

**KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

**^{114}Sn , ^{115}Sn VE ^{116}Sn İZOTOPLARININ PROTON YAKALAMA
REAKSİYON TESİR KESİTİ ÖLÇÜMLERİ**

SEDA KUTLU

KOCAELİ 2019

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

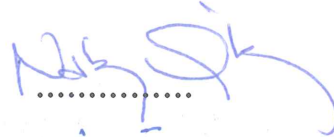


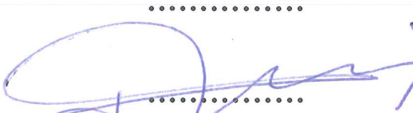
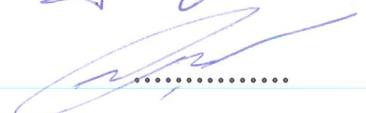
FİZİK
ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

^{114}Sn , ^{115}Sn VE ^{116}Sn İZOTOPLARININ PROTON YAKALAMA
REAKSİYON TESİR KESİTİ ÖLÇÜMLERİ

SEDA KUTLU

Prof. Dr. Nalan ÖZKAN GÜRAY
Danışman, Kocaeli Üniversitesi
Prof. Dr. Yüksel GÜNEY
Jüri Üyesi, Kocaeli Üniversitesi
Prof. Dr. M. Nizamettin ERDURAN
Jüri Üyesi, İZÜ
Doç. Dr. Hayriye SUNDU
Jüri Üyesi, Kocaeli Üniversitesi
Doç. Dr. Nilgün DEMİR
Jüri Üyesi, Bursa Uludağ Üniversitesi


.....

.....

.....

.....

.....

Tezin Savunulduğu Tarih: 16.07.2019

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Bilinmeyi araştırmak adına yapılan sayısız çalışmalar, insanoğlunu hep daha ileri düzeydeki çalışmalara sürükler ve neticede hep, bilinmeyen başka olguların varlığıyla karşılaşılır. Bu döngü, evren var oldukça değişmeyecektir ve insanı özellikle bir soru üzerine odaklar: “Evren ve evrendeki elementler nasıl oluştu?”. Bu soruya yanıt vermek amacıyla oluşturulan ekirdek Sentezi Teorisi bugüne kadar bilim adamlarının ilgisini ve emeğini üzerine çeken bir konu olmuştur. Gördüğümüz elementlerin nasıl ve hangi ortamlarda oluştuğunu ve doğada bu elementlerin bulunma oranlarını inceleyen disiplinler arası bilim dalı olarak “Nükleer Astrofizik” bilim dalı ortaya çıkmıştır. Bu dalda özellikle deneysel çalışmaların azlığı, hesaplamaların teorik tahminlere dayalı olması ve deney ile teori arasında farklılıkların gözlenmesi, nükleer astrofizikçilerin çabalarını büyük lde bu konuya yöneltmesine neden olmuştur. Bu amaca yönelik çalışmalar günümüzde pek çok bilim adamının ilgi odağıdır ve birçok çalışma uluslararası ortaklıklarla yürütülmektedir.

Bilimsel olarak güncel ve özgün bir konuda bana çalışma olanağı veren ve Notre Dame niversitesi’nde gerçekleştirdiğimiz deneysel çalışmamıza dahil olma fırsatını tanıyan, bilgisini eksik etmeyen tez danışmanım Sayın Hocam Prof. Dr. Nalan ÖZKAN GÜRAY’a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Tezimde yardımlarını esirgemeyen Sayın Hocam Prof. Dr. Recep Taygun GÜRAY’a ayrıca teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak, bana güvenen, inanan, destekleyen sevgilerini ve her zaman yanımda olduklarını hep hissettiren haklarını ödeyemeyeceğim en başta canım anneme ve sevgili babama en derin minnet ve sevgilerimi sunarım.

Bu alışma Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu TBTAK 108T508 ve BAP 2010/073 nolu projeleri ile desteklenmiştir.

Haziran - 2019

SEDA KUTLU

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	iii
TABLolar DİZİNİ	iii
SİMGELER DİZİNİ VE KISALTMALAR	v
ÖZET.....	vii
ABSTRACT	viii
GİRİŞ	1
1. YILDIZLARDA ÇEKİRDEK SENTEZİ	4
2. YILDIZLARIN OLUŞUMU VE P-PROSES İLE İLGİLİ YAPILAN ÖLÇÜMLER	8
2.1. Yıldızların Oluşumu ve Gelişim Süreci	8
2.2. Çekirdek Sentezi	10
2.2.1. Büyük patlama çekirdek sentezi.....	11
2.2.2. Çekirdek sentezi ($A < 60$ çekirdeklerinin sentezi)	12
2.2.3. Patlayan ortamlarda çekirdek sentezi ($A > 60$ çekirdeklerinin sentezi)	12
2.2.3.1. S-proses ile çekirdek sentezi.....	12
2.2.3.2. R-proses ile çekirdek sentezi	14
2.2.3.3. P-proses ile çekirdek sentezi.....	14
3. NÜKLEER ASTROFİZİKTE TEMEL İFADELER VE TERMONÜKLEER REAKSİYONLAR.....	19
3.1. Reaksiyon Tesir Kesiti	19
3.2. Astrofiziksel Şartlarda Yıldız Reaksiyon Hızları	20
3.3. Maxwell-Boltzman Hız Dağılımı	22
3.4. Yüklü Parçacık Etkimeli Rezonant Olmayan Reaksiyon Hızları.....	24
3.5. Ters Reaksiyonlar	28
4. DENEYSEL YÖNTEM	31
4.1. FN Tandem Hızlandırıcısı	31
4.2. Gama Sayım Sistemi	33
4.3. Enerji Kalibrasyonu.....	35
4.4. Verim Kalibrasyonu ve Dedektör Veriminin Belirlenmesi.....	37
4.5. Sn Hedeflerinin ve İlgili Reaksiyonların Özellikleri.....	41
5. AKTİVASYON METODU	46
5.1. Aktivasyon Metodu	46
5.2. Etkin Enerji Hesaplanması	58
6. VERİ ANALİZİ VE DENEYSEL SONUÇLAR.....	63
6.1. Kalay İzotopları ile Yapılan Proton Yakalama Reaksiyonları	63
7. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	74
KAYNAKLAR	76
EKLER	76
KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER	83
ÖZGEÇMİŞ	84

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.	S-proses, r-proses ve p-proseslerinin (γ - ve rp-prosesleri) izlediği yolların izotop tablosunda gösterimi	6
Şekil 2.1.	Bir süpernova öncesi yıldız yapısının şematik gösterimi.....	9
Şekil 2.2.	Çekirdek Sentezi Teorisi	11
Şekil 3.1.	Tesir Kesitinin ve Astrofiziksel S-faktörünün enerjiye bağlı davranışı	25
Şekil 3.2.	Maxwell-Boltzmann enerji dağılımı ve Coulomb engelinden kaynaklanan tünelleme etkisi	27
Şekil 3.3.	Birleşik çekirdek reaksiyonu ve E_x uyarılma enerjisi, J momentum ve π (J^π) pariteli uyarılmış çekirdeğin şematik gösterimi.....	28
Şekil 4.1.	FN Tandem hızlandırıcısının basınç tankı	32
Şekil 4.2.	Hedef odasının şematik gösterimi	33
Şekil 4.3.	FN Tandem hızlandırıcısı ve laboratuvar planı.....	34
Şekil 4.4.	Standart kaynaklarla elde edilmiş enerji kalibrasyon grafiği	36
Şekil 4.5.	HPGe dedektörü ile 1 cm, 2 cm, 4 cm, 8 cm ve 14 cm uzaklıkta elde edilen verim eğrileri.....	40
Şekil 4.6.	^{114}Sn izotopunun proton yakalama reaksiyonlarını ve reaksiyon ürünlerinin kararlı bir çekirdeğe ulaşana kadar β^+ bozunumlarını gösteren izotop tablosunun ilgili kısmı	43
Şekil 5.1.	Aktivasyon ve bozunma süreci.	50
Şekil 5.2.	Gelen parçacığın hedef içerisinde enerji kaybının şematik gösterimi.....	60
Şekil 6.1.	^{114}Sn izotopunun proton yakalama reaksiyonlarını ve reaksiyon ürünlerinin kararlı bir çekirdeğe ulaşana kadar β^+ bozunumlarını gösteren izotop tablosunun ilgili kısmı	64
Şekil 6.2.	$^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$ reaksiyonu için 497,31 keV gama ışınını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kodu ile karşılaştırılması	65
Şekil 6.3.	$^{114}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ reaksiyonu için 1299,92 keV gama ışınını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kodu ile karşılaştırılması.....	66
Şekil 6.4.	$^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu için 1293,55 keV gama ışınını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kodu ile karşılaştırılması	68
Şekil 6.5.	$^{115}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu için 497,31 keV gama ışınını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kodu ile karşılaştırılması	69
Şekil 6.6.	$^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyonu için 158,56 keV gama ışınını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kodu ile karşılaştırılması	71

TABLolar DİZİNİ

Tablo 2.1.	Solar ve izotopik miktarları ile birlikte p-çekirdeklerinin listesi	17
Tablo 4.1.	Enerjisi bilinen kalibrasyon kaynakları.....	36
Tablo 4.2.	Analizlerde kullanılan gama enerjileri ve 14 cm için elde edilen verim değerleri	40
Tablo 4.3.	Kullanılan zenginleştirilmiş hedef izotoplar ve diğer izotopik katkılar.....	42
Tablo 4.4.	Kalay elementi içinde izotopların atomik kütle değerleri, bulunma yüzdeleri	45
Tablo 4.5.	^{114}Sn , ^{115}Sn ve ^{116}Sn izotoplarıyla yapılan reaksiyon analizi için kullanılan gama enerjileri ve ilgili bozunma parametreleri	45
Tablo 5.1.	^{115}Sn için hesaplanmış etkin enerji değerleri.....	61
Tablo 5.2.	^{114}Sn için hesaplanmış etkin enerji değerleri.....	62
Tablo 6.2.	$^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$ reaksiyonu için 497,31 keV gama enerjisi için hesaplanan tesir kesiti değerleri	65
Tablo 6.3.	$^{114}\text{Sn}(p,n)^{114}\text{Sb}$ reaksiyonu için 1299,92 keV gama ışınını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerleri	66
Tablo 6.4.	$^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu için aynı izotopun farklı yüzdelerle zenginleştirilmiş hedefleri için 1293,55 keV gama ışınını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerleri	67
Tablo 6.5.	$^{115}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu için aynı izotopun farklı yüzdelerle zenginleştirilmiş hedefleri için 497,31 keV gama ışınını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerleri	68
Tablo 6.6.	$^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyonu için 158,56 keV gama ışınını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerleri	70
Tablo 6.7.	Farklı amaçlar için kullanılacak Hedef 1 ve Hedef 2 deki ^{114}Sn , ^{115}Sn , ^{116}Sn ve ^{117}Sn miktarları.....	72

SİMGELER DİZİNİ VE KISALTMALAR

A	: Kütle numarası
A	: Aktivite
mb	: Milibarn
b	: Coulomb tünelleme parametresi
c	: Işık hızı
C	: Düzeltme faktörü
E	: Enerji
e	: elektron yükü
e ⁻	: Elektron
e ⁺	: Pozitron
E ₀	: Etkin gama enerjisi (Gamow enerjisi)
E _{KM}	: Kütle merkezi enerjisi
E _{Lab}	: Laboratuvar enerjisi
h	: Planck sabiti
I _γ	: Gama ışını yayınlanma olasılığı
K	: Kelvin
k	: Boltzman sabiti
keV	: Kilo elektron volt
LT	: Ömür
m	: Kütle
M _⊙	: Güneşin kütlesi
M _A	: Molekül ağırlığı
MeV	: Milyon elektron volt
N	: Nötron sayısı
n	: Nötron
N	: Çekirdek bolluğu (sayısı)
n _T	: Birim alandaki hedef çekirdek sayısı
N _{sayım}	: Sayım sayısı
N _γ	: Yayılan gamaların sayısı
p	: Proton
P	: Olasılık fonksiyonu
P	: Tam enerji pikindeki sayım oranı
R	: Yarıçap
R _c	: Klasik dönüm noktası
R _n	: Çekirdek yarıçapı
R	: Reaksiyon hızı
S	: Astrofiziksel faktör
s	: Saniye
T	: Sıcaklık
t	: Zaman
t _{1/2}	: Yarı ömür
v	: Hız
x	: Hedefin kalınlığı

Z	: Atom numarası
γ	: Gama radyasyonu (foton)
Σ	: Toplam sembolü
τ	: Ortalama ömür
τ_n	: Ardışık nötron yakalama arasında geçen süre
τ_β	: Ardışık beta yakalama arasında geçen süre
$\Phi(v)$: Hız dağılımı fonksiyonu
Φ	: Birim zamanda hedefe çarpan parçacık sayısı
μ	: İndirgenmiş kütle
σ	: Tesir kesiti
η	: Sommerfeld parametresi
Q	: Reaksiyon enerjisi
\hbar	: Planck sabiti / 2π
ν	: Frekans
α	: Alfa parçacığı
ν	: Nötrino
π	: Pi sayısı
ρ	: Yoğunluk
Δ	: Gamow penceresi
Γ	: Kısmi genişlik
ε	: Verim
λ	: Bozunma sabiti
μ	: Lineer azalma katsayısı

Kısaltmalar

HPGe	: Yüksek Saflıkta Germanyum
KN	: Kanal No
NS	: NON-SMOKER
RBS	: Rutherford Geri Saçılma Spektroskopisi
SEF	: Yıldız Zenginleştirme Faktörü
SNICS	: Sezyum Püskürtme ile Negatif İyon Kaynağı

^{114}Sn , ^{115}Sn VE ^{116}Sn İZOTOPLARININ PROTON YAKALAMA REAKSİYON TESİR KESİTİ ÖLÇÜMLERİ

ÖZET

Nükleer reaksiyon tesir kesiti ölçümleri p proses çekirdek sentezi modeli için oldukça önemlidir. p-proses çekirdek sentezini modellemek için, kararlı ve kararsız çekirdekleri içeren binlerce nükleer reaksiyonun oluşturduğu büyük bir ağ gerekmektedir. Reaksiyon tesir kesitlerinden hesaplanan astrofiziksel reaksiyon hızları, bu reaksiyon ağı için gerekli girdilerdir. Ancak p-çekirdeklerinin yüklü-parçacık etkimeli reaksiyonları ile ilgili deneysel veriler oldukça azdır. Bu nedenle daha çok deneysel çalışmaya, özellikle ağır çekirdekler için yakalama reaksiyon tesir kesiti ölçümlerine ihtiyaç vardır. ^{114}Sn , ^{115}Sn ve ^{116}Sn izotopları birer p-çekirdeği olduğu için, çekirdek sentezinde önemli izotoplardır. $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$, $^{114}\text{Sn}(p,n)^{114}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ ve $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitleri aktivasyon yöntemi ile Notre Dame Üniversitesi Nükleer Bilimler Laboratuvarındaki Tandem Hızlandırıcısı kullanılarak gerçekleştirildi. Reaksiyonlar astrofiziksel enerji aralığını kısmen içeren 2,5 MeV ile 8,5 MeV laboratuvar enerji aralığında gerçekleştirildi. Bu reaksiyonlara ait gama sayımları için HPGe dedektörü kullanıldı. Elde edilen $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$, $^{114}\text{Sn}(p,n)^{114}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ ve $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesit değerleri, Hauser Feshbach istatistiksel model hesaplamalarını kullanarak oluşturulan standart NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kod sonuçları ile karşılaştırıldı. Yapılan ölçümler ve elde edilen sonuçların detayları bu çalışmada sunulmuştur.

Anahtar Kelimeler: ^{114}Sn - ^{115}Sn - ^{116}Sn İzotopları, Aktivasyon Metodu, P-Prosesi, Tandem Hızlandırıcısı, Tesir Kesiti.

PROTON CAPTURE REACTION CROSS SECTION MEASUREMENTS OF ISOTOPES OF ^{114}SN , ^{115}SN AND ^{116}SN

ABSTRACT

Measurements of nuclear reaction cross sections are crucial in the modeling of nucleosynthesis. The modeling of p-process nucleosynthesis requires a large network of thousands of nuclear reactions involving stable and unstable nuclei. The relevant astrophysical reaction rates derived from the reaction cross sections are necessary inputs to this network: experimental data for charged-particle induced reactions are necessary inputs. So far, proton capture reaction cross sections studied are still scarce. Because of the inadequate number of experimental data, the p-process studies are mostly based on Hauser-Feshbach statistical models to predict the reaction rates. Therefore, more experimental studies are needed, especially, particle induced reactions in the higher mass region. The ^{114}Sn , ^{115}Sn and ^{116}Sn isotopes are one of the important p-nuclei in p-process nucleosynthesis. $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$, $^{114}\text{Sn}(p,n)^{114}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ and $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reactions cross sections have been carried out by the activation method at center of mass energies between 2.5 MeV and 8.5 MeV, close to the astrophysical relevant energy range. Gamma measurements for the reaction products were made with a HPGe detector. $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$, $^{114}\text{Sn}(p,n)^{114}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ and $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaction cross sections are obtained and compared with predictions of Hauser Feshbach statistical model calculations using the standard NON SMOKER and TALYS-1.9 STANDART standard codes. The experiments were carried out using FN Tandem accelerator at Nuclear Science Laboratory of University of Notre Dame.

Keywords: ^{114}Sn - ^{115}Sn - ^{116}Sn Isotopes, Activation Method, P-process, Tandem Accelerator, Cross Section.

GİRİŞ

Elementlerin nereden geldiğini, nasıl oluştuğunu ve gözlenen miktarlarını açıklamak Nükleer Astrofiziğin temel motivasyonudur. Nükleer astrofiziğin ilgilendiği temel kavram; “elementlerin nasıl oluştuğu” sorusudur.

Element sentezi teorisinin oluşmasına öncülük eden bu sorulara cevap bulmak için yapılan bilimsel çalışmalar 1920'lere kadar gider. Bu alanda yapılan çalışmaların sonucunda nükleer fizik ile astronominin çakıştığı disiplinler arası yeni bir fizik dalı olan nükleer astrofizik bilim dalı doğmuştur. Nükleer Fiziğin astrofizik üzerinde temel rol oynaması, iki nedene dayanmaktadır. Bu nedenlerden birincisi, nükleer reaksiyonların önemli birer enerji kaynağı olması, ikincisi ise maddenin izotopik bileşimini değiştirmesidir. 1940'lı yılların sonlarında ise R. A. Alpher, H. A. Bethe ve G. Gamow ağır elementlerin nötron yakalama tesir kesitlerinin ve onların izotopik bolluklarının arasında bir ilişki olduğunu öne sürmüştür [1]. 1957 yılında E. M. Burbidge G. R. Burbidge, W. A. Fowler ve F. Hoyle (B^2FH) yıldızların yanma reaksiyonları ve onların çekirdek sentezindeki rolü ile ilgili ilk geniş kapsamlı teoriyi yayınlamışlardır [2]. B^2FH yapmış oldukları bu çalışma, bu alanda oldukça dikkatleri çekmiştir. Aynı yıl A. G. W. Cameron da bu konuda bağımsız bir çalışma yayınlamıştır [3]. 1997 yılında bu çalışma, G. Wallerstein ve arkadaşları tarafından bir makalede yeniden özetlenmiştir [4]. Pek çok değerli bilim adamının o zamanlardan bu zamana kadar ele aldığı önemli ve genel tema, evrendeki elementlerin gözlenen bolluklarının, büyük patlamaya, yıldızlara ya da kozmik ışınlarla dair senaryolardaki nükleer proseslerden ileri gelmesi ve bu işlemlerin anlaşılabilmesidir. Big-Bang veya “Büyük Patlama” kuramına göre yaklaşık 14 milyar yıl önce, çok büyük yoğunluk ve sıcaklıkta maddenin sıkışmış olduğu bir noktanın ani patlaması sonucu bugün içerisinde yaşadığımız evren meydana geldi. Evrendeki bütün maddeler, Büyük Patlama ile başlayan, yıldızların doğuşu ve yaşamları boyunca devam eden, hatta yıldızların ölümü sırasında bile meydana gelen nükleer reaksiyonlar ile oluşmaktadır. Evren durmadan genişlemektedir ve

uzaklardaki galaksilerin uzaklaşma hızları daha büyüktür. Bu bulgular Büyük Patlama kuramının dayanağını oluşturmaktadır.

Çekirdek sentezi teorisi, büyük patlama ile başladığı, daha sonra evrenin genişlemesi, soğumasıyla meydana gelen hafif elementlerin ilk üç dakikada (H, He, Li) gibi oluştuğunu bu çekirdeklerin daha sonraki element sentezi için kaynak oluşturduğunu kabul eder [2, 3]. Hafif elementler ($A < 60$), yıldızlarda H-yanması, He-yanması, C-yanması, Ne-yanması, O-yanması ve Si-yanması olarak adlandırılan füzyon reaksiyonları ile oluşur. Bu reaksiyonlar Fe ve Ni grubuna kadar olan elementlerin sentezindeki temel aşamalardır [4]. Fe nükleon başına bağlanma enerjisi en yüksek çekirdek olduğundan, $A > 60$ büyük çekirdeklerin oluşumunda füzyon reaksiyonları etkinliğini kaybeder ve nötron yakalama reaksiyonları öncelik kazanır. Bu reaksiyonlar yüksek Coulomb bariyerine sahip olduklarından ve reaksiyonların enerji üretememesinden dolayı, ağır çekirdeklerin ($A > 60$) hemen hepsi nötron yakalama reaksiyonları ile üretilir. Nötron yakalama reaksiyonları temelde iki ayrı grupta toplanır. Yavaş nötron yakalama prosesi (s-prosesi) ve hızlı nötron yakalama prosesi (r-prosesi). S-prosesinde, ardışık nötron yakalama reaksiyonları arasında geçen süre, izotopun β^- bozunumu süresinden genellikle daha uzun olduğundan, çekirdek genellikle bir nötron daha yakalamadan önce β^- bozunumuna uğrayarak kararlılık eğrisi üzerindeki (^{209}Bi 'a kadar olan) çekirdeklerin sentezi gerçekleşir. R-prosesi ise nötron yakalama reaksiyonları arasında geçen sürenin izotopun β^- bozunumu süresinden daha kısa olduğu hızlı nötron yakalama prosesi olup s-prosesi ile üretilmeyen ^{209}Bi 'dan daha ağır izotoplar ve kararlılık eğrisinin alt kısmındaki nötron bakımından zengin izotopların sentezinden sorumludur. Fakat doğada nötron yakalama reaksiyonları ile üretilmeyen kararlılık vadisinin proton bakımından zengin tarafında yer alan yaklaşık 35 tane (^{74}Se ile ^{196}Hg arasında) kararlı izotop mevcuttur. Nötron yakalama reaksiyonları ile üretilmeyen proton bakımından zengin ve doğada az miktarda bulunan bu kararlı çekirdeklerin (p-çekirdekleri) üretimini açıklayan mekanizma p-prosesidir [5]. P prosesinden Bölüm 1'de detaylı olarak bahsedilecektir.

Bu tez çalışmanın amacı reaksiyon network hesaplamalarına deneysel tesir kesiti verileriyle katkı sağlamaktır. Teorik modellerdeki girdi parametrelerinin güvenilirliğini test etmek ve nükleer belirsizlikleri azaltmak amacıyla $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$

$^{114}\text{Sn}(p,n)^{114}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ - $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ ve $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyonlarının tesir kesiti deneysel olarak ölçülmüştür. Elde edilen sonuçlar Hauser-Feshbach istatistiksel modelini kullanan standart NON-SMOKER ve TALYS-1.9 STANDART kodu hesaplamaları ile karşılaştırılmıştır [6, 7]. Son yıllarda birçok proton yakalamalı reaksiyon tesir kesiti ölçümlerinde [8-29] artış olmasına rağmen teorik modellemelerdeki mevcut sorunları çözebilmek için daha fazla deneysel verilerle desteklenmesine ihtiyaç vardır. Teorik Hauser-Feshbach tesir kesiti hesaplamaları, orta ağırlıktaki proton yakalama reaksiyon ölçümleri ile genellikle iki kata kadar uyum içinde sonuçlar vermektedir. Bu alanda yapılan deneylerin amacı, teorik modellerin doğruluğunu incelemek, uyumsuz olduğu bölgede düzeltme yapmak ve modeldeki eksiklikleri gidermek için veriler sağlamaktır. P-proses çekirdek sentezi simülasyonları ve ilgili reaksiyon hızlarının hesaplanması hala Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamalarından elde edilen teorik tesir kesiti hesaplamalarına bağlı olduğundan deneysel verilerle teorisyenlere destek sağlanmalıdır.

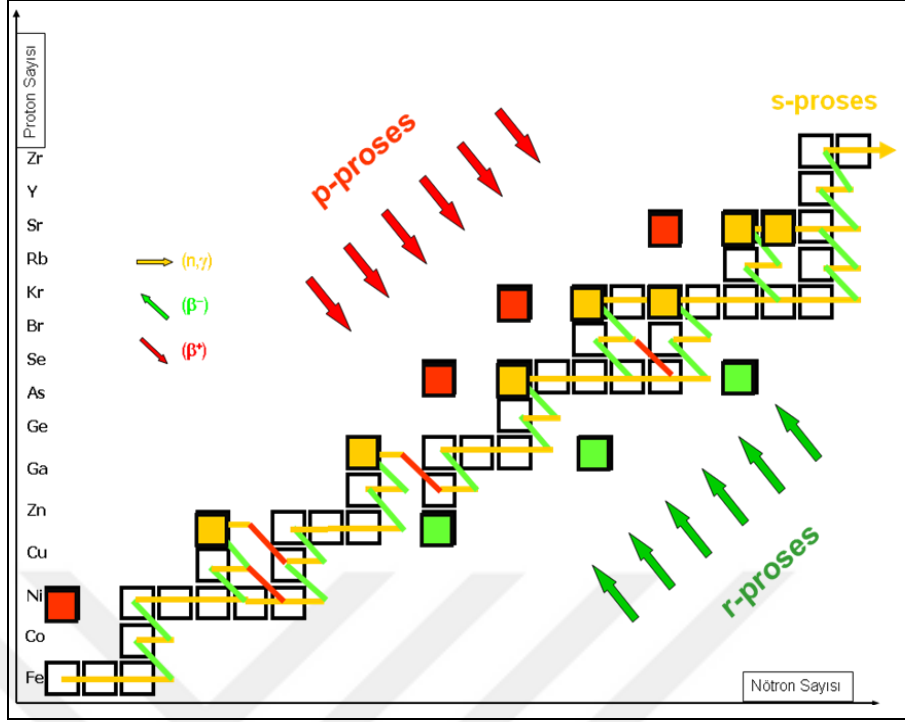
Bu çalışmada, Bölüm 1’de çekirdek sentezi, Bölüm 2’de çekirdek sentezi ve p-proses ile ilgili yapılan ölçümler, Bölüm 3’te termonükleer reaksiyonlar, Bölüm 4’te deneysel yöntem, Bölüm 5’te aktivasyon metodu son olarak Bölüm 6’da veri analizi detayları, elde edilen deneysel sonuçlar ve teori ile karşılaştırılması sunulmuştur.

1. YILDIZLARDA ÇEKİRDEK SENTEZİ

Günümüzde p çekirdeklerinin tümünün güneş miktarlarını tek bir proses ile açıklamak mümkün olmamıştır. Uzun yıllar p-prosesinin proton yakalama ve β^+ bozunumları aracılığı ile gerçekleştiği düşünülmüştür. Literatürde ‘p-proses’ ismi ilk olarak proton yakalama reaksiyonları için kullanılmış olup [2], günümüzde p-çekirdeklerinin üretiminden sorumlu olan farklı üretim mekanizmalarının hepsi için kullanılmıştır. Proton bakımından zengin yaklaşık 34 izotop için p-çekirdekleri ifadesi kullanılacak ve p-çekirdeklerinin üretiminden sorumlu olan farklı proses isimlerin genel ismi olarak p-proses adı kullanılacaktır. Bugün en büyük katkının ardışık foto-parçalanma ve β^+ bozunumlarından oluşan γ -prosesinden geldiği kabul edilir [30, 31]. Dolayısıyla γ -prosesi, çoğu zaman p-proses ile aynı anlamda kullanılmaktadır.

P-çekirdeklerinin güneş sistemindeki miktarı s- ve r-çekirdeklerinden 10-100 kez daha az olması ve ayrıca proton bakımından zengin kararsız çekirdekler olması nedeniyle, p-çekirdekleri ile ilgili aktivasyon metodu ile yapılan deneysel çalışmalar azdır [32]. Deneysel verilerin az olması nedeniyle γ -proses çekirdek sentezi simülasyonları ve ilgili reaksiyon hızlarının hesaplanması daha çok Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamalarından elde edilen teorik tesir kesiti hesaplamalarına bağlıdır [33]. Bununla birlikte istatistiksel model hesaplamalarından elde edilen teorik tesir kesitleri, proton yakalama reaksiyon ölçümleri için tipik olarak deneysel verilerle iki kata kadar uyum içindedir. Bu çalışma da, ağır p-çekirdeklerinin çoğunun üretiminden sorumlu olan γ -proses ile ilgilidir. Bu proses için en iyi senaryo tip-II türü süpernova patlamalarıdır. Patlama anında, şok dalgaları O/Ne katmanlarını geçerken oldukça yüksek sıcaklıklar ($> 2 \times 10^9$ K) ve yoğunluklar elde edilir. Bu yüksek sıcaklık ve yoğunluk koşulları altında daha önceden s- ve r-prosesleri ile üretilmiş olan çekirdekler (tohum-çekirdekler) nötron, proton ve alfa parçacıkları yayınlamaya uğrarlar. Tohum çekirdekler ilk olarak (γ, n) reaksiyonları ile karalılık vadisinin proton bakımından zengin çekirdeklerinin bulunduğu tarafa doğru nötron bağlanma enerjisi artarak ilerler. Bu nedenle (γ, n)

reaksiyonlarının etkinliği gittikçe azalır: (γ,p) ve/veya (γ,α) reaksiyonları (γ,n) reaksiyonları ile kıyaslanabilir veya daha baskın hale gelerek, daha düşük kütleli çekirdeklere doğru senteze devam eder. Şok dalgasının O/Ne tabakasını geçmesinden sonra, sıcaklık ve yoğunluk üstel olarak düşer ve foto-parçalanma reaksiyonları durur. Bu aşamada, kararsız haldeki çekirdekler, kararlı çekirdeğe ulaşınca kadar β^+ bozunumuna uğrayarak p çekirdeklerinin tipik miktarları üretilir. Fakat, $A>90$ olan tohum çekirdeklerinin az olmasından dolayı, γ -proses senaryoları, Mo ve Ru p-izotoplarının miktarı gözlenen solar miktarlardan daha az hesaplanmaktadır ve bu farkı açıklamada yetersiz kalmaktadır. Yapılan çalışmalar, $A<124$ ve $150 \leq A \leq 165$ bölgelerinde γ -prosesin p-çekirdeklerin sentezini açıklamakta bazı problemlerin olduğunu göstermiştir [34]. Bu problemleri açıklayabilmek için alternatif ek prosesler önerilmiştir: tip-II türü bir süpernovanın fırlatılan iç tabakalarındaki güçlü nötrino akılarının oluşturduğu vp-prosesi [32] veya ikili yıldızlarda nötron yıldızının yüzeyine eklenen proton bakımından zengin sıcak bölgelerinde temelde hızlı proton yakalama reaksiyonlarından oluşan rp-prosesidir [35]. Hesaplamalarda problem yaşanan ağır p-çekirdeklerinden p-çekirdekleri için ise v-proses çekirdek sentezi önerilmiştir. Bunun büyük kütleli yıldızların çökmesiyle meydana gelen nötron yıldızları tarafından yayılan nötrinolar ile mümkün olduğu gösterilmiştir [36]. Fe'den daha ağır protonca zengin çekirdekler (p-proses çekirdeği olarak adlandırılan) patlama ortamlarındaki spesifik birkaç GK civarındaki sıcaklıklarda var olan (γ,p) , (γ,n) ve/veya (γ,α) reaksiyonlarının kombinasyonu ile üretilir. Tümüyle p-prosesini tanımlamak için; binlerce reaksiyonu içeren geniş bir data bilgisi gerekir.



Şekil 1.1. S-proses, r-proses ve p-proseslerinin (γ - ve rp-prosesleri) izlediği yolların izotop tablosunda gösterimi

P-çekirdeklerinin bazılarının gözlenen solar miktarlara göre az bulunmasının nedeninin sadece astrofiziksel modellerdeki bir problem mi yoksa aynı zamanda nükleer fizik girdi parametrelerinden mi kaynaklandığı henüz açıklık kazanmadığından, yapılacak ölçümler ve bu ölçümlerdeki belirsizliklerin azaltılması oldukça önemlidir. Deneysel veriler p-proses sentezinin geliştirilmesine ve tam olarak anlaşılmasına, ilgili enerji aralığında ölçülen reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplarda direk olarak kullanılması ile veya ilgili enerji aralığında ölçüm gerçekleştirilemiyorsa ölçüm yapılan diğer enerjilerde teorik hesapların geçerliliğini test ederek yardımcı olacaktır.

P çekirdeklerinin doğadaki miktarının az olması, teknik zorlukların bulunması ve deneylerde kullanılacak hedeflerin hazırlanmasındaki problemlerden dolayı, ilgili deneysel çalışmaların sayısı azdır. Dolayısıyla p-prosesi, çekirdek sentezi prosesleri içerisinde en az bilinenidir. P çekirdeklerinin solar miktarlarının hesapları, 2000 kadar çekirdek ve yaklaşık 20.000 nükleer reaksiyonu içeren geniş bir network ile çalışmayı gerektirir. Reaksiyon tesir kesitleri ile hesaplanan astrofiziksel reaksiyon hızları bu network için gerekli bir parametre olduğundan, bu reaksiyonların tesir kesit ölçümlerine gereksinim duyulmaktadır. Networklerin çok sayıda kararsız çekirdek reaksiyonlarını içermesi ve ilgili deneysel verilerin az olması, p-proses

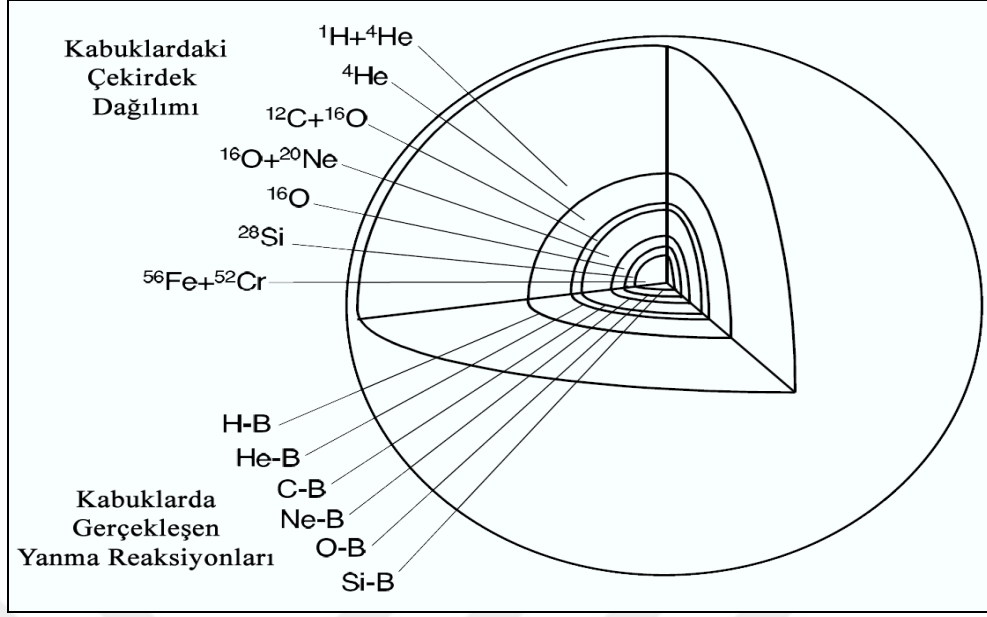
çekirdek sentezi simülasyonlarını ve bu simülasyonlar için gerekli reaksiyon hız hesaplarını Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamalarından elde edilen teorik tesir kesit hesaplamalarına bağlı kılar. Ayrıca, p çekirdek miktarlarının hesaplamaları, reaksiyon hızlarındaki değişime çok duyarlı olduğundan [37], p-proses network çalışmaları için ilgili reaksiyonların deneysel olarak çalışılması, teorik reaksiyon hız hesaplarını test etmek için oldukça önemlidir. Deneysel veriler; p-proses sentezinin geliştirilmesi, anlaşılması, ilgili enerji aralığında ölçülen reaksiyon tesir kesitlerinin teorik hesaplarda direk kullanılması ve ilgili enerji aralığında ölçüm gerçekleştirilemiyorsa bile ölçümü mümkün enerjilerde teorik hesapların geçerliliğinin test edilmesine yardımcı olacaktır.

Bu amaçla bu doktora çalışmasında, ^{114}Sn , ^{115}Sn ve ^{116}Sn izotoplarının proton yakalama tesir kesiti ölçümleri Notre Dame Üniversitesi (ABD) Nükleer Bilimler Laboratuvarındaki FN Tandem hızlandırıcısı kullanılarak yapılmış, mevcut teorik hesaplamalarla karşılaştırılmış ve Nükleer Astrofizikteki önemine katkıda bulunulması amaçlanmıştır.

2. YILDIZLARIN OLUŞUMU VE P-PROSES İLE İLGİLİ YAPILAN ÖLÇÜMLER

2.1. Yıldızların Oluşumu ve Gelişim Süreci

Yıldızlar, Büyük Patlama Çekirdek Sentezinde oluşan elementlerin oluşturduğu bir bulutsu (nebula) içindeki yoğun bir bölgenin kendi kütle çekim etkisiyle büzülüp, gaz ve tozdan meydana gelen çok büyük küreler halinde yoğunlaşmasıyla oluşmaya başlar. Kürenin içinde, maddenin yoğunlaştığı bölgelerin sıcaklığının artması sonucunda ışık saçmaya başlar ve ilk yıldızlar (proto yıldızlar) oluşur. Yeterli sıcaklık ve yoğunluk elde edildiğinde ($T_6=15$ K) yıldızın merkezinde Hidrojen yanması başlar. En sonunda gravitasyonel çökme, bu ekzotermik reaksiyonlarda üretilen enerjinin sağladığı basınç tarafından dengelenir. Denge, merkezdeki hidrojen tükeninceye kadar açığa çıkan enerji daha sonraki bir gravitasyonel çökmeyi önlemekte yetersiz kalıncaya kadar devam eder. Daha sonra, yıldız yeniden çökmeye başlar. Sıcaklık ve yoğunluk artışı, merkezde Heyanması başlayıncaya kadar ($T_6=15$) yıldız daha ileriki bir çökmeye karşılıklı kararlı hale getirir ve yıldızın parlamasını sağlar. Gözlemler yıldızların kütlesi ile ışımaya gücü arasında direkt bir ilişki olduğunu göstermektedir. Daha büyük kütleli yıldızların merkezinde sıcaklık ve basınç daha büyük olmakta ve daha hızlı nükleer enerji üretmektedirler. Bu nedenle de daha büyük bir ışımaya gücüne sahip olurlar. Büyük kütleli yıldızlar ($M \geq 11 M_{\odot}$), merkezlerindeki Hidrojen yanmasından sonra, daha büyük kütleli çekirdeklerin reaksiyonları için gerekli enerjiyi üretebilirler [38, 39]. Böylece yıldızın kütlesine bağlı olarak merkezde Demire kadar üretilir. Demir merkez, sırasıyla Silisyum, Sülfür, Oksijen, Neon, Karbon, Helyum ve en dışta da Hidrojen kabukla çevrelenmektedir. Şekil 2.1.'de B yanmayı ifade etmektedir [40]. Nükleer reaksiyonlar sıcaklığa bağlı olduğu için, nükleer yanma reaksiyonları farklı farklı kabuklarda gerçekleşmektedir. Merkezde Hidrojen yanmasından sonra meydana gelen (Karbon, Neon, Oksijen ve Silisyum yanması) ileri yanma reaksiyonları olarak adlandırılırlar.



Şekil 2.1. Bir süpernova öncesi yıldız yapısının şematik gösterimi [39]

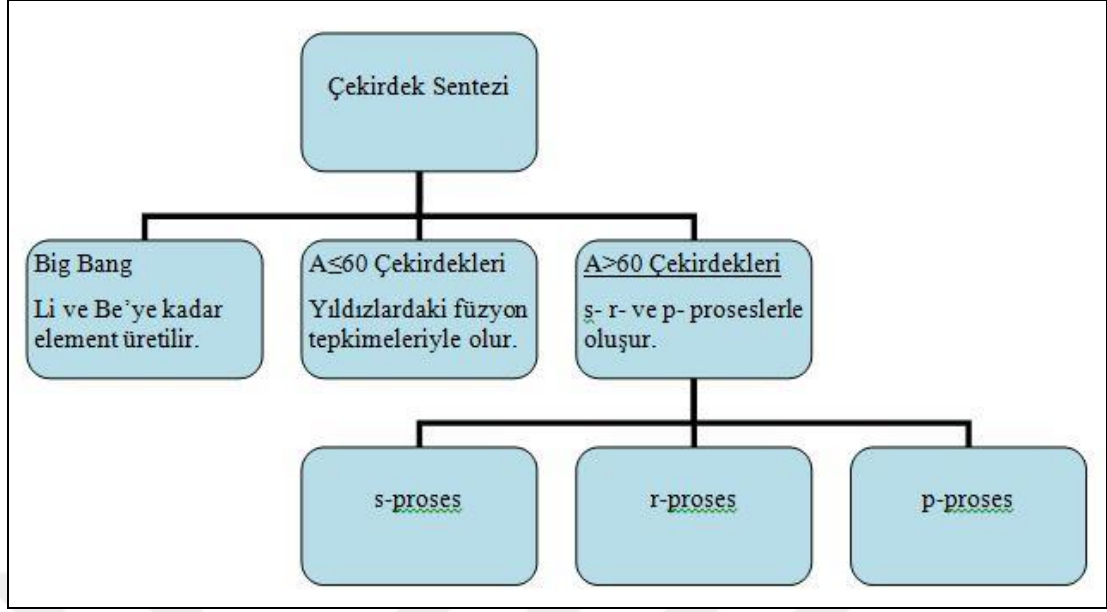
Başlangıç ve ileri yanma aşamaları arasında, nükleer enerji üretimi, iletimi ve yüzeyden yayınlanması bakımından temel farklar vardır. Hidrojen ve Helyum yanmasında üretilen enerji neredeyse tamamen ışığa dönüşür. İleri yanma aşamasında ise enerjinin tamamı yakını nötrino-antinötrino çiftleri olarak yayınlanır. Toplam enerjinin yalnızca küçük bir kısmı yüzeyden ışımaya yoluyla yayınlanır. İleri yanma aşamalarında nötrino kaybı çok fazla arttığından ve nükleer yanmanın ömrü toplam lümünosite ile ters orantılı olduğundan, yıldızın gelişimi hızlanır. Ayrıca yıldız yaşamının büyük bir kısmını hidrojen ve helyum yanma aşamalarında geçirir. Yıldızın merkezinde en ağır ve en kararlı çekirdekler bulunur. Merkezde en fazla bulunan izotop ise ^{56}Fe 'dir. Yıldızın merkezinin kütlesi, Chandrasekhar limitini ($M \geq 1,4 \text{ Mg}$) aştığında dejenere elektron basıncı kütle çekimini dengeleyemez ve yıldızın merkezi çöker. Merkezin çökmesi iki faktör tarafından hızlandırılır. Birincisi, electron yoğunluğu arttığından demir bölgesi çekirdeklerinin electron yakalamaları artar. Bu kütle çekimini dengeleyen basınca katkıda bulunan electron sayısını azaltır. İkincisi ise sıcaklık 5 GK ' e ulaştığında termal radyasyon foto-parçalanmayla Demir bölgesi çekirdeklerini daha hafif ve daha kararsız çekirdeklere bölmektedir. Bu süreç ortamdan enerji alarak basıncı azaltır. Bu aşamada yıldızın çekirdeği, serbest düşme ile çökmeye devam eder. Yıldızın merkezindeki yoğunluk, nükleer yoğunluk ($\approx 10^{14} \text{ g/cm}^3$) düzeyine ulaştığında, çekirdek ve serbest nükleonlara, çok kısa menzillerde kendini gösteren ve itici bir kuvvet olan nükleer kuvvet etki etmeye

başlar. Çöken çekirdeğin iç kısmı merkeze doğru çok yüksek bir hıza ulaşır ve nükleer yoğunluğu aşar. Çöken madde geri saçılana kadar geri saçılan madde ile merkeze doğru gelen (çöken) madde karşılaşır ve dışa doğru bir şok dalgası oluşturur. Yıldızın merkezinin çok yoğun ve sıcak iç kısmı, kütlesi yaklaşık 1,5Mg olan bir proto-nötron yıldızına dönüşür. Şok dalgasının yeniden etkisinin asıl gösterdiği ve yıldızın katmanları boyunca demir sonrası çekirdeklerin asıl ürettiği hala tam olarak bilinmemekle birlikte, merkezde oluşan çok sıcak ve yoğun proto-nötron yıldızından yayınlanan nötrino ve antinötrinolar tarafından oluşturulduğu düşünülmektedir. Şok dalgası, nötrino enerjilerini biriktirerek yeniden etkin olduğunda, demir çekirdeğin dışındaki katmanlarda ağır çekirdekleri üretebilir ve yıldızın tüm katmanlarının ısınmasına neden olur. Yukarıdaki senaryoya göre büyük kütleli yıldızların merkezinin çökmesiyle, tip II ve Ib/Ic süpernovaları oluşmaktadır. Süpernovalar, ani ve çok büyük bir ışık şiddeti artması ile kendini gösteren yıldız patlamalarıdır. Toplam ışımaya gücü bazı hallerde güneşinkinin 10^{10} katını bulur. Bir süpernova patlamasında yayınlanan enerjinin yaklaşık 10^{50} erg olduğu gözlemlere dayanarak hesaplanmıştır. İki tip süpernova gözlenmektedir. Tip I süpernovalarda, ışık şiddetinin artışı daha hızlı ve enerji çıkışı daha yüksektir. Bu tip süpernovalarda patlama, yıldızın kütlesinin pek büyük olmaması nedeniyle (güneşin kütlesinin birkaç katı) nükleer yakıtın neredeyse tamamının tükenmesinden sonra gerçekleşir. Bu nedenle genişleyen dış tabakalarda çok az hidrojen bulunur ve bu süpernovalara, yaşlı yıldız kümelerinde rastlanır. Tip II. Süpernovalarda ise, yıldız çok daha büyük kütleyle sahip olduğundan, merkez bölgesi nükleer yakıtını tüketip gravitasyonel çökmeye geçtiğinde dış tabakalarda henüz reaksiyona girmemiş bol miktarda hidrojen vardır.

Bu nedenle spektrumlarında bol hidrojen çizgileri gözlenir. Bunlara sarmal galaksilerin kollarında rastlanmaktadır. Bu da tip II süpernovaların daha genç yıldızlar arasında olduğunu göstermektedir.

2.2. Çekirdek Sentezi

Çekirdek Sentezini, Şekil 2.2'de de görüldüğü gibi üç ana kısma ayırabiliriz: (i) yıldızları ve galaksileri oluşturan maddeye kaynaklık yapan hafif elementlerin üretildiği, Büyük Patlama (Big Bang) çekirdek sentezi, (ii) yıldızlarda meydana gelen füzyon reaksiyonlarıyla oluşan, $A < 60$ çekirdeklerinin sentezi ve (iii) patlayan ortamlar gibi yüksek sıcaklık koşullarına ihtiyaç duyan $A > 60$ çekirdeklerin sentezi.



Şekil 2.2. Çekirdek sentezi teorisi

$A > 60$ çekirdeklerinin sentezi s-, r- ve p- prosesi olarak üçe ayrılmaktadır. İzotop tablosunun nötronca zengin kısmındaki izotoplar s- ve r-proses ile, protonca zengin kısmında bulunan izotoplar ise p-proses ile üretilirler. P-proses, bu tezin motivasyonu olması nedeniyle, diğer proseslere oranla daha detaylı olarak incelenecektir.

2.2.1. Büyük patlama çekirdek sentezi

Evrenin geçmişini anlamak için evrenle ilgili iki gerçek göz önünde bulundurulmalıdır. Bunlardan birincisi evrenin genişlediğidir. Bu sayede eğer zamanı geriye doğru takip edersek 10-20 milyar yıl önceki yoğunluğu bulabiliriz. İkincisi ise 1965 yılında Wilson ve Penzias tarafından bulunan kozmik arka fon ışınımıdır [41]. Tüm evren yaklaşık 3 K 'lik bir termal radyasyonla doludur. Bu gerçekler evrenin, ani bir genişlemeyle yani büyük bir patlamayla başladığını göstermektedir. Büyük patlama çekirdek sentezi, standart modele göre büyük patlamadan çok kısa bir süre sonra yani evrenin ilk döneminde hidrojen ^1H , onun izotopu döteryum ^2H , helyumun izotopları ^3He , ^4He ve lityumun izotopu ^7Li 'nin sentezine verilen isimdir. Büyük Patlama Çekirdek Sentezinin iki önemli özelliği vardır. Bunlardan birincisi, yaklaşık üç dakika içinde son bulmasıdır. Sentez ilk 100 ile 300 saniye arasında gerçekleşir. Bundan sonra evrenin sıcaklık ve yoğunluğu, gerekli nükleer füzyon reaksiyonlarını gerçekleştirilmeyeceği düzeye iner. Büyük patlama çekirdek sentezinin kısa olması çok önemlidir. Çünkü bu durum Berilyumdan daha ağır çekirdeklerin üretilmesini

engellerken aynı zamanda Döteryum gibi yanmamış hafif elementlerin kalmasına da olanak sağlar. İkincisi ise Büyük Patlama Çekirdek Sentezi yerel bir olay değildir, tüm evreni kapsayan ve eş zamanlı olarak gerçekleşen bir olaydır.

Büyük patlama çekirdek sentezi sonucunda, evrendeki görünür madde kütlece şu dağılımdadır; yaklaşık %75 ^1H ve % 25 ^4He . Ancak ^1H ve He yanısıra % 0,01 oranında Döteryum ve çok az miktarda Lityum ve Berilyum bulunmaktadır [40]. Büyük Patlama Çekirdek Sentezinde Berilyumdan daha ağır çekirdek üretilmemektedir. Çünkü 8 nükleonlu kararlı çekirdek yoktur. Bu engelin aşılması yani Berilyumdan ağır çekirdeklerin üretilmesi ancak Büyük Patlamadan çok sonra yıldızlarda gerçekleşen sentez sırasında üçlü-alfa yakalama reaksiyonuyla mümkün olur.

2.2.2. Çekirdek sentezi ($A < 60$ çekirdeklerinin sentezi)

Yıldızlarda Çekirdek Sentezi, Büyük Patlama Çekirdek Sentezinde üretilen hafif çekirdeklerin yıldızları oluşturmasıyla başlar. Yıldızları oluşturan bu hafif elementler, yıldızlarda füzyon reaksiyonlarıyla daha ağır çekirdekleri üretirler. $8 < A < 60$ arasındaki elementler, H-yanması, He-yanması, C-yanması, Ne-yanması, O-yanması ve Si-yanması reaksiyonlarıyla meydana gelir. Bu reaksiyonlar Fe ve Ni grubuna kadar olan elementlerin sentezindeki temel aşamalardır.

2.2.3. Patlayan ortamlarda çekirdek sentezi ($A > 60$ çekirdeklerinin sentezi)

Demirden daha ağır çekirdekler, yıldızlarda yanma reaksiyonlarıyla üretilemez. Bu çekirdeklerin üretilmesi için çok yüksek sıcaklıklar gerekmektedir. Bu nedenle $A > 60$ çekirdeklerinin sentezi için farklı ortamlar ve mekanizmalara ihtiyaç vardır. Bu çekirdeklerin üretilmesini açıklayan üç ayrı mekanizma önerilmiştir. Bunlar yavaş nötron yakalama (s-proses), hızlı nötron yakalama (r-proses) reaksiyonlarıyla ve bu proseslerle üretilmeyen protonca zengin çekirdekler için bir seri foton yakalama reaksiyonuyla (p-proses) gerçekleşmektedir.

2.2.3.1. S-proses ile çekirdek sentezi

Yüklü parçacık reaksiyonları için Coulomb engelini geçme olasılığı nükleer yük arttıkça çok hızlı bir şekilde azalır. Bu nedenle astrofiziksel olarak orta derecedeki sıcaklıklarda yüklü parçacık yakalama reaksiyonlarının tesir kesitleri çok küçüktür.

Yüklü parçacık reaksiyonları ancak çok yüksek sıcaklıklarda etkin olabilir. Bu durum demir bölgesi çekirdeklerinden daha ağır çekirdeklerin, güneş sistemi bolluklarının neden çok küçük olduğunu açıklar. Bu durum nötron yakalama reaksiyonları göz önüne alındığında çok farklıdır. Çünkü nötron için bir Coulomb engeli söz konusu değildir. Bu yüzden nötron yakalama tesir kesiti orta derecedeki enerjilerde oldukça yüksektir. Hatta enerji azaldıkça nötron yakalama tesir kesiti daha da artmaktadır. Bu nedenle ağır çekirdeklerin, daha önce yıldızda bulunan hafif tohum çekirdeklerin nötron yakalamasıyla oluştuğu akla uygun bir fikirdir. Ayrıca bu mekanizmayı destekleyen kesin kanıtlar vardır. Bu proses için Q-değeri pozitif olan olası iki nötron kaynağı vardır. $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reaksiyonu, bir kırmızıdev'in helyum yanan merkezi ile karışabilen bir hidrojen yanma bölgesinde meydana gelir. ^{12}C , $^{12}\text{C}(p, \gamma)\text{N}(\beta^+)^{14}\text{C}$ reaksiyonu ile hidrojen yanma bölgesinde üretilir ve daha iç kısımdaki helyum yanan bölgeye ulaşır. Böylece gerekli nötron yoğunluğu sağlanır. Ayrıca daha önce anlatılan yanma proseslerinin tersine nötron yakalama reaksiyonları, demirden sonraki çekirdekler için nükleon başına bağlanma enerjisi azaldığı için yıldız içinde enerji üretimine çok katkı yapmaz. Bu üretim mekanizmasına s-prosesi denir. s-proses kararlı astrofiziksel ortamlarda meydana gelen yavaş bir prosestir ve binlerce yıl devam edebilir. Yavaş nötron yakalama prosesi (s-proses), ardışık nötron yakalama arasında geçen sürenin, τ_n , çekirdeğin tipik β^- bozunumu süresinden ($\tau_\beta \sim 10^5 - 10^7$ saniye) daha uzun olduğunu kabul eder. Çekirdek nötron yakaladığında, başka bir nötron yakalamadan önce β^- bozunumuna uğrar ve kararlı çekirdeğe ulaşır. Bu durumda, s-proses kararlılık eğrisi boyunca gerçekleşir [4, 42, 43]. Bu yolla üretilen çekirdeklere “s- çekirdekleri” denir. Bu prosesin oluşturabildiği en son çekirdek ^{209}Bi 'dur. Çekirdek ^{210}Bi 'da, α bozunumuyla ^{206}Pb 'ya geri döner. S-prosesin genellikle bir AGB (Asimptotik Dev Kollu Yıldız) yıldızının Helyum yanma fazında ve tipik olarak $T \approx 1-3 \cdot 10^8$ K sıcaklıkları arasında meydana geldiği kabul edilir [42, 43]. Ancak nötronlar kararsızdır ve 614 s yarı-ömre sahiptir. Bu nedenle yıldızlararası ortamda çok fazla nötron yoktur. Dolayısı ile reaksiyona girecek nötronların öncelikle yıldızın içinde üretilmesi gerekmektedir. Bu proses için Q değeri pozitif olan olası iki nötron kaynağı vardır: $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reaksiyonu, bir kırmızı dev'in helyum yanan merkezi ile karışabilen bir hidrojen yanma bölgesinde meydana gelir. $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ ve $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ reaksiyonu ile hidrojen yanma bölgesinde üretilir ve daha iç kısımdaki

helyum yanan bölgeye ulaşır. Böylece gerekli nötron yoğunluğu sağlanır. Ayrıca daha önce anlatılan yanma proseslerinin tersine nötron yakalama reaksiyonları, demirden sonraki çekirdekler için nükleon başına bağlanma enerjisi azaldığı için yıldız içinde enerji üretimine çok katkı yapmaz. Bu üretim mekanizmasına s-prosesi denir. s-proses kararlı astrofiziksel ortamlarda meydana gelen yavaş bir süreçtir ve binlerce yıl devam edebilir. S-proses ile üretilemeyen çekirdeklerin sentezinden r-proses sorumludur.

2.2.3.2. R-proses ile çekirdek sentezi

Kararlı bir çekirdek çok kuvvetli bir nötron akısına maruz kalırsa ardışık nötron yakalamaları gerçekleştirir. Ürün çekirdeğin nötron yakalama hızı β^- bozunma hızından daha fazla olduğundan, izotop tablosunun nötronca zengin bölgesine doğru ilerler. Bu durumda nötron yakalama reaksiyonu ile β^- bozunması bir yarış içindedir. Nötron akısı sonlandığında oluşan tüm nötronca zengin kararlı çekirdekler β^- bozunması ile izobar doğrusu (A sabit) boyunca kararlı bölgeye doğru ilerler ve sonunda kararlı (ya da çok uzun ömürlü) bir çekirdeğe bozunurlar. r- proses ile üretilen çekirdekler mekanizması, r-proses olarak adlandırılır. s-prosesten farklı olarak başka bir nötron yakalama prosesinin varlığının en önemli iki kanıtı, r-proses bolluk pikleri ve s-prosesin en son noktası olan ^{209}Bi 'dan daha ağır uzun yarı ömürlü izotopların ^{232}Th , ^{235}U ve ^{238}U bulunmasıdır. Elementlerin güneş sistemindeki r-proses bollukları, izotopik bollukların toplanmasıyla elde edilebilir. Böylece sadece element bollukları bilgisini sağlayan yıldız spektroskopisinden elde edilen sonuçları çekirdek sentezi açısından karşılaştırmak mümkündür. R-proses ile üretilemeyen çekirdeklerin sentezinden p-proses sorumludur.

2.2.3.3. P-proses ile çekirdek sentezi

İzotop tablosunun protonca zengin kısmında bulunan $A \geq 74$ çekirdekleri s- ve r-prosesle üretilemezler. Bu çekirdeklere p çekirdekleri ve bu çekirdeklerin üretilmesinden sorumlu mekanizmaya p-proses denir. P çekirdeklerinin listesi ve izotopik bollukları Tablo 2.1'de verilmiştir. P çekirdekleri kararlı çekirdekler arasında en nadir bulunanlarıdır. Bollukları s ve r çekirdekleriyle kıyaslandığında yaklaşık 100 kat daha azdır. Başlangıçta p-prosesin, tip II süpernova patlamasına uğrayan büyük kütleli yıldızların hidrojen yönünden zengin bölgesinde meydana

geldiği düşünölmüştür [1]. Buna göre, hidrojençe zengin bölgeden geçen süpernova şok dalgası sıcaklığı artırır ve p çekirdekleri s- ve r- proseslerinde üretilen tohum çekirdekler üzerine proton yakalama reaksiyonları tarafından üretilir. Ancak foton yakalama reaksiyonlarının olma olasılığı nedeniyle, sıcaklıklar, yoğunluklar ve zaman ölçekleri hidrojençe zengin bölgelerin ağır elementler üretmesi için gerçeğe uygun değildir. Belirli bir sıcaklıkta bozunma sabiti, reaksiyonun Q değerine (eşdeğer olarak ürün çekirdekten parçacık ayırma enerjisine) kuvvetli bir şekilde bağlıdır. İzotop tablosunda protonca zengin bölgeye doğru ilerlerken (γ,n) reaksiyonun bozunma sabiti kuvvetli bir şekilde bir artar bir azalır. Nötron yayınlama olasılığı, çift nötron sayısına sahip olan izotoplarda tek nötron sayılı izotopara göre daha fazladır. Aynı zamanda (γ,n) reaksiyonun ortalama bozunma sabiti azalır. Çünkü protonca zengin bölgeye doğru gidildikçe nötron ayırma enerjisi artar. Kararlılık eğrisinden protonca zengin bölgeye doğru ilerler. Bu durumun sonucunda izotop zincirinde ilerlerken çift nötron sayısına sahip bir izotopta, (γ,p) ve (γ,α) reaksiyonları, (γ,n) reaksiyonuna göre daha baskın hale geleceklerdir. p-proses bölgesinde $A > 60$, çok fazla sayıdaki (>10000) reaksiyonun neredeyse tüm reaksiyon hızları Hauser-Feshbach modeli kullanılarak hesaplanmaktadır. Bu reaksiyonlardan foto-parçalanma [(γ,p) , (γ,α) ve (γ,n)] reaksiyonları en önemlileridir. Kararlı hedef çekirdeklerin (γ,p), (γ,α) ve (γ,n) reaksiyon hızlarının deneysel olarak bulunan, $A > 60$ bölgesinde önemli rol oynar [30, 45]. Çünkü bu reaksiyonlar istatistiksel model parametrelerini ayarlamakta kullanılabilir. Bu sayede Hauser-Feshbach modeliyle ölçülemeyen reaksiyonların hızları çok daha güvenilir olarak elde edilir.

P çekirdek sentezinde (γ -prosesi) foto-etkimeli reaksiyonlar önemli rol oynamaktadır. Foto-etkimeli reaksiyon tesir kesit ölçümleri, özellikle yüklü parçacık yayınlama γ reaksiyonları, teknik olarak zor ölçümler olmasına rağmen, bu alanda son yıllarda önemli gelişmeler olmuştur [46, 47]. Fakat laboratuvarında ölçülen reaksiyon hızı ile yıldız plazmasındaki gerçek değeri (yıldız zenginleştirme etkisi) arasındaki büyük farktan dolayı, deneysel foto-etkimeli reaksiyon tesir kesit değerleri çekirdek sentezi modellerinde direk olarak kullanılamaz [49]. Foto-etkimeli reaksiyon hızları denge teoremi (detailed balance) [50]. Kullanılarak parçacık yakalama reaksiyon hızlarından hesaplanabildiğinden ve parçacık yakalama reaksiyonları

durumunda yıldız zenginleştirme etkisi daha az etkili olduğundan, p-prosesi ile ilgili reaksiyonların incelenmesinde ışımalı parçacık yakalama reaksiyon tesir kesit ölçümleri, alternatif bir yoldur.

Parçacık yakalama tesir kesiti ölçümleri için klasik metot demet hattında yapılan γ spektroskopi ölçümleridir. Fakat ilgilenilen enerji ve kütle aralığında, demet hattında yapılan ölçümlerde belli zorluklar vardır. Nükleer astrofizikte genellikle milibarndan daha düşük tesir kesit ölçümlerinin yapılması gerektiğinden, demet tarafından ölçüm anında (örneğin, düşük Z'li hedef malzemelerden dolayı) oluşan arkafon, ilgilenilen tesir kesit ölçümlerini engelleyebilir. Ayrıca bombardıman anında oluşan bileşik çekirdek nükleer enerji seviye yoğunluğunun oldukça yüksek olduğu seviyelere uyarıldığından birçok geçişin mümkün olduğu oldukça karmaşık bir bozunum şemasına sahip olacaktır. Tüm bu geçişlerin dedekte edilmesi ve açısal dağılımlarının belirlenmesi ekstra deneysel çalışmalar gerektirmektedir. Bu sorunlar nispeten 4π toplam ölçümleri ile azaltılmış olsa da şu ana kadar yüksek kütle bölgesinde demet hattında yapılan γ spektroskopi ölçümleri yoktur. Bu tür problemlerin büyük bir kısmi aktivasyon metodu ile önlenabilir. Oluşturulan aktivitenin demet hattında değil de, daha düşük arkafona sahip farklı bir ortamda hazırlanan gama sayım düzeneğinde sayılabilir olması aktivasyon metodunun diğer metotlara göre Gamow enerji aralığında düşük tesir kesiti değerlerinin ölçülebilmesi açısından bir avantaj sağlamaktadır. P çekirdeklerinin solar ve izotopik miktarları ile günümüze kadar p-çekirdekleri ile yapılmış deneysel çalışmaların listesi Tablo 2.1'de verilmiştir. Aynı zamanda, doğal elementlerle veya zenginleştirilmiş izotoplarla hazırlanan hedefler ile ölçümü yapılan reaksiyonlar belirtilmiştir. İzotopik miktarı yüksek olan p çekirdekleri ile ölçümler doğal izotop kullanılarak gerçekleştirilebilirken, izotopik miktarları çok az olan izotoplarla çalışılacak ise zenginleştirilmiş izotoplardan hazırlanan hedefler ile tesir kesit ölçümleri yapmak gerekmektedir. P çekirdeklerinin proton ve alfa yakalama reaksiyonları için etkin enerji aralıkları (Gamow penceresi aralığı) Tablo 2.1'de ayrıca listelenmiştir. Çekirdek sentezi için ilgili reaksiyonların etkin enerji değeri ve etkin enerji aralığı, sıcaklığa bağlı olarak E_G Gamow enerjisi,

$$b = \frac{(2\mu)^{1/2} \pi e^2 Z_i Z_j}{\hbar} = 0,99 Z_i Z_j \mu^{1/2} \quad (\text{MeV})^{1/2} \quad (2.1)$$

b^2 niceliği ile ifade edilir [40] ve Gamow enerjisi olarak adlandırılır. Burada Z_i ve Z_j reaksiyona giren çekirdeklerin atom numaralarını, μ atomik kütle biriminde indirgenmiş kütle temsil etmektedir. Nükleer astrofizikteki asıl güçlük Gamow penceresinde ya da mümkün olduğunca bu değere yakın enerjilerdeki tesir kesiti değerini elde etmektir. Tipik olarak doğrudan tesir kesiti ölçümleri için E_G çok düşük bir değerdir. Gamow penceresindeki enerjilerde tipik reaksiyon tesir kesitleri mikro ve pikobarnlardan düşük değerlere sahip olduğundan, bu reaksiyon tesir kesitlerini ilgili enerji aralığında ölçmek oldukça zordur. Tablo 2.1’de, p çekirdeklerine ek olarak, p-prosesi yolu üzerindeki $A \geq 70$ izotoplar ile gerçekleştirilen deneysel proton ve alfa yakalama reaksiyon tesir kesit ölçümlerini göstermektedir. Protonla yapılan tesir kesit ölçümlerinin alfalarla yapılanlara oranla daha fazla olduğu görülmektedir. Büyük kütleli izotopların parçacık yakalama reaksiyon tesir kesit ölçümleri hemen hemen mevcut değildir. Bu bölgede elde edilecek (p, γ) ve (α , γ) reaksiyonları için deneysel veri, teorik modelleri, özellikle farklı global optik potansiyelleri kontrol etme açısından oldukça önemlidir.

Tablo 2.1. Solar ve izotopik miktarları ile birlikte p-çekirdeklerinin listesi [8-29]

p-izotopu	p-izotop katkısı (%)	Gamow penceresi (MeV, $T=3 \times 10^9$ K)	Yapılan ölçümler (p, γ)-(p,n)
^{46}Ti		1,153-2,805	✓[21]
^{64}Zn		1,521-3,355	✓[21]
^{70}Ge ^{76}Ge		1,610-3,484	✓[8]
^{74}Ge		1,611-3,485	✓[26]
$^{74,76}\text{Se}$	0,56(1)	1,696-3,409	✓[9]
^{82}Se		1,697-3,609	✓[9]
$^{84,86,87}\text{Sr}$	0,56 (1)	1,866-3,851	✓[10]
^{85}Rb		1,824-3,494	✓[22]
^{88}Sr	0,56(1)	1,866-3,851	✓[11]
^{89}Y		1,907-3,910	✓[12]
^{90}Zr		1,948-3,690	✓[13]
^{93}Nb		1,989-4,026	✓[14]
$^{92,94,95,98}\text{Mo}$	14,53 (30)- 9,15 (9)	2,030-4,083	✓[15]
^{96}Zr		2,031-4,084	✓[16]
$^{96,98,99,104}\text{Ru}$	5,54 (14)- 1,87 (3)	2,111-4,196	✓[17]

Tablo 2.1. (Devam) Solar ve izotopik miktarları ile birlikte p-çekirdeklerinin listesi

^{102}Pd	1,02 (1)	2,111-4,196	✓[18]
^{104}Pd	1,02 (1)	2,191-4,307	✓[19]
$^{102,104}\text{Pd}$ $^{105,106}\text{Pd}$	1,02 (1)	2,191-4,307	✓[25]
$^{104,105,106}\text{Pd}$	1,02 (1)	2,191-4,307	✓[23]
$^{106,108}\text{Cd}$	1,25(6)-0,89 (3)	2,270-4,417	✓[20]
^{114}Sn , ^{116}Sn	0,66(1)-0,67(2)	2,348-4,524	✓[21]
^{112}Sn ^{119}Sn	0,97 (1)	2,347-4,424 2,348-4,524	✓[16]
^{114}Sn	0,66 (1)	2,347-4,524	✓[21]
^{120}Te	0,09 (1)	2,425-4,630	✓[24]
^{130}Ba	0,106(1)	2,576-4,837	✓[27]
^{152}Gd	0,20 (1)	3,086-5,522	✓[28]
^{162}Er	0,139 (5)	3,015-5,428	✓[29]

3. NÜKLEER ASTROFİZİKTE TEMEL İFADELER VE TERMONÜKLEER REAKSİYONLAR

Bir önceki bölümde çekirdek sentezinin süreçlerinden ve astrofiziksel ortamlarından bahsedilmiştir. Elementlerin sentezi, enerji üretimi ve reaksiyonların süreleri gibi, nükleer astrofiziğin öğelerini anlamak doğrudan parçacık çifti başına oluşan reaksiyon hızına bağlıdır. Reaksiyonların gerçekleşme olasılığı reaksiyon hızının bir ölçüsüdür. Çekirdek sentezinde, reaksiyonların olma olasılığı, göz önüne alınan sıcaklıklarda, taneciklerin Maxwell-Boltzman hız dağılımına ve reaksiyon tesir kesitine bağlıdır.

Çekirdek sentezi modellemelerinin güvenilirliği, Astrofiziksel reaksiyon hız tahminlerinde gerekli nükleer girdi parametrelerinin doğruluğu açısından önemlidir. Tesir kesitleri, reaksiyon hızlarının tahminlerinde kullanılan bir nükleer girdi parametresi olmasından dolayı deneysel tesir kesiti ölçüm çalışmalarına ihtiyaç vardır. Özellikle bu çalışmanın da konusu olan p-çekirdekleri için elde edilen deneysel ve teorik tesir kesitleri arasında farklılıkların anlaşılması, hem çekirdek sentezi modelleri hem de nükleer parametreler açısından önemlidir. Bu bölümde astrofiziksel reaksiyon hızı ve ilgili enerji aralığı hakkında temel bilgiler verilecektir [39, 40].

3.1. Reaksiyon Tesir Kesiti

Bir çekirdek reaksiyonunun tesir kesiti (σ), o reaksiyonun olma olasılığının bir ölçüsüdür. Reaksiyon enerjisi (Q) ve tesir kesiti (σ), yıldızlarda enerji üretimi için önemli bilgiler sağladığından, bu olasılık birim hacim ve birim zaman başına meydana gelen reaksiyon sayısını belirler. Hedefe bir parçacık gönderildiğinde parçacığın çarptığı kesit alanın büyük olması reaksiyonun olma olasılığını artırır. Bu nedenle, klasik bir yaklaşımla, nükleer reaksiyon tesir kesitini, hedef çekirdek ve gelen parçacığın geometrik kesit alanı olarak ifade edebiliriz. Gelen parçacığın yarıçapı R_p (projectile), hedef çekirdeğin yarıçapı R_t (target) ise reaksiyon tesir kesiti,

$$\sigma = (R_p + R_t)^2 \quad (3.1)$$

olarak yazılabilir. Nükleer fizik araştırmaları çekirdeğin yarıçapı ile atomik kütle arasında bir bağıntı ortaya çıkarmıştır. Bu bağıntıya göre, kütle numarası (A), çekirdek yarıçapı (R) ile ilişkilidir. Burada, $R = R_0 A^{1/3}$ $R_0 = 1,3 \times 10^{-13}$ cm olup bir sabittir. Tesir kesiti σ , kütle numarası A ile orantılı olmak üzere, hedef çekirdek ve gelen parçacığın geometrik alanına da bağlıdır. Denklem (3.1) ile verilen geometrik tesir kesiti,

$$\sigma = \pi \lambda^2 \quad (3.2)$$

de Broglie dalga boyuna (λ) bağılı olarak yazılıp, gerekli parametreler yerine konduğunda

$$\lambda = \frac{m_p + m_t}{m_t} \frac{\hbar}{(2m_p E_1)^{1/2}} \quad (3.3)$$

denklem (3.3) şekline dönüşür. Burada E_1 gelen parçacığın laboratuvar sistemindeki enerjisi, m_p gelen parçacığın kütlesi, m_t hedef çekirdeğin kütlesidir. Bu durum reaksiyon tesir kesitinin enerjiye bağılı olduğunu gösterir.

3.2. Astrofiziksel Şartlarda Yıldız Reaksiyon Hızları

Termonükleer reaksiyonlar, yıldızlardaki element sentezi ve enerji üretimini anlamada önemli rol oynar. Yıldızlar yaşamlarına hidrojen ve helyumun baskın olduğu bir gaz bulutu olarak başlar ve daha sonra kütle çekiminin etkisiyle yoğunlaşarak sıcaklıkları artar. Sıcaklık ve yoğunluk yeterli bir düzeye geldiğinde termonükleer reaksiyonlar başlar. Termonükleer reaksiyonların başlaması için gerekli enerji, örneğin $^2\text{H} + ^3\text{H}$ reaksiyonu için, yaklaşık 10 keV civarındadır. Parçacıklara bu enerjiyi kazandırabilecek sıcaklık ise 10^8 K civarındadır. Bu sıcaklık etkisiyle bir reaksiyonun meydana gelme olasılığı, gözönüne alınan sıcaklıklarda parçacıkların Maxwell-Boltzman dağılımına ve reaksiyon tesir kesitine bağlıdır. Gazlar termodinamik dengedeysen, çekirdeklerin hızı Maxwell-Boltzman hız dağılımı ile açıklanabilir.

Nükleer reaksiyon tesir kesitinin enerjiye bağılı olması, hıza bağılı olması anlamına da gelir. Yani tesir kesiti hızın bir fonksiyonudur ($\sigma = \sigma(v)$). Burada v gelen parçacıkla hedef parçacığın birbirlerine göre hızıdır (bağıl hız). Yıldızlardaki gazlar için X

tipindeki parçacığın birim hacim (cm^3) başına sayısı N_X ve Y tipindeki parçacığın birim hacim (cm^3) başına sayısı N_Y , X gelen parçacığın hızı v ve Y parçacığının durgun olduğu düşünülürde, gelen parçacıkların gördüğü etkin alan (F)

$$F = \sigma(v) N_Y \quad (3.4)$$

şeklinde yazılabilir [40]. Her bir gelen parçacık bu etkin alanı (F) göreceğinden, oluşan toplam nükleer reaksiyon sayısı gelen parçacıkların akısına (J)

$$J = N_X v \quad (3.5)$$

bağlıdır. Burada J, birim zamanda birim alana gelen parçacık sayısıdır. Birim zamanda birim hacimde meydana gelen reaksiyon sayısı, diğer bir deyişle birim hacimdeki reaksiyon hızı (R) ise,

$$R = F \cdot J = N_X N_Y v \sigma(v) \quad (3.6)$$

ile verilir. Yıldızlardaki parçacıklar değişik hızlara sahip olduklarından, parçacık çifti başına ortalama reaksiyon hızı için hız dağılımını veren bir olasılık fonksiyonu kullanılır. Yıldıza ait gazdaki X ve Y tipindeki parçacıkların birbirlerine göre hızları geniş bir aralık boyunca değişir. $\Phi(v)$ parçacıkların hız dağılımını veren olasılık fonksiyonu olup, $\int \Phi(v) dv = 1$ eşitliğini sağlar. Böylece $\Phi(v)dv$, bir parçacık çiftinin bağıl hızının, v ile $v \pm dv$ aralığında olma olasılığıdır, $\langle \sigma v \rangle$ parçacık çifti başına ortalama reaksiyon hızı;

$$\int \sigma v = \Phi(v) \sigma v dv = 1 \quad (3.7)$$

şeklinde bulunur. Birim hacimdeki toplam reaksiyon hızı ise, aynı olmayan X ve Y çekirdekleri için

$$R = N_X N_Y \langle \sigma v \rangle \quad (3.8)$$

şekline dönüşür. N_X ve N_Y değerleri eşit ise reaksiyon hızı maksimumdur. Aynı X ve Y çekirdekleri için iki parçacık iki kez hesaba katılacağından, Denklem (3.8) 2 ile bölünmelidir. Bu durumda iki kez hesaplama yapmayı önlemek için reaksiyon hızı,

$$r = N_X N_Y \langle \sigma v \rangle \frac{1}{(1 + \delta_{xy})} \quad (3.9)$$

şeklinde yazılabilir. Burada δ_{xy} Kronecker deltasıdır.

3.3. Maxwell-Boltzman Hız Dağılımı

Yıldızlara ait ortamlarda, gazlar relativistik olarak hareket etmezler ve kuantumsal olarak dejenere değildirler. Bu gazlar aynı zamanda da termodinamik dengede olup, çekirdeklerin hızları Maxwell-Boltzman hız dağılımı;

$$\Phi(v) dv = 4\pi v^2 \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^2 \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT}\right) dv \quad (3.10)$$

ile tanımlanabilir. Bu ifade T gazın sıcaklığını, m ve v ilgilenilen çekirdeğin kütlelerini ve hızını gösterir. Üstel terimin payındaki terim, çekirdeğin kinetik enerjisini ($E = mv^2/2$) gösterir. $\Phi(v)$ fonksiyonu bu enerji teriminde yeniden $\Phi(E)$ olarak yazılırsa;

$$\Phi(E) \propto E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (3.11)$$

elde edilir. $\Phi(E)$ fonksiyonu, düşük enerjilerde ($E \ll kT$) E ile lineer olarak artarken, $E = kT$ enerji değerinde maksimum değere, daha yüksek enerjilerde ($E \gg kT$) eksponansiyel olarak düşer ve çok yüksek enerjide ise sifıra doğru yaklaşır. Yıldız ortamlarındaki nükleer reaksiyonlar için, etkileşen X ve Y çekirdeklerinin hızları,

$$\Phi(v_X) = 4\pi v_X^2 \left(\frac{m_X}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_X v_X^2}{2kT}\right) \quad (3.12)$$

$$\Phi(v_Y) = 4\pi v_Y^2 \left(\frac{m_Y}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_Y v_Y^2}{2kT}\right) \quad (3.13)$$

Maxwell-Boltzman hız dağılımı ile verilir. Toplam reaksiyon hızını hesaplamak, tüm hızlar üzerinden integral almakla mümkün olabilir. Fakat iki ayrı yönde farklı kütleli iki parçacık olması nedeniyle, parçacık çifti başına reaksiyon hızı $\langle \sigma v \rangle$, iki hız katkısı üzerinden,

$$\langle \sigma V \rangle = \iint \Phi(v_x) \Phi(v_y) \sigma(v) v dv_x dv_y \quad (3.14)$$

çift katlı integral alınarak bulunabilir. Burada v etkileşen çekirdekler arasındaki bağıl hız, V kütle merkezi hızı ise, v_x ve v_y hızları, kinematik olarak v ve V ile ilişkilidir. μ etkileşen parçacıkların indirgenmiş kütlesi,

$$\mu = \frac{m_x m_y}{m_x + m_y} \quad (3.15)$$

ve M toplam kütle $M = m_x + m_y$ ise, $\langle \sigma v \rangle$ ortalama reaksiyon hızı, v ve V değişkenleri cinsinden yazılabilir. Böylece çift katlı integral, Denklem (3.16), Denklem (3.17)'deki gibi bağımsız integrallere dönüşür:

$$\iint \Phi(V) dV \Phi(v) \sigma(v) v dv \quad (3.16)$$

$$\int \Phi(V) dV \int \Phi(v) \sigma(v) v dv = 1 \quad (3.17)$$

Burada, $\Phi(v)$ ve $\Phi(V)$ hız dağılımları,

$$\Phi(V) = 4\pi V \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{MV^2}{2kT} \right) \quad (3.18)$$

$$\Phi(v) = 4\pi v \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT} \right) \quad (3.19)$$

formülleri ile verilebilir. Denklem (3.17)'de, $\int \Phi(V) dV = 1$ olduğundan, denklem

$$\int \Phi(v) \sigma(v) v dv \quad (3.20)$$

şekline indirgenir. Kütle merkezi enerjisi kullanılarak ($E = \mu v^2/2$), Denklem (3.19), Denklem (3.20)'de yerine yazılır, parçacık çifti başına herhangi bir T sıcaklığındaki reaksiyon hızı,

$$\langle \sigma v \rangle = \int \Phi(v) \sigma(v) v dv = \frac{4}{(\pi\mu)^{1/2}} \left(\frac{1}{kT} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT} \right) dE \quad (3.21)$$

şeklinde elde edilir. Bu denklem verilen sıcaklıkta yıldız reaksiyon hızını belirler. Bir yıldız gelişimine devam ederken sıcaklık değişir. Bu nedenle reaksiyon hızı $\langle\sigma v\rangle$ ilgili her bir sıcaklık için hesaplanmalıdır. Her bir yıldızsal sıcaklıkta genellikle birçok farklı nükleer reaksiyon gerçekleştiğinden bu hesaplamaları yapmak oldukça külfetli ve zaman alıcıdır. Bu yüzden reaksiyon hızını hesaplamak için $\langle\sigma v\rangle$ 'nin T sıcaklığına bağlı analitik ifadeleri kullanılır.

3.4. Yüklü Parçacık Etkimli Rezonant Olmayan Reaksiyon Hızları

Yüklü parçacıklar için reaksiyon hızı Maxwell-Boltzman hız dağılımı ve Coulomb bariyeri boyunca tünelleme olasılığı ile belirlenir. Nükleer astrofizikte tesir kesiti ise enerjiye bağlı bir parametredir. Bir reaksiyonda oluşan ara çekirdeğin enerjisine yakın bir uyarılmış enerji seviyesi olması halinde rezonans olayı gerçekleşir. Rezonansın olmadığı durumlarda yüklü parçacık yakalama reaksiyonlarının enerji bağımlılığı, engelin altındaki enerjiler için Coulomb tünelleme faktörünün eksponansiyel ifadesi ile bir diğer nükleer terimden ($\lambda^2 \propto 1/E$) oluşur. Buna göre tesir kesiti yaklaşık olarak

$$\sigma = \frac{S(E)P}{E} \quad (3.22)$$

şeklinde yazılabilir. Yüklü bir tanecik için, kuantum mekaniksel tünel olayı sonucu Coulomb engelinden geçiş ihtimali;

$$P = \exp\left(-\frac{4\pi}{h} \int \sqrt{2M(U(r)-E)}\right) \quad (3.23)$$

ile verilmektedir. Denklem (3.23)'ün integral alındığında;

$$P = \exp(-2\pi\eta) = \exp\left(-\frac{\alpha}{\sqrt{E}}\right) \quad (3.24)$$

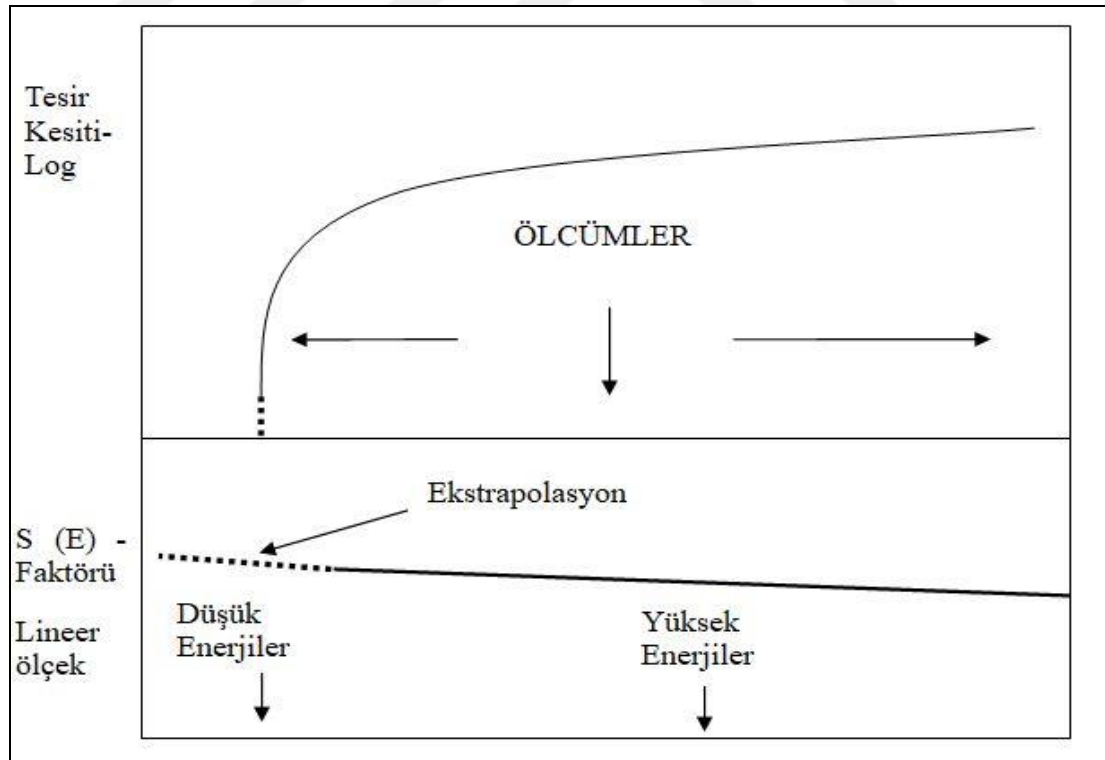
bulunur ve bu parametreler yerine konduğunda tesir kesiti;

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta)S(E) \quad (3.25)$$

olarak elde edilir. Burada $\exp(-2\pi\eta)$ Coulomb bariyer yüksekliğinin altındaki enerjilerde dalga geçiş olasılığını gösterir. η Sommerfield parametresi ise;

$$\eta = \frac{Z_x Z_y e^2}{\hbar v} \quad (3.26)$$

şeklinde olup, Z_x ve Z_y ise etkileşmeye giren X ve Y çekirdeklerinin yükleridir. $S(E)$ fonksiyonu ise, tesir kesitinin enerjiye bağlılığının nükleer dağılımını gösterir [39]. Bu fonksiyon astrofiziksel S-faktörü olarak nitelendirilir ve rezonans yokluğunda yavaşça değişen bir enerji fonksiyonu olarak düşünülür. Tesir kesiti, yüksek enerjilerde yavaşça değişir ama düşük enerjilerde Coulomb bariyeri aracılığıyla geçiş olasılığının azalması yüzünden birkaç mertebe düşüş gösterir. Astrofiziksel S-faktörünün enerjiye bağlı değişimi, tesir kesitinin enerjiye bağlı değişimine göre çok daha yavaş olduğundan, deneysel tesir kesiti ölçümünün mümkün olmadığı durumlarda, S-faktörünün düşük enerjilere ekstrapole edilmesi çok daha kullanışlıdır.



Şekil 3.1. Tesir Kesitinin ve Astrofiziksel S-faktörünün enerjiye bağlı davranışı [39]

Bu durumda gerekli parametreler yerlerine yazıldığında S faktör tanımlamasıyla parçacık çifti başına reaksiyon hızı;

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} S(E) \exp \left\{ -\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right\} dE \quad (3.27)$$

şeklini alır. Rezonans yokluğunda astrofiziksel S(E) faktörü sıklıkla S_0 sabit değerini alır. Burada b parametresi;

$$b = \frac{(2\mu)^{1/2} \pi e^2 Z_x Z_y}{\hbar} = 0,99 Z_x Z_y \mu^{1/2} (\text{MeV})^{1/2} \quad (3.28)$$

ile ifade edilir ve engelin tünellenebilirliğinden ileri gelir. Rezonant olmayan reaksiyonlar için S(E), enerjinin yavaş değişen bir fonksiyonu olduğundan, Denklem (3.27)'deki integral, yüksek enerjilerde Maxwell-Boltzman dağılımının ve düşük enerjilerde yüklü parçacık yakalama reaksiyonu tesir kesitinin düşüşüyle baskın hale gelir. Maxwell Boltzman enerji dağılımı fonksiyonu ve Coulomb engelinden kaynaklanan kuantum mekaniksel tünelleme fonksiyonu üst üste gelme bölgesinde küçük iken bu iki fonksiyonun kıvrımı önemli sayıda reaksiyonun gerçekleşmesine izin veren E_0 enerjisi yakınında bir pik meydana getirir. Gamow piki olarak bilinen bu pikin etkin enerjisi kT 'den büyüktür ve keV cinsinden

$$E_0 = 0,12204 (\mu Z_a^2 Z_x^2 T_9^2)^{1/3} \quad (3.29)$$

ifadesi ile verilebilir ve etkin termik enerji olarak adlandırılır ve Denklem (3.27)'deki eksponansiyel ifade, bir gaussian fonksiyonu ile,

$$\exp \left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right) = I_{\max} \exp \left[-\left(\frac{E - E_0}{\Delta / 2} \right)^2 \right] \quad (3.30)$$

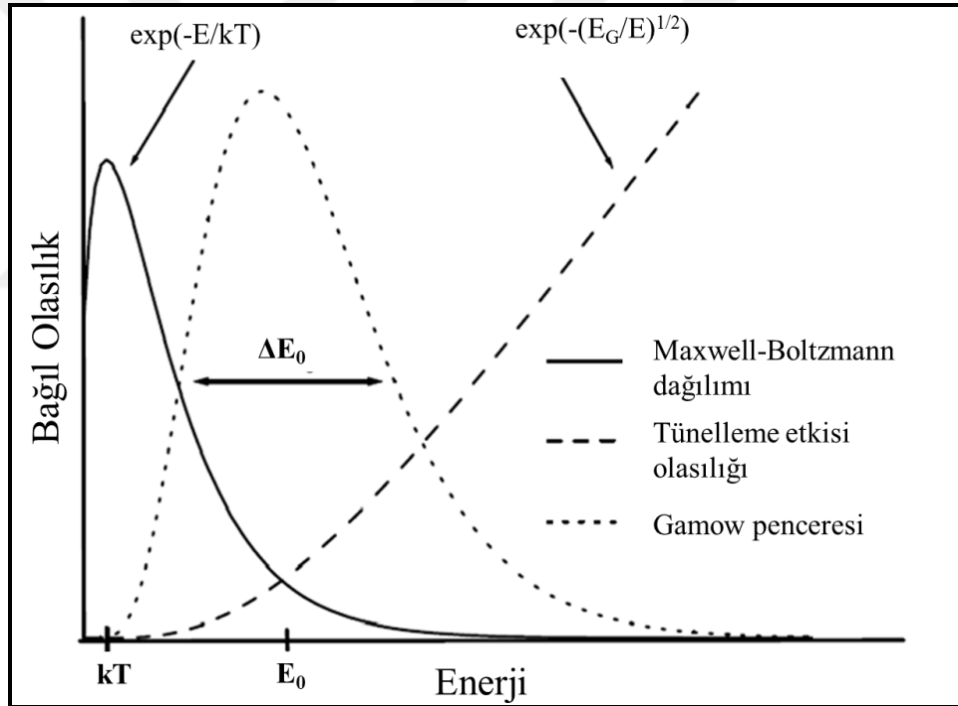
ifadesine yaklaştırılır. Burada I_{\max} , Denklem (3.27)'deki integralin maksimum değeridir ve

$$I_{\max} = \exp \left(-\frac{3E_0}{kT} \right) \quad (3.31)$$

ifadesi ile verilir. Bu yaklaşımda pikin 1/e genişliği nükleer reaksiyonların en fazla meydana geldiği enerji penceresinin etkin Δ genişliğidir ve bu genişlik,

$$\Delta = \frac{4}{2^{1/2}} (E_0 kT)^{1/2} = 0,749 (Z_x^2 Z_y^2 \mu T_6^5)^{1/6} \text{ (keV)} \quad (3.32)$$

ile ifade edilir. Burada T_6 milyon Kelvin sıcaklığıdır ve μ indirgenmiş kütedir. Burada kütle merkezi enerjisi E 'nin birimi keV ve μ etkin kütle birimi ise akb cinsinden kullanılmalıdır. Denklem (3.33)'de incelediğimiz ifadeye göre $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ ve $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyonları için hesaplanan Gamow penceresi $T_9 = 3$ K alındığında, $2,34 \text{ MeV} \leq E_G \leq 4,52 \text{ MeV}$ aralığında bulunmuştur [41].



Şekil 3.2. Maxwell-Boltzmann enerji dağılımı ve Coulomb engelinden kaynaklanan tünelleme etkisi [40]

Denklem (3.30) ifadesi kullanılarak mermi ve hedefin yükü ile belirlenen Gamow enerjisi sadece giriş kanalına bağlı olarak bulunan tesir kesiti için geçerlidir. Bu nedenle son zamanlarda yapılan daha detaylı çalışmalara göre Gamow pikinin birçok durum için yukarıda verilen denklem ile elde edilen sonuçtan daha düşük enerjili olması gerektiği belirtilmiştir [40]. Ağır çekirdeklerin proton yakalama reaksiyonları için (2-3 GK olan γ -proses sıcaklıklarında) Gamow piki 1-5 MeV aralığında iken,

alfa yakalama reaksiyonları için ise 5-13 MeV aralığındadır. Bu enerjilerdeki reaksiyon tesir kesitleri oldukça düşük değerler olup birçok reaksiyon için pikobarn mertebesindedir. Bu durum Gamow penceresindeki enerjilerde deneysel tesir kesiti ölçüm çalışmaları için güçlük oluşturmaktadır.

3.5. Ters Reaksiyonlar

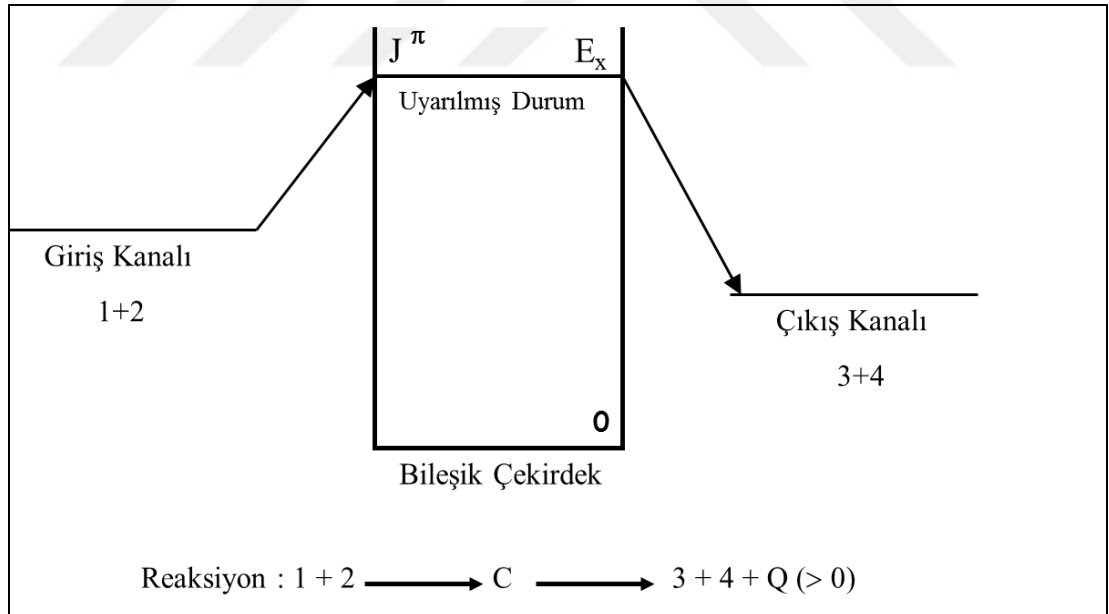
Yıldızlara ait reaksiyonlar düşük sıcaklıklarda endotermik olarak oluşur ve Q değeri sıfırdan büyüktür;

$$1+2 \rightarrow 3+4, \quad Q > 0 \quad (3.33)$$

Burada 1 ve 2 giriş, 3 ve 4 çıkış kanalındaki çekirdekleri ifade eder Şekil 3.3. Yüksek sıcaklıklarda reaksiyonlar oluşmaya başlar ve fotonların yoğunluğu artar;

$$3+4 \rightarrow 1+2, \quad Q < 0 \quad (3.34)$$

foton yayınlanma reaksiyonları, ağır çekirdekler hafif çekirdekleri meydana getirir.



Şekil 3.3. Birleşik çekirdek reaksiyonu ve E_x uyarılma enerjisi, J momentum ve π (J^π) pariteli uyarılmış çekirdeğin şematik gösterimi [40]

Şekil 3.3'de gösterilen nükleer reaksiyon tesir kesiti;

$$\sigma_{12} = \pi \hat{\lambda}_{12}^2 \frac{2J+1}{(2J_1+1)(2J_2+1)} (1+\delta_{12}) \left| \langle 3+4 | H_{II} | C \rangle \langle C | H_I | 1+2 \rangle \right|^2 \quad (3.35)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $\pi \lambda_{12}^2$ tesir kesitinin kuantum mekanik karakteri, $2J+1/(2J_1+1)(2J_2+1)$ istatistiksel faktör, $2J+1$ bileşik çekirdeğin J açısal momentumlu bir uyarılmış durum için toplam durum sayısı ve $(2J_1+1)(2J_2+1)$ giriş kanalındaki durum sayısıdır. $(1+\delta_{12})$ terimi ile 1 ve 2 parçacıkları özdeş olduğunda tesir kesiti 2 kat olur. Son terim çekirdek potansiyeline bağlıdır ve matris ise giriş ve çıkış kanalını ifade eder.

Tesir kesiti ters reaksiyon için;

$$\sigma_{34} = \pi \lambda_{34}^2 \frac{2J+1}{(2J_3+1)(2J_4+1)} (1+\delta_{34}) \left| \langle 1+2 | H_I | C \rangle \langle C | H_{II} | 3+4 \rangle \right|^2 \quad (3.36)$$

şeklinde olur. Burada matris elemanları denklem (3.36) ile aynı değildir. Genellikle reaksiyonun yönü ters döndüğünde nükleer reaksiyon kuralları aynı kalır. Bu, zaman-tersinir değişmezliği prensibi (the principle of time-reversal invariance) olarak bilinir [40]. Güçlü ve elektromanyetik etkileşimler içeren süreçler için, bu değişmezlik geçerli olup yapılan deneysel çalışmalarla desteklenmektedir. Tesir kesiti bu iki etkileşime bağlı olup iki tesir kesitinin oranı

$$\frac{\sigma_{12}}{\sigma_{34}} = \frac{m_3 m_4 E_{34} (2J_3+1)(2J_4+1)(1+\delta_{12})}{m_1 m_2 E_{12} (2J_1+1)(2J_2+1)(1+\delta_{34})} \quad (3.37)$$

şeklinde dir. Bu oranda λ_{12}^2 yerine $\hbar^2/(2\mu_{ik} E_{ik})$ yazılmıştır, μ_{ik} indirgenmiş kütle ve E_{ik} ise kütle merkezi enerjisidir. Bu oranda bileşik çekirdek ile ilgili bir parametre olmaması hesaplamalar için avantaj sağlamaktadır. Birçok sistem için bir yöndeki nükleer reaksiyon tesir kesitinin (σ_{12}) ölçülmesi daha kolaydır. Ölçülebilen tesir kesiti sonucu ile denklem (3.42) kullanılarak ters yöndeki tesir kesiti (σ_{34}) hesaplanabilmektedir.

Yukarıda belirttiğimiz reaksiyon için parçacık başına reaksiyon hızlarını denklem (2.5) kullanılarak

$$\langle \sigma v \rangle_{12} = \left(\frac{8}{\pi \mu_{12}} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma_{12} E_{12} \exp\left(-\frac{E_{12}}{kT}\right) dE_{12} \quad (3.38)$$

$$\langle \sigma v \rangle_{34} = \left(\frac{8}{\pi \mu_{34}} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} \sigma_{34} E_{34} \exp\left(-\frac{E_{34}}{kT}\right) dE_{34} \quad (3.39)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem (3.42) ve $E_{34} = E_{12} + Q$ ($Q > 0$) denklemi kullanılarak parçacık başına reaksiyon hızlarının oranı,

$$\frac{\langle \sigma v \rangle_{34}}{\langle \sigma v \rangle_{12}} = \frac{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)(1 + \delta_{34})}{(2J_3 + 1)(2J_4 + 1)(1 + \delta_{12})} \left(\frac{\mu_{12}}{\mu_{34}} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right) \quad (3.40)$$

bulunur. Yıldızsal ortamdaki toplam reaksiyon hızı ise

$$r = r_{12} - r_{34} = \frac{N_1 N_2}{1 + \delta_{12}} \langle \sigma v \rangle_{12} - \frac{N_3 N_4}{1 + \delta_{34}} \langle \sigma v \rangle_{34} \quad (3.41)$$

şeklindedir.

Yıldızlardaki nükleer reaksiyonlarda eğer çıkan parçacıklardan biri foton ise reaksiyon ışımali yakalama reaksiyonu olarak adlandırılır [40]. Örneğin,



reaksiyonu için ters reaksiyon



4. DENEYSEL YÖNTEM

Bu bölümde $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$ ve $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesiti ölçümlerini gerçekleştirebilmek için kullanılan deneysel cihazlar FN Tandem Hızlandırıcısı, gama sayım sistemi (HPGe dedektör) ile yapılan enerji kalibrasyonu, verim kalibrasyonu, pik alan hesabı, hedeflerin ve reaksiyonların özelliklerinden bahsedilecektir.

Aktivasyon metodu kullanılarak gerçekleştirilen bu ölçümlerin yapıldığı Notre Dame Üniversitesi (ABD) Nükleer Bilimler Laboratuvarı, Nükleer Fizik alanında yapılan düşük ve orta enerjilerdeki deneysel çalışmalar için aktif bir araştırma programı uygulamaktadır. Nükleer Astrofizik ve Yapı Enstitüsüne (ISNAP) bağlı Notre Dame Üniversitesi Nükleer Bilimler Laboratuvarının (NSL) [45] temel parçası, 11 MV hızlanma voltajına kadar çıkılabilen FN Tandem hızlandırıcısı ve proton iyon demeti SNICS' den oluşmaktadır.

4.1. FN Tandem Hızlandırıcısı

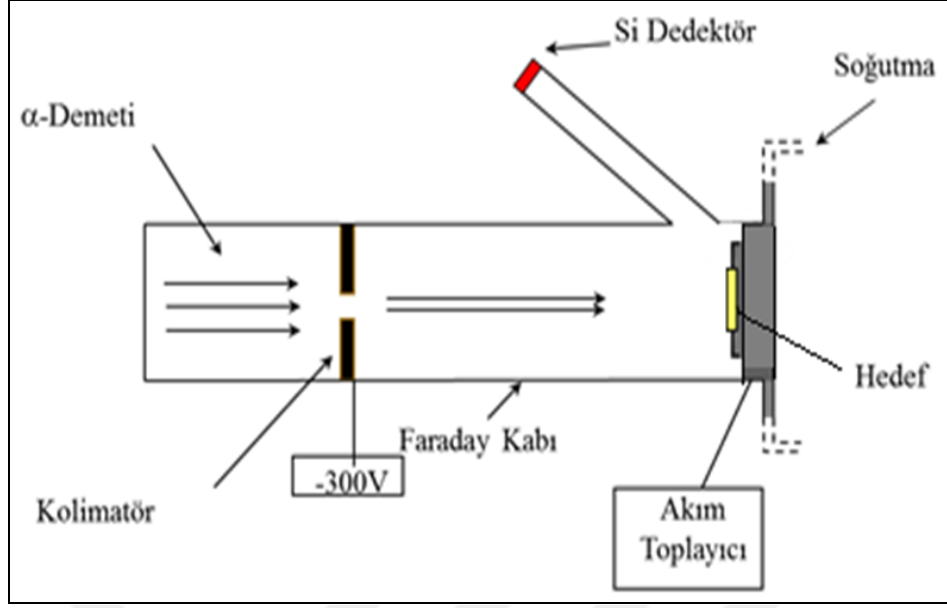
FN Tandem hızlandırıcı modelinin çalışma prensibi; Tandem basınç tankının içinde "terminal" olarak bilinen hızlandırıcının merkezine konulan bir elektrot, oldukça yüksek bir pozitif potansiyelle yüklenir. Tandem basınç tankının dışında, proton iyon kaynağı tarafından üretilen negatif yüklü iyon demeti vakum içinde terminale doğru taşınır. Demet terminale yaklaşırken V_0 terminal gerilimi tarafından $e.V_0$ kadarlık bir enerji kazanır. Demet, terminali barındıran bölgeye girdiği sırada demetteki iyonlardan elektron koparan oldukça ince bir karbon folyonun içinden geçer ve böylece pozitif yüklü demet haline dönüşür. Bu $n.e$ (n çekirdek başına elektron sayısı) yüklü pozitif iyonlar, $n.e.V_0$ kadarlık ikinci bir enerji artışı ile diğer kısma hızlandırılır. Demet yüksek gerilim altında yük değişimi işlemi ile toplam $(n+1).e.V_0$ kadarlık büyük bir enerji kazanarak hızlandırıcıdan çıkar. İyonlar hızlandırıcıyı terk ettikten sonra magnetler tarafından pek çok kez odaklanır ve daha sonra aktivasyon odacığındaki hedef maddeye yönlendirilir Şekil 4.1 aktivasyon süresince, hedefte ve kalınlığında bir değişim olup olmadığını gözlemek için, genellikle yüzey engelli bir Si dedektörü ile geri saçılma spektrumu (RBS) kaydedilir. Demet hattının

sonunda, hedefi geçen demeti durdurmak ve böylece hedef dışında gerçekleşen geri saçılan parçacıkların Si dedektöre ulaşmasını engellemek için karbon (C) disk kullanılabilir Şekil 4.3. Her bir aktivasyondan sonra, hedef daha düşük arkafonlu bir ortamdaki gama sayım sistemine taşınır. Genellikle gama sayımının yapıldığı odacık ve dedektör kristalinin etrafı pasif perdeleme olarak 10 cm kalınlığında kurşun bloklarla kalınlığında kurşun bloklarla çevrilir. Kurşundan dedektöre gelecek X-ışınları ve geri saçılan X-ışınlarının dedektöre ulaşmasını engellemek için kurşun blokların iç kısmı, 3 mm kalınlıkta bakır ile kaplanmıştır. Ek olarak kozmik ışınlardan gelen 511 keV enerjili gamaları ihmal etmek için gerekirse aktif perdeleme olarak plastik sintilatörler kullanılabilir. Hedefteki mevcut safsızlıklar, aktivasyon sonucu ürün çekirdeklerin yayınladıkları karakteristik gamalarından dolayı ayırt edilebildiklerinden, ilgilenilen gama enerjisi ile aynı enerjili gamaları yayınlamadıkları ve yüksek Kompton arkafonu oluşturmadıkları sürece sorun teşkil etmemektedir.



Şekil 4.1. FN Tandem hızlandırıcısının basınç tankı [45]

Hedef kalınlıklarını belirlemek için Rutherford Geri Saçılma Spektroskopisi (Rutherford Back Scattering, RBS) kullanıldı. Hedef odasında demet doğrultusuyla $\Theta = 135^\circ$ açılı yapan bir yüzey engelli parçacık dedektörü (Si(Li)) bulunmaktadır.



Şekil 4.2. Hedef odasının şematik gösterimi

RBS ölçümü için demet yönüyle 135° açı yapacak şekilde bir Si dedektörü yerleştirilmiştir. Bu dedektör kullanılarak bombardıman süresince hedeften geri saçılan alfa parçacıklarının spektrumları kaydedildi ve hedef kalınlıklarını belirlemede kullanıldı. RBS spektrumlarının analizi için hedef kalınlıkları % 5 hata ile elde edildi.

4.2. Gama Sayım Sistemi

Aktivasyon sürecini takibenoluşan gama ışınlarının aktivitelerinin ölçümü çoğunlukla HPGe yüksek saflıklı Ge dedektörleri ile gerçekleştirilir. HPGe dedektörleri yarı iletken detektörler olup, bu dedektörlerin saflık oranı ve direnci yüksek olduğundan ayırma gücü çok yüksektir. Çözme gücünün çok yüksek olması birbirine yakın gama piklerini ayırt edebilme açısından HPGe dedektörlerinin önemli bir avantajıdır. Diğer önemli bir avantajı ise saf germanyum dedektörlerine besleme gerilimi uygulanmadığında oda sıcaklığında tutulabilir olmasıdır. Dezavantajları ise çalışırken sıvı azot sıcaklığında tutma gereği ve düşük verim göstermesidir. Bu tiplerde ortalama verim %7, en iyilerinde %150 olmaktadır. Kaynaktan yayılan radyasyon enerjisi dedektörle etkileşme sonucu soğuyarak enerjisi ile orantılı akım darbesine dönüştürülür. Bu darbe ön yükselteçler ve yükselteçler yardımıyla voltaj darbe haline çevrilir ve yükseltildikten sonra çok kanallı analizöre gönderilir. Analizörde sayısal verilere çevrilen bu bilgiler bilgisayar ekranında spektrum olarak gözlenir.

Gama sayım sistemindeki her ünitenin işlevleri genel olarak kısaca tanımlanırsa,

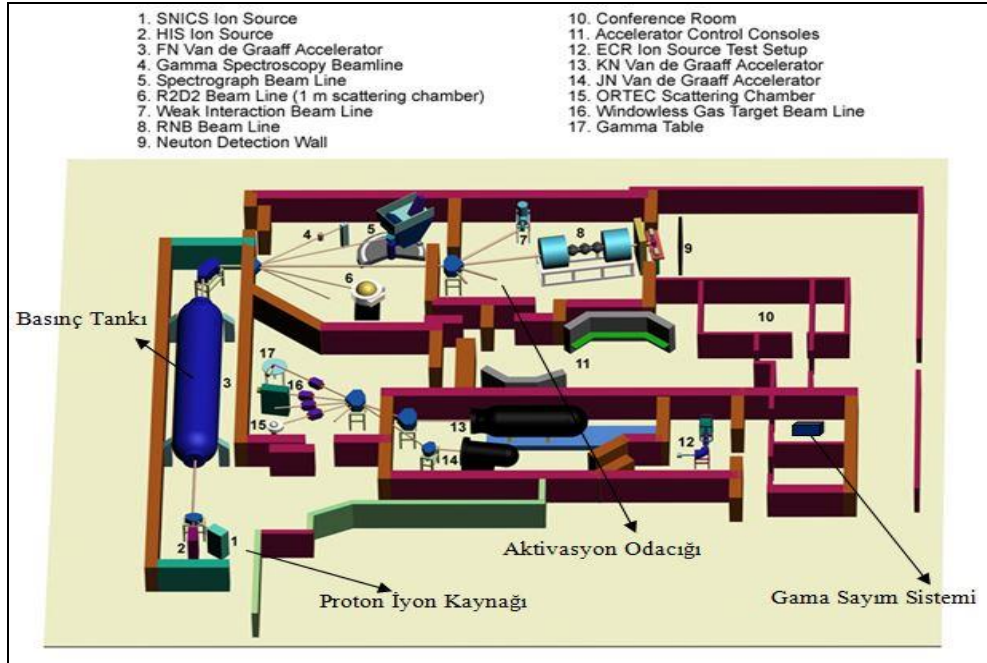
Yüksek voltaj ünitesi: HV güç kaynağının amacı dedektöre besleme gerilimini sağlamaktır. Çalışma sırasında güç kaynağı 2000-5000 V arasında kullanılır.

Ön yükselteç: Dedektörden gelen darbeleri depolanan enerji ile orantılı olarak voltaj sinyaline dönüştürür, şekillendirir ve büyütür.

Yükselteç: Ön yükselteçten gelen darbenin, darbe yüksekliği analizi yapılabilecek şekilde ayarlar. Gelen ve çıkan atmlar arasında doğrusal bir ilişki kullanarak sinyalleri büyütür.

Analog dijital çevirici: Spektroskopi yükseltecinden gelen sinyalleri genlikleri ile orantılı olarak sayısal sisteme dönüştürür.

Çok kanallı analizör: Çok kanallı analizörler darbe yüksekliğini ayarlayan cihazlardır. Darbeleri genliği ile orantılı olarak bir hafıza kanalına yerleştirir. Her kanal belirli enerjiye karşılık gelir ve sayım süresince gelen tüm darbelerin birikmesiyle belirli pikler oluşur.



Şekil 4.3. FN Tandem hızlandırıcısı ve laboratuvar planı [45]

Deneyin yapıldığı Notre Dame Üniversitesi Tandem hızlandırıcısının ve aktivasyon odasının yer aldığı laboratuvar planı Şekil 4.3’de gösterilmiştir.

4.3. Enerji Kalibrasyonu

Gama spektroskopi sisteminde ilgili gama pik analizlerinin yapılabilmesi için sistemde öncelikli olarak enerji kalibrasyonunun yapılması gereklidir. Deneysel bir çalışma için akla gelecek sorulardan biri deney esnasında hassas ve kesin ölçüm yapılıp yapılmadığıdır. Bu hususta dikkat edilmesi gereken önemli noktalardan biri ise çalışılan deneysel sistemlerin kalibrasyonlarının doğru olarak yapılmasıdır. Dedektörde sayım yapılırken çok kanallı analizöre gelen her puls, yüksekliklerine göre bir kanalda sayım olarak sayılırlar. Her kanal bir enerji değerine karşı gelir. Ancak puls yükseklikleri, fotoçoğaltıcı tübe uygulanan yüksek gerilim ve yükseltecin kazancı ile değişir. Bu değişim, bir kanala karşılık gelen enerji değerini değiştirmektedir. Bu nedenle, sistemde enerji kalibrasyonu yapmak bir zorunluluktur. Enerji kalibrasyonu için, enerjisi bilinen standart kaynaklar kullanılır. Kalibrasyon iki şekilde yapılabilir. Birinci yöntemde, yükseltecin kazancı herhangi bir değere ayarlanır. Daha sonra standart kaynaklar dedektör karşısına yerleştirilir ve bir süre sayım yapılır. Elde edilen spektrumda ilgili fotopik merkezlerinin kanal numaraları not edilir. Kanal numaralarına karşı gelen enerji değerleri birinci veya ikinci dereceden bir polinoma fit edilerek kalibrasyon yapılır. İkinci yöntemde ise, bir kanalın 1 keV' lik enerjiye karşılık geldiği kabul edilir. Enerjisi bilinen bir kaynak dedektör karşısına yerleştirilir ve sayım toplanmaya başlanır. Spektrum elde edilirken yükseltecin kazancının değiştirilmesi yoluyla fotopikin merkezi istenilen kanal numarasına getirilir ve böylece kalibrasyon yapılmış olur. Birçok durumdaenerjiyi kanalın lineer bir fonksiyonu olarak,

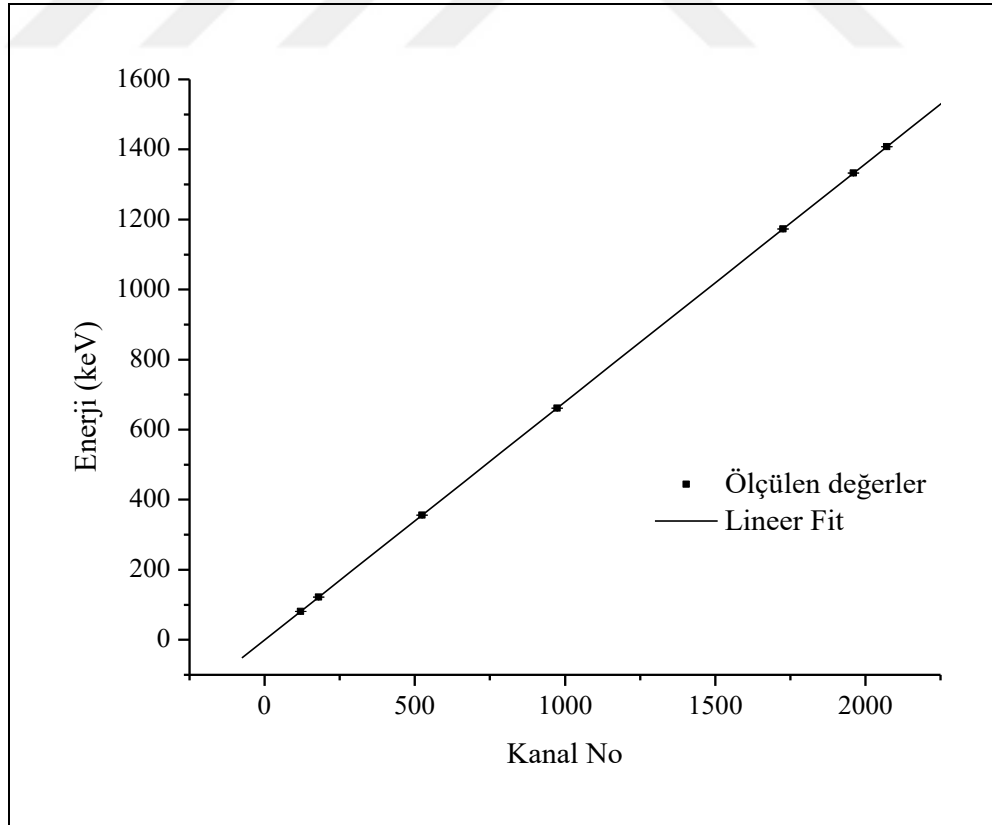
$$E= A + B.KN \quad (4.1)$$

göstermek yeterlidir. Burada E; keV cinsinden enerjiyi, KN ise kanal numarasını temsil etmektedir.Enerjisi bilinen piklerden A ve B parametreleri belirlenir. Enerji kalibrasyonu, her bir kanal sayısının hangi enerji değerine karşılık geldiğini tespiti ile olur. Bu nedenle en önemli nokta, standartların enerjilerinin duyarlı olarak tanımlanmasıdır. Kullanılan standart kaynaklar için enerji aralığı kalibrasyonu yapılacak spektrumun enerji aralığına göre seçilmelidir.

Tablo 4.1. Enerjisi bilinen kalibrasyon kaynakları [58,61]

Standart Kaynak	Enerji (keV)	Yayınlanma Olasılığı, I _γ , (%)	Yarı ömür
⁵⁷ Co	122,1 (3)	85,69 (13)	271,8 (9) gün
¹³⁹ Ce	165,9 (6)	79,9 (3)	137,6 (2) gün
²⁰³ Hg	279,20 (12)	81,6 (8)	46,62 (13) gün
¹¹³ Sn	391,7 (4)	64,89 (17)	115,1 (4) gün
⁸⁵ Sr	514,01 (22)	98,1 (1)	64,9 (4) gün
¹³⁴ Cs	604,7 (2)	97,6 (3)	754,3 (2) gün
¹³⁷ Cs	661,7 (3)	85,2 (2)	30,25 (11) yıl
⁵⁴ Mn	834,84 (6)	99,9 (2)	312,3 (4) gün
²² Na	1274,54 (7)	99,93 (2)	2,61 (2) yıl
⁸⁸ Y	1836,06 (13)	99,36 (5)	106,64 (25) gün
⁶⁰ Co	1173,24 (4)	99,89 (2)	5,27 (14) yıl
⁶⁰ Co	1332,5 (5)	99,98 (1)	5,27 (14) yıl

Spektrumdaki piklerin enerjilerinin değerlendirilme işlemi ⁶⁰Co, ¹³³Ba ve ¹³⁷Cs standart gama kaynaklarını kullanarak kalibre edilmiş HPGe dedektörüyle yapıldı. Bu kaynaklar bilinen enerjilerde ve dallanma oranlarında gama ışını üretirler [58].



Şekil 4.4. Standart kaynaklarla elde edilmiş enerji kalibrasyon grafiği

Kalibrasyon grafiği, enerjiye karşılık kanal numaralarını göstermektedir Şekil 4.4. Bu verilere lineer fit yapılarak çizilen grafikten sistemin kalibrasyon denklemi

$$E(\text{keV}) = 0,2237 (4 \times 10^{-4}) + 0,679731 (9 \times 10^{-6}) \cdot \text{KN} \quad (4.2)$$

elde edilmiştir.

4.4. Verim Kalibrasyonu ve Dedektör Veriminin Belirlenmesi

Sistemin verim kalibrasyonu için yapılacak öncelikli işlemlerden biri olarak dedektör veriminin belirlenmesi gerekir. Deneysel çalışmalarda önemli parametrelerden bir tanesi HPGe dedektörünün verimidir. Deneysel fizikte, verim genellikle bir aletin fiziksel bir niceliğe verdiği cevap ile gerçek değerine oranı olarak kullanılır. Gama spektrometresinde bu fiziksel nicelik, belirli bir enerjide fotonun yayım hızıdır. Aletin verdiği cevap ise cihazın sayım hızıdır. Fotopik verimi (ϵ), ilgilenen enerji aralığında spektrumda belirlenen pik alanı ile kaynaktan yayılan gama ışınlarının sayısı arasında ilişki kurar. Eğer dedektör her yüklü parçacığı etkin hacim içinde görüyorsa dedektör % 100 sayım verimine sahiptir. Sayım sisteminin toplam mutlak verimini ise kaynaktan yayılan gamaların (E), dedektör tarafından sayılan gamalara $R(E)$,

$$\epsilon(E) = \frac{n(E)}{R(E)} \quad (4.3)$$

oranı verir. Denklem (4.3)'de,

$n(E)$: fotopik altındaki 1 saniyede gelen sayım sayısı,

$R(E)$: kaynaktan 1 saniyede yayımlanan E enerjili fotonların sayısı olup, bu sayı;

$$R(E) = A \cdot P(E) \quad (4.4)$$

denklemi ile elde edilir. A ; kaynağın aktivitesi, $P(E)$; gama ışınlarının yayılma olasılığıdır. Bu verim belirli bir pikin analiz işlemi ve belirli bir kaynak dedektör geometrisi ile ilgilidir. Bazen verim, iki faktör olan dedektörün gördüğü etkin katı açısı (geometrik verim) ve dedektörün esas verimi (intrinsic) açısından incelenir. Verim (ϵ_0), kaynaktan yayılan gama ışınları sayısı ile spektrumda sayılan gama ışınlarının

sayısı arasında ilişki kurar. Bir pikteki elde edilen sayımların dedektör yüzeyine gelen aynı enerjili fotonların sayısına oranı olarak tanımlanır. Bu faktör kesin ölçüm geometrileri için kullanışlıdır. Esas verim genellikle gelen fotonun yön dağılımına bağlı olduğundan kullanımı uygun değildir. Esas (Intrinsic) verim; (ϵ_{int}), spektrumdaki sayımların ($N_{sayım}$), dedektöre gelen gama ışınlarının sayısına (N_γ)

$$\epsilon = \frac{N_{sayım}}{N_\gamma} \quad (4.5)$$

oranı olup Denklem (4.5) ile hesaplanır. Bu denklemdeki $N_{sayım}$ ve N_γ ifadelerine,

$$N_\gamma = A(t) (BR/100) \Delta t \quad N_{sayım} = Alan / LT \quad (4.6)$$

formüllerinden ulaşılmıştır. Alan, ilgili pik altındaki sayım sayısını ifade eder. Burada LT, kaybedilen sayımları hesaba katmak için gerekli bir parametredir. Herhangi bir t zamanındaki aktivite ise,

$$A(t) = A(t_0) \exp\left(-\frac{\ln 2(t - t_0)}{t_{1/2}}\right) \quad (4.7)$$

denklemden hesaplanır. Δt sayım yapılan süre, $A(t)$ kaynağın deneyin yapıldığı tarihteki aktivitesini göstermektedir $A(t_0)$ kaynağın başlangıçtaki aktivitesi, $t_{1/2}$ kaynağın yarılanma ömrü, t_0 aktivite başlangıç zamanıdır. BR ise ilgili gamanın dallanma oranıdır.

Bu çalışmada gama spektroskopisinde analiz programlarından TV analiz programı kullanılmıştır. Pik alan hesabını yapabilmek için TV analiz programında çalıştırmak üzere deneyde uygulanan her bir proton enerjisi için bombardıman ve sayım bilgilerinin dosyaları oluşturuldu. Bu dosyalar analiz programında açılarak her bir sayım için spektrumlarda ilgilenilen enerjilerdeki piklere bakıldı. Öncelikle bu pikler için bir enerji aralığı belirlendi. Daha sonra ilgili pikin sağından ve solundan toplamı bu enerji aralığı kadar olacak şekilde arkafon seçildi. Bu arkafon, seçilen aralıktan çıkarılarak pik altında kalan alan belirlendi.

Tam enerji pik verimi karışık bir şekilde foton enerjisine bağlıdır. Her bir fotonun, dedektör materyali boyunca izlediği yol takip edilir. Fotonlar, madde ile elektronlar,

pozitronlar ve ikincil fotonların (bremstrahlung, fuloresans ışınması, annihilation (yok olma) kuantalarını içeren) üretildiği fotoelektrik soğurulma, Compton saçılması veya çift oluşum ile etkileşir. Bu parçacıklar ile ikincil fotonların dedektör içinde izlediği yol takip edilir. Her bir etkileşme noktasında, mümkün her bir etkileşme tipi ve her bir saçılma açısının olasılığı, etkileşmenin sonucunu belirlemede kullanılır. Tüm olayların son aşamalarına kadar takip edilmesiyle tam bir spektral dağılım hesaplanabilir. Bu dağılım istatistiksel genişlemeyi veya dedektörü çevreleyen materyal tarafından dedektörün içine ve dışından saçılan radyasyonun etkilerini içermez. Herhangi bir enerji kaybedildiği an takip etme işlemi durdurularak sadece tam enerji piki elde edilir.

Dedektör veriminin kalibrasyon kaynaklarıyla deneysel olarak belirlenmesi hesaplamalardan genellikle daha kolay ve daha kesindir. Dedektörün etkin hacmine gelen yüklü parçacıkların (alfa, beta, proton vs.) tümü dedektör tarafından görülürse, dedektör %100'lük bir verimle sayım yapar. Diğer taraftan gama ışınları gibi yüksüz radyasyonlar, dedektör içerisinde pek çok etkileşmeye maruz kalır. Gama ışınlarının bu etkileşmeler arasında uzun mesafeler alması, gama ışını dedektörlerinin % 100'den daha az verimle çalışmasına neden olmaktadır. Bu durumda dedektöre gelen fotonların sayısı ile sayılan pulsların sayısı arasında ilişki kurmak için özel bir dedektör verim grafiği oluşturmak gerekmektedir.

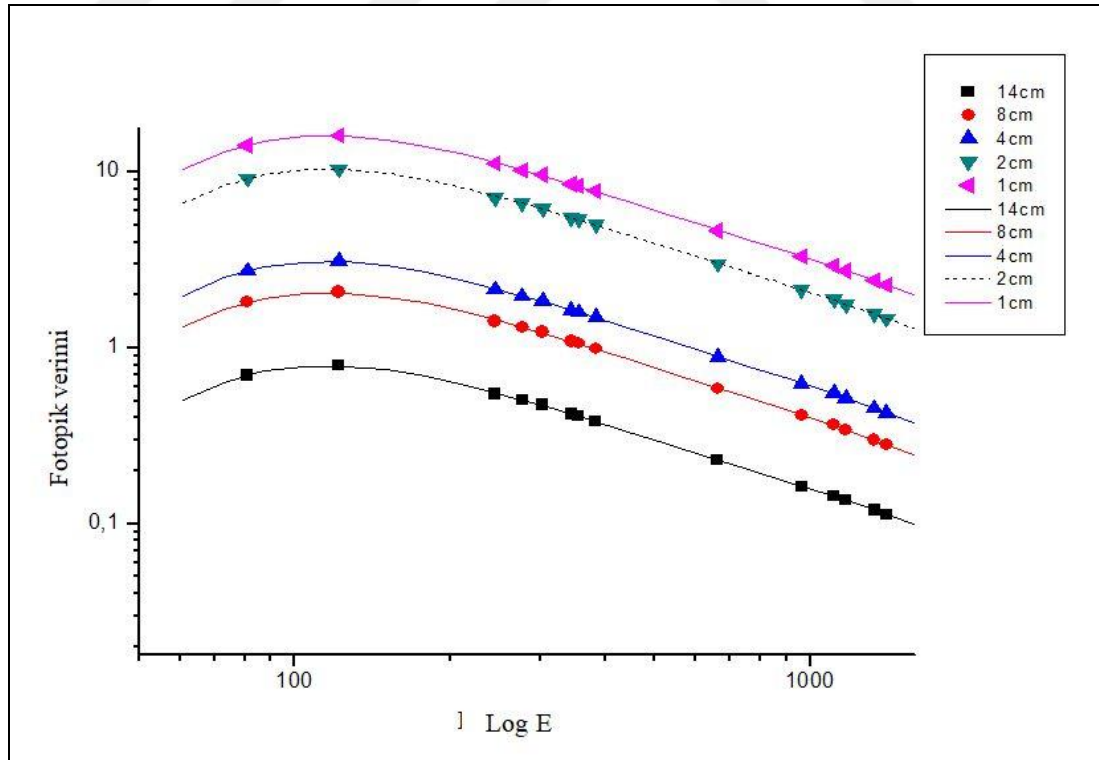
Doğru ve duyarlı tesir kesitleri ölçümü için dedektör veriminin belirlenmesi oldukça önemlidir. Reaksiyon ürünlerinin bozunumu genellikle çoklu gama geçişlerini içerdiğinden yakın geometride çakışma etkileri önemli olabilir. Bu herhangi çoklu geçişe sahip kalibrasyon kaynaklarını da kapsar.

Bu çalışmada, dedektör verimi dedektörün yüzeyinden 1, 2, 4, 8 ve 14 cm uzaklıklarda ölçüldü. 14 cm uzaktaki geometride çakışma etkileri ihmal edilebilmektedir. Aktivitesi bilinen üç kaynak ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ve aktivitesi bilinmeyen bir kaynak ^{152}Eu kullanıldı. Aynı zamanda, rölatif verim metodu kullanılarak çok enerjili ^{152}Eu kaynağı ile verim kalibrasyonu yapıldı. Bu metoda göre, aktivitesi bilinmeyen çok enerjili ^{152}Eu kaynağı ile rölatif verim değerleri (her bir pikin altındaki sayım değerinin 122 keV pikinin altındaki sayım değerlerine oranı) bulundu. Aktivitesi bilinen tek enerjili ^{137}Cs kaynağı ve diğer kaynakların 14

cm 'deki verim değerleri bulundu. Aktivitesi bilinmeyen çok enerjili ^{152}Eu kaynağı kullanılarak verim değerleri, aktivitesi bilinen ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{133}Ba kaynaklarının verim değerine göre eğrinin üstüne kaydırılarak (kullanılan kaynaklar için verim değerlerine lineer fit yapılarak) verim kalibrasyon eğrisi elde edildi. Bu yöntemde 14 cm'de toplam çakışma etkisinin olmadığı varsayılır ve deneyin yapıldığı en yüksek demet enerjisinden önce uzak daha sonra ölçümlerin yapılacağı yakın geometride (piklerin daha rahat görülebilmesi için) sayılır. Bu eğri 4.dereceden polinoma fit edilerek rölatif verim kalibrasyon denklemi elde edildi.

Tablo 4.2. Analizlerde kullanılan gama enerjileri ve 14 cm için elde edilen verim değerleri

E (keV)	Log E	ϵ	Log ϵ	ϵ (%)	I γ (%)
158,56	2,20	0,741	-0,131	0,0074	85,9
497,31	2,70	0,299	-0,524	0,0029	97,9
887,57	2,95	0,177	-0,752	0,0017	17
931,84	2,97	0,170	-0,772	0,0016	24,8
1293,55	3,11	0,123	-0,910	0,0012	85
1299,92	3,11	0,123	-0,912	0,0012	98,7
2225,19	3,35	0,062	-1,209	0,0006	14,6



Şekil 4.5. HPGe dedektörü ile 1 cm, 2 cm, 4 cm, 8 cm ve 14 cm uzaklıkta elde edilen verim eğrileri

Elde edilen verim denklemi kullanılarak $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ ve $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyonu için ilgilenilen pik enerjilerinin verim değerlerine ulaşıldı.

1cm, 4 cm ve 14 cm uzaklıklarda elde edilen fotopik verimi;

$$\epsilon_{1\text{cm}} = -45,2447 + 70,0343 \log E - 38,8933 \log E^2 + 9,4619 \log E^3 - 0,86187 \log E^4 \quad (4.8)$$

$$\epsilon_{4\text{cm}} = -45,7262 + 70,0344 \log E - 38,8934 \log E^2 + 9,4619 \log E^3 - 0,8619 \log E^4 \quad (4.9)$$

$$\epsilon_{14\text{cm}} = -46,5227 + 70,0344 \log E - 38,8934 \log E^2 + 9,4619 \log E^3 - 0,8619 \log E^4 \quad (4.10)$$

ifadeleri ile verilmiştir. Burada log E spektrumda ilgili pikin enerjisinin logaritmik olarak değeri, ϵ ilgilenen pikin logaritmik verim değerini göstermektedir.

4.5. Sn Hedeflerinin ve İlgili Reaksiyonların Özellikleri

Hedef malzeme hazırlanması için birçok yöntem bulunmakla birlikte en sık kullanılan yöntemler; buharlaştırma ile kaplama ve (rolling) folyo ile hedef hazırlanmasıdır. Folyo tekniğinde hedefler kalın olmakla birlikte (1-3 mg/cm²), kalınlığından dolayı enerji kaybıyla ilgili gerekli düzeltmeler yapılabilmektedir. Buharlaştırma ile hedef hazırlanmasında aynı anda birden fazla hedef hazırlanabilmektedir. Homojen hedefler hazırlanabilmesi için hedef ile materyal arasındaki uzaklığın artırılması gerekir. Ancak bu durumda çok fazla miktarda materyal gerekmektedir. Doğal metaryellerle yapılan hedeflerde materyal maliyeti çok yüksek olmadığı için homojen hedef hazırlamak daha ucuz ve kolaydır. Ancak zenginleştirilmiş izotopların maliyetleri çok yüksektir. Bu maliyet izotopun doğal bolluğu azaldıkça artmaktadır. Bu durum zenginleştirilmiş izotoplar kullanılarak hazırlanacak hedefleri yapmadan önce; aynı elementin doğalıyla birçok deneme yapılmasını ve en iyi yöntemin belirlenmesini gerektirir. Tablo 4.3'de bu çalışmada kullanılacak ^{114}Sn , ^{115}Sn ve ^{116}Sn hedeflerinin izotop dağılımını göstermektedir. Zenginleştirilmiş hedefler içinde diğer izotopların katkıları da tabloda listelenmiştir.

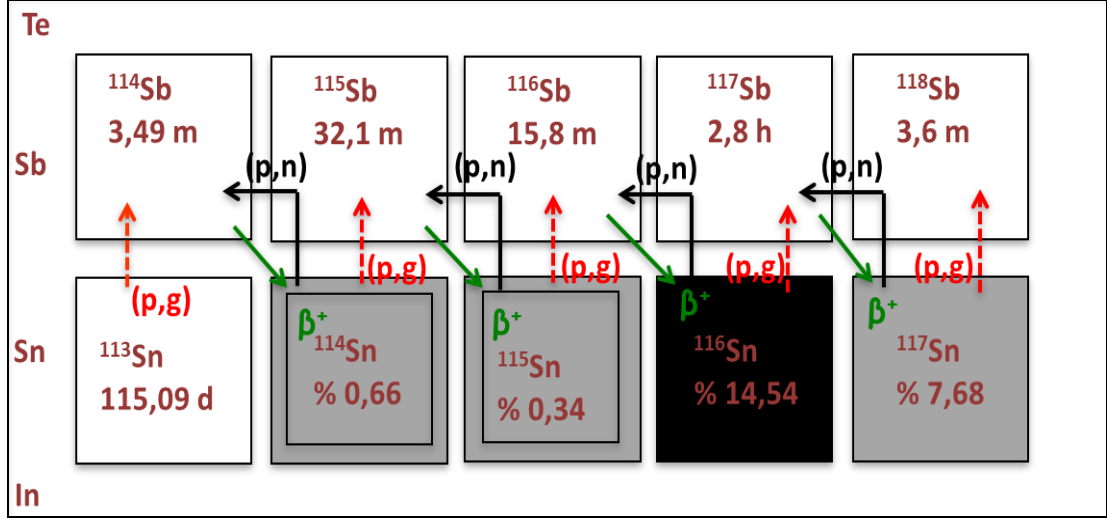
^{114}Sn izotopu ile yapılan çalışmalarda % 71,1 oranında, ^{115}Sn izotopu ile yapılan çalışmalarda % 51,2 ve % 13,9 oranında, ^{116}Sn izotopu ile yapılan çalışmalarda % 92,8 oranında oranında zenginleştirilmiş hedefler ile proton yakalama reaksiyon tesir kesit ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Örnek olarak, $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$ proton yakalama

reaksiyonunu incelersek Şekil 4.7’de çift kutu; p çekirdeklerini, içi boyalı çekirdekler ise kararlı izotopları ifade etmektedir. Bu tez çalışmasında, ^{114}Sn izotopunun proton yakalaması, Şekil 4.7’de görüleceği gibi kararsız ^{115}Sb izotopunu oluşturur. Oluşan reaksiyon ürünü ^{115}Sb izotopu 32,1 dakika yarı ömürle, ^{115}Sn kararlı izotopuna β^+ bozunumu yaparak dönüşür ve içerisinde en yüksek yayınlanma

Tablo 4.3. Kullanılan zenginleştirilmiş hedef izotoplar ve diğer izotopik katkılar [47]

Sn-114 Hedefinin İzotopik Katkıları									
112	Sn114	115	116	117	118	119	120	122	124
0,27	%71,1	0,77	10,23	2,45	6,3	1,78	5,89	0,6	0,61
Sn-114 Hedefinin İzotopik Katkıları									
112	Sn114	115	116	117	118	119	120	122	124
0,89	%61,23	1,81	13,3	3,94	8,17	2,21	6,73	0,84	0,87
Sn-115 Hedefinin İzotopik Katkıları									
112	114	Sn115	116	117	118	119	120	122	124
0,1	1,46	%51,2	24,36	5,37	7,36	1,94	6,68	0,74	0,79
Sn-115 Hedefinin İzotopik Katkıları									
112	114	Sn115	116	117	118	119	120	122	124
0,6	2,4	%13,9	61,7	6,5	7,2	1,6	4,6	0,2	0,8
Sn-116 Hedefinin İzotopik Katkıları									
112	114	115	Sn116	117	118	119	120	122	124
0,1'den az		0,2	%92,8	3,7	2,5	0,2	0,6	0,1'den az	

olasılığına % 97,9 sahip gama enerjisi 497,31 keV olup, (p, γ) reaksiyon tesir kesiti hesabı için bu pik kullanılarak analiz yapılmıştır. Bu doktora tez çalışması; şimdiye kadar yapılan nükleer reaksiyonlardan farklı ve özgün kılan bir çalışmayı ve incelemeyi de beraberinde getirir. Burada $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$ ile $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ reaksiyonu sonucu oluşan izotop ile benzer şekilde $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ ile $^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu sonucu oluşan izotopların aynı reaksiyon ürünleri olduğundan, özellikle yüksek enerjilerde (p,n) kanalı açıldıktan sonra bozunma sonucu yayınlanan gamalar aynıdır.



Şekil 4.6. ^{114}Sn izotopunun proton yakalama reaksiyonlarını ve reaksiyon ürünlerinin kararlı bir çekirdeğe ulaşana kadar β^+ bozunumlarını gösteren izotop tablosunun ilgili kısmı [47]

Burada $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$ reaksiyonu sonucu oluşan izotop da hesaba katıldığında hedefin içinde ^{115}Sn miktarında bir artış olacaktır. Özellikle yüksek enerjilerde (p,n) kanalı açıldıktan sonra tesir kesitinde ani bir artış söz konusu olduğundan katkı olan diğer izotoplardan gelen gamalara da dikkat edilerek düzeltme yapılmalıdır. Ayrıca (p, γ) reaksiyonu ile birlikte (p,n) reaksiyonu da radyoaktif olan ^{114}Sb izotopunu oluşturacağından, (p,n) kanalı açıldıktan sonra $^{114}\text{Sn}(p,n)^{114}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitleri de aktivasyon metodu ile ölçülmüştür. Bu reaksiyon sonucunda oluşan ürün çekirdekler ve bozunum parametreleri Tablo 4.4'de görülmektedir. (p,n) tesir kesit hesaplamalarında kullanılan, yayınlanma olasılığı en yüksek olan gamaların enerji değeri 1299,92 keV olup yayınlanma olasılığı ile birlikte bu tabloda listelenmiştir. $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$ ve $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ reaksiyon ürünlerinden gelen bu iki gama birbirine yakın enerji değerine sahip olmasına rağmen, gama spektrumunda enerji pikleri ayırt edilebilmektedir.

Hedef, FN Tandem hızlandırıcısı tarafından hızlandırılan proton 0,5 MeV'lik enerji artışları ile 2,5 MeV 8,5 MeV aralığında bombardıman edilmiştir. Işınlanma süresi yeterli aktiviteyi elde etmek için tesir kesiti ve yarı ömüre bağlı olarak farklı sürelerde seçilerek ve demet akımı 50 nA ile 250 nA arasında değerler almıştır. Ürün radyoaktivitenin ölçülmesi; her bir bombardıman işleminden sonra radyoaktif hedef, ayrı düşük arka fonlu bir bölgeye alınarak, gama aktivitesini ölçmek için Ge dedektörünün önüne belirli uzaklıklarda 1 cm, 2 cm, 4 cm, 8 cm, 14 cm

yerleştirilmiştir. Arkafon radyasyonunu azaltmak, enerji çözünürlüğünü ve dedeksiyon verimini arttırmak için ise Bakır levhalarla ve Kurşun bloklarla perdeleme yapılmıştır.

Doğal Sn elementinde ^{114}Sn izotopunun bulunma yüzdesinin çok düşük olması nedeniyle (^{114}Sn -%0,66, ^{115}Sn -%0,34, ^{116}Sn -%14,54) deneyimizde zenginleştirilmiş Sn (^{114}Sn -%71,1, ^{115}Sn -%51,2, ^{116}Sn -%92,8) izotoplarından üretilen hedefler kullanılmıştır.

Hedefler ince bir folyo şeklinde Argonne National Laboratuvarında [48] (rolling method) presleme veya bir C altlık üstüne (evaporation) buharlaştırma yöntemi ile oluşturularak kullanıldı. Bu çalışmada kullanılan ^{114}Sn , ^{115}Sn ve ^{116}Sn zenginleştirilmiş izotopları TÜBİTAK projesi kapsamında alınmıştır. Bu çalışmada ^{114}Sn , ^{115}Sn ve ^{116}Sn izotoplarının proton yakalama tesir kesiti ölçümleri aktivasyon metodu ile gerçekleştirilmiştir. Deneylerin belli bir kısmı Notre Dame Üniversitesinde gerçekleştirilmiş olup, deneysel verilerin analizleri Kocaeli Üniversitesinde yapılmıştır. Elde edilen deneysel sonuçlar mevcut teorik hesaplamalarla karşılaştırılmıştır. Deney verileri kullanılarak analiz programına uygun formata dönüştürülerek, enerji ve verim kalibrasyonları yapılmıştır. Ayrıca kütle spektrometresi; bir elementin çeşitli izotoplarının bağıl bolluklarını ölçme olanağı sağlar. Bir yarıktan geçen akımı ölçerek elektrik alan ve manyetik alanı değiştirerek kütle aralığı taranır ve kütle birimine karşılık pozitif iyon akımı grafiği oluşturulur. Bu nedenle grafikte elde edilen piklerin bağıl alanlarından ilgili elementin kararlı izotoplarının bolluk oranları saptanabilir.

Tablo 4.4'de görüldüğü gibi tipik doğal element, bu on izotopun karışımından oluşmaktadır. Bu izotopların ölçülen kütlelerinin bolluklarıyla ağırlıklı ortalamalarını alarak periyodik cetvelde Kalay elementinin ortalama kütlesi $M_{\text{Sn}} = 117,96$ akb olarak hesaplanmıştır. Bu değer periyodik cetvelde verilen atom kütlelerine eşittir. Yapılan ölçümlerle elde edilen çok miktardaki veriler analiz programları için uygun formata dönüştürülmüştür.

Tablo 4.4. Kalay elementi içinde izotopların atomik kütle değerleri, bulunma yüzdeleri [47]

İzotop	Atom kütlesi (akb)	Yayınlanma Olasılığı, I _γ (%)
¹¹² Sn	111,90578671	0,97
¹¹⁴ Sn	113,90324921	0,66
¹¹⁵ Sn	114,90325472	0,34
¹¹⁶ Sn	115,90234789	14,54
¹¹⁷ Sn	116,90345652	7,68
¹¹⁸ Sn	117,90732456	24,22
¹¹⁹ Sn	118,90334254	8,59
¹²⁰ Sn	119,90223458	32,58
¹²² Sn	121,90389323	4,63
¹²⁴ Sn	123,90589356	5,79

Tablo 4.5. ¹¹⁴Sn, ¹¹⁵Sn ve ¹¹⁶Sn izotoplarıyla yapılan reaksiyon analizi için kullanılan gama enerjileri ve ilgili bozunma parametreleri [47]

İzotop	Reaksiyon	Eşik Enerjisi (MeV)	Yarı ömür	γ-enerjisi (keV)	Yayınlanma olasılığı (%)
¹¹⁴ Sn	(p,γ)	–	32,1 ± 0,3 dak	497,31 ± 0,08	97,9 ± 0,7
¹¹⁴ Sn	(p,n)	6,72	3,49 ± 0,03 dak	1299,92 ± 0,07	98,7±0,6
¹¹⁵ Sn	(p,γ)	–	15,8 ± 0,8 dak	1293,55 ± 0,15	85± 6
¹¹⁵ Sn	(p,n)	3,85	32,1 ± 0,3 dak	497,31 ± 0,08	97,9 ± 0,7
¹¹⁶ Sn	(p,γ)	–	2,8 ± 0,1 sa	158,56± 0,02	85,9±3
¹¹⁶ Sn	(p,n)	5,54	2,8 ± 0,1 sa	1293,55 ± 0,15	85± 6

5. AKTİVASYON METODU

İnce hedef kullanılan deneylerde çoğu parametrelerin kalınlığa bağlı değişimi ihmal edilse de, gelen parçacık hedef içerisinde ilerlerken enerjisinde bir azalma söz konusu olur. Reaksiyon tesir kesiti enerjinin bir fonksiyonu olduğundan, ölçülen tesir kesitlerine karşılık gelen enerjilerinin (etkin enerji) en doğru değerlerinin belirlenmesi gerekmektedir. Bunun için ileriki bölümde etkin enerji hesabından ve değerlerinden bahsedilecektir.

5.1. Aktivasyon Metodu

P çekirdek sentezinde foto-etkilemeli reaksiyonlar (γ -prosesi) önemli rol oynamaktadır. Fakat laboratuvarında ölçülen reaksiyon hızı ile yıldız plazmasındaki gerçek değeri (yıldız zenginleştirme etkisi, SEF) arasındaki büyük farktan dolayı, deneysel foto-etkilemeli reaksiyon tesir kesit değerleri çekirdek sentezi modellerinde direk olarak kullanılamaz. Foto-etkilemeli reaksiyon hızları denge teoremi kullanılarak parçacık yakalama reaksiyon hızlarından hesaplanabildiğinden ve parçacık yakalama reaksiyonları durumunda yıldız zenginleştirme etkisi daha az etkili olduğundan, p-prosesi ile ilgili reaksiyonların incelenmesinde ışımali parçacık yakalama reaksiyon tesir kesit ölçümleri, alternatif bir yoldur. Oluşturulan aktivitenin demet hattında değil de, daha düşük arkafona sahip farklı bir ortamda hazırlanan gama sayım düzeneğinde sayılabiliyor olması aktivasyon metodunun diğer metotlara göre Gamow enerji aralığında düşük tesir kesit değerlerinin ölçülebilmesi açısından bir avantaj sağlamaktadır. Ayrıca, deney sonucunda oluşan düşük arkafondan dolayı aktivasyon metodu çok saf olmayan hedeflerle ve hatta doğal elementlerden hazırlanan hedeflerle ilgili tesir kesiti ölçümlerine imkan vermektedir. Nükleer astrofizikte genellikle milibarndan daha düşük tesir kesit ölçümlerinin yapılması gerektiğinden, demet tarafından ölçüm anında (örneğin, düşük Z'li hedef malzemelerden dolayı) oluşan arkafon, ilgilenilen tesir kesit ölçümlerini engelleyebilir. Ayrıca bombardıman anında oluşan bileşik çekirdek nükleer enerji seviye yoğunluğunun oldukça yüksek olduğu seviyelere uyarıldığından birçok geçişin mümkün olduğu oldukça karmaşık bir bozunum şemasına sahip olacaktır.

Tüm bu geçişlerin dedekte edilmesi ve açısal dağılımlarının belirlenmesi ekstra deneysel çalışmalar gerektirmektedir. Bu sorunlar nispeten 4π toplam ölçümleri ile azaltılmış olsa da şu ana kadar yüksek kütle bölgesinde demet hattında yapılan γ -spektroskopi ölçümleri yoktur.

Ölçülen reaksiyon hızları ile yıldız plazmasındaki gerçek değeri yıldız zenginleştirme faktörü, (stellar enhancement effect) arasındaki büyük farktan dolayı, deneysel foto-etkilemeli reaksiyon tesir kesit değerleri çekirdek sentezi modellerinde direk olarak kullanılamaz [49]. Yıldız zenginleştirme faktörü (SEF) f , yıldız ortamının reaksiyon hızının (r^*) ve taban durumundan elde edilen laboratuvar tesir kesitinden elde edilen reaksiyon hızına (r^{lab}) oranıdır. r^{lab} , $r^{\text{g.s.}}$ olarak da belirtilir. Çünkü aynı zamanda tüm deneyler için taban durumundaki hedef çekirdeğin reaksiyon hızı anlamına gelir. Yıldız zenginleştirme faktörü (SEF), sıcak plazma ortamında hedef çekirdeğin uyarılmış seviyelerin ısısal etkisinin bir ölçüsüdür. Ölçülen reaksiyon hızları aynı zamanda tesir kesiti ile ilişkilendirilebildiğinden; network hesaplarında, laboratuvar ortamında ölçülen tesir kesiti, taban durumu seviyenin tesir kesitini oluştururken, yıldızsal ortamdaki tesir kesiti ise uyarılmış seviyelerin tesir kesitlerini de sıcaklık faktörünü de hesaba katarak dikkate alır. Network hesaplarında tesir kesiti sadece enerjinin bir fonksiyonu olarak değil, sıcaklığın etkisini de dikkate alır.

Yıldız zenginleştirme faktörü, yaklaşık olarak 1 değerini aldığında deneysel tesir kesiti teorik tesir kesiti ile aynı olduğu kabul edilebilir ve network hesaplarında en büyük etkiyi çekirdeğin taban durum tesir kesiti oluştururken bu faktör 1'den farklı değer aldığında çekirdeğin uyarılmış seviyeleri baskın hale gelir. Reaksiyon enerji değeri olan Q , endotermik ve egzotermik reaksiyonlar için seviye yoğunluklarını da etkiler. Dolayısıyla yıldız zenginleştirme faktörü (SEF), reaksiyonun türüne yani egzotermik ve endotermik reaksiyon olmasına bağlı olarak değişir. $Q > 0$ olduğu durumda SEF küçük değerler aldığından (~ 1) çekirdeğin taban durumu baskın olur. Bu durumda tesir kesitini yani reaksiyon hızını hesaplamak için, ters reaksiyonlarla değil yüklü parçacık yakalama reaksiyonları çalışmak büyük kolaylık sağlayacaktır. Reaksiyon $Q > 0$ olduğu durum için $SEF_{\text{düz}} < SEF_{\text{ters}}$ olması nedeniyle ölçülen laboratuvar tesir kesiti değerleri yıldızsal ortamı en doğru şekilde temsil eder. Dolayısıyla SEF değerinin küçük olması (~ 1), tesir kesiti değerinin en doğru değerinin belirlenmesi açısından avantajdır. Toplam reaksiyon hızını hesaplamak için

reaksiyon mekanizmasına katılan bütün önemli süreçler dikkate alınmalıdır. Yüklü-parçacık reaksiyonlarında deneysel ölçümler genellikle bir minimum limit enerjisine kadar yapılabilir. Düşük enerjilerdeki direkt ölçümler ise mevcut deneysel tekniklerle imkansız olmasa da çok zordur. Bu durumda nükleer yapı çalışmalarıyla dolaylı olarak incelenmelidir. Tesir kesitini düşük enerjilerde belirleyebilmek için daha yüksek enerjilerdeki ölçümlerden ekstrapole edilebilir. Nötron etkimeli reaksiyonlarda ise Coulomb engeli olmadığı için deneysel olarak herhangi bir minimum limit enerjisi sınırı bulunmaz. Bu yüzden tesir kesiti kuramsal olarak efektif yıldızsal enerjilere kadar ölçülebilir. Aktivasyon metodunda amaç, tesir kesitini hesaplayabilmektir. Tek bozunumlu reaksiyonlar için aktivasyon süresince üretilen çekirdeklerin sayısını bulmak denklemlerle daha kolay elde edilirken iki veya daha fazla bozunum yaparak aktive edilen çekirdeklerin bozunumu sonucu oluşan çekirdeklerin sayısı daha karmaşık ve uzun olmasına rağmen yine benzer yöntemlerle elde edilir. Belli bir yanma sürecindeki çekirdek sentezinde çok sayıda reaksiyonla (silisyum yanmasında birkaçyüz, p proseste ise binlerce) ilgili bilgiye ihtiyaç vardır. Bu reaksiyonların büyük bir çoğunluğu ise kararlı olmayan hedef çekirdek gerektirmektedir. Bütün bu reaksiyonların deneysel olarak gerçekleştirilmesi çok zordur. Bu nedenle gerekli tesir kesiti değerleri teorik modeller kullanılarak hesaplanmaktadır. Bu modeller arasında enbaşarılı olanlarından biri Hauser-Feshbach istatistiksel modelidir. Hauser-Feshbach formülündeki tüm parametreler (geçiş katsayıları ve düzey yoğunlukları) eğer tam olarak biliniyorsa, tesir kesiti doğru bir şekilde hesaplanabilir. Ancak gerçekte ölçülemeyen reaksiyonların sayısı çok fazladır ve bu nedenle lokal parametreler yerine global parametrelerle istenen tesir kesitinin hesaplanması daha önemlidir.

Parçacık yakalama tesir kesiti ölçümleri için klasik metot, demet hattında yapılan γ -spektroskopi ölçümleridir. Fakat ilgilenilen enerji ve kütle aralığında, demet hattında yapılan ölçümlerde belli zorluklar mevcuttur. Nükleer astrofizikte genellikle milibarndan daha düşük tesir kesit ölçümlerinin yapılması gerektiğinden, demet tarafından ölçüm anında (örneğin, düşük Z'li hedef malzemelerden dolayı) oluşan arkafon, ilgilenilen tesir kesit ölçümlerini engelleyebilir, Ayrıca bombardıman anında oluşan bileşik çekirdek nükleer enerji seviye yoğunluğunun oldukça yüksek olduğu seviyelere uyarıldığından birçok geçişin mümkün olduğu oldukça karmaşık

bir bozunum şemasına sahip olacaktır. Tüm bu geçişlerin dedekte edilmesi ve açısal dağılımlarının belirlenmesi ekstra deneysel çalışmalar gerektirmektedir, Bu sorunlar nispeten 4π toplam ölçümleri ile azaltılmış olsa da şu ana kadar yüksek kütle bölgesinde demet hattında yapılan γ -spektroskopi ölçümleri yoktur, Bu tür problemlerin çoğu aktivasyon metodu ile önlenabilir, Oluşturulan aktivitenin demet hattında değil de, daha düşük arkafona sahip farklı bir ortamda hazırlanan gama sayım düzeneğinde sayılabiliyor olması aktivasyon metodunun diğer metotlara göre Gamow enerji aralığında düşük tesir kesit değerlerinin ölçülebilmesi açısından bir avantaj sağlamaktadır.

Aktivasyon metodunun, p-prosesi ile ilgili tesir kesit ölçümlerinde oldukça kullanışlı ve başarılı bir yöntem olduğu yapılan birçok çalışma ile ispatlanmıştır. Şimdiye kadar yapılan yüklü parçacık yakalama reaksiyon tesir kesiti ölçüm çalışmalarının çoğu aktivasyon metodu ile gerçekleştirilmiştir. Aktivasyon tekniği, temelde kararlı durumdaki bir hedefin ilgilenilen parçacık demeti ile bombardıman edilmesi ile oluşan gamaların yarı iletken dedektörlerle ölçülmesine dayanır. Parçacık yakalama tesir kesit ölçümleri için, reaksiyon ürünlerinin yarı-ömürleri dakika ve gün mertebelerinde ise aktivasyon metodu kullanılabilir. Aktivasyon metodu kullanarak, (p,γ) , (p,n) , (p,α) , (α,γ) , (α,p) ve (α,n) gibi yüklü parçacık yakalama reaksiyonlarının σ tesir kesitleri hesaplanır.

Radyoaktif bir maddenin içerdiği radyonüklidlerin çekirdeğinin parçalanması tesadüfidir. Herhangi birinin ne zaman parçalanacağı bilinmez. Ancak, bir radyonüklidin zaman biriminde parçalanma olasılığı (bozunum sabiti λ) bellidir. Her radyonüklidin kendine ait bir bozunum sabiti vardır, Maddeyi oluşturan aynı cins radyonüklit topluluğu içerisinde bazıları hemen, bazıları uzun bir süre sonra bozunabilir. Eğer, bir milyon radyoaktif atom varsa her birinin çekirdeği milyonda bir bozunum ihtimali dolayısıyla her saniyede yaklaşık biri bozunacak, sonraki saniyede belki hiçbiri, daha sonra belki iki ya da üç atom bozunabilecektir. Bu nedenle belirli bir zaman aralığında bozunmaya uğrayan radyoaktif atom sayısı istatistiksel bir dağılım göstermektedir ve radyoaktif bozunum hızı veya radyoaktivitenin zamanla değişimi olasılık yasalarıyla hesaplanabilmektedir. Bir radyoaktif örnekte, verilen bir dt zaman aralığında bozunan çekirdek sayısı dN, t anında var olan radyoaktif çekirdek sayısı N,

$$dN = -\lambda N dt \quad (5.1)$$

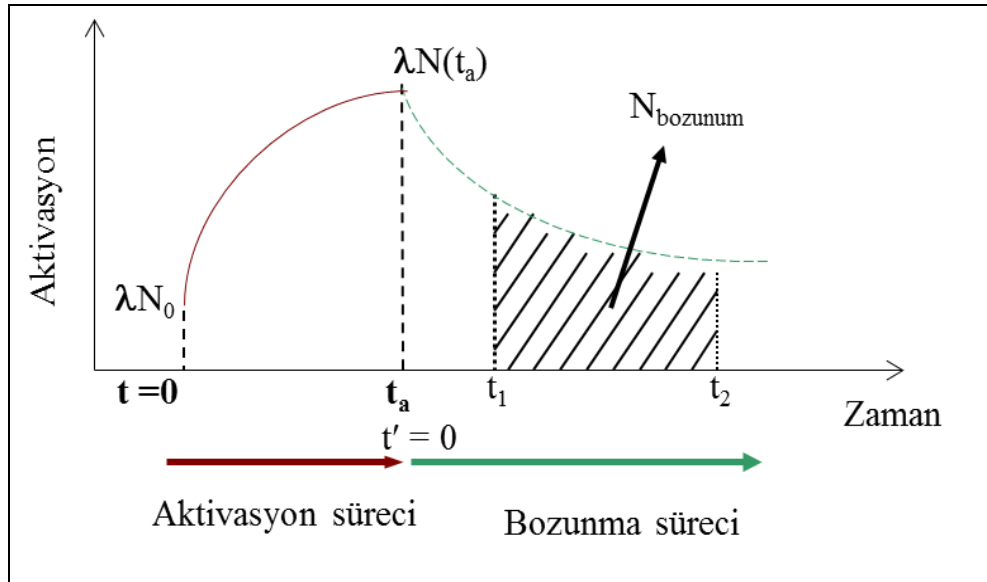
ile orantılıdır. Burada orantı katsayısı olan λ , bozunum sabitidir. Diferansiyel denklem (5.1)'den,

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (5.2)$$

çözümü elde edilir. Burada N_0 , $t = 0$ anındaki radyoaktif çekirdek sayısı, $N(t)$ ise t anındaki radyoaktif çekirdek sayısıdır. Bu bağıntıya göre kalan çekirdekler ve bozunan çekirdekler eksponansiyel olarak azalmaktadır. Bu formüle benzer şekilde uygun birimler kullanılarak aktivite için yazılabilir. Bir radyoaktif elementin birim zamanda bozunan çekirdek sayısına aktivite denir ve

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (5.3)$$

denklemini ile ifade edilir. Burada A_0 başlangıç aktivitesi, A ise t zamanındaki aktivitedir. Aktivite, herhangi bir radyoaktif örneğin saniyedeki bozunum sayısını verir. Radyasyonun türü ve enerjisi hakkında bir bilgi vermez.



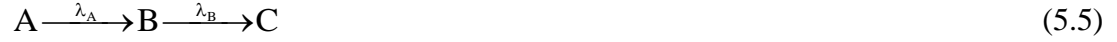
Şekil 5.1. Aktivasyon ve bozunma süreci

Aktivasyon ile ürün çekirdek üretilirken bir yandan da ürün çekirdek bozunmaktadır. Aktivasyonun bittiği an t ve bozunum için başlangıç $t'=0$ anıdır.

Aşağıdaki gibi bir reaksiyon ele alındığında,



oluşan kararsız A çekirdeği λ_A bozunum sabiti ile B çekirdeğine, B çekirdeği de λ_B bozunum sabiti ile C çekirdeğine,



şeklinde bozunur. Aktivasyon süresince, yeni çekirdek oluşumunun yanında bozunum da gerçekleşeceğinden lineer bir üretim yoktur. Bu durumda A çekirdek sayısının zamanla değişimi,

$$\frac{dN_A}{dt} = \sigma n_T \varphi - \lambda_A N_A(t) \quad (5.6)$$

üretim ve bozunum hızının farkıdır, Burada N_A , A çekirdeği sayısı ve λ_A , A çekirdeğinin bozunum sabitidir. $R(t)$ üretim hızı,

$$R(t) = \sigma n_T \varphi \quad (5.7)$$

şeklinindedir. Burada n_T birim alanda ki toplam hedef çekirdeği sayısı, $N_T = N_x$ olmak üzere N hedef çekirdeğin atomik yoğunluğu, M_A çekirdeğin molekül ağırlığı, ρ çekirdeğin özkütlesi,

$$N = \rho \frac{N_{a \text{ v a g a d r o}}}{M_A} \quad (5.8)$$

şeklinde verilebilir. Diğer bir deyişle birim hacimdeki hedef çekirdek sayısı, x hedefin kalınlığı, φ ise birim zamanda hedefi çarpan parçacık sayısıdır (parçacık/s). A çekirdeğinin sayısındaki azalma, B çekirdeğinin sayısındaki artmaya karşılık geldiğinden B çekirdeğinin sayısındaki değişim ise,

$$\frac{dN_B(t)}{dt} = \lambda_A N_A(t) + \lambda_B N_B(t) \quad (5.9)$$

denklemleri ile verilir. Aktivasyon süresince üretilen A ve B çekirdeğinin sayısı (5.9) ve (5.10) numaralı diferansiyel denklemler çözülerek bulunur. Bu işlem için

aşağıdaki yol izlenir;

$$\frac{dN_A(t)}{dt} + \lambda_A N_A(t) = R \quad (5.10)$$

denklemi 1. mertebeden lineer adi diferansiyel denklemdir. Bu denklem,

$$\frac{dy}{dx} + P(x)y = Q(x) \quad (5.11)$$

lineer diferansiyel denklemine benzetilirse bu diferansiyel denklemin çözümü,

$$y e^{\int p dx} = \int Q e^{\int p dx} + C \quad (5.12)$$

kullanılarak elde edilir. İşlemler yapıp,

$$N_A e^{\int \lambda_A dt} = \int R e^{\int \lambda_A dt} + C \quad (5.13)$$

denklemin integrali alındığında,

$$N_A e^{\lambda_A t} = \int R e^{\lambda_A t} + C \quad (5.14)$$

ve gerekli sadeleştirme yapıldığında,

$$N_A(t) = \frac{R}{\lambda_A} + C e^{-\lambda_A t} \quad (5.15)$$

şeklinde genel çözüm elde edilir. Aktivasyon süresince elde edilen A çekirdek sayısı N_A , bir önceki aktivasyondan kalan çekirdek sayısı N_{Ak} ve aktivasyonun başladığı an (t) sıfır alınırsa, $t = 0$ anında $N_{Ak}(0) = N_{Ak}$ ve $N_A(0) = N_{A0}$

$$N_{Ak} = \frac{R}{\lambda_A} + C \quad (5.16)$$

elde edilir. Buradan C sabiti,

$$C = N_{Ak} - \frac{R}{\lambda_A} \quad (5.17)$$

bulunur. C sabiti yerine yazıldığında,

$$N_A(t) = \frac{R}{\lambda_A} + \left(N_{Ak} - \frac{R}{\lambda_A} \right) e^{-\lambda_A t} \quad (5.18)$$

(5.16) denklemi elde edilir. Aktivasyonun sonunda $t=ta$ olduğundan üretilen A çekirdeğinin sayısı,

$$N_A(t) = \frac{R}{\lambda_A} (1 - e^{-\lambda_A t}) + N_{Ak} e^{-\lambda_A t} \quad (5.19)$$

elde edilir. Denklem (5.17), Denklem (5.18)'te yerine yazılırsa,

$$\frac{dN_B(t)}{dt} + \lambda_B N_B(t) = \lambda_A N_A(t) \quad (5.20)$$

$$\frac{dN_B(t)}{dt} + \lambda_B N_B(t) = R(1 - e^{-\lambda_A t}) + \lambda_A N_{Ak} e^{-\lambda_A t} \quad (5.21)$$

ifadesine ulaşılır. Bu denklem de 1. mertebeden adi diferansiyel denklemdir ve genel çözümü,

$$y e^{\int P dx} = \int Q e^{\int P dx} dx + C \quad (5.22)$$

tekrar lineer diferansiyel denklemine benzetilerek çözümlerse,

$$N_B(t) e^{\int \lambda_B t} = \int [R(1 - e^{-\lambda_A t}) + \lambda_A N_{Ak} e^{-\lambda_A t}] e^{\int \lambda_B t} dt + C \quad (5.23)$$

şeklinde denklem (5.23) elde edilir. Bu denklemin integrali alındığında,

$$N_B(t) = \frac{R}{\lambda_B} - \frac{R}{(\lambda_B - \lambda_A)} e^{-\lambda_A t} + \frac{\lambda_A N_{Ak}}{(\lambda_B - \lambda_A)} e^{-\lambda_A t} + C e^{-\lambda_B t} \quad (5.24)$$

t süresince elde edilen çekirdek sayısı N_B bulunur. Aktivasyon süresince elde edilen çekirdek sayısı N_{Bk} , bir önceki aktivasyondan kalan çekirdek sayısı N_{Bk} ve aktivasyonun başladığı an $t=0$ anında, $N_B(0)=N_{Bk}$

$$N_B(t) = \frac{R}{\lambda_B} - \frac{R}{(\lambda_B - \lambda_A)} + \frac{\lambda_A N_{Ak}}{(\lambda_B - \lambda_A)} + C \quad (5.25)$$

şeklinde elde edilir. İntegrasyon sabiti C ise,

$$N_{Bk} = \frac{R}{\lambda_B} - \frac{R}{(\lambda_B - \lambda_A)} + \frac{\lambda_A N_{Ak}}{(\lambda_B - \lambda_A)} + C \quad (5.26)$$

denkleminde elde edilip,

$$C = N_{Bk} - \frac{R}{\lambda_B} + \frac{R}{(\lambda_B - \lambda_A)} - \frac{\lambda_A N_{Ak}}{(\lambda_B - \lambda_A)} \quad (5.27)$$

ifadesi ile verilir. Bu değer denklem (5.26) yerine konduğunda,

$$N_B(t) = N_{Bk} e^{-\lambda_B t} + \frac{R}{\lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t}) + \frac{(\lambda_A N_{Ak} - R)}{(\lambda_B - \lambda_A)} + (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (5.28)$$

elde edilir. Burada t, t=0'dan aktivasyon süresi t_a'ya kadar geçen süredir.

Aktivasyon sonucunda üretilen A ve B çekirdeğinin sayısı, reaksiyon hızı denkleminde yerine yazılarak,

Denklem (5.7)'de aktivasyon sonucunda üretilen A çekirdeğinin sayısı,

$$N_A(t) = \frac{\sigma n_T \phi}{\lambda_A} (1 - e^{-\lambda_A t}) + N_{Ak} e^{-\lambda_A t} \quad (5.29)$$

ve B çekirdeğinin sayısı,

$$N_B(t) = N_{Bk} e^{-\lambda_B t} + \frac{\sigma n_T \phi}{\lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t}) + \frac{(\lambda_A N_{Ak} - \sigma n_T \phi)}{(\lambda_B - \lambda_A)} + (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (5.30)$$

elde edilir. Tesir kesitini bu ifadelerden hesaplayabilmek için, N_A(t_a) veya N_B(t_a) değerleri ölçülmelidir. Bunun için, aktivasyon durdurulduktan sonra bozunan çekirdeklerin yaydığı γ ışınları sayılır. Bu nedenle, N_A ve N_B değerlerinin, bozunum esnasındaki zamana bağlı ifadeleri gerekmektedir. Bu ifadeler herhangi bir t bozunum anı için; I akımı sabit olmadığından, akım Δt zaman aralıklarıyla, iΔt zamanı boyunca sabit olarak kabul edersek, aktivasyon süresince üretilen çekirdeğin sayısı,

$$N_{\text{üretilen}} = \sum_i \Delta N_i \quad (5.31)$$

$$N_{\text{üretilen}} = N_A(t_{\text{işin}}) - N_A(t_{\text{kalan}}) \quad (5.32)$$

$$N_A(t_{\text{işin}}) - N_A(t_{\text{kalan}}) = \sum_{i=1} \frac{\sigma n_T I_i}{\lambda_A} (1 - e^{-\lambda_A \Delta t}) e^{-\lambda_A (t_{\text{işin}} - i \Delta t)} \quad (5.33)$$

ile verilebilir. Burada, n aktivasyon süresinin Δt eşit zaman aralıklarına bölünen toplam sayısı, Φ_i i'nci zaman aralığında birim zamanda hedefe gelen demet parçacık sayısı, σ reaksiyon tesir kesiti, n_H hedef çekirdeklerinin yüzeysel kütle yoğunluğu, λ ürün çekirdeğin bozunum sabiti ve t_i ışınlamanın başlangıcı ile i'nci zaman aralığının sonuna kadar geçen süredir. Aktivasyondan sonra, hedefin aktifliği gama sayım sisteminde t_1 ve t_2 zamanları arasında sayıldığında, N_{bozunum} toplam bozunum sayısı,

$$N_{\text{bozunum}} = N_a (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}) \quad (5.34)$$

ile ifade edilebilir. Uygun bozunum parametreleri ve sayım verimi kullanılarak, $(t_2 - t_1)$ sayım süresince dedektörde sayılan net fotopik alanından $N_{\text{sayım}}$, toplam bozunum sayısı,

$$N_{\text{bozunum}} = \frac{N_{\text{SAYIM}}}{I_\gamma \varepsilon LT} \quad (5.35)$$

ile ifade edilebilir. Burada I_γ , ilgili γ -geçişinin parçalanma başına yayılma olasılığı, ε sayım (dedektör) verimidir ve dedektörü oluşturan kristalin verimi ile sistemin geometrik verimini içerir. Dedektör kristalinin verimi, kristale gelen gamalardan kaç tanesinin sayılabildiğini gösterir. Sistemin geometrik verimi ise, dedektör ile örnek arasındaki katı açığa bağlı olup, hedef maddeden yayılan gamalardan kaç tanesinin dedektöre geldiğini ifade eder. LT ise dedektör sisteminin ölü-zaman etkilerini içeren düzeltme faktörüne karşılık gelen yaşam zamanıdır ve işlem boyunca sayılamayan gamaları hesaba katmak için kullanılır. Burada t, sadece bozunum süresini ifade ettiğinden, $t = 0$ anı, aslında aktivasyonun bittiği an'dır. $t = 0$ anında, $N_A(t) = N_A(t_a)$ ve $N_B(t) = N_B(t_a)$ 'dir. Aktivasyonun bitiminden sayımın başlamasına kadar geçen süre t_1 , sayımın yapıldığı zaman aralığı $(t_2 - t_1)$ dir, Bu zaman aralığındaki sayım

miktarı $N_{\text{sayım}}$ ise, buna karşılık gelen toplam bozunan çekirdek sayısı N_{bozunum} , aşağıdaki gibi ifade edilir: Böylece bozunan çekirdek sayısından N_{bozunum} , aktivasyon sonunda üretilen çekirdek sayısı, $N(t_a)$ 'ya ulaşılabilir. Zamana bağlı aktivite ifadesinin sayım süresince integrali alınırsa:

$$N_{\text{bozunum}} = \int_{t_1}^{t_2} A dt = \int_{t_1}^{t_2} \lambda N dt \quad (5.36)$$

$$N_A(t) = N_A(t_a) e^{-\lambda_A t} \quad (5.37)$$

$$N_B(t) = N_B(t_a) e^{-\lambda_B t} + \frac{\lambda_A N_A(t_a)}{(\lambda_B - \lambda_A)} (e^{-\lambda_A t_a} - e^{-\lambda_B t_a}) \quad (5.38)$$

denklemleri elde edilir. A ve B izotopları için bozunan çekirdek sayısı:

$$N_{A\text{boz}} = N_A(t_a) e^{-\lambda_A t_1} (1 - e^{-\lambda_A (t_2 - t_1)}) \quad (5.39)$$

$$N_{A\text{boz}} = \int_{t_1}^{t_2} \lambda_B N_B(t) dt = \lambda_B N_B(t_a) \frac{e^{-\lambda_B t}}{\lambda_B} + N_A(t_a) \frac{\lambda_B \lambda_A}{(\lambda_B - \lambda_A)} \left(\frac{e^{-\lambda_A t}}{\lambda_A} - \frac{e^{-\lambda_B t}}{\lambda_B} \right) \quad (5.40)$$

$$N_{B\text{boz}} = N_B(t_a) (e^{-\lambda_B t_1} - e^{-\lambda_B t_2}) + N_A(t_a) \frac{\lambda_B \lambda_A}{(\lambda_B - \lambda_A)} \left(\frac{e^{-\lambda_B t_2}}{\lambda_B} - \frac{e^{-\lambda_A t_2}}{\lambda_A} + \frac{e^{-\lambda_A t_1}}{\lambda_A} - \frac{e^{-\lambda_B t_1}}{\lambda_B} \right) \quad (5.41)$$

elde edilir. Denklem (5.37) ve (5.38)'den $N_A(t_a)$ ve $N_B(t_a)$ değerleri, Denklem (5.40) ve (5.41) yerlerine konularak σ tesir kesitinin değeri hesaplanabilir [40, 45, 46].

Aktivasyon metodu, temelde kararlı durumdaki bir hedef çekirdeğin proton demeti ile bombardıman edilmesiyle üretilen radyoaktif çekirdeklerin β bozunumlarını takiben yayınladıkları gama aktivitelerinin ölçülmesine (HPGe yüksek saflıklı Ge dedektörleri ile sayılması) dayanır. Aktivasyon metodu aynı zamanda, düşük arkafondan dolayı çok saf olmayan hedeflerle ve hatta doğal elementlerden hazırlanan hedeflerle ilgili tesir kesit ölçümlerine imkan vermektedir. Parçacık yakalama tesir kesit ölçümleri için, reaksiyon ürünlerinin yarı-ömürleri dakika ve gün mertebelerinde ise aktivasyon metodu kullanılabilir. Aktivasyon süresince (t_{akt}) ışınlanmış bir hedefte oluşan karasız β^- izotop sayısı (N_{akt}),

$$N_{\text{akt}} = \sum_{i=1}^n \frac{\varphi_i \sigma n_T}{\lambda} [1 - e^{-\lambda \Delta t}] e^{-\lambda(t_a - t_i)} \quad (5.42)$$

ifadesi ile elde edilebilir. Denklem (5.42)'da n tane aktivasyon süresinin Δt eşit zaman aralıklarına bölünen toplam sayısı φ_i i'nci zaman aralığında birim zamanda hedefe gelen demet parçacık sayısı, σ reaksiyon tesir kesiti, n_H hedef çekirdeklerinin yüzeysel kütle yoğunluğu, λ ürün çekirdeğin bozunma sabiti ve t_i ışınlamanın başlangıcı ile i'nci zaman aralığının sonuna kadar geçen süredir.

Yukarıdaki hesaplamalarda gelen parçacık akısının φ aktivasyon süresince sabit olduğu varsayılmıştır. Gerçekte sabit olmadığından aktivasyon süresince gelen parçacığın demet akımı kısa Δt zaman aralıkları ile (bu deneysel çalışma için 5 saniye aralıklarla alınmıştır) ölçülerek kaydedilmiştir. Daha sonra her bir Δt zaman aralığı için meydana gelen reaksiyon sayısı ayrı ayrı hesaplanıp toplanmıştır. Bu durum binlerce hesaplama gerektirdiğinden, hesaplamalar; bu çalışma için oluşturulan Fortran bilgisayar programı yardımı ile yapılmıştır.

Aktivasyon süresince demet akımı Faraday kabı düzeneği ile ölçülür. Akım kararlılığı ve seviyesi deney anında gözlenir ve her saniye veya belli zaman aralıklarında analizlerde kullanılmak üzere bir akım toplayıcı aracılığıyla kaydedilir. Genellikle hedef üzerine gelen demet boyutu 1 ile 3 mm arasında değişmektedir, Tesir kesit ölçümlerinde kullanılan demet yoğunlukları genellikle nA- μ A mertebesindedir. Şekil 5.2'de aktivasyon metodu ölçümleri için demet hattındaki aktivasyon düzeneğine bir örnek gösterilmiştir. Ölçülecek reaksiyonun hedef malzemesinin özelliklerine göre (erime sıcaklığı gibi) hava ile soğutma yerine su ile soğutma düzenekleri de kullanılabilir.

Hedef kararlılığı, aktivasyon süresince Rutherford geri saçılma yöntemi ile hedeften saçılan proton parçacıklarını dedekte ederek kontrol edilmiştir. Aktivasyon ölçümlerinde proton akımı 50 nA ve 250 nA arasında değişmiştir.

5.2. Etkin Enerji Hesaplanması

İnce hedef kullanılan deneylerde, gelen parçacıkların enerjilerinde ortalama bir değer yaklaşımı yapılması gerekebilir. Sabit enerjide, reaksiyon hızı;

$$R = \sigma \phi N A x \quad (5.43)$$

ile verilebilir. Burada, σ reaksiyon tesir kesiti, ϕ birim zamanda birim alana gelen parçacık sayısı, A hedefin alanı, x hedefin kalınlığı, N birim hacimdeki hedef çekirdek sayısıdır. Ancak, hedef ince de olsa, tesir kesitindeki enerjiye bağımlılık ihmal edilmediğinde, hedefin dx kalınlığında oluşan reaksiyon hızı,

$$dR = \sigma(E) \phi N A dx \quad (5.44)$$

şeklinde verilebilir. Bu durumda, tüm hedef üzerinden toplam reaksiyon hızı ise Denklem (5.45) ile bulunabilir.

$$R = \int \sigma(E) \phi N A dx \quad (5.45)$$

Gelen parçacık hedefin içinde, reaksiyon gerçekleşinceye kadar enerji kaybına uğrayacağından, saniyede gelen parçacık sayısının enerjiye bağımlılığı ihmal edebilmek için hedef yeterince ince seçilir. Ancak hedef ne kadar ince seçilirse seçilsin yine de hedefin içinde bir miktar enerji kaybı olmaktadır. Birim kalınlık başına kaybedilen enerji, durdurma gücü

$$SP(E) = \frac{dE}{dx} \quad (5.46)$$

ile verilir. Coulomb etkileşmesi sebebiyle hedefe gelen parçacığın enerjisinde azalma olur. α ve proton yakalama reaksiyonları gibi rezonans-olmayan reaksiyonların tesir kesitleri, enerjinin artması ile artar. Enerji kaybı, hedefin ön yüzünden itibaren derinlik arttıkça artacağından, reaksiyon tesir kesiti azalır. Buna bağlı olarak oluşan reaksiyon sayısı da azalacaktır. Bu yüzden gerçekleşen reaksiyonların çoğu hedefin ortasına göre daha ön yüzlerinde gerçekleşecektir. Denklem (5.44)'deki integrali x yerine, E üzerinden alabilmek için,

$$\varepsilon(E) = \frac{1}{N} \frac{dE}{dx} \quad (5.47)$$

ifadesi kullanılabilir. Burada $\varepsilon(E)$; gelen bir parçacık başına birim hacimdeki durdurma gücüdür. Bu durumda, $dx - dE$ dönüşümü

$$dx = \frac{1}{N} \frac{dE}{\varepsilon(E)} \quad (5.48)$$

şeklini alır. Gelen parçacığın şiddeti ve hedef alanı yerine Denklem (5.48)'de görüldüğü gibi, saniyede hedef üzerine düşen parçacık sayısı (I)

$$I = \varphi A \quad (5.49)$$

yazılabilir. Denklem (5.47), (5.49), denklem (5.45)'de yerine yazıldığında reaksiyon hızı,

$$R = \int \sigma(E) I N \frac{1}{N} \frac{dE}{\varepsilon(E)} \quad (5.50)$$

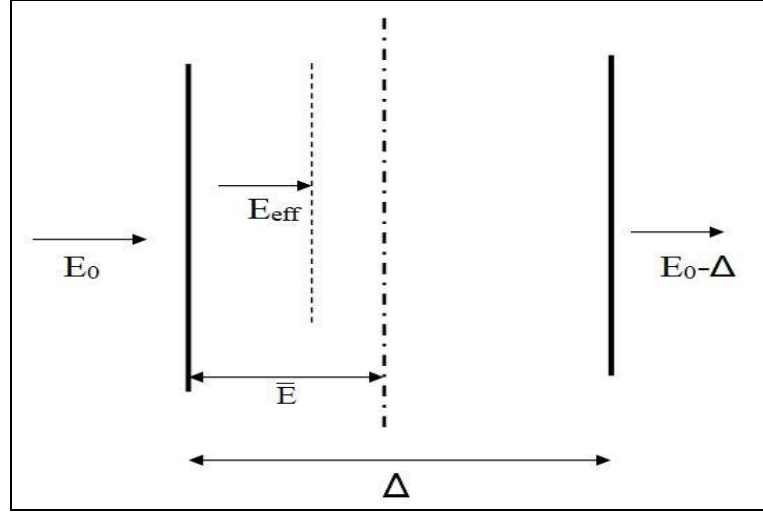
halini alır. İnce hedef yaklaşımlarından birisi de, enerjinin değiştiği aralık küçük olduğundan, durdurma gücünün, hedef boyunca sabit kabul edilebileceğinden reaksiyon hızı,

$$R = \frac{1}{\varepsilon(E_0)} \int_{E_0-\Delta}^{E_0} \sigma(E) I dE \quad (5.51)$$

şeklinde yazılabilir. Burada E_0 gelen parçacığın enerjisi, Δ ise parçacığın hedef boyunca kaybettiği enerji olup, hedef kalınlığının enerji cinsinden değeri olarak düşünülebilir. Gelen bir parçacık başına oluşan reaksiyon sayısı,

$$Y = \frac{R}{I} \quad (5.52)$$

reaksiyon verimi olarak tanımlanabilir. Burada Y, bir parçacığın reaksiyona girme



Şekil 5.2. Gelen parçacığın hedef içerisinde enerji kaybının şematik gösterimi

Reaksiyon verimi, denklem (5.50) kullanılarak,

$$Y = \frac{1}{\varepsilon(E_0)} \int_{E_0-\Delta}^{E_0} \sigma(E) dE \quad (5.53)$$

şeklini alır. Eğer bu enerji aralığında tesir kesitinin enerjiden bağımsız olduğu kabul edilecek olursa, hedef içinde, etkin enerji, aşağıda verildiği gibi

$$\bar{E} = E_{\text{eff}} = E_0 - \Delta/2 \quad (5.54)$$

enerjinin aritmetik ortalamasına eşit olacaktır ve bu enerjideki tesir kesiti de,

$$\sigma(E_{\text{eff}}) = Y(E_0) \varepsilon(E_0) / \Delta \quad (5.55)$$

şeklini alacaktır. Ancak, tüm hedef boyunca tesir kesiti enerjiye bağımlı olduğundan, bu durumdaki etkin enerjinin belirlenmesi için, $\sigma(E)$ 'nin enerjiye nasıl bağlı olduğu bilgisi gerekmektedir. Bu durumda etkin enerji aşağıdaki ifade ile tanımlanabilir.

$$\frac{1}{\varepsilon(E_0)} \int_{E_0-\Delta}^{E_0} \sigma(E) dE = \frac{2}{\varepsilon(E_0)} \int_{E_{\text{etk}}}^{E_0} \sigma(E) dE \quad (5.56)$$

Burada etkin enerji E_{etk} , Şekil 5.2'de görüldüğü gibi, tüm hedef boyunca oluşan reaksiyon veriminin yarısının gerçekleştiği bölgedeki kalınlığa karşılık gelen parçacık enerjisidir. Bu durumda denklem (5.57), denklem (5.56) şeklinde

yazılabilmiştir. Reaksiyon olma olasılığının bir ölçüsü olan Denklem (3.25) tesir kesiti ifadesi, Denklem (5.56)'de yerine yazıldığında, Denklem (5.57) elde edilir. Burada, $S(E)$ analitik etkileri içeren bir katsayıdır. Bu katsayı astrofiziksel S-faktörü olarak kabul edilir. Bölüm 4'de bahsedildiği gibi, rezonans olmayan reaksiyonlarda bu faktör enerjiyle çok yavaş değiştiğinden, küçük enerji aralıklarında S-faktörü bir sabit gibi integralin dışına alınabilir:

$$S(E_0) \int_{E_0-\Delta}^{E_0} \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) dE = 2S(E_0) \int_{E_{\text{etk}}}^{E_0} \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) dE \quad (5.57)$$

Bu denklemdeki integraller alınarak, E_{etk} etkin enerji değeri belirlenebilir. E_0 gelen parçacığın enerjisi, Δ ise parçacığın hedef boyunca kaybettiği enerjidir. Diğer bir deyişle enerji boyutunda hedefin kalınlığına karşılık gelir. Bu çalışmada birim kalınlık başına enerji kayıpları Δ , SRIM programı ile bulunmuştur. Daha sonra bu enerji kayıpları hedef kalınlıklarıyla çarpılarak MeV ve keV boyutuna dönüştürülmüştür. Etkin enerji değerleri fortran dilinde yazılan bir bilgisayar programında hedef, parçacık ve gelen parçacığın laboratuvar enerji bilgileri girilerek belirlenmiştir. Bu çalışmadaki etkin enerji hesaplamaları, p-prosesinde önemli olan $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ ve $^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}$ deneylerinde ölçülmüş olan tesir kesiti değerlerine uygulanmıştır. Ölçülmüş olan tesir kesitleri için, efektif enerji değerleri hesaplanmış ve etkin enerji değerlerindeki belirsizlik % 1 olarak belirlenmiştir.

Tablo 5.1. ^{115}Sn için hesaplanmış etkin enerji değerleri

E_{lab} (MeV)	Kalınlık $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$	E_{km} (MeV)	Hata E_{km} (MeV)
2,5	0,86	2,46	0,02
3	0,86	2,95	0,03
3,5	1,68	3,43	0,03
4	1,68	3,93	0,04
4,5	0,86	4,45	0,04
5	1,68	4,93	0,05
5,5	0,86	5,44	0,05
6	1,68	5,92	0,06
6,5	1,68	6,42	0,06
7	1,68	6,92	0,07
7,5	1,68	7,41	0,07
8	0,86	7,92	0,07
8,5	1,68	8,41	0,08

Tablo 5.2. ^{114}Sn için hesaplanmış etkin enerji değerleri

E_{lab} (MeV)	Kalınlık mg.cm^{-2}	E_{km} (MeV)	Hata E_{km} (MeV)
2,5	1,46	2,44	0,02
3	1,46	2,83	0,03
3,5	1,04	3,45	0,03
4	1,12	3,98	0,04
4,5	1,04	4,44	0,04
5	1,02	4,94	0,05
5,5	1,61	5,43	0,05
6	1,04	5,93	0,06
6,5	1,12	6,43	0,06
7	1,61	6,92	0,07
7,5	1,04	7,42	0,07
8	1,46	7,91	0,08
8,5	1,61	8,41	0,08

6. VERİ ANALİZİ VE DENEYSEL SONUÇLAR

6.1. Kalay İzotopları ile Yapılan Proton Yakalama Reaksiyonları

İlgilendiğimiz Sn izotoplarının Doğal Kalay (Sn) elementinde bulunma yüzdesinin (^{114}Sn - % 0,66, ^{115}Sn - % 0,34, ^{116}Sn - % 14,54) çok düşük olması nedeniyle deneyimizde zenginleştirilmiş Sn hedefleri kullanılmıştır. ^{114}Sn izotopu ile yapılan çalışmalarda % 71,1 ve % 61,3 oranında, ^{115}Sn izotopu ile yapılan çalışmalarda % 51,2 ve % 13,9 oranında, ^{116}Sn izotopu ile yapılan çalışmalarda ise % 92,8 oranında zenginleştirilmiş hedefler ile proton yakalama reaksiyon tesir kesit ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

Bu doktora tez çalışması; şimdiye kadar yapılan nükleer reaksiyonlardan farklı ve özgün kılan bir çalışmayı ve incelemeyi de beraberinde getirir. Burada $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$ ile $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ reaksiyonu sonucu oluşan izotop ^{115}Sb , $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ ile $^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu sonucu oluşan izotop ^{116}Sb ve aynı şekilde $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ ile $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ reaksiyonu sonucu oluşan izotop ^{117}Sb gibi aynı reaksiyon ürünleri olduğuna dikkat edildiğinde, özellikle yüksek enerjilerde (p,n) kanalı açıldıktan sonra ürün çekirdeğin bozunması sonucu yayınlanan gamalar aynıdır.

İlgilenilen her reaksiyon için farklı hedefler, FN Tandem Hızlandırıcısı tarafından hızlandırılan proton 0,5 MeV'lik enerji artışları ile 2,5 MeV - 8,5 MeV aralığında bombardıman edilmiştir. Yeterli aktiviteyi elde etmek için, tesir kesiti ve yarı ömüre bağlı olarak ışınlama süreleri belirlenmiştir. Bu ışınlama sürelerinde ise demet akımı 50 nA ile 250 nA arasında değerler almıştır. Ürün çekirdeğin gama aktivitesini ölçmek için, her bir bombardıman işleminden sonra radyoaktif hedef, ayrı düşük arka fonlu bir bölgeye alınarak, elde edilen aktivite seviyesine bağlı olarak Ge dedektörüne belirli farklı uzaklıklarda (1 cm, 2 cm, 4 cm, 8 cm ve 14 cm) yerleştirilmiştir. Arkafon radyasyonunu azaltmak, enerji çözünürlüğünü ve dedeksiyon verimini arttırmak için ise Bakır (Cu) levhalarla ve Kurşun (Pb) bloklarla perdeleme yapılmıştır.

Ölçümlerde kullanılacak hedefler, Argonne Ulusal Laboratuvarında (ABD) [48] presleme yöntemi (Rolling method) ince bir folyo şeklinde veya bir Karbon (C) altlık üstüne buharlaştırma yöntemi (evaporation method) ile hazırlandı. Bu çalışmada kullanılacak ^{114}Sn , ^{115}Sn ve ^{116}Sn zenginleştirilmiş izotopları TÜBİTAK 108T508 nolu proje kapsamında alınmıştır ve bu hedeflerin içerik bilgileri EK-A ve EK-B' de listelenmiştir. Bu çalışmada ^{114}Sn , ^{115}Sn ve ^{116}Sn izotoplarının proton yakalama tesir kesiti ölçümleri aktivasyon metodu ile gerçekleştirilmiştir. Deneysel Notre Dame Üniversitesi Nükleer Bilimler Laboratuvarında [45] gerçekleştirilmiş olup, deneysel verilerin analizleri Kocaeli Üniversitesi'nde yapılmıştır.

$^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$ proton yakalama reaksiyonunu incelersek, Şekil 6.1'de görüleceği gibi ^{114}Sn izotopunun proton yakalaması kararsız ^{115}Sb izotopunu oluşturur. Oluşan reaksiyon ürünü ^{115}Sb izotopu 32,1 dakika yarı-ömürle, β^+ bozunumu yaparak ^{115}Sn kararlı izotopuna dönüşür (Tablo 4.5). Bu bozunmalar içerisinde en yüksek yayınlanma olasılığına (% 97,9) sahip gama enerjisi 497,31 keV olup, (p, γ) reaksiyon tesir kesit hesabı için bu pik kullanılarak analiz yapılmıştır.

52	^{112}Te 2.0 M e: 100.00%	^{113}Te 1.7 M e: 100.00%	^{114}Te 15.2 M e: 100.00%	^{115}Te 5.8 M e: 100.00%	^{116}Te 2.49 H e: 100.00%	^{117}Te 62 M e: 100.00% e: 25.00%	^{118}Te 6.00 D e: 100.00%	^{119}Te 16.05 H e: 100.00% e: 2.06%	^{120}Te STABLE 0.09%
	^{111}Sb 75 S e: 100.00%	^{112}Sb 51.4 S e: 100.00%	^{113}Sb 6.67 M e: 100.00%	^{114}Sb 3.49 M e: 100.00%	^{115}Sb 32.1 M e: 100.00%	^{116}Sb 15.8 M e: 100.00%	^{117}Sb 2.80 H e: 100.00% e: 1.70%	^{118}Sb 3.6 M e: 100.00%	^{119}Sb 38.19 H e: 100.00%
50	^{110}Sn 4.11 H e: 100.00%	^{111}Sn 35.3 M e: 100.00%	^{112}Sn STABLE 0.97%	^{113}Sn 115.09 D e: 100.00%	^{114}Sn STABLE 0.66%	^{115}Sn STABLE 0.34%	^{116}Sn STABLE 14.54%	^{117}Sn STABLE 7.68%	^{118}Sn STABLE 24.22%
	^{109}In 4.167 H e: 100.00%	^{110}In 4.9 H e: 100.00%	^{111}In 2.8047 D e: 100.00%	^{112}In 14.97 M e: 56.00% β^- : 44.00%	^{113}In STABLE 4.29%	^{114}In 71.9 S β^- : 99.50% e: 0.50%	^{115}In 4.41E+14 Y 95.71% β^- : 100.00%	^{116}In 14.10 S β^- : 99.98% e: 0.02%	^{117}In 43.2 M β^- : 100.00%
48	^{108}Cd STABLE 0.89% 2e	^{109}Cd 461.4 D e: 100.00%	^{110}Cd STABLE 12.49%	^{111}Cd STABLE 12.80%	^{112}Cd STABLE 24.13%	^{113}Cd 7.7E+15 Y 12.22% β^- : 100.00%	^{114}Cd STABLE 28.73%	^{115}Cd 53.46 H β^- : 100.00%	^{116}Cd 3.1E+19 Y 7.49% 2 β^-
	60	62	64	66	68				

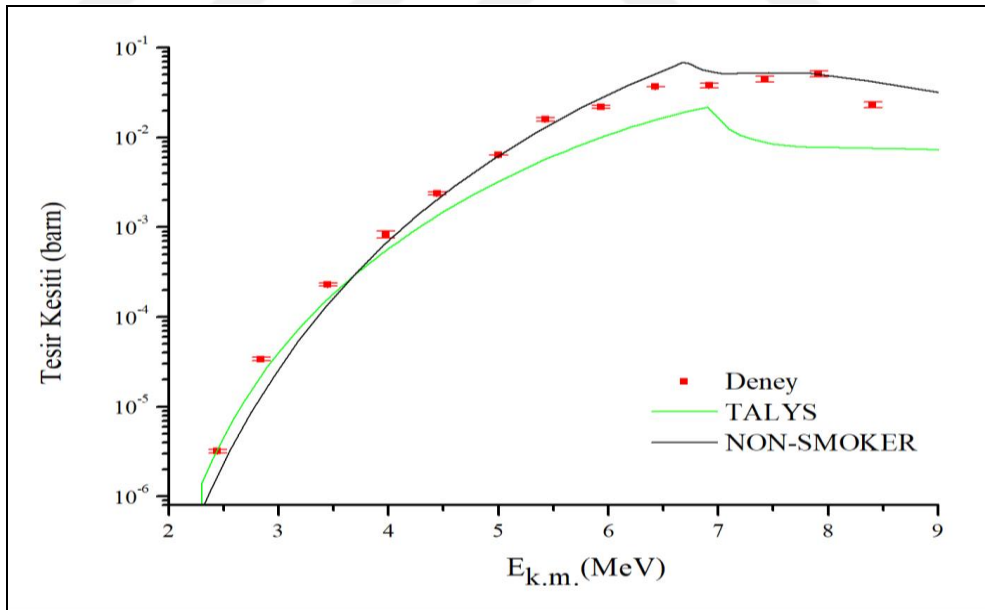
Şekil 6.1. ^{114}Sn izotopunun proton yakalama reaksiyonlarını ve reaksiyon ürünlerini gösteren izotop tablosunun ilgili kısmı

$^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$ reaksiyonu için proton demetinin 2,5 MeV ile 8,5 MeV laboratuvar ve ilgili etkin kütle merkezi enerjilerinde, 497,31 keV enerjili gamalar için elde edilen deneysel tesir kesiti ve hata değerleri Tablo 6.2'de listelenmiştir. Ölçülen bu

değerlerin Hauser-Feshback modelinin önerdiği teorik NON-SMOKER [6] ve TALYS-1.9 [7] standart kod sonuçları ile karşılaştırıldığı grafik Şekil 6.2’de gösterilmiştir.

Tablo 6.2. $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$ reaksiyonu için 497,31 keV gama enerjisi için hesaplanan tesir kesiti değerleri

E_p (MeV)	E_{km} (MeV)	Tesir Kesiti (mbarn)	Hata (mbarn)
2,5	2,44	0,0032	0,0002
3	2,83	0,034	0,001
3,5	3,45	0,231	0,008
4	3,98	0,83	0,07
4,5	4,44	2,38	0,09
5	4,98	6,37	0,04
5,5	5,42	15,9	0,7
6	5,93	22,4	0,9
6,5	6,43	37,03	3,4
7	6,92	38	2,4
7,5	7,42	45	3,3
8	7,91	51	3,8
8,5	8,41	23	1,7

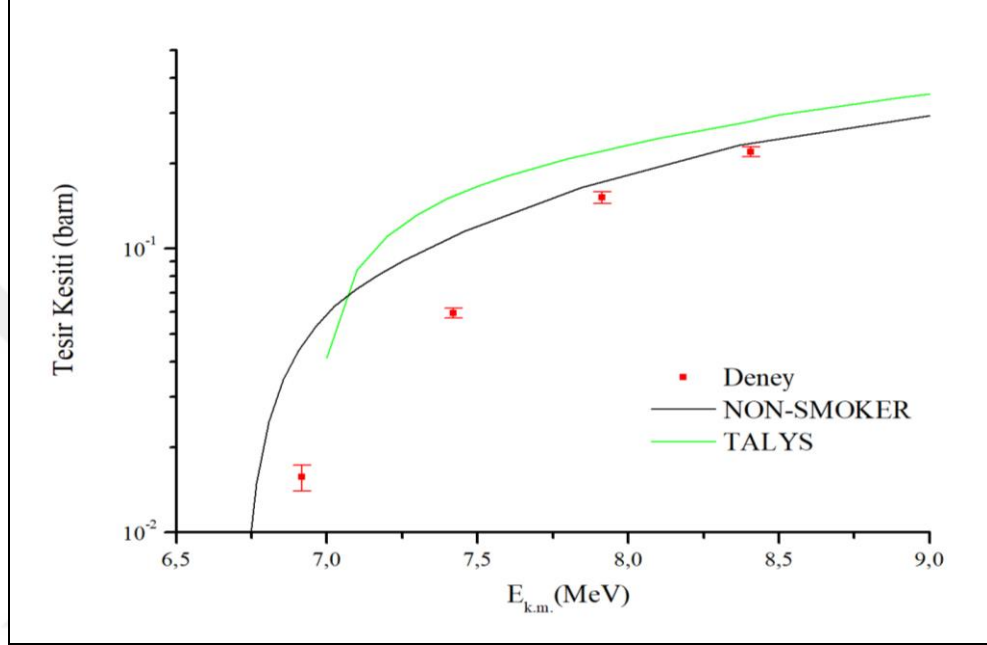


Şekil 6.2. $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$ reaksiyonu için 497,31 keV gama ışını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kodu sonuçları ile karşılaştırılması

Aynı zamanda $^{114}\text{Sn}(p,n)^{114}\text{Sb}$ reaksiyonları için benzer şekilde % 98,7 yayınlanma olasılığı ile 1299,92 keV enerjili gamalar için elde edilen ölçüm sonuçları ve karşılaştırmalar Tablo 6.3’de ve Şekil 6.3’de verilmiştir.

Tablo 6.3. $^{114}\text{Sn}(p,n)^{114}\text{Sb}$ reaksiyonu için 1299,92 keV gama ışını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerleri

E_p (MeV)	$E_{k.m.}$ (MeV)	Tesir Kesiti (mbarn)	Hata (mbarn)
7	6,92	16	2
7,5	7,42	59	2
8	7,91	151	7
8,5	8,41	220	9



Şekil 6.3. $^{114}\text{Sn}(p,n)^{114}\text{Sb}$ reaksiyonu için 1299,92 keV gama ışını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kod sonuçları ile karşılaştırılması

Bu hesaplamalarda ilgili gama enerjilerinde elde edilen tesir kesiti değerlerinin belirsizlikleri, hedef kalınlıkları (~ % 10), sayım istatistiği (% 2,7 – % 37 aralığında), dedeksiyon verimi (497,31 keV için % 3 - 1299,92 keV için % 1,5), bozunma parametreleri (% 1 – % 3 aralığında) ve demet akımı (~ % 3) belirsizliklerinin katkılarına içermektedir.

$^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$ reaksiyonu için elde edilen tesir kesiti sonuçları Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamalarına dayanan standart NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kod sonuçları ile karşılaştırılmıştır. NON-SMOKER kodu ile hesaplatılan teorik tesir kesitleri elde edilen deneysel değerler ile uyum içindedir. TALYS-1.9 standart kodu ile hesaplatılan teorik tesir kesitleri ise yüksek enerjilerde deneysel değerlere göre 3 kat daha düşük çıkmaktadır.

$^{114}\text{Sn}(p,n)^{114}\text{Sb}$ reaksiyonu için NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kodu ile hesaplatılan teorik tesir kesitleri ise düşük enerjilerde 3 kat daha yüksek çıkmaktadır.

$^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ proton yakalama reaksiyonunu incelersek, ^{115}Sn izotopunun proton yakalaması kararsız ^{116}Sb izotopunu oluşturur. ^{116}Sb izotopu 15,8 dakika yarı-ömürle, β^+ bozunumu yaparak ^{116}Sn kararlı izotopuna dönüşür (Tablo 4.5). Bu bozunmalar içerisinde en yüksek yayınlanma olasılığına (% 85) sahip gama enerjisi 1293,55 keV olup, (p, γ) reaksiyon tesir kesit hesabı için bu pik kullanılarak analiz yapılmıştır.

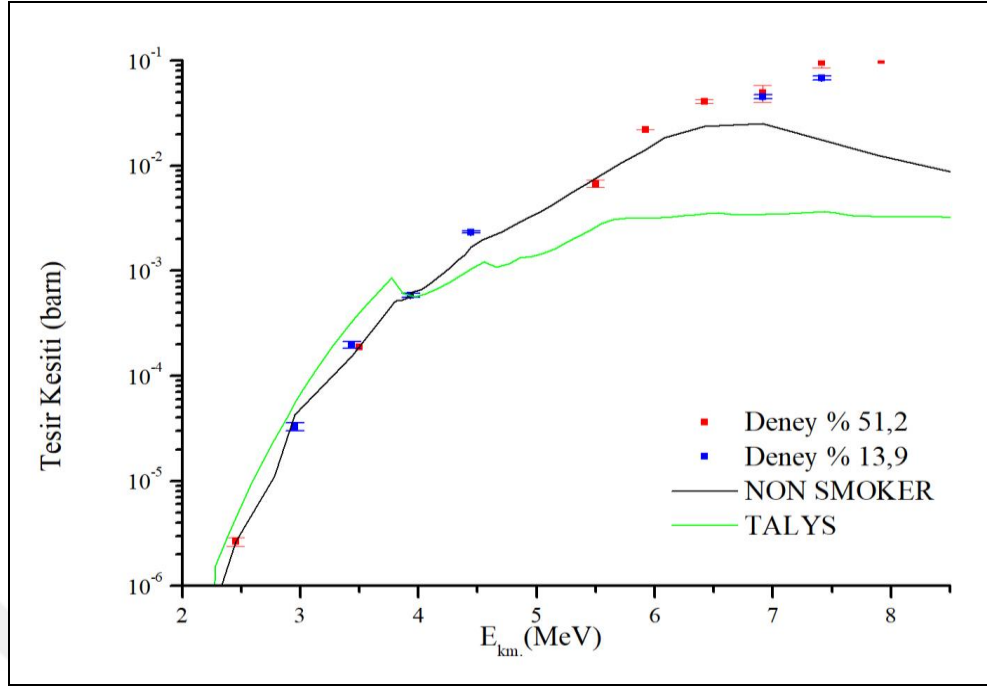
$^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu için proton demetinin 2,5 MeV ile 8,5 MeV laboratuvar ve ilgili etkin kütle merkezi enerjilerinde, 1293,55 keV enerjili gamalar için elde edilen deneysel tesir kesiti ve hata değerleri % 13,9 zenginleştirilmiş ^{115}Sn izotopu içeren hedefler ve % 51,2 zenginleştirilmiş ^{115}Sn izotopu içeren hedefler kullanılarak Tablo 6.4’de listelenmiştir. Ölçülen bu değerlerin Hauser-Feshback modelinin önerdiği teorik NON-SMOKER [6] ve TALYS-1.9 [7] standart kod sonuçları ile karşılaştırıldığı grafik Şekil 6.4’de gösterilmiştir.

Tablo 6.4. $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu için aynı izotopun farklı yüzdelerle zenginleştirilmiş hedefleri için 1293,55 keV gama ışınını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerleri

E_p (MeV)	E_{km} (MeV)	Tesir Kesiti (mbarn) *	Hata (mbarn) *	Tesir Kesiti (mbarn) **	Hata (mbarn) **
2,5	2,46	-	-	0,026	0,003
3	2,95	0,033	0,003	-	-
3,5	3,43	0,19	0,013	-	-
4	3,93	0,59	0,02	-	-
4,5	4,45	2,34	0,05	-	-
5	4,93	-	-	-	-
5,5	5,43	-	-	-	-
6	5,92	-	-	22	3
6,5	6,41	-	-	41	2
7	6,92	45	2	49	9
7,5	7,41	69	4	95	10
8	7,92	109	4	100	4
8,5	8,41	-	-	156	17

* % 13,9 zenginleştirilmiş ^{115}Sn hedefi kullanılmıştır.

** % 51,2 zenginleştirilmiş ^{115}Sn hedefi kullanılmıştır.



Şekil 6.4. $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu için 1293,55 keV gama ışını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kodu ile karşılaştırılması [6, 7]

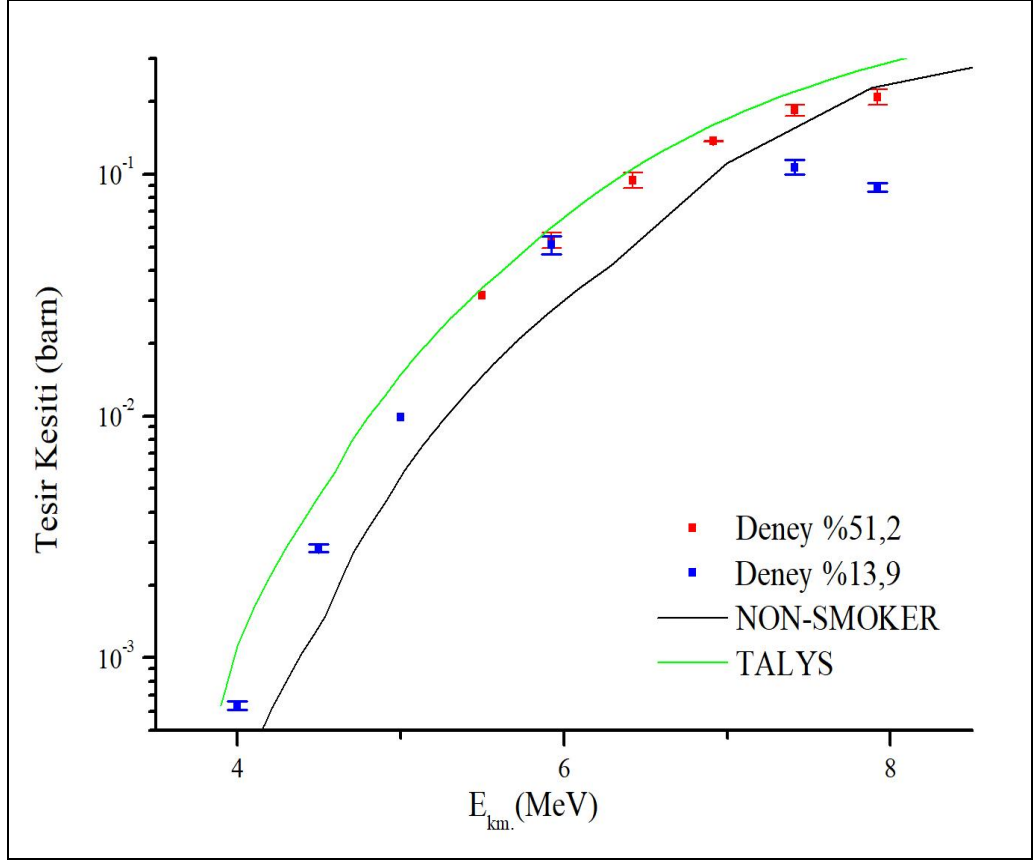
Aynı zamanda ^{115}Sn izotopunun $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ reaksiyonu için benzer şekilde 1293,55 keV enerjili gamalar için elde edilen ölçüm sonuçları ve karşılaştırmalar Tablo 6.5’de ve Şekil 6.5’ de verilmiştir.

Tablo 6.5. $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ reaksiyonu için aynı izotopun farklı yüzdelerle zenginleştirilmiş hedefleri için 497,31 keV gama ışını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerleri

E_p (MeV)	E_{km} (MeV)	Tesir Kesiti (mbarn) *	Hata (mbarn) *	Tesir Kesiti (mbarn) **	Hata (mbarn) **
4	3,93	0,64	0,03	-	-
4,5	4,45	2,8	0,1	-	-
5	4,93	9,9	0,4	-	-
5,5	5,5	-	-	32	2
6	5,92	51	4	53	4
6,5	6,41	-	-	94	7
7	6,92	-	-	136,8	0,8
7,5	7,41	107	7	184	10
8	7,92	88	4	208	15
8,5	8,41	-	-	344	17

* % 13,9 zenginleştirilmiş ^{115}Sn hedefi kullanılmıştır.

** % 51,2 zenginleştirilmiş ^{115}Sn hedefi kullanılmıştır.



Şekil 6.5. $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ reaksiyonu için 497,31 keV gama ışını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kod sonuçları ile karşılaştırılması

Bu hesaplamalarda ilgili gama enerjilerinde elde edilen tesir kesiti değerlerinin belirsizlikleri, hedef kalınlıkları (\sim % 10), sayım istatistiği (% 2 – % 32 aralığında), dedeksiyon verimi (% 0,3), bozuma parametreleri (% 0,7 – % 5,6 aralığında) ve demet akımı (\sim % 3) belirsizliklerinin katkılarını içermektedir.

$^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu için elde edilen tesir kesiti sonuçları Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamalarına dayanan standart NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kodları ile karşılaştırılmıştır. NON-SMOKER ve TALYS-1.9 kodu ile hesaplatılan teorik tesir kesitleri düşük enerjilerde deneysel değerler ile uyum içindedir. TALYS-1.9 standart kodu ile hesaplatılan teorik tesir kesitleri ise yüksek enerjilerde deneysel değerlere göre 2 kat daha düşük çıkmaktadır. NON-SMOKER kodu ile hesaplatılan teorik tesir kesitleri ise yüksek enerjilerde deneysel değerlere göre 9 kat daha düşük çıkmaktadır.

$^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ reaksiyonu için NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kodu ile hesaplatılan teorik tesir kesitleri ise yüksek enerjilerde uyum içindedir. $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ reaksiyonu için standart NON-SMOKER kodu ile hesaplatılan teorik tesir kesitleri düşük enerjilerde 4,5 kat daha altındadır. TALYS-1.9 standart kodu ile hesaplatılan teorik tesir kesitleri ise düşük enerjilerde 1,5 kat üzerinde çıkmaktadır.

$^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ proton yakalama reaksiyonunu incelersek, ^{116}Sn izotopunun proton yakalaması kararsız ^{117}Sb izotopunu oluşturur. ^{117}Sb izotopu 2,8 saat yarı-ömürle, β^+ bozunumu yaparak ^{117}Sn kararlı izotopuna dönüşür (Tablo 4.5). Bu bozunmalar içerisinde en yüksek yayımlanma olasılığına (% 85,9) sahip gama enerjisi 158,56 keV olup, (p, γ) reaksiyon tesir kesit hesabı için bu pik kullanılarak analiz yapılmıştır.

$^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyonu için proton demetinin 2,5 MeV ile 8,5 MeV laboratuvar ve ilgili etkin kütle merkezi enerjilerinde, 158,56 keV enerjili gamalar için elde edilen deneysel tesir kesiti ve hata değerleri Tablo 6.6'de listelenmiştir. Ölçülen bu değerlerin Hauser-Feshback modelinin önerdiği teorik NON-SMOKER [6] ve TALYS-1.9 [7] standart kod sonuçları ile karşılaştırıldığı grafik Şekil 6.6'de gösterilmiştir.

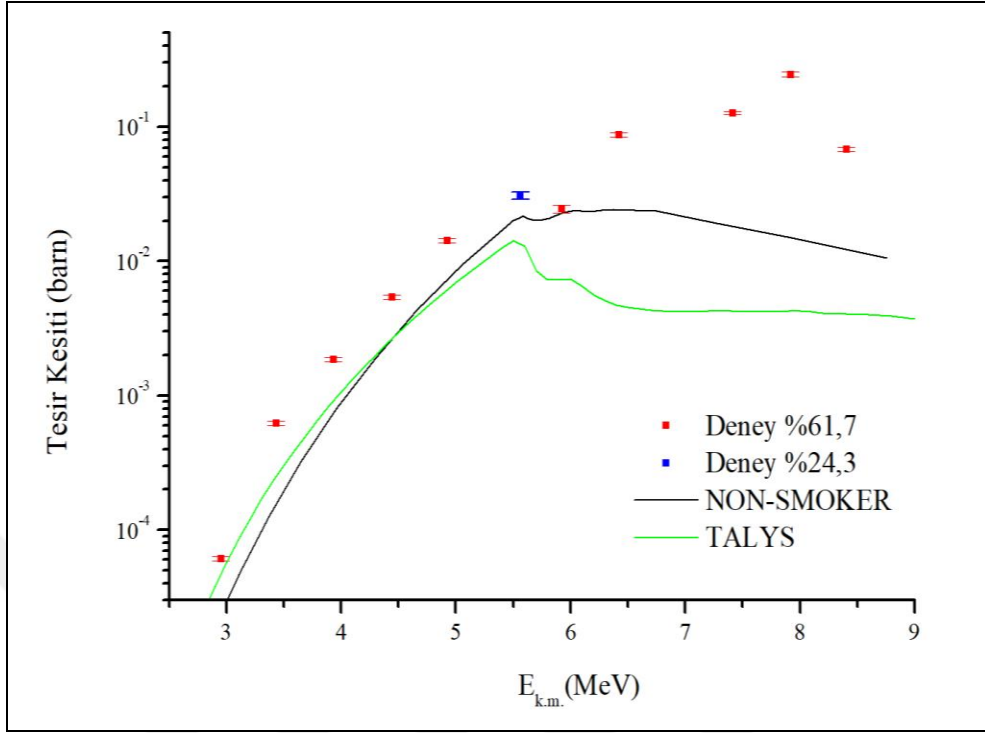
Tablo 6.6. $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyonu için 158,56 keV gama ışını kullanarak hesaplanan tesir kesiti değerleri

E_p (MeV)	E_{km} (MeV)	Tesir Kesiti (mbarn)*	Hata (mbarn)	Tesir Kesiti (mbarn)*	Hata (mbarn)*	Tesir Kesiti (mbarn)**	Hata (mbarn)*
2,5	2,46	0,0049	0,0002	0,005	0,0004	0,018	0,001
3	2,95	0,061	0,002	0,063	0,004		
3,5	3,43	0,62	0,03	0,45	0,03		
4	3,93	1,85	0,07	2,2	0,1		
4,5	4,45	5,4	0,2	7,2	0,4		
5	4,93	14,2	0,6	21	1		
5,5	5,56			43	3		
6	5,92	25	2	74	5	210	14
6,5	6,42	87	3	88	5	62	4
7,0				112	7	79	5
7,5	7,41	127	3	11378	740	83	6
8	7,92	246	10	790	54	17	1
8,5	8,41	68	3	6742	439	168	11

* % 61,7 zenginleştirilmiş ^{116}Sn hedefi kullanılmıştır.

** % 10,23 zenginleştirilmiş ^{116}Sn hedefi kullanılmıştır.

*** % 24,36 zenginleştirilmiş ^{116}Sn hedefi kullanılmıştır.



Şekil 6.6. $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyonu için 158,56 keV gama ışınıni kullanarak hesaplanan tesisir kesiti değeriinin teorik NON-SMOKER ve TALYS-1.9 kodu ile karşılaştırılması [6, 7]

Sonuçlardaki toplam belirsizlik, hedef kalınlığı (~ % 10), sayım istatistiği (% 3 ile % 17 arasında), dedeksiyon verimi (% 2), bozunma parametreleri (% 7 ile % 3,7) ve akım ölçümü (% 3) belirsizlikleri hesaba katılarak bulunmuştur.

$^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyonu için elde edilen tesisir kesiti sonuçları yine aynı şekilde Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamalarına dayanan NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kod sonuçları ile karşılaştırılmıştır. NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kodu ile hesaplatılan teorik tesisir kesitleri düşük enerjilerde deneysel değeri ile uyum içindedir. TALYS-1.9 standart kodu ile hesaplatılan teorik tesisir kesitleri ise yüksek enerjilerde deneysel değeri göre 50 kat daha düşük çıkmaktadır. NON-SMOKER kodu ile hesaplatılan teorik tesisir kesitleri ise yüksek enerjilerde deneysel değeri göre 20 kat daha düşük çıkmaktadır.

Burada tesisir kesiti değeriinin (p,n) kanalı açıldıktan sonra yüksek çıkması farklı reaksiyonların aynı izotopu oluşturması kaynaklıdır. Bu amaçla birbirini besleyen $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ ve $^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}$ reaksiyon tesisir kesitlerini hesaplamak için farklı

içerikli hedeflerle ölçümler gerçekleştirilmiştir. Birbirini besleyen reaksiyonlar için sırasıyla Hedef 1 ve Hedef 2 deki ^{114}Sn , ^{115}Sn , ^{116}Sn ve ^{117}Sn miktarları 3 ayrı set halinde Tablo 6.7’de gösterilmiştir. Set 1: $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$ ve $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ için iki ayrı hedefteki ^{114}Sn ve ^{115}Sn miktarlarını, Set 2: $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ ve $^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}$ için iki ayrı hedefteki ^{115}Sn ve ^{116}Sn miktarlarını ve Set 3: ise $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ ve $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ için iki ayrı hedefteki ^{116}Sn ve ^{117}Sn miktarlarını göstermektedir.

Tablo 6.7. Farklı amaçlar için kullanılacak Hedef 1 ve Hedef 2 deki ^{114}Sn , ^{115}Sn , ^{116}Sn ve ^{117}Sn miktarları

Set 1	^{114}Sn	^{115}Sn
Hedef 1	71,1	0,77
Hedef 2	1,46	51,2
Set 2	^{115}Sn	^{116}Sn
Hedef 1	51,2	24,36
Hedef 2	13,9	61,7
Set 3	^{116}Sn	^{117}Sn
Hedef 1	10,23	2,45
Hedef 2	24,36	5,37

Hedef 1 ve hedef 2 için elde edilen tesir kesiti değerleri denklem (6.1) ve (6.2) şeklinde yazılabilir:

$$\text{Hedef \#1: } \sigma_{\text{top}}(^{116}\text{Sb}) = \mathbf{P}_{115} \sigma[^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}] + \mathbf{P}_{116} \sigma[^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}] \quad (6.1)$$

$$\text{Hedef \#2: } \sigma_{\text{top}}'(^{116}\text{Sb}) = \mathbf{P}_{115}' \sigma[^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}] + \mathbf{P}_{116}' \sigma[^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}] \quad (6.2)$$

burada σ_{top} ve σ_{top}' birinci ve ikinci hedefteki katkıları içeren toplam tesir kesiti değerlerini, \mathbf{P}_{115} ve \mathbf{P}_{116} birinci hedefteki ^{115}Sn ve ^{116}Sn yüzde cinsinden miktarını aynı şekilde \mathbf{P}_{115}' ve \mathbf{P}_{116}' ikinci hedefteki ^{115}Sn ve ^{116}Sn yüzde cinsinden miktarını göstermektedir.

Bu iki denklem $\sigma[^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}]$ için çözümlerse

$$\sigma[^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}] = \frac{\sigma_{\text{tot}}' \mathbf{P}_{116} - \sigma_{\text{tot}} \mathbf{P}_{116}}{(\mathbf{P}_{115}' \mathbf{P}_{116} - \mathbf{P}_{115} \mathbf{P}_{116}')} \quad (6.3)$$

ve aynı şekilde $\sigma[^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}]$ için çözümlerse

$$\sigma[{}^{116}\text{Sn}(p,n){}^{116}\text{Sb}] = \frac{\sigma_{\text{tot}} P'_{115} - \sigma_{\text{tot}} P_{115}}{(P'_{115} P_{116} - P_{115} P'_{116})} \quad (6.4)$$

elde edilir.

${}^{115}\text{Sn}(p,\gamma){}^{116}\text{Sb}$ ve ${}^{116}\text{Sn}(p,n){}^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu için aynı izotopun farklı yüzdelerle zenginleştirilmiş hedefleri için 1293,55 keV gama ışınını kullanarak tesir kesiti değerleri hesaplanmıştır. Benzer şekilde analiz hesaplamalarında ${}^{114}\text{Sn}(p,\gamma){}^{115}\text{Sb}$ ile ${}^{115}\text{Sn}(p,n){}^{115}\text{Sb}$ reaksiyonlarında 497,31 keV gama ışınını kullanarak yapılmış olup hesaplamalar çizilen grafiklerde düzeltilerek tamamlandı. ${}^{115}\text{Sn}(p,\gamma){}^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu sonucu oluşan izotop da hesaba katıldığında hedefin içinde ${}^{116}\text{Sn}$ miktarında bir artış olacaktır. Özellikle de yüksek enerjilerde (p,n) kanalı açıldıktan sonra tesir kesitinde ani bir artış söz konusu olduğundan katkı olan diğer izotoplardan gelen gamalara da dikkat edilerek düzeltme yapılmıştır. Ayrıca (p, γ) reaksiyonu ile birlikte (p,n) reaksiyonu da radyoaktif olan ${}^{116}\text{Sb}$ izotopunu oluşturacağından, (p,n) kanalı açıldıktan sonra ${}^{116}\text{Sn}(p,n){}^{115}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitleri de aktivasyon metodu ile ölçülebilmektedir. Bu tür katkı değerlerinin benzer hesaplamalar ile tesir kesitlerinin son değerlerinin test edilmelidir.

7. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, p-proses çekirdek sentezinde önemli olan $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$, $^{114}\text{Sn}(p,n)^{114}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ ve $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitleri aktivasyon metodu ile Notre Dame Üniversitesi (ABD) Nükleer Bilimler Laboratuvarında Tandem Hızlandırıcısı kullanılarak ölçülmüştür.

Bu çalışmada (p, γ) ve (p,n) reaksiyon tesir kesiti ölçümleri gerçekleştirmek için, farklı oranlarda zenginleştirilmiş izotoplarla presleme ve buharlaştırma yöntemleri kullanılarak $254 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ile $2,02 \text{ mg}/\text{cm}^2$ kalınlıklarında ^{114}Sn , ^{115}Sn ve ^{116}Sn hedefleri başarı ile hazırlanmıştır.

$^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$ ve $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyonları için $T_9 = 3$ K sıcaklıkta Gamow penceresi sırasıyla $2,34 \text{ MeV} \leq E_G \leq 4,52 \text{ MeV}$, $2,28 \text{ MeV} \leq E_G \leq 4,51 \text{ MeV}$ ve $2,31 \text{ MeV} \leq E_G \leq 4,79 \text{ MeV}$ enerji aralığındadır. Reaksiyon tesir kesiti ölçümleri astrofiziksel enerji aralığı olan Gamow penceresini kapsayan 2,5 MeV ile 8,5 MeV laboratuvar enerji aralığında gerçekleştirilebilmiştir. Etkin enerji değerleri ise fortran dilinde yazılan bir bilgisayar programında hedef, parçacık ve gelen parçacığın laboratuvar enerji bilgileri girilerek belirlenmiştir.

Elde edilen $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$, $^{114}\text{Sn}(p,n)^{114}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,\gamma)^{116}\text{Sb}$, $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ ve $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesit değerleri, Hauser Feshbach istatistiksel model hesaplamalarını kullanarak oluşturulan standart NON-SMOKER ve TALYS-1.9 standart kod sonuçları ile karşılaştırıldı. Yapılan ölçümler ve elde edilen sonuçların detayları bu çalışmada sunulmuştur.

Elde edilen deneysel veriler ile $Z = 50$ bölgesinde ve ağır kütle bölgesinde veri açığını kapatmak adına önemli bir çalışma olup ve TÜBİTAK 108T508 nolu ve BAP 2010/073 nolu projeler ile desteklenmiştir.

Teorik hesaplar ile deneysel sonuçlar arasında farklılıklar elde edilmiştir. Reaksiyon networklerinde düzeltme yapabilmek için özellikle $A < 124$ ve $150 \leq A \leq 165$

bölgesindeki uyumsuzluktan [38] dolayı, yüksek A kütle değerlerinde gerçekleştirilen tesir kesiti ölçüm verileri ile desteklenmesi gerekmektedir.

Ayrıca ek olarak, bu farklılıkların anlaşılabilmesi için teorik modellerde kullanılan optik model potansiyellerinin test edilmesi önerilebilir. Bu tür bir test, teorik reaksiyon hız hesaplamalarını iyileştirecek ve p-proses çekirdek sentezi teorisinin netleşmesine yardımcı olacaktır.



KAYNAKLAR

- [1] Alpher R. A., Bethe H., Gamow G., The Origin of Chemical Elements, *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 803.
- [2] Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F., Synthesis of the Elements in Stars, *Rev. Mod. Phys.*, 1957, **29**, 547-650.
- [3] Cameron A. G. W., Nuclear Reactions in Stars and Nucleogenesis, *Pub. Astron. Soc. Pac.*, 1957, **69**, 201-222.
- [4] Wallerstein G., Iben I., Parker P., Boesgaard A. M., Hale G. M., Champagne A. E., Barnes C. A., Käppeler F., Smith V. V., Hoffman R. D., Timmes F. X., Sneden C., Boyd R. N., Meyer B. S. and Lambert D. L., Synthesis of Elements in Stars: Forty Years Progress, *Rev. Mod. Phys.*, 1997, **69**, 995-1084.
- [5] Rauscher T., Branchings in The γ Process Path Revisited, *Phys. Rev. C*, 2006, **73**, 015804.
- [6] Rauscher T., Code NON-SMOKER database, <https://nucastro.org/nonsmoker.html>, (Ziyaret tarihi: 23 Nisan 2019)
- [7] TALYS-1.9, <http://www.TALYS-1.9.eu> (Ziyaret tarihi: 23 Nisan 2019)
- [8] Kiss G. G., Gyürky Gy., Elekes Z., Fülöp Zs., Somorjai E., Rauscher T., Wiescher M., $^{70}\text{Ge}(p,\gamma)^{71}\text{As}$ and $^{76}\text{Ge}(p,n)^{76}\text{As}$ Cross Sections for The Astrophysical p Process: Sensitivity of The Optical Proton Potential at Low Energies, *Phys. Rev.C*, 2007, **76**, 05587.
- [9] Gyürky Gy., Fülöp Zs., Somorjai E., Kokkoris M., Galanopoulos S., Demetriou P., Harissopoulos S., Rauscher T. and Goriely S., Proton Induced Reaction Cross Section Measurements on Se Isotopes for the Astrophysical P Process, *Phys. Rev.C*, 2003, **68**, 055803.
- [10] Gyürky Gy., Somorjai E., Fülöp Zs., Harissopoulos S., Demetriou P., Rauscher T., Proton Capture Cross Section of Sr Isotopes and Their Importance for Nucleosynthesis of Proton-Rich Nuclides, *Phys. Rev.C*, 2001, **64**, 065803.
- [11] Galanopoulos S., Demetriou P., Kokkoris M., Harissopoulos S., Kunz R., Fey M., Hammer J. W., Gyürky Gy., Fülöp Zs., Somorjai E., Goriely S., The $^{88}\text{Sr}(p,\gamma)^{89}\text{Y}$ Reaction at Astrophysically Relevant Energies, *Phys. Rev.C*, 2003, **67**, 015801.

- [12] Tsagari P., Kokkoris M., Skreti E., Karydas A. G., Harissopulos S., Paradellis T., Demetriou, Cross Section Measurements of The $^{89}\text{Y}(p,\gamma)^{90}\text{Zr}$ Reaction at Energies Relevant to P-Process Nucleosynthesis, *Phys. Rev.C*, 2004, **70**, 015802.
- [13] Laird C. E., Flynn D., Hershberger R. L., Gabbard F., Proton- ^{90}Zr interaction at sub-Coulomb proton energies, *Phys. Rev.C*, 1987, **35**, 1265.
- [14] Harissopulos S., Skreti E., Tsagari P., Souliotis G., Demetriou P., Paradellis T., Hammer J. W., Kunz R., Angulo C., Goriely S., Rauscher T., Cross Section Measurements of the $^{93}\text{Nb}(p,\gamma)^{94}\text{Mo}$ Reaction at $E_p = 1.4 - 4.9$ MeV Relevant to the Nucleosynthetic P Process, *Phys. Rev.C*, 2001, **64**, 055804.
- [15] Sauter T., Käppeler F., (p, γ) Rates of ^{92}Mo , ^{94}Mo , ^{95}Mo , ^{98}Mo : Towards and Experimentally Founded Database for P-Process Studies, *Phys. Rev.C*, 1997, **55**, 3127.
- [16] Chloupek F. R., Murphy A. St. J., Boyd R. N., Cole A. L., Görres J., Güray R. T., Raimann G., Zach J. J., Rauscher T., Schwarzenberg J. V., Tischhauser P., Wiescher M. C., Measurements of Proton Radiative Capture Cross Sections Relevant to Astrophysical rp- and γ -processes, *Nucl. Phys. A.*, 1999, **652**, 391.
- [17] Bork J., Schatz H., Käppeler F., Rauscher T., Proton Capture Cross Sections of the Ruthenium Isotopes, *Phys. Rev.C*, 1998, **58**, 524.
- [18] N. Özkan, A. St. J. Murphy, R. N. Boyd, A. L. Cole, R. deHaan, M. Famiano, J. Görres, R. T. Güray, M. Howard, L. Sahin, and M. Wiescher, Proton Radiative Capture Cross Sections on ^{102}Pd at Energies of Astrophysical Interest, *Nuc.. Phys. A.*, 2001, **688**, 459.
- [19] Özkan N., Murphy A. St. J., Boyd R. N., Cole A. L., Famiano M., Güray R. T., Howard M., Şahin L., Zach J. J., deHaan R., Görres J., Wiescher M. C., Islam M. S. and Rauscher T., Cross Section Measurements of the $^{102}\text{Pd}(p,\gamma)^{103}\text{Ag}$, $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$, and $^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)^{116}\text{Te}$ Reactions Relevant to the Astrophysical rp- and γ -processes, *Nucl. Phys. A.*, 2002, **710**, 469.
- [20] Gyürky Gy., Kiss G. G., Elekes Z., Fülöp Zs. Somorjai E., Rauscher T., Proton Capture Cross-Section of $^{106,108}\text{Cd}$ for the Astrophysical P-Process, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 2007, **34**, 817.
- [21] Famiano M. A., Kodikara R. S., Giacherio B. M., Subramanian V. G., Kayani A., Measurement of the (p, γ) Cross Sections of ^{46}Ti , ^{64}Zn , ^{114}Sn , and ^{116}Sn at Astrophysically Relevant Energies, *Nucl. Phys. A.*, 2008, **802**, 26.
- [22] Kiss G. G., Rauscher T., Gyürky Gy., Simon A., Fülöp Zs., and Somorjai E., Coulomb Suppression of the Stellar Enhancement Factor, *Phys. Rev. Letters*, 2008, **101**, 191101.

- [23] Spyrou A., Lagoyannis A., Demetriou P., Harissopulos S., Becker H. –W., Cross Section Measurements of (p, γ) Reactions on Pd Isotopes Relevant to the P Process, *Phys. Rev. C*, 2008, **77**, 065801.
- [24] Güray R. T., Özkan N., Yalçın C., Palumbo A., deBoer R., Görres J., LeBlanc P. J., O’Brien S., Strandberg E., Tan W. P., Wiescher M., Fülöp Zs., Somorjai E., Lee H. Y., Greene J. P., Measurements of Proton Induced Reaction Cross Sections on ^{120}Te for the Astrophysical P-Process, *Phys. Rev. C*, 2009, **80**, 035804.
- [25] Dillmann I., Coquard L., Domingo-Pardo C., Käppeler F., Marganec J., Uberseder E., Giesen U., Heiske A., Feinberg G., Hentschel D. Hilpp S., Leiste H., Rauscher T., Thielemann F. –K., Cross Sections for Proton-Induced Reactions on Pd Isotopes at Energies Relevant for the γ process, *Phys. Rev. C*, 2011, **84**, 015802.
- [26] Sauerwein A., Endres J., Netterdon L., Zilges A., Foteinou V., Provas G., Konstantinopoulos T., Axiotis M., Ashley S. F., Harissopulos S., and Rauscher T., Investigation of the Reaction $^{74}\text{Ge}(p,\gamma)^{75}\text{As}$ Using the in-beam Method to Improve Reaction Network Predictions for P Nuclei, *Phys. Rev. C*, 2012, **86**, 035802.
- [27] L. Netterdon, A. Endres, G. G. Kiss, J. Mayer, T. Rauscher, P. Scholz, K. Sonnabend, Zs. Török, and A. Zilges, *Phys. Rev. C*, 2011, **90**, 035806.
- [28] R. T. Güray, N. Özkan, C. Yalçın, T. Rauscher, Gy. Gyürky, J. Farkas, Zs. Fülöp, Z. Halász, and E. Somorjai, *Phys. Rev. C*, Measurements of $\text{Gd}^{152}(p,\gamma)\text{Tb}^{153}$ and $\text{Gd}^{152}(p,n)\text{Tb}^{152}$ Reaction Cross Sections for the Astrophysical Gamma Process, 2015, **91**, 055809.
- [29] N. Özkan, R. T. Güray, C. Yalçın, W. P. Tan, A. Aprahamian, M. Beard, R. J. deBoer, S. Almaraz-Calderon, S. Falahat, J. Görres, Q. Li, A. Sauerwein, K. Sonnabend, M. Wiescher, Zs. Fülöp, Gy. Gyürky, E. Somorjai, J. Greene, Proton Capture Reaction Cross Section Measurements on ^{162}Er as a Probe of Statistical Model Calculations, *Phys. Rev. C*, 2017, **96**, 045805.
- [30] Woosley S.E., and Howard, W.M., The P-Process in Supernovae, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1978, **36**, 285.
- [31] Rayet, M., Prantzos, N., and Arnould, M., The P-Process Revisited, *Astron. Astrophys.*, 1990, **227**, 27.
- [32] Arnould M., Goriely S., The P-Process of Stellar Nucleosynthesis: Astrophysics and Nuclear Physics Status, *Phys. Rep.*, 2003, **384**, 1-8.
- [33] Fröhlich C., Martínez-Pinedo G., Liebendörfer M., Thielemann F. –K., Bravo E., Hix W. R., Langanke K., and Zinner N. T., Neutrino-induced Nucleosynthesis of $A > 64$ Nuclei: The vp process, *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**, 142502.

- [34] Rauscher T., Heger A., Hoffman R., and Woosley S. E., Nucleosynthesis in Massive Stars with Improved Nuclear and Stellar Physics, *The Astrophys.*, 2002, **576**, 323.
- [35] Schatz H., Aprahamian A., Barnard V., Bildsten L., Cumming A., Ouellette M., Raudcher T., Thielemann F.-K., and Wiescher M., End point of the rp process on accreting neutron stars, *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**, 3471-3474.
- [36] Woosley S.E., Hartmann D. H., Hoffman, R. D and Haxtonw. C., The Nu-Process, *Astrophys. J.*, 1990, **356**, 272-301.
- [37] Rauscher T., Thielemann F.-K., and Kratz K.-L., Nuclear Level Density and Determination of Thermonuclear Rates for Astrophysics, *Phys. Rev. C*, 1997, **56**, 1613.
- [38] Rauscher, T., Heger, A., Hoffman, R., and Woosley, S., Nucleosynthesis in Massive Stars with Improved Nuclear and Stellar Physics, *Astrophys.J.*, 2002, **576**, 323.
- [39] Illiadis C., Nuclear Physics in Stars, 1st ed., Wiley-VCH, Germany, 2007.
- [40] Rolfs C. E., Rodney W. S., *Couldrons in the Cosmos*, 1st ed., Universe Of Chicago Press, USA, 1988.
- [41] <http://www.kadonis.org/pprocess/gamow.php> (Ziyaret tarihi: 8 Haziran 2019)
- [42] Tanyel, B., *Yıldızlarda Çekirdek Sentezleri ve Yıldızların Hayatı*, Ege Üniversitesi Basımevi, **1984**.
- [43] Philips, A.C., *The Physics of Starts*, John Wiley & Sons Ltd., **1999**.
- [44] Penzias, A. A., R. W. Wilson. A. Measurement of Excess Antenna, Temperature at 4080 Mc/s, *Astrophysical Journal Letters*, 1965, **142**, 419–421.
- [45] <http://isnap.nd.edu/html/research/facility/accerelator/> (Ziyaret tarihi: 8 Haziran 2019)
- [46] Krane K. S., *Nükleer Fizik I*, Palme Yayıncılık, Ankara, 2001.
- [47] <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/decaysearchdirect.jsp?nuc=164TM&unc=nd> (Ziyaret tarihi: 8 Haziran 2019)
- [48] <https://www.anl.gov/phy/center-for-accelerator-target-science> (Ziyaret tarihi: 10 Temmuz 2019)
- [49] Kiss G. G., Rauscher T., Gyürky Gy., Simon A., Zs., Fülöp and Somorjai. E., Coulomb Suppression of the Stellar Enhancement Factor, 2008, **101**, 191101
- [50] <http://www.isoflex.com/isotopes/index.html>, (Ziyaret tarihi: 10 Haziran 2019)



EKLER

EK-A

ISOFLEX USA

P. O. Box 29475
San Francisco CA 94129 USA
Tel: 415-440-4433
Fax: 415-563-4433
Email: iusa@isoflex.com
EIN: 208066748

CERTIFICATE of ANALYSIS

CUSTOMER:

University of Notre Dame
Department of Physics
Attn: Dr. Nalan Guray
225 Nieuwland Science Hall
Notre Dame, IN 46556-5670
Tel: 574-631-7717

CERTIFICATE NO.: 50-01-114-3107

CUSTOMER ORDER NO.: Per Dr. Guray's emails
dated July 10 and 17, 2007

The description, isotopic distribution and chemical admixtures relating to the above referenced order number are certified to be as follow:

Description

ISOTOPE	Sn-114
ENRICHMENT	71.10%
ELEMENT WEIGHT	60 mg
FORM	Metal

Isotopic Distribution

ISOTOPE	Sn-112	Sn-114	Sn-115	Sn-116	Sn-117	Sn-118	Sn-119	Sn-120	Sn-122	Sn-124
CONTENT (%)	0.27	71.1	0.77	10.23	2.45	6.3	1.78	5.89	0.6	0.61

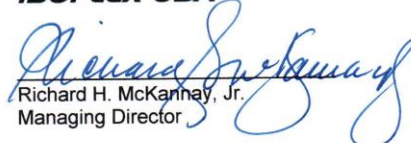
Chemical Admixtures

ELEMENT	Al	Cr	Fe	Ni	Cu	Zn	Mo	Sb	Si	Pb
CONTENT (%)	0.005	<0.003	0.006	0.004	0.013	0.006	0.004	0.004	0.003	<0.002

ELEMENT	Bi
CONTENT (%)	<0.002

August 6, 2007
Date

ISOFLEX USA


Richard H. McKinnay, Jr.
Managing Director

070806-04 - CoA - Sn-114.wpd

EK B

ISOFLEX USA

P. O. Box 29475
San Francisco CA 94129 USA
Tel: 415-440-4433
Fax: 415-563-4433
Email: iusa@isoflex.com
EIN: 208066748

CERTIFICATE of ANALYSIS

CUSTOMER:

University of Notre Dame
Accounts Payable
725 Grace Hall
Notre Dame, IN 46556-5688
Tel: 574-631-8274

CERTIFICATE NO.: 50-01-115-3434
CUSTOMER ORDER NO.: P1484846

The description, isotopic distribution and chemical admixtures relating to the above referenced order number are certified to be as follow:

Description

ISOTOPE	Sn-115
ENRICHMENT	51.20%
ELEMENT WEIGHT	20 mg
FORM	Metal

Isotopic Distribution

ISOTOPE	Sn-112	Sn-114	Sn-115	Sn-116	Sn-117	Sn-118	Sn-119	Sn-120	Sn-122	Sn-124
CONTENT (%)	0.1	1.46	51.2	24.36	5.37	7.36	1.94	6.68	0.74	0.79

Chemical Admixtures

ELEMENT	Al	Si	Cr	Fe	Ni	Cu	Zn	As	Sb	Pb
CONTENT (%)	0.003	<0.002	<0.003	0.005	0.004	0.007	<0.003	<0.0002	<0.003	<0.002

ELEMENT	Bi
CONTENT (%)	<0.002

July 29, 2008
Date

ISOFLEX USA



T. H. Teo
Operations Manager

080703-02 - CoA - Sn-115.wpd

KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER

- [1] **Kutlu S.**, Güray R. T., Özkan N., and Yalçın C., Calculation of Effective Beam Energy Depending on the Target Thickness in Applications of Nuclear Astrophysics, AIP Conference Proceedings, 2007, 899, 547.
- [2] Efe, G., **Kutlu, S.**, Özkan, N., Güray, R. T., Tandem Van de Graaff Hızlandırıcıları ve Aktivasyon Metodu, Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi-II, Book of Abstracts, 2004.
- [3] **Kutlu S.**, Güray R.T., Özkan N., and Yalçın C., Calculation of Effective Beam Energy Depending on the Target Thickness in Applications of Nuclear Astrophysics, Book of Abstracts, The 6th International Conference of The Balkan Physical Union, 2006.
- [4] Özkan N., Güray R. T., Yalçın C., **Kutlu S.**, A. Palumbo, R. deBoer, Görres J., Leblanc P. J., O'Brien S., Strandberg E., Tan W. P., Wiescher M., Lee H. Y., Fülöp Zs., Somorjai E., Proton Induced Reactions on the p-Nucleus ^{120}Te , Book of Abstract, Nuclei in the Cosmos 10th International Symposium, 2008.
- [5] Güray R. T., Yalçın C., N. Özkan, **Kutlu, S.**, Gy. Gyürky, J. Farkas, G. G. Kiss, Zs. Fülöp and E. Somorjai, Measurements of alpha capture on ^{113}In reactions relevant to the astrophysical p process", Güray R. T., Yalçın C., Özkan N., Kutlu S., Gyürky Gy., Farkas J., Kiss G. G., Fülöp Zs. and Somorjai E., Book of Abstracts, Nuclei in the Cosmos 10th International Symposium, 2008.
- [6] Yalçın C., Güray R. T., Özkan N. , **Kutlu S.**, Gyürky Gy., Farkas J., Kiss G. G., Fülöp Zs., Simon A., Somorjai E., and Rauscher T., Odd p Isotope ^{113}In : Measurement of α -Induced Reactions, 2009, Phys. Rev. C 79, SCI, 065801.
- [7] Yalçın, C., Güray, R. T., Özkan, N., **Kutlu, S.**, Gyürky, Gy., Farkas, J., Kiss, G. G., Fülöp, Zs., Somorjai, E., Rauscher, T., Astrophysical S-factor for Alpha Capture of ^{113}In in the P-rocess Energy Range, AIP Conference Proceedings , 2009, 1090, 631.
- [8] Güray, R. T., Yalçın, C., Özkan, N., **Kutlu, S.**, Gyürky, Gy., Farkas, J., Kiss, G.G., Fülöp, Zs., Somorjai, E., Measurements of Alpha Capture On ^{113}In Reactions Relevant To The Astrophysical P process, Proceedings of Science, PoS(NICX), 2009, 092.
- [9] Yalçın, C., Güray, R. T., Özkan, N., **Kutlu, S.**, Gyürky, Gy., Farkas, J., Kiss, G. G., Fülöp, Zs., Somorjai, E., Rauscher, T., $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$ ve $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{117}\text{Sb}$ Reaksiyonlarının Tesir Kesiti Ölçümü ve Astrofizikteki Önemi, X. Ulusal Nükleer Bilimler ve Teknolojileri Kongresi, Muğla, Türkiye, 6-9 Ekim 2009.

ÖZGEÇMİŞ

28.11.1981 yılında Bandırma'da doğdu. İlk ve orta öğrenimini Ankara'da Dikmen Lisesi'nde, lise öğrenimini İzmir Kız Lisesi'nde tamamladı. 1999 yılında girdiği Kocaeli Üniversitesi Fizik Bölümü'nden 2003 yılında bölüm üçüncüsü olarak mezun oldu. Aynı yıl Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisansını yapmaya başlayarak 2006 yılında mezun oldu. 2005 yılında asistanlık sınavını kazanarak Kocaeli Üniversitesi Fizik Bölümünde araştırma görevliliğine başladı. 2012 yılında araştırma görevliliğinden ayrılarak Fizik öğretmenliğine geçiş yaptı. 2007 yılında yine Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Doktora programına başladı.