giriş satırının birinci pozisyonundaki “\*” sembolü ile değerlendirilir. Metinde tanımlanan açısal momentumlar, programdaki karşılıkları aşağıdaki gibidir:  $l, l_0$  (L, L0);  $j, j_0$  (J, J0),  $I_a, I_b(s)$  (AIA, AIB),  $J, J_0$  (AICF, AIC). Diğer değişkenler için program gösterimi, ayırt etmek için kolaydır[14].

### 3. BULGULAR VE TARTIŞMALAR

Bu bölümde bazı ışmalı proton yakalama reaksiyonları hakkında bilgi verilip, astrofiziksel S-faktörü hesaplamaları sonucu elde edilen veriler grafik şeklinde gösterilecektir. Hesaplamalar sırasında kullanılan WS potansiyeli yarıçap ve yüzey kalınlığı değerleri, tablo 2'ye göre hesaplanmıştır. Ayrıca asimtotik normalizasyon katsayılarının (ANC) hesaplanması için kullanılan tek-parçacık asimtotik normalizasyon katsayıları ( $b$ ), Ref.[12]'den alınmıştır.

Tablo 2. Birkaç durum dışında, tek-parçacık potansiyeli yarıçap parametreleri

Parametre	Alınan Değer
$R_0 = R_{s0} = R_C$	$r_0(A+1)^{1/3}$ fm
$r_0$	1.25
$a_0 = a_{s0}$	0.65 fm

#### 3.1. $d(p,\gamma)^3\text{He}$ Reaksiyonu

$d(p,\gamma)^3\text{He}$  reaksiyonu, yıldız proton-proton zinciri ve ilk-yıldız evrimi gibi astrofiziksel süreçlerde merkezi bir rol oynar[15]. Ayrıca, tek kararlı 3-cisim çekirdeği olan  $^3\text{He}$ , çok-cisim nükleer kuvvetlerini araştırmak için temelde uygun bir başlangıç noktasıdır. Bu çekirdeğin doğasını anlama, nükleer kuvvetlerin genel probleminin çözümü için büyük bir ilerleme sağlar. Özellikle, öteki iki nükleon arasındaki etkileşmenin üçüncü nükleona etkisini kapsar. Bu ikinci etkileşim, yaygın olarak döteronda ve nükleon-nükleon saçılmasında çalışılmıştır[29]. Bunlar bu çalışmanın kapsamı dışındadır. Fakat  $d(p,\gamma)^3\text{He}$  yakalama reaksiyonu için deneysel verinin iyi bir yinelemesinin önceki bölümde tanımlanan basit potansiyel modeli ile elde edilebileceği gösterilecektir.

$^3\text{He}$ 'ün  $J_0 = 1/2^+$  taban durumu, bir  $j_0 = s_{1/2}$  protonun özünü spini  $I_a = 1^+$  olan döteryum çekirdeği ile çiftlenmesi olarak tanımlanır. Gama ışını geçişi,  $E1$  çok-kutupluluğu ve gelen  $p$  dalgaları ile baskın hale olur. Eğer  $d$  dalgaları taban durumuna

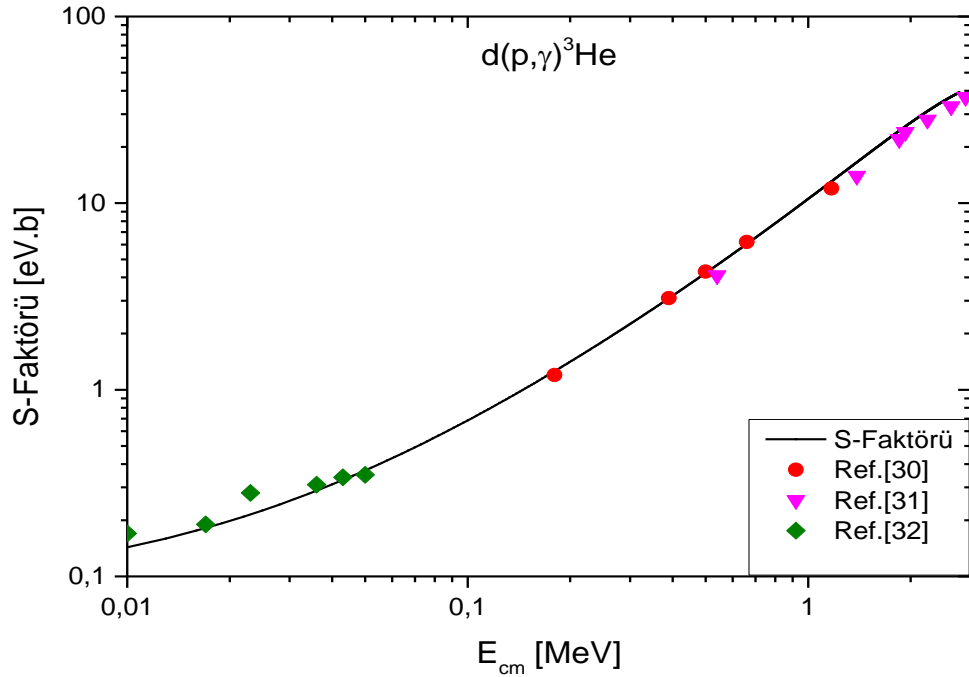
eklenirse, bu değerde ihmal edilebilir bir değişiklik oluşturur. Tablo 3’de sürekli ve bağlı durum dalga fonksiyonlarını ve S-faktörünü elde etmek için kullanılan potansiyel parametreleri ve bazı niceliklerin değerleri verilmektedir. Deneysel veriler, Ref.[30] (kırmızı daireler), Ref.[31] (pembe üçgenler) ve Ref.[32](yeşil dörtgenler)’den alındı.

Tablo 3.  $d(p, \gamma)^3\text{He}$  reaksiyonu için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek-parçacık asimtotik normalizasyon katsayısı, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri

$d(p, \gamma)^3\text{He}$	$E_b(\text{MeV})$	Bağlı durum		Sürekli durum		$SF$	$b$
		$V_0(\text{MeV})$	$V_{s0}(\text{MeV})$	$V_0(\text{MeV})$	$V_{s0}(\text{MeV})$		
	5.49	-39.960	-10	-39.960	-10	0.7	1.86

Ref.[33]’de bu reaksiyon için ANC, s-dalgasının pd ve nd saçılmasının analizi ile hesaplandı.  $l = 0$  kanalı için ANC,  $1.97 \text{ fm}^{-1/2}$  olarak bulundu ( $C^2 = 3.9 \pm 0.06 \text{ fm}^{-1}$ ) [33].

Burada yapılan çalışmada elde edilen ANC değeri,  $\sqrt{(SF)b^2} = 1.56 \text{ fm}^{-1/2}$ , dir.



Şekil 8.  $d(p, \gamma)^3\text{He}$  reaksiyonu için tek-parçacık modeli hesaplaması. Deneysel veriler, Re.[30,31,32]’den alındı. Tablo I’e göre hesaplanan değerler kullanıldı. Potansiyel derinliği (burada  $V_b = V_c$ ), Tablo 3’de verilmektedir.

### 3.2. ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ Reaksiyonu

${}^7\text{Li}$  'nin aksine,  ${}^6\text{Li}$  'nın Büyük Patlama Nükleosentezi'nde çok düşük seviyede,  ${}^6\text{Li}/\text{H} = 10^{-14}$  bolluk oranıyla oluşması öngörülmektedir[34]. Yıldızlarda üretilen birçok elementin aksine, lityum çoğunlukla protonlar ile termonükleer reaksiyonlar tarafından yıldız içlerinde tüketilir.  ${}^6\text{Li}$ ,  $2 \times 10^6$  K 'den daha yüksek yıldız sıcaklıklarında hızlı bir şekilde tüketilir.  ${}^6\text{Li}$  'nın ana kaynağının galaktik kozmik ışınların yıldızlararası ortam ile etkileşmesi olduğu düşünülmektedir[35]. Düşük enerjili  ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$  yakalama reaksiyonunun  ${}^6\text{Li}$  'nin tüketiminde ve  ${}^7\text{Be}$  'nin oluşumunda önemli bir rol oynar.

Bu reaksiyon için S-faktörü,  ${}^7\text{Be}$  'nin taban durumu ve birinci uyarılmış durumuna yakalamalar ile baskındır.  ${}^7\text{Be}$  'nin hem taban durumu ( $J_0 = 3/2^-$ ) hem de birinci uyarılmış durumu ( $J_0 = 1/2^-$ ), özünlülük spini  $I_a = 1^+$  olan  ${}^6\text{Li}$  çekirdeği ile etkileşen bir  $j_0 = p_{1/2}$  protonu olarak tanımlanır. Tablo 1'e göre hesaplanan parametreler kullanıldı. Taban durumu ve birinci uyarılmış durumu yineleyen potansiyel derinlikleri, Tablo 4 ve 5'te verilmektedir.

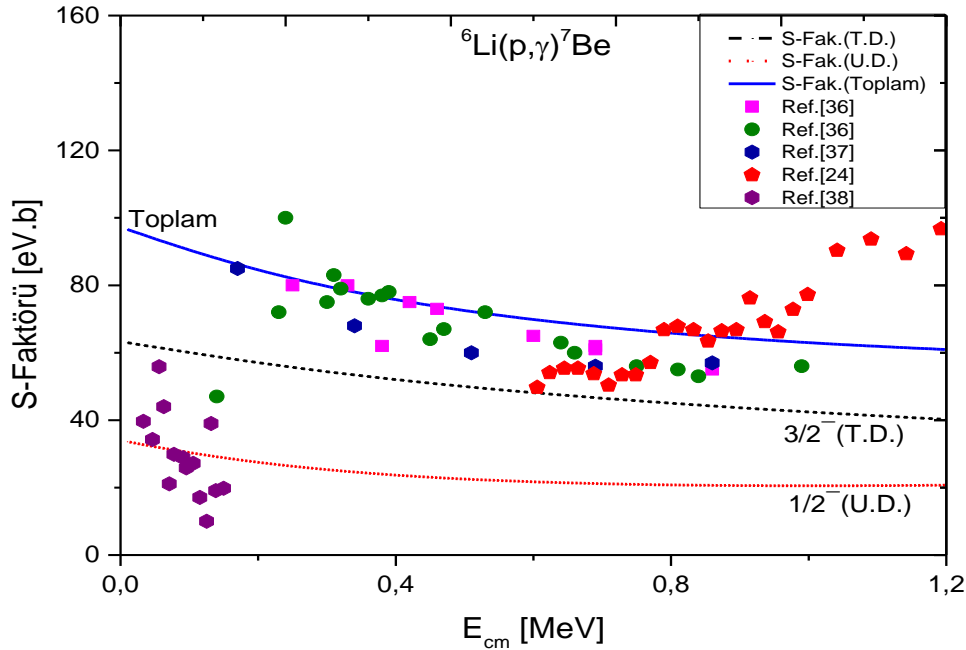
Tablo 4.  ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$  reaksiyonu taban durumu için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimptotik normalizasyon katsayısı, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri (burada  $a_0 = a_{s_0} = 0.40$ )

	$E_b$ (MeV)	Bağlı durum		Sürekli durum		$SF$	$b$
		$V_0$ (MeV)	$V_{s_0}$ (MeV)	$V_0$ (MeV)	$V_{s_0}$ (MeV)		
${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$	5.61	-57.980	-10	-37.700	-10	0.64	2.21

Tablo 5.  ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}^*$  reaksiyonu uyarılmış durum için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayısı, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri (burada  $a_0 = a_{s_0} = 0.40$ )

	$E_b$ (MeV)	Bağlı durum		Sürekli durum		$SF$	$b$
		$V_0$ (MeV)	$V_{s_0}$ (MeV)	$V_0$ (MeV)	$V_{s_0}$ (MeV)		
${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}^*$	5.18	-54.350	-10	-37.40	-10	0.95	2.08

${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$  reaksiyonunda gama ışını geçişi,  $E1$  çok-kutupluluğu ve gelen  $s$  ve  $d$  dalgaları ile baskın hale gelir. Yukarıda listelenen spektroskopik değerler benimsenerek ve gelen  $s$  ve  $d$  dalgaları kapsayarak, Şek.9'da gösterilen sonuç elde edildi. Deneysel veriler, Ref.[36], Ref.[37], Ref.[38] ve Ref.[24]'den alındı. Deneysel veri ile uyum, çok iyidir ve önceki çalışmalarla [36,37, 38, 39] ile tutarlıdır. Bu çalışmalara dayanarak, taban durumu için  $ANC \left( \sqrt{(SF)b^2} \right)$ ,  $1.77 \text{ fm}^{-1/2}$  ve birinci uyarılmış durum için  $2.02 \text{ fm}^{-1/2}$  elde edildi.



Şekil 9.  ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$  reaksiyonu için tek-parçacık modeli hesaplaması. Kırmızı çizgi,  ${}^7\text{Be}$ 'nin birinci uyarılmış durumuna yakalama ve noktalı çizgi taban durumu içindir. Mavi düz çizgi, toplam S-faktördür. Deneysel veri, Ref.[24,36,37,38]'den alındı.

### 3.3. ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$ Reaksiyonu

Hafif çekirdeklerin nükleosentezi,  $A=5$  ve  $8$ 'deki boşluklar ile engellenir.  $A=8$ 'deki boşluk  ${}^8\text{Li}$  ( $T_{1/2} = 5840$  ms) ve  ${}^8\text{B}$  ( $T_{1/2} = 5770$  ms) kararsız çekirdeklerini içeren reaksiyonlar ile kapatılabilir[12].  ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$  reaksiyonu, CNO elementlerinin sentezine (sıcak proton-proton zinciri) olası alternatif bir yol olan,  ${}^8\text{B}$ 'in  $\beta$ -bozunumuyla rekabet edebilen sıcaklık ve yoğunlukların olduğu yıldızlardaki (örneğin süper kütleli yıldızlar) nükleosentez ile ilgilidir[40]. Bu reaksiyon, reaksiyonun rekabet eden  $\beta^+$  bozunumundan daha hızlı olduğu sıcaklıklardaki proton-proton zincirinin sıcak bir kısmını ortaya çıkarır. Bu reaksiyon özellikle, üçlü alfa sürecinden daha hızlı olduğu yüksek kütleler ile düşük metalikli yıldızlarla ilgilidir. Yine bu reaksiyon, nova koşulları altında da önemlidir. Her iki astrofiziksel senaryoda bu,  $E = 50 - 300$  keV civarındaki Gamow penceresi enerjilerine karşılık gelen,  $10^8$  K'den birkaç kez daha büyük sıcaklıklarda olur[24].

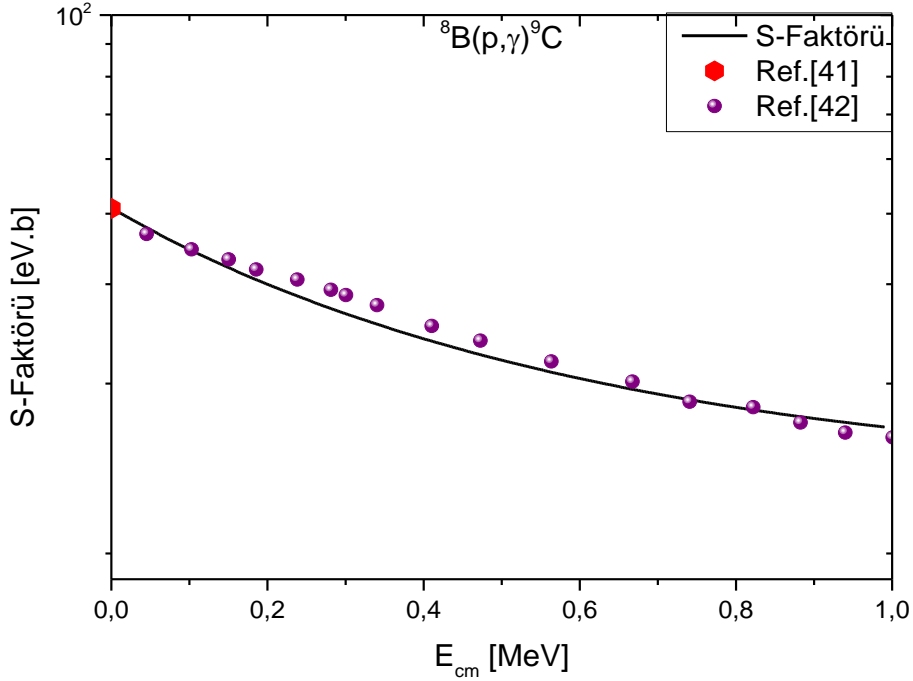
Bu reaksiyon için yakalama süreci, gelen  $s$  dalgalarından bağlı  $p$  durumlarına  $E1$  geçişleri ile baskındır. Bu çalışma  $I_a = 2^+$  öznlü spinine sahip olan  ${}^8\text{B}$  çekirdeğiyle çiftlenen bir  $j_0 = p_{3/2}$  proton olarak tanımlanan  ${}^9\text{C}$ 'un taban durumuna ( $J_0 = 3/2^-$ ) yakalama analizi ile sınırlıdır. Taban durumu yineleyen potansiyel derinlikleri, Tablo 6'da verilmektedir.

Tablo 6.  ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$  reaksiyonu için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayısı, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri.

${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$	Bağlı durum		Sürekli durum			$SF$	$b$
	$E_b$ (MeV)	$V_0$ (MeV)	$V_{s0}$ (MeV)	$V_0$ (MeV)	$V_{s0}$ (MeV)		
	1.30	-38.305	-10	-22.55	-10	0.22	1.31

Sürekli durumlar için bir renormalize katlama (folding) potansiyeli, Ref.[41]'de kullanıldı. Bu çalışmada ise  $V_c$ , benzer sonucu sağlaması için  $-22.55$  MeV'e ayarlandı. Bu reaksiyon için deneysel veri olmadığından bunu yapmak uygundur. Her iki hesaplamanın sonuçları, Şek.10'da gösterilir.  $E = 0$ 'daki açık daire, bir ayrılma (breakup) deneyinden

çıkarılan ANC kullanılarak potansiyel modelden bir ekstrapolasyon değeri olan, Ref.[42]'den alındı. Ref.[41]'de katlama potansiyeli parametreleri değiştirilerek rezonanslar da üretilir. Ref.[43]'de bulunan ANC,  $1.15 \text{ fm}^{-1/2}$  ( $C^2 = 1.33 \pm 0.33 \text{ fm}^{-1}$ ), aksine bu çalışmada  $\text{ANC}(\sqrt{(SF)b^2}) = 0.61 \text{ fm}^{-1/2}$  olarak bulundu.



Şekil 10.  ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$  reaksiyonu için tek-parçacık modeli hesaplaması.  $E = 0$ 'daki kırmızı nokta, Ref.[42]'den alındı. Ref.[41]'den alınan sonuçlar ( $\lambda_{\text{saçılma}} = 0.55$ ), mor daire ile gösterilir.

### 3.4. ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$ Reaksiyonu

${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$  reaksiyonu, CNO çevrimindeki ilk reaksiyonlardan biridir ve o sebeple de S-faktörlerinin belirlenmesi, astrofiziksel enerjilerde çok önemlidir. CNO çevrimi hidrojen yanmasındaki ana reaksiyon serilerinden biridir. CNO çevrimi, bir dizi reaksiyonlar ile temsil edilebilen C, N ve O izotoplarının varlığını gerektirir.

Güneşten daha ağır yıldızlarda, yıldızların gözlenebilir yüzey tabakalarının kimyasal bileşenlerinin değişikliklerini öngördüğü hidrojen yanmasının bir örneği,  ${}^{12}\text{C}/{}^{13}\text{C}$  bolluk oranıdır.  ${}^{12}\text{C}/{}^{13}\text{C}$  bolluk oranı, yıldız evrimi ve nükleosentezin önemli bir ölçüsüdür.

Yıldızlardaki, cüce yıldızdan ilk çıkış dev dala evrildikçe,  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  'ün oranlarında değişiklikler olur. Sonra iletim bölgesi büyür ve CNO çevriminin N'a dönüştürmek için yeterli sıcaklıkta olduğu materyalin araştırılmaya başladığı daha büyük derinliklere nüfuz eder. Bu ilkel  $^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}$  ve  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  reaksiyonları ile  $^{13}\text{C}$  ve  $^{14}\text{N}$  'e dönüştürülür ve bu yüzden  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  oranı azalır. Son asimtotik dev dal (AGB) fazı boyunca, kısmi helyum yanmasını artırmak için  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  oranında artışın meydana geldiği helyum kabuğunda termal kararsızlıklara uğrar.

$^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}$  taban durumuna direkt yakalama öncelikle  $EI(s_{1/2} \rightarrow p_{1/2})$  ve  $EI(d_{3/2} \rightarrow p_{1/2})$  tek parçacık geçişleri yoluyla sürer[44].  $^{13}\text{N}(J_0 = 1/2^-)$  'ün taban durumu, bir  $j_0 = p_{1/2}$  protonunun  $I_a = 0^+$  özünlül spinine sahip olan  $^{12}\text{C}$  çekirdeğine çiftlenmesi olarak tanımlanır. Taban durumuna rezonans ve rezonans-olmayan yakalamada S-faktörlerini elde etmek için kullanılan potansiyel derinlikleri ve bazı değerler, Tablo 7 ve 8'de verilmektedir.

Tablo 7.  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  reaksiyonu rezonans durumu için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayısı, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri

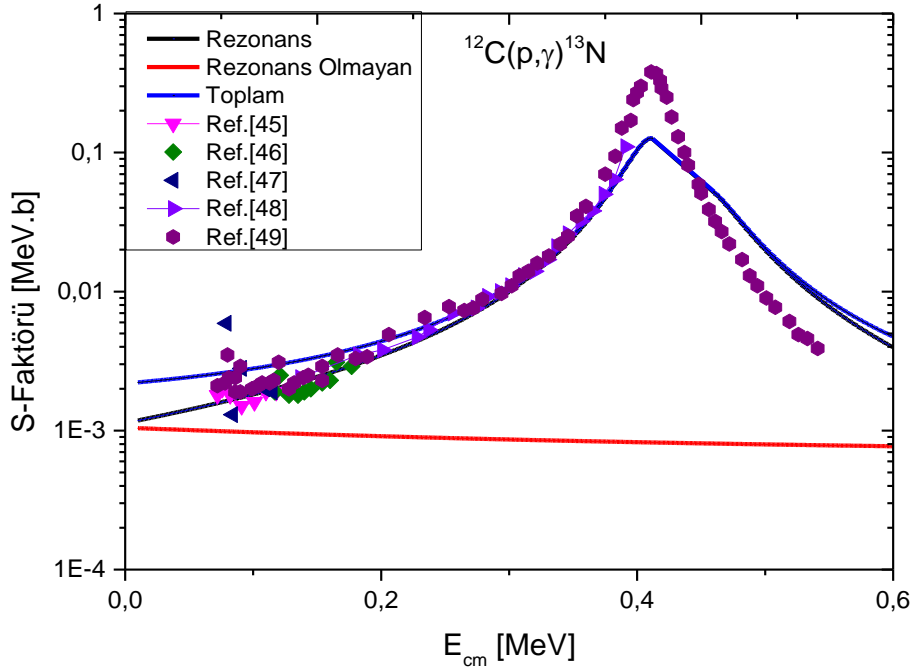
		Bağlı durum		Sürekli durum		$SF$ $b$	
		$V_0(\text{MeV})$	$V_{s0}(\text{MeV})$	$V_0(\text{MeV})$	$V_{s0}(\text{MeV})$		
$^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$	$E_b(\text{MeV})$						
		1.94	-52.600	-30	-86.18	-10	1.0   2.05

Tablo 8.  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  reaksiyonu rezonans-olmayan durum için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayısı, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri

		Bağlı durum		Sürekli durum		$SF$ $b$	
		$V_0(\text{MeV})$	$V_{s0}(\text{MeV})$	$V_0(\text{MeV})$	$V_{s0}(\text{MeV})$		
$^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$	$E_b(\text{MeV})$						
		1.94	-38.780	-10	-44.10	-10	0.55   2.05



0.422 MeV'deki rezonans, deneysel ve teorik olarak Ref.[45, 46, 47,48, 49]'de çalışıldı. Ref.[50]'de elde edilen ANC,  $1.43 \pm 0.09 \text{ fm}^{-1/2}$  'dir ve aksine yapılan bu çalışmada rezonans-olmayan yakalamaya karşılık gelen ANC  $\left(\sqrt{(SF)b^2}\right)$ ,  $2.05 \text{ fm}^{-1/2}$  'dir.



Şekil 11.  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  reaksiyonu için tek-parçacık modeli hesaplamaları, kırmızı düz çizgi (rezonans-olmayan), siyah düz çizgi ( $E1$  rezonansı) ve mavi düz çizgi (toplam) olarak gösterilir.

