

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ ENERJİ ENSTİTÜSÜ

**B₂O₃ HEDEFİN 103-127 keV ENERJİLİ PROTONLAR İLE
BOMBARDIMANI SONUCU GERÇEKLEŞEN ¹¹B(p, α)2 α REAKSİYONUNUN
KİSMİ DİFERANSİYEL TESİR KESİTLERİNİN ÖLÇÜLMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Osman ALAÇAYIR

Nükleer Araştırmalar Anabilim Dalı

Radyasyon Bilim ve Teknoloji Programı

OCAK 2015

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ ENERJİ ENSTİTÜSÜ

**B₂O₃ HEDEFİN 103-127 keV ENERJİLİ PROTONLAR İLE BOMBARDIMANI
SONUCU GERÇEKLEŞEN ¹¹B(p, α)2 α REAKSİYONUNUN KISMI
DİFERANSİYEL TESİR KESİTLERİNİN ÖLÇÜLMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**Osman ALAÇAYIR
(302111026)**

Nükleer Araştırmalar Anabilim Dalı

Radyasyon Bilim ve Teknoloji Programı

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Nilgün BAYDOĞAN

OCAK 2015

İTÜ, Enerji Enstitüsü'nün 302111026 numaralı Yüksek Lisans Öğrencisi **Osman ALAÇAYIR**, ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı “**B₂O₃ HEDEFİN 103-127 keV ENERJİLİ PROTONLAR İLE BOMBARDIMANI SONUCU GERÇEKLEŞEN ¹¹B(p,α)2α REAKSİYONUNUN KISMİ DİFERANSİYEL TESİR KESİTLERİNİN ÖLÇÜLMESİ** ” başlıklı tezini aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

Tez Danışmanı : **Prof. Dr. Nilgün BAYDOĞAN**
İstanbul Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri : **Prof. Dr. İskender Atilla REYHANCAN**
İstanbul Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Hüseyin ÇİMENÖĞLU
İstanbul Teknik Üniversitesi

Teslim Tarihi : 12 Aralık 2014
Savunma Tarihi : 20 Ocak 2015

ÖNSÖZ

Tesir kesiti bilgisi, temel nükleer fizik çalışmaları, nükleer reaktör tasarımı, nükleer yakıt geliştirme, zırlama malzemesi çalışmaları, yüzey analizi, eser element analizi, radyoizotop üretimi vb. nükleer tekniklerin kullanıldığı pek çok uygulamada ihtiyaç duyulan önemli bir parametredir. Ülkemizde bu konuda geçmiş yıllarda ÇNAEM Fizik Bölümü tarafından özellikle nötronlar üzerine çeşitli çalışmalar yürütülmüşse de bu çalışmalar, değişik nedenlerden dolayı sürdürülememiştir. Reaksiyon tesir kesiti ölçümleri, bu ölçümler için tasarlanmış parçacık hızlandırıcıları veya araştırma reaktörleri gibi pahalı teknik teçhizat gerektirmektedir. Bundan dolayı halihazırda pek çok üniversitede bu konuda çalışan fizikçiler, çalışmalarını deneysel olarak değil de çeşitli bilgisayar yazılımları yardımıyla modelleme yöntemiyle sürdürmektedir. Bu tez çalışması ÇNAEM Fizik Birimi'nde kurulu olan J-15 parçacık hızlandırıcısında gerçekleştirilmiştir.

Çalışmalarım boyunca bilgi ve tecrübelerinden çokça faydalandığım, zamanını ayırma konusunda asla cimrilik etmeyen çok değerli Hocam Prof. Dr. Nilgün BAYDOĞAN' a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca deney çalışmalarının yürütülmesi için gerekli her türlü teknik yardımı esirgemeyen ÇNAEM Nükleer Fizik Birimi emektarlarından Dr. Adnan BAYKAL'a; gerek deneysel çalışmalar sırasında gerekse tez yazımı sırasında yardımına sıklıkla başvurduğum Fizik Birimi'nden değerli arkadaşım Tamer YALÇIN'a minnettarlıklarımı ifade etmekten mutluluk duyarım.

Kendisini her zaman yanımda hissettiğim sevgili eşim Meryem ALAÇAYIR'a tüm içtenliğimle teşekkür ederim.

Aralık 2014

Osman Alaçayır
(Fizikçi)

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ.....	v
İÇİNDEKİLER	vii
KISALTMALAR	ix
ÇİZELGE LİSTESİ.....	xi
ŞEKİL LİSTESİ.....	xiii
SEMBOL LİSTESİ	xv
ÖZET.....	xvii
SUMMARY	xix
1.GİRİŞ	1
2. İYON DEMETİ ANALİZLERİ.....	9
2.1 Nükleer Reaksiyon Analizi	10
2.1.1 Soğurucu folyo kullanma.....	11
2.1.2 Elektrostatik veya magnetik saptırma.....	11
2.1.3 Time of flight (TOF).....	11
2.1.4 Coincidence tekniği	11
3. TEMEL NÜKLEER FİZİK BİLGİLERİ.....	13
3.1 Nükleer Fizik Nedir?	13
3.2 Çekirdeğin Özellikleri	13
3.2.1 Çekirdeğin boyutları	13
3.2.2 Spin ve manyetik moment	15
3.2.3 Çekirdekte kararlılık	15
3.2.4 Çekirdek kuvvetleri ve özellikleri.....	17
3.3 Temel Nükleer Modeller	18
3.3.1 Sıvı damlası modeli	18
3.3.2 Kabuk modeli.....	19
3.3.3 Kollektif model	21
3.4 Nükleer Reaksiyonlar	22
3.4.1 Bileşik çekirdek reaksiyonları	24
3.4.2 Direk reaksiyonlar.....	25
3.4.2.1 Esnek saçılma.....	26
3.4.2.2 İnelastik saçılma.....	26
3.4.2.3 Parçalanma reaksiyonları	26
3.4.3 Rezonans reaksiyonları	26
3.5 Kuantum Mekaniksel Tünelleme	27
3.6 Reaksiyon Tesir Kesitleri	29
4. YARIİLETKEN DEDEKTÖRLER	33
4.1. Yarıiletkenlerin Özellikleri.....	34
4.1.1 Yarıiletkenlerde yük taşıyıcıları.....	35
4.1.2 n-Tipi yarıiletkenler	36
4.1.3 p-Tipi yarıiletkenler	37
4.2. p-n Ekleme ve Radyasyonun Algılanması	37
5. DENEYSEL ÇALIŞMALAR.....	39

5.1 SAMES J-15 Lineer Hızlandırıcısı.....	39
5.1.1 Ana hızlandırma ünitesi	39
5.1.1.1 İyon kaynağı	40
5.1.1.2 Hızlandırma kolonu.....	41
5.1.1.3 Demet yönlendirme elemanları	41
5.1.2 Vakum sistemi	42
5.1.3 Yüksek gerilim ünitesi	43
5.1.4 Kumanda birimi	43
5.2 Hızlandırıcının Emniyetli Çalışması ve Güvenlik Sistemleri.....	44
5.3 Yüzey Engelli Dedektör	45
5.4 Sayım Sistemi	46
5.5 Kalibrasyonlar	47
5.5.1 Enerji kalibrasyonu	47
5.5.2 Verim kalibrasyonu.....	48
5.6 B ₂ O ₃ hedef malzemenin hazırlanışı.....	48
6.DENEY SONUÇLARININ DEĞERLENDİRİLMESİ	51
6.1 Protonların Ortalama Enerjisinin Hesaplanması	56
6.2 B ₂ O ₃ Hedef Malzeme Kalınlığının Hesaplanması.....	57
6.3 B ₂ O ₃ Hedefe Ulaşan Toplam Proton Sayısı	58
6.4 Farklı Katı Açılı Yaklaşımlarına Göre Tesir Kesitlerinin Hesaplanması	58
6.4.1 Noktasal hedef yaklaşımı	59
6.4.2 Dairesel hedef yaklaşımı.....	64
6.4.3 Eliptik hedef yaklaşımı	65
6.5 Hata Hesapları	67
7. GENEL SONUÇ	71
KAYNAKLAR.....	75
ÖZGEÇMİŞ	79

KISALTMALAR

CM	: Kütle Merkezi (Center of Mass)
ÇNAEM	: Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi
EBS	: Elastic Geri Saçılma Spektroskopisi
EXFOR	: Deneysel Nükleer Reaksiyon Verileri (Experimental Nuclear Reaction Data)
HERDA	: Ağır iyon Elastik Geri Saçılma Tespiti Analizi (Heavy Ion Elastic Recoil Detection Analysis)
HF	: Yüksek Frekans
IBA	: İyon Demeti Analizi (Ion Beam Analysis)
MCA	: Çok Kanallı Analizör (Multi Channel Analyser)
NRA	: Nükleer Reaksiyon Analizi
PIPS	: Passivated Implanted Planer Silikon
PIXE	: X-Işını Yayınımıyla Uyarılan Protonlar (Proton Induced X-Ray Emission)
PVD	: Fiziksel Buhar Biriktirme (Physical Vapor Deposition)
RBS	: Rutherford Geri Saçılma Spektrometresi
RF	: Radyofrekans
SAMES	: Societe Anonyme De Machines Electrostatiques
SRIM	: Malzemede İyonların Durdurulması ve Menzili (Stopping and Range of Ions in Matter)
THM	: Truva Atı Metodu
TOF	: İyonların Havada Uçuş Süresi (Time of Flight)
XPS	: X Işını Fotoelektron Spektroskopisi

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 1.1 : α spektrumunda B çukurunun yüksek enerji kısmındaki sayımların tüm sayımlara oranı.(Lin ve diğ, 1998)	7
Çizelge 3.1 : Doğadaki kararlı çekirdeklerin sayısı (Das ve Ferbel, 2003).....	16
Çizelge 3.2 : Reaksiyon tesir kesitleri	32
Çizelge 4.1 : Bazı yarıiletkenlerin yasak bandının genişlikleri (Url-5).....	35
Çizelge 5.1 : Amersham marka kalibrasyon kaynağının özellikleri.....	48
Çizelge 6.1 : Protonların hedeften geçerken kaybettikleri enerjilerin, SRIM programına ilişkin bilgisayar ekranındaki görüntüsü	56
Çizelge 6.2 : Düzeltilmiş proton enerji değerleri.....	57
Çizelge 6.3 : Noktasal hedef yaklaşımına göre elde edilen $d\sigma_0$ ve $d\sigma_0 \times 4\pi$ değerleri	60
Çizelge 6.4 : Noktasal hedef yaklaşımına göre elde edilen $d\sigma_1$ ve $d\sigma_1 \times 4\pi$ değerleri	61
Çizelge 6.5 : Noktasal hedef yaklaşımına göre elde edilen $d\sigma_k$ ve $d\sigma_k \times 4\pi$ değerleri	62
Çizelge 6.6 : Farklı yaklaşımlarla hesaplanan Ω_{noktasal} , Ω_{dairese} ve Ω_{eliptik} katı açı değerlerine göre ortaya çıkan $d\sigma_0$ değerleri	67
Çizelge 6.7 : Farklı yaklaşımlarla hesaplanan Ω_{noktasal} , Ω_{dairese} ve Ω_{eliptik} katı açı değerlerine göre ortaya çıkan $d\sigma_k$ değerleri	67
Çizelge 6.8 : I , n_0 , Ω , ve Θ parametrelerine ait hata payları	68
Çizelge 6.9 : Farklı enerjideki ışınlamalar için $N\alpha_0$ sayısına ait hata payları	70
Çizelge 6.10 : Farklı enerjideki ışınlamalar için $N\alpha_1+nN\alpha_{12}$ sayısına ait hata payları	70

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 1.1 : $^{11}\text{B}(p, \alpha_1)^8\text{Be}^*$ reaksiyonun 150° dedektör açısında elde edilen proton enerjisine bağlı tesir kesitler	3
Şekil 1.2 : $^{11}\text{B}(p, \alpha_1)2\alpha$ reaksiyonun 150° dedektör açısında elde edilen toplam kapsamındaki tesir kesitleri	4
Şekil 1.3 : a) 1370 keV enerjide elde edilen $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}(2\alpha)$ spekturumu. Sayım vs. enerji kanalı PIPS dedektöründen, uçuş zamanı kanalı zaman-yükseklik çeviriciden elde edilmiştir. b)Spektrumun iki parametrelili (E-t) kesiti (Lin ve diğ, 1998).....	6
Şekil 1.4 : 45° ve 105° açılarda, 1370 keV enerjide elde edilen Alfa spekturumu . (Lin ve diğ, 1998)	6
Şekil 3.1 : $^{59}_{27}\text{Co}$ (cobalt) ve $^{197}_{79}\text{Au}$ (altın) çekirdeklerinin nükleon yoğunluğunun merkezden uzaklığa bağlı eğrisi. $R=1.2 A^{1/3}$ fm ile hesaplanan çekirdek yarıçapı değerleri gösterilmiştir (Beiser,1995)	14
Şekil 3.2 : Kararlı çekirdeklerde nötron-proton sayısının değişimi (Das ve Ferbel, 2003)	16
Şekil 3.3 : Bor ve Karbon izotoplarının bazılarının enerji seviyesi diagramları (Beiser, 1995)	17
Şekil 3.4 : Nükleonlar arası bağlanma enerjisinin çekirdekteki nükleon sayısına bağlı değişimi (Das ve Ferbel, 2003).....	18
Şekil 3.5 : Kabuk modeline göre nükleon enerji düzeylerinin sıralanışı (ölçekli değil). Sağ sütundaki sayılar gözlenen sihirli sayılara karşılık gelir. (Beiser, 1995)	21
Şekil 3.6 : Bileşik çekirdek reaksiyonları (Krane, 1988).....	24
Şekil 3.7 : Birbirlerine yaklaşmakta olan iki çekirdek arasındaki potansiyel enerji eğrisinin çekirdekler arasındaki uzaklığa bağlı olarak değişimi (Url-4)	27
Şekil 3.8 : Nükleer reaksiyon öncesi hedef ve hedef üzerine düşen parçacık demetinin görünümü.....	29
Şekil 3.9 : Deney geometrisinde katı açının gösterimi	30
Şekil 4.1 : Silikon kristalinin iki boyutlu görünümü (Url-5)	34
Şekil 4.2 : Silikon kristalinin elektron enerji seviyeleri (Knoll, 2000)	34
Şekil 4.3 : a) n-tipi ve b) p-tipi yarıiletken kristal yapıları (Url-5).....	37
Şekil 4.4 : Yarıiletkenlerde verici ve alıcı seviyeler. (Url-5)	37
Şekil 4.5 : p-n eklemının şematik görünümü (Krane, 1988)	38

Şekil 5.1 : Sames J-15 hızlandırıcısının ana hızlandırma ünitesi	39
Şekil 5.2 : İyon kaynağı ve hızlandırma kolonu (Tarcan ve diğ, 1989; Tamkaş, 2013)	41
Şekil 5.3 : Yüzey engelli dedektör a) Filtresiz b) Önü mylar filtre ile kapatılmış..	45
Şekil 5.4 : Dedektör geometrisi	45
Şekil 5.5 : Reaksiyon odacığının iç görüntüsü. Soldan sağa (hedef, elektron suppresser halkası, üçüncü kolimatör).....	46
Şekil 5.6 : Deneyde kullanılan sayım sisteminin şematik görünümü	46
Şekil 5.7 : Sayım sistemi elemanları a)güç kaynağı ve amplifikatör b)MCA	47
Şekil 5.8 : Üç bileşenli kalibrasyon kaynağına ait enerji spektrumu.....	48
Şekil 5.9 : B ₂ O ₃ hedef malzemeyi hazırlama düzeneği	49
Şekil 6.1 : 103.58,105.88 ve 108.17 keV proton enerjilerinde oluşan alfa spektrumları	52
Şekil 6.2 : 110.46 ve113.21 keV enerjilerde oluşan alfa spektrumları.....	53
Şekil 6.3 : 115.50, 118.25 ve 120.54 keV proton enerjilerinde oluşan alfa(α) spektrumları	54
Şekil 6.4 : 122.83, 125.13 ve 127.42 keV proton enerjilerinde oluşan alfa(α) spektrumları	55
Şekil 6.5 : 108.17 keV proton enerjisinde yapılan ışınlama sonucu oluşan logaritmik ölçekte spektrumu	56
Şekil 6.6 : Noktasal hedef yaklaşımına göre dedektör geometrisi.....	59
Şekil 6.7 : J-15'deki sayımlar sonucu elde edilen $d\sigma_1 \times 4\pi$ verilerinin Exfor (1999-2004) veri kütüphanesindeki verilerle karşılaştırılması (Becker ve diğ, 1987; Spitaleri ve diğ, 2004).	61
Şekil 6.8 : J-15'deki sayımlar sonucu elde edilen $d\sigma_1 \times 4\pi$ verilerinin Exfor (1999-2004) veri kütüphanesindeki verilerle karşılaştırılması (Becker ve diğ, 1987; Davidson ve diğ, 1979; Hale, 1979).	63
Şekil 6.9 : Noktasal hedef yaklaşımına göre elde edilen tesir kesitinin gelen protonların enerjisine bağlı değişimi a) $d\sigma_0$ değerleri b) $d\sigma_k$ değerleri c) $d\sigma_1$ değerleri	64
Şekil 6.10 : Dairesel hedef yaklaşımına göre dedektör geometrisi.....	64
Şekil 6.11 : Elips hedef yaklaşımına göre dedektör geometrisi.....	65
Şekil 6.12 : Sacalc-Ellipsoid programının işlem çıktısı.....	66

SEMBOL LİSTESİ

σ	: Tesir kesiti
$d\sigma_0$	: $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$ reaksiyon kanalının çift diferansiyel tesir kesiti
$d\sigma_1$	: $^{11}\text{B}(p, \alpha_1)^8\text{Be}$ reaksiyon kanalının çift diferansiyel tesir kesiti
$d\sigma_k$	: $^{11}\text{B}(p, \alpha_1) 2\alpha$ reaksiyon kanalının toplam kapsamındaki tesir kesiti
α	: Alfa parçacığı
α_0	: Birinci reaksiyon kanalından gelen alfa parçacığı
α_1	: İkinci reaksiyon kanalından gelen alfa parçacığı
β	: Beta parçacığı
b	: Barn
γ	: Gama ışını
Φ	: Akı
Ω	: Katı açı
Ω_{noktasal}	: Noktasal hedef yaklaşımına göre hesaplanan katı açı
Ω_{dairesel}	: Dairesel hedef yaklaşımına göre hesaplanan katı açı
Ω_{eliptik}	: Eliptik hedef yaklaşımına göre hesaplanan katı açı
λ	: Dalga boyu
Π	: Pi Sayısı
π^+	: Pozitif yüklü pion
π^-	: Negatif yüklü pion
π^0	: Nötr pion
μA	: MikroAmper
μg	: Mikrogram
μb	: Microbarn
μsec	: Mikro saniye
μm	: İndirgenmiş kütle
μ_{pz}	: Protonun z yönündeki spin manyetik momenti
μ_{nz}	: Nötronun z yönündeki spin manyetik momenti
θ	: Demet doğrultusu ile hedef normali arasındaki açı
Q	: Reaksiyon sonucu ortaya çıkan enerji
A	: Kütle numarası
B	: Çekirdeğin bağlanma enerjisi
C	: Coulomb
d	: Döteryum
E_0	: α_0 pikinin tepe noktası enerjisi
eV	: Elektronvolt
fm	: Femtometre
h	: Planck sabiti
J	: Toplam açısal momentum
I	: Hedefe çarpan toplam proton sayısı
keV	: Kilo-elektron-volt
L	: Yörünge açısal momentum
l	: Yörünge quantum sayısı
MeV	: Mega-elektron-volt

m_p	: Proton kütlesi
N	: Nötron sayısı
N_A	: Avogadro sayısı
$N\alpha_0$	: α_0 sayısı
$N\alpha_1$	: α_1 sayısı
$N\alpha_{12}$	: α_{12} sayısı
n_0	: Hedefte birim alana düşen ^{11}B sayısı
p	: Proton
R	: Çekirdek yarıçapı
sr	: Steradyan
S	: Spin açısal momentum
s	: Spin quantum sayısı
s	: Saniye
T	: Tesla
t	: Tritiyum
Z	: Atom numarası

**B₂O₃ HEDEFİN 103-127 keV ENERJİLİ PROTONLAR ile BOMBARDIMANI
SONUCU GERÇEKLEŞEN ¹¹B(p,α)⁸Be REAKSİYONUNUN KİSMİ
DİFERANSİYEL TESİR KESİTLERİNİN ÖLÇÜLMESİ**

ÖZET

Bor elementinin çeşitli malzeme yüzeylerindeki dağılımının tespit edilmesi için NRA (Nuclear reaksiyon analizi), RBS (Rutherford geri saçılma spektrometresi), HERDA-Ağır İyon Elastik Geri Saçılma Tespiti Analizi (Heavy ion recoil detection analysis) gibi teknikler kullanılmaktadır. Nükleer Reaksiyon Analizi (NRA) tamamlayıcı bir metot olarak Rutherford Geri-Saçılma Spektrometresi (RBS) ile birlikte kullanılır. Hafif elementlerdeki hassasiyeti NRA'nın RBS'ye göre üstünlüğüdür. NRA sayesinde özellikle hafif elementlerin nanometre (nm) düzeyinde derinlik analizi gerçekleştirilebilir. Bu çalışmada Bor elementinin çeşitli malzeme yüzeylerinde NRA metoduyla analizi için gerekli olan, ¹¹B(p,α)⁸Be reaksiyonunun Kütle merkezi sistemine (CM) göre 103-127 keV enerji aralığındaki ve 135°deki tesir kesitleri ölçülmüştür. Işınlamalar Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi (ÇNAEM)'de kurulu bulunan SAMES J-15 iyon hızlandırıcısında gerçekleştirilmiştir. SAMES J-15 hızlandırıcısı Van de Graff tipi bir yüksek gerilim kaynağına sahip olup maksimum 150 kV gerilim üretebilmektedir. İyon kaynağı quartz malzemeden imal edilen bir plazma tüpü, 100 MHz RF (Radyo Frekans) kaynağı ve içi yaklaşık ~9 atm. basınçta H₂ gazı ile doldurulmuş ozmoregülatör tüpten oluşmuştur. Işınlamalar ~5µA demet akımında gerçekleştirilmiştir. Işınlama süresi 4250 s. olarak seçilmiştir. Her ışınlama sonucunda hedefin konumu değiştirilerek tüm ışınlamaların taze bir hedef ile gerçekleştirilmesi sağlanmıştır. Demet hattındaki vakumu sağlamak için bir adet mekanik pompa ve bir adet difüzyon pompası kullanılmış ve ışınlamalar sırasında demet hattındaki vakum değeri ~5*10⁻⁶ Torr olarak ölçülmüştür.

Işılancak olan hedefler, ÇNAEM Nükleer Fizik Birimi hedef kaplama laboratuvarında PVD- Fiziksel Buhar Biriktirme (Physical Vapor Deposition) yöntemiyle ~10⁻⁴ Torr basınç ortamında hazırlanmıştır. Hedefler toz halinde Borik Asit (H₃BO₃) kullanılarak ısıtıl işlem yoluyla elde edilen B₂O₃'ün ince Alüminyum folyo üzerine kaplanmasıyla elde edilmiştir. Kaplama kalınlığı, kaplamadan önce ve sonra yapılan tartımlar sonucu 56 µg/cm² olarak hesaplanmıştır.

Reaksiyonda oluşan alfa parçacıklarının algılanması 300 mm²'lik yüzey engelli dedektör ile gerçekleştirilmiştir. Dedektör, demet doğrultusu ile 135° açı yapacak şekilde yerleştirilmiştir. Hedeften saçılan protonların dedektöre ulaşmasını engellemek amacıyla ince 250 µg/cm² maylar film kullanılmıştır.

Protonların hedef içerisindeki ortalama enerjisini hesaplamak için SRIM (Stopping Range of Ions in Matter) kodundan faydalanılmıştır. Katı açı hesaplamalarında üç farklı yöntem kullanılmış ve her bir yöntem sonucu elde edilen katı açı değerleri kullanılarak ¹¹B(p,α)⁸Be ve ¹¹B(p,α₁)⁸Be reaksiyon kanallarının tesir kesitleri hesaplanmıştır. Ayrıca Nükleer Reaksiyon Analizi çalışmalarında kullanılmak üzere

Toplam Kapsamındaki Tesir Kesiti (Cross Section Under Convention) hesaplanmıştır. İlk katı açı hesaplama yönteminde kaynağın noktasal olduğu kabul edilerek, ikincisinde ise dairesel olduğu kabul edilerek katı açı hesaplanmıştır. nc yöntemde ise hedefin eliptik geometriye daha yakın olduğundan yola çıkılarak Monte Karlo yöntemini kullanan Sacalc Ellipsoid bilgisayar yazılımından faydalanılmıştır. Noktasal hedef yaklaşımının ortaya ıkan katı aı değeri kullanılarak hesaplanan tesir kesiti verileri literatürdeki değerlerle karşılaştırılmıştır.

MEASUREMENT OF PARTIAL DIFFERENTIAL CROSS SECTIONS OF THE $^{11}\text{B}(\text{p},\alpha)$ REACTION OCCURED BY BOMBARDING B_2O_3 TARGET WITH 103-127 keV PROTONS

SUMMARY

The cross section data are used in a lot of areas. Nuclear Physics study, nuclear reactor design, nuclear fuel development, shielding material development, surface analysis, trace element analysis, radioisotop production etc. are some of these areas. In Türkiye there was some studies at Cekmece Nuclear Research and Training Centre (CNAEM) about neutron reaction cross sections. But these studies are not continued because of different reasons. Reaction cross section measurements required some facilities like particle accelerators or research reactors designed for research activities. To establish these facilities are very expensive. In Turkey because of lacking these facilities the nuclear and particle physicists at the universities maintain their studies by only modelling the experiment using some computer codes.

It is used some IBA (Ion Beam Analysis) methods, such as NRA (Nuclear reaction analysis), RBS (Rutherford backscattering spektromety), HERDA (Heavy Ion Elastic Recoil Detection Analysis), for the measurement of Boron element at the surface of some materials. Nuclear Reaction Analysis (NRA) is used as a complementary method of Rutherford Back-Scattering (RBS) analysis. NRA is more sensitive than RBS for light elements. By using this method the depth analysis of the light elements can be performed. Protons, deuterons and alpha particles are used mostly as projectile. To prevent the backscattered particles from reaching the detector, usually thin foils are used in front of the detector. In this study partial differential cross-sections of the $^{11}\text{B}(\text{p},\alpha)^8\text{Be}$ reaction at the angle of 135° for 103-127 keV CM (Center of Mass) energies have been measured. The irradiations have been made at the SAMES J-15 accelerator at the Cekmece Nuclear Research and Training Centre (CNAEM). SAMES J-15 accelerator is a DC accelerator. High voltage unity of the accelerator produces 150 kV maximum. This unity consists of two parts which are high voltage generator and high voltage feed source. The high voltage feed source produces 30 kV exitation voltage and this exitation voltage is exited to up to 150 kV at the Van de Graff type high voltage generator. The stabilization of the high voltage unity is about $\pm 1\%$. the High volgage generator cylinder is filled with ~ 15 atm. Hydrogen gas because of the chemical stability of this gas for the structeral materials. Ion source is composed of a quartz plasma tube, an osmoregulator tube and an 100 MHz RF source. The osmoregulator tube is filled with H_2 gas of 99.9% purity at ~ 9 atm pressure. In the osmoregulator, H_2 gas is ionized and atomic (H^+) and molecular (H_2^+) ions are produced. The ions produced are $\sim 80\%$ atomic (H^+) and $\sim 20\%$ molecular (H_2^+). The irradiations of the target have been performed at $\sim 5 \pm 0.5$ μA beam current and 4250 s. irradiation time. The 10% error in the beam current is the main reason of the $\sim 12\%$ error of the cross section data obtained in this study. All the irradiations have been made with fresh target. The value of the beam line pressure has been measured as $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ Torr while irradiations were being performed.

The targets have been prepared at CNAEM (Cekmece Nuclear Research and Training Center) with PVD (Physical Vapor Deposition) method at $\sim 10^{-4}$ Torr vacuum pressure. The targets have been prepared by deposition of B_2O_3 obtained from Boric Acid (H_3BO_3) powder on thin Aluminum foil substrate. Target thickness has been calculated as $56 \mu g/cm^2$ by measuring the mass of the substrate before and after the deposition. By using this thickness the calculated number of ^{11}B is $7.748 \times 10^{17} \pm 1.33 \times 10^{16}$ atoms/cm². The 6 % error in this value is the other reason for the 12% error in the cross section values.

300 mm² surface barrier detector is used for the detection of alpha particles formed at the $^{11}B(p,\alpha)^8Be$ reaction. The angle between the detector and the beam direction is chosen as 135° . To prevent the protons which were scattered from the target from arriving the detector, it is used $250 \mu g/cm^2$ thin mylar foil in front of the detector. The mylar foil used as the absorbant of the scattering protons caused some deformation in the low energy part of the alpha spectrum because the energy spectrum of α_{01} , α_{02} , α_{11} ve α_{12} alpha particles coming from the $^{11}B(p,\alpha_0)^8Be$ and $^{11}B(p,\alpha_1)^8Be$ reaction channels starts from 0 keV and continues to ~ 5000 keV. The $250 \mu g/cm^2$ mylar foil used in this experiment caused the energy spectrum of alpha particles coming from the calibration source to shift approximately 200 keV to the left. The calibration source has alpha particles about ~ 5000 keV. If 5000 keV alpha particles lose ~ 200 keV energy, it is obvious that the alpha particles with the energy of 0-1000 keV will lose more energy than 200 keV. In this work the number of alpha particles, having 0-600 keV energy and coming from the $^{11}B(p,\alpha_0)^8Be$ and $^{11}B(p,\alpha_1)^8Be$ reaction channels, arrived to the detector and counted is very low because of the absorption of the mylar foil. This loss in the low energy part of the spectrum have prevented the accurate cross section measurement of the $^{11}B(p,\alpha_1)^8Be$ reaction channel.

SRIM (Stopping Range of Ions in Matter) computer program is used to calculate the average energy of the protons while passing through the target. It is found that the protons while passing through the target have lost approximately $\pm 16-17$ keV energy. Although this energy loss is not important for the protons in the MeV energy scale, it is very high for 100-150 keV protons of J-15 accelerator.

Three different approaches are used to calculate the detector solid angle. The three different solid angles obtained by these three approaches are used to calculate the partial differential cross sections of $^{11}B(p,\alpha_0)^8Be$ ve $^{11}B(p,\alpha_1)^8Be$ reaction channels. Furthermore, for the $^{11}B(p,\alpha_1)^8Be$ reaction, Cross Section Under Convention which can be utilised at Nuclear Reaction Analysis studies is calculated too. For the first, the second and the third solid angle approaches the source (the target at this study) is accepted as a point source, a disc source, and an elliptic source respectively. At the first and second approaches the solid angle is calculated manually. At the third approach the calculation is performed by Monte Carlo method using Sacalc Ellipsoid computer program.

The calculated solid angles (Ω_{point} , Ω_{disk} ve $\Omega_{elliptic}$) obtained from the point source, the disc source and the elliptic source approaches are used to calculate three different cross section sets. The cross section data set calculated from Ω_{point} solid angle compared with some literature data. It is concluded that calculated cross section data set of $^{11}B(p,\alpha_0)^8Be$ reaction channel is agree with the literature data. On the other hand, the cross section data set of $^{11}B(p,\alpha_1)^8Be$ reaction channel is some different than the literature data.

Furthermore the cross section data sets obtained by three different approaches are very close to each other. The difference between them is less than 1%. It is concluded from this result that, at the situation in which the source dimensions are small enough compared to the detector diameter it is not problem what is the shape (disc, ellips, square, rectangle) of the source. The point source approach can be used independently from the source shape. This will not affect the results more than 1%.

The cross section values of the $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ and $^{11}\text{B}(p,\alpha_1)^{*8}\text{Be}$ reaction channels in the energy range of 103-127 keV are changing in a synchronized form. It is concluded from this result that the variation of the cross section values for the reaction channels $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ and $^{11}\text{B}(p,\alpha_1)^{*8}\text{Be}$ are similar to each other.

1.GİRİŞ

Bor elementi 1808’de Fransız kimyacılar Joseph-Louis GayLussac ile Louis-Jacques Thenard ve onlardan bağımsız olarak bir İngiliz kimyacı olan Sir Humphry Davy tarafından keşfedilmiştir. Bu element genellikle bazı volkanik kaynak sularında ortoborik asit (orthoboric acid) olarak bulunur. Bu element ayrıca yerkabuğunda da 10 mg/kg oranında bileşikler şeklinde bulunur. Bor doğada yaklaşık %20 ^{10}B ve %80 ^{11}B olmak üzere iki izotop halinde bulunur.

Bor mineralleri yarıiletken teknolojisinde Ge ve Si’a dopant olarak, nükleer teknolojide termonükleer füzyon deney düzeneklerinin iç yüzeylerini kaplamada ve böylece yüksek atom numaralı safsızlıkların plazmaya sızmasını önlemek amacıyla kullanılmaktadır (Mayer ve diğ, 1998). Çok iyi bir nötron yutucu olduğundan nükleer reaktörlerde zırlama malzemesi olarak ^{10}B isotopundan faydalanılmaktadır. Otomobil sanayiinde, silah sanayiinde, cam sanayiinde vb. Bor elementi yoğun şekilde kullanılmaktadır. Bor ayrıca havai fişeklerde ve parlak ışımanın gerektiği yerlerde yeşil renk vermek için (Url-1) vb. daha pek çok alanda farklı amaçlarla katkı maddesi olarak değerlendirilmektedir. Pek çok uygulamada kullanılması nedeniyle bu elementin malzeme içindeki oranının tespit edilmesi önem kazanmaktadır

$^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ reaksiyonunun kullanılarak gerçekleştirilen nükleer reaksiyon analizi (NRA) iki önemli avantaja sahiptir. Bu avantajlardan birisi, reaksiyonun yüksek bir tesir kesitine sahip olmasıdır. Diğer bir avantajı ise yüzeye çarptırılan protonların enerjisinden tamamen izole bir alfa peakine sahip olması, bu sayede de veri analizinden kaynaklanan hata payının asgari düzeye çekilebilmesidir. Ayrıca bu

analiz sayesinde çok net olmasa da Bor elementinin malzemedeki derinlik konsantrasyon bilgisi de sağlanabilir (Mayer ve diğ, 1998).

Protonun ^{11}B ile reaksiyonu dört farklı kanaldan gerçekleşmektedir. Söz konusu bu durum Eşitlik 1.1, 1.2, 1.3 ve 1.4’de arz edilmektedir.

$$^{11}\text{B} + \text{p} \rightarrow ^{12}\text{C}^* \rightarrow \alpha_0 + ^8\text{Be} \rightarrow \alpha_0 + \alpha_{01} + \alpha_{02} \quad (1.1)$$

$$^{11}\text{B} + \text{p} \rightarrow ^{12}\text{C}^* \rightarrow \alpha_1 + ^8\text{Be}^* \rightarrow \alpha_1 + \alpha_{11} + \alpha_{12} \quad (1.2)$$

$$^{11}\text{B} + \text{p} \rightarrow ^{12}\text{C}^* \rightarrow \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4 \quad (1.3)$$

$$^{11}\text{B} + \text{p} \rightarrow ^{12}\text{C}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma \quad (1.4)$$

I ve II. Kanallarda oluşan ^8Be 2α ’ya parçalanmaktadır. I. kanalın ilk aşamasında 8.583 MeV enerji açığa çıkmaktadır. II. kanalda ^8Be , 2.90 MeV enerjiye sahip olarak birinci uyarılma düzeyinde kalmaktadır. IV. kanal reaksiyonu 2.0-2.7 MeV enerji aralığında gerçekleşmektedir. Reaksiyonun IV. kanalı $10\mu\text{b}$ gibi çok düşük bir tesir kesitine sahiptir (Mayer ve diğ, 1998).

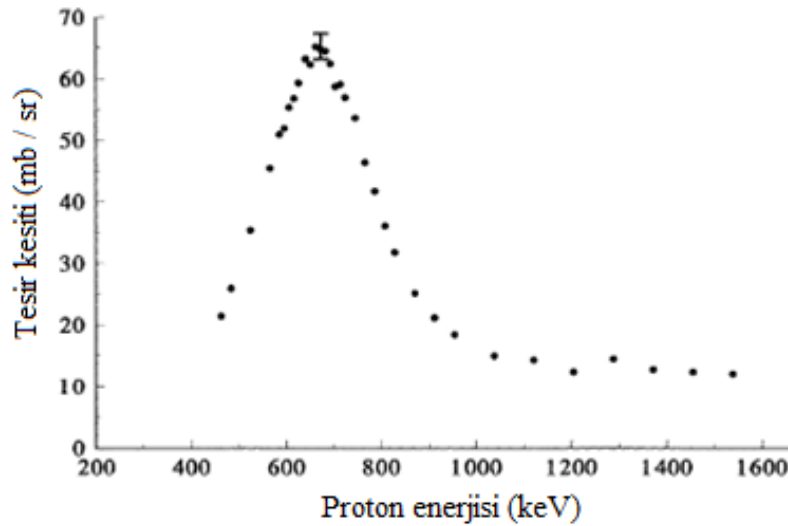
$^{11}\text{B}(\text{p},\alpha)^8\text{Be}$ reaksiyonunun incelenmesi uzun yıllar öncesine dayanmaktadır. 1933’te M.L.E. Oliphant ve Lord Rutherford 200 keV civarındaki proton enerjileri için bu reaksiyonu incelemişlerdir (Stave ve diğ, 2011).

Geçmişte $^{11}\text{B}(\text{p},\alpha)^8\text{Be}$ reaksiyonu üzerine yapılan çalışmalarda araştırmacılar hata payınının %30 olduğunu belirtmişler ve proton geri saçılma verimi ile Rutherford tesir kesiti arasında %50 dolayında bir fark olduğunu ifade etmişlerdir. Fakat son yıllarda yapılan Truva Atı Metodu (THM)’nun kullanıldığı bazı teorik çalışmalarda ve aktivasyon, elastic geri saçılma spektroskopisi(EBS), iyon demeti analizi (IBA) gibi tekniklerin kullanıldığı çalışmalar yapılmaktadır (Korkmaz ve diğ; 2012; Liu ve diğ, 2002; Lamia ve diğ, 2007).

Mayer ve diğ. (1998) 1.7-2.7 MeV enerjilerde ve 165^0 saçılma açılarında $^{11}\text{B}(\text{p}, \alpha)^8\text{Be}$ and $^{11}\text{B}(\text{p}, \text{p})^{11}\text{B}$ reaksiyonlarının tesir kesitlerini %7 hata payıyla ölçmüşlerdir. 2600 keV proton enerjisinde elde edilen tesir kesitini XPS ve HERDA metoduyla elde ettikleri tesir kesitiyle karşılaştırmışlardır. Sonuç olarak elde edilen değerler arasında %10 farklılık olduğunu belirtmişlerdir.

Diğer bir çalışmada Liu ve diğ. (2002) 400 keV-1600 keV (laboratuvar sistemine göre) enerji aralığında $^{11}\text{B}(p, \alpha_1)^8\text{Be}^*$ reaksiyonunun tesir kesitini ölçerek Bor analizi yapmışlar ve folyo şeklinde ^{11}B hedef, yüksek çözünürlüklü dedektör kullanarak hassas bir spektrum analizi gerçekleştirmişlerdir. Folyo şeklinde ^{11}B hedefin kalınlığı 50 nm olarak seçilmiş ve %99 saflıkta ^{11}B kullanılmıştır. Bu şekilde (p, α) spekturumunun geri saçılan protonlarla girişim yapması engellenmiştir. Kullanılan dedektörün çözünürlüğü 14 keV 'dir ve hedef merkezinden 70 mm mesafeye yerleştirilmiştir. Dedektörün önüne koruyucu folyo yerleştirilmemiştir. Böylece hem (p, α) reaksiyonundan ortaya çıkan α piklerinin birbirinden daha net ayrışması hem de daha temiz bir RBS spektrumunun ortaya çıkması sağlanmıştır.

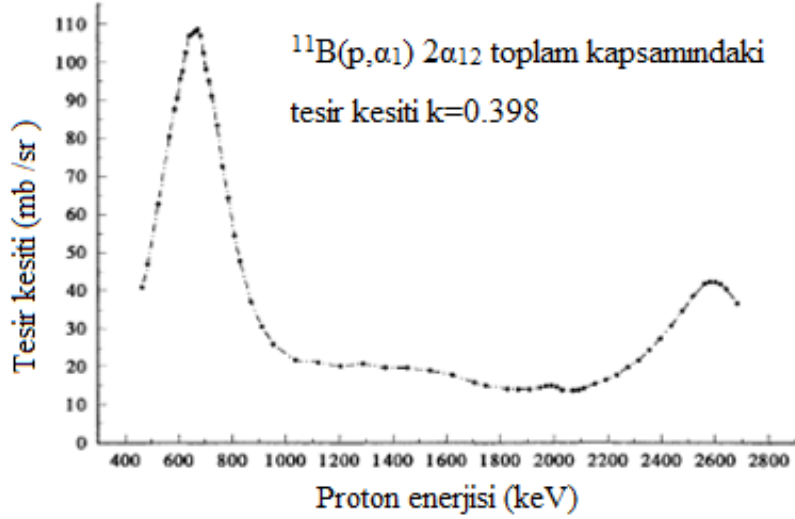
Bu çalışmada iki farklı tesir kesiti ölçülmüştür. Bu tesir kesitlerinden biri, sadece α_1 sayısının hesaba katıldığı $^{11}\text{B}(p, \alpha_1)^8\text{Be}^*$ reaksiyonunun gerçek tesir kesitidir. α_{12} parçacıklarının oluşturduğu spektrumun tam ortası (E_s) ile α_1 ve α_0 piklerinin ayrıştığı kanal arasındaki sayımların toplamından ($N\alpha_1 + nN\alpha_{12}$) α_{12} spekturumunun düşük enerjili kısmı çıkartılarak α_1 sayısı hesaplanmıştır. Elde edilen bu veri $^{11}\text{B}(p, \alpha_1)^8\text{Be}^*$ reaksiyonunun gerçek tesir kesitinin hesaplanmasında sayım sayısı olarak kullanılmıştır. Elde edilen tesir kesitlerinde hata payı %3.3 olarak ifade edilmiştir (Şekil 1.1). n katsayısı, toplam kapsamındaki parametre olarak adlandırılan $k=E_s / E_{\alpha 0}$ parametresine bağlıdır (Liu ve diğ,2002).



Şekil 1.1 : $^{11}\text{B}(p, \alpha_1)^8\text{Be}^*$ reaksiyonunun 150° dedektör açısında elde edilen proton enerjisine bağlı tesir kesitleri (Liu ve diğ, 2002).

Liu ve diğ. (2002) , toplam kapsamındaki tesir kesiti (cross section under convention) adı altında, hata payının daha düşük olması itibariyle (%2.4) analiz

çalışmalarında kullanılabilecek ikinci bir tesir kesiti hesaplamışlardır. Bu çalışmada ikinci bir tesir kesiti olan, toplam kapsamındaki tesir kesiti için, $(N\alpha_1 + N\alpha_{12}/2)$ ifadesinden ortaya çıkan sayı, sayım sayısı olarak kullanılmıştır. Şekil 1.2'de görüldüğü üzere, toplam kapsamındaki tesir kesiti, gerçek tesir kesitinden yaklaşık iki kat büyük olarak ortaya çıkmaktadır (Liu ve diğ, 2002).



Şekil 1.2 : $^{11}\text{B}(p, \alpha_1)2\alpha$ reaksiyonun 150° dedektör açısında elde edilen toplam kapsamındaki tesir kesitleri (Liu ve diğ, 2002).

Kokkoris ve diğ. (2010) , 50 keV aralıklarla 2.2 ve 4.2 MeV enerji aralığında, iyon demeti analizlerinde kullanımına yönelik olarak, $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$ ve $^{11}\text{B}(p, \alpha_1)^8\text{Be}$ reaksiyonlarının tesir kesitlerini ölçmüşlerdir. Yaptıkları ölçümleri 135° ve 160° aralığında 5° 'lik adımlarla tekrar etmişlerdir.

Deneylerinde 10° aralıklarla yerleştirilmiş üç adet Silikon yüzey engelli dedektör kullanmışlardır. Demet spot boyutu $2.5 \times 2.5 \text{ mm}^2$, hedef-dedektörler arası uzaklık ise 9 cm olarak belirlenmiştir. Hedef olarak yüksek saflıkta ($>99\%$) ve izotopik olarak zenginleştirilmiş ($\sim 99\%$) ^{11}B kullanılmıştır. Hedef kalınlığı olarak $353 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ seçilmiştir. Işınlamalar, demet akımı 10 nA'i aşmayacak şekilde gerçekleştirilmiştir.

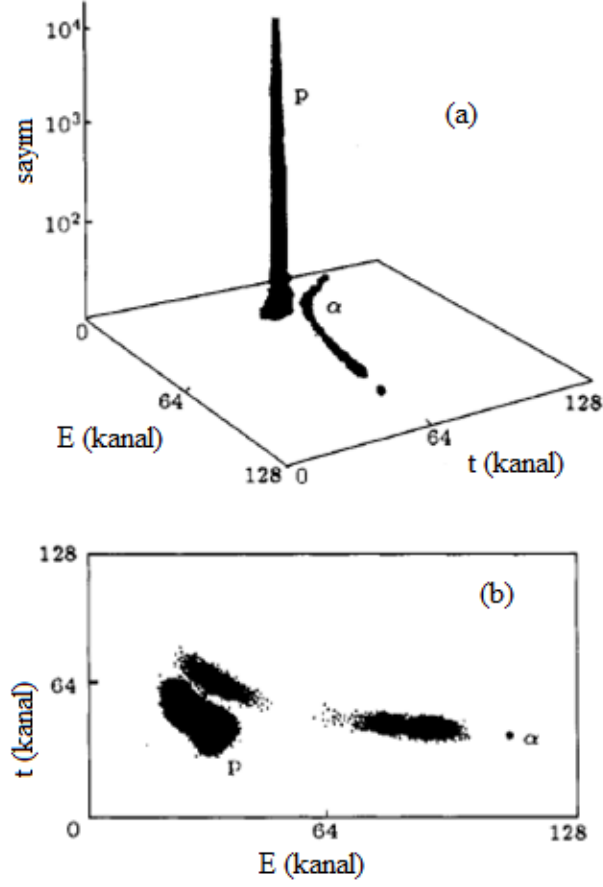
Bu çalışmada, 5° 'lik adımlarla 6 farklı açıda, 50 keV aralıklarla 480'den fazla diferansiyel tesir kesiti değeri ölçülmüştür. Elastik saçılma tesir kesitinin ölçülen hemen tüm enerjilerde 50 mb/sr değerini aştığı, $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$ reaksiyonunun tesir kesitinin ise çalışılan enerjilerde 6 mb/sr'yi geçmediği gözlenmiştir. Yapılan bu çalışma sayesinde bor içerikli yapılarda, özellikle kompleks ve/veya ağır matrisler

söz konusu olduğunda, bor elementinin, derinliğe bağlı elementel analizinde kullanışlı tesir kesiti verileri elde edilebilmiştir (Kokkoris ve diğ, 2010).

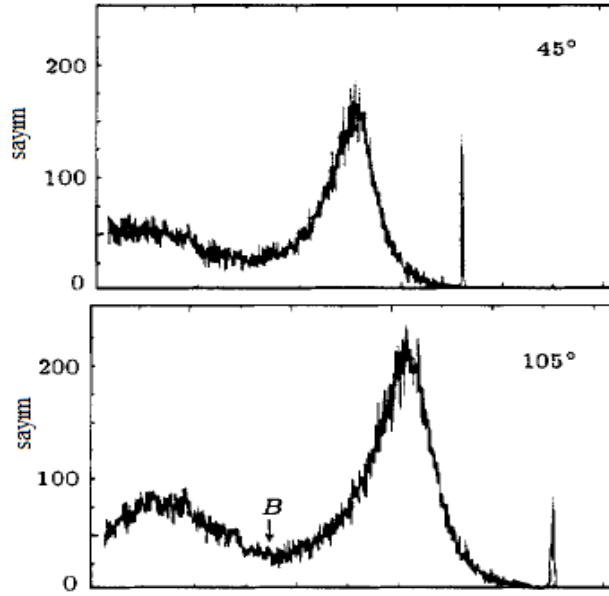
1998'de yapılan bir çalışmada Lin ve diğ. (1998), $p\text{-B}^{11}$ reaksiyonunun temiz füzyon enerji kaynağı olarak değerlendirilmesiyle ilgili olarak, 667 keV ve 1370 keV proton enerjilerinde reaksiyonun tesir kesitini ölçmüşlerdir. Alfa spektrumunda saçılan protonlardan kaynaklanan bozulmayı engellemek için başvuru alan soğurucu folyo kullanımı veya extrapolasyonla düzeltimi gibi yöntemler yerine TOF(time of flight) yöntemini kullanmışlardır.

Araştırmacılar bu çalışmada %99.9 zenginlikte ^{11}B hedeften yapılmış 60 ila 80 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ kalınlıkta hedefler kullanmışlardır. Yüklü parçacık TOF spektrometresi 50 keV-10 MeV enerji aralığını kapsayacak şekilde tasarlanmıştır. Yüksek çözünürlüklü bir dedektör olan PIPS (passivated implanted planer silikon) dedektörünü duruş-zamanı sinyalini (stop-timing signal) almak için kullanmışlardır.

Yapılan çalışma neticesinde reaksiyon sonucu ortaya çıkan alfalar, Şekil 1.3'de görüldüğü gibi saçılan protonlardan tamamen ayrılarak ilk defa $^{11}\text{B}(p,\alpha)^8\text{Be}(2\alpha)$ reaksiyonunun tam alfa spektrumu elde edilmiştir (Şekil 1.4). Elde edilen veriler kullanıldığında, $p\text{-}^{11}\text{B}$ reaksiyonunun 667 keV ve 1370 keV enerjilerdeki tesir kesitleri 894 ± 71.5 mb ve 164.8 ± 13.2 mb olarak hesaplanmıştır.



Şekil 1.3: a) 1370 keV enerjide elde edilen $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}(2\alpha)$ spekturumu. Sayım vs. enerji kanalı PIPS dedektöründen, uçuş zamanı kanalı zaman-yükseklik çeviriciden elde edilmiştir. b) Spektrumun iki parametrelili (E-t) kesiti (Lin ve diğ, 1998).



Şekil 1.4 : 45° ve 105° açılarda, 1370 keV enerjide elde edilen Alfa spekturumu (Lin ve diğ, 1998).

Ölçüm değerleri kullanılarak R_{expt} değeri yani Şekil 1.4 'deki α spektrumunda iki pikin birleşim noktası olarak B ile gösterilen noktanın yüksek enerji kısmına gelen sayımlarla tüm enerji bölgesine gelen sayımların oranı $30^\circ - 150^\circ$ açıları için hesaplanmıştır.

Monte Carlo yazılımı yardımıyla deney benzetimi (simülasyon) yapılmış ve elde edilen spektrumdan yine R değeri (R_{calc}) hesaplanmıştır. Gerek R_{expt} değerinin, gerek R_{calc} değerinin $2/3$ civarında olduğu gözlenmiştir (Çizelge 1.1). Bu da $^8\text{Be}^*$ 'in bozunumundan ortaya çıkan α_{12} ve α_{13} parçacıklarının B çukurunun her iki yanına simetrik dağıldığını göstermektedir (Lin ve diğ, 1998).

Çizelge 1.1 : α spektrumunda B çukurunun yüksek enerji kısmındaki sayımların tüm sayımlara oranı (Lin ve diğ, 1998).

Açılar	30	45	60	75	90	105	120	150
R_{exp}	0.622	0.657	0.658	0.661	0.637	0.647	0.658	0.658
ΔR_{exp}	± 0.054	± 0.054	± 0.054	± 0.055	± 0.052	± 0.053	± 0.054	± 0.054
R_{calc}	0.660	0.664	0.664	0.667	0.673	0.673	0.669	0.664

2. İYON DEMETİ ANALİZLERİ

Yüksek hızlarda hareket eden yüklü parçacıklar (mermi) bir malzemeyle birleştiklerinde (hedefe çarptıklarında) hareket yönleri değişmektedir. Bu çarpışmalar alfa, beta, gama gibi ışımalara neden olmaktadır. Yayımlanan bu parçacıkların enerjilerinin elementler için karakteristik olması element analizi için önemli bir olanak sunmaktadır.

İyon-atom etkileşimleri çeşitli parametrelere göre gerçekleşmektedir. Yüklü parçacığın hızı ve kinetik enerjisi, hedef atomlarının ve demetteki yüklü parçacıkların boyutu, hedefin geometrisi ve elementel kompozisyonu bu parametrelerden bazılarıdır. Atomik ve nükleer boyutta bu yüklü parçacık-atom etkileşimlerine dayanarak yapılan analizler genel olarak İyon Demeti Analizi(İBA) olarak adlandırılmaktadır.

İBA iki temel prensibe bağlı olarak gerçekleştirilir:

Hedef yüzeyine ulaşan iyon demeti ince film içinde ilerlerken bir miktar enerji kaybeder. Buradaki yavaşlatma veya durdurma işlemi atom yörüngesindeki elektronlarla olan etkileşmeden kaynaklanır (elektronik etkileşme).Diğeri ise iyon demetinin atom çekirdeğiyle olan etkileşimidir ki buna da nükleer etkileşme denir.

Nükleer seviyede gerçekleşen çarpışmalar da kendi içerisinde elastik ve inelastik çarpışma olarak ikiye ayrılır. Elastik çarpışmada parçacıklar, etkileşmeden önce ve sonra aynı enerji seviyesindedirler. İnelastik çarpışmada ise parçacıkların etkileşmeden sonra bulunduğu enerji düzeyi (uyarılma seviyesi) başlangıçtakinden farklıdır (Miya, 2007; Bird ve Williams, 1989).

İnce filmlerde elementel derinlik analizi modern teknolojinin pek çok alanında önemli bir role sahiptir. Yarıiletken teknolojisi, sensörler, magnetik malzemeler, kaplama endüstrisi vb. bu alanlardan bazılarıdır. Kültür mirası, çevresel izleme ve adli incelemeler bu uygulamaların kullanıldığı diğer farklı alanlardır. İBA temel olarak ikiye ayrılabilir: RBS, HERDA, NRA vb. nükleer metodlar ve PIXE gibi atomik metodlar. Bu çalışmada incelenen $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\alpha$ reaksiyonu NRA kapsamında

kullanıldığından sadece NRA (Nükleer Reaksiyon Analizi) temel düzeyde açıklanmış diğer analiz metotlarına değinilmemiştir.

2.1 Nükleer Reaksiyon Analizi

Hızlandırılmış protonlar, döteronlar veya alfa parçacıklarıyla hedef malzemenin bombardıman edilmesiyle meydana gelen nükleer reaksiyonlar diğer enerjistik parçacıkların yayılmasına neden olurlar. Ortaya çıkan bu parçacıklar elementel analiz için kullanılabilir. Sahip oldukları yüksek Q değerinden dolayı Nükleer Reaksiyon Analizinin (NRA) en verimli olduğu kullanım alanı hafif elementlerdir. Ayrıca bu teknik kullanılarak nanometre düzeyinde derinliğe bağlı element analizi yapılabilmesi de önemli bir avantajdır. Mermi parçacık seçimi oldukça basittir. Saçılan parçacıkların dedektöre ulaşmasını engellemek amacıyla çoğunlukla ince folyoyla kaplanmış yüzey engelli dedektörler kullanılır. Değişik malzemeler için tesir kesiti, Q değeri vb. parametreler dikkate alınarak çalışma şartları optimize edilebilir. NRA'nın hafif elementler için hassasiyeti yüksektir. Ağır elementlerde güçlü Coulomb bariyerinden dolayı reaksiyon tesir kesiti düşmekte ve uygulamayı zorlaştırmaktadır. Oksijen, karbon, bor, nitrojen tipik olarak ölçülen elementlerdir. (Kennedy ve diğ, 2007; Grigorescu ve diğ, 2005; Kennedy ve diğ, 2001).

NRA'da Coulomb bariyeri ne kadar düşükse reaksiyon tesir kesiti o kadar yüksektir.

Coulomb bariyeri:

$$E_c = zZ(m+M)/(M(a^{1/3}+A^{1/3})) \quad (2.1)$$

şeklinde ifade edilir. Mermi parçacığının kütlesinin (m), hedef parçacığının kütlesinden (M) çok küçük olduğu durumda eşitlik,

$$E_c = zZ/(a^{1/3}+A^{1/3}) \quad (2.2)$$

haline dönüşür. Burada z ve Z mermi ve hedef parçacıklarının sahip oldukları atom numaraları, a ve A ise kütle numaralarıdır (Bird ve Williams, 1989; Miya, 2007).

2 nolu eşitlikten Coulomb bariyerinin Z ile doğru orantılı olduğu görülmektedir. Buradan hedef çekirdeğin düşük atom numaralı olması reaksiyonun olma olasılığını arttırdığı sonucuna varılabilir (Miya, 2007).

NRA sırasında istenmeyen parçacıkların dedektöre ulaşmasını engellemek için time of flight (TOF) , soğurucu folyo, elektrostatik veya magnetik saptırma ve coincidence gibi teknikler kullanılır (Miya, 2007; Tesmer ve Nastasi, 1995).

2.1.1 Soğurucu folyo kullanma

Hedeften saçılan yüklü parçacıkları durdurmak için kullanılan en basit yöntem dedektör önüne soğurucu folyo yerleştirilmesidir. Genellikle mayler kullanılır. Ölçülmek istenen parçacıklar folyodan geçerken enerjileri farklılaştığından analizin derinlik çözünürlüğü negatif etkilenmektedir (Miya, 2007; Tesmer ve Nastasi, 1995).

2.1.2 Elektrostatik veya magnetik saptırma

Bu yöntemde hedeften ayrılan yüklü parçacıklar elektrik veya magnetik alan yardımıyla saptırılır. Parçacıkların yükleri ve kütleleri farklı olduğundan sapma miktarları da farklılaşır. Böylece istenmeyen yüklü parçacıkların dedektöre ulaşması engellenmiş olur. Soğurucu folyo yöntemine göre derinlik çözünürlüğü daha iyi olmakla birlikte daha zor bir teknik olduğundan nadiren tercih edilmektedir (Miya, 2007; Tesmer ve Nastasi, 1995).

2.1.3 Time of flight (TOF)

Parçacıkların geliş doğrultusuna ardı ardına yerleştirilen iki adet dedektör sayesinde eşzamanlı olarak yayımlanan ve aynı enerjiye sahip parçacıkların hızları ölçülerek birbirinden ayırdedilmesi sağlanır (Miya, 2007; Tesmer ve Nastasi).

2.1.4 Coincidence tekniği

Reaksiyon sonucu ortaya çıkan iki farklı parçacık farklı açılara yerleştirilen iki dedektör sayesinde yakalanır ve diğer parçacıklardan ayırdedilmesi sağlanır. (Miya, 2007; Tesmer ve Nastasi, 1995)

3. TEMEL NÜKLEER FİZİK BİLGİLERİ

3.1 Nükleer Fizik Nedir?

Nükleer Fiziğin temel amacı nükleonlar arası kuvvet, çekirdeğin yapısı ve nükleonların birbirleriyle ve diğer atomaltı parçacıklarla olan etkileşimlerini incelemektir. Atom çekirdeğinin çeşitli özellikleri pek çok uygulamalı ve temel araştırma alanlarında temel parametrelerdendir. Bundan dolayı nükleer fizik pek çok araştırma alanıyla doğrudan veya dolaylı olarak bağlantı halindedir. Bu alanlardan özellikle parçacık fiziği, nükleer fiziğin de araştırma konusu olan pek çok ortak konu ile ilgilenmektedir. Örneğin göreceli hızlara sahip ağır iyon çarpışmalarında oluşan quark-gluon plazması hem parçacık fiziği hem de nükleer fiziğin ilgi alanına girmektedir. Astrofiziğin araştırma konusu olan yıldızların oluşumu ve farklı atom çekirdeklerinin oluşum süreçleri düşük enerjili nükleer reaksiyonlarla doğrudan ilgilidir. Nükleer reaksiyonlar ise nükleer fiziğin başlıca araştırma konularından biridir. Nükleer enerji, nükleer tıp, radyoizotop ile izleme teknikleri, nükleer özelliklerin uygulama alanlarından bazıları olup nükleer fizik bilgisi gerektirmektedir (Wong, 1998).

3.2 Çekirdeğin Özellikleri

3.2.1 Çekirdeğin boyutları

Rutherford geri saçılma deneyiyle birlikte, bilim insanları çekirdeğin boyutları hakkında ilk tahminlerini yürütme imkanına sahip olmuşlardır. Bu deneyde alfa parçacıkları hedef çekirdeğe 10^{-14} m kadar yaklaşmışlar ve Coulomb kanununa uygun şekilde geri saçılmışlardır. 10^{-14} m'den daha küçük mesafelerde atom çekirdeği, alfa parçacıklarına karşı noktasal bir yük şeklinde davranmadığından bu mesafelerde Rutherford saçılmasından söz edilemez.

Gerek Rutherford'un yaşadığı yıllarda gerekse daha sonraki yıllarda yapılan çalışmalar sonucunda çekirdeğin hacminin, çekirdeğin içerdiği nükleon sayısı ile yani kütle numarasıyla (A) doğru orantılı olduğu ortaya çıkmıştır. Bu bilgidan yola

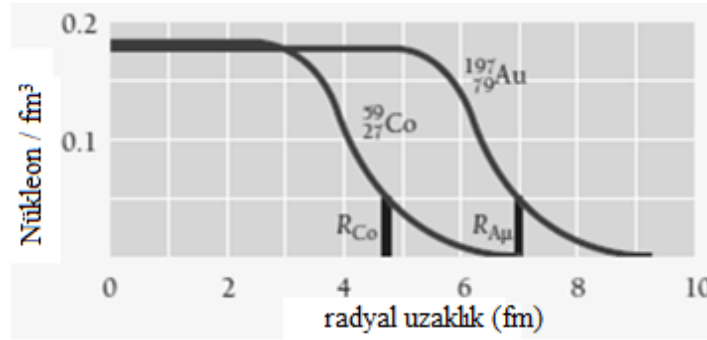
ıkararak nükleonların özkütlesinin bütün çekirdeklerde yaklaşık olarak eşit olduğu söylenebilir.

Çekirdeğin yarıçapı R olarak alındığında çekirdek hacmi $V = \frac{4}{3} \pi R^{1/3}$ şeklinde ifade edilir. Bu eşitlikte R^3 , kütle numarası (A) ile doğru orantılı olacaktır. Bu bağımlılık Eşitlik 3.1'de ifade edilmektedir.

$$R=R_0A^{1/3} \quad (3.1)$$

Bu ifadede $R_0 \approx 1,2 \times 10^{-15} \text{ m} \approx 1.2 \text{ fm}$. 'dir.

şekil 3.1'de görüldüğü üzere çekirdeğin kesin olarak belirlenmiş sınırları olmadığından R_0 'ın büyüklüğü kesin olarak ifade edilememektedir. Yine de Eşitlik 3.1'de verilen R değeri etkin çekirdek boyutları hakkında yeterince açıklayıcıdır. Çekirdeğin boyutlarını açıklamak için elektron saçılması ve nötron saçılması gibi teknikler kullanılmaktadır. Elektron saçılması deneylerinden elde edilen verilere göre R_0 'ın değerinin biraz daha küçük olduğu ortaya çıkmaktadır. Bu bilgiden yola çıkılarak nükleer madde ve nükleer yükün çekirdek içinde homojen dağılmadığı söylenebilir.



şekil 3.1 : $^{59}_{27}\text{Co}$ (cobalt) ve $^{197}_{79}\text{Au}$ (altın) ekirdeklerinin nükleon yoğunluğunun merkezden uzaklığa bağlı eğrisi. $R=1.2 A^{1/3} \text{ fm}$ ile hesaplanan çekirdek yarıçapı değerleri gösterilmiştir (Beiser, 1995).

Çekirdeğin boyutları oldukça küçük olduğundan çekirdekten bahsederken kullanılan uzunluk birimi femtometre (fm) yani 10^{-15} m . 'dir. nc nükleer fizikçilerden olan Enrico Fermi'nin anısına femtometre zaman zaman fermi olarak da söylenmektedir.

Eşitlik 3.1'den $^{12}_6\text{C}$ ekirdeğinin yarıçapı

$$R = (1.2)(12)^{1/3} \text{ fm} = 2.7 \text{ fm}$$

olarak bulunur. Benzer şekilde $^{107}_{47}\text{Ag}$ çekirdeğinin yarıçapı 5.7 fm ve $^{238}_{92}\text{U}$ çekirdeğinin yarıçapı ise 7.4 fm'dir (Beiser, 1995).

3.2.2 Spin ve manyetik moment

Protonlar ve nötronlar, elektronlar gibi 'fermionlar' diye adlandırılan ve spin quantum sayıları $s=1/2$ olan parçacık grubundandır. Bu sebepten dolayı spin açısal momentumları (S)'nin büyüklüğü;

$$S = \sqrt{s(s+1)}\hbar = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+1\right)}\hbar \quad (3.2)$$

ve spin manyetik quantum sayıları $m_s = \pm \frac{1}{2}$ 'dir.

Elektronlara benzer şekilde proton ve nötronların magnetik momentleri de spinleriyle ilişkilidir. Nükleer fizikte manyetik momentler, nükleer manyetonlar

$$\mu_n = \frac{eh}{2m_p} = 5.051 \times 10^{-27} \frac{\text{J}}{\text{T}} = 3.152 \times 10^{-8} \text{eV/T} \quad (3.3)$$

şeklinde ifade edilmiştir. Burada m_p protonun kütlesidir. Nükleer manyeton protonun kütlesinden dolayı Bohr manyetondan 1836 kat daha küçüktür. Proton ve nötronların spin manyetik momentleri herhangi bir yönde

$$\text{Proton : } \mu_{pz} = \pm 2.793 \mu_N \quad (3.4)$$

$$\text{Nötron : } \mu_{nz} = \mp 1.913 \mu_N \quad (3.5)$$

bileşenlerine sahiptir. m_s 'ye bağlı olarak $-\frac{1}{2}$ ve $+\frac{1}{2}$ olmak üzere spin manyetik momentler pozitif (+) veya negatif (-) değer alabilirler. μ_{pz} için $\pm \mu_{nz}$ için ise $\mp$ kullanılmasının sebebi μ_{pz} 'nin S ile aynı yönde μ_{nz} 'nin ise S ile zıt yönde olmasından kaynaklanmaktadır. (Beiser, 1995)

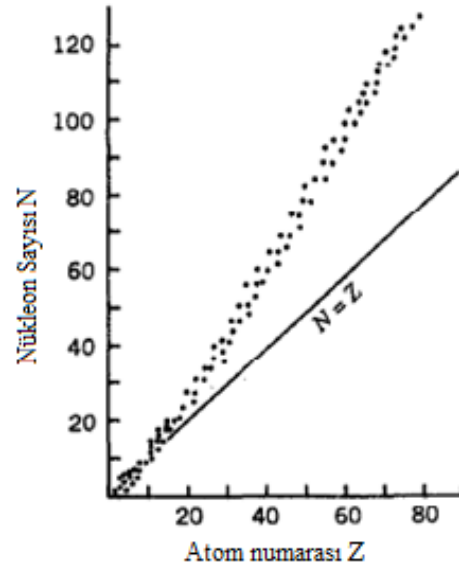
3.2.3 Çekirdekte kararlılık

Doğada bulunan kararlı izotoplar incelendiğinde kütle numarası ($A \leq 40$) durumu için nötron sayısı ve proton sayısında eşitlik olduğu ($N=Z$), ($A > 40$) olduğu durumlarda ise $N=1.7Z$ olduğu ortaya çıkmaktadır (Şekil 3.2). Bu ifadeden daha büyük çekirdeklerde yük yoğunluğunun, dolayısıyla da Coulomb kuvvetinin

çekirdeği bozucu etkisinin nötron sayısının fazla oluşuyla dengelendiği anlaşılmaktadır. Ayrıca, kararlı çekirdekler üzerine yapılan bir araştırma proton ve nötron sayılarının her ikisinin çift olduğu durumlarda (çift-çift) kararlılık oranının oldukça yüksek olduğunu ortaya koymuştur (Çizelge 3.1). Buradan, nükleonların eşleşmesinin çekirdeğin kararlılığını arttırdığı sonucuna ulaşılmaktadır (Das ve Ferbel, 2003).

Çizelge 3.1 : Doğadaki kararlı çekirdeklerin sayısı (Das ve Ferbel, 2003).

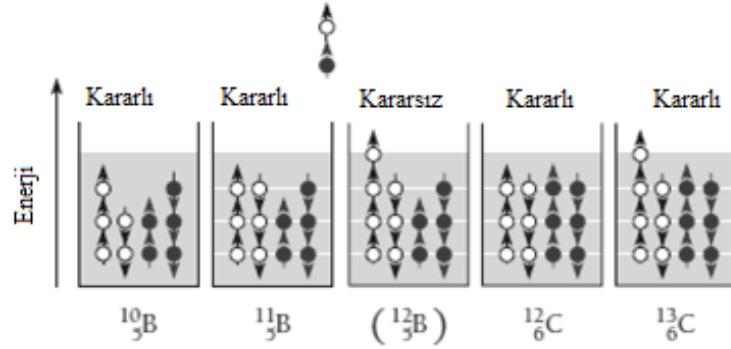
N	Z	Kararlı Çekirdek Sayısı
Çift	Çift	156
Çift	Tek	48
Tek	Çift	50
Tek	Tek	5



Şekil 3.2 : Kararlı çekirdeklerde nötron-proton sayısının değişimi (Das ve Ferbel, 2003).

N ve Z'nin eşit olması nükleer enerji seviyelerinin varlığından kaynaklanmaktadır. Nükleonların spini 1/2 olup Pauli dışarlama ilkesine uygun davranmaktadırlar. Buna göre bir enerji seviyesi zıt spin quantum sayısına sahip iki tane proton ve yine zıt spin quantum sayısına sahip iki tane de nötron içerebilmektedir. Çekirdekteki enerji seviyeleri de atomik enerji seviyelerinde olduğu gibi en düşük enerji seviyesinden başlanarak sırasıyla doldurulmaktadır. Böylece çekirdek minimum enerjiye sahip olmakta ve kararlılığı maksimum olmaktadır. Bundan dolayıdır ki $^{12}_5B$ izotopu $^{12}_6C$ izotopundan daha büyük enerjiye sahip olmakta ve kararsız bir çekirdek olarak tanımlanmaktadır (Şekil 3.3) . Bir nükleer reaksiyon sonucu oluşturulan $^{12}_5B$,

bir saniyeden daha az sürede beta bozunumuyla $^{12}_6\text{C}$ izotopuna dönüşecektir (Beiser, 1995).

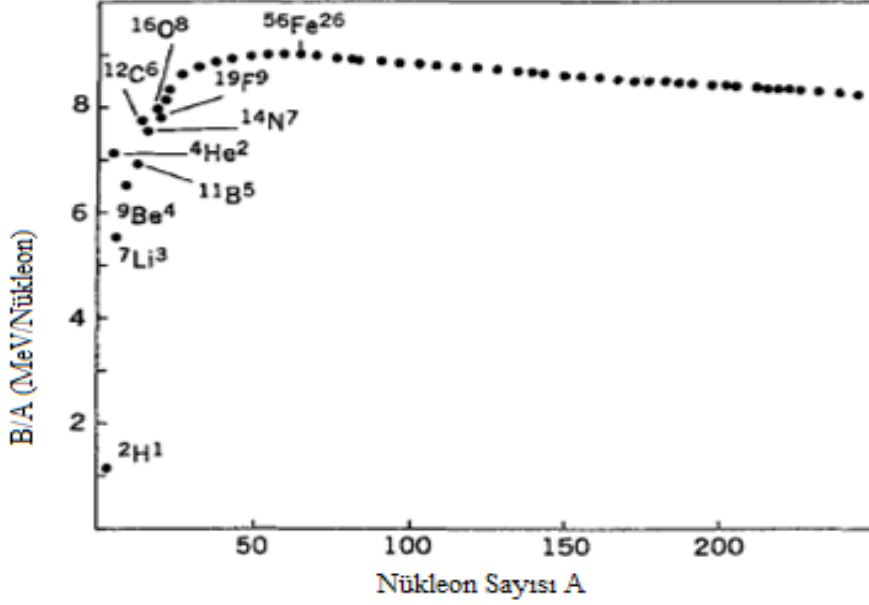


Şekil 3.3 : Bor ve Karbon izotoplarının bazılarının enerji seviyesi diagramları (Beiser, 1995).

3.2.4 Çekirdek kuvvetleri ve özellikleri

Nükleonlar arası kütleçekim kuvvetinin onları bir arada tutmak için yeterli olmaktan çok uzak olduğu bilinen bir gerçektir. Atomaltı parçacıklardan olan nükleonların elektromagnetik etkileşmelerinin (Coulomb etkileşmesi) esasen itmeye dayalı yani çekirdeği parçalamaya eğilimlidir. Bundan dolayı çekirdek kuvvetleri (güçlü kuvvetler) nükleonları bir arada tutan kuvvetlerdir. Çekirdek kuvvetlerinin menzili çok düşük olduğundan etki alanları çekirdeğin içiyle sınırlı olup 10^{-13} - 10^{-12} aralığındadır. Yani elektronları etkilemekten uzaktır. Bundan dolayıdır ki atomun yapısı elektromagnetik etkileşmeyle açıklanmaktadır. (Das ve Ferbel, 2003)

Çekirdek kuvvetlerinin menzilin bu şekilde kısa olmasından dolayı nükleonlar, sadece kendisine komşu olan nükleonlarla etkileşir. Bundan dolayı çekirdekteki nükleon sayısı yaklaşık $A=60$ 'a ulaşana kadar her bir nükleon başına düşen bağlanma enerjisinin değeri (B/A) artar. B çekirdeğin toplam bağlanma enerjisini, A ise kütle numarasını ifade etmektedir. $A=60$ değerine ulaştıktan sonra B/A oranı hafifçe azalsa da genel olarak sabit kaldığı görülmektedir (Şekil 3.4). Bu şekilden yola çıkarak periyodik cetvelin geniş bir aralığı için B/A oranının yaklaşık 8 MeV olduğu söylenebilir. Bu durumda, çekirdek içerisindeki bir nükleona 8 MeV enerji verildiği durumda, nükleonun güçlü kuvvetten kurtulup çekirdeğin dışına kaçabileceği varsayılabilir. (Das ve Ferbel, 2003)



Şekil 3.4 : Nükleonlar arası bağlanma enerjisinin çekirdekdeki nükleon sayısına bağlı değişimi (Das ve Ferbel, 2003).

Çekirdek kuvvetlerinin anlaşılması amacıyla birkaç model ortaya atılmıştır. Bununla birlikte günümüzde bilim dünyasında kabul gören model, Japon Fizikçi Hideki Yukawa tarafından ortaya atılan modeldir. Bu modele göre çekirdek kuvvetleri nükleonlar arasında kütlece elektronlardan daha büyük, nükleonlardan daha küçük bir parçacık alışverişi ile meydana gelmektedir. Günümüzde bu parçacıklara 'pionlar' adı verilmektedir. Pionlar yüklü (π^+ , π^-) veya nötr (π^0) parçacıklar olup 'mezonlar' isimli temel parçacıklar sınıfının üyelerindendir (Beiser, 1995).

3.3 Temel Nükleer Modeller

3.3.1 Sıvı damlası modeli

Sıvı damlası modeli 1929'da George Gamow tarafından ortaya atılmış, 1935'de C.F. von Weizsacker tarafından geliştirilmiştir (Beiser, 1995). Bu model, çekirdeği sıkıştırılamayan bir sıvı damlası olarak ele aldığı için bu şekilde isimlendirilmiştir. Sıvı damlası modeli çekirdeğin bütün özelliklerini açıklayamasa da çekirdeğin küresel şekilli olmasını anlamada ve nükleer bağlanma enerjisini hesaplamada kullanışlı bir modeldir (Url-2).

Bu modele göre çekirdeğin içerisindeki proton ve nötron sayıları dikkate alınarak çekirdeğin bağlanma enerjisi Eşitlik 3.6 veya Eşitlik 3.7 yardımıyla hesaplanabilir.

$$E_b = E_h + E_y + E_c + E_a + E_c \quad (3.6)$$

$$E_b = a_1 A - a_2 A^{\frac{2}{3}} - a_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}} - a_4 \frac{A-Z^2}{A} \pm 0 \frac{a_5}{A^{\frac{3}{4}}} \quad (3.7)$$

Bu eşitlikteki terimler sırasıyla aşağıdaki enerjilere karşılık gelmektedir:

- Hacim enerjisi (E_h) ; çekirdek içindeki nükleon sayısı ile orantılıdır.
- Yüzey terimi (E_y) ; çekirdeğin yüzeyindeki nükleonların içerideki nükleonlara göre daha zayıf bağlanma enerjisiye bağlı olduğunu dikkate alarak türetilen bir terimdir.
- Coulomb terimi (E_c) ; protonlar arasındaki itme kuvvetinin bağlanma enerjisini azaltmasından kaynaklanan terimdir.
- Asimetri terimi (E_a) ; proton sayısı (Z) ve nötron sayısı (N)'nin farklı olduğunda çekirdeğin bağlanma enerjisi azalır ve kararsızlığı artar. Bağlanma enerjisindeki bu azalmayı ifade eden terimdir.
- Çiftlenme terimi (E_c) ; proton sayısı-nötron sayısı ($N-Z$)'nin çift-çift olduğu durumda pozitif (+), tek-tek olduğu durumda negatif (-), tek-çift veya çift-tek olduğunda sıfır (0) değerini alan terimdir.

Eşitlikte yer alan katsayılar için farklı değerler önerilmektedir. Bunlardan $a_1 = 14.1$ MeV, $a_2 = 13.0$ MeV, $a_3 = 0.59$ MeV, $a_4 = 19.0$ MeV, $a_5 = 33.5$ MeV katsayı seti , deney sonuçlarına uyumlu olmasıyla ön plana çıkmaktadır (Beiser, 1995).

3.3.2 Kabuk modeli

Kabuk modeli 1949 yılında Mayer ve Jensen tarafından ortaya atılmıştır. Bu modelde tek bir nükleon üzerine uygulanan kuvvet incelenirken, diğer tüm nükleonların etkisi birlikte dikkate alınır ve tek bir kuvvet alanı olarak değerlendirilir. Bu bakımdan nükleonların sadece kendisine komşu olan nükleonlarla etkileştiğini öngören sıvı damlası modelinden farklılık arz etmektedir.

Protonlar ve nötronlar tıpkı elektronlar gibi fermionlar grubundan olup nükleer kabuk modeli de elektronik kabuk modeli gibi dışarılama ilkesine dayanmaktadır. Buna göre her bir parçacık kendine özgü quantum sayıları setine sahip olacaktır. Protonlar ve nötronlar farklı parçacıklar olduğundan herbiri kendine özgü bir kabuk yapısına sahip olacaktır (Knudsen, 2008).

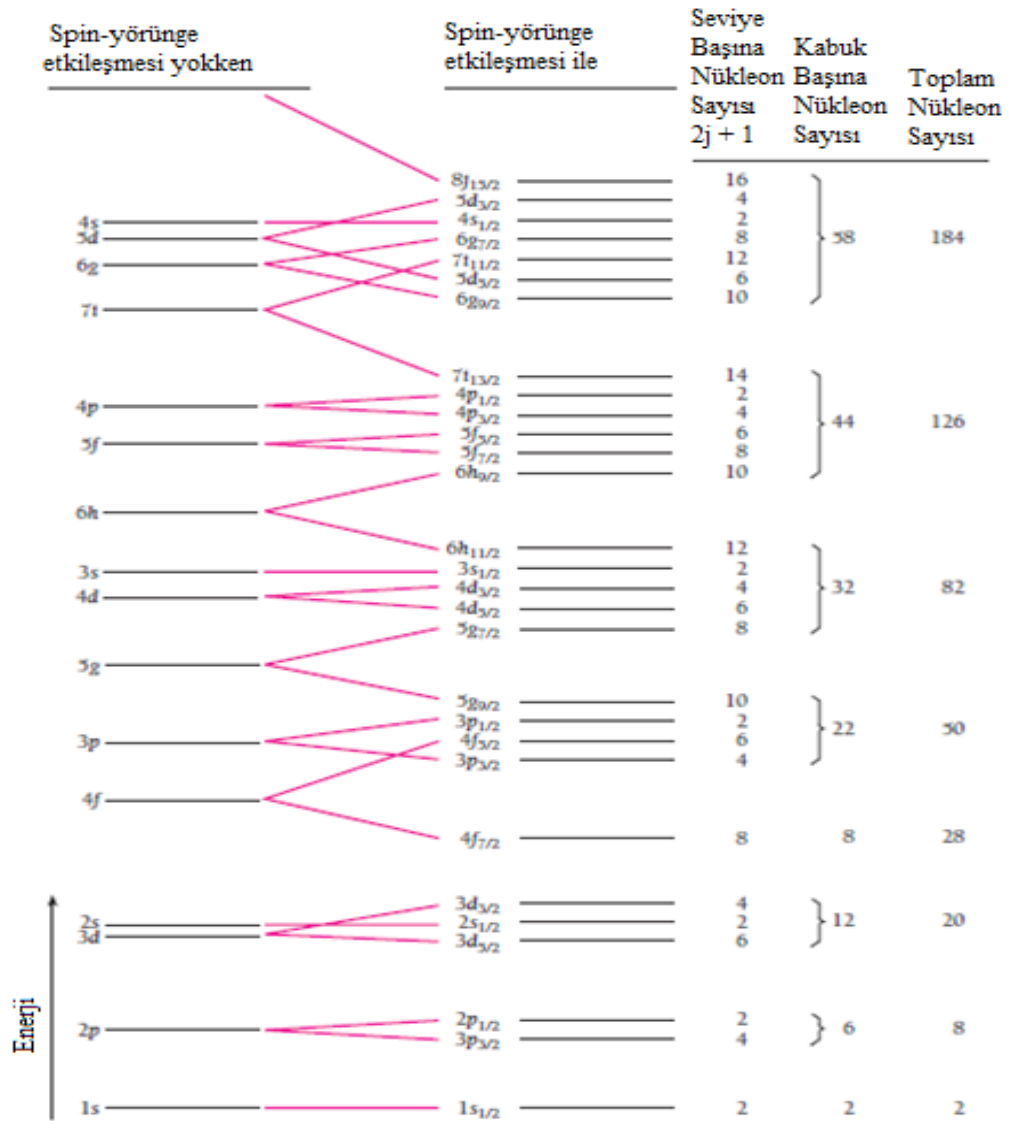
Elektronların atom çekirdeği çevresinde belirli quantum sayılarıyla ifade edilen yörüngelerde bulunduğu bilinmektedir. Bu yaklaşıma göre en dış yörüngedeki elektron sayısı atomun kimyasal özelliklerini belirlemektedir. Örneğin, 2, 10, 18, 36, 54 ve 86 elektrona sahip atomların son yörüngeleri tamamen doludur. Bu elektron yapısına sahip atomlar güçlü bir bağlanma enerjisine sahip olup kimyasal olarak kararlıdırlar.

Atomun kararlılığı konusunda elektronların neden olduğu bu durum, atom çekirdeği ve nükleonlar bağlamında da benzer şekilde gözlenmektedir. Nötron veya proton sayısı, sihirli sayılar olarak ifade edilen 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 olan atom çekirdeklerinin sayısı benzer kütle numarasına sahip çekirdeklere göre daha fazladır. Bu durum, yukarıda ifade edilen sayıda nükleonlara sahip çekirdeklerin daha kararlı olduğuna işaret etmektedir.

Kabuk modeli sihirli sayıların varlığını ve diğer bazı çekirdek özellikleri ortak bir kuvvet alanında nükleonların davranışlarına dayanarak açıklamaya çalışan bir girişimdir. Çekirdek söz konusu olduğunda atomdaki gibi kesin olarak bilinen uygun bir $U(r)$ potansiyel enerji fonksiyonundan bahsedilemez. Nükleer özkütle eğrilerini temel alan bir tahmin, yuvarlak köşeli kare kuyu potansiyelidir. Bu özellikteki bir potansiyel kuyusu içinde bulunan bir parçacık için Schrödinger denklemi çözüldüğünde, n , l ve m quantum sayıları ile ifade edilen sabit seviyelerin varlığı ortaya çıkmaktadır. Bu enerji seviyelerinin önemi, atomik elektronların enerji seviyelerine benzer şekildedir.

Nötronlar ve protonlar birbirinden ayrı enerji seviyelerinde bulunmaktadır. Çünkü, protonlar nötronlardan farklı olarak elektriksel kuvvetlerinden de etkilenmektedir. Diğer taraftan bu hesaplama sonucu ortaya çıkan enerji seviyeleri sihirli sayıların gözlenen dizilimleri ile uyumlu değildir. Diğer potansiyel enerji fonksiyonlarını, örneğin harmonik osilatör fonksiyonu kullanmak da sonucu değiştirmemektedir. Bu durum ihmal edilen bir parametre olduğunu ortaya koymaktadır.

Bu problem birbirinden bağımsız olarak Maria Goeppert-Mayer ve J. H. D. Jensen tarafından çözülmüştür. Mayer ve Jensen spin-yörünge etkileşmesinin neden olduğu enerji seviyelerindeki ayrışmanın çekirdek söz konusu olduğunda, atomik enerji seviyelerinin ayrışmasından çok daha büyük olması gerektiğini farketmişlerdir. Sonuçta Şekil 3.5'de görülen enerji seviyeleri ortaya konulmuştur (Beiser, 1995).



Şekil 3.5 : Kabuk modeline göre nötron ve proton enerji seviyelerinin dizilimi (ölçekli değil). Sağ sütundaki sayılar bu dizilimdeki sihirli sayıları ifade etmektedir (Beiser, 1995).

3.3.3 Kollektif model

Hem sıvı damlası modeli hem de kabuk modeli, çekirdeğin bilinen özelliklerini farklı yöntemlerle açıklamaya çalışmışlardır. Aage Bohr ve Ben Mottelson tarafından ortaya atılan Kollektif Model her iki modelin özelliklerini birleştirmiş ve başarılı sonuçlar ortaya koymuştur. Kollektif model, nötron-proton sayıları çift-çift olanlar hariç, diğer çekirdeklerin küresel şekilli olmamasını ