

**KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**DOKTORA TEZİ**

**KARAKTERİSTİK GAMA VE X-IŞINLARI İLE REAKSİYON  
TESİR KESİTİ ÖLÇÜMLERİ:  
Sb-121 ALFA YAKALAMA REAKSİYONU**

**ZEREN KORKULU**

**KOCAELİ 2014**

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

KARAKTERİSTİK GAMA VE X-IŞINLARI İLE REAKSİYON  
TESİR KESİTİ ÖLÇÜMLERİ: Sb-121 ALFA YAKALAMA  
REAKSİYONU

ZEREN KORKULU

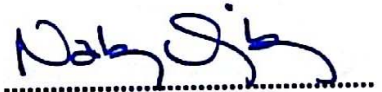
Prof.Dr. Nalan ÖZKAN GÜRAY  
Danışman, Kocaeli Üniv.

Prof.Dr. M. Nizamettin ERDURAN  
Jüri Üyesi, İZÜ

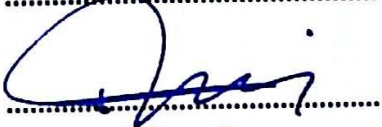
Doç.Dr. Hayriye SUNDU PAMUK  
Jüri Üyesi, Kocaeli Üniv.

Yrd.Doç.Dr. Oktay CEBECİOĞLU  
Jüri Üyesi, Kocaeli Üniv.

Yrd.Doç.Dr. Nilgün DEMİR  
Jüri Üyesi, Uludağ Üniv.











Tezin Savunulduğu Tarih: 09.07.2014

## ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Belki de nükleer fizikteki en önemli başarılarından biri, yıldızlardaki enerji üretiminin ve nükleosentezin açıklanmasıdır. Astrofizikçiler günümüzde yıldızların ardışık nükleer yanma aşamaları sayesinde bulutsulardaki oluşumlarından, süpernova ve beyaz cüce olarak ölümlerine kadar olan sürecin temelini anlamışlardır. Bu süreçler boyunca Nükleer Fizik, evrende başlangıçtaki hidrojen ve helyum karışımının nasıl üretildiğini, dünyadaki yaşam olasılığını meydana getiren ağır elementlere ilginç dönüşümünü anlamamıza izin verir. Günümüzde elementlerin sentezinde tam olarak anlayamamış bazı kısımlarda mevcuttur: bunlardan biri de protonca zengin ağır çekirdeklerin sentezinden sorumlu olan p-proses çekirdek sentezidir. Bu amaçla p-proses çekirdek sentezi ile ilgili yüklü parçacık yakalama reaksiyonları gerçekleştirilmiştir. Elde edilen deneysel sonuçlarla hem deneysel verilerin az olduğu kütle bölgesine hem de teorik nükleer fizik çalışmalarına katkı sağlanması umulmaktadır.

Doktora eğitimim süresince ve tez çalışmam boyunca yardımlarını esirgemeyen tez danışmanım ve hocam Prof. Dr. Nalan ÖZKAN GÜRAY'a en içten teşekkür ve saygılarımı sunarım. Ayrıca bana her konuda yardımcı olan hocam Doç. Dr. Recep Taygun GÜRAY'a, tez izleme komite üyesi hocam Prof. Dr. M. Nizamettin ERDURAN ve Doç. Dr. Hayriye SUNDU PAMUK'a içten teşekkürlerimi sunarım. Macaristan Bilimler Akademisi, Nükleer Araştırma Enstitüsü'nde (MTA Atomki) gerçekleştirdiğim deneysel çalışmam boyunca birlikte çalıştığım, Zsolt Fülöp, Gyürky György, Endre Somorjai ve tüm Nükleer Astrofizik Grubuna teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca doktora çalışmam sürecinde bana her konuda destek ve yardımlarını esirgemeyen sevgili László Stuhl'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Doktora eğitimim boyunca maddi ve manevi desteklerini bir an olsun eksik etmeyen ve hep yanımda olan aileme teşekkürlerin en büyüğünü sunarım.

Bu çalışma Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) [Proje no: 109T585] (ESF-EuroGenesis Uluslararası Araştırma Projesi çerçevesinde), Kocaeli Üniversitesi BAP [Proje No: 2012/026], ERASMUS (LLP), OTKA (K101328, K108459 ve PD104664) ve European Research Council StG (203175) ile desteklenmiştir.

Haziran - 2014

Zeren KORKULU

## İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR .....	i
İÇİNDEKİLER.....	ii
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	iv
TABLOLAR DİZİNİ.....	vii
SİMGELER DİZİNİ VE KISALTMALAR.....	viii
ÖZET .....	x
ABSTRACT .....	xi
GİRİŞ .....	1
1. YILDIZLARDA ÇEKİRDEK SENTEZİ .....	4
1.1. Yıldızların Oluşumu ve Evrimi .....	4
1.2. Yıldızlarda Füzyon Reaksiyonları .....	8
1.3. Ağır Çekirdeklerin Sentezi.....	10
1.3.1. S-prosesi .....	10
1.3.2. R-prosesi .....	11
1.3.3. P-prosesi .....	11
1.3.4. P-çekirdeklerinin üretim senaryoları .....	15
2. NÜKLEER ASTROFİZİKDEKİ TEMEL İFADELER.....	18
2.1. Termonükleer Reaksiyon Hızları .....	18
2.2. Yüklü Parçacık Yakalama Reaksiyonları İçin Rezonant Olmayan Reaksiyon Hızları ve İlgili Enerji Aralığı.....	19
2.3. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları ve Hauser Feshbah İstatistiksel Model.....	23
2.4. Ters Reaksiyonlar .....	25
3. DENEYSEL YÖNTEM .....	28
3.1. Antimon Hedeflerinin Hazırlanması .....	28
3.2. Siklotron Hızlandırıcısı ve Aktivasyon Metodu.....	35
3.3. Yeni Metot: Aktivasyon Metoduna Dayanan Karakteristik X-ışınlarının Dedeksiyonu İle Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplanması .....	41
3.4. Hedeflerin Aktivasyonu .....	45
3.5. Radyasyon Sayım Sistemleri.....	47
4. VERİ ANALİZİ .....	51
4.1. Enerji Kalibrasyonu .....	51
4.2. Verim Kalibrasyonu .....	53
4.2.1. HPGe dedektörünün verim kalibrasyonu .....	53
4.2.2. LEPS dedektörünün verim kalibrasyonu .....	55
4.3. $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ Reaksiyonu İçin Gama ve Karakteristik X-ışınları Sayımı .....	58
4.4. $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ ve $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$ Reaksiyonları İçin Gama Işın Sayımı .....	59
4.5. Tesir Kesiti ve Astrofiziksel S Faktörünün Hesaplanması .....	61
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	63
5.1. $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ Reaksiyonu İçin Deneysel Tesir Kesiti ve Astrofiziksel S Faktör Sonuçları .....	63
5.2. $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ Reaksiyonu İçin Deneysel Tesir Kesiti ve Astrofiziksel	

S Faktör Sonuçları .....	66
5.3. $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$ Reaksiyonu İçin Deneysel Tesir Kesiti ve Astrofiziksel S Faktör Sonuçları .....	68
5.4. Bilimsel Sonuçlar ve Öneriler .....	71
KAYNAKLAR.....	73
EKLER.....	80
KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER.....	82
ÖZGEÇMİŞ.....	84

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.	Hertzsprung Russell diyagramının şematik gösterimi .....	5
Şekil 1.2.	Ağır bir yıldızın süpernova patlamasından önce şematik gösterimi. Ayrıca kabuklardaki çekirdek dağılımı gösterilmiştir.....	6
Şekil 1.3.	Kütle numarasına göre nükleon başına düşen bağlanma enerjisi değişimi .....	8
Şekil 1.4.	S- r- ve p-proses yollarının şematik gösterimi .....	12
Şekil 1.5.	$Si = 10^6$ atomu referansında s prosesi (kare), r prosesi (daire) ve p prosesi (üçgen) için güneş sistemi bollukları eğrisi.....	14
Şekil 1.6.	İki farklı referansdan alınan p-çekirdekleri için güneş sistemi bolluk eğrisi.....	14
Şekil 1.7.	P-çekirdeklerin üretim mekanizması olan $\gamma$ -proses içinde reaksiyon akışının şematik gösterimi .....	16
Şekil 1.8.	P-çekirdeklerin üretim mekanizması olan $\gamma$ -proses için foton ayırma reaksiyonu ve gerçekleştiği astrofiziksel ortam.....	17
Şekil 2.1.	${}^3He(\alpha,\gamma){}^7Be$ reaksiyonu için ölçülen tesir kesiti ve astrofiziksel S faktör.....	21
Şekil 2.2.	Maxwell-Boltzmann enerji dağılımı ve Coulomb engelinden kaynaklanan tünelleme etkisi .....	22
Şekil 2.3.	Bileşik çekirdek nükleer reaksiyonu ve bileşik çekirdeğin $E_x$ uyarılma enerjisi, J momentum ve $\pi (J^\pi)$ pariteye sahip uyarılmış durumun şematik gösterimi.....	25
Şekil 3.1.	Hedef yapımında kullanılan doğal antimon materyali.....	29
Şekil 3.2.	Hedef hazırlamak için kullanılan buharlaştırma kapları: (a) yayvan standart pota (b) derin pota (crucible) .....	29
Şekil 3.3.	Hedef yapımında kullanılan zenginleştirilmiş ${}^{121}Sb$ materyali.....	30
Şekil 3.4.	Leybold Univex 350 kaplama sistemi .....	30
Şekil 3.5.	Kaplanan 23 numaralı doğal antimon hedefinin resmi.....	31
Şekil 3.6.	Hedef odasının şematik gösterimi .....	31
Şekil 3.7.	Alfa parçacıkları (4,7 MeV enerjili) kullanılarak elde edilen tipik bir RBS spektrumu .....	32
Şekil 3.8.	PIXE metodunun adımlarının şematik gösterimi.....	33
Şekil 3.9.	Ölçümlerde kullanılan Makro-PIXE odası .....	34
Şekil 3.10.	Sb hedefininin 2 MeV'lik protonlarla bombardımanından sonra elde edilen tipik PIXE spektrumu. PIXE analizinde kullanılan pikler spektrum üzerinde gösterilmektedir. ....	34
Şekil 3.11.	Siklotron hızlandırıcının ana elemanları.....	36
Şekil 3.12.	MTA Atomki MGC-20E siklotron binası.....	37

Şekil 3.13. MTA Atomki MGC-20E siklotronu.....	37
Şekil 3.14. Aktivasyon ve bozunma süreci. Aktivasyon ile ürün çekirdek üretirken bir yandan da ürün çekirdek bozunmaktadır. Aktivasyonun bittiği an $t_a$ ve bozunum için başlangıç $t'=0$ anıdır. ....	40
Şekil 3.15. $^{121}\text{Sb}$ ve $^{123}\text{Sb}$ izotoplarının alfa yakalama reaksiyonlarını gösteren izotop tablosunun ilgili kısmı.....	42
Şekil 3.16. $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ , $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ ve $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$ reaksiyonları için enerji değerlerine karşılık standart NON-SMOKER koduyla elde edilen tesir kesiti grafiği.....	43
Şekil 3.17. 14 MeV enerjili alfalar ile gerçekleştirilen aktivasyon süresince hedefe ait kararlılık eğrisi .....	46
Şekil 3.18. 14 MeV'lik aktivasyon için her 1 dakika için kaydedilmiş akım profili .....	48
Şekil 3.19. ULB (GR 10024) sayım sistemi.....	48
Şekil 3.20. LEPS (GLR 2015R) sayım sistemi .....	49
Şekil 4.1. ULB dedektörü için 10 cm (düz çizgi) ve 27 cm (kesikli çizgi) için elde edilen verim eğrileri ve denklemleri .....	54
Şekil 4.2. Standart kaynaklar kullanılarak LEPS dedektörü için 10 cm (kesikli çizgi) ve 15 cm'de (düz çizgi) elde edilen verim eğrileri. Ayrıca 3 cm için hesaplanan karakteristik X-ışınları (yıldız) ve gama ışını (kare) verim değerleri de grafik üzerinde gösterilmiştir .....	56
Şekil 4.3. 10,43 MeV alfa enerjili demet ile 21,2 saat aktivasyonu gerçekleştirilen hedefin LEPS dedektörü ile 72 saatlik sayımı sonucu elde edilen karakteristik X-ışınları spektrumu .....	59
Şekil 4.4. 13,07 MeV alfa enerjili demet ile 20,4 saatlik aktivasyonu gerçekleştirilen hedefin LEPS dedektöründe 5 saatlik sayımı ile elde edilen gama spektrumu.....	60
Şekil 4.5. HPGe dedektörü ile elde edilen 13,07 MeV alfa enerjili aktivasyon için elde edilen gama spektrumu .....	61
Şekil 5.1. $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ reaksiyonu için hesaplanan deneysel tesir kesiti sonuçlarının teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması. Yıldız ile gösterilen deneysel sonuçlar $\gamma$ -ışını ve kare ile belirtilen deneysel tesir kesitleri ise X-ışınları kullanılarak hesaplanmıştır. ....	65
Şekil 5.2. $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ reaksiyonu için hesaplanan S faktör sonuçlarının teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması .....	65
Şekil 5.3. $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ reaksiyonu için hesaplanan deneysel tesir kesiti sonuçlarının teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması. Ayrıca literatürden alınan $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ reaksiyon tesir kesiti değerleri de grafikte gösterilmektedir .....	67
Şekil 5.4. $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ reaksiyonu için hesaplanan S faktör sonuçlarının teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması .....	68
Şekil 5.5. $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$ reaksiyonu için hesaplanan deneysel tesir kesiti sonuçlarının teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması. Ayrıca $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$ reaksiyonu için literatürden alınan reaksiyon tesir kesiti değerleri de grafikte gösterilmektedir.....	70
Şekil 5.6. $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$ reaksiyonu için hesaplanan S faktör sonuçlarının	

teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması .....70



## TABLolar DİZİNİ

Tablo 1.1. P-çekirdeklerinin listesi ve $10^6$ Si atomuna göre iki farklı referansdan alınan güneş sistemindeki izotopik bollukları. Yeni değerler; $^{124}\text{Xe}$ : $6,57 \times 10^{-3}$ ; $^{126}\text{Xe}$ $5,85 \times 10^{-3}$ . İlk sütunda ise p-izotoplarının elementlerin izotopik bileşenlerine olan katkısı verilmiştir .....	13
Tablo 3.1. Aktivasyon için hazırlanan hedeflere verilen numaralar, kaplama sonrasında üç farklı yöntemle belirlenen antimon hedeflerin ve Al folyoların kalınlıkları .....	35
Tablo 3.2. $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ , $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ ve $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$ reaksiyon ürünlerinin bozunma parametreleri .....	42
Tablo 3.3. $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ , $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ ve $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$ reaksiyonları için standart NON-SMOKER koduyla elde edilen tesir kesiti değerleri.....	44
Tablo 3.4. Aktivasyon enerjileri, hedefe gelen alfa parçacıklarının sayısı, aktivasyon süreleri, radyasyon sayımlarının yapıldığı dedektörler ve analizleri gerçekleştirilen reaksiyonlar .....	47
Tablo 3.5. HPGe dedektörünün özellikleri.....	49
Tablo 3.6. LEPS dedektörünün özellikleri .....	50
Tablo 4.1. Verim kalibrasyonunda kullanılan izotopların yayınladıkları enerji değerleri, enerjilerin yayınlanma olasılıkları ve yarı-ömürleri .....	52
Tablo 4.2. Tesir kesiti hesaplamaları yapılan reaksiyonlara ait bozunum parametreleri ve gama ışın enerjilerinin verim değerleri.....	55
Tablo 4.3. Verim oranı kullanılarak hesaplanan 35,49 keV ve karakteristik X- ışınlarının verim değerleri ve hedeflerin aktivite sayımlarından önce beklenen süreleri.....	57
Tablo 5.1. $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ reaksiyonu için hesaplanan deneysel tesir kesiti ve astrofiziksel $S$ faktör değerleri .....	64
Tablo 5.2. $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ reaksiyonu için hesaplanan deneysel tesir kesiti değerleri .....	66
Tablo 5.3. $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ reaksiyonu için hesaplanan astrofiziksel $S$ faktör değerleri .....	67
Tablo 5.4. $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$ reaksiyonu için hesaplanan deneysel tesir kesiti değerleri .....	69
Tablo 5.5. $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$ reaksiyonu için hesaplanan astrofiziksel $S$ faktör değerleri .....	69

## SİMGELER DİZİNİ VE KISALTMALAR

A	: Kütle numarası
A	: Aktivite, (Ci)
B	: Bağlanma enerjisi, (MeV)
°C	: Celsius
E	: Enerji, (MeV)
e	: Elektron yükü, (C)
$E_0$	: Gamow enerjisi, (MeV)
$E_C$	: Coulomb bariyerinin yüksekliği, (MeV)
$E_{k.m.}$	: Kütle merkezi enerjisi, (MeV)
$E_{lab}$	: Laboratuvar enerjisi, (MeV)
$\hbar$	: Planck sabiti / $2\pi$ , (J.s)
$I_\gamma$	: Gama ışını yayınlanma olasılığı, (%)
J	: Spin
K	: Kelvin
$K_\alpha$	: Karakteristik X-ışını, (keV)
k	: Boltzman sabiti
keV	: Kilo elektron volt
L	: Işınlılık
LT	: Dedektörün ölü zamanına karşılık gelen canlı zaman kesri, (s)
$M_{güneş}$	: Güneşin kütlesi, (kg)
$M_A$	: Molekül ağırlığı, (g/mol)
MeV	: Milyon elektron volt
N	: Nötron sayısı
nA	: Nanoamper
n	: Nötron
$n_T$	: Birim alandaki hedef çekirdek sayısı, (1/cm <sup>2</sup> )
$N_{sayım}$	: Sayım sayısı
$N_{bozunum}$	: Toplam bozunan çekirdek sayısı
$N_{net}$	: Pik altında kalan alan
P	: Proton sayısı
P	: Olasılık fonksiyonu
R(t)	: Üretim hızı, (1/s)
$r_{aX}$	: Reaksiyon hızı, (#/cm <sup>2</sup> )
S	: Astrofiziksel faktör, (MeV.b)
T	: Sıcaklık, (K)
$T^*$	: Plazma sıcaklığı, (K)
t	: Zaman, (s)
$t_{1/2}$	: Yarı ömür, (s)
V	: Volt
v	: Frekans, (1/s)
N	: Nötrino
v	: Hız, (m/s)
x	: Hedefin kalınlığı, ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )

Z	: Atom numarası
$\alpha$	: Alfa parçacığı
$\gamma$	: Gama radyasyonu
$\Gamma$	: Kısmi genişlik
$\Delta$	: Kronecker deltası
$\varepsilon$	: Verim, (%)
$\varepsilon^{3 \text{ cm}}$	: 3 cm'deki verim, (%)
$\varepsilon^{10 \text{ cm}}$	: 10 cm'deki verim, (%)
$\varepsilon^{15 \text{ cm}}$	: 15 cm'deki verim, (%)
$\eta$	: Sommerfield parametresi
$\lambda$	: Bozunma sabiti, (1/sn)
$\mu$	: İndirgenmiş kütle, (g)
$\pi$	: Pi sayısı
$\rho$	: Yoğunluk, (g/cm <sup>3</sup> )
$\sigma$	: Tesir kesiti, (b)
$\langle\sigma v\rangle$	: Parçacık çifti başına reaksiyon hızı, (cm <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> mol <sup>-1</sup> )
$\Sigma$	: Toplam sembolü
$\phi(v)$	: Hız dağılımı fonksiyonu
$\Phi$	: Birim zamanda hedefe çarpan parçacık sayısı, (parçacık/s)

### Kısaltmalar

AGB	: Asymptotic Giant Branch (Asimptotik Dev Kollu Yıldız)
FWHM	: Full Width At Half Maximum (Maksimum Yarı Genişlik)
HPGe	: Hyper-Pure Germanium (Yüksek Saflıkta Germanyum)
KN	: Kanal Numarası
LEPS	: Low Energy Photon Spectrometer (Düşük Enerjili Foton Spektrometresi)
PIXE	: Proton Induced X-ray Emission (Protonla Uyarılmış X-ışını Salınımı)
RBS	: Rutherford Backscattering Spectroscopy (Rutherford Geri Saçılma Spektroskopisi)
ULB	: Ultra Low Background (Ultra Düşük Arkafon)

## KARAKTERİSTİK GAMA VE X-IŞINLARI İLE REAKSİYON TESİR KESİTİ ÖLÇÜMLERİ: Sb-121 ALFA YAKALAMA REAKSİYONU

### ÖZET

Nükleer reaksiyon tesir kesiti ölçümleri p-proses çekirdek sentezi modeli için oldukça önemlidir. P-proses çekirdek sentezi modeli reaksiyon tesir kesiti bilgisini içerdiğinden bu model genellikle Hauser-Feshbach teorik istatistiksel model ile elde edilen teorik hesaplamalara dayanmaktadır. Genellikle,  $(\alpha,\gamma)$  reaksiyonuna ait deneysel sonuçlar teorik model tahminlerine göre düşük çıkmaktadır. Doğal ve zenginleştirilmiş antimom hedefleriyle alfa yakalama reaksiyonları aktivasyon metodu ile etkin kütle merkezi enerjisi cinsinden ilgili astrofiziksel enerji aralığına yakın olan 9,74 MeV ve 15,48 MeV aralığında yapılmıştır.  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonlarının ilgili p-proses tesir kesiti ölçümleri, astrofiziksel reaksiyon hızlarını test etmek ve p-çekirdeklerinin üretimini anlamada gerekli olan deneysel verileri genişletmek için önemlidir.

Bu deneyler Macaristan Nükleer Bilimler Araştırma Enstitüsü (MTA Atomki) MGC-20E siklotron hızlandırıcısında aktivasyon metodu kullanılarak gerçekleştirildi.  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonlarına ait tesir kesitlerini belirlemek için, reaksiyon ürünlerine ait  $\varepsilon$  bozunumunu takiben yayınlanan  $\gamma$ -ışınları HPGe dedektörü ile ölçüldü. Özellikle, düşük alfa demet enerjilerindeki  $(\alpha,\gamma)$  ölçümleri için karakteristik X-ışınları LEPS (Düşük Enerjili Foton Spektrometresi) dedektörü ile sayıldı.

$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonları için elde edilen tesir kesiti ve  $S$  faktör sonuçları Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamalarını kullanarak oluşturulan standart NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılmıştır. Yapılan ölçümlerin detayları ve elde edilen sonuçlar bu çalışmada sunulmuştur.

**Anahtar Kelimeler:** Aktivasyon Yöntemi, Çekirdek Sentezi, P-prosesi, Sb-121 İzotopu, Tesir Kesiti.

## REACTION CROSS SECTION MEASUREMENTS BY CHARACTERISTIC GAMMA AND X-RAYS: ALPHA CAPTURE REACTION ON Sb-121

### ABSTRACT

Measurements of nuclear reaction cross sections are crucial in the modeling of p-process nucleosynthesis. The modeling of p-process nucleosynthesis involves the knowledge of cross sections and it depends mostly on theoretical calculations through the Hauser-Feshbach statistical model approach. The experimental results of the  $(\alpha,\gamma)$  reaction are considerably lower compared to their model predictions. Alpha induced reactions on natural and enriched antimony targets were able to investigate via the activation technique in the effective center of mass energy between 9.74 MeV and 15.48 MeV, close to the astrophysically relevant energy range. The measurements of the  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  and  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaction cross sections relevant for the p-process is important to test astrophysical reaction rate predictions and to extend the experimental database required to understanding the production of p-nuclei.

The experiments were carried out by the activation method at the MGC-20E cyclotron of the Institute for Nuclear Research, Hungarian Academy of Sciences (MTA Atomki). In order to determine the cross sections of the  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  and  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reactions, the yield of  $\gamma$ -rays following the  $\varepsilon$  decay of products were measured with a HPGe detector. Particular, at the lower alpha beam energies for  $(\alpha,\gamma)$  measurements the characteristic X-rays were counted with a LEPS (Low Energy Photon Spectrometer) detector.

The obtained results for  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  and  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaction cross sections and the astrophysical S factors are presented and compared with the predictions of Hauser-Feshbach statistical model calculations using the standard NON-SMOKER and default TALYS codes. The details of the measurements and the results have been presented in this work.

**Keywords:** Activation Method, Nucleosynthesis, P-process, Sb-121 Isotope, Cross Section.

## GİRİŞ

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. 1842 yılında Avusturyalı bilim insanı Christian Andreas Doppler tarafından bulunan Doppler olayı, bütün dalgalar için geçerli olup uzaklaşan ışık kaynağından çıkan ışınların spektrumun kırmızı tarafına kaydığını göstermektedir. 1869 yılında W. Huggins, Doppler olayından faydalanarak Sirius yıldızının dünyadan uzaklığını ve uzaklaşma hızını hesapladı. 1929 yılında Edwin Hubble, aynı yöntemi kullanarak bütün galaksilerin birbirinden büyük hızlarla uzaklaştıklarını gösterdi. Evren durmadan genişlemektedir ve uzaktaki galaksilerin uzaklaşma hızları daha büyüktür. Bu bulgular Büyük Patlama kuramının dayanağını oluşturmaktadır. G. Gamow, 1956 yılında büyük patlama sonucunda evrende kalan bir ısının varlığını matematiksel olarak ifade etti ve bu ısı 1964 yılında Wilson ve Penzias tarafından saptandı. Bu ısının (2,74 K) bütün evrene homojen dağılması, galaksilerin uzaklaşması, hidrojen atomunun bugünkü değeri ile patlama anındaki uyumu gibi bulgular büyük patlamayı desteklemektedir.

Büyük Patlamadan hemen sonra  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$  ve az miktarda  $^6\text{Li}$  gibi birkaç hafif elementin oluştuğunu ve bu hafif elementlerin daha sonraki element sentezi için kaynak oluşturduğu kabul edilir. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle ( $B^2FH$ ) [1] ve A. Cameron [2] aynı dönemlerde bağımsız olarak kimyasal elementlerin kaynağını açıklayan, yıldızlardaki yanma proseslerinin mevcut bilgisini özetleyen bir çalışma yayınlandı ve yapılan bu çalışmaların sonucunda disiplinler arası yeni bir fizik dalı olan nükleer astrofizik bilim dalı ortaya çıkmıştır. Elementlerin nereden geldiğini, nasıl oluştuğunu ve gözlenen miktarlarını açıklamak Nükleer Astrofiziğin temel motivasyonudur.

Hafif elementlerin ( $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$  ve az miktarda  $^6\text{Li}$ ) oluşumundan sonra daha ağır elementlerin sentezi ( $A < 60$ ) yıldız merkezindeki füzyon reaksiyonları (yanmalar) ile

gerçekleşir. Daha ağır elementler ( $A > 60$ ) ise temelde ardışık nötron yakalama reaksiyonları ve  $\beta^-$  bozunmaları ile üretilir.

İlk yapılan analizlerin sonucunda elde edilen güneş sistemindeki izotop bollukları [3], demirden daha ağır elementlerin sentezi için en azından iki farklı sürecin gerekli olduğunu göstermiştir. Bu çalışmadan bir yıl sonra elde edilen veriler ve astronomik gözlemler kullanılarak ağır çekirdeklerin sentez süreçleri hakkında daha detaylı çalışmalar yapılmıştır [1, 2]. Yapılan bu çalışmaların ardından, demirden daha ağır çekirdeklerin bolluklarını açıklamak için iki farklı nötron yakalama prosesinin gerektiği ortaya çıkmıştır [4, 5, 6]. Nötron yakalama süresine bağlı olarak bu prosesler iki grupta incelenir: yavaş nötron yakalama prosesi (s-proses) ve hızlı nötron yakalama prosesi (r-proses). Ayrıca protonca zengin çekirdeklerin asla nötron yakalama ve  $\beta^-$  bozunumu ile oluşamayacağı anlaşılmış ve üçüncü bir procese ihtiyaç duyulmuştur. Nötron yakalama reaksiyonları ile üretilmeyen  $^{74}\text{Se}$  ile  $^{196}\text{Hg}$  arasında yaklaşık 35 tane proton bakımından zengin çekirdeklerin sentezi p-proses modeli ile açıklanmaktadır [7]. P-prosesi, çekirdek sentezi prosesleri içinde en az bilinedir. Ağır çekirdeklerin sentezi ( $A > 60$ ), temelde birbirinden farklı bu üç çekirdek sentez mekanizması ile farklı koşullar ve ortamlarda gerçekleşir.

Literatürde ‘p-proses’ ismi ilk olarak proton yakalama reaksiyonları için kullanıldığı gibi [1], p-çekirdeklerinin üretiminden sorumlu olan farklı üretim mekanizmalarının hepsi için kullanılmıştır. Bu biraz kafakarıştırıcı olabileceğinden ve daha kolay anlaşılması açısından, bu çalışmada genellikle p-çekirdekleri olarak bahsedilecek ve p-çekirdeklerinin üretiminden sorumlu olan farklı proses isimleri kullanılacaktır. Bu çalışma, ağır p-çekirdeklerinin çoğunun üretiminden sorumlu olan  $\gamma$ -proses ile ilgilidir.

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 [8-28]. Deneysel verilerin az olması nedeniyle  $\gamma$ -proses çekirdek sentezi simülasyonları ve ilgili reaksiyon hızlarının hesaplanması daha çok Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamalarından elde edilen teorik tesir kesiti hesaplamalarına bağlıdır [29]. Bununla birlikte istatistiksel model hesaplamalarından elde edilen

teorik tesir kesitleri, proton yakalama reaksiyon ölçümleri için tipik olarak deneysel verilerle iki kata kadar uyum içindeyken, alfa yakalama reaksiyonları için hesaplanan tesir kesitlerinin bir kısmı deneysel olarak bulunan değerlerden oldukça yüksektir. Deneysel sonuçlar kullanılarak elde edilen bolluklar ile gözlenen bolluklar arasındaki, özellikle  $A < 124$  ve  $150 \leq A \leq 165$  kütle bölgesindeki çekirdeklerdeki uyumsuzluk nedeniyle, yüklü parçacık yakalama tesir kesiti ölçümlerine dair daha fazla deneysel çalışmaya ihtiyaç vardır [30]. Bu amaçla  $A < 124$  kütle bölgesindeki  $\gamma$ -prosesi daha iyi anlamak ve bu bölgedeki veri eksikliğini gidermek için bu çalışmayla ilgili reaksiyonların mümkün olan düşük enerjilerdeki tesir kesiti ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

Bu tesir kesitlerini deneysel olarak belirlemedeki bazı teknik zorluklardan dolayı ilgili tesir kesitlerinin hepsi deneysel olarak elde edilemez. Daha önce yapılan deneysel tesir kesiti çalışmalarına bakıldığında  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  tesir kesitleri için yapılan herhangi bir çalışma olmadığı görülmektedir. Aktivasyon sonucunda yayımlanan gama ışınının enerjisi (35,49 keV) ve yayımlanma olasılığı (% 6,68) düşük olduğundan bu reaksiyonun tesir kesiti gama spektroskopisi yoluyla ölçülemez. Bu nedenle  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonunun özellikle düşük enerjilerdeki tesir kesiti ölçümleri, yeni bir metod olan aktivasyon metoduna dayanan karakteristik X-ışınlarının dedeksiyonu yöntemi ile gerçekleştirilmiştir [31, 32]. Ayrıca bu çalışmada,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonuna ait deneysel tesir kesitleri de hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar standart NON-SMOKER ve TALYS kodlarını kullanan Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamaları ile karşılaştırılmıştır [33, 34].

Bu çalışmada, Bölüm 1’de yıldızların oluşumu ile başlayan termonükleer yanma reaksiyonlarından ve s-, r- ve p-proses çekirdek sentezi süreçlerinden bahsedilecektir. Tez çalışması için gerçekleştirilen yüklü parçacık yakalama reaksiyonu ile tesir kesiti ölçümlerine ait detaylar Bölüm 3’de ve ölçüm sonrası yapılan analizler ise Bölüm 4’te anlatılacaktır. Son olarak deneysel sonuçlar ve teori ile karşılaştırılması Bölüm 5’te verilecektir.



## 1. YILDIZLARDA ÇEKİRDEK SENTEZİ

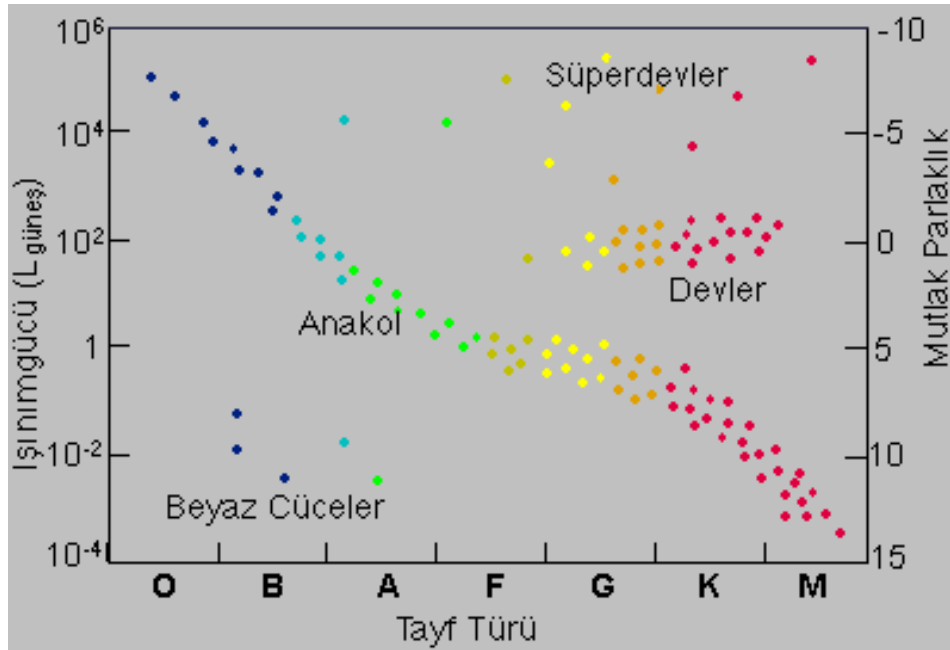
Yıldızlar, hidrojen ve helyum karışımı ile hayata başlar. Orijinal gaz bulutu çöktükçe atomların kütle-çekim potansiyel enerjileri kinetik enerjiye dönüşerek bulutun sıcaklığını artırır. Sonuçta sıcaklık o kadar yükselir ki protonlar itici Coulomb enerjisini yenebilir ve füzyon reaksiyonları başlayabilir. Yıldızlarda çekirdek sentezi, hafif çekirdeklerle başlayarak ağır çekirdeklerin üretilmesini sağlayan birbirleriyle bağlantılı reaksiyon zincirlerinden meydana gelmektedir.  $A < 60$  civarındaki elementlerin oluşumundaki baskın süreç, öncelikli protonlar ve alfa parçacıkları ile oluşturulan yüklü parçacık reaksiyonlarıdır. Bunlar füzyon ile gerçekleşir.  $A > 60$  çekirdeklerin sentezinde, hafif çekirdeklerde etkili olan füzyon reaksiyonları etkinliğini kaybetmiştir.

### 1.1. Yıldızların Oluşumu ve Evrimi

Yıldızlar, çoğunlukla hidrojen moleküllerinden ( $H_2$ ) oluşan yıldızlar arası gaz ve toz bulutlarının kendi kütle çekimi altında büzülmesi ile oluşur. Moleküler bulut tek bir yıldız oluşturacak biçimde çökmez. Bulut birkaç yoğunlaşmış bölgeye parçalanır ve bu yoğunlaşmış parçalar daha sonra yıldızların oluşması için çökmeye devam ederler. Yoğunlaşmış ve ısınmış bulutun çekirdeği bu evrede 'protostar' olarak adlandırılır. Çekirdek sıcaklığı  $10^7$  K'e ulaştığında yıldızın merkezinde hidrojen yanması başlar. Böylece yeni bir yıldız doğmuş olur. Bu ekzotermik reaksiyonlarda üretilen enerjinin sağladığı basınç tarafından gravitasyonel çökme dengelenir. Denge, merkezdeki hidrojen tükeninceye ya da açığa çıkan enerji gravitasyonel çökmeyi önlemekte yetersiz kalıncaya kadar devam eder. Bu noktada, yıldız yeniden çökmeye başlar. Sıcaklık ve yoğunluk artışı, merkezde He yanması başlayıncaya kadar yıldızı daha ileriki bir çökmeye karşı kararlı hale getirir ve yıldızın parlamasını da sağlar. Yıldız artık bir anakol yıldızı olup hidrojenini harcıyıp dengesi bozuluncaya kadar anakol üzerinde yaklaşık aynı noktada kalır. Yıldızlar yaşamlarının yaklaşık % 90'ını anakol çevresinde geçirirler.

Güneş benzeri kütleli bir yıldızlar anakol üzerinde 10 milyar yıl kalırlar. Bu arada yavaş yavaş evrimleşir, yaşlanırlar.

1911 yılında Ejnar Hertzsprung kümelerdeki yıldızların ışınım güçleri ile renkleri arasındaki ilişkiyi ilk defa inceleyen kişi olmuştur. 1913 yılında Henry Norris Russell benzer bir çalışmayı yakın yıldızlar için uygulamıştır. Her ikisinde rengin (sıcaklık, tayf türü) ışınım gücü ile ilişkili olduğunu ortaya çıkarmıştır. Bu ilişki genellikle “Hertzsprung – Russell diyagramı” ya da “H-R diyagramı” denilen bir grafik şeklinde gösterilir (Şekil 1.1). Yatay eksen yıldızın sıcaklığına bağlı bir bir nicelik (ya da tayf türü) ve dikey eksen yıldızın ışınım gücünün bir ölçüsü (log L ya da bir çeşit salt parlaklık) gösterir. Sıcaklık sola doğru, ışınım gücü de yukarı doğru artar. Yıldızın çizelgedeki konumunun değişimine bakılarak yıldızın evrimi izlenebilir. Yıldızların çoğu anakolda yer almakla birlikte, devler, süperdevler ve beyaz cüceler gibi farklı bölgelerde mevcuttur [35].



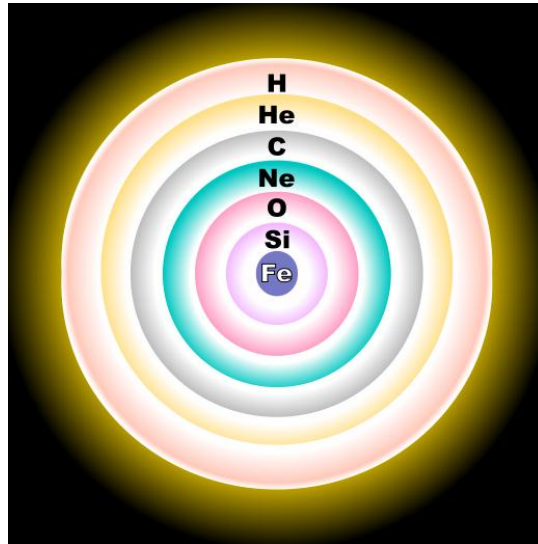
Şekil 1.1. Hertzsprung Russell diyagramının şematik gösterimi [35]

Yıldızın bütün özelliklerini kütlesi ve kimyasal yapısı belirler. Kütlesi 0,08 – 0,8  $M_{\text{güneş}}$  arasında olanlar, anakolda 10 milyar yıldan daha uzun yaşarlar. Şimdiye kadar oluşanların hepsi ana koldadır. Anakol yıldızlarının % 90'ını oluştururlar. Güneşinde içinde olduğu kütlesi 0,8 – 8  $M_{\text{güneş}}$  arasında olan yıldızlar toplam cücelerinin % 90'ını oluşturur. Anakolda bu yıldızların ömrü yaklaşık 10 milyar yıldır. Kütlesi 8 – 120

$M_{\text{güneş}}$  arasındaki yıldızlar ise toplam sayının ancak % 1'i kadardır. Ancak bu yıldızların ömrü yaklaşık 10 milyon yıldır. Geleceğin kırmızı süper devleri, süpernovaları, nötron yıldızları, kara delikleridirler.

Büyük kütleli yıldızlar ( $> 8 M_{\text{güneş}}$ ) merkezlerinde hidrojen yanmasından sonra, daha büyük kütleli çekirdeklerin füzyon reaksiyonları için gerekli enerjiyi üretebilirler. Merkezde hidrojen yanmasından sonra meydana gelen karbon, neon, oksijen ve silisyum yanma reaksiyonları ileri yanma reaksiyonları olarak adlandırılır (Bir sonraki başlık altında yanma reaksiyonlarından bahsedilmiştir). Bu şekilde yıldızların kütlesine bağlı olarak merkezde demire kadar çekirdekler üretilir. Çekirdeğin içerdiği demir grubu elementlerinin sayısı arttıkça, nükleon başına bağlanma enerjisi maksimum düzeye ulaşacağından artık başka bir termonükleer reaksiyon gerçekleşemez [36, 37].

Süpernova öncesi yıldız soğan gibi katmanlı bir yapıya sahiptir. Hidrojenden oluşan yüzey katmanından sonra alt katmanlara inildikçe yıldızın yaşamı boyunca farklı füzyon reaksiyonlarıyla üretilen daha ağır elementlerle karşılaşılır. Bu katmanlar Şekil 1.2'de gösterilmiştir [38].



Şekil 1.2. Ağır bir yıldızın süpernova patlamasından önce şematik gösterimi. Ayrıca kabuklardaki çekirdek dağılımı gösterilmiştir [38].

Yıldız merkezinin sıcaklığı yaklaşık olarak 10 milyar Kelvin değerlerine yaklaşınca ortamdaki gama ışın fotonları demir çekirdeklerini ayıracak yeterli enerjiye sahip olur ve aşağıdaki reaksiyonlar;



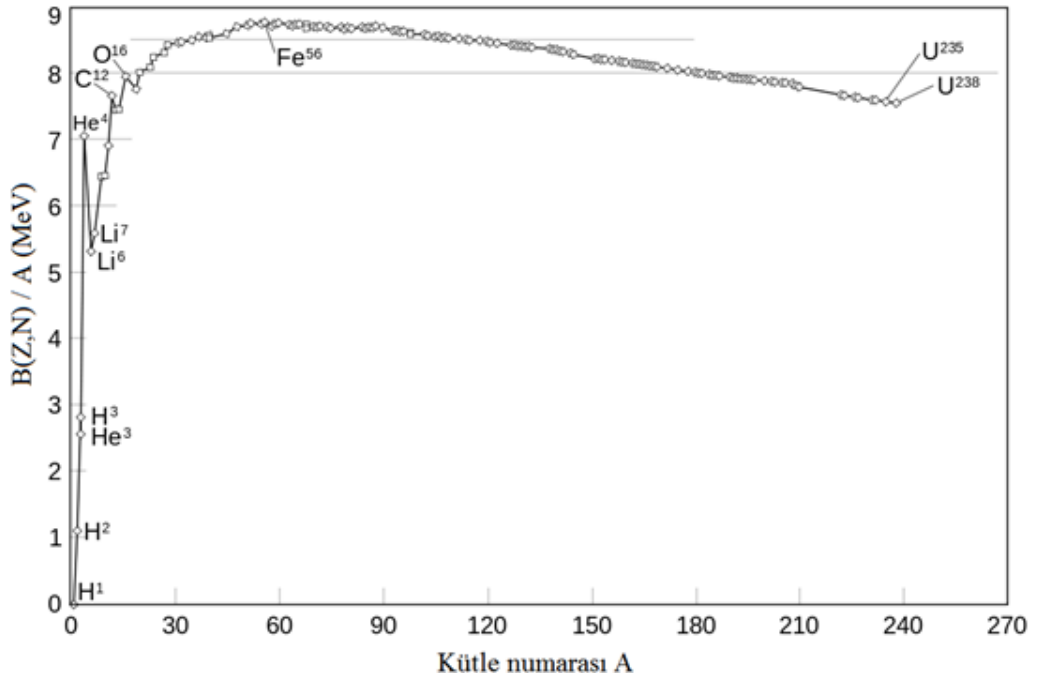
meydana gelir. Bu foto ayrışma işlemlerinin herbiri gazdan 100 MeV'luk enerji alır, böylece yıldızın merkezindeki ısısal ve hidrostatik denge bozulur ve yıldız çöker. Serbest kalan çekimsel enerji, alfa parçacıkları foto ayrışma yapıncaya kadar sıcaklığı arttırır. Artık gaz serbest nötronlar, protonlar ve elektronlardan oluşmuştur. Daha sonra giderek artan sıkışma sonucunda ortamdaki protonlar ve elektronlar birleşerek nötronları oluştururlar. Bu aşamada saniyenin onda biri gibi kısa bir sürede 12 bin km çaplı merkez bölgesi çökerek 20 km çaplı bir nötron yıldızına dönüşür. Bunun sonucu olarak yıldızın çekim kuvvetine karşı tümüyle desteksiz kalmış olan dış bölgeleri hızla çökerek ortamın koşulları gereği artık daha fazla sıkıştırılmaz durumdaki nötron yıldızına çarpıp geri yansır. Bunun sonucu olarak da çok büyük miktarlarda çekim potansiyel enerjisi açığa çıkar ve yıldızın dış bölgelerini uzaya saçar. Eğer süpernova olarak patlayan yıldız yeterince büyük kütleli ise, patlamadan hemen sonra merkez bölgesi nötron yıldızı yerine bir kara delik oluşturabilir.

Süpernova, dev kütleli yıldızlarda bulunan maddenin uzaya yayıldığı patlama olayıdır. Toplam enerji çıkışı  $10^{44}$  joule olabilir ve bu 10 milyar yıl yaşamı boyunca güneşten çıkan toplam enerjiye eşdeğerdir. Süpernova, ışık eğrilerinin şekillerine ve doğal spektrumlarına göre Tip I ve Tip II olarak iki sınıfa ayrılır. Tip I süpernovalar, nükleer yakıtın neredeyse tamamının tükenmesinden sonra küçük kütleli yaşlı yıldızların patlaması ile gerçekleşir. Büyük kütleli genç yıldızların patlaması ise Tip II süpernovalar ile meydana gelir. Patlamada fırlatılan madde Tip I süpernovalarda hidrojen zayıf, Tip II'lerde hidrojen zengindir. Bunun nedeni Tip I süpernova patlaması gerçekleşen yaşlı yıldızların genişleyen dış tabakalarında çok az hidrojen bulunmasıdır. Çok daha büyük kütleli genç yıldızların merkez bölgesi nükleer

yakıtını tüketip gravitasyonel çökmeye geçtiğinde dış tabakalarda henüz reaksiyona girmemiş bol miktarda hidrojen olması ise Tip II süpernovalarda gözlenen hidrojen miktarını açıklamaktadır [39].

## 1.2. Yıldızlarda Füzyon Reaksiyonları

Büyük patlamadan hemen sonra hafif elementlerin oluşumu daha sonraki element sentezi için kaynak oluşturur. Yıldızlarda H-yanması, He-yanması, C-yanması, Ne-yanması, O-yanması ve Si-yanması olarak adlandırılan füzyon reaksiyonları ile hafif elementlerin oluştuğu bilinmektedir [1, 2, 3, 36, 40]. Bu reaksiyonlar Fe ve Ni grubuna kadar olan elementlerin sentezindeki temel aşamalar olup, Fe'e kadar enerji üretimi vardır. Fe nükleon başına bağlanma enerjisi en yüksek çekirdek olduğundan (Şekil 1.3),  $A > 60$  büyük çekirdeklerin oluşumunda füzyon reaksiyonları etkinliğini kaybeder.



Şekil 1.3. Kütle numarasına göre nükleon başına düşen bağlanma enerjisi değişimi [41]

İlk yıldız protostarın oluşumundan sonra, çekirdek sıcaklığı  $10^7$  K'e ulaştığında yıldızın merkezinde hidrojen yanması başlar. Bir anakol yıldızının hidrojen yanması aşamalarında temel enerji kaynakları, proton-proton (p-p) zincirleri ve CNO (bazen Bethe-Weizsacker çevrimi olarak da anılan) çevrimleridir. CNO çevrimi güneşten daha büyük kütleli yıldızlarda daha baskın enerji kaynağıdır. P-P çevrimi ise güneş

kütleli veya daha az kütleli yıldızlarda önem kazanır. Güneş yaklaşık  $15,7 \times 10^6$  K çekirdek sıcaklığına sahip olup, He çekirdeğinin yalnız % 1,7'sinin CNO çevriminden kaynaklandığı tahmin edilir. Yıldızın merkezindeki hidrojen tükenince, yıldız çöküp sıcaklığı  $T_8 \sim 1-2$  ( $T \sim 1-2 \times 10^8$  K) 'e yükseldiğinde,  $^4\text{He}$  ün daha ağır çekirdeklere füzyonu radyasyon basıncının artmasıyla başlar. Helyum yanmasında baskın reaksiyon üçlü-alfa yakalaması olup,  $^{12}\text{C}$  çekirdeğini oluşturur. Üçlü alfa reaksiyonlarından elde edilen  $^{12}\text{C}$ , alfa yakalama reaksiyonu ile  $^{16}\text{O}$  üretimini gerçekleştirir. Eğer yıldız küçük kütleli ( $< 8 M_{\text{güneş}}$ ) ise çekirdek karbon yanması için gerekli sıcaklığa ulaşamaz. Yıldızın füzyon bölgesi üstündeki katmanları periyodik olarak genleşip büzölmeye başlar. Genleşme genlikleri gitgide büyür, sonunda dış katmanları çekirdekten ayrılarak genişler. Çekirdek biraz daha büzölürken, ayrılan katmanlar bir gezegenimsi bulutsu (planetary nebula) oluşturur. Böylece yıldız karbon yakamayı soğumaya devam eder. Geriye çok yoğun, karbon ve oksijenden meydana gelen bir beyaz cüce kalır.

Eğer yıldızın kütlesi  $8 M_{\text{güneş}}$  'den büyükse merkez, C-yanması için gerekli sıcaklığı ( $T_9 \sim 0,8$  K) ve yoğunluğu ( $\rho=10^5$  g/cm<sup>3</sup>) elde ederek daha da büzölecektir. C-yanması aşamasında,  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$  ve  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$  reaksiyonları ile  $^{20}\text{Ne}$  ve  $^{23}\text{Na}$  üretilir. C-yanmasının sonunda  $^{12}\text{C}$  tükendiğinde, yıldız çökmeye devam eder ve merkezin sıcaklığı yeni bir yanma reaksiyonunu başlatacak kadar artar. Sıcaklık 1 GK'e ulaştıktan sonra neon yanması başlar. Bu aşamada başlıca gerçekleşen  $^{20}\text{Ne}(\gamma,\alpha)^{16}\text{O}$  reaksiyonudur. Bu reaksiyonla üretilen  $\alpha$  parçacıkları  $^{20}\text{Ne}$  ile reaksiyona girerek  $^{24}\text{Mg}$  üretir. Ardından oksijen yanması aşaması gelir ve bu aşamada 2 GK sıcaklık gereklidir. Oksijen yanması ile  $^{16}\text{O}(^{16}\text{O},\alpha)^{28}\text{Si}$  reaksiyonu meydana gelir ve  $^{28}\text{Si}$  üretilir. Son olarak Si-yanmasının gerçekleşmesi için 5 GK sıcaklık gereklidir.  $^{28}\text{Si}$  tarafından gama yakalanarak  $^{28}\text{Si}(\gamma,\alpha)^{24}\text{Mg}$  reaksiyonları ile  $\alpha$  parçacıkları açığa çıkar. Bu alfalar ortamda bol miktarda bulunan  $^{28}\text{Si}$  çekirdekleri alfa yakalama ( $(\alpha,n)$ ,  $(\alpha,p)$ ) reaksiyonlarını gerçekleştirerek daha ağır çekirdekleri oluşturur. Bu reaksiyonlar  $^{56}\text{Fe}$  sentezleninceye kadar devam eder, merkezde  $^{56}\text{Fe}$  kaldığında tepkimeler biter [3] ve yıldız yaşamının sonunda büyük bir patlama geçirerek tüm katmanlarını kaybederler. Geriye bıraktıkları kalıntı ölü yıldızın kütlesi güneş kütlesinin 3 katından küçükse merkez bir nötron yıldızına, aksi halde kara deliğe dönüşür [40].

### 1.3. Ağır Çekirdeklerin Sentezi

Demirden daha ağır neredeyse tüm çekirdeklerin sentezi nötron yakalama reaksiyonları olan s- ve r-proses ile gerçekleşir. Geriye kalan az sayıdaki izotopların sentezi ise p-proses olarak bilinen daha farklı bir mekanizmayla açıklanır. Elementlerin güneş sistemimizdeki bollukları incelendiğinde bu prosesleri farklı zaman aralıklarında, sıcaklıklarda ve nötron yoğunluklarında meydana gelmeleri gerektiği anlaşılmaktadır.

#### 1.3.1. S-prosesi

Güneş sistemi bollukları, s-prosesin ardışık nötron yakalama arasındaki geçen sürenin  $\beta^-$  bozunumu süresinden daha uzun olduğunda meydana geldiğini ortaya çıkarmıştır (Şekil 1.4). Bu prosesin yolu izotop tablosunda kararlılık vadisine yakın olup üretilen son izotop doğadaki en ağır kararlı  $^{209}\text{Bi}$  çekirdeğidir. Üretilen s-çekirdeklerinin bolluklarına bakıldığında bazı kütle numaralarında ( $A \approx 84, 138$  ve  $208$ ) pikler görülmektedir (Şekil 1.5) ve bunun nedeni sihirli nötron sayıları olup s-prosesten kaynaklanmaktadır.

Gözlenen s-çekirdeklerinin bolluklarını açıklamak için iki farklı tür s-prosesine ihtiyaç vardır [42, 43]. Bunlar zayıf (weak) ve temel (main) s-prosesi olarak adlandırılır, farklı kütle bölgelerine ve sıcaklıklara sahiptirler. Zayıf s-prosesi  $A < 90$  elementlerin sentezinden sorumludur. Prosesin gerçekleşmesi için gerekli nötronlar  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  reaksiyonu ile  $T = 200 - 300$  MK'de üretilirler. Bu şartlara büyük kütleli yıldızların helyum ve karbon yanma fazlarında ulaşılır. Temel s-prosesi ise AGB (Asymptotic Giant Branch) yıldızlarda meydana gelir ve  $90 < A < 209$  kütle bölgesindeki izotopları üretir. Bu ortamdaki nötronlar ise  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  reaksiyonu ile zayıf s-prosesine göre daha düşük sıcaklıklarda ( $T \approx 100$  MK) üretilir. Zayıf s-prosesinde nötron yoğunluğu  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  iken temel s-prosesinde ise  $10^7 \text{ cm}^{-3}$  dür [44].

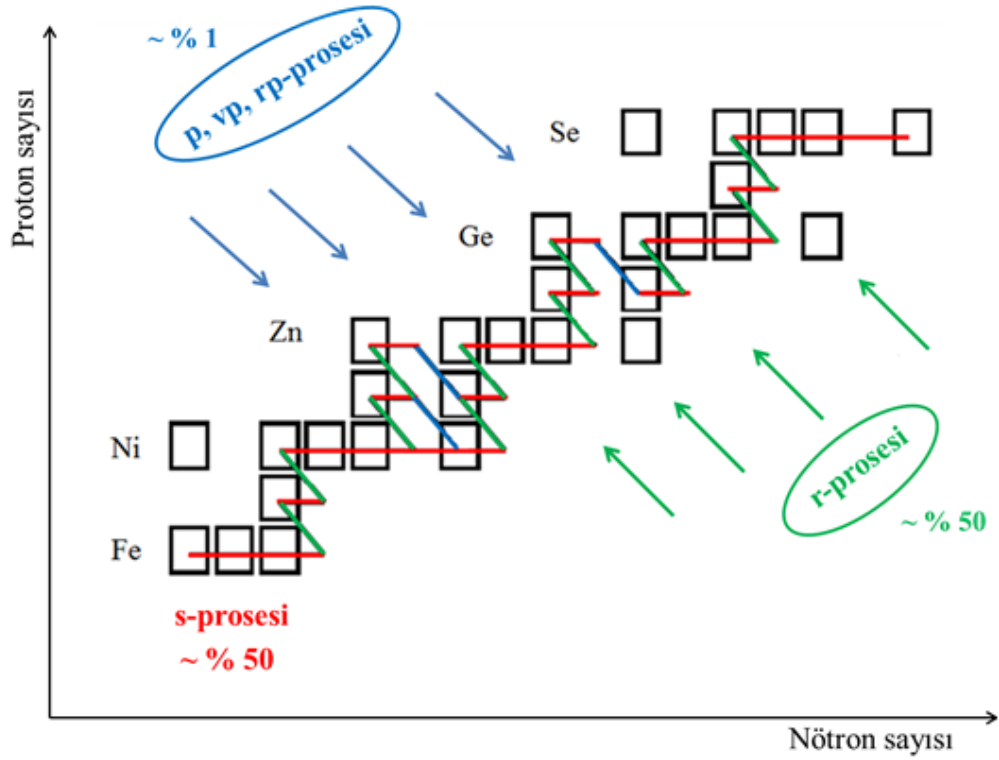
### 1.3.2. R-prosesi

Yavaş nötron yakalama s-prosesi ile üretilen en ağır çekirdek  $^{209}\text{Bi}$ 'dan daha ağır ve uzun yarı ömürlü izotopların ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ) bulunmasıyla s-prosesin dışında başka bir prosesin varlığı ortaya çıkmıştır.  $A > 60$  olan çekirdeklerin yaklaşık yarısının sentezinden hızlı nötron yakalama prosesi olarak bilinen r-prosesi sorumludur ve astrofiziksel ortamı hala tartışma konusudur [45, 46]. Bu proses için Tip II süpernova patlaması bilinen en favori astrofiziksel ortamdır. Fe-Ni tohum çekirdeklerinin izotop tablosunun nötronca zengin bölgesine reaksiyonlarla akışı için saniyeden daha kısa sürede yüksek nötron akısına ( $\gg 10^{20} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ) ihtiyaç vardır. Kararlı çekirdekler böyle çok yoğun bir nötron akısına maruz kaldığında ardışık nötron yakalama reaksiyonları meydana gelir ve ürün çekirdek kararsız dahi olsa nötron yakalama hızı  $\beta^-$  bozunma hızından daha fazla olduğundan izotop tablosunun nötronca zengin bölgesine doğru ilerler. Nötron yakalama reaksiyonu ( $n, \gamma$ ) ve  $\beta^-$  bozunması yarış içindedir. Yüksek sıcaklık ( $10^9 \text{ K}$ ) ve yüksek nötron yoğunluğu altında hızlı nötron yakalama, ( $n, \gamma$ ) ve ( $\gamma, n$ ) reaksiyonları dengeye ulaşmaya kadar devam eder ve ardışık  $\beta^-$  bozunmaları ile kararlı çekirdekte son bulur. Bu proseste, nötron yakalama  $\beta^-$  bozunumundan çok daha hızlı olduğundan kararlılık eğrisi altındaki ve  $^{209}\text{Bi}$ 'dan daha ağır elementler üretilir.

### 1.3.3. P-prosesi

İzotop tablosunun protonca zengin kısmında bulunan ve kütle numarası  $74 \leq A \leq 196$  aralığında olan yaklaşık 35 tane kararlı p-çekirdeği nötron yakalama reaksiyonlarıyla üretilmez. P-çekirdekleri ve güneş sistemindeki izotopik bollukları Tablo 1.1'de listelenmiştir [37, 47]. Bolluklar, Si atomunun referans alındığı genel meteoritik ölçekte verilir ( $N_{\text{Si}} \cong 10^6$ ). Şekil 1.5'de s-, r- ve p-çekirdeklerine ait bolluk eğrileri, Şekil 1.6'da ise p-çekirdeklerinin bolluk eğrisi verilmiştir.



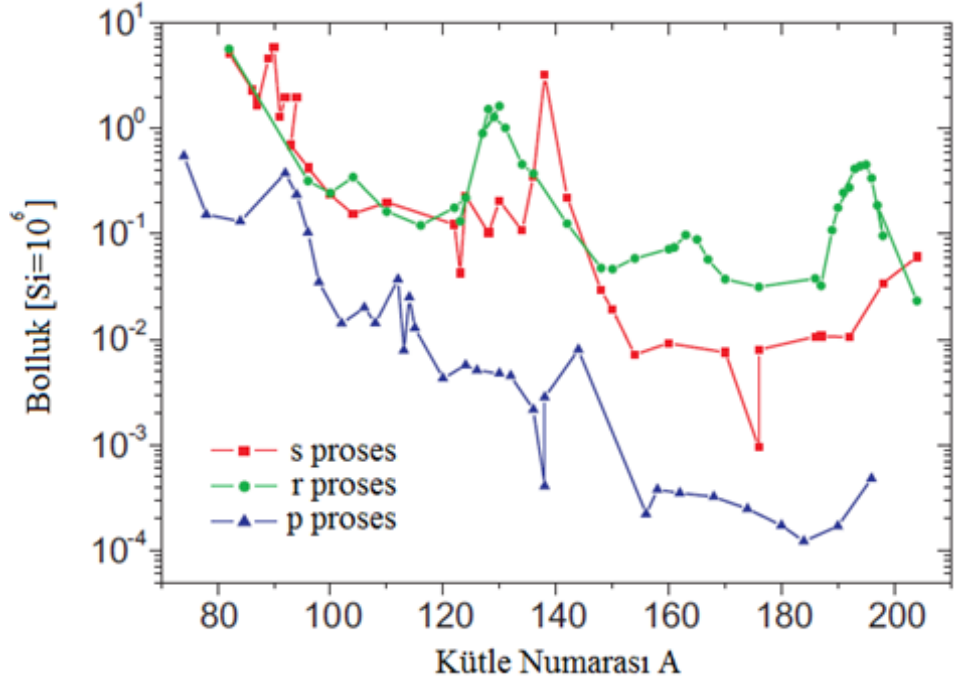


Şekil 1.4. S- r- ve p-proses yollarının şematik gösterimi

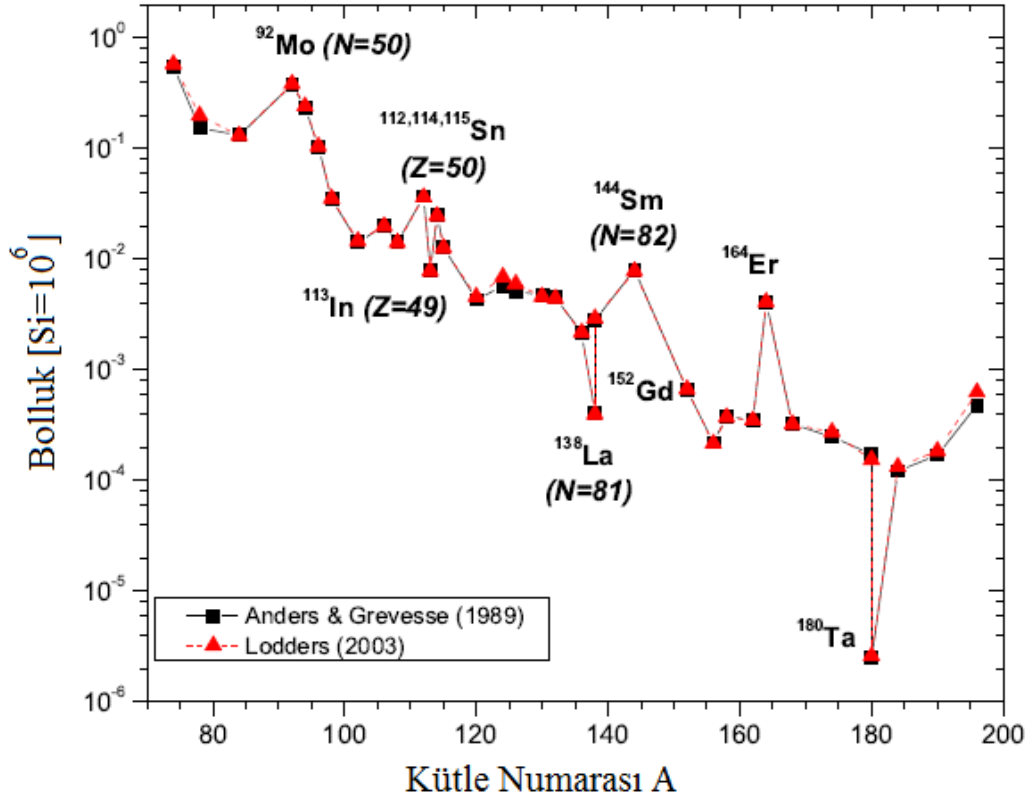
P-çekirdeklerinden  $^{113}\text{In}$  ( $Z=49$ ),  $^{115}\text{Sn}$  ( $N=65$ ),  $^{138}\text{La}$  ( $Z=57$ ,  $N=81$ ) ve  $^{180}\text{Ta}$  ( $Z=73$ ,  $N=107$ ) dışındaki tüm p-çekirdeklerinin atom numaraları ve nötron sayıları çifttir. Sihirli nötron sayılarına sahip  $^{92}\text{Mo}$  ( $N=50$ ),  $^{144}\text{Sm}$  ( $N=82$ ) ve sihirli proton sayılarına sahip  $^{112,114}\text{Sn}$  ( $Z=50$ ) p-izotopları Şekil 1.6'da görülebileceği gibi komşu p-çekirdeklerine göre daha fazla bolluklara sahiptirler. P-çekirdeklerinden  $^{164}\text{Er}$  için ise s-prosesinden gelebilecek bir katkının olabileceği B<sup>2</sup>FH çalışmasında belirtilmiştir [1]. Daha sonra ise  $^{164}\text{Er}$ ,  $^{152}\text{Gd}$  ve  $^{180}\text{Ta}^m$  izotoplarına s-prosesinden katkı olduğu bulunmuştur [48]. Bu nedenle bu izotopların p-çekirdekleri listesinden çıkarılması muhtemeldir. Eğer  $^{113}\text{In}$  ve  $^{115}\text{Sn}$  izotoplarının bollukları s-prosesi veya r-prosesinden gelen katkı ile açıklanabilirse [49], p-çekirdekleri listesinde diğer prosesler ile açıklanan sadece 30 tane p-çekirdeği kalmaktadır [7].

Tablo 1.1. P-çekirdeklerinin listesi ve  $10^6$  Si atomuna göre iki farklı referansdan alınan güneş sistemindeki izotopik bollukları [37, 47]. Yeni değerler;  $^{124}\text{Xe}$ :  $6,57 \times 10^{-3}$ ;  $^{126}\text{Xe}$   $5,85 \times 10^{-3}$  [50]. İlk sütunda ise p-izotoplarının elementlerin izotopik bileşenlerine olan katkısı verilmiştir [51].

İzotop	p-izotop katkısı (%)	Lodders (2003)	Anders / Grevesse (1989)	Değişiklik (%)
$^{74}\text{Se}$	0,89 (4)	$5,80 \times 10^{-1}$	$5,50 \times 10^{-1}$	5,45
$^{78}\text{Kr}$	0,355 (3)	$2,00 \times 10^{-1}$	$1,53 \times 10^{-1}$	30,72
$^{84}\text{Sr}$	0,56 (1)	$1,31 \times 10^{-1}$	$1,32 \times 10^{-1}$	-0,61
$^{92}\text{Mo}$	14,53 (30)	$3,86 \times 10^{-1}$	$3,78 \times 10^{-1}$	2,12
$^{94}\text{Mo}$	9,15 (9)	$2,41 \times 10^{-1}$	$2,36 \times 10^{-1}$	2,12
$^{96}\text{Ru}$	5,54 (14)	$1,05 \times 10^{-1}$	$1,03 \times 10^{-1}$	2,23
$^{98}\text{Ru}$	1,87 (3)	$3,55 \times 10^{-2}$	$3,50 \times 10^{-2}$	1,43
$^{102}\text{Pd}$	1,02 (1)	$1,46 \times 10^{-2}$	$1,42 \times 10^{-2}$	2,82
$^{106}\text{Cd}$	1,25 (6)	$1,98 \times 10^{-2}$	$2,01 \times 10^{-2}$	-1,49
$^{108}\text{Cd}$	0,89 (3)	$1,41 \times 10^{-2}$	$1,43 \times 10^{-2}$	-1,40
$^{112}\text{Sn}$	0,97 (1)	$3,63 \times 10^{-2}$	$3,72 \times 10^{-2}$	-2,55
$^{113}\text{In}$	4,29 (5)	$7,80 \times 10^{-3}$	$7,90 \times 10^{-3}$	-1,27
$^{114}\text{Sn}$	0,66 (1)	$2,46 \times 10^{-2}$	$2,52 \times 10^{-2}$	-2,38
$^{115}\text{Sn}$	0,34 (1)	$1,27 \times 10^{-2}$	$1,29 \times 10^{-2}$	-1,94
$^{120}\text{Te}$	0,09 (1)	$4,60 \times 10^{-3}$	$4,30 \times 10^{-3}$	6,98
$^{124}\text{Xe}$	0,0952 (3)	$6,94 \times 10^{-3*}$	$5,71 \times 10^{-3}$	21,54
$^{126}\text{Xe}$	0,0890 (2)	$6,02 \times 10^{-3*}$	$5,09 \times 10^{-3}$	18,27
$^{130}\text{Ba}$	0,106 (1)	$4,60 \times 10^{-3}$	$4,76 \times 10^{-3}$	-3,36
$^{132}\text{Ba}$	0,101 (1)	$4,40 \times 10^{-3}$	$4,53 \times 10^{-3}$	-2,87
$^{136}\text{Ce}$	0,185 (2)	$2,17 \times 10^{-3}$	$2,16 \times 10^{-3}$	0,46
$^{138}\text{La}$	0,08881 (71)	$3,97 \times 10^{-4}$	$4,09 \times 10^{-4}$	-2,93
$^{138}\text{Ce}$	0,251 (2)	$2,93 \times 10^{-3}$	$2,84 \times 10^{-3}$	3,17
$^{144}\text{Sm}$	3,07 (7)	$7,81 \times 10^{-3}$	$8,00 \times 10^{-3}$	-2,38
$^{152}\text{Gd}$	0,20 (1)	$6,70 \times 10^{-4}$	$6,60 \times 10^{-4}$	1,52
$^{156}\text{Dy}$	0,056 (3)	$2,16 \times 10^{-4}$	$2,21 \times 10^{-4}$	-2,26
$^{158}\text{Dy}$	0,095 (3)	$3,71 \times 10^{-4}$	$3,78 \times 10^{-4}$	-1,85
$^{162}\text{Er}$	0,139 (5)	$3,50 \times 10^{-4}$	$3,51 \times 10^{-4}$	-0,28
$^{164}\text{Er}$	1,601 (3)	$4,11 \times 10^{-3}$	$4,04 \times 10^{-3}$	1,73
$^{168}\text{Yb}$	0,123 (3)	$3,23 \times 10^{-4}$	$3,22 \times 10^{-4}$	0,31
$^{174}\text{Hf}$	0,16 (1)	$2,75 \times 10^{-4}$	$2,49 \times 10^{-4}$	10,44
$^{180}\text{Ta}^m$	0,01201 (32)	$2,58 \times 10^{-6}$	$2,48 \times 10^{-6}$	4,03
$^{180}\text{W}$	0,12 (1)	$1,53 \times 10^{-4}$	$1,73 \times 10^{-4}$	-11,56
$^{184}\text{Os}$	0,02 (1)	$1,33 \times 10^{-4}$	$1,22 \times 10^{-4}$	9,02
$^{190}\text{Pt}$	0,012 (2)	$1,85 \times 10^{-4}$	$1,70 \times 10^{-4}$	8,82
$^{196}\text{Hg}$	0,15 (1)	$6,30 \times 10^{-4}$	$4,80 \times 10^{-4}$	31,25



Şekil 1.5. Si = 106 atomu referansında s prosesi (kare), r prosesi (daire) ve p-prosesi (üçgen) için güneş sistemi bollukları eğrisi [47]



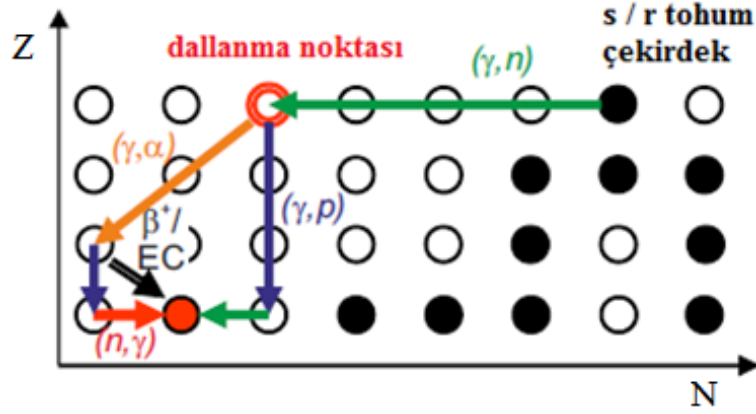
Şekil 1.6. İki farklı referansdan alınan p-çekirdekleri için güneş sistemi bolluk eğrisi [37, 47]

Şekil 1.5'den görüldüğü gibi p-çekirdeklerinin bolluk eğrisi s- ve r-çekirdeklerinin bolluk eğrilerine paralel olup, p-çekirdekleri yaklaşık on ya da yüz kez daha az bolluğa sahiptir. Bolluk eğrilerinin paralel olması, s- ve r-çekirdeklerinin p-çekirdeklerinin sentezinde tohum çekirdekler olarak hizmet verdiğini gösterir [52]. A=190'dan sonra bolluk eğrisindeki yükseliş, N=126 ve P=82 sihirli sayılarındaki yüksek bağlanma enerjilerinden kaynaklanmaktadır. Ayrıca birbirinden farklı iki nötron yakalama prosesinin (s- ve r-proses) aynı mertebede bolluk katkısı sağladığı şekilden görülmektedir.

#### 1.3.4. P-çekirdeklerinin üretim senaryoları

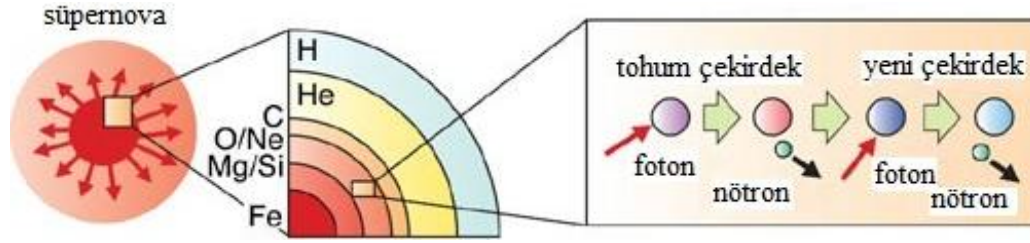
P-çekirdeklerinin sentezinin gerçekleşebileceği birçok farklı astrofiziksel ortam göz önüne alınmıştır. İlk olarak Tip II süpernova patlamasına uğrayan büyük kütleli yıldızların hidrojen yönünden zengin bölgesinde gerçekleştiği düşünülmüştür [1]. Süpernova şok dalgaları, daha önce s- ve r-proseslerle üretilen tohum çekirdeklerinde bulunduğu hidrojen zengin bölgeden geçerken ortamın sıcaklığını artırır ve ortamda bulunan tohum çekirdeklerin proton yakalama reaksiyonları ile p-çekirdeklerinin sentezi gerçekleşir. Fakat yüksek sıcaklıklarda ( $\gamma, p$ ) reaksiyonları proton yakalama reaksiyonlarından daha hızlı olmaktadır. Hızlı proton yakalama reaksiyonları için sadece protonca zengin ortamlara ihtiyaç vardır. Böylece sıcaklıklar, yoğunluklar ve zaman ölçekleri hidrojen zengin bölgenin p-çekirdeklerinin üretimi için uygun bir ortam olmadığı görülmüştür [53].

P-çekirdekleri için en yaygın üretim mekanizması  $\gamma$ -prosesi (Şekil 1.7) olup bunun yanında  $\nu p$ -prosesi [54, 55],  $r p$ -prosesi [56-58] ve  $\nu$ -prosesi [59, 60] gibi farklı proseslerinde p-çekirdeklerinin üretimine alternatif oluşturduğu düşünülmektedir. P-çekirdeğinin bolluk değeri daha önceden s- ve r-proses ile üretilmiş olan tohum çekirdeklere bağlıdır. Bugüne kadar yapılan çalışmalarla, p-çekirdeklerinin güneş sistemi bolluklarını üretebilmek için tek bir üretim mekanizmasının yeterli olmadığı düşünülmektedir. Bu mekanizmaların farklı astrofiziksel ortamlarda meydana geldiği tartışılmaktadır.



Şekil 1.7. P-çekirdeklerin üretim mekanizması olan  $\gamma$ -proses içinde reaksiyon akışının şematik gösterimi [7]

P-çekirdeklerinin üretimi için en popüler proses  $\gamma$ -prosesi olup, bu proses çekirdeklerin üretiminin büyük kütleli yıldızların süpernova patlamalarındaki O/Ne tabakalarında gerçekleştiğini kabul eder (Şekil 1.8). Bu ortamda p-çekirdeklerinin üretiminin gerçekleşeceği sıcaklıkların  $T=1,8$  ile  $3,3$  GK olması gerektiği hesaplarla belirlenmiştir [61]. Farklı kütle bölgesindeki p-çekirdekleri için,  $A \leq 92$  olan p-çekirdekleri için  $T > 3$  GK,  $A \approx 92-144$  çekirdekleri için  $T \approx 2,7- 3,0$  GK ve  $A \geq 144$  çekirdekleri için  $T \leq 2,5$  GK sıcaklıkları hesaplanmıştır [62]. Bu sıcaklıklarda önceden üretilmiş olan s- ve r-tohum çekirdekleri ardışık foton yakalama  $(\gamma, n)$  reaksiyonları gerçekleştirerek protonca zengin çekirdekler üretirler. Başlangıçta foton yakalama reaksiyonları ile üretilen nötronların Coulomb bariyerini aşma ihtiyacı olmamasından dolayı,  $(\gamma, n)$  reaksiyonları yüklü parçacık foton ayırma reaksiyonlarından daha baskındır. Ancak çekirdeklerin nötron ayırma enerjileri, çekirdekler nötronca yetersiz hale geldikçe artar. Bu sırada protonca zengin bölgeye doğru gidildikçe, proton ve  $\alpha$ -parçacığı ayırma enerjisi azalır. Bu nedenle  $(\gamma, p)$  ve  $(\gamma, \alpha)$  reaksiyonları  $(\gamma, n)$  reaksiyonuna göre daha baskın hale gelir. Dallanma noktası denilen noktada  $(\gamma, p)$  ve  $(\gamma, \alpha)$  reaksiyonları meydana gelmeye başlar. Bu reaksiyonlar ile çekirdekler kararlılık eğrisinde protonca zengin bölgeye doğru ilerler ve  $\beta^+$  bozunumu ile kararlı hale gelirler (Şekil 1.7).



Şekil 1.8. P-çekirdeklerin üretim mekanizması olan  $\gamma$ -proses için foton ayırma reaksiyonu ve gerçekleştiği astrofiziksel ortam [63]

Ayrıca son zamanlarda  $\gamma$ -proses için Chandrasekhar limitinin altında kütleli beyaz cücenin Tip Ia süpernova patlamaları da alternatif ortam olarak görülmektedir [7, 64].

Ağır p-çekirdeklerinin üretimi  $\gamma$ -prosesi ile oldukça başarılı bir şekilde açıklanır. Ancak  $A < 124$  ve  $150 \leq A \leq 165$  kütle bölgelerinde hala bolluklarda uyumsuzluklar vardır. Bunun nedeni nükleer fizik parametrelerindeki belirsizlikler veya p-çekirdekleri için s-proses tohum çekirdek miktarlarının yanlış hesaplanması olabilir [7]. Ayrıca çok az miktarda üretilen p-çekirdeklerinin bazıları için farklı bir çok senaryo önerilmektedir. Az üretilen bu p-çekirdeklerinden en önemlileri  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Mo}$ ,  $^{96}\text{Ru}$  ve  $^{98}\text{Ru}$ 'dur.  $A < 100$  olan hafif p-çekirdeklerinin diğerlerinden farklı olarak nötrino-yakalama çekirdek sentezi olan merkez-çökme süpernovalarının, fırlatılan proton bakımından zengin iç tabakalarda oluştuğu düşünülen  $\nu p$ -prosesi ile üretildiği öne sürülmektedir [54, 55].

Hafif p-çekirdeklerinin üretimi için ardışık proton yakalama reaksiyonları ve  $\beta^+$  bozunumu ile meydana gelen rp-prosesi düşünülmektedir. Bu prosesin gerçekleştiği uygun ortam ise  $10^6 \text{ g/cm}^3$  proton yoğunluğuna sahip nötron yıldızlarının yüzeylerindeki (hidrojen ve helyum yanmalarının meydana geldiği) X-ışını patlamalarıdır [56-58].

Hesaplamalarda problem yaşanan ağır p-çekirdeklerinden örneğin  $^{138}\text{La}$  ve  $^{180}\text{Ta}^m$  p-çekirdekleri için ise  $\nu$ -proses çekirdek sentezi önerilmiştir [59, 60]. Bunun büyük kütleli yıldızların çökmesiyle meydana gelen nötron yıldızları tarafından yayılan nötrinolar ile mümkün olduğu gösterilmiştir.

## 2. NÜKLEER ASTROFİZİKDEKİ TEMEL İFADELER

Bir önceki bölümde çekirdek sentezinin süreçlerinden ve astrofiziksel ortamlarından bahsedilmiştir. Çekirdek sentezi modellerinin güvenilirliği, astrofiziksel reaksiyon hızlarının tahminlerinde gerekli nükleer girdi parametrelerinin doğruluğu açısından önemlidir. Tesir kesitleri, reaksiyon hızlarının tahminlerinde kullanılan bir nükleer girdi parametresi olması neden ile deneysel tesir kesiti ölçüm çalışmalarına ihtiyaç vardır. Özellikle bu çalışmanın da konusu olan p-çekirdekleri için elde edilen deneysel tesir kesiti ve teorik tesir kesitleri arasında farklılıklar olup, bu farklılıkların anlaşılması, hem çekirdek sentezi modelleri hem de nükleer girdi parametreleri açısından önemlidir. Bu bölümde astrofiziksel reaksiyon hızı ve ilgili enerji aralığı hakkında temel bilgiler verilecektir [36, 40].

### 2.1. Termonükleer Reaksiyon Hızları

Bir reaksiyonun hızı, tepkimeye girecek olan a ve X çekirdeklerinin  $N_a$  ve  $N_x$  sayı yoğunluğuna bağlıdır ve bu reaksiyon için reaksiyon tesir kesiti;

$$\sigma = \frac{\text{reaksiyon sayısı} / X \text{ çekirdeği} / \text{birim zaman}}{\text{gelen parçacık sayısı} / \text{cm}^2 / \text{birim zaman}} \quad (2.1)$$

şeklinde ifade edilir. Tesir kesitinin parçacık hızına bağlı olarak ifade edildiği reaksiyon hızı için ise,

$$r_{ax} = N_a N_x \sigma(v)v \quad (2.2)$$

bu ifade yazılabilir. Yıldızların içindeki parçacıklar bir hız dağılıma sahiptirler ve bu nedenle reaksiyon hızını doğru bir şekilde hesaplamak için hız dağılımı  $\phi(v)$  üzerinden integral almak gerekmektedir. Böylece gerçek reaksiyon hızı;

$$\begin{aligned}
r_{aX} &= (1 + \delta_{aX})^{-1} N_a N_X \int_0^{\infty} \sigma(v) v \phi(v) dv \\
&= (1 + \delta_{aX})^{-1} N_a N_X \langle \sigma v \rangle
\end{aligned} \tag{2.3}$$

şeklinde olacaktır. Burada  $\langle \sigma v \rangle$  hız dağılımı üzerinden  $\sigma(v)v$  nin ortalama değeridir ve parçacık çifti başına reaksiyon hızı olarak tanımlanır.  $\delta_{aX}$  Kronecker deltası olup, a ve X parçacıklarının özdeş olması durumunda reaksiyon hızı ( $r_{aX}$ ) iki kez hesaplama yapmayı önlemek için ikiye bölünür.

Denklemdaki  $\phi(v)$  yerine, Maxwell-Boltzmann hız dağılımı;

$$\phi(v) dv = 4\pi v^2 \left( \frac{\mu}{2\pi kT} \right)^2 \exp\left( -\frac{\mu v^2}{2kT} \right) dv \tag{2.4}$$

yazılır. Burada T yıldıza ait gazın sıcaklığı,  $\mu$  ve  $v$  sırası ile ilgili çekirdeğin indirgenmiş kütlesi ve hızı, k ise Boltzmann sabitidir. Böylece, parçacık çifti başına reaksiyon hızı;

$$\begin{aligned}
\langle \sigma v \rangle &= 4\pi \left( \frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} v^3 \sigma(v) e^{-\mu v^2/2kT} dv \\
&= \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} \sigma(E) E e^{-E/kT} dE
\end{aligned} \tag{2.5}$$

tesir kesiti  $\sigma(E)$  ifadesine bağlı olarak bulunur.

## 2.2. Yüklü Parçacık Yakalama Reaksiyonları İçin Rezonant Olmayan Reaksiyon Hızları ve İlgili Enerji Aralığı

Rezonant olmayan yüklü parçacık yakalama reaksiyonlarının hızı, Maxwell-Boltzmann hız dağılımı ve Coulomb bariyeri boyunca tünelleme olasılığı P ile belirlenir. Yüklü bir parçacık için Coulomb engelinden geçiş ihtimali;

$$P \cong \exp \left\{ -\frac{2\pi Z_a Z_X e^2}{\hbar v} \right\} \tag{2.6}$$



ile verilmektedir. Burada  $\frac{Z_a Z_x e^2}{\hbar v}$  ifadesine ‘Sommerfield parametresi’ denir ve Denklem (2.6)’da yerine yazılırsa geçiş ihtimali;

$$P \cong \exp(-2\pi\eta) \quad (2.7)$$

şeklini alır. Rezonant olmayan reaksiyonlar için tesir kesiti Denklem (2.6) ve (2.7) kullanılarak

$$\sigma \cong \frac{S(E)}{E} \exp\left(-\frac{4\pi^2 Z_a Z_x e^2}{\hbar v}\right) \cong \frac{S(E)}{E} \exp(-2\pi\eta) \quad (2.8)$$

şeklinde yazılabilir.  $S(E)$  fonksiyonu, tesir kesitinin enerjiye bağlılığının nükleer dağılımını gösterir ve rezonans yokluğunda yavaşça değişen bir enerji fonksiyonu olarak düşünülür.

Yüklü parçacık tesir kesiti Coulomb bariyerinin altındaki enerjiler için hızlıca düşer. Çünkü tünelleme etkisinin olasılığı  $\sigma(E) \propto \exp(-2\pi\eta)$  üstel olarak azalır. Birçok durumda deneyler yüksek enerjilerde yapılır ve daha sonra elde edilen sonuçlar, ilgili daha düşük astrofiziksel enerji bölgelerine ekstrapole edilir. Fakat tesir kesiti enerjiye güçlü bir şekilde bağlı olduğundan bu durum ekstrapolasyon işlemi güçleştirir. Astrofiziksel  $S$  faktörünün enerjiye bağlı değişimi, tesir kesitinin enerjiye bağlı değişiminden çok daha yavaş olduğundan, deneysel tesir kesiti ölçümünün mümkün olmadığı durumlarda,  $S$  faktörünün düşük enerjilere ekstrapole edilmesi çok daha kullanışlıdır. Model hesaplamalarının doğruluğunun test edilmesi için özellikle düşük enerjilerdeki değişimin bilinmesi önemlidir. Örnek olarak  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reaksiyonu için ölçülen tesir kesiti değerleri Şekil 2.1’de görülmektedir [40, 65]. Coulomb engelini geçme olasılığının düşmesi nedeniyle aniden azalmaktadır. Ancak  $S$  faktörün enerjiye bağlı değişimi çok azdır.

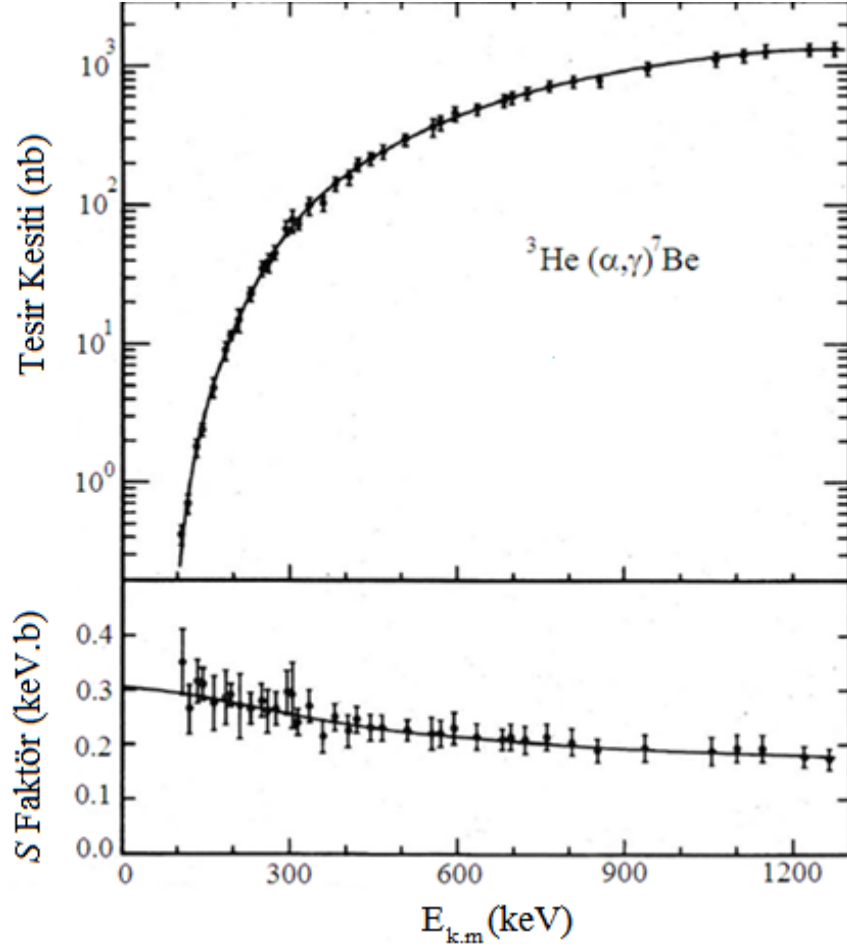
Denklem (2.8)’de yazılan tesir kesiti ifadesi daha önce bulunan parçacık çifti başına reaksiyon hızı denkleminde yerine yazılırsa,

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp\left\{-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right\} dE \quad (2.9)$$

ifadesine ulaşılır. Burada

$$b = 0,99 Z_a Z_x \mu^{1/2} [\text{MeV}]^{1/2} \quad (2.10)$$

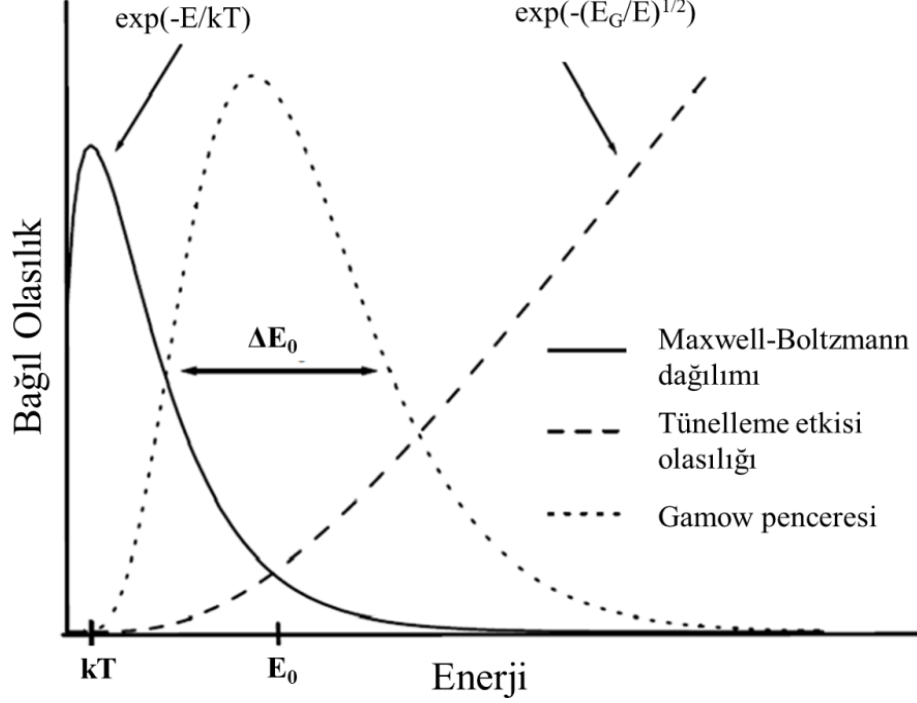
ile verilir ve engelin aşılabilirliğine karşılık gelir.



Şekil 2.1.  ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$  reaksiyonu için ölçülen tesis kesiti ve astrofiziksel S faktör [40, 65]

Reaksiyon hızı, Maxwell-Boltzmann enerji dağılımı ve Coulomb engelinden kaynaklanan kuantum mekaniksel tünelleme fonksiyonu ile orantılıdır. Rezonant olmayan reaksiyonlar için  $S(E)$  enerjinin yavaş değişen bir fonksiyonu olduğundan, Denklem (2.9) daki integral, yüksek enerjilerde Maxwell-Boltzmann dağılımının ve düşük enerjilerde yüklü parçacık yakalama reaksiyonu tesis kesitinin düşüşüyle baskın hale gelir. Maxwell-Boltzmann dağılımı  $\exp(-E/k_B T)$  ile orantılı iken (eğer  $E > k_B T$ ), tünelleme olasılığı ise  $\exp(-E_C/E)^{1/2}$  ile orantılıdır. Burada,  $k_B$  Boltzmann sabiti,  $T$  sıcaklık ve  $E_C$  Coulomb bariyerinin yüksekliğidir. Bu iki fonksiyonun üst üste

gelmesiyle “Gamow piki” adı verilen önemli sayıda reaksiyonun gerçekleşmesine izin veren enerjide bir pik meydana gelir (Şekil 2.2).



Şekil 2.2. Maxwell-Boltzmann enerji dağılımı ve Coulomb engelinden kaynaklanan tünelleme etkisi

Gamow pikinin maksimum değeri  $E_0$  enerjisi, rezonant olmayan termonükleer reaksiyonlar için en muhtemel enerjidir ve Denklem (2.9)'un  $E$ 'ye göre birinci türevi alınarak elde edilebilir. Bu etkin enerji  $kT$ 'den büyük olup keV cinsinden

$$E_0 = 0,12204 (\mu Z_a^2 Z_x^2 T_9^2)^{1/3} \quad (2.11)$$

ifadesi ile verilir. Bu ifade 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 [66]. Ağır çekirdeklerin proton yakalama reaksiyonları için (2-3 GK olan  $\gamma$ -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.

### 2.3. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları ve Hauser Feshbah İstatistiksel Model

N. Bohr tarafından 1936'da, bir çekirdek reaksiyonunun iki aşamada olduğu öne sürülmüştür. İlk aşama, gelen parçacığın hedef çekirdek tarafından tutularak bir bileşik çekirdeğin oluşması ve ikinci aşama bileşik çekirdeğin parçalanmasıdır. Böylece bir çekirdek reaksiyonu,



şeklinde gösterilebilir. Bir C ara halinin oluşmasına neden, gelen parçacık ile hedef çekirdeğin nükleonları arasındaki kuvvetli etkileşimdir. Bohr'a nazaran, gelen parçacığın enerjisi, bu kuvvetli etkileşmeden ötürü hızla sistemdeki bütün nükleonlar arasında paylaşılır ve ancak bir nükleon üzerinde tekrar yeter enerjiyi topladıktan sonra bileşik çekirdek bu nükleonun neşredilmesiyle parçalanabilir. Bu da çekirdek zaman eşeline göre oldukça uzun bir zaman alır. Çekirdekteki zaman eşeli çekirdeğin karakteristik zaman ölçüsü olan ve bir nükleonun çekirdeği bir uçtan diğer uca kat etmesi için gerekli olan zaman ile bellidir, büyüklüğü de  $10^{-12} \text{ cm}/10^9 \text{ cm sn}^{-1} = 10^{-21}$  saniye'dir. Böylece çekirdeğin parçalanması kendisinin oluşma şekline bağlı olmayıp sadece enerjisine, açısal momentum ve paritesine bağlıdır [67].

Hauser-Feshbach istatistiksel modeli, reaksiyonun, bir bileşik çekirdeği oluşturduğunu ve sonra da bileşik çekirdeğin reaksiyon ürünü olan çekirdeğe bozunduğunu varsayar.

Bir çekirdek reaksiyonuna ait,  $\alpha$  giriş kanalı ve  $\beta$  reaksiyon kanalı olmak üzere  $\sigma(\alpha \rightarrow \beta)$  ortalama tesir kesiti;

$$\sigma(\alpha \rightarrow \beta) = \sigma_c(\alpha) G_c(\beta) \quad (2.13)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $\sigma_c(\alpha)$ , C'nin  $\alpha$  kanalında oluşmasına ait tesir kesitidir ve  $G_c(\beta)$ , C'nin  $\beta$  kanalında parçalanma ihtimalidir.  $G_c(\beta)$ , bileşik çekirdeğin  $\beta$  kanalındaki parçalanma ihtimali olduğundan,

$$G_c(\beta) = \frac{\Gamma_{\text{son}}}{\Gamma_{\text{toplama}}} \quad (2.14)$$

şeklinde yazılabilir. Eğer Denklem (2.13)'de yerine yazarsak,

$$\sigma(\alpha \rightarrow \beta) = \sigma_c(\alpha) G_c(\beta) = \sigma_c(\alpha) \frac{\Gamma_{\text{son}}}{\Gamma_{\text{toplama}}} \quad (2.15)$$

elde edilir.

Yıldızlar arası ortamda hedef çekirdekler termal olarak uyarılmış durumda olduklarından,  $i^{\mu}(j,o)m^{\nu}$  reaksiyonu için sıcaklığa bağlı astrofiziksel tesir kesiti ise,

$$\sigma^*(E_{ij}) = \frac{\sum_{\mu} (2J_i^{\mu} + 1) \exp(-E_i^{\mu} / kT^*) \sum_{\nu} (\sigma^{\mu\nu}(E_{ij}))}{\sum_{\mu} (2J_i^{\mu} + 1) \exp(-E_i^{\mu} / kT^*)} \quad (2.16)$$

şeklinde yazılır. Burada  $E_{ij}$  kütle merkezi enerjisi,  $J$  spin,  $T^*$  plazma sıcaklığı,  $k$  ise Boltzman sabiti olup giriş kanalı için  $i$  alt indisi kullanılmıştır. İstatistiksel model hesaplamalarında, parçacık ve  $\gamma$  geçiş katsayısı, uyarılmış durumların seviye yoğunluğu  $\rho$  önemli parametrelerdir. Bu parametrelerin doğru olarak belirlenmesi model hesaplamalarının güvenilirliği için gereklidir. Seviye yoğunluğu genellikle teorik hesaplamalardan elde edilirken, parçacık ve  $\gamma$  geçiş katsayısı ise teorik hesaplarla veya deneysel ve teorik olarak elde edilen tesir kesitlerinin karşılaştırılması ile elde edilen optik potansiyel kullanılarak Schrödinger denkleminin çözümünden elde edilmektedir.

Daha önce de bahsedildiği gibi deneysel verilerin az olması nedeniyle  $\gamma$ -proses çekirdek sentezi simülasyonları ve ilgili reaksiyon hızlarının hesaplanması daha çok Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamalarından elde edilen teorik tesir kesit hesaplamalarına bağlıdır [4]. Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamalarından elde edilen teorik tesir kesitleri kabul edilebilir sonuçlar vermesine rağmen hala yeterli doğrulukta elde edilememektedir. Bu nedenle deneysel tesir kesitlerinin belirlenmesi reaksiyon hızlarının doğru olarak hesaplanmasına katkısının yanı sıra teorik hesaplardaki girdi parametrelerinde daha duyarlı belirlenmesine katkı sağlayacaktır.

## 2.4. Ters Reaksiyonlar

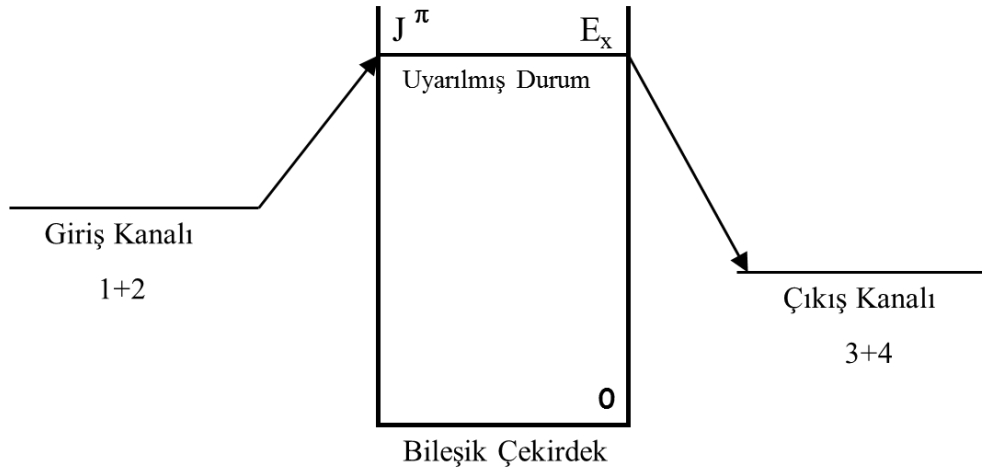
Yıldızlara ait reaksiyonlar düşük sıcaklıklarda ısı olarak gerçekleşir ve pozitif Q değerine sahiptirler;

$$1+2 \rightarrow 3+4, \quad Q > 0 \quad (2.17)$$

Burada 1 ve 2 reaksiyon giriş kanalındaki çekirdekleri, 3 ve 4 reaksiyon çıkış kanalındaki çekirdekleri temsil eder (Şekil 2.3). Sıcaklık arttıkça reaksiyonlar negatif ısı değerlerinde meydana gelmeye başlar. Yüksek sıcaklıklarda termal fotonların yoğunluğu artar;

$$3+4 \rightarrow 1+2, \quad Q < 0 \quad (2.18)$$

ve foton ayırma reaksiyonları ağır çekirdekleri hafif çekirdeklere dönüştürür.



Şekil 2.3. Bileşik çekirdek nükleer reaksiyonu ve bileşik çekirdeğin  $E_x$  uyarılma enerjisi, J momentum ve  $\pi$  ( $J^\pi$ ) pariteye sahip uyarılmış durumun şematik gösterimi [40].

Şekil 2.3'de şematik olarak gösterilen nükleer reaksiyona ait tesir kesiti;

$$\sigma_{12} = \pi \hat{\lambda}_{12}^2 \frac{2J+1}{(2J_1+1)(2J_2+1)} (1+\delta_{12}) \left| \langle 3+4 | H_{II} | C \rangle \langle C | H_I | 1+2 \rangle \right|^2 \quad (2.19)$$

şeklinde verilir. Burada  $\pi \hat{\lambda}_{12}^2$  tesir kesitinin kuantum mekaniksel karakteri,  $2J+1/(2J_1+1)(2J_2+1)$  istatistiksel faktör olup  $2J+1$  bileşik çekirdeğin  $J$  açısall momentumlu bir uyarılmış durumu için toplam alt durum sayısı ve  $(2J_1+1)(2J_2+1)$  giriş kanalındaki durum sayısıdır. Denklemdeki  $(1+\delta_{12})$  terimi ile 1 ve 2 parçacıkları özdeş olduğunda tesir kesiti 2'ye katlanır. Son terim ise kuvvete/potansyeye bağlı olup matris elemanları giriş ve çıkış kanallarını tanımlar.

Tesir kesiti ters reaksiyon için yazılırsa;

$$\sigma_{34} = \pi \hat{\lambda}_{34}^2 \frac{2J+1}{(2J_3+1)(2J_4+1)} (1+\delta_{34}) \left| \langle 1+2|H_I|C \rangle \langle C|H_{II}|3+4 \rangle \right|^2 \quad (2.20)$$

elde edilir. Burada sadece matris elemanları Denklem (2.19)'dan farklıdır. Genellikle nükleer reaksiyonları yöneten kurallar reaksiyonun yönü ters döndüğünde değişmemektedir. Bu, zaman-tersinirlik değişmezliği prensibi (the principle of time-reversal invariance) olarak bilinmektedir [68]. 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

$$\frac{\sigma_{12}}{\sigma_{34}} = \frac{m_3 m_4 E_{34} (2J_3+1)(2J_4+1)(1+\delta_{12})}{m_1 m_2 E_{12} (2J_1+1)(2J_2+1)(1+\delta_{34})} \quad (2.21)$$

şeklinindedir. Bu oranda  $\hat{\lambda}_{12}^2$  yerine  $\hbar^2/(2\mu_{ik} E_{ik})$  yazılmıştır,  $\mu_{ik}$  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 ( $\sigma_{12}$ ) ölçülmesi daha kolaydır. Ölçülebilen tesir kesiti sonucu ile Denklem (2.21) kullanılarak ters yöndeki tesir kesiti ( $\sigma_{34}$ ) hesaplanabilmektedir.

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

$$\langle \sigma v \rangle_{12} = \left( \frac{8}{\pi \mu_{12}} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma_{12} E_{12} \exp\left(-\frac{E_{12}}{kT}\right) dE_{12} \quad (2.22)$$

$$\langle \sigma v \rangle_{34} = \left( \frac{8}{\pi \mu_{34}} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} \sigma_{34} E_{34} \exp\left(-\frac{E_{34}}{kT}\right) dE_{34} \quad (2.23)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem (2.21) ve  $E_{34} = E_{12} + Q$  ( $Q > 0$ ) denklemi kullanılarak parçacık başına reaksiyon hızlarının oranı,

$$\frac{\langle \sigma v \rangle_{34}}{\langle \sigma v \rangle_{12}} = \frac{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)(1 + \delta_{34})}{(2J_3 + 1)(2J_4 + 1)(1 + \delta_{12})} \left( \frac{\mu_{12}}{\mu_{34}} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right) \quad (2.24)$$

bulunur. Yıldızsal ortamdaki toplam reaksiyon hızı ise

$$r = r_{12} - r_{34} = \frac{N_1 N_2}{1 + \delta_{12}} \langle \sigma v \rangle_{12} - \frac{N_3 N_4}{1 + \delta_{34}} \langle \sigma v \rangle_{34} \quad (2.25)$$

şeklindedir.

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



reaksiyonu için ters reaksiyon



şeklindedir.



### 3. DENEYSEL YÖNTEM

Bu bölümde,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonlarının tesir kesiti ölçümlerinde kullanılan deneysel yöntem ve işlemler ayrıntılı olarak ele alınacaktır.

#### 3.1. Antimon Hedeflerinin Hazırlanması

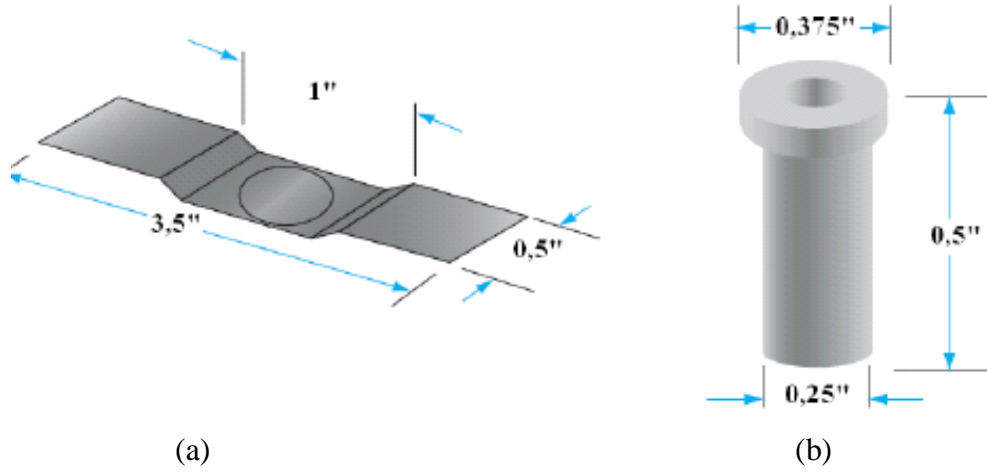
Bu çalışmada, antimon hedefleri en sık kullanılan yöntem olan buharlaştırma yöntemi ile hazırlandı. Buharlaştırma yöntemiyle hedefler çok daha ince ve homojen hazırlanabilmektedir. Zenginleştirilmiş izotopların maliyetleri çok yüksek olup, bu maliyet izotopun doğal bolluğu azaldıkça artmaktadır. Bu nedenle, zenginleştirilmiş izotoplar kullanılarak hazırlanacak hedefleri yapmadan önce aynı elementin doğalıyla birçok deneme yapılarak en iyi yöntem belirlenmiştir.

Bu çalışmada, hem doğal antimon hem de zenginleştirilmiş  $^{121}\text{Sb}$  ile hedefleri hazırlanarak ölçümler yapıldı. Yüksek enerjili alfa demeti kullanılarak gerçekleştirilen tesir kesiti ölçümleri için doğal antimon hedefleri kullanıldı. Doğal antimon materyalinin formu metal parçalar şeklinde olup (Şekil 3.1), iki kararlı izotopa sahiptir. Doğal antimon elementi, % 57,21 oranında  $^{121}\text{Sb}$  ve % 42,79 oranında  $^{123}\text{Sb}$  izotoplarından meydana gelmektedir.

Doğal malzeme ile gerçekleştirilen buharlaştırma işlemi için yayvan standart tantalum (Ta) pota (Ta erime sıcaklığı: 3017 °C [69]) kullanıldı (Şekil 3.2 (a)). Buharlaştırma işlemi sırasında tantalum pota ile hedefinin kaplanacağı Al folyo arasındaki mesafe 6 cm olarak belirlendi ve bu mesafede kaplama işlemleri yapıldı.

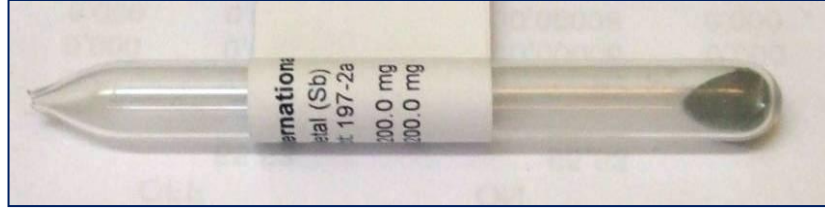


Şekil 3.1. Hedef yapımında kullanılan doğal antimon materyali



Şekil 3.2. Hedef hazırlamak için kullanılan buharlaştırma kapları: (a) yayvan standart pota (b) derin pota (crucible)

Düşük enerjili alfa demeti kullanılarak gerçekleştirilen tesir kesiti ölçümleri için ise, zenginleştirilmiş materyallerden yapılan hedefler kullanıldı. Şekil 3.3'de zenginleştirilmiş  $^{121}\text{Sb}$  materyali gösterilmiştir. TRACE Sciences International firmasından temin edilen  $^{121}\text{Sb}$  materyali % 99,59 oranında zenginleştirilmiş metal toz halinde olup toplam 200 mg'dır (EK-A). Zenginleştirilmiş antimon hedefleri hazırlanmadan önce en uygun yöntemi belirlemek için doğal antimon materyali ile denemeler yapıldı. Yapılan denemeler sonucunda, buharlaştırma yöntemi kullanılarak yapılacak zenginleştirilmiş hedefler için derin molibdenyum (Mo) pota (Mo erime sıcaklığı: 2623 °C [69]) kullanıldı (Şekil 3.2 (b)). Verimi arttırmak için buharlaştırma işlemi sırasında molibdenyum pota ile hedefinin kaplanacağı Al folyo arasındaki mesafe 5,5 cm olarak belirlendi.



Şekil 3.3. Hedef yapımında kullanılan zenginleştirilmiş <sup>121</sup>Sb materyali

Doğal ve zenginleştirilmiş antimon materyali, 2,5 µm kalınlığında % 99,99 saflığa sahip alüminyum folyo üzerine buharlaştırıldı. Hedeflerin hazırlanmasında kullanılan Leybold Univex 350 Coating System Şekil 3.4’de ve doğal antimon kullanılarak kaplanan hedeflerden biri Şekil 3.5’de gösterilmektedir. Hazırlanan hedef kalınlıkları üç ayrı metot ile belirlendi. İlk yöntem olarak tartma metodu kullanıldı. Bu metot ile alüminyum folyoların ağırlıkları hem kaplamadan önce hem de kaplama işleminden sonra ölçüldü ve hedef kalınlıkları % 7 hata ile belirlendi. Bu yöntem ile hedeflerin kalınlıkları µg/cm<sup>2</sup> cinsinden kolayca hesaplanabilmektedir.

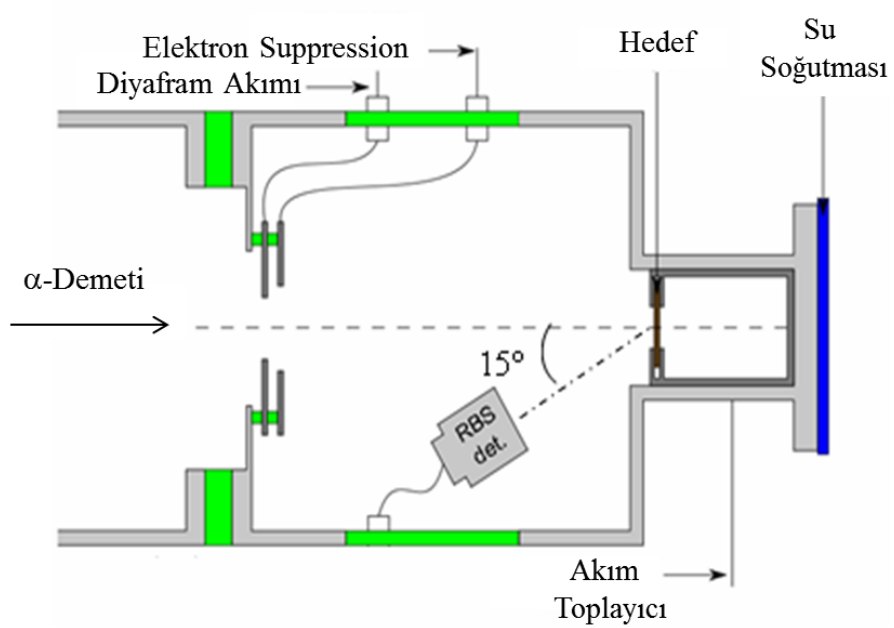


Şekil 3.4. Leybold Univex 350 kaplama sistemi



Şekil 3.5. Kaplanan 23 numaralı doğal antimon hedefinin resmi

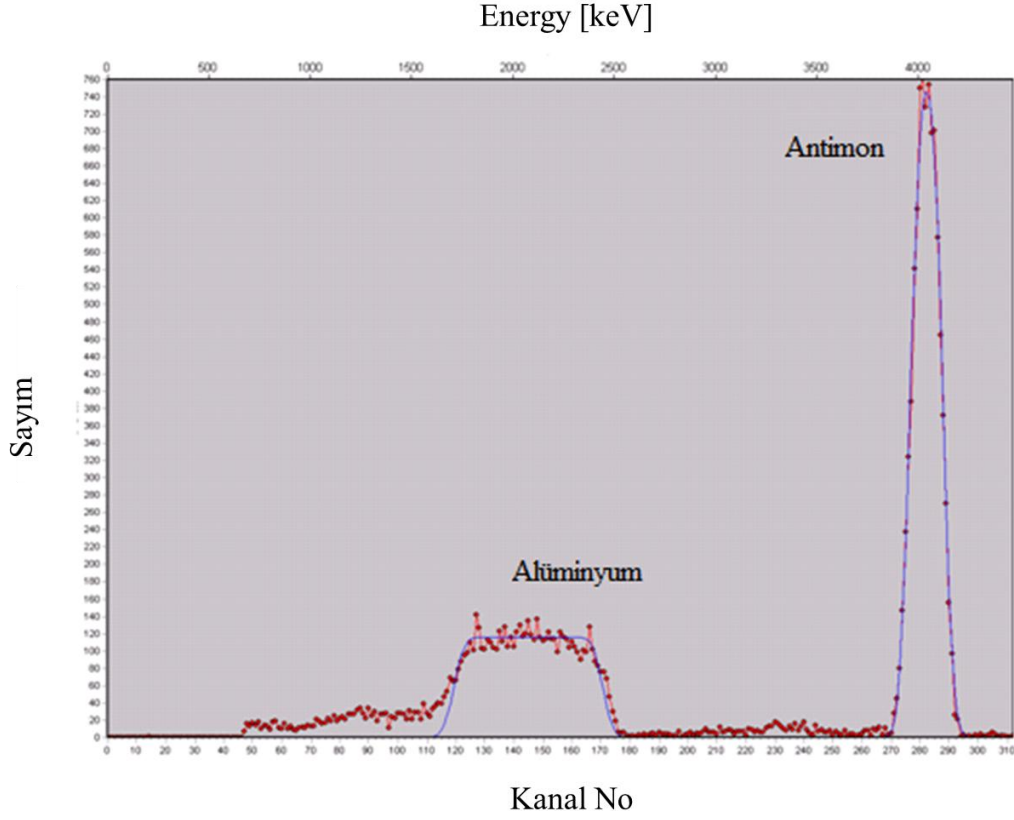
Hedef kalınlıklarını belirlemek için ikinci yöntem olarak Rutherford Geri Saçılma Spektroskopisi (Rutherford Back Scattering, RBS) kullanıldı. Hedef odasında demet doğrultusuyla  $\Theta = 165^\circ$  açı yapan bir yüzey engelli parçacık dedektörü (Si(Li)) bulunmaktadır (Şekil 3.6).



Şekil 3.6. Hedef odasının şematik gösterimi

Bu dedektör kullanılarak bombardıman süresince hedeften geri saçılan alfa parçacıklarının spektrumları kaydedildi ve hedef kalınlıklarını belirlemede kullanıldı. RBS için hedefler 4,7 MeV enerjili alfalar ile 20 dakika bombardıman edildi. Elde edilen tipik bir RBS spektrumu Şekil 3.7’de verilmiştir. Spektrumda hedef materyali antimon ve hedef altlığı olarak kullanılan folyodan gelen Al piki dışında bir pik

gözlenmemiştir. RBS spektrumlarının analizi için ise SIMNRA 6.06 programı [70] kullanıldı ve hedef kalınlıkları % 5 hata ile elde edildi.

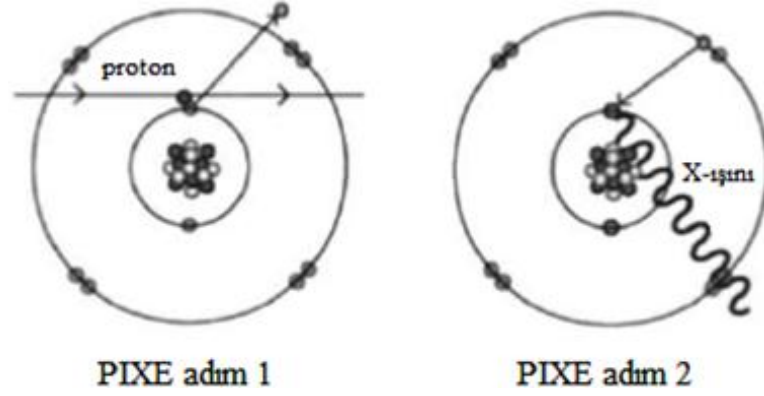


Şekil 3.7. Alfa parçacıkları (4,7 MeV enerjili) kullanılarak elde edilen tipik bir RBS spektrumu

Üçüncü yöntem olarak hedef kalınlıkları PIXE (proton induced X-ray emission) metodu kullanılarak belirlendi. PIXE ölçüm metodu atomun iç yörüngelerindeki elektronların geçişlerine dayanan bir metottur (Şekil 3.8). İki aşamadan oluşmaktadır; hedefe gelen proton hedef atomun iç yörüngelerinden bir elektronu atomdan dışarıya atar, ardından atomun dış yörüngelerden bir elektron, fırlatılan elektronun yerini doldurur ve X-ışınları yayımlar. Moseley eşitliğine göre;

$$\nu = \alpha(Z - \beta)^2 \quad (3.1)$$

Z atom numarasıyla, atomun yaydığı X-ışınlarının frekanslarının karekökü arasında doğrusal bir ilişki vardır. Burada  $\nu$ , X-ışını frekansı,  $\alpha$  ve  $\beta$  sabit sayılardır. Tipik PIXE ölçümlerinde genellikle 2 - 3 MeV enerjili protonlar kullanılır. Dedektörlerin ölçebileceği minimum enerji 1 keV olduğundan,  $Z > 11$  olan tüm elementler bu metodla belirlenebilir.



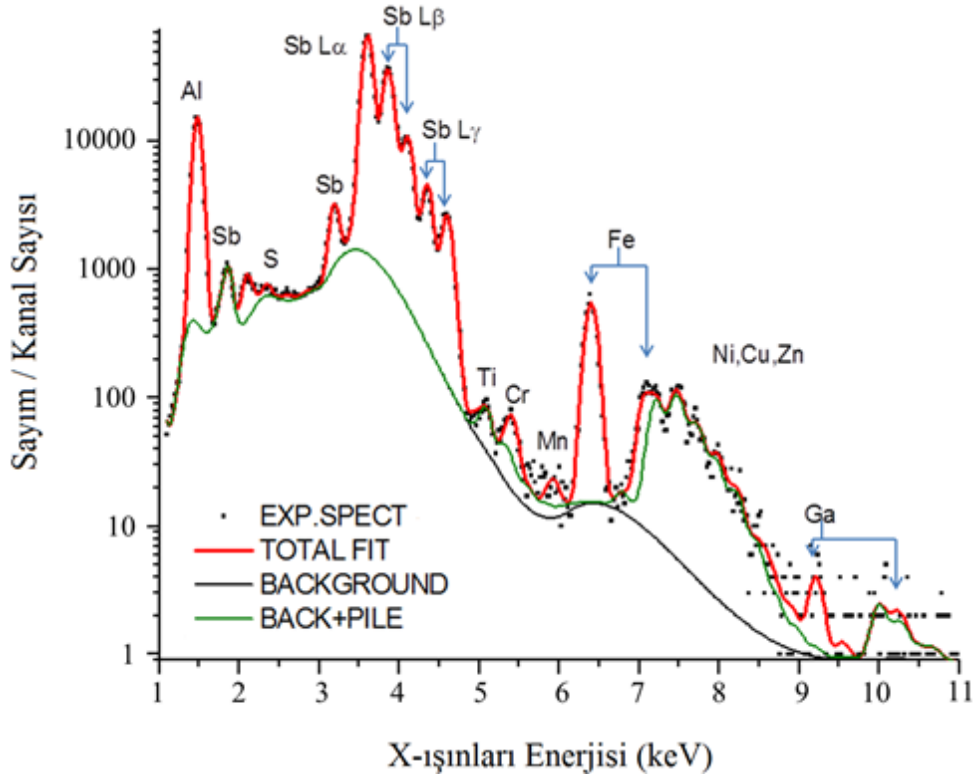
Şekil 3.8. PIXE metodunun adımlarının şematik gösterimi

PIXE ölçümleri MTA Atomki Van de Graff hızlandırıcısında gerçekleştirildi. Kullanılan PIXE odası Şekil 3.9'da gösterilmiştir [71]. Ölçümlerde 2 MeV enerjili proton demeti kullanıldı. Kullanılan demetin akımı 1 nA ve demetin çapı 5 mm idi. PIXE ölçümlerinde, 20  $\mu\text{m}$  kalınlıklı berilyum pencereli 30  $\text{mm}^2$  kristal alanına sahip Si(Li) dedektörü kullanılarak X-ışınları spektrumları kaydedildi. PIXE ölçümlerinde elde edilen spektrumların analizleri PIXEKLM programı kullanılarak yapıldı [72]. Şekil 3.10'da PIXE ölçümünden elde edilen bir spektrum ve PIXEKLM programı kullanılarak elde edilen fit gösterilmiştir. PIXE metodu kullanılarak bulunan hedef kalınlıklarının hatası % 4'dür.

Tartma, RBS ve PIXE metodu ile ölçülerek hesaplanan hedef kalınlıkları Tablo 3.1'de verilmiştir. Tesir kesiti hesaplarında kullanılacak hedef kalınlığı, üç farklı metod ile bulunan kalınlıkların ağırlıklı ortalaması alınarak belirlendi. Ağırlıklı ortalama alınarak bulunan hedef kalınlıklarındaki hata % 7'dir. Hazırlanan doğal ve zenginleştirilmiş hedeflerin kalınlıkları 159  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  ile 265  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  arasında değişmektedir.



Şekil 3.9. Ölçümlerde kullanılan Makro-PIXE odası



Tablo 3.1. Aktivasyon için hazırlanan hedeflere verilen numaralar, kaplama sonrasında üç farklı yöntemle belirlenen antimon hedeflerin ve Al folyoların kalınlıkları

Hedef No	Tartma Metodu		RBS		PIXE	Ağırlıklı ortalama Sb ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )
	Al ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	Sb ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	Al ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	Sb ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	Sb ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	
1	578,96	247,79	562,41	250,11	228,18	239,99
2	653,04	187,61	645,30	187,23	179,15	183,91
3	472,59	213,57	452,25	219,78	200,21	209,97
4	559,41	243,66	533,25	247,08	233,78	240,78
5	500,74	155,75	497,61	162,12	156,94	158,67
6*	667,56	222,42	694,71	211,09	-	214,66
9*	582,22	225,96	627,48	212,30	217,76	217,02
10*	460,74	231,86	-	-	206,47	213,78
11*	613,93	259,59	-	-	257,75	258,37
12*	639,70	274,34	-	-	260,84	265,10
13*	650,96	260,77	-	-	228,18	237,34

\* Zenginleştirilmiş  $^{121}\text{Sb}$  hedefi

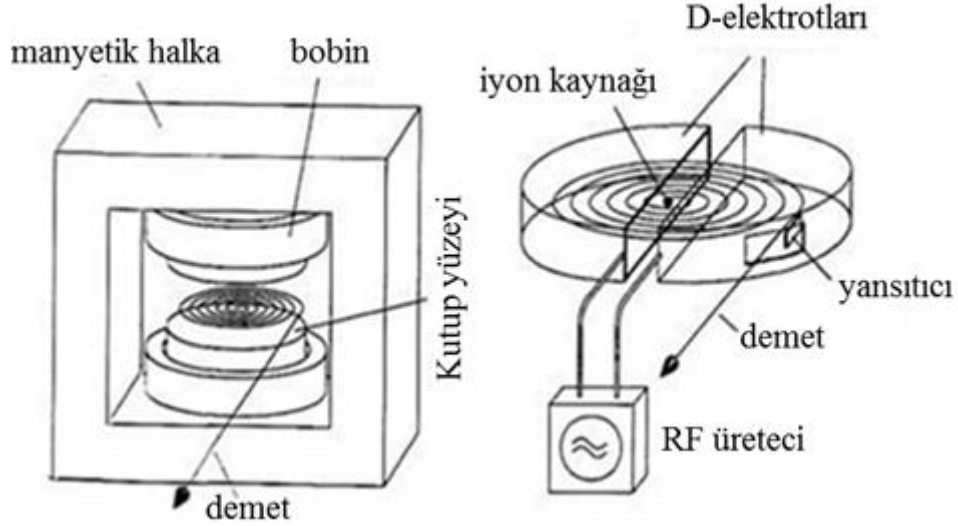
### 3.2. Siklotron Hızlandırıcısı ve Aktivasyon Metodu

Elektrostatik hızlandırıcıların bir alternatifi dairesel hızlandırıcılardır. Bu hızlandırıcılarda parçacık demeti hızlandırıcı içinde her dönmesinde küçük bir gerilim artması olarak enerjisi MeV mertebesine ulaşmaya kadar bir çok (belki yüzlerce) dönüş yapar. Bu aygıtların en eskisi ve en basiti manyetik rezonans hızlandırıcısı da denen (cyclotron) siklotronudur. Siklotron tasarımı fikrini ilk olarak 1929 yılında Berkeley Üniversitesi'nde Ernest Lawrence ortaya attı. Siklotron Şekil 3.11'de şematik olarak gösterilmiştir [73]. Demet manyetik alanın etkisiyle dairesel bir yol izler ve parçacıklar şekilleri nedeniyle "D'ler" adı verilen yarım daire şeklinde metal odalar içinde hareket ederler. D'ler alternatif gerilim kaynağına bağlıdır. Parçacıklar D'ler içinde iken bir elektrik alan etkisi duymazlar ve manyetik alanın etkisiyle dairesel bir yol izlerler. D'ler arası aralıkta ise parçacıklar hızlandırıcı geriliminin etkisini duyarlar ve her dönüşte küçük bir miktar enerji kazanırlar.

Deneyler Macaristan Nükleer Bilimler Araştırma Enstitüsü (MTA Atomki) MGC-20E siklotron hızlandırıcısında gerçekleştirilmiştir. MGC-20E siklotronu 1980-83 yılları arasında tasarlanmış olup, 1985 yılında çalışmaya başlamıştır. 1997-1999 yılları arasında demet transfer sistemleri, 2003 yılında ise RF-sistemi yenilenmiştir.



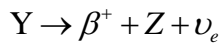
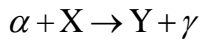
Sistem 2,5 MeV'den 18 MeV'e kadar 40  $\mu$ A'lik demet akımıyla proton, 2 MeV'den 20 MeV'e kadar 40  $\mu$ A'lik demet akımıyla alfa demeti üretebilmektedir [74]. Hızlandırıcının bulunduğu laboratuvarın yerleşim planı ve siklotron hızlandırıcısının fotoğrafı sırasıyla Şekil 3.12 ve Şekil 3.13'de gösterilmiştir.



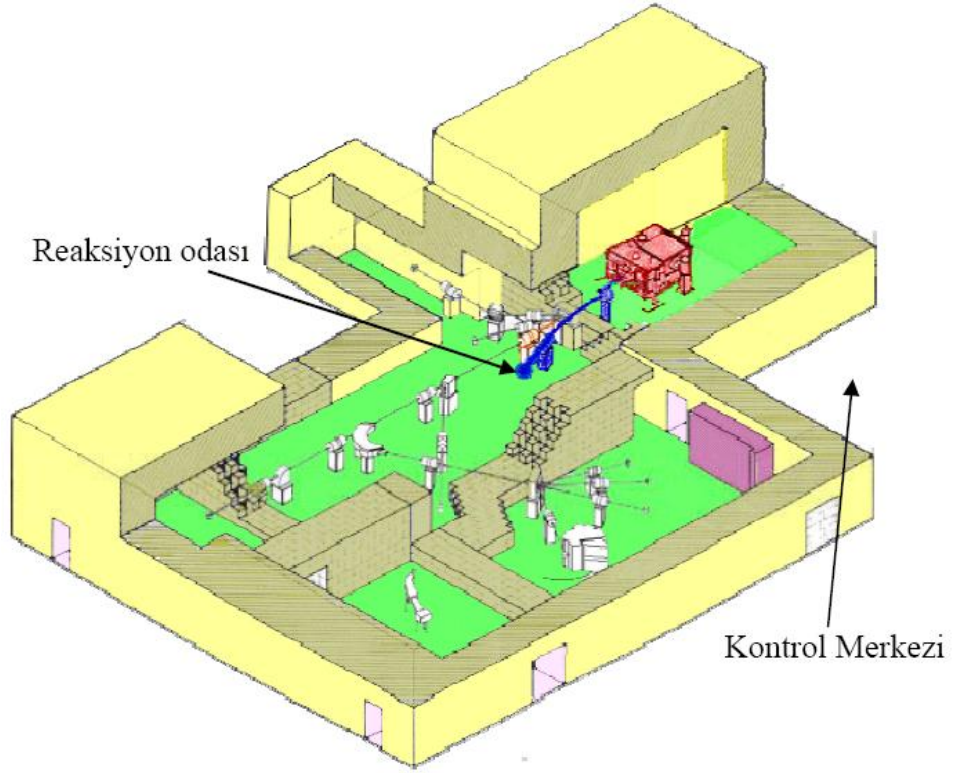
Şekil 3.11. Siklotron hızlandırıcısının ana elemanları

Aktivasyon metodu, temelde kararlı durumdaki bir hedef çekirdeğin proton veya alfa demeti ile bombardıman edilmesiyle üretilen radyoaktif çekirdeklerin bozunumlarını takiben yayınladıkları radyasyonun ölçülmesine dayanır. Ürün çekirdeğin aktivitesi, diğer parametreler sabit olduğunda (bombardıman parçacığının enerjisi, şiddeti, dedektör verimi, aktivasyon ve sayım süresi gibi) madde miktarı biliniyorsa meydana gelen reaksiyonun tesir kesiti de bulunabilir.

Örnek olarak aşağıdaki gibi bir  $\alpha$ -yakalama reaksiyonu ele alalım:



burada X hedef çekirdeği olup  $\alpha$  parçacıklarıyla bombardımanı sonucunda bir Y çekirdeği oluşturur. Reaksiyon sonucunda oluşan radyoaktif Y ürün çekirdeği de  $\beta^+$  bozunması yaparak,  $\gamma$  yayınlayan bir Z çekirdeğine dönüşür.



Şekil 3.12. MTA Atomki MGC-20E siklotron binası [74]



Şekil 3.13. MTA Atomki MGC-20E siklotronu [74]

Aktivasyon süresince, yeni ürün çekirdek oluşumunun yanında bozunma da gerçekleştiğinden lineer bir üretim meydana gelmez ve bu durumda Y çekirdek sayısının zamanla değişimi;

$$\frac{dN_Y(t)}{dt} = R(t) - \lambda_Y N_Y(t) \quad (3.2)$$

şeklinde olacaktır.

Burada  $R(t)$  üretim hızı,  $N_Y$  oluşan Y çekirdeği sayısı ve  $\lambda_Y$  ise radyoaktif Y çekirdeğinin bozunma sabitidir. Üretim hızı denklemini daha açık bir şekilde yazılırsa,

$$\frac{dN_Y(t)}{dt} = \sigma n_T \Phi - \lambda_Y N_Y(t) \quad (3.3)$$

ifadesi elde edilir. Burada  $n_T$  birim alandaki toplam hedef çekirdek sayısı ( $n_T = N \cdot x$ ),  $x$  hedefin kalınlığı,  $N$  hedef çekirdeğin atomik yoğunluğu  $N = \frac{\rho N_{\text{avogadro}}}{M_A}$  ( $M_A$ , çekirdeğin molekül ağırlığı,  $\rho$  çekirdeğin öz kütlesidir),  $\Phi$  ise birim zamanda hedefe çarpan parçacık sayısıdır (parçacık/s).

Denklem (3.3) numaralı diferansiyel denklem çözülerek aktivasyon süresince üretilen Y çekirdeği sayısı bulunabilir. Bu denklem;

$$\frac{dN_Y(t)}{dt} + \lambda_Y N_Y(t) = R(t) \quad (3.4)$$

şeklinde 1. mertebeden lineer adi diferansiyel denklemdir ve çözümü;

$$N_Y(t) = \frac{R}{\lambda_Y} + C e^{-\lambda_Y t} \quad (3.5)$$

şeklinindedir. Aktivasyon sonunda elde edilen çekirdek sayısı  $N_Y$  ve bir önceki aktivasyondan kalan çekirdek sayısı  $N_{Y0}$ , aktivasyonun başladığı anda  $t = 0$  alınırsa (Şekil 3.14) C sabiti:

$$C = N_{Y0} - \frac{R}{\lambda_Y} \quad (3.6)$$

bulunur.

$$N_Y(t) = \frac{R}{\lambda_Y} \left( 1 - e^{-\lambda_Y t} \right) + N_{Y0} e^{-\lambda_Y t} \quad (3.7)$$

ifadesi elde edilir.

Aktivasyon sonunda  $t = t_a$  alınarak (Şekil 3.14), üretilen Y çekirdeklerinin sayısı;

$$N_Y(t_a) = \frac{\sigma n_T \Phi}{\lambda_Y} \left( 1 - e^{-\lambda_Y t_a} \right) + N_{Y0} e^{-\lambda_Y t_a} \quad (3.8)$$

bulunur.

Aktivasyon süreci sonunda üretilen  $N_Y$  çekirdeklerinin sayısı bilinirse,  $\sigma$  tesir kesiti yukarıdaki ifadelerden hesaplanabilir.  $N_Y$  çekirdeklerinin sayısı ise aktivasyondan sonra bozulan çekirdeklerin yayınladığı gama ışınları sayılarak bulunabilir. Bu nedenle  $N_Y$  değerlerinin, sadece bozunma esnasındaki zamana ( $t'$ ) bağlı ifadeleri gerekmektedir. Herhangi bir  $t$  anı için  $N_Y(t')$ ;

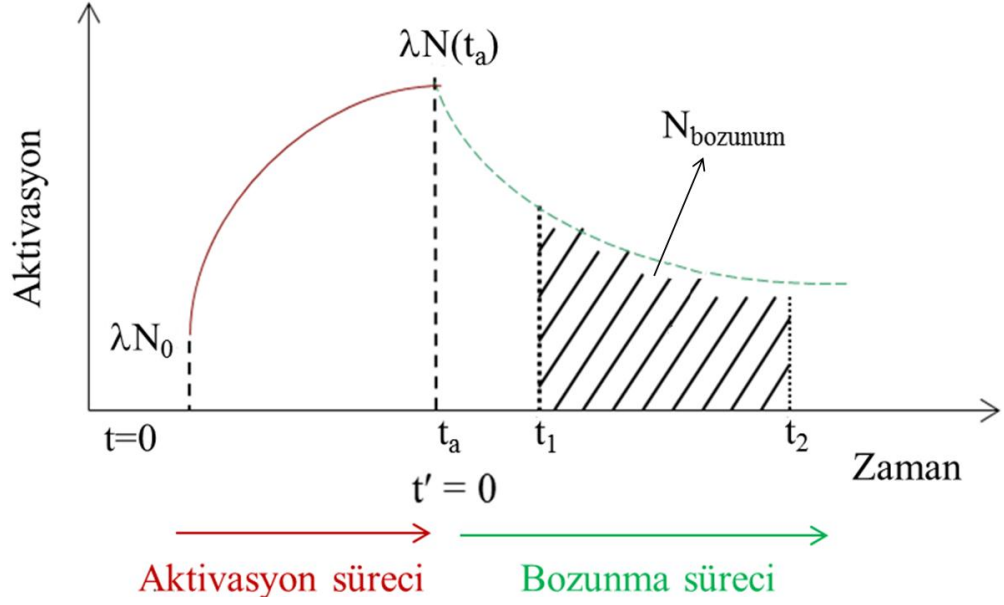
$$N_Y(t') = N_Y(t_a) e^{-\lambda_Y(t')} \quad (3.9)$$

şeklinde ifade edilir.

Aktivasyonun bittiği  $t = t_a$  anında, (yani  $t' = 0$  anında),  $N_Y(t' = 0) = N_Y(t_a)$  olur. Aktivasyon bitiminden sayımın başlamasına kadar geçen süre  $t' = t_1$ , sayımın yapıldığı zaman aralığı ( $t_2 - t_1$ ) ve bu zaman aralığında ki sayım miktarı  $N_{\text{sayım}}$  ise, buna karşılık gelen toplam bozulan çekirdek sayısı  $N_{\text{bozunum}}$ ;

$$N_{\text{bozunum}} = \frac{N_{\text{sayım}}}{I_\gamma \cdot LT \cdot \epsilon} \quad (3.10)$$

ile ifade edilir. Burada  $I_\gamma$ , ilgili gama ışınının yayınlanma olasılığı,  $LT$  dedektör sisteminin ölü zamanına ( $DT$ ) karşılık gelen canlı zaman kesri ve  $\epsilon$  ise dedektör sisteminin ilgili gama enerjisindeki mutlak verimidir (dedektörü oluşturan kristalin verimi ile sistemin geometrik verimini de içerir).



Şekil 3.14. Aktivasyon ve bozunma süreci. Aktivasyon ile ürün çekirdek üretilirken bir yandan da ürün çekirdek bozunmaktadır. Aktivasyonun bittiği an  $t_a$  ve bozunum için başlangıç  $t'=0$  anıdır.

Bozunan çekirdek sayısından ( $N_{\text{bozunum}}$ ), aktivasyon sonunda üretilen çekirdek sayısı  $N_Y(t_a)$  elde edilebilir. Zamana bağlı aktivite ifadesinin integrali alınırsa;

$$N_{\text{bozunum}} = \int_{t_1}^{t_2} \lambda N dt \quad (3.11)$$

olarak bulunur ve reaksiyonun olma olasılığının bir ölçüsü olan  $\sigma$  tesir kesiti hesaplanabilir [40, 74]. Fakat hesaplamalarda gelen parçacık akısının ( $\Phi$ ) aktivasyon süresince sabit olduğu göz önüne alınmıştır. Bu durum pratikte doğru olmadığından aktivasyon süresince gelen parçacığın demet akımı kısa  $\Delta t$  zaman aralıkları ile (bu deney için 60 saniye) ölçülerek kaydedilmiştir. Daha sonra her bir  $\Delta t$  zaman aralığı için meydana gelen reaksiyon sayısı ayrı ayrı hesaplanıp toplanmıştır. Bu durumda tesir kesiti hesabı;

$$\sigma = N_Y(t_a) \frac{\lambda_Y}{n_T} \left[ \sum_{i=1}^n \Phi (1 - e^{-\lambda_Y \Delta t}) e^{-\lambda_Y (t_a - i \Delta t)} \right]^{-1} \quad (3.12)$$

ifadesi kullanarak elde edilir.

Aktivasyon metodu, alfa yakalama reaksiyonlarında başarılı olmasına rağmen pek çok sınırlamalara sahiptir. Bunlar;

- 1) Reaksiyonların ürün çekirdekleri uygun yarı-ömre sahip olmalıdır. Ayrıca, ürün çekirdek en az bir tane yüksek yayınlanma olasılığı olan ( tipik % 70 – 97 ) gama ışınına sahip olmalıdır.
- 2) Dedektörün düşük enerjileri ölçebilmesi için sinyal-gürültü oranının çok iyi olması gerekir.
- 3) Düşük tesir kesitleri, uzun yarı-ömrler ve uygun olmayan gama yayınlanma olasılığına sahip reaksiyonlar için yüksek verimli dedektörlere ihtiyaç vardır. Laboratuvarın background seviyesini düşürmek için kurşun zırhlama kullanılır ancak yinede hedefteki diğer elementlerin gelen demet ile gerçekleştireceği reaksiyonlar sonucunda bir arkafon mevcut olacaktır. Ayrıca reaksiyon ürününün bozunumu art arda gama yayınlama ile oluyorsa ve özellikle yakın geometride sayım alınıyorsa, gerçek çakışma etkisi hesaba katılmalıdır.

Bu kısıtlamalar dolayısıyla  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonunun düşük enerjilerdeki tesir kesiti ölçümleri, aktivasyon metoduna dayanan karakteristik X-ışınlarının dedeksiyonu yöntemi ile belirlendi.

### **3.3. Yeni Metot: Aktivasyon Metoduna Dayanan Karakteristik X-ışınlarının Dedeksiyonu İle Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplanması**

Doğal antimon elementi, % 57,21 oranında  $^{121}\text{Sb}$  ve % 42,79 oranında  $^{123}\text{Sb}$  izotoplarından meydana gelmektedir. Şekil 3.15’de antimon elementinin bulunduğu izotop tablosunun ilgili kısmı gösterilmektedir. Şekilde doğal antimon izotopunun aktivasyon metodu ile ölçülebilecek alfa yakalama reaksiyonları belirtilmiştir. Bunlar;  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonlarıdır.

Kararlı antimon izotoplarının alfa yakalama reaksiyonları sonucunda oluşan reaksiyon ürün çekirdeklerine ait bozunma parametreleri Tablo 3.2’de listelenmiştir. Ayrıca Şekil 3.16 ve Tablo 3.3’de  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonları için standart NON-SMOKER koduyla elde edilen teorik tesir kesiti değerleri grafik ve tablo üzerinde gösterilmiştir.

	124Cs 30.9 S ε: 100.00%	125Cs 46.7 M ε: 100.00%	126Cs 1.64 M ε: 100.00%	127Cs 6.25 H ε: 100.00%	128Cs 3.66 M ε: 100.00%	129Cs 32.06 H ε: 100.00%	130Cs 29.21 M ε: 98.40% β: -1.60%	131Cs 9.689 D ε: 100.00%	132Cs 6.480 D ε: 98.13% β: -1.87%
Z									
	123Xe 2.06 H ε: 100.00%	124Xe ≥1.6E+14 Y 0.0952% 2ε	125Xe 16.9 H ε: 100.00%	126Xe STABLE 0.0890%	127Xe 36.346 D ε: 100.00%	128Xe STABLE 1.9102%	129Xe STABLE 26.4006%	130Xe STABLE 4.0710%	131Xe STABLE 21.232%
54									
	122I 3.63 M ε: 100.00%	123I 13.2235 H ε: 100.00%	124I 4.1760 D ε: 100.00%	125I 59.407 D ε: 100.00%	126I 12.93 D ε: 52.7% β: -47%	127I STABLE 100%	128I 24.99 M β: -93.10% ε: 6.90%	129I 1.57E+7 Y β: -100.00%	130I 12.36 H β: -100.00%
53									
	121Te 19.17 D ε: 100.00%	122Te STABLE 2.55%	123Te >9.2E+16 Y 0.69% ε: 100.00%	124Te STABLE 4.74%	125Te STABLE 7.07%	126Te STABLE 18.84%	127Te 9.35 H β: -100.00%	128Te 2.41E+24 Y 31.74% 2β: -100.00%	129Te 69.6 M β: -100.00%
52									
	120Sb 15.89 M ε: 100.00%	121Sb STABLE 57.21%	122Sb 2.7238 D β: -97.59% ε: 2.41%	123Sb STABLE 42.79%	124Sb 60.20 D β: -100.00%	125Sb 2.75856 Y β: -100.00%	126Sb 12.35 D β: -100.00%	127Sb 3.85 D β: -100.00%	128Sb 9.01 H β: -100.00%
51									
	69	70	71	72	73	74	75	76	N

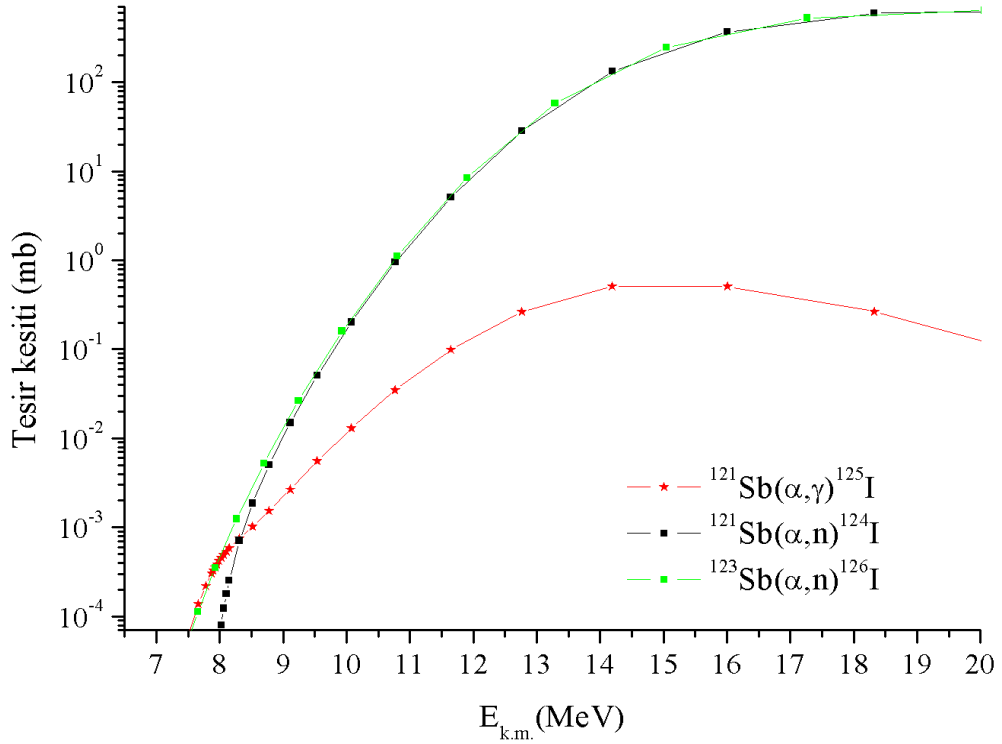
Şekil 3.15.  $^{121}\text{Sb}$  ve  $^{123}\text{Sb}$  izotoplarının alfa yakalama reaksiyonlarını gösteren izotop tablosunun ilgili kısmı [75]

Tablo 3.2.  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyon ürünlerinin bozunma parametreleri [75]

Ürün çekirdek	Bozunma türü	Yarı-ömür [gün]	Enerji [keV]	Yayınlanma olasılığı [%]
$^{125}\text{I}$	ε: %100	59,40 ± 0,01	27,20 ( $K_{a2}$ )	39,6 ± 1,1
			27,47 ( $K_{a1}$ )	73,1 ± 1,9
			35,4925 ± 0,0005	6,68 ± 0,13
$^{124}\text{I}$	ε: %100	4,1760 ± 0,0003	27,20 ( $K_{a2}$ )	16,6 ± 0,8
			27,47 ( $K_{a1}$ )	30,6 ± 1,4
			602,73 ± 0,08	62,9 ± 0,7
			722,78 ± 0,08	10,36 ± 0,12
$^{126}\text{I}$	ε: % 52,7	12,93 ± 0,05	27,20 ( $K_{a2}$ )	11,1 ± 0,4
			27,47 ( $K_{a1}$ )	20,4 ± 0,6
	β: % 47,3		666,331 ± 0,012	32,9 ± 0,7
			753,819 ± 0,013	4,15 ± 0,09
			388,633 ± 0,011	35,6 ± 0,6
		491,243 ± 0,011	2,88 ± 0,05	

$^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonlarının deneysel tesir kesitleri, reaksiyonların ürün çekirdeklerine ait olan yüksek yayınlanma olasılığına sahip gama ışınlarının sayımı ile gerçekleştirildi.  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonu için ise yüksek enerjilerdeki deneysel tesir kesitleri,  $^{125}\text{I}$  ürün çekirdeğine ait yaklaşık % 7 yayınlanma olasılığına sahip 35,49 keV gama ışınının ölçümüyle gerçekleştirildi.

$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonlarının düşük enerjilerdeki tesir kesitleri ise, yeni metot olarak bilinen karakteristik X-ışınlarının dedeksiyonu ile belirlendi.



Şekil 3.16.  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonları için enerji değerlerine karşılık standart NON-SMOKER koduyla elde edilen tesir kesiti grafiği [33]

$A \geq 100$  kütle bölgesinde protonca zengin bölgede olan radyoaktif çekirdekler elektron yakalayarak kararlılık vadisine yaklaşırlar. Çekirdek tarafından genellikle iç yörüngelerden yakalanan elektronların yerini daha üst tabakalardan bir elektron doldurur ve karakteristik X-ışınları yayınlanır. Karakteristik X-ışınlarının yayınlanması aktivasyon yönteminin uygulamalarına alternatif sağlar. Böylece yeni bir metot olan aktivasyon metoduna dayanan karakteristik X-ışınlarının dedeksiyonu deneysel tesir kesitinin hesaplanmasını mümkün kılar.



Tablo 3.3.  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonları için standart NON-SMOKER koduyla elde edilen tesir kesiti değerleri [33]

$E_{k.m.}$ (MeV)	$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ Tesir kesiti (barn)	$^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ Tesir kesiti (barn)	Enerji KM (MeV)	$^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$ Tesir kesiti (barn)
7,66	$1,38 \times 10^{-7}$	0,00	7,01	$3,90 \times 10^{-10}$
7,87	$3,05 \times 10^{-7}$	$9,77 \times 10^{-10}$	7,04	$8,26 \times 10^{-10}$
7,99	$4,22 \times 10^{-7}$	$4,94 \times 10^{-8}$	7,11	$2,40 \times 10^{-9}$
8,02	$4,57 \times 10^{-7}$	$8,00 \times 10^{-8}$	7,14	$3,74 \times 10^{-9}$
8,06	$4,94 \times 10^{-7}$	$1,23 \times 10^{-7}$	7,18	$6,06 \times 10^{-9}$
8,11	$5,37 \times 10^{-7}$	$1,80 \times 10^{-7}$	7,23	$9,32 \times 10^{-9}$
8,15	$5,87 \times 10^{-7}$	$2,55 \times 10^{-7}$	7,28	$1,35 \times 10^{-8}$
8,31	$7,53 \times 10^{-7}$	$7,13 \times 10^{-7}$	7,45	$3,97 \times 10^{-8}$
8,52	$1,02 \times 10^{-6}$	$1,87 \times 10^{-6}$	7,66	$1,13 \times 10^{-7}$
8,78	$1,53 \times 10^{-6}$	$5,06 \times 10^{-6}$	7,93	$3,51 \times 10^{-7}$
9,11	$2,66 \times 10^{-6}$	$1,50 \times 10^{-5}$	8,27	$1,25 \times 10^{-6}$
9,54	$5,56 \times 10^{-6}$	$5,08 \times 10^{-5}$	8,69	$5,25 \times 10^{-6}$
10,08	$1,31 \times 10^{-5}$	$2,03 \times 10^{-4}$	9,24	$2,66 \times 10^{-5}$
10,77	$3,49 \times 10^{-5}$	$9,50 \times 10^{-4}$	9,93	$1,60 \times 10^{-4}$
11,64	$9,90 \times 10^{-5}$	$5,08 \times 10^{-3}$	10,80	$1,12 \times 10^{-3}$
12,76	$2,64 \times 10^{-4}$	$2,85 \times 10^{-2}$	11,89	$8,43 \times 10^{-3}$
14,19	$5,09 \times 10^{-4}$	$1,32 \times 10^{-1}$	13,29	$5,80 \times 10^{-2}$
16,01	$5,09 \times 10^{-4}$	$3,67 \times 10^{-1}$	15,04	$2,46 \times 10^{-1}$
18,32	$2,66 \times 10^{-4}$	$5,96 \times 10^{-1}$	17,26	$5,25 \times 10^{-1}$
21,27	$7,18 \times 10^{-5}$	$6,21 \times 10^{-1}$	20,06	$6,39 \times 10^{-1}$

Karakteristik X-ışını dedeksiyonu ile tesir kesiti ölçümünün gama ışını ölçümü metoduna göre birçok avantajı bulunmaktadır. X-ışını yayılma olasılıkları yüksektir. Çünkü elektron yakalamadan sonra  $K_{\alpha 1}$  veya  $K_{\alpha 2}$  X-ışınlarının yayılması baskındır. Ayrıca, bir ürün çekirdeğin bozunmasından sonra sadece bir tane  $K_{\alpha}$  karakteristik X-ışını yayılır. Dolayısıyla hedef dedektör yüzeyine oldukça yakın koyulabilir ve gerçek çakışma etkisi gözlenmez. Ayrıca, X-ışınlarının enerjileri genellikle 100 keV'in altındadır ve bu dedektörlerin yüksek verime sahip olduğu enerji bölgesindedir.

Karakteristik X ışınlarının ölçümlerinde aynı elementin izotoplarının bozunumları arasında bir fark yoktur. Eğer hedef aynı elementin birçok izotopunu içeriyorsa bu izotoplardan aynı X-ışınları yayılacaktır ve bunları birbirinden ayırmak imkansız olacaktır. Dolayısıyla bu teknik için tek kararlı izotopa sahip veya yüksek oranda

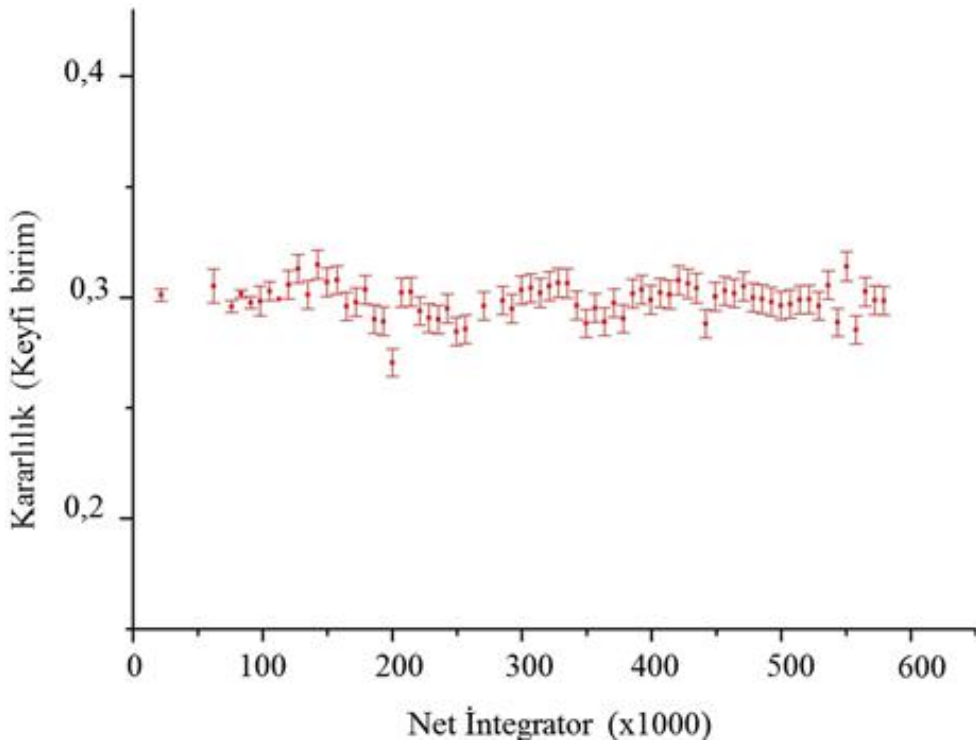
izotopik olarak zenginleştirilmiş hedeflere ihtiyaç vardır. Bu nedenle % 99,59 oranında zenginleştirilmiş  $^{121}\text{Sb}$  kullanılarak yapılan hedefler ile karakteristik X-ışınlarının dedeksiyonu gerçekleştirildi.

$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonları ile elde edilen iyot izotoplarının her birinden aynı enerjili karakteristik X-ışınları yayınlanmaktadır (Tablo 3.2). Bu nedenle reaksiyonların yarı-ömürlerini de dikkate alarak en uygun ölçüm zamanı belirlenerek sadece  $^{125}\text{I}$  izotopundan gelen karakteristik X-ışınları spektrumunda gözlenir.  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonlarının ürün çekirdeklerinin yarı-ömürleri sırasıyla, yaklaşık 4 ve 13 gündür.  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonunun ürün çekirdeğinin yaklaşık 60 gün olan uzun yarı-ömrü, diğer reaksiyonların aktivitelerinin zamanla azalmasını bekleyerek, sadece  $^{125}\text{I}$  izotopundan yayınlanan X-ışınlarının dedeksiyonuna olanak sağlar. Bu amaçla teorik hesaplama sonuçları kullanılarak  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonunun düşük enerjilerdeki tesir kesitini belirleyebileceğimiz en uygun sayım süreleri ve diğer reaksiyonlardan gelen katkıyı ihmal edebilmek için yarı-ömürlerine göre aktivasyon sonrası hedeflerin sayım öncesi bekleme süreleri hesaplandı. Yapılan hesaplamalar sonucunda, düşük enerjili alfa demeti ile aktive edilen hedeflerin karakteristik X-ışınları sayımına başlamak için hedeflerin bekletilmesi gereken en uygun sürenin en az 2 ay olduğu belirlendi.

### 3.4. Hedeflerin Aktivasyonu

Hedeflerin aktivasyon işlemine başlamadan önce, aktivasyon süresince hedefte herhangi bir erime olmaması için, aktivasyon öncesi hedeflerin dayanabileceği en yüksek demet akımı belirlendi. Hedefe gönderilen alfa parçacıklarının hedef atomlarıyla yapacağı elastik olmayan saçılmalar hedefin erimesine neden olabilir. Bu nedenle aktivasyon öncesinde yapılan test ölçümü, hedeften belli bir açıda saçılan alfa parçacıklarının sayısı takip edilerek gerçekleştirildi. Eğer bu sayı aktivasyon boyunca sabit ise hedefte herhangi bir bozulma söz konusu değildir. Test ölçümü 11 MeV enerjili alfa demeti ile gerçekleştirildi. Demet akımı ilk olarak 440 nA olarak ayarlandı. Yaklaşık 35 dakika sonra 640 nA'ye, 30 dakika sonra 800 nA'ye, 20 dakika sonra 1000 nA'ye yükseltildi. Bu süreç içinde hedefte bir erime gözlenmedi. Ancak 1200 nA akıma ulaşıldığında hedefte erime olduğu gözlenmiştir. Hedefin kararlılık

ölçümü elektriksel olarak yalıtılmış hedef odasında gerçekleştirilmiştir ve hedef odası şematik olarak Şekil 3.6'da gösterilmektedir. Saçılan alfa parçacıklarının ölçümü için hedef odasının duvarına monte edilmiş demet doğrultusuyla  $165^\circ$  açı yapan yüzey engelli Si(Li) dedektörü kullanıldı. Yapılan kararlılık testi sonucunda hedefin dayanabileceği demet akım limiti  $1\mu\text{A}$  olarak belirlendi. Ayrıca daha sonra yapılan tüm aktivasyon işlemi süresince hedef kararlılığı takip edilip, hedeflerde erime gözlenmemiştir. 14 MeV'de gerçekleştirilen aktivasyon için elde edilen kararlılık eğrisi Şekil 3.17'de gösterilmiştir.



Şekil 3.17. 14 MeV enerjili alfalar ile gerçekleştirilen aktivasyon süresince hedefe ait kararlılık eğrisi

En düşük 10,09 MeV ve en yüksek 16,00 MeV alfa enerjileri kullanılarak doğal ve zenginleştirilmiş hedefler ile toplam 11 aktivasyon işlemi gerçekleştirildi. 10,09 MeV, 10,43 MeV, 12,53 MeV, 13,07 MeV ve 15,05 MeV enerjilerindeki aktivasyonlar için enerji azaltıcı folyo kullanılmıştır. Enerji azaltıcı olarak kullanılan Al folyoların kalınlığı 6,62  $\mu\text{m}$ , 2,09  $\mu\text{m}$  ve 2,04  $\mu\text{m}$  dir. Tüm hedefler yaklaşık 1 gün boyunca aktive edildi. Aktivasyon enerjileri ve aktivasyonlara ait detaylar Tablo 3.4'de listelenmiştir. Aktivasyon süresince demet akımı her 1 dakika için çok kanallı oranlayıcı (multichannel) kullanılarak kayıt edildi (Şekil 3.18).

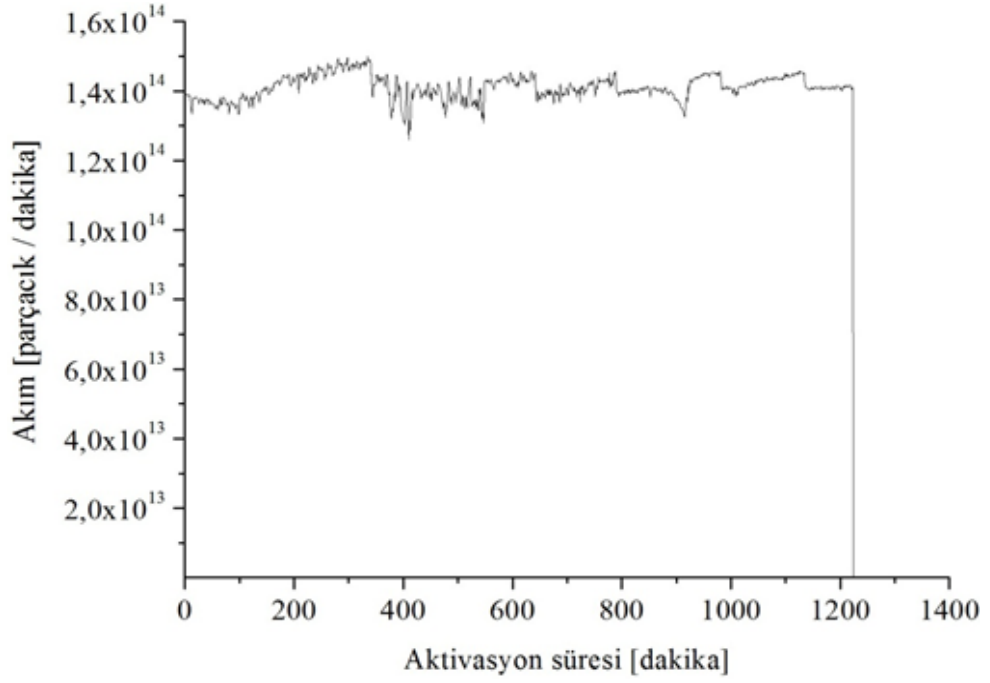
Ayrıca demetin hızlandırıcıdan hedef odasına gelişi sırasında meydana gelebilecek ikincil elektronların demet akımı ölçümünü etkilememesi için hedef odasının girişine -300 V'luk bir gerilim uygulanmıştır. Hedef durdurucu doğrudan su soğutmalı olup, hedefin 10 cm arkasında bulunmaktadır (Şekil 3.6).

Tablo 3.4. Aktivasyon enerjileri, hedefe gelen alfa parçacıklarının sayısı, aktivasyon süreleri, radyasyon sayımlarının yapıldığı dedektörler ve analizleri gerçekleştirilen reaksiyonlar

$E_{Lab}$ (MeV)	Kalınlık ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	Gelen parçacık sayısı ( $10^{17} \text{He}^{++}$ )	Aktivasyon Süresi (saat)	Dedektör	Ölçüm
10,09	237	1,55	20,4	LEPS ve HPGe	$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)-(\alpha,n)$
10,43	214	1,69	21,2	LEPS ve HPGe	$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)-(\alpha,n)$
11,00	259	1,55	20,4	LEPS ve HPGe	$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)-(\alpha,n)$
11,50	217	1,69	21,2	LEPS ve HPGe	$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)-(\alpha,n)$
12,00	241	1,78	23,2	LEPS ve HPGe	$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)-(\alpha,n)$ $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)$
12,53	215	2,03	24,7	LEPS ve HPGe	$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)-(\alpha,n)$
13,07	240	1,73	20,4	LEPS ve HPGe	$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)-(\alpha,n)$ $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)$
13,50	265	2,03	24,7	LEPS ve HPGe	$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)-(\alpha,n)$
14,00	184	1,73	20,4	LEPS ve HPGe	$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)-(\alpha,n)$ $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)$
15,05	210	1,58	23,1	HPGe	$^{121}\text{Sb}(\alpha,n), ^{123}\text{Sb}(\alpha,n)$
16,00	159	1,58	23,1	HPGe	$^{121}\text{Sb}(\alpha,n), ^{123}\text{Sb}(\alpha,n)$

### 3.5. Radyasyon Sayım Sistemleri

$^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonları için tesir kesitleri, aktivasyon sonrasında üretilen radyoaktif çekirdekten yayınlanan gama ışınlarının sayımıyla belirlendi. Bu gama ışınlarının sayımı için Şekil 3.19'da gösterilen yüksek saflıktaki Germanyum (HPGe) dedektörü olan ULB (Ultra Low Background) kullanıldı. Bu dedektörün özellikleri Tablo 3.5'de listelenmiştir.



Şekil 3.18. 14 MeV'lik aktivasyon için her 1 dakika için kaydedilmiş akım profili



Şekil 3.19. ULB (GR 10024) sayım sistemi

Tablo 3.5. HPGe dedektörünün özellikleri

<b>Dedektör Özellikleri</b>	
Dedektör çapı	79,5 mm
Dedektör uzunluğu	79,5 mm
Karbon penceresinin dedektörden uzaklığı	5 mm
Bias voltaj	- 5000 V
1,33 MeV <sup>60</sup> Co için performans özellikleri	
Çözünürlük (FWHM):	2,40 keV
Pik / Compton oranı:	65:1
Bağlı verim	% 100

Ge dedektörü için bağlı verim, genellikle 1332 keV'deki pik veriminin, tipik bir NaI (Tl) (kaynak-dedektör mesafesi 25 cm, yarıçapı ve yüksekliği 7,62 cm) dedektörünün bu enerji için verimine oranıdır.

<sup>121</sup>Sb( $\alpha,\gamma$ )<sup>125</sup>I reaksiyonu ile oluşturulan <sup>125</sup>I aktivitesi, 35,49 keV gama ışını ve karakteristik K <sub>$\alpha$ 1-2</sub> X-ışınlarının ölçümü ile belirlendi. Aktivasyon sonrası hedeflerde oluşturulan <sup>125</sup>I aktivite ölçümü Germanyum foton dedektörü (Low Energy Photon Spectrometer, LEPS) ile gerçekleştirildi. Şekil 3.20'de LEPS (GLR 2015R) dedektörü gösterilmiştir. LEPS dedektörünün özellikleri Tablo 3.6'da listelenmiştir.



Şekil 3.20. LEPS (GLR 2015R) sayım sistemi

Tablo 3.6. LEPS dedektörünün özellikleri

<b>Dedektör Özellikleri</b>	
Dedektör çapı	50,5 mm
Dedektör alanı	2000 mm <sup>2</sup>
Berilyum penceresinin kalınlığı	0,5 mm
Be penceresinin dedektörden uzaklığı	5 mm
Bias voltaj	- 2000 V
122 keV <sup>57</sup> Co için performans özellikleri	
Çözünürlük (FWHM):	680 eV

#### 4. VERİ ANALİZİ

Bu bölümde,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonlarına ait ölçüm verileri kullanılarak tesir kesitinin ve astrofiziksel  $S$  faktörünün nasıl hesaplandığı ayrıntılı olarak anlatılacaktır.

Bölüm 3’de bahsedildiği gibi aktivasyon sürecinden sonra, beta bozunumunu takiben yayınlanan karakteristik gama ve X-ışınlarının sayımları ile elde edilen spektrumların analizleri için dedektörlerin enerji ve verim kalibrasyonları yapılmalıdır.

##### 4.1. Enerji Kalibrasyonu

Enerji kalibrasyonunun amacı, spektrumdaki piklerin konumları ile enerjileri arasındaki ilişkiyi elde etmektir. Enerji kalibrasyonu, enerjisi bilinen gama ışın standart kaynağı kullanılarak yapılır. Standart kaynağın yayınladığı gamaların enerjileri bilindiğinden spektrumdaki piklerin konumları enerjileri ile karşılaştırılır. Genellikle, enerji değerleri bir lineer fonksiyona fit edilerek kalibrasyon denklemi elde edilir. Kullanılan kalibrasyon kaynaklarının enerjilerinin spektrumda kullanılacak enerji aralığını kapsamaları önemlidir. Enerji kalibrasyonunda sıklıkla kullanılan  $^7\text{Be}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{65}\text{Zn}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{152}\text{Eu}$  ve  $^{241}\text{Am}$  standart kaynaklarına ait gama enerjileri, yarı-ömürleri ve yayınlanma olasılıkları Tablo 4.1’de listelenmiştir. Ölçümlerde kullanılan dedektörler için elde edilen enerji kalibrasyon denklemleri aşağıda verilmiştir.

LEPS dedektörü için enerji kalibrasyonu denklemi;

$$E \text{ (keV)} = 0,7112 + 0,1111 \cdot \text{KN} \quad (4.1)$$

ve HPGe dedektörü için elde edilen enerji kalibrasyonu denklemi;

$$E \text{ (keV)} = 0,1366 + 0,3770 \cdot \text{KN} \quad (4.2)$$

şeklinde elde edilmiştir. Burada, KN kanal numarasıdır.



Tablo 4.1. Verim kalibrasyonunda kullanılan izotopların yayınladıkları enerji değerleri, enerjilerin yayınlanma olasılıkları ve yarı-ömürleri [75]

Gama Işın Enerjisi (keV)	İzotop	Yarı-ömür ( $t_{1/2}$ )	Yayınlanma Olasılığı (%)
14,4129 ± 0,0006	Co-57	271,74 ± 0,06 gün	9,16 ± 0,15
26,3446 ± 0,0002	Am-241	432,6 ± 0,6 yıl	2,27 ± 0,12
33,196 ± 0,001	Am-241	432,6 ± 0,6 yıl	0,126 ± 0,003
53,1622 ± 0,0006	Ba-133	10,551 ± 0,011 yıl	2,14 ± 0,03
59,541 ± 0,0001	Am-241	432,6 ± 0,6 yıl	35,9 ± 0,4
79,6142 ± 0,0012	Ba-133	10,551 ± 0,011 yıl	2,65 ± 0,05
80,9979 ± 0,0011	Ba-133	10,551 ± 0,011 yıl	32,9 ± 0,3
121,7817 ± 0,0003	Eu-152	13,517 ± 0,014 yıl	28,53 ± 0,16
122,0607 ± 0,0001	Co-57	271,74 ± 0,06 gün	85,60 ± 0,17
136,4736 ± 0,0003	Co-57	271,74 ± 0,06 gün	10,68 ± 0,08
160,6120 ± 0,0016	Ba-133	10,551 ± 0,011 yıl	0,638 ± 0,005
223,2368 ± 0,0013	Ba-133	10,551 ± 0,011 yıl	0,453 ± 0,003
244,6974 ± 0,0008	Eu-152	13,517 ± 0,014 yıl	7,55 ± 0,04
276,3889 ± 0,0012	Ba-133	10,551 ± 0,011 yıl	7,16 ± 0,05
302,8508 ± 0,0005	Ba-133	10,551 ± 0,011 yıl	18,34 ± 0,13
344,2785 ± 0,0012	Eu-152	13,517 ± 0,014 yıl	26,59 ± 0,20
356,0129 ± 0,0007	Ba-133	10,551 ± 0,011 yıl	62,05
383,8485 ± 0,0012	Ba-133	10,551 ± 0,011 yıl	8,94 ± 0,06
411,1165 ± 0,0012	Eu-152	13,517 ± 0,014 yıl	2,237 ± 0,013
443,9606 ± 0,0016	Eu-152	13,517 ± 0,014 yıl	2,827 ± 0,14
477,6035 ± 0,0020	Be-7	53,22 ± 0,06 gün	10,44 ± 0,04
661,657 ± 0,003	Cs-137	30,08 ± 0,09 yıl	85,10 ± 0,20
778,9045 ± 0,0024	Eu-152	13,517 ± 0,014 yıl	12,93 ± 0,08
834,848 ± 0,003	Mn-54	312,05 ± 0,04 gün	99,9760 ± 0,0010
964,057 ± 0,005	Eu-152	13,517 ± 0,014 yıl	14,51 ± 0,07
1085,837 ± 0,010	Eu-152	13,517 ± 0,014 yıl	10,11 ± 0,05
1112,076 ± 0,003	Eu-152	13,517 ± 0,014 yıl	13,67 ± 0,08
1115,539 ± 0,002	Zn-65	243,93 ± 0,09 gün	50,04 ± 0,10
1173,228 ± 0,003	Co-60	1925,28 ± 0,14 gün	99,85 ± 0,03
1274,537 ± 0,007	Na-22	2,6027 ± 0,0010 yıl	99,941 ± 0,014
1332,492 ± 0,004	Co-60	1925,28 ± 0,14 gün	99,9826 ± 0,0006
1408,013 ± 0,003	Eu-152	13,517 ± 0,014 yıl	20,87 ± 0,09

## 4.2. Verim Kalibrasyonu

Verim; kaynaktan yayılan gama ışınları sayısı ile spektrumda sayılan sayımların sayısı arasında ilişki kurar. Radyoaktivite miktarını belirlemek için pik alanına ve verimine ihtiyacımız vardır. Pik verimi, aktivitesi kesin olarak bilinen standart kaynaklar kullanılarak belirlenir. Tam enerji pik verimi ( $\epsilon$ ) gama spektrometresindeki en önemli parametrelerden biridir. Pik verimi,

$$\epsilon_{\gamma} = \frac{N_{\text{net}}}{A I_{\gamma} t} \quad (4.3)$$

denklemler ile istenen gama enerjileri için belirlenir. Burada  $\epsilon_{\gamma}$ ,  $E_{\gamma}$  enerjisi için sayım verimi,  $N_{\text{net}}$   $E_{\gamma}$  enerjili fotonun oluşturduğu pik alanı,  $t$  standart kaynağın dedektördeki sayım süresi,  $A$  kullanılan gama standart kaynağında bulunan radyonüklidlerin bilinen aktivitesi,  $I_{\gamma}$  radyonüklidin bozunumunda yayınlanan fotonun yayınlanma olasılığıdır. Yukarıdaki formülden yararlanarak çeşitli enerjilerde elde edilen verim değerleri kullanılarak enerjiye karşılık verim grafiği çizilir. Çizilen grafikten verim eğrisi ve denklemi elde edilir.

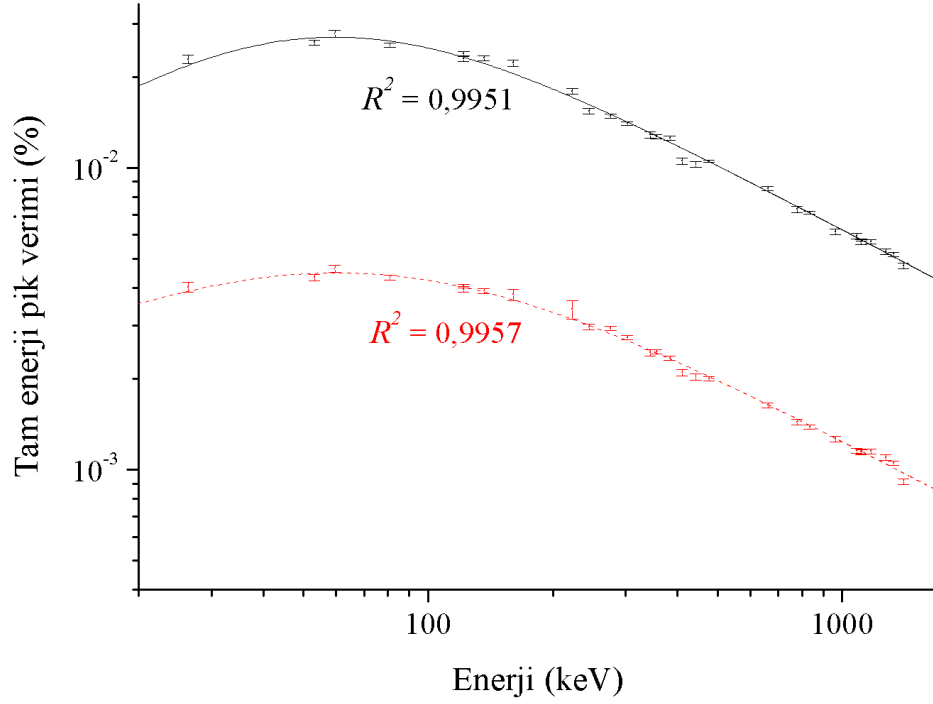
Bu çalışmada, verim kalibrasyonu için Hungarian Trade Licensing Office firmasına ait standart kaynaklar kullanıldı. Tablo 4.1'de kullanılan standart kaynaklara ait gama enerjileri, yarı-ömürleri ve yayınlanma olasılıkları listelenmiştir.

### 4.2.1. HPGe dedektörünün verim kalibrasyonu

Verim kalibrasyonu, standart kaynakların çakışma etkilerinin ihmal edilebileceği 10 cm ve 27 cm dedektör-kaynak mesafesinde HPGe dedektörüyle sayımları yapılarak belirlenmiştir. HPGe dedektörü için her iki uzaklıkta elde edilen verim eğrileri Şekil 4.1'de gösterilmektedir. Standart kaynak ile bulunan verim değerlerini kullanarak, verim ve enerji arasında matematiksel ilişkiyi veren en iyi denklemi bulmak gerekmektedir. Bu çalışmada aşağıda verilen denklem kullanılmıştır;

$$\epsilon = \frac{1}{(C1 * E^{C2} + C3 * E^{C4})} \quad (4.4)$$

burada C1, C2... ile ifade edilen terimler sabit sayıları, E ilgili gama enerjisini ve  $\epsilon$  verim değerini ifade eder [76, 77].



Şekil 4.1. ULB dedektörü için 10 cm (düz çizgi) ve 27 cm (kesikli çizgi) için elde edilen verim eğrileri ve denklemleri

Grafikteki değerler için yapılan eksponansiyel fit ile verim eğrilerinin denklemleri bulunmuştur. Yapılan hesaplamalar sonucunda dedektörde 10 cm ve 27 cm uzaklıktaki konum için elde edilen verim kalibrasyonu denklemleri,

$$\epsilon_{10cm} = 1 / (663,17 \cdot E^{-0,90413} + 1,04129 \cdot E^{0,72799}) \quad (4.5)$$

$$\epsilon_{27cm} = 1 / (1428,63 \cdot E^{-0,59917} + 4,97625 \cdot E^{0,73239}) \quad (4.6)$$

olarak bulundu. Elde edilen verim denklemlerinden analizlerde kullanılacak ilgili gama enerjilerinin verim değerleri % 6 hata ile hesaplandı. Tesir kesiti hesaplamalarında kullanılan piklerin bozunum parametreleri ve verim değerleri Tablo 4.2'de listelenmiştir.

Tablo 4.2. Tesir kesiti hesaplamaları yapılan reaksiyonlara ait bozunum parametreleri ve gama ışın enerjilerinin verim değerleri

Reaksiyon	Yarı-ömür (gün)	Enerji (keV)	Yayınlanma Olasılığı (%)	Dedektör Verimi (%)	
				10 cm	27 cm
$^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$	4,1760 ± 0,0003	602,73	62,9 ± 0,7	0,89 ± 0,05	0,18 ± 0,01
		722,78	10,36 ± 0,12	0,79 ± 0,05	0,16 ± 0,01
		1690,9	11,15 ± 0,17	0,43 ± 0,03	0,09 ± 0,01
$^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$	12,93 ± 0,05	388,63	35,6 ± 0,6	1,21 ± 0,07	0,23 ± 0,01
		491,24	2,88 ± 0,05	1,03 ± 0,06	0,20 ± 0,01
		666,33	32,9 ± 0,7	0,83 ± 0,05	0,16 ± 0,01
		753,82	4,15 ± 0,09	0,76 ± 0,05	0,15 ± 0,01

#### 4.2.2. LEPS dedektörünün verim kalibrasyonu

LEPS dedektörü için verim kalibrasyonu, standart kaynakların çakışma etkilerinin ihmal edilebileceği 10 cm ve 15 cm dedektör-kaynak mesafesinde sayımları yapılarak belirlenmiştir. LEPS dedektörü için bulunan verim değerleri ile çizilen enerji-verim grafiği Şekil 4.2’de gösterilmektedir. Bir önceki bölümde bahsedildiği gibi çizilen grafikteki değerler için yapılan eksponansiyel fit ile verim eğrilerinin denklemleri bulunmuştur.

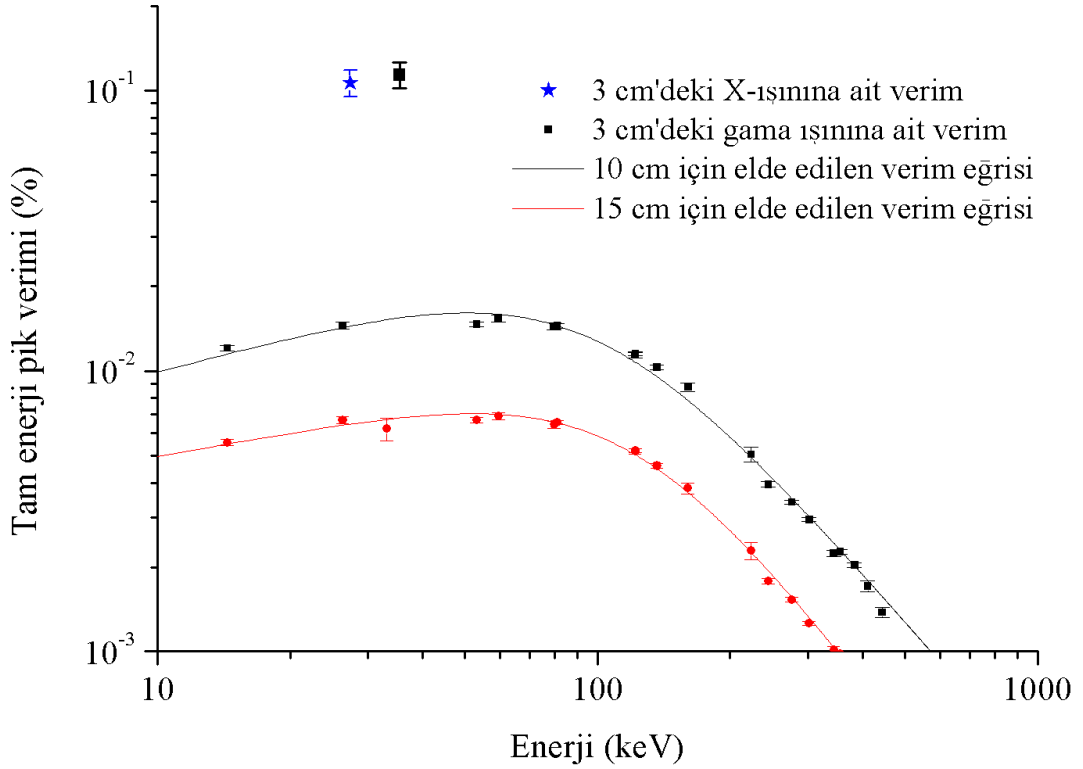
LEPS dedektöründe 10 cm ve 15 cm uzaklıktaki konum için elde edilen verim kalibrasyonu denklemleri,

$$\varepsilon_{10cm} = 1 / (198,4343 \cdot E^{-0,32135} + 0,0025 \cdot E^{2,04798}) \quad (4.7)$$

ve

$$\varepsilon_{15cm} = 1 / (434,9576 \cdot E^{-0,32149} + 0,00496 \cdot E^{2,07545}) \quad (4.8)$$

olarak bulundu.



Şekil 4.2. Standart kaynaklar kullanılarak LEPS dedektörü için 10 cm (siyah çizgi) ve 15 cm'de (kırmızı çizgi) elde edilen verim eğrileri. Ayrıca 3 cm için hesaplanan karakteristik X-ışınları (yıldız) ve gama ışını (kare) verim değerleri de grafik üzerinde gösterilmiştir.

$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonunun tesir kesiti hesaplarında kullanılan 35,49 keV gama enerjisinin sayımı yakın geometride (3 cm) gerçekleştirildiği için, bu enerjinin 3 cm dedektör-hedef mesafesindeki verim değerini daha duyarlı olarak belirlemek gerekmektedir. Bu nedenle verim-oranı yöntemi kullanılarak 35,49 keV enerjisinin 3 cm dedektör-hedef mesafesindeki verimi hesaplanmıştır. Bu enerjinin verim değerinin hesabı için  $^{123}\text{Sb}(\alpha,2n)^{125}\text{I}$  reaksiyonu kullanılmıştır. Verim hesabında kullanılan bu reaksiyon, ilgilendiğimiz reaksiyonla aynı ürün çekirdeği oluşturmaktadır.  $^{123}\text{Sb}(\alpha,2n)^{125}\text{I}$  reaksiyonunun eşik enerjisi 14,57 MeV olup, doğal antimon materyali kullanılarak yapılan iki hedefin 15 MeV ve 16 MeV'de aktivasyonları gerçekleştirilmiştir.

15 MeV'de aktivasyonu yapılan doğal hedefin LEPS dedektörüyle 3 cm'de ve 15 cm'de sayımları yapılmıştır. 16 MeV'de aktive edilen doğal hedefin sayımı ise 3 cm ve 10 cm dedektör-hedef mesafesinde gerçekleştirilmiştir. Aktivasyon süresince hedefte üretilen radyoaktif ürün çekirdek sayısının bulunması ile ilk sayımdan  $\varepsilon^3 \text{ cm} /$

$\epsilon^{15\text{ cm}}$  verim oranı, ikinci sayımdan ise  $\epsilon^{3\text{ cm}} / \epsilon^{10\text{ cm}}$  verim oranı elde edilmiştir. Farklı enerjiler ve farklı dedektör-hedef mesafelerinin kullanılmasıyla duyarlı olarak verim değeri elde edilmesi amaçlanmıştır. Daha önce standart kaynaklar kullanılarak elde edilen verim eğrisinden belirlenen 15 cm ve 10 cm'deki verim değerleri ile iki farklı verim oranından 3 cm dedektör-hedef mesafesindeki verim değeri elde edilmiştir. Bu iki farklı orandan bulunan verim değerleri Tablo 4.3'de verilmiştir. Tablodan da görüldüğü gibi iki farklı yolla bulunan verim değerleri birbirleriyle uyum içindedir.

Aynı metot kullanılarak,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonuna ait karakteristik X-ışınlarının da 3 cm dedektör-hedef mesafesindeki verim değeri LEPS dedektörü için belirlendi. Karakteristik X-ışınlarının, dedektör verim değerini belirlemek için, zenginleştirilmiş  $^{121}\text{Sb}$  hedefinin 13,5 MeV enerjili alfalar ile aktivasyonu gerçekleştirildi. 13,5 MeV'de aktivasyonu yapılan hedefin LEPS dedektörüyle 3 cm'de ve 10 cm'de sayımları yapıldı. Elde edilen spektrumlar kullanılarak,  $\epsilon^{3\text{ cm}} / \epsilon^{10\text{ cm}}$  verim-oranı elde edildi. Daha önce standart kaynaklar kullanılarak elde edilen verim eğrisinden belirlenen 10 cm'deki verim değerini verim-oranında yerine koyarak 3 cm'deki verim değeri hesaplandı (Tablo 4.3).

Verim-oranı kullanılarak, LEPS dedektörü için 3 cm dedektör-hedef mesafesinde elde edilen 35,49 keV gama enerjisi ve karakteristik X-ışınları verim değerleri Şekil 4.3'de gösterilmiştir.

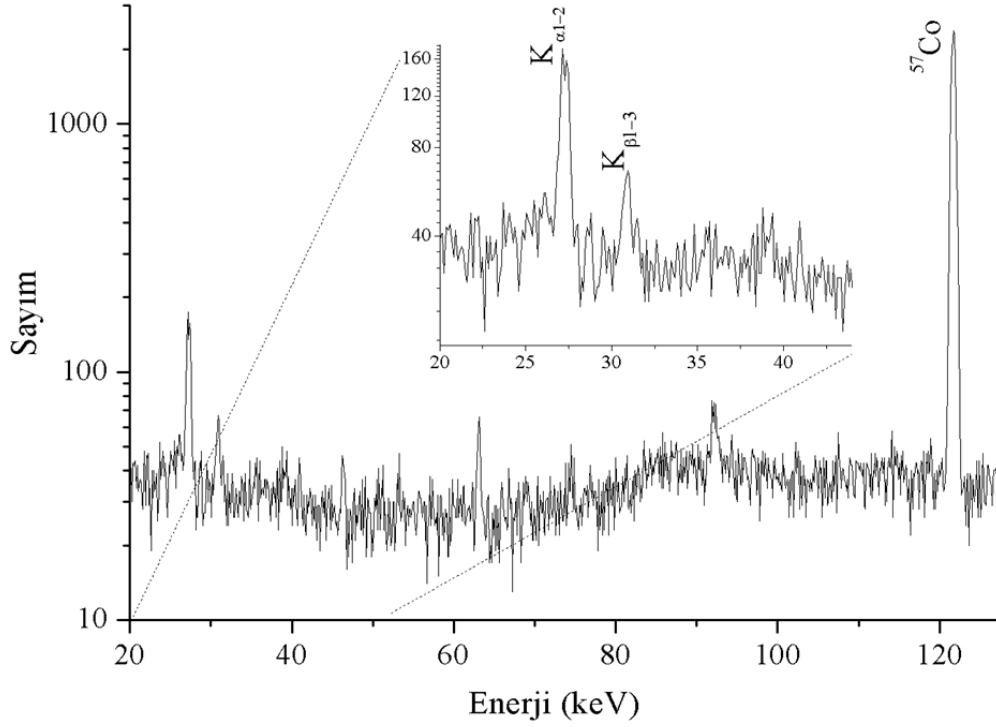
Tablo 4.3. Verim oranı kullanılarak hesaplanan 35,49 keV ve karakteristik X-ışınlarının verim değerleri ve hedeflerin aktivite sayımlarından önce beklenen süreleri

Enerji (MeV)	$\gamma$ - ve X-ışını (keV)	Yayınlanma olasılığı (%)	Bekleme süresi (gün)	$\epsilon^{3\text{ cm}}$ (%)	$\epsilon_{\text{ortalama}}$ (%)
15,05	<b>35,49</b>	$6,68 \pm 0,13$	70	$0,12 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,01$
16,00				$0,11 \pm 0,01$	
13,50	<b><math>K_{\alpha 2}</math> and <math>K_{\alpha 1}</math></b> <b>(27,20-27,47)</b>	$39,6 \pm 1,1$ $73,1 \pm 1,9$	101	$0,11 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,01$

### 4.3. $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ Reaksiyonu İçin Gama ve Karakteristik X-ışınları Sayımı

Aktivasyon işlemleri gerçekleşen hedefler, hedef odasından alınıp düşük arkafon radyasyonlu sayım odasına götürüldü.  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonu ile oluşturulan  $^{125}\text{I}$  aktivitesi Germanyum foton dedektörü (LEPS) ile belirlendi (Şekil 3.16).  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonu için Tablo 3.2’de belirtildiği gibi, aktivasyon ölçümlerinde 35,49 keV gama ışın enerjisi ve karakteristik X-ışınları kullanıldı. Gama ışını (35,49 keV) sayımı ile deneysel tesir kesitleri 11,11 MeV ve 13,54 MeV etkin kütle merkezi enerjileri arasında, zenginleştirilmiş  $^{121}\text{Sb}$  hedefleri kullanılarak karakteristik X-ışınları sayımı ile belirlenen deneysel tesir kesitleri ise 9,74 MeV ve 13,05 MeV etkin kütle merkezi enerjileri arasında hesaplandı.  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyon tesir kesitleri 11,50 MeV, 12,53 MeV ve 13,50 MeV enerjilerinde hem gama ışın sayımı hem de karakteristik X-ışınları sayım yöntemiyle hesaplandı ve iki farklı sayım yöntemiyle hesaplanan tesir kesitleri karşılaştırıldı. Yüksek enerjili alfa demeti ile aktivasyonu gerçekleştirilen hedeflerin karakteristik X-ışınları sayımları ( $\alpha,n$ ) reaksiyonlarından gelen katkıyı ihmal edebilmek için 3 ay bekleme süresinden sonra gerçekleştirildi.

Aktivite sayımları, ürün çekirdeklerin düşük yayınlanma olasılıklarından ve aktivitelerinden dolayı 3 cm dedekör-hedef mesafesinde gerçekleştirildi. Sayımların süresi hedeflerin aktivasyonuna ve ilgili fotopiklerin altındaki alanlara göre belirlendi. Sayım süreleri 1 ile 10 gün arasında gerçekleştirilmiştir. Spektrumlar 2 saatlik aralıklarla kaydedildi ve analizleri yapılmadan önce spektrumlar enerji kalibrasyonları kontrol edilerek kayma olup olmadığı incelenerek toplandı. Spektrumlardaki ilgili enerjilerdeki fotopiklerin altındaki alanlar TV analiz programı kullanılarak belirlendi. Tipik spektrum örneği 10,43 MeV enerjili aktivasyon için elde edilen spektrum Şekil 4.3’de görülebilir. Şekil üzerinde 27,47 keV ve 27,20 keV enerjili karakteristik  $K_{\alpha,1,2}$  X-ışınları belirtilmiştir. LEPS dedektörünün rezolüsyonu 400 eV (5,9 keV gama ışını için) ve 680 eV (122 keV gama ışını için) arasındadır. Şekil üzerinde görüldüğü gibi karakteristik X-ışınlarının enerjileri çok yakın olduğundan pikler birlikte görülmektedir. Bu nedenle tesir kesiti hesaplamalarında şekilde görülen toplam fotopikin altındaki alan kullanıldı.



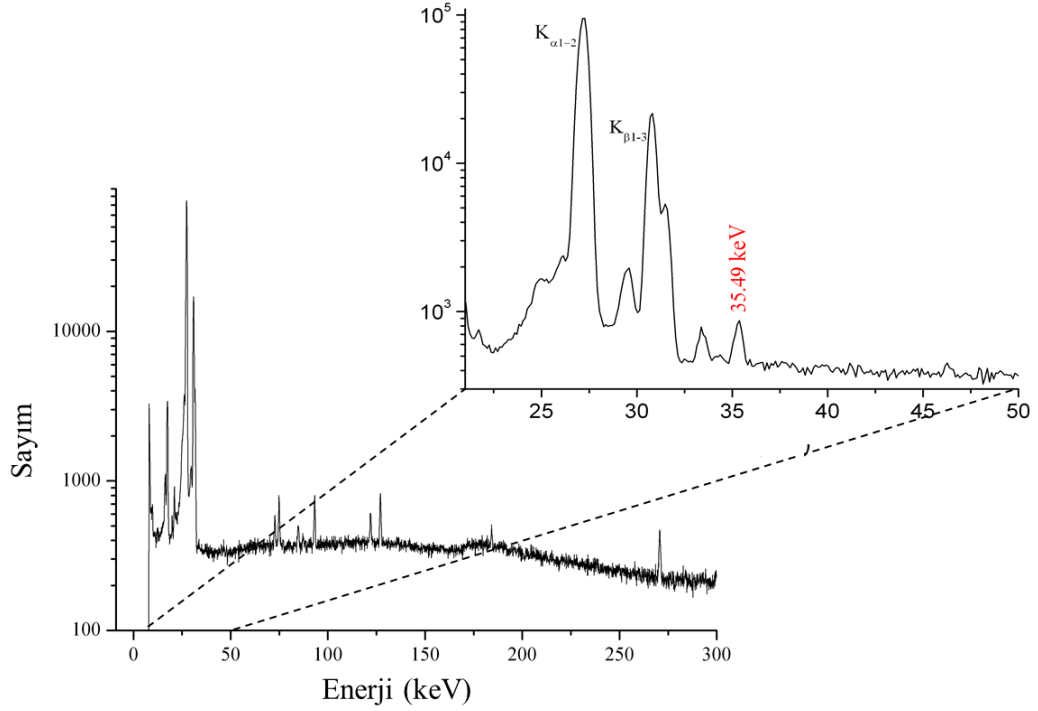
Şekil 4.3. 10,43 MeV alfa enerjili demet ile 21,2 saat aktivasyonu gerçekleştirilen hedefin LEPS dedektörü ile 72 saatlik sayımı sonucu elde edilen karakteristik X-ışınları spektrumu

13,07 MeV enerjili alfalar ile aktivasyon işlemi gerçekleştirilen doğal antimon hedefi, yaklaşık bir ayın sonunda LEPS dedektörüne koyularak radyasyon sayımı gerçekleştirildi. LEPS dedektörü ile elde edilen 13,07 MeV alfa enerjili demet ile 20,4 saat aktivasyonu gerçekleştirilen hedefin spektrumu Şekil 4.4’de gösterilmiştir ve şekil üzerinde 35,49 keV enerjili gama ışını fotopiki işaretlenmiştir.

#### 4.4. $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ ve $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$ Reaksiyonları İçin Gama Işın Sayımı

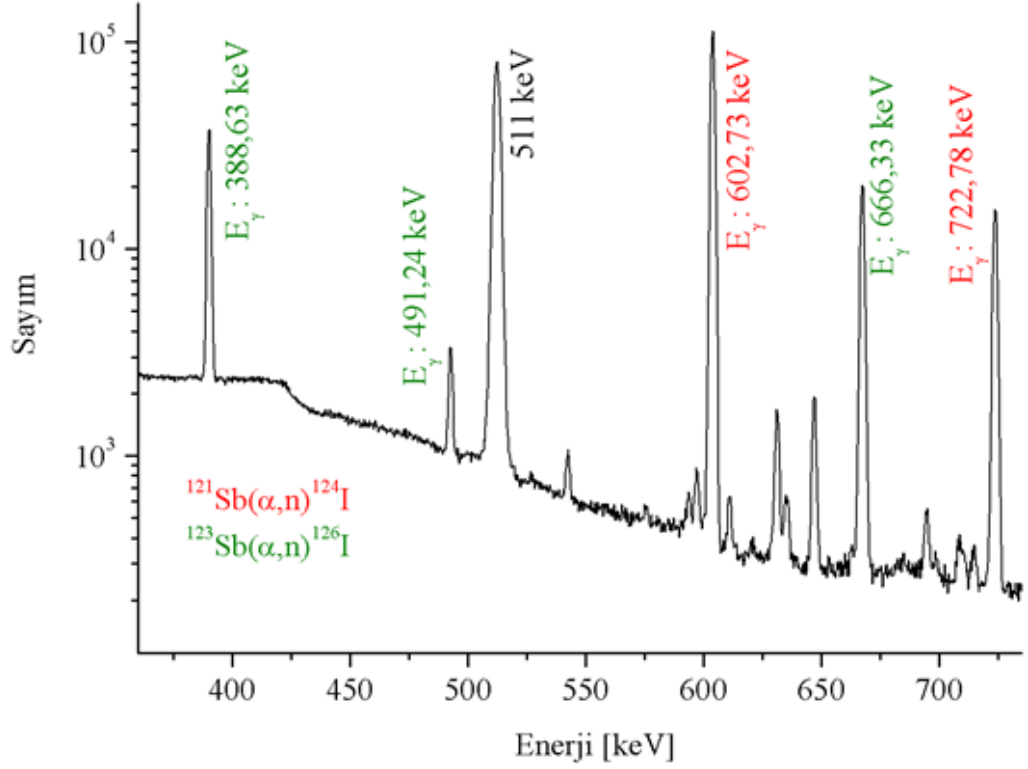
$^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonları için aktivasyon sonrasında üretilen radyoaktif çekirdeklerden yayımlanan gama ışınlarının sayımı ise HPGe dedektörü ile 10 cm ve 27 cm dedektör-hedef mesafesinde yapıldı (Şekil 3.15).  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  reaksiyonuna ait tesir kesiti 9,74 MeV ve 15,48 MeV etkin kütle merkezi enerjileri arasında doğal antimon ve zenginleştirilmiş  $^{121}\text{Sb}$  hedefleri kullanılarak hesaplandı. Sadece doğal antimon hedefleri kullanılarak  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonuna ait deneysel tesir kesitleri ise 11,60 MeV ve 15,48 MeV etkin kütle merkezi enerjisi aralığında bulundu.





Şekil 4.4. 13,07 MeV alfa enerjili demet ile 20,4 saatlik aktivasyonu gerçekleştirilen hedefin LEPS dedektöründe 5 saatlik sayımı ile elde edilen gama spektrumu

$^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonlarına ait deneysel tesir kesitlerini belirlemede kullanılan gama ışın enerjileri ve bozunum parametreleri Tablo 3.2’de daha önce belirtilmişti. Aktivasyonu gerçekleşen hedeflerin radyasyon sayımına başlamadan önce hedefte oluşan kısa yarı-ömürlü radyoaktif çekirdeklerin arkafon radyasyonuna katkı yapmalarını engellemek için yaklaşık 1 - 4 saat beklendi. Spektrumlar 1 saatlik aralıklarla kaydedildi ve analizleri yapılmadan önce tüm spektrumlar toplandı. Her bir hedef için sayım süreleri spektrumdaki ilgili fotopiklerin sayım istatistiklerine göre belirlendi. Şekil 4.5’de 13,07 MeV alfa enerjili aktivasyona ait 10 cm dedektör-hedef mesafesinde elde edilen gama spektrumu gösterilmiştir. Toplam sayım süresi 20 saat olup, şekil üzerinde  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonlarına ait fotopikler belirtilmiştir.



Şekil 4.5. HPGe dedektörü ile elde edilen 13,07 MeV alfa enerjili aktivasyon için elde edilen gama spektrumu

#### 4.5. Tesir Kesiti ve Astrofiziksel S Faktörünün Hesaplanması

Bölüm 3’de aktivasyon metodunda anlatılan tesir kesiti, Denklem (3.12) kullanılarak hesaplandı. Deneysel tesir kesitleri, reaksiyonların ürün çekirdeklerine ait olan yüksek yayınlanma olasılığına sahip gama radyasyonlarının sayımı ve yeni metot olan karakteristik X-ışınları sayımı ile gerçekleştirildi.

Bu çalışma için tesir kesitinin yanında daha önce 2. bölümde bahsedilen  $S$  faktörde Denklem (4.9) kullanılarak

$$S(E) = \frac{\sigma(E)E}{\exp(-2\pi\eta)} \quad (4.9)$$

hesaplanmıştır. Burada  $\eta$  Sommerfield parametresidir ve ;

$$\eta = \frac{Z_x Z_y e^2}{\hbar v} \quad (4.10)$$

formülü ile verilir.  $Z_x$  ve  $Z_y$  etkileşmeye giren X ve Y çekirdeklerinin proton sayılarıdır.  $S(E)$  fonksiyonu, tesir kesitinin enerjiye bağlılığının nükleer dağılımını gösterir ve rezonans yokluğunda yavaşça değişen bir enerji fonksiyonu olarak düşünülür.

## 5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonlarının ilgili  $\gamma$ -proses tesir kesiti ölçümleri, teorik astrofiziksel reaksiyon hızlarını test etmek ve p-çekirdeklerinin üretimlerini anlamak için etkin kütle merkezi enerjisi cinsinden ilgili astrofiziksel enerji aralığına (3 GK sıcaklıkta  $T_9= 6,15 \text{ MeV} - 8,68 \text{ MeV}$ ) yakın olan 9,74 MeV ve 15,48 MeV aralığında yapılmıştır.

Elde edilen tesir kesiti ve  $S$  faktör sonuçları Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamaları kullanılarak oluşturulan standart NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılmıştır [33, 34].

### 5.1. $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ Reaksiyonu İçin Deneysel Tesir Kesiti ve Astrofiziksel $S$ Faktör Sonuçları

$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonu için elde edilen tesir kesiti ve hesaplanan  $S$  faktör değerleri Tablo 5.1'de listelenmiştir. Bu reaksiyon için hem 35,49 keV gama enerjisi hem de karakteristik X-ışınları (27,202 keV ve 27,472 keV) kullanılarak hesaplanan tesir kesitleri Tabloda 5.1'de iki ayrı sütunda gösterilmiştir. Kullanılan iki farklı sayım metodunu test etmek amacıyla, 11,5 MeV, 12,53 MeV ve 13,50 MeV alfa demet enerjilerinde tesir kesitleri 35,49 keV ve karakteristik X-ışınları kullanılarak hesaplanmıştır. Tablo 5.1'de görüldüğü gibi iki farklı sayım methoduyla bulunan deneysel tesir kesiti sonuçları uyum içerisindedir.

Tablolarda, zenginleştirilmiş hedefler ve enerji azaltıcı folyo ile gerçekleştirilen ölçümleri belirtmek için sırasıyla a, b harfleri kullanılmıştır. Ayrıca deneysel laboratuvar enerjileri, hedefte oluşan reaksiyonların sayısının yarısının gerçekleştiği alfaların enerjisi olan etkin kütle merkezi enerjilerine dönüştürülmüştür [36].

$^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesiti ve  $S$  faktör sonuçları standart NON-SMOKER [33] ve TALYS [34] kodlarını kullanan Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamaları ile karşılaştırılmıştır (Şekil 5.1 ve Şekil 5.2).

TALYS koduyla hesaplanan tesir kesitleri, bu çalışmada bulunan deneysel tesir kesiti sonuçları ile uyum içerisinde. NON-SMOKER kodu ile hesaplanan teorik tesir kesitlerinin ise deneysel sonuçlara göre 3-5 kat fazla olduğu görülmektedir.

Tablo 5.1.  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonu için hesaplanan deneysel tesir kesiti ve astrofiziksel  $S$  faktör değerleri

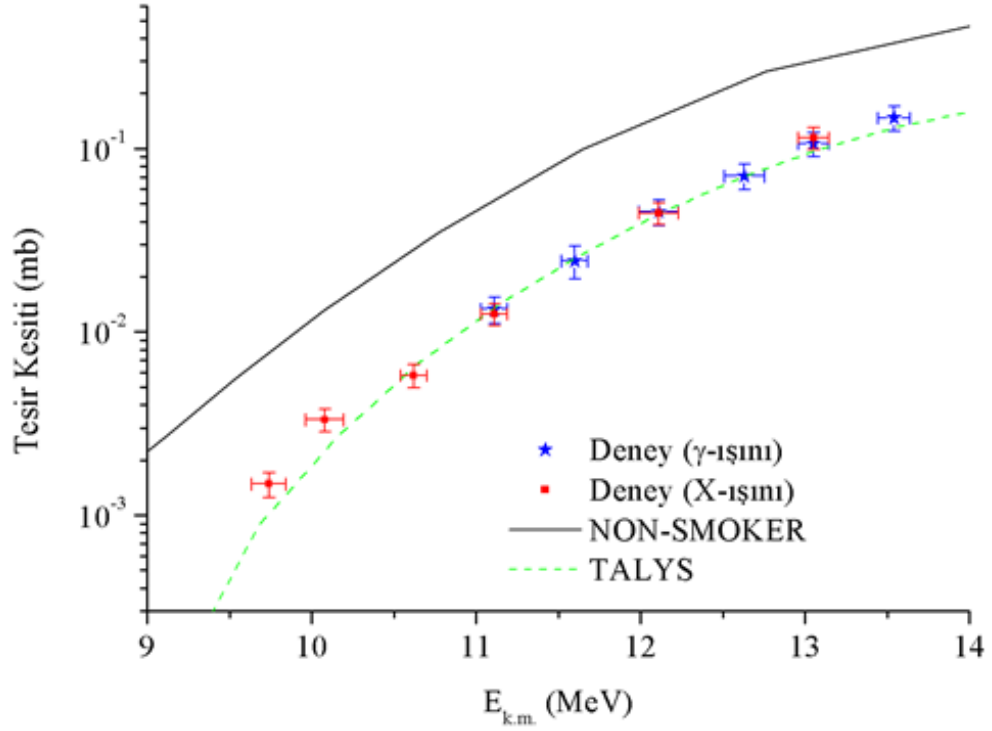
$E_{\text{lab}}$ (MeV)	$E_{\text{k.m.}}$ (MeV)	$\gamma$ -ışını	X-ışını	$S$ Faktör ( $10^{21}$ MeV.b)
		Tesir Kesiti ( $\mu\text{b}$ )	Tesir Kesiti ( $\mu\text{b}$ )	
10,09 <sup>a,b</sup>	9,74 ± 0,11	-	1,5 ± 0,2	63 ± 10
10,43 <sup>a,b</sup>	10,08 ± 0,12	-	3 ± 1	49 ± 7
11,00 <sup>a</sup>	10,62 ± 0,08	-	6 ± 1	18 ± 3
11,50 <sup>a</sup>	11,11 ± 0,08	13 ± 2	13 ± 2	10 ± 2
12,00	11,60 ± 0,08	24 ± 5	-	6 ± 1
12,53 <sup>a,b</sup>	12,11 ± 0,12	45 ± 7	45 ± 6	3 ± 1
13,07 <sup>b</sup>	12,63 ± 0,12	71 ± 11	-	1,7 ± 0,3
13,50 <sup>a</sup>	13,05 ± 0,09	107 ± 16	115 ± 16	1,1 ± 0,2
14,00	13,54 ± 0,10	147 ± 23	-	1,6 ± 0,1

a: Bu ölçümlerde zenginleştirilmiş hedef kullanılmıştır.

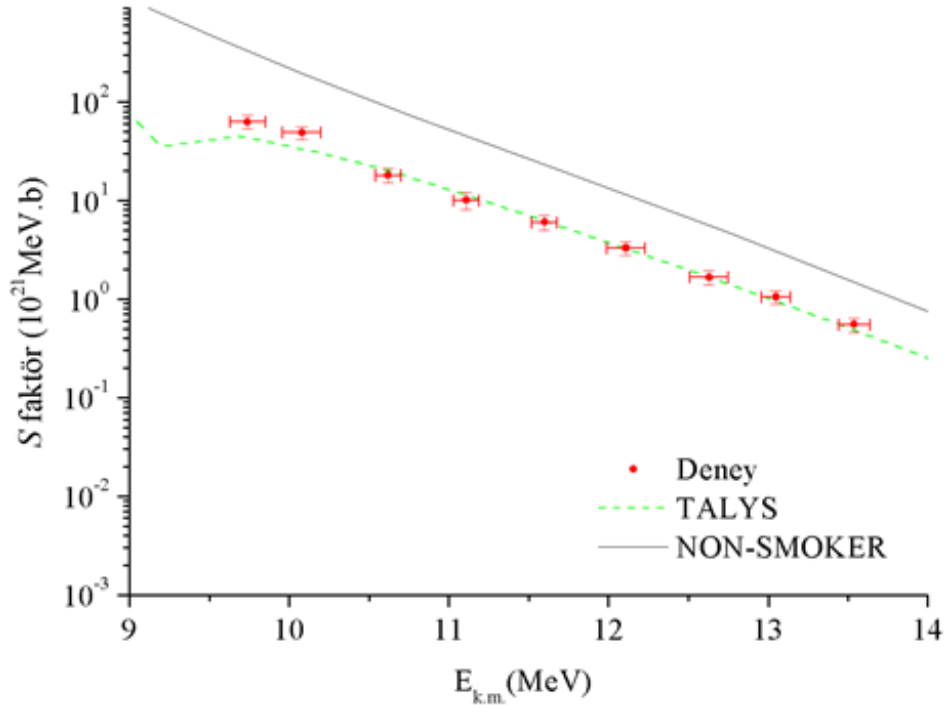
b: Bu ölçümlerde enerji azaltıcı folyo (degrader) kullanılmıştır.

Sonuçlardaki toplam belirsizlik, LEPS dedektörünün verimi (% 10,9 X-ışınları için ve % 12,4 gama ışını için), hedef kalınlığı (% 7), akım ölçümü (% 3), bozunma parametreleri (% 3'den küçük) ve sayım istatistiği (% 2 ile 14,4 arasında) belirsizlikleri hesaba katılarak bulunmuştur.

Demet enerjisindeki belirsizlik ise demetin hedef içinde kaybettiği enerji (SRIM kodundan % 5), hedef kalınlığı (% 7), siklotronun enerji kalibrasyonundan (% 0,5) ve hesaplama metodu (% 0,5) belirsizliklerinden türetilerek bulunmuştur. Ayrıca enerji azaltıcı folyo kullanılan hedefler için belirsizlik % 7 olarak eklenmiştir.



Şekil 5.1.  $^{121}\text{Sb}(\alpha, \gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonu için hesaplanan deneysel tesis kesiti sonuçlarının teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması. Yıldız ile gösterilen deneysel sonuçlar  $\gamma$ -ışını ve kare ile belirtilen deneysel tesis kesitleri ise X-ışınları kullanılarak hesaplanmıştır.



Şekil 5.2.  $^{121}\text{Sb}(\alpha, \gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonu için hesaplanan S faktör sonuçlarının teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması

## 5.2. $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ Reaksiyonu İçin Deneysel Tesir Kesiti ve Astrofiziksel $S$ Faktör Sonuçları

$^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  reaksiyonu için Tablo 3.2’de gösterildiği gibi, 602,73 keV, 722,78 keV ve 1690,96 keV gama enerjileri kullanılarak hesaplanan tesir kesiti ve  $S$  faktör sonuçları Tablo 5.2 ve Tablo 5.3’de listelenmiştir.  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesiti ve  $S$  faktör sonuçları standart NON-SMOKER [33] ve TALYS [34] kodlarını kullanan Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamaları ile karşılaştırılmış olup Şekil 5.3 ve Şekil 5.4’de grafik üzerinde gösterilmiştir. Ayrıca yapılan literatür taraması sonucunda,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  reaksiyonuna ait daha önce yapılan çalışmalar listelenmiştir. [78-81]. Daha önceki çalışmalardan alınan bu tesir kesiti sonuçları da Şekil 5.3’de gösterilmektedir.

NON-SMOKER ve TALYS kodu ile hesaplatılan teorik tesir kesitleri ve elde ettiğimiz deneysel değerler uyum içerisindedir. Teorik sonuçlar, literatürden alınan deneysel değerlere göre genelde daha büyük olup, 13 MeV in altındaki sonuçlarda ise literatürden alınan değerler hem teorik hem de bu çalışmada bulunan deneysel sonuçlardan oldukça büyüktür.

Tablo 5.2.  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  reaksiyonu için hesaplanan deneysel tesir kesiti değerleri

$E_{\text{lab}}$ (MeV)	$E_{\text{k.m.}}^{\text{etkin}}$ (MeV)	Tesir Kesiti (mb)				Ağırlıklı ortalama
		602,73 keV	722,78 keV	1690,96 keV		
10,09 <sup>a,b</sup>	9,74 ± 0,11	0,05 ± 0,01	0,06 ± 0,01	0,07 ± 0,01	0,05 ± 0,01	
10,43 <sup>a,b</sup>	10,08 ± 0,12	0,15 ± 0,02	0,17 ± 0,02	0,16 ± 0,02	0,16 ± 0,02	
11,00 <sup>a</sup>	10,62 ± 0,08	0,38 ± 0,04	0,48 ± 0,06	0,37 ± 0,05	0,39 ± 0,04	
11,50 <sup>a</sup>	11,11 ± 0,08	1,3 ± 0,1	1,4 ± 0,2	1,4 ± 0,1	1,3 ± 0,1	
12,00	11,60 ± 0,08	2,9 ± 0,3	2,9 ± 0,3	2,8 ± 0,3	2,9 ± 0,3	
12,53 <sup>a,b</sup>	12,11 ± 0,12	7,8 ± 0,8	8,8 ± 0,9	8,3 ± 0,8	8,3 ± 0,8	
13,07 <sup>b</sup>	12,63 ± 0,12	16 ± 2	16 ± 2	16 ± 2	16 ± 2	
13,50 <sup>a</sup>	13,05 ± 0,09	33 ± 3	33 ± 3	32 ± 3	32 ± 3	
14,00	13,54 ± 0,10	56 ± 6	56 ± 6	55 ± 5	56 ± 6	
15,05 <sup>b</sup>	14,55 ± 0,13	191 ± 19	191 ± 19	186 ± 18	189 ± 19	
16,00	15,48 ± 0,11	295 ± 29	293 ± 29	288 ± 28	291 ± 29	

a: Bu ölçümlerde zenginleştirilmiş hedef kullanılmıştır.

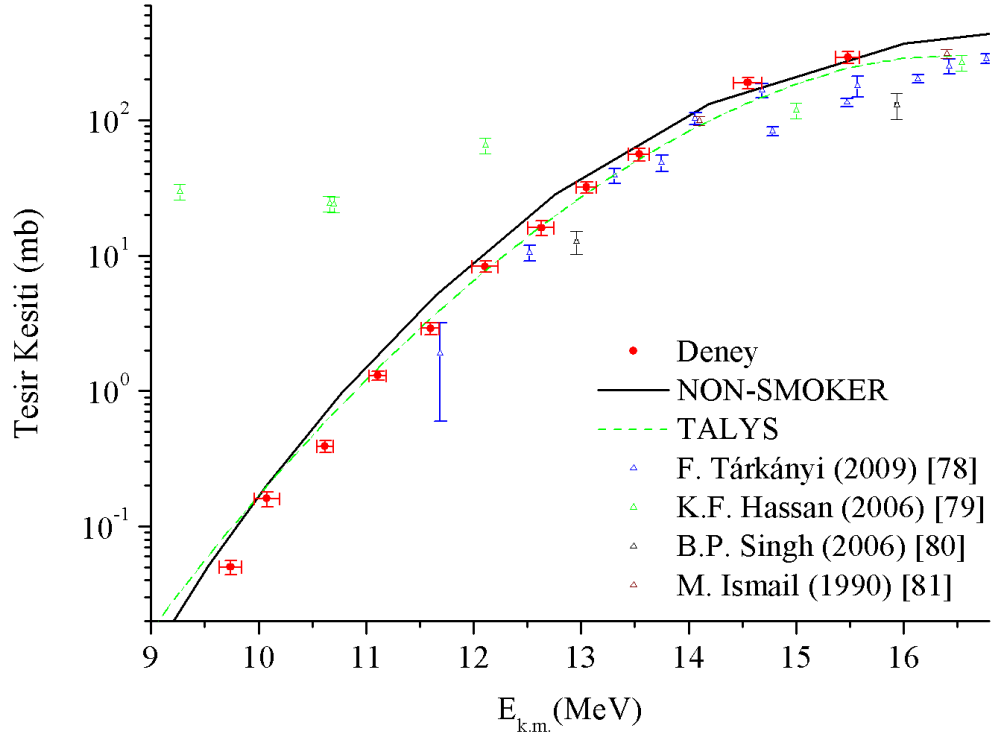
b: Bu ölçümlerde enerji azaltıcı folyo (degrader) kullanılmıştır.

Tablo 5.3.  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  reaksiyonu için hesaplanan astrofiziksel  $S$  faktör değerleri

$E_{\text{lab}}$ (MeV)	$E_{\text{etkin}}$ (MeV)	602,73 keV	722,78 keV	1690,96 keV	Ağırlıklı ortalama
		$S$ Faktör ( $10^{21}$ MeV.b)	$S$ Faktör ( $10^{21}$ MeV.b)	$S$ Faktör ( $10^{21}$ MeV.b)	$S$ Faktör ( $10^{21}$ MeV.b)
10,09 <sup>a,b</sup>	9,74 ± 0,11	2268 ± 230	2330 ± 337	2751 ± 458	2297 ± 228
10,43 <sup>a,b</sup>	10,08 ± 0,12	2295 ± 231	2496 ± 293	2303 ± 287	2326 ± 230
11,00 <sup>a</sup>	10,62 ± 0,08	1182 ± 120	1494 ± 170	1135 ± 144	1196 ± 118
11,50 <sup>a</sup>	11,11 ± 0,08	1055 ± 105	1192 ± 123	1129 ± 118	1103 ± 109
12,00	11,60 ± 0,08	717 ± 70	720 ± 71	696 ± 70	705 ± 69
12,53 <sup>a,b</sup>	12,11 ± 0,12	567 ± 56	646 ± 63	609 ± 60	608 ± 60
13,07 <sup>b</sup>	12,63 ± 0,12	382 ± 37	376 ± 37	370 ± 37	376 ± 37
13,50 <sup>a</sup>	13,05 ± 0,09	323 ± 32	320 ± 33	312 ± 31	315 ± 31
14,00	13,54 ± 0,10	209 ± 20	209 ± 20	204 ± 20	208 ± 20
15,05 <sup>b</sup>	14,55 ± 0,13	113 ± 11	113 ± 11	110 ± 11	112 ± 11
16,00	15,48 ± 0,11	38 ± 4	38 ± 4	37 ± 4	38 ± 4

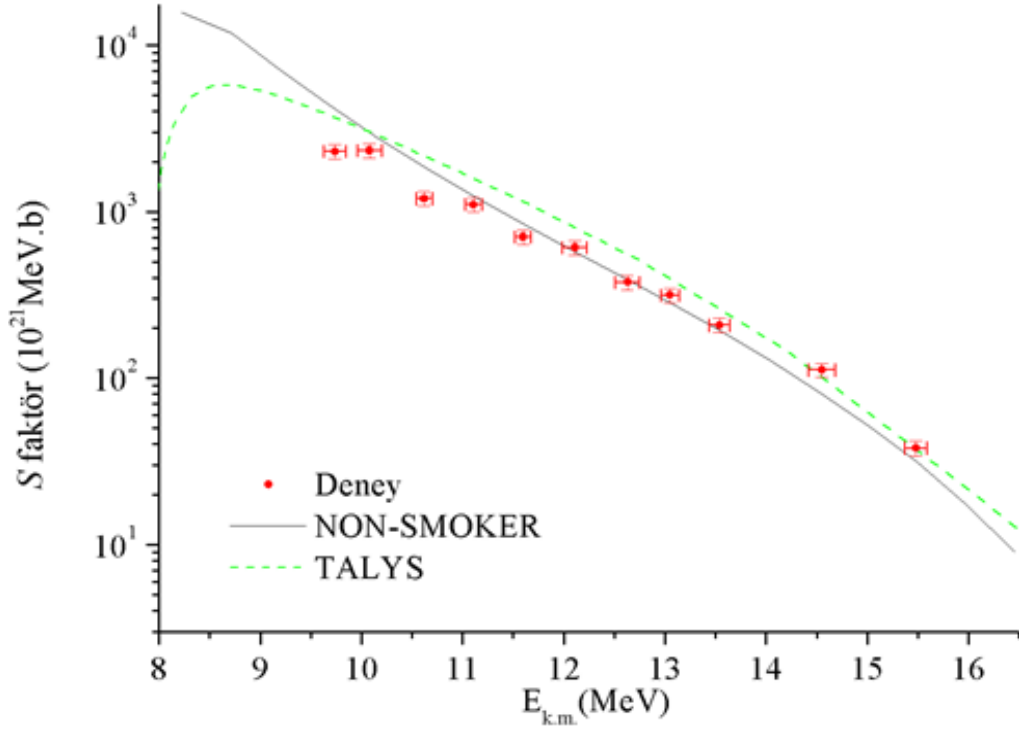
a: Bu ölçümlerde zenginleştirilmiş hedef kullanılmıştır.

b: Bu ölçümlerde enerji azaltıcı folyo (degrader) kullanılmıştır.



Şekil 5.3.  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  reaksiyonu için hesaplanan deneysel tesis kesiti sonuçlarının teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması. Ayrıca literatürden alınan  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  reaksiyon tesis kesiti değerleri de grafikte gösterilmektedir [78-81].





Şekil 5.4.  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  reaksiyonu için hesaplanan  $S$  faktör sonuçlarının teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması

Sonuçlardaki toplam belirsizlik, HPGe dedektörünün verimi (% 6), hedef kalınlığı (% 7), akım ölçümü (% 3), bozunma parametreleri (% 1'den küçük) ve sayım istatistiği (% 0,1 ile 13,5 arasında) belirsizlikleri hesaba katılarak bulunmuştur.

### 5.3. $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$ Reaksiyonu İçin Deneysel Tesir Kesiti ve Astrofiziksel $S$ Faktör Sonuçları

Reaksiyon sonucunda yayınlanan 388,63 keV, 491,24 keV, 666,33 keV ve 753,82 keV gama enerjileri için deneysel tesir kesiti ve astrofiziksel  $S$  faktör değerleri hesaplanmıştır (Tablo 5.4 ve Tablo 5.5). Doğal antimon hedefleri ile yapılan ölçümlerde,  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonuna ait deneysel tesir kesitleri 11,60 MeV ve 15,48 MeV etkin kütle merkezi enerji aralığında bulundu.

Hesaplanan tesir kesiti ve astrofiziksel  $S$  faktör değerleri standart NON-SMOKER ve TALYS kodları ile hesaplanan teorik sonuçlar ile karşılaştırılmıştır (Şekil 5.5 ve Şekil 5.6). Şekil 5.5'de bu çalışmadan elde edilen deneysel tesir kesitleri, literatürden alınan  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonuna ait tesir kesitleri ile de karşılaştırıldı [80-82].

NON-SMOKER ve TALYS ile hesaplatılan teorik tesir kesitleri ve elde ettiğimiz deneysel değerler uyum içerisindedir. TALYS kodu ile elde edilen değerlere bakıldığında, 15 MeV üzerindeki sonuçlarda bir düşüş gözlenmektedir. Literatürden alınan sonuçlar ise hem teorik hem de deneysel sonuçlarla uyum içindedir [80, 82]. Şekil 5.6'dan görüldüğü gibi  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonu için deneysel olarak elde edilen  $S$  faktörü değerleri NON-SMOKER ve TALYS ile bulunan teorik sonuçlarla uyum içindedir.

Tablo 5.4.  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonu için hesaplanan deneysel tesir kesiti değerleri

$E_{\text{lab}}$ (MeV)	$E_{\text{k.m.}}^{\text{etkin}}$ (MeV)	Tesir Kesiti (mb)				
		388,63 keV	491,24 keV	666,33 keV	753,82 keV	Ağırlıklı ortalama
12,00	11,60 ± 0,08	3,2 ± 0,3	2,5 ± 0,6	3,0 ± 0,3	3,0 ± 0,5	3,1 ± 0,3
13,07 <sup>b</sup>	12,63 ± 0,12	16 ± 2	18 ± 2	16 ± 2	18 ± 2	17 ± 2
14,00	13,54 ± 0,10	58 ± 6	59 ± 6	58 ± 6	59 ± 6	58 ± 6
15,05 <sup>b</sup>	14,55 ± 0,13	184 ± 18	186 ± 19	184 ± 18	183 ± 18	184 ± 18
16,00	15,48 ± 0,11	229 ± 23	227 ± 23	231 ± 23	232 ± 23	230 ± 23

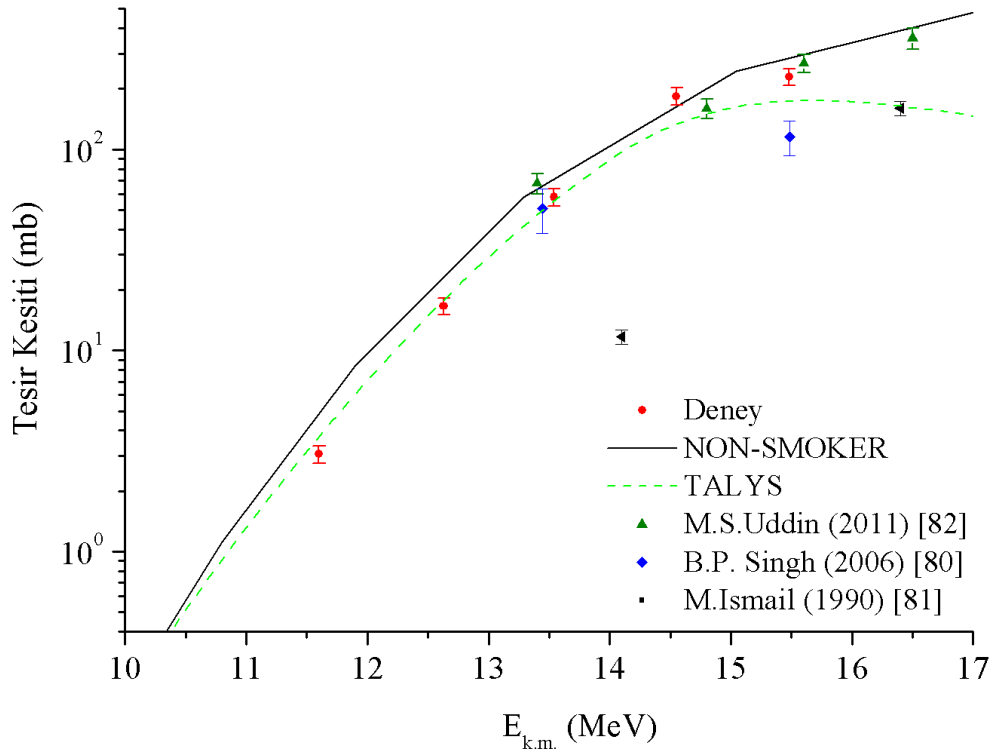
b: Bu ölçümlerde enerji azaltıcı folyo (degrader) kullanılmıştır.

Tablo 5.5.  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonu için hesaplanan astrofiziksel  $S$  faktör değerleri

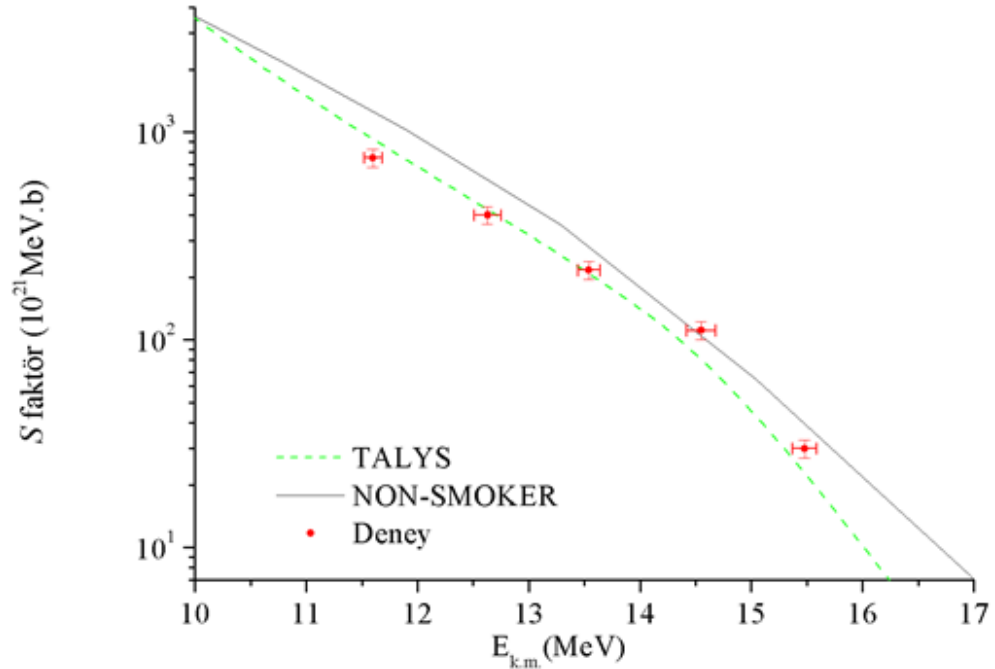
$E_{\text{lab}}$ (MeV)	$E_{\text{k.m.}}^{\text{etkin}}$ (MeV)	$S$ Faktör ( $10^{21}$ MeV.b)				
		388,63 keV	491,24 keV	666,33 keV	753,82 keV	Ağırlıklı ortalama
12,00	11,60 ± 0,08	779 ± 78	617 ± 150	745 ± 76	783 ± 123	753 ± 73
13,07 <sup>b</sup>	12,63 ± 0,12	385 ± 38	415 ± 55	387 ± 38	434 ± 47	399 ± 39
14,00	13,54 ± 0,10	216 ± 21	220 ± 23	216 ± 21	219 ± 22	217 ± 21
15,05 <sup>b</sup>	14,55 ± 0,13	111 ± 11	112 ± 11	111 ± 11	111 ± 11	111 ± 11
16,00	15,48 ± 0,11	30 ± 3	30 ± 3	30 ± 3	30 ± 3	30 ± 3

b: Bu ölçümlerde enerji azaltıcı folyo (degrader) kullanılmıştır.

Sonuçlardaki toplam belirsizlik, HPGe dedektörünün verimi (% 6), hedef kalınlığı (% 7), akım ölçümü (% 3), bozunma parametreleri (% 1'den küçük) ve sayım istatistiği (% 0,8 ile 22,4 arasında) belirsizlikleri hesaba katılarak bulunmuştur.



Şekil 5.5.  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonu için hesaplanan deneysel tesis kesiti sonuçlarının teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması. Ayrıca  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonu için literatürden alınan reaksiyon tesis kesiti değerleri de grafikte gösterilmektedir [79-81].



Şekil 5.6.  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonu için hesaplanan S faktör sonuçlarının teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması

#### 5.4. Bilimsel Sonuçlar ve Öneriler

Bu çalışmada, Macaristan Nükleer Bilimler Araştırma Enstitüsü'nde (MTA Atomki) doğal antimon ve zenginleştirilmiş  $^{121}\text{Sb}$  hedefleri kullanılarak 10 MeV - 16 MeV enerji aralığındaki alfa demetleri ile gerçekleştirilen aktivasyon metodu ile  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyon tesir kesitleri ölçülmüştür.

Bu tez çalışması ile ilgili bilimsel sonuçları kısaca özetlersek;

- Doğal antimon ve % 99,59 oranında zenginleştirilmiş  $^{121}\text{Sb}$  materyalleri ile buharlaştırma yöntemiyle verimli bir şekilde hedefler hazırlanmıştır. Antimon materyali ile hedef yapmakta başta yaşanan güçlükler nedeniyle hedef yapım aşaması kolay olmayıp, antimon materyalinin buharlaştırma işleminden sonra Al folyoya yapışmadığı gözlemlendi. Yapılan bir çok denemenin ardından antimon materyalinin buharlaştırma işlemini çok yavaş gerçekleştirmek gerektiği anlaşılmıştır. Bu şekilde  $159 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  ve  $265 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  kalınlıklarında başarılı hedefler hazırlanmıştır.
- Elde edilen hedefler için kalınlık ölçümlerinde tartma metodu, Rutherford Geri Saçılma Spektroskopisi (Rutherford Back Scattering, RBS) ve PIXE (proton induced X-ray emission) metodu olmak üzere üç farklı yöntem kullanılmıştır. Üç farklı metodla hesaplanan hedef kalınlıkları uyum içinde bulunmuştur.
- $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonu için 9,74 MeV ve 15,48 MeV etkin kütle merkezi enerji aralığında tesir kesitleri ölçülmüş ve astrofiziksel  $S$  faktörleri hesaplanmıştır. Bulunan sonuçlar, standart NON-SMOKER ve TALYS teorik model hesaplamaları ile karşılaştırılmıştır.
- Yüklü parçacık yakalama reaksiyonlarının deneysel değerlerinin daha az olduğu  $A > 100$  bölgede reaksiyon tesir kesiti ölçümü gerçekleştirilmiştir.
- Bu çalışma ile  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonu için 9,74 MeV ve 13,54 MeV etkin kütle merkezi enerji aralığında yapılan ilk tesir kesiti ölçümü gerçekleştirilmiştir. Ayrıca reaksiyona ait düşük enerjilerdeki tesir kesitleri ise yeni bir method olan karakteristik X-ışınları sayımı ile hesaplanmıştır.
- $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaksiyonunun düşük enerjilerdeki tesir kesitlerini belirlemede kullanılan karakteristik X-ışınları sayımı metodunu test etmek amacıyla 11,50 MeV, 12,53MeV, 13,50 MeV enerjilerindeki tesir kesitleri gama (35,49 keV) ve

karakteristik X-ışınları (27,202 ve 27,472 keV) sayımı ile bulunmuştur. İki farklı sayım metodu ile elde edilen tesir kesiti sonuçları birbirleri ile uyum içinde bulunmuştur.

- $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  reaksiyonu için bu çalışmadan elde edilen tesir kesiti sonuçları, bu reaksiyonlara ait daha önce yapılan çalışmalardan alınan sonuçlar ile karşılaştırılmıştır.

Bu çalışmada,  $(\alpha,\gamma)$  reaksiyonu için elde edilen deneysel sonuçlar genelde TALYS değerleri ile uyum içindeyken, NON-SMOKER değerleri deneysel verilerin üstünde sonuçlar vermiştir. Bu farklılıklar teorik kodlarda kullanılan nükleer girdi parametrelerinden kaynaklanıyor olabilir.

P-çekirdeklerinin üretimlerini anlamak için yüklü parçacık yakalama reaksiyonlarının deneysel değerlerinin az olduğu  $A > 100$  bölgede daha fazla reaksiyon tesir kesiti ölçümü gerçekleştirilmelidir. Bu sayede deneysel tesir kesitlerinin belirlenmesi reaksiyon hızlarının doğru olarak hesaplanmasına katkısının yanı sıra teorik hesaplardaki girdi parametrelerinin de daha duyarlı belirlenmesine katkı sağlayacaktır.

Bu çalışmada 10 MeV ile 16 MeV arasında değişen alfa demet enerji aralığında tesir kesiti ölçümleri aktivasyon metodu ile başarılı bir şekilde gerçekleştirilmiştir, fakat bu enerji aralığı Gamow penceresini (3 GK sıcaklıkta  $T_9 = 6,15 \text{ MeV} - 8,68 \text{ MeV}$ ) kapsamamaktadır. Astrofiziksel olarak önemli olan Gamow enerji aralığını kapsayacak şekilde daha düşük enerjilerde, kütle spektrometresi veya demet düzeneği üzerinde direk ölçümler gibi farklı metodlar denenebilir.

## KAYNAKLAR

- [1] Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F., Synthesis of the elements in stars, *Rev. Mod. Phys.*, 1957, **29**, 547-650.
- [2] Cameron A. G. W., Nuclear reactions in stars and nucleogenesis, *Pub. Astron. Soc. Pac.*, 1957, **69**, 201-222.
- [3] 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.
- [4] Suess H. E., Urey H. C., Abundance of the Elements, *Rev. Mod. Phys.*, 1956, **28** 53-74.
- [5] Meyer B. S., The r-, s-, and p-processes in nucleosynthesis, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1994, **32**, 153-190.
- [6] Cowan J. J., Thielemann F. K., Truran J. W., The r-process and nucleochronology, *Phys. Rep.*, 1991, **208**, 267-683.
- [7] Rauscher T., Dauphas N., Dillmann I., Fröhlich C., Fülöp Zs. and Gyürky Gy., Constraining the astrophysical origin of the p-nuclei through nuclear physics and meteoritic data, *Rep. Prog. Phys.*, 2013, **76**, 1-67.
- [8] Laird C. E., Flynn D., Hershberger R. L., Gabbard F., Proton-90Zr interaction at sub-Coulomb proton energies, *Phys. Rev. C*, 1987, **35**, 1265-1274.
- [9] Fülöp Zs., Kiss Á, Somorjai E., Rolfs C. E., Trautvetter H. P., Rauscher T. and Oberhummer H.,  $^{70}\text{Ge}(\alpha,\gamma)^{74}\text{Se}$  cross section measurements at energies of astrophysical interest, *Z. Phys. A.*, 1996, **355**, 203-208.
- [10] Sauter T., Käppeler F., (p, $\gamma$ ) rates of  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Mo}$ ,  $^{95}\text{Mo}$ ,  $^{98}\text{Mo}$ : Towards an experimentally founded database for p-process studies, *Phys. Rev. C*, 1997, **55**, 3127-3138.
- [11] Somorjai E., Fülöp Zs., Kiss Á, Z., Rolfs C. E., Trautvetter H. P., Greife U., Junker M., Goriely S., Arnould M., Rayet M., Rauscher T. and Oberhummer H., Experimental cross section of  $^{144}\text{Sm}(\alpha,\gamma)^{148}\text{Gd}$  and implications for the p-process, *Astron. Astrophys.*, 1998, **333**, 1112-1116.
- [12] 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**, 1-9.

- [13] Gyürky Gy., Somorjai E., Fülöp Zs., Harissopulos 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**, 1-8.
- [14] Rapp W., Heil M., Hentschel D., Kappeler F., Reifarth R., Brede H. J., Klein H., Rauscher T., Alpha and neutron induced reactions on ruthenium isotopes, *Phys. Rev. C*, 2002, **66**, 1-11.
- [15] Gyürky Gy., Fülöp Zs., Somorjai E., Kokkoris M., Galanopoulos S., Demetriou P., Harissopulos 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**, 1-9.
- [16] 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*, **70**, 2004, 1-10.
- [17] Gyürky Gy., Kiss G. G., Elekes Z., Fülöp Zs., Somorjai E., Palumbo A., Görres J., Lee H. Y., Rapp W., Wiescher M., Özkan N., Güray R. T., Efe G., Rauscher T.,  $\alpha$ -induced cross sections of  $^{106}\text{Cd}$  for the astrophysical  $p$  process, *Phys. Rev. C*, 2006, **74**, 1-9.
- [18] Basunai M. S., Shugart H. A., Smith A. R., and Norman E. B., Measurement of cross sections for  $\alpha$ -induced reactions on  $^{197}\text{Au}$  and thick-target yields for the  $(\alpha,\gamma)$  process on  $^{64}\text{Zn}$  and  $^{63}\text{Cu}$ , *Phys. Rev. C*, 2007, **75**, 1-6.
- [19] Özkan N., Efe G., Güray R. T., Palumbo A., Görres J., Lee H.-Y., Lamm L. O., Rapp W., Stech E., Wiescher M., Gyürky Gy., Fülöp Zs., Somorjai E., Astrophysical  $S$  factor for  $\alpha$ -capture on Sn112 in the  $p$ -process energy range, *Phys. Rev. C*, 2007, **75**, 1-7.
- [20] Spyrou A., Lagoyannis A., Demetriou P., Harissopulos S., Becker H. W., Cross section measurements of  $(p,\gamma)$  reactions on Pd isotopes relevant to the  $p$  process, *Phys. Rev. C*, 2008, **77**, 1-10.
- [21] Cata-Danil I., Filipescu D., Ivascu M., Bucurescu D., Zamfir N. V., Glodariu T., Store L., Cata-Danil G., Ghita D. G., Mihai C., Suliman G., and Sava T., Astrophysical  $S$  factor for  $\alpha$  capture on Sn117, *Phys. Rev. C*, 2008, **78**, 1-8.
- [22] 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  $^{120}\text{Te}$  for the astrophysical  $p$ -process, *Phys. Rev. C*, 2009, **80**, 1-7.
- [23] 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 In-113: Measurement of Alpha-Induced Reactions, *Phys. Rev. C*, 2009, **79**, 1-9.
- [24] Gyürky Gy., Elekes Z., Farkas J., Fülöp Zs., Kiss G. G., Güray R. T., Özkan N., Yalçın C., and Rauscher T., Alpha-induced reaction cross section measurements

- on  $^{151}\text{Eu}$  for the astrophysical  $\gamma$ -process, *J. Phys.G:Nucl. And Part. Phys.*, 2010, **37**, 1-15.
- [25] Filipescu D., Avrigeanu V., Glodariu T., Mihai C., Bucurescu D., Ivascu M., Cata-Danil I., Store L., Sima O., Cata-Danil G., Deleanu D., Ghita D. G., Marginean M., Negret A., Pascu S., Sava T., Suliman G., and Zamfir V., Cross sections for  $\alpha$ -particle induced reactions on  $^{115,116}\text{Sn}$  around the Coulomb barrier, *Phys. Rev. C*, 2011, **83**, 1-10.
- [26] Dillmann I., Coquard L., Domingo-Pardo C., Käppeler F., Marganiec 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  $\gamma$  process, *Phys. Rev. C*, 2011, **84**, 1-11.
- [27] Halász Z., Gyürky Gy., Farkas J., Fülöp Zs., Szücs T., Somorjai E., Rauscher T., Investigation of  $\alpha$  induced reactions on  $^{130}\text{Ba}$  and  $^{132}\text{Ba}$  and their importance fo the synthesis of heavy p nuclei, *Phys. Rev. C*, 2012, **85**, 1-11.
- [28] Netterdon L., Demetriou P., Endres J., Giesen U., Kiss G. G., Sauerwin A., Szücs T., Zell K. O., Zilges A., Investigation of  $\alpha$ -induced reactions on the p nucleus  $^{168}\text{Yb}$ , *Nucl. Phys. A.*, 2013, **916**, 149-167.
- [29] Raucher T., Thielemann F. K., Kratz K. L., Applicability of the Hauser-Feshbach approach for the determination of astrophysical reaction rates, *Phys. Rev. C.*, 1997, **56**, 1613-1625.
- [30] Raucher T., Heger A., Hoffman R. D., and Woosley S. E., Nucleosynthesis in Massive Stars with Improved Nuclear and Stellar Physics, *Phys. Astroph. J.*, 2002, **576**, 323-632.
- [31] Kiss G. G., Rauscher T., Szücs T., Kertész Zs., Fülöp Zs., Gyürky Gy., Fröhlich C., Farkas J., Elekes Z., and Somorjai E., Determining reaction cross section via characteristic X-ray detection:  $\alpha$ -induced reactions on  $^{169}\text{Tm}$  for the astrophysical  $\gamma$ -process, *Phys. Letter B*, 2010, **695**, 419-427.
- [32] Kiss G. G., Szücs T., Török Zs., Korkulu Z., Gyürky Gy., Halasz Z., Fülöp Zs., Somorjai E., and Rauscher T., Investigation of  $\alpha$ -induced reactions on  $^{127}\text{I}$  for the astrophysical  $\gamma$ -process, *Phys. Rev. C.*, 2012, **86**, 1-10.
- [33] Rauscher T., Code NON-SMOKER<sup>WEB</sup>, <http://nucastro.org/websmoker.html> (Ziyaret tarihi: 9 Şubat 2014).
- [34] <http://www.talys.eu/> (Ziyaret tarihi: 12 Ocak 2014).
- [35] [http://astronomy.science.ankara.edu.tr/old/astro/turkce\\_ast/ders/genel\\_ders/winders15.html](http://astronomy.science.ankara.edu.tr/old/astro/turkce_ast/ders/genel_ders/winders15.html) (Ziyaret tarihi: 20 Kasım 2013).
- [36] Iliadis C., *Nuclear physics in stars*, 1st ed., Wiley-VCH, Germany, 2007.



- [37] Lodders K., Solar system abundances and condensation temperatures of the elements, *Astrophys. J.*, 2003, **591**, 1220-1247.
- [38] [http://en.wikipedia.org/wiki/File:Envolved\\_star\\_fusion\\_shells.svg](http://en.wikipedia.org/wiki/File:Envolved_star_fusion_shells.svg) (Ziyaret tarihi: 16 Aralık 2013).
- [39] Tanyel B., *Yıldızlarda çekirdek sentezleri ve yıldızın hayatı*, 1. Baskı, Ege Üniversitesi Basım Evi, 1984.
- [40] Rolfs C. E., Rodney W. S., *Couldrons in the cosmos*, 1st ed., Univ. of Chicago Press, USA, 1988.
- [41] [http://en.wikipedia.org/wiki/File:Binding\\_energy\\_curve\\_-\\_common\\_isotopes.svg](http://en.wikipedia.org/wiki/File:Binding_energy_curve_-_common_isotopes.svg) (Ziyaret tarihi: 2 Şubat 2014).
- [42] Gallino R., Arlandini C., Busso M., Lugaro M., Travaglio C., Straniero O., Chieffi A., Limongi M., Evolution and nucleosynthesis in low-mass asymptotic giant branch stars. II. Neutron capture and the s-process, *Astrophys. J.*, 1998, **497**, 388-403.
- [43] Käppeler F., The origin of the heavy elements: The s process, *Prog. In Particle and Nucl. Phys.*, 1999, **43**, 419-483.
- [44] Dillman I., Determination of proton- and neutron- induced cross section for p-process studies, PhD thesis, University of Basel, Swiss, 2006.
- [45] Rosswog S., Liebendörfer M., Thielemann, Davies M. B., Benz W., Piran T., Mass ejection in neutron stars mergers, *Astron. Astrophys.*, 1999, **341**, 499-526.
- [46] Takahashi K., Witt J., and Janka H. Th., Nucleosynthesis in neutrino-driven winds from protoneutron stars, *Astron. Astrophys.*, 1994, **286**, 857-868.
- [47] Anders E., Grevesse N., Abundances of elements: Meteoritic and solar, *Geochim. Cosmochim. Acta.*, 1989, **53**, 197-214.
- [48] Arlandini C., Käppeler F., Wisshak K., Gallino R., Lugaro M., Busso M., Straniero O., Neutron capture in low-mass asymptotic giant branch stars: Cross sections and abundance signatures, *Astrophys. J.*, 1999, **525**, 886-900.
- [49] Németh Zs., Käppeler F., Theis C., Belgya T and Yates S. W., Nucleosynthesis in the Cd-In-Sn region, *Astrophys. J.*, 1994, **426**, 357-365.
- [50] Reifarth R., Heil M., Käppeler F., Voss F., Wisshak K., Becvar F., Krlicka M., Gallino R., Nagai Y., Stellar neutron capture cross sections of  $^{128,129,130}\text{Xe}$ , *Phys. Rev. C*, 2002, **66**, 1-14.
- [51] Berglund M., and Wiesen M. E., Isotopic compositions of the elements, *Pure Appl. Chem.*, 2011, **83**, 397-401.
- [52] Lambert D. L., The p-nuclei: abundances and origins, *Astron. Astrophysics Rev.*, 1992, **3**, 201-256.

- [53] Woosley S. E., Howard W. M., The p-process in supernovae, *Astrophys. J. Suppl.*, 1978, **36**, 285-304.
- [54] 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**, 1-4.
- [55] Thielemann F. K., Dillmann I., Farouqi K., Fischer T., Fröhlich C., Kelic-Heil A., Korneev I., Kratz K. L., Langanke K., Liebendörfer M., Panov I. V., Martínez-Pinedo G., Rauscher T., The r-, p-, and vp-Process, *J. Phys.: Conference Series*, 2010, **202**, 1-10.
- [56] Wallace R. K. and Woosley S. E., Explosive hydrogen burning, *Ap. J. Suppl.*, 1981, **45**, 389-404.
- [57] Schatz H., Aprahamian A., Görres J., Wiescher M., Rauscher T., Rembges J., Thielemann F. K., Pfeiffer B., Möller P., Kratz K. L., Herndl H., Brown B. A., Rebel H., rp-process nucleosynthesis at extreme temperature and density conditions, *Phys. Rep.*, 1998, **294**, 167-263.
- [58] Woosley S. E., Heger A., Cumming A., Hoffman R. D., Pruet J., Rauscher T., Fisker J. L., Schatz H., Brown B. A. and Wiescher M., Models for Type I X-ray bursts with improved nuclear physics, *Ap. J. Suppl.*, 2004, **151**, 75-116.
- [59] Woosley S. E., Hartmann D. H., Hoffman R. D., and Haxton W. C., The v-process, *Astrophys. J. Suppl.*, 1990, **356**, 272-301.
- [60] Heger A., Kolbe E., Haxton W. C., Langanke K., Martínez-Pinedo G., and Woosley S. E., Neutrino nucleosynthesis, *Phys. Lett. B.*, 2005, **606**, 258-264.
- [61] Arnould M., Goriely S., The p-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status, *Phys. Rep.*, 2003, **384**, 1-8.
- [62] Rayet M., Prantzos N., and Arnould M., The p-process revisited, *Astron. Astrophys.*, 1990, **227**, 271-281.
- [63] <http://jolifukyu.tokai-sc.jaea.go.jp/ird/english/index.html> (Ziyaret tarihi: 20 Aralık 2013).
- [64] Travaglio C. Röepke F. K., Gallino R., Hillebrandt W., Type Ia Supernova as sites of the p-process: Two-Dimensional Models Coupled to Nucleosynthesis, *Astrophys. J.*, 2011, **739**, 93-111.
- [65] Kräwinkel H., Becker H. W., Buchmann L., Goerres J., Kettner K. U., Kieser W. E., Sano R., Schmalbrock P., Trautvetter H. P., Vlieks A., Rolfs C., Hammer J. W., Azuma R. E., and Rodney W. S., The  ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$  reaction and the solar neutrino problem, *Z. Phys. A*, 1982, **304**, 307-332.
- [66] Rauscher T., Relevant energy ranges for astrophysical reaction rates, *Phys. Rev. C*, 2010, **81**, 1-8.

- [67] Cansoy Ç., *Çekirdek teorisi*, 10. Cilt, İstanbul Üniversitesi yayınları, İstanbul, 1978.
- [68] Blatt J. M., Weisskopf V. F., *Theoretical Nuclear Physics*, Wiley, New York, 1962.
- [69] <http://www.webelements.com/> (Ziyaret Tarihi: 12 Ocak 2012).
- [70] <http://www2.if.usp.br/~lamfi/guia-simnra.pdf> (Ziyaret Tarihi: 14 Mart 2012).
- [71] Kertész Zs., Szoboszlai Z., Angal A., Dobos E., and Borbély-Kiss I., Identification and characterization of fine and coarse particulate matter sources 51 a middle-European urban environment, *Nucl. Instr. Meth. B*, 2010, **268**, 1924-1928.
- [72] Szabó Gy., and Borbély-Kiss I., *The PIXEKLM Program Handbook*, 1<sup>st</sup> ed., Atomki, Debrecen 2006.
- [73] Krane K. S., *Nükleer Fizik I*, Palme Yayıncılık, Ankara, 2001.
- [74] <http://www.atomki.hu/atomki/Accelerators/Cyclotron/mgc20.html>. (Ziyaret Tarihi: 5 Şubat 2012).
- [75] <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/decaysearchdirect.jsp?nuc=164TM&unc=nds> (Ziyaret tarihi: 2 Ocak 2012).
- [76] Debertin K., Helmer R. G., *Gamma- and X-ray spectrometry with semiconductor detectors*, 1st ed., North-Holland, Netherlands, 1989.
- [77] McFarland R. C., Behavior of several germanium detector full-energy-peak efficiency curve-fitting functions, *Rad. and Rad.chem.*, 1991, **2**, 35-40.
- [78] Tárkányi F., Takács S., Király B., Szelecsényi Á, F., Andó L., Bergman J., Heselius S. J., Solin O., Hermanne A., Shubin Y. N., Ignatyuk A. V., Excitation function of <sup>3</sup>He- and  $\alpha$ -particle induced nuclear reactions on <sup>nat</sup>Sb for production of medically relevant <sup>123</sup>I and <sup>124</sup>I radioisotopes, *Appl. Radiat. Isot.*, 2009, **67**, 1001-1006.
- [79] Hassan K. F., Qaim S. M., Saleh Z. A., Coenen H. H., Alpha-particle induced reactions on <sup>nat</sup>Sb and <sup>121</sup>Sb with particular reference to the production of the medically interesting radionuclide <sup>124</sup>I, *Appl. Radiat. Isot.*, 2006, **64**, 101-109.
- [80] Singh B. P., Sharma M. K., Musthafa M. M., Bhardwaj H. D., Prasad R., A study of pre-equilibrium emission in some proton- and alpha-induced reactions *Nucl. Inst. Meth. A*, 2006, **562**, 717-720.
- [81] Ismail M., Measurement and analysis of the excitation function for alpha-induced reactions on Ga and Sb isotopes, *Phys. Rev. C*, 1990, **41**, 87-108.

- [82] Uddin M. S., Hermanne A., Sudár S., Aslam M. N., Scholten B., Coenen H. H., Qaim S. M., Excitation function of  $\alpha$ -particle induced reactions on enriched  $^{123}\text{Sb}$  and  $^{\text{nat}}\text{Sb}$  for production of  $^{124}\text{I}$ , *Appl. Rad. Isot.*, 2011, **69**, 699-704.

## **EKLER**

EK-A

Trace Sciences International Corp.  
15 Wertheim Court, Suite 404, Richmond Hill,  
Ontario, Canada. L4B 3H7  
Tel: (905) 707-7000 Fax: (905) 707-0700  
Internet: www.isotopetrace.com



Trace Sciences International Inc.  
901 Market Street, Suite 460, Wilmington,  
Delaware, USA. 19801.  
Tel: (302) 426-1950 Fax: (302) 429-5953  
Internet: www.isotopetrace.com

**CERTIFICATE OF ANALYSIS**

# 197-2a

Name of Preparation: <sup>121</sup>Sb

Country of Destination:

Consignee:

**CHARACTERISTICS OF ISOTOPE-ENRICHED PRODUCT**

1. Weight of enriched isotope:

Compound weight:

Element weight:

Form: Sb (metal powder)

2. Isotopic composition:

Isotope	121	123	
Enrichment (%)	99.59 ±0.01	0.44	

3. Chemical Impurities:

Element	Symbol	Impurity Measurement(ppm)
Aluminium	Al	<20
Calcium	Ca	<20
Chromium	Cr	<60
Copper	Cu	<25
Iron	Fe	<20
Potassium	K	<60
Magnesium	Mg	<60
Sodium	Na	<20
Nickel	Ni	<20
Sulfur	S	100
Silicon	Si	400
Zinc	Zn	<60

4. Analytical method: ICP-MS

Verified and signed by: \_\_\_\_\_  
Julie Yang

Date: April 17, 2012

## KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER

- [1] **Korkulu Z.**, Özkan N., Determination of natural radioactivity levels of beach sand samples in the Black Sea coast of Kocaeli (Turkey), *Radiation Physics and Chemistry*, 2013, **88**, 27-31.
- [2] **Korkulu Z.**, Özkan N., Kiss G. G., Szücs T., Fülöp Zs., Güray R. T., Gyürky Gy., Halász Z., Somorjai E., Török Zs. and Yalçın C., Alpha capture reaction cross section measurements on Sb isotopes by activation method, *Journal of Physics-Conference Series*, Accepted.
- [3] **Korkulu Z.**, Özkan N., Kiss G. G., Szücs T., Fülöp Zs., Güray R. T., Gyürky Gy., Halász Z., Somorjai E., and Yalçın C.,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$ ,  $^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ , and  $^{123}\text{Sb}(\alpha,n)^{126}\text{I}$  cross section measurements at the astrophysical energies, *Open Problems and Future Directions in Heavy Element Nucleosynthesis Workshop*, Debrecen, 10-12 April 2013.
- [4] **Korkulu Z.**, Özkan N., Kiss G. G., Szücs T., Fülöp Zs., Güray R. T., Gyürky Gy., Halász Z., Somorjai E., Török Zs. and Yalçın C., Alpha captured reaction cross section method with  $\gamma$ -ray and X-ray countings, *Nuclear Physics in Astrophysics VI*, Lisbon, 19-23 May 2013.
- [5] Kiss G. G., Szücs T., Török Zs., **Korkulu Z.**, Gyürky Gy., Halasz Z., Fülöp Zs., Somorjai E., and Rauscher T., Investigation of alpha-induced reactions on  $^{127}\text{I}$  for the astrophysical process, *Physical Review C*, 2012, **86**, 1-10.
- [6] Ornelas A., Galaviz D., Fülöp Zs., Gyürky Gy., Halasz Z., Kiss G. G., Somorjai E., Szücs T., Takacs M. P., Mohr P., Güray R. T., **Korkulu Z.**, Özkan N., Yalçın C., Low energy  $\alpha$ -scattering experiment on  $^{64}\text{Zn}$  and the  $\alpha$ -nucleus optical potential for heavy element nucleosynthesis, *NIC\_XII, Nuclei In the Cosmos*, Australia, 5-12 August 2012.
- [7] **Korkulu Z.**, Özkan N., Kiss G. G., Szücs T., Fülöp Zs., Güray R. T., Gyürky Gy., Halász Z., Somorjai E., and Yalçın C., Cross section measurements of alpha captured reactions on  $^{121}\text{Sb}$  at the astrophysical energies, *The 8<sup>th</sup> Balkan School at South-West University*, Blagoevgrad-Bulgaria, 3-12 July 2012.
- [8] **Korkulu Z.**, Kiss G. G., Szücs T., Fülöp Zs., Halász Z., Somorjai E., Özkan N., Güray R. T., Yalçın C., Investigation of  $\alpha$ -induced reactions on Sb isotopes for the astrophysical  $\gamma$ -process, *Castiglion Fiorentino Workshop New Frontiers in Nuclear Astrophysics*, Italy, 18-22 June 2012.

- [9] **Korkulu Z.**, Kiss G. G., Szücs T., Fülöp Zs., Gyürky Gy., Halász Z., Somorjai E., Özkan N., Güray R. T., Yalçın C., Cross section measurements of the  $^{121}\text{Sb}(\alpha,\gamma)^{125}\text{I}$  reaction at astrophysical energies, *Institute for Nuclear Research Hungarian Academy of Sciences, Annual Report* 16, 34, 2011.



## ÖZGEÇMİŞ

1985 yılında İstanbul'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini İstanbul'da tamamladı. 2003 yılında girdiği Kocaeli Üniversitesi Fizik Bölümü'nden 2007 yılında mezun oldu. 2008 - 2010 yılları arasında Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Nükleer Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisansını tamamladı. 2010 yılında Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Nükleer Fizik Anabilim Dalı'nda Doktora öğrenimine başladı. 2011-2012 yılları arasında Erasmus (LLLP) bursu ile Macaristan Bilimler Akademisi, Nükleer Araştırma Enstitüsü'nde (MTA Atomki) Doktora çalışmasının deneylerini gerçekleştirdi. 2013-2014 yılları arasında ise Macar Hükümeti'nin Doktora öğrencilerine verdiği burs programına başvurarak, MTA Atomki enstitüsünde çeşitli araştırmalar yaptı. Doktora öğrenimini 2014 yılında tamamladı.