### 3.5. $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ Reaksiyonu

$^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  reaksiyonu, CNO çevrimindeki diğer önemli reaksiyondur. CNO çevrimindeki en yavaş reaksiyon olan, çevrimdeki enerji üretim oranını belirleyen  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  ışımali yakalama reaksiyonundan önce gelir.  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  ışımali yakalama oranı,  $s$ -süreci yoluyla nükleosentez için de önemlidir, çünkü güneş metalikliğine sahip AGB yıldızlarındaki  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$  nötron üretici reaksiyonu için gerekli tohum çekirdeklerini azaltır[51].

Bu reaksiyondaki yaygın deneysel veri, Ref.[ 52]'de yayımlandı. Bu yakalamanın taban durumuna geçişler ile baskın olduğu sonucu çıkmaktadır. Taban durumuna direkt

yakalama,  $EI(s_{1/2} \rightarrow p_{1/2})$  ve  $EI(d_{3/2} \rightarrow p_{1/2})$  tek parçacık geçişleri yoluyla sürer[44].  $^{14}\text{N}(J_0 = 1^+)$ 'ün taban durumu, bir  $j_0 = p_{1/2}$  protonunun  $I_a = 1/2^-$  özünlülük spinine sahip olan  $^{13}\text{C}$  çekirdeğine çiftlenmesi olarak tanımlanır. Taban durumuna rezonans ve rezonans-olmayan yakalamada S-faktörlerini elde etmek için kullanılan potansiyel derinlikleri ve bazı değerler, Tablo 9 ve 10'da verilmektedir.

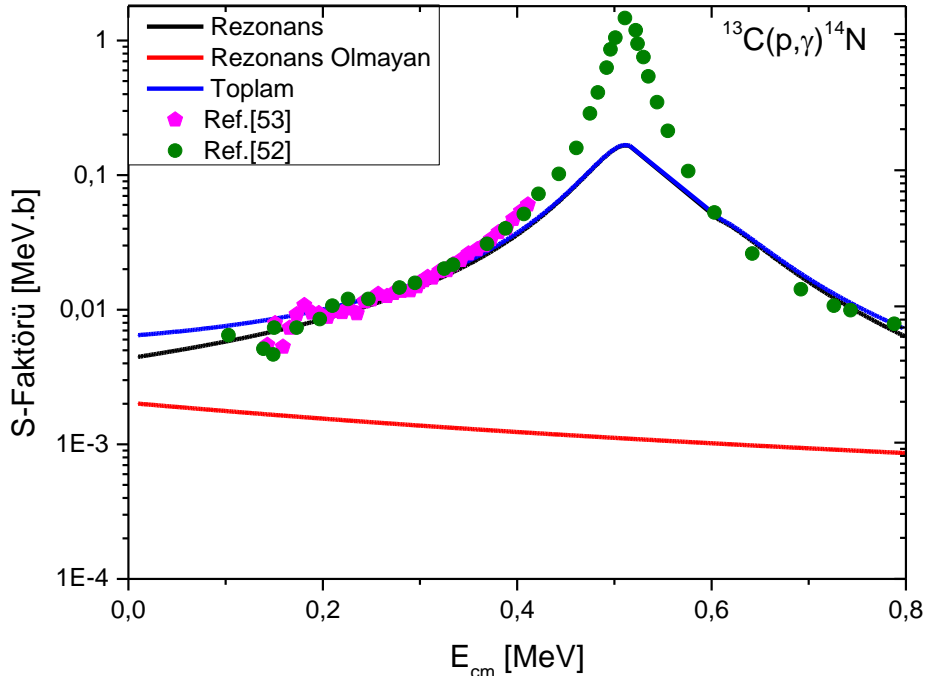
Tablo 9.  $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$  reaksiyonu rezonans durumu için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayısı, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri(burada  $a_0 = a_{s_0} = 0.42$ )

$^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$	$E_b$ (MeV)	Bağlı durum		Sürekli durum		$SF$	$b$
		$V_0$ (MeV)	$V_{s_0}$ (MeV)	$V_0$ (MeV)	$V_{s_0}$ (MeV)		
	7.55	-54.917	-30	-50.60	-10	1.15	5.31

Tablo 10.  $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$  reaksiyonu rezonans-olmayan durum için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayısı, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri(burada  $a_0 = a_{s_0} = 0.42$ )

$^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$	$E_b$ (MeV)	Bağlı durum		Sürekli durum		$SF$	$b$
		$V_0$ (MeV)	$V_{s_0}$ (MeV)	$V_0$ (MeV)	$V_{s_0}$ (MeV)		
	7.55	-44.080	-30	-44.10	-10	0.20	5.31

Ref.[51]'de  $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$  ışımali yakalama reaksiyonu, R-matrisi yaklaşımında analiz edilir.  $^{13}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{14}\text{N}$  ve  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, d)^{14}\text{N}$  reaksiyonlarından indüklenen deneysel ANC'ler analizde kullanılır. Elde edilen ANC,  $4.3 \text{ fm}^{-1/2}$  ( $C^2 = 18.2 \text{ fm}^{-1}$ ), aksine burada yapılan çalışmada elde edilen ANC değeri,  $\sqrt{(SF)b^2} = 2.37 \text{ fm}^{-1/2}$  'dir.



Şekil 12.  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  reaksiyonu için tek-parçacık modeli hesaplamaları, kırmızı düz çizgi (rezonans olmayan), siyah düz çizgi ( $E1$  rezonansı) ve mavi düz çizgi (toplam) olarak gösterilir. Deneysel veriler, Ref.[52] ve Ref.[53]'den alındı.

### 3.6. $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ Reaksiyonu

Güneşi de kapsayan birçok yıldız, sonunda AGB olarak adlandırılan bir evrimsel faza geçecektir[54]. Bu faz, aktif olmayan yıldız korunu çevreleyen dönüşümlü olarak yakılan bir hidrojen ve helyum kabuğunu içerir.  $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$  reaksiyon hızı, proton yakalamalarının iletim zarfı bazında (sıcak dip yanması) meydana geldiği, büyük ( $\geq 4M_{\odot}$ ) AGB yıldızlar modelleri ile öngörülen  $^{17}\text{O}/^{16}\text{O}$  izotopik oranını etkiler.  $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$  reaksiyon hızının ince ayarı, güçlü yıldız rüzgarları yoluyla AGB yıldızlarından fırlatılan materyalin yoğunlaşmasıyla oluşturulan küçük tanelerde ölçülen  $^{17}\text{O}/^{16}\text{O}$  bolluk oranını açıklar[55].

Bu çalışmada  $^{17}\text{F}$ 'nin taban durumuna ve birinci uyarılmış durumuna yakalama hesaplandı.  $^{17}\text{F}$ 'nin  $J_0 = 5/2^+$  taban durumu ( $J_0 = 1/2^+$  uyarılmış durum), bir  $j_0 = d_{5/2}$  protonun ( $j_0 = s_{1/2}$  protonu) bir  $I_a = 0^+$  özünlülük spinine sahip olan  $^{16}\text{O}$  çekirdeğine çiftlenmesi olarak tanımlanır. Gama ışını geçişleri, her iki durum için de  $E1$  çok-

kutupluluğu ve gelen  $p$ -dalgaları ile baskın olur.  $M1$  ve  $E2$  katkıları, baskın olan  $E1$  katkısının %0.1'inden daha azdır.

Tablo 11 ve 12'de sürekli ve bağlı durum dalga fonksiyonlarını ve S-faktörünü elde etmek için kullanılan potansiyel parametreleri ve bazı niceliklerin değerleri verilmektedir. Deneysel veriler, Ref.[56] (dolu kırmızı daireler), Ref.[57] (mavi üçgenler), Ref.[58](pembe üçgenler) ve Ref.[59](yeşil daireler)'den alındı.

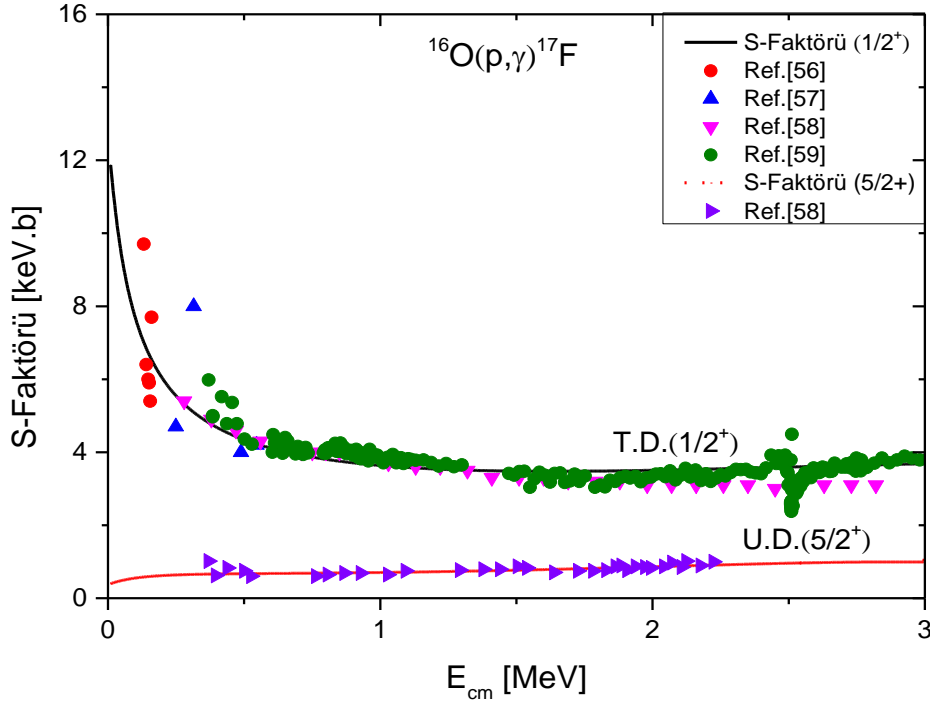
Tablo 11.  $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$  reaksiyonu taban durum için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayısı, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri.

		Bağlı durum		Sürekli durum			
$^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$	$E_b$ (MeV)	$V_0$ (MeV)	$V_{s_0}$ (MeV)	$V_0$ (MeV)	$V_{s_0}$ (MeV)	$SF$	$b$
		0.60	-51.550	-10	-51.9	-10	0.95

Tablo 12.  $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}^*$  reaksiyonu uyarılmış durum için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayısı, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri.

		Bağlı durum		Sürekli durum			
$^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}^*$	$E_b$ (MeV)	$V_0$ (MeV)	$V_{s_0}$ (MeV)	$V_0$ (MeV)	$V_{s_0}$ (MeV)	$SF$	$b$
		0.11	-14.850	-10	-14.850	-10	0.40

Ref.[60]'de,  $^{17}\text{F}$ 'nin taban ve birinci uyarılmış durumuna geçişlerde ANC'leri belirlemek için  $^{16}\text{O}(3\text{He},d)^{17}\text{F}$  reaksiyonunun bir çalışması rapor edilmektedir. Ref.[60]'de bulunan ANC'ler,  $^{17}\text{F}$ 'nin taban durumu için  $1.04 \text{ fm}^{-1/2}$  ( $C^2 = 1.08 \pm 0.1 \text{ fm}^{-1}$ ) ve uyarılmış durumu için  $80.6 \text{ fm}^{-1/2}$  ( $C^2 = 6490 \pm 680 \text{ fm}^{-1}$ ). Bu çalışmada bulunan ANC değerleri ise, taban durumu için  $\sqrt{(SF)b^2} = 0.91 \text{ fm}^{-1/2}$  ve birinci uyarılmış durum için  $77.21 \text{ fm}^{-1/2}$ 'dir.



Şekil 13.  $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$  reaksiyonu için tek parçacık modeli hesaplaması. Siyah düz çizgi taban durumuna ve kırmızı düz çizgi birinci uyarılmış duruma yakalamayı gösterir. Deneysel veriler, Ref.[56,57,58,59]'dan alındı.

### 3.7. $^{20}\text{Ne}(p,\gamma)^{21}\text{Na}$ Reaksiyonu

p-p zinciri ve CNO üçlü-çevrimi boyunca, Ne-Na çevrimi de, Güneşin kütesinden daha büyük kütleler ile ikinci nesil yıldızlarda hidrojen yanmasında önemlidir.  $^{20}\text{Ne}(p,\gamma)^{21}\text{Na}$  reaksiyonu, çevrimin ilk reaksiyonudur.  $^{21}\text{Na}$ ,  $^{21}\text{Ne}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{22}\text{Ne}$  ve  $^{23}\text{Na}$ , Ne-Na yanması boyunca aşama aşama yaratılır.  $^{21}\text{Ne}$ , yıldızlardaki müteakip He yanması için daha fazla önemlidir.  $^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{24}\text{Mg}$  reaksiyonu için  $Q$ -değeri 2.56 MeV olduğundan dolayı  $^{21}\text{Ne}$ , nötron kaynağı olarak davranabilir. Bu nötronların daha sonraki yakalaması, ağır elementlerin sentezine katkıda bulunur[12].

Ref.[61]'de gözlendiği üzere, 2.425 MeV'e ( $J^\pi = 1/2^+$ ) ve 0.322 MeV ( $J^\pi = 5/2^+$ ) uyarılmış durumuna direkt yakalama, bu reaksiyon için toplam S-faktörünü baskın eder.  $^{21}\text{Na}$ 'in  $J_0 = 1/2^+$  uyarılmış durumu ( $J_0 = 5/2^+$  uyarılmış durumu), bir  $j_0 = s_{1/2}$  protonun ( $j_0 = d_{5/2}$  protonu) bir  $I_a = 0^+$  öznlü spinine sahip olan  $^{20}\text{Ne}$  çekirdeği ile etkileşmesi olarak tanımlanır. Gama ışını geçişi, E1 çok-kutupluluğu ve gelen p-dalgaları ile baskın

olur. Tablo 13 ve 14’de sürekli ve bağlı durum dalga fonksiyonlarını ve S-faktörünü elde etmek için kullanılan potansiyel parametreleri ve bazı niceliklerin değerleri verilmektedir.

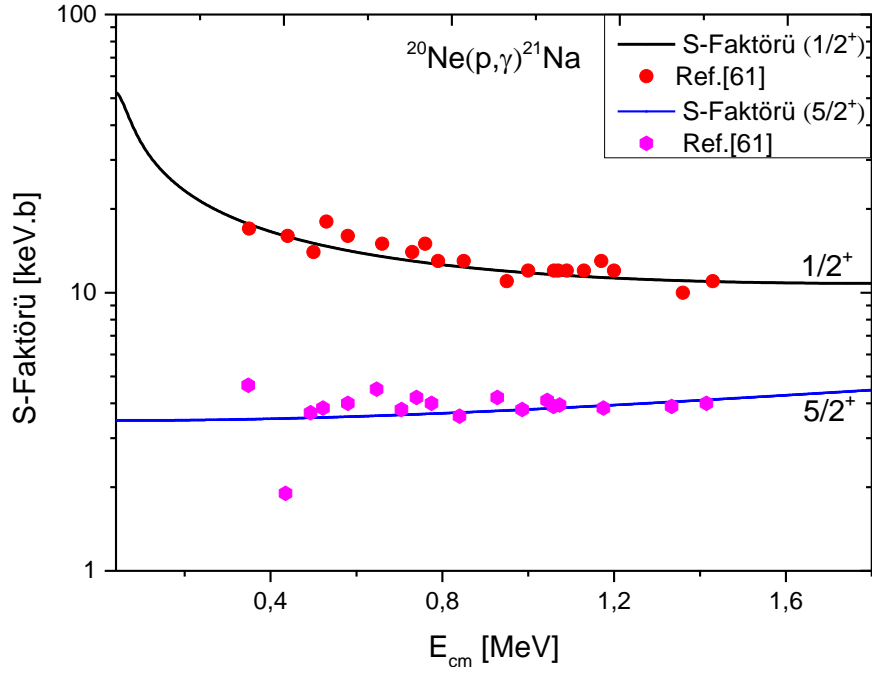
Tablo 13.  $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$  reaksiyonun birinci uyarılmış durumu için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayısı, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri

$^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}^*$	$E_b$ (MeV)	Bağlı durum		Sürekli durum		$SF$	$b$
		$V_0$ (MeV)	$V_{s_0}$ (MeV)	$V_0$ (MeV)	$V_{s_0}$ (MeV)		
	0.006	-10.500	-10	-47.24	-10	1.50	4.02

Tablo 14.  $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$  reaksiyonun ikinci uyarılmış durumu için, bağlanma enerjisi, spektroskopik faktör, tek parçacık asimtotik normalizasyon katsayısı, bağlı ve sürekli durumun merkezi ve spin-yörünge potansiyel derinlik değerleri

$^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}^*$	$E_b$ (MeV)	Bağlı durum		Sürekli durum		$SF$	$b$
		$V_0$ (MeV)	$V_{s_0}$ (MeV)	$V_0$ (MeV)	$V_{s_0}$ (MeV)		
	2.10	-47.434	-10	-47.24	-10	0.68	2.43

2.425 MeV uyarılmış durum için, Ref.[62]’de bulunan ANC,  $8.29 \times 10^{16} \text{ fm}^{-1/2}$  ( $C^2 = 6.8694 \times 10^{33} \text{ fm}^{-1}$ ), aksine burada yapılan çalışmada hesaplanan ANC,  $\sqrt{(SF)b^2} = 4.92 \text{ fm}^{-1/2}$ . Bu büyük çelişkinin sebebi açık değildir. Şek.14’den görüldüğü üzere, düşük enerjilerde S-faktörünün dik eğiminden dolayı olabilir. Bu bir eşik altı rezonansa ve bu durum için ANC’nin olası büyük bir kararsızlığına işaret eder. Diğer taraftan, 0.332 MeV uyarılmış durum için, Ref.[62]’de bulunan ANC,  $1.55 \text{ fm}^{-1/2}$  ( $C^2 = 2.41 \text{ fm}^{-1}$ ), aksine burada yapılan çalışmada hesaplanan ANC,  $\sqrt{(SF)b^2} = 2.00 \text{ fm}^{-1/2}$ , dir.



Şekil 14.  $^{20}\text{Ne}(p,\gamma)^{21}\text{Na}$  reaksiyonu için tek-parçacık modeli hesaplaması.

Üstteki siyah düz çizgi, uyarılmış duruma ve alttaki mavi düz çizgi, taban durumuna yakalamayı gösterir. Deneysel veriler, Ref.[61] alındı.

#### 4. SONUÇLAR

Hafif çekirdekler üzerine proton yakalama reaksiyonları, nükleer astrofizikte yoğun olarak incelenen bir araştırma konusudur. Proton yakalama reaksiyonları yüksek enerjilerde iyi ölçülmesine rağmen özellikle astrofiziksel enerjilerde iyi ölçülememektedir. Bu nedenle bu tez çalışmasında  $a(b,\gamma)c$  türünde ışımali yakalama reaksiyonu için,  $d(p,\gamma)^3\text{He}$ ,  $^6\text{Li}(p,\gamma)^7\text{Be}$ ,  $^8\text{B}(p,\gamma)^9\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ ,  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$  ve  $^{20}\text{Ne}(p,\gamma)^{21}\text{Na}$  hesaplamaları potansiyel modelinde yapıldı.

Potansiyel modeli, direkt nükleer reaksiyonların analizlerinde özellikle ışımali yakalama reaksiyonlarındaki analizlerde güçlü modellerden biridir. İncelenen reaksiyonlara ait deneysel S-faktörü verileri ile hesaplanan teorik S-faktörü verileri karşılaştırıldı. Karşılaştırma sonucunda, elde edilen teorik verilerin özellikle S-faktörüne sadece rezonans olmayan katkı veren reaksiyonlarda ( $d(p,\gamma)^3\text{He}$ ,  $^6\text{Li}(p,\gamma)^7\text{Be}$ ,  $^8\text{B}(p,\gamma)^9\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ ,  $^{20}\text{Ne}(p,\gamma)^{21}\text{Na}$ ) iyi bir uyum yakalandığı görüldü. Ancak S-faktörüne rezonans + rezonans olmayan katkılı reaksiyonlarda ( $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ ,  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ ) bazı bölgelerde uyumsuzluklar olduğu görüldü. Bunun sebebinin S-faktörlerini elde etmek için seçilen Woods-Saxon potansiyeli ayarlanabilir parametrelerinin ( $V_0, V_{S_0}, R_0, a_0, R_{S_0}, a_{S_0}$ ) seçiminden kaynaklanabileceği sonucuna varıldı.

Potansiyel modelinde rezonans durumunda tesir kesitlerini hesaplamak için Breit-Wigner formülü (2.30) kullanılır. Ancak Breit-Wigner formülü özellikle dar rezonans durumlarında iyi sonuçlar vermektedir. Geniş rezonans durumlarında tesir kesitlerini (dolayısıyla astrofiziksel S-faktörlerini) hesaplamak için, rezonans katkısı ve rezonans olmayan katkısının yanında bir girişim terimi de eklenmelidir. Ancak bu girişim terimi kullanılan potansiyel modelinde yoktur. Bundan dolayı rezonans durumu olan reaksiyonlarda Radcap bilgisayar programı aracılığıyla yapılan hesaplamalarda, bazı noktalarda uyumsuzluklar olduğu düşünülmektedir.

Elde edilen sonuçların deneysel verilerle uyum içinde (özellikle rezonans olmayan reaksiyonlarda) olması seçilen potansiyel parametre değerlerinin ve diğer bazı değerlerin (spektroskopik faktör, açılal momentum gibi) hesaplamada önemli olduğunu göstermektedir.



Bu modeli kullanmaktaki amaç, modelin hangi durumlar için daha uygun sonuçlar verdiğini araştırmaktır. Ayrıca incelenen nükleer reaksiyonlara ilişkin mevcut deneysel veriler ile uyumlu olan teorik verileri elde etmektir. Çünkü düşük enerjilerde (özellikle astrofiziksel enerjilerde) deneysel olarak ölçüm yapmak çok zordur. Burada yapılan çalışma ile bazı reaksiyonlar için, çok düşük enerjilere kadar farklı enerji aralıklarındaki deneysel veriler ile uyum içinde olan en doğru teorik S-faktörü değerleri elde edildi.

Teorik sonuçlar ile deneysel verilerin karşılaştırması sonucunda, potansiyel modelin rezonans olmayan reaksiyonlarda çok iyi çalıştığı ancak rezonans durumu olan reaksiyonlar için (özellikle geniş rezonans durumu olan reaksiyonlar) iyi çalışmadığı görülmüştür. Bu çalışmada sıfır enerjide

Tablo 15. Reaksiyonların  $S(0)$  Değerleri

Reaksiyon	$S(0)$ Değeri
$d(p, \gamma)^3\text{He}$	$S(0) = 0.14 \text{ eV.b}$
${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$	$S(0) = 96.7 \text{ eV.b}$
${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$	$S(0) = 44.8 \text{ eV.b}$
${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$	$S(0) = 2.22 \text{ keV.b}$
${}^{13}\text{C}(p, \gamma){}^{14}\text{N}$	$S(0) = 6.47 \text{ keV.b}$
${}^{16}\text{O}(p, \gamma){}^{17}\text{F}$	$S(0) = 0.8 \text{ keV.b}$
${}^{20}\text{Ne}(p, \gamma){}^{21}\text{Na}$	$S(0) = 24.69 \text{ keV.b}$

olarak S-faktörleri değerleri bulundu. Elde edilen bu değerler daha önceden yapılan çalışmalar ile [63,34] karşılaştırıldığında  $S(0)$  değerlerinin uyumlu olduğu görüldü.

## 5. ÖNERİLER

Bu tezde yapılan çalışmada yedi tane ışımali proton yakalama reaksiyonu incelendi. Bu reaksiyonlardan farklı olarak diğeri proton yakalama reaksiyonları incelenebilir. Proton yakalamanın yanında birçok yüklü parçacık yakalama (döteron, alfa yakalama gibi) reaksiyonu ya da nötron yakalama reaksiyonu vardır. Bu reaksiyonlar incelenerek, dalga fonksiyonları, tesir kesitleri, S-faktörleri hesaplanabilir.

Yine bu tezde çalışılan reaksiyonlarda baskın olan çok kutupluluk katkısı  $E1$ 'dir. Farklı reaksiyonlar üzerinde çalışılarak,  $M1$  ya da  $E2$  katkısı araştırılabilir ve bunların arasındaki hiyerarşi teorik olarak elde edilebilir.

Burada potansiyel modeli üzerinde çalışıldı. Nükleer astrofizikte tesir kesitlerini ya da astrofiziksel S-faktörlerini elde etmek için farklı yöntemler vardır; mikroskobik küme modeli, R-matrisi gibi. Seçilen bazı reaksiyonlar için bu yöntemler kullanılarak teorik değerler elde edilebileceği gibi, seçilen herhangi bir reaksiyon üzerinde bu hesaplama yöntemiyle elde edilen sonuçlar karşılaştırılabilir ve hangi yöntemin hangi durumlarda daha iyi sonuç verdiği araştırılabilir.

Bu çalışmada yapılan hesaplamalarda potansiyel türü olarak Woods-Saxon türü potansiyel kullanıldı. Örneğin  $M3Y$  potansiyeli ya da katlama potansiyeli gibi farklı türde potansiyeller kullanılarak, deneysel veriler ile teorik hesaplamalar arasında daha iyi uyum yakalanabilir.

## 6. KAYNAKLAR

1. Bertulani, C., A., Nuclear Physics in a Nutshell, Princeton University Press, Princeton, 2007.
2. Ruiz, C., Aspects of Nuclear Phenomena Under Explosive Astrophysical Conditions, Doctoral Thesis, University of Edinburgh, Edinburgh, 2003.
3. [http://www.cea.fr/content/download/53207/991021/file/cea\\_lp11nuclearastrophysics\\_gb.pdf](http://www.cea.fr/content/download/53207/991021/file/cea_lp11nuclearastrophysics_gb.pdf), Nuclear Astrophysics, 16 Ekim 2014.
4. Iliadis, C., Introduction to Nuclear Astrophysics, Proceedings of the 5th European Summer School on Experimental Nuclear Astrophysics, November 2009, Italy, AIP Conf.Proc. 1213,3-22.
5. Szily, A., L. ve Descouvemont, P., Nuclear Astrophysics:Nucleosynthesis in the Universe, International Journal of Astrobiology, 11, 4 (2012) 243–250.
6. Burbidge, E., M., Burbidge, G., R., Fowler, W., A. ve Hoyle, F., Synthesis of the Elements in Stars, Rev. Mod. Phys., 29, 547 (1957).
7. [http://www.dlt.ncssm.edu/tiger/diagrams/nuclear/BindingEnergy\\_vs\\_mass.gif](http://www.dlt.ncssm.edu/tiger/diagrams/nuclear/BindingEnergy_vs_mass.gif), Binding Energy\_vs\_mass, 19 Ekim 2014.
8. Jose, J. ve Iliadis, C., Nuclear astrophysics: the unfinished quest for the origin of the elements, Rep. Prog. Phys., 74, 096901 (2011) 1-48.
9. Wiescher, M., Görres, J., Uberseder, E., Imbriani, G. ve Pignatari M., The Cold and Hot CNO Cycles, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 60 (2010) 381-404.
10. Bertulani, C., A., Encyclopedia of Applied High Energy and Particle Physics, Stock, R.(Edit.), Wiley-VCH, Berlin, 2009.
11. Regan, P., H., Level III Nuclear Astrophysics, [http://personal.ph.surrey.ac.uk/~p1pr/lecture\\_notes/3nuc astr/3na\\_lects06.pdf](http://personal.ph.surrey.ac.uk/~p1pr/lecture_notes/3nuc astr/3na_lects06.pdf), 9 Mart 2014.
12. Huang, J., T., Radiative Capture Reactions of Astrophysical Interest, Master Thesis, Texas A&M University, Texas, 2009.
13. Krane, K., S., Nükleer Fizik 2, Şarer, B., Palme Yayıncılık, Ankara, 2002.

14. Bertulani, C., A., RADCAP: A Potential Model Tool for Direct Capture Reactions, Computer Physics Communications, 156, 1 (2003) 123-141.
15. Schmid, G., J., Radiative Capture of Polarized Protons by Deuterium in the Energy Range  $E_p(\text{lab}) = 80\text{-}0\text{ keV}$ , Doctoral Thesis, Duke University, Durham, 1995.
16. Hoefman, M., A Study of Coherent Bremsstrahlung and Radiative Capture, Doctoral Thesis, University of Groningen, Groningen, 1999.
17. Blatt, J., M. ve Weisskopf, V., F., Theoretical Nuclear Physics, Wiley, New York, 1952.
18. Braizinha, B., M., Calculation of Nuclear Reaction Rates in Astrophysical Processes, Doctoral Thesis, University of Lisbon, Lisbon, 2004.
19. Sadeghi, H., Ghasemi R., Khalili H., The Astrophysical S-factor of the  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  Reaction at Solar Energies, Chinese Physics C, 33 (2013) 1-6.
20. Bertulani, C., A. ve Guimarães, V., Radiative Capture Reactions from Potential Models, AIP Conference Proceedings, 1304, 183 (2010) 183-191.
21. Suhonen, J., From Nucleons to Nucleus: Concepts of Microscopic Nuclear Theory, Springer, Berlin, 2007.
22. Bohr, A. ve Mottelson, B., R., Nuclear Structure, World Scientific, Singapore, 1998.
23. Edmonds, A., R., Angular Momentum in Quantum Mechanics, Princeton University Press, Princeton, 1957.
24. Huang, J., T., Bertulani, C., A. ve Guimarães, V., Radiative Capture of Nucleons at Astrophysical Energies with Single-Particle States, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 96 (2010) 824–847.
25. Brown, B., A., Etchegoyen A. ve Rae, W., D., M., The Computer Code OXBASH, MSU-NSCL, report number 524 (1988). Horoi, M. ve Brown, B., A., Downloading OXBASH from INTERNET, nucl-th/9406020 (1994).
26. Guimaraes, V. ve Bertulani, C., A., Light Radioactive Nuclei Capture Reactions with Phenomenological Potential Models, AIP Conference Proceedings, 1245 (2010) 30-38.
27. Baye, D. ve Brainis, E., Zero-Energy Determination of the Astrophysical S-Factor and Effective-Range Expansions, Physical Review C, 61, 025801 (2000).
28. Breit, G. ve Wigner, E., Capture of Slow Neutrons, Physical Review, 49 (1936) 519-531.

29. Berman, B., L., Koester, L., J., Smith, Jr. ve J., H., Photodisintegration of  $\text{He}^3$ , Physical Review, 133, B117 (1964).
30. Griffiths, G., M., Larson, E., A. ve Robertson, L., P., The Capture of Protons by Deuterons, Canadian Journal of Physics, 40, 4 (1962) 402-411.
31. Wolfli, W., Bosch, R., Lang, J., Muller, R. ve Marmier, P., Capture of Protons by Deuterons, Helv. Phys. Acta 40, 946 (1967).
32. Schmid, G., J., Chastler, R., M., Laymon, C., M., ve Weller, H., R., Polarized proton capture by deuterium and the  $^2\text{H}(p, \gamma)^3\text{He}$  astrophysical S factor, Phys. Rev. C, 52, (1995).
33. Mukhamedzhanov, A., M., Tribble, R., E. ve Timofeyuk, N., K., Possibility to Determine the Astrophysical S Factor for the  $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$  Radiative Capture from Analysis of the  $^7\text{Be}(^3\text{He}, d)^8\text{B}$  Reaction, Phys. Rev. C, 51, 3472 (1995).
34. Olive, K., A. ve Fields, B., D., LiBeB and Big Bang Nucleosynthesis, arXiv:astro-ph/9902297 (1999).
35. Nollett, K., M., Lemoine, M. ve Schramm, D., N., Nuclear reaction rates and primordial  $^6\text{Li}$ , Physical Review C, 56, 2 (1997) 1144-1151.
36. Switkowski, Z., E., Heggie, J., C., P., Kennedy, D., L., Sargood, D., G., Barker, F., C. ve Spear, R., H., Cross Section of the Reaction  $^6\text{Li}(p, \gamma)^7\text{Be}$ , Nuclear Physics A, 331, 1 (1979) 50-60.
37. Barker, F., C., Neutron and Proton Capture by  $^6\text{Li}$ , Aust. J. Phys., 33 (1980) 159-176.
38. Arai, K., Baye, D. ve Descouvemont, P., Microscopic Study of the  $^6\text{Li}(p, \gamma)^7\text{Be}$  and  $^6\text{Li}(p, \alpha)^3\text{He}$  Reactions, Nuclear Physics A, 699 (2002) 963-975.
39. Camargo, O., Guimarães, V., Lichtenthäler, R., Scarduelli, V., Kolata, J., J., Bertulani, C., A., Amro, H., Becchetti, F., D., Jiang, H., Aguilera, E., F., Lizcano, D., E., Quiroz, M. ve Garcia, H., The  $^9\text{Be}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})^8\text{Li}$  Elastic-Transfer Reaction, Phys. Rev. C, 78, 034605 (2008).
40. Beaumel, D., Kubo, T., Teranishi, T., Sakurai, H., Fortier, S., Mengoni, A., Aoi, N., Fukuda, N., Hirai, M., Imai, N., Iwasaki, H., Kumagai, H., Laurent, H., Lukyanov, S., M., Maison, J., M., Motobayashi, T., Nakamura, T., Ohnuma, H., Pita, S., Yoneda, K. ve Ishihara, M., Determination of the Astrophysical S Factor of the  $^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$  Capture Reaction from the  $d(^8\text{B}, ^9\text{C})n$  Reaction, Physics Letters B, 514 (2001) 226-232.

41. Mohr, P., Low-Energy Direct Capture in the  ${}^8\text{Li}(n,\gamma){}^9\text{Li}$  and  ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$  Reactions, Physical Review C 67, 065802 (2003).
42. Trache, L., Carstoiu, F., Mukhamedzhanov, A., M. ve Tribble, R., E., Determination of the  $S_{18}$  Astrophysical Factor for  ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$  from the Breakup of  ${}^9\text{C}$  at Intermediate Energies, Physical Review C 67, 66, 035801 (2002).
43. Guo, B., Li, Z., H., Liu, W., P., Bai, X., X., Lian, G., Yan, S., Q., Wang, B., X., Zeng, S., Su, J. ve Lu, Y., The  ${}^8\text{Li}(d,p){}^9\text{Li}$  Reaction and Astrophysical  ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$  Reaction Rate, Nuclear Physics A, 761 (2005) 162–172.
44. Nesaraja, C., D., Brune, C., R., Crowley, B., T., Kelley, J., H., Nelson, S., O., Prior, R., M., Sabourov, K., Tilley, D., R., Tonchev, A. ve Weller, H., R., Ratio of  $S$  Factors for  $(p,\gamma)$  Reactions on  ${}^{12}\text{C}$  and  ${}^{13}\text{C}$  at Astrophysically Relevant Energies, Physical Review C, 64, 065804 (2001).
45. Bailey, C., L. ve Stratton, W., R., Cross Section of the  $\text{C}^{12}(p,\gamma)\text{N}^{13}$  Reaction at Low Energies, Physical Review, 77, 2 (1950) 194-196.
46. Hall, R., N. ve Fowler, W., A., The Cross Section for the Radiative Capture of Protons by  $\text{C}^{12}$  near 100 Kev, Phys. Rev., 77, 197 (1950).
47. Lamb, W., A., S. ve Hester, R., E., Radiative Capture of Protons in Carbon from 80 to 126 kev, Phys. Rev., 107, 550 (1957).
48. Rolfs, C. ve Azuma, R., E., Interference Effects in  ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$  and Direct Capture to Unbound States, Nuclear Physics A, 227, 2 (1974) 291-308.
49. Vogl, J., L., Radiative Capture of Protons by  $\text{C}^{12}$  and  $\text{C}^{13}$  Below 700 keV, Doctoral Thesis, California Institute of Tecnology, California, 1963.
50. Burtebaev, N., Igamov, S., B., Peterson, R., J., Yarmukhamedov, R. ve Zazulin, D., M., New Measurements of the Astrophysical  $S$  Factor for  ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$  Reaction at Low Energies and the Asymptotic Normalization Coefficient (Nuclear Vertex Constant) for the  $p+{}^{12}\text{C}\rightarrow{}^{13}\text{N}$  Reaction, Phys. Rev. C, 78, 035802 (2008).
51. Mukhamedzhanov, A., M., Azhari, A., Burjan, V., Gagliardi, C., A., Kroha, V., Sattarov, A., Tang, X., Trache, L. ve Tribble, R., E., Asymptotic Normalization Coefficients from Proton Transfer Reactions and Astrophysical  $S$  Factors for the CNO  ${}^{13}\text{C}(p,\gamma){}^{14}\text{N}$  Radiative Capture Process, Nuclear Physics A, 725 (2003) 279–294.
52. King, J., D., Azuma, R., E., Vise, J., B., Görres, J., Rolfs, C., Trautvetter, H., P. ve Vlieks A., E., Cross Section and Astrophysical  $S$ -Factor for the  ${}^{13}\text{C}(p,\gamma){}^{14}\text{N}$  Reaction, Nuclear Physics A, 567, 2 (1994) 354-376.

53. Hebbard, D., F. ve Vogl, J., L., Elastic Scattering and Radiative Capture of Protons by  $C^{13}$ , Nucl. Phys., 21 (1960) 652-675.
54. Herwig, F., Evolution of Asymptotic Giant Branch Stars, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 43:435–79 (2005).
55. Habing, H., J. ve Olofsson, H., Asymptotic Giant Branch Stars, First Edition, Springer, Heidelberg, 2004.
56. Hester, R., E., Pixley, R., E. ve Lamb, W., A., S., Radiative Capture of Protons in Oxygen at 140 to 170 keV, Phys. Rev., 111 (1958) 1604.
57. Tanner, N., Direct Radiative Capture of Protons by  $^{16}O$  and  $^{20}Ne$ , Phys. Rev., 114 (1959) 1060.
58. Rolf, C., Spectroscopic Factors from Radiative Capture Reactions, Nucl. Phys. A, 217, 1 (1973) 29-70.
59. Morlock, R., Kunz, R., Mayer, A., Jaeger, M., Hammer, W., Mohr, P., Oberhummer, H., Staudt, G. ve Kölle, V., Halo Properties of the First  $1/2^+$  State in  $^{17}F$  from the  $^{16}O(p,\gamma)^{17}F$  Reaction, Phys. Rev. Lett., 79, 3837 (1997).
60. Gagliardi, C., A., Tribble, R., E., Azhari, A., Clark, H., L., Lui, Y., W., Mukhamedzhanov, A., M., Sattarov, A., Trache, L., Burjan, V., Cejpek, J., Kroha, V., Piskoř, Š. ve Vincour, J., Tests of Transfer Reaction Determinations of Astrophysical  $S$  Factors, Phys. Rev. C, 59, 1149 (1999).
61. Rolfs, C., Rodney, W., S., Shapiro, M., H. ve Winkler, H., Hydrogen Burning of  $^{20}Ne$  and  $^{22}Ne$  in Stars, Nuclear Physics A, 241, 3 (1975) 460-486.
62. Mukhamedzhanov, A., M., Bém, P., Burjan, V., Gagliardi, C., A., Irgaziev, B., F., Kroha, V., Novák, J., Piskoř, Š., Šimečková, E., Veselý, F. ve Vincour, J., Asymptotic normalization coefficients from the  $^{20}Ne(He^3, d)^{21}Na$  reaction and astrophysical factor for  $^{20}Ne(p,\gamma)^{21}Na$ , Phys. Rev. C, 73, 035806 (2006).
63. Angulo, C., Arnould, A., Rayet, M., Descouvemont, P., Baye, D., Leclercq-Willain, C., Coc, A., Barhoumi, S., Aguer, P., Rolfs, C., Kunz, R., Hammer, J., W., Mayer, A., Paradellis, T., Kossionides, S., Chronidou, C., Spyrou, K., Degl'Innocenti, S., Fiorentini, G., Ricci, B., Zavaterelli, S., Providencia, C., Wolter, H., Soares, J., Grama, C., Rahighi, J., Shotton, A. ve Laméhi Rachti, M., A Compilation of Charge-Particle Induced Thermonuclear Reaction Rates, Nuclear Physics A, 656, 1 (1999) 3-183.
64. Xu, Y., Takahashi, K., Goriely, S., Arnould, M., Ohta, M., Utsunoyima, H., NACRE II: An Update of the NACRE Compilation of Charged-Particle-Induced Thermonuclear Reaction Rates for Nuclei with Mass Number  $A < 16$ , Nuclear Physics A, 918(2013)61-169.

## ÖZGEÇMİŞ

1987 yılında İstanbul ilinin Bakırköy ilçesinde doğdu. İlk öğrenimini İstanbul Bakırköy’de orta ve lise öğrenimini İstanbul Gaziosmanpaşa’da tamamladı. 2006 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı ve 2011 yılında mezun oldu. 2011-2012 yılları arasında yedek subay olarak askerlik görevini yerine getirdi. 2012 yılı güz döneminde Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü’nde Yüksek Lisans öğrenimine başladı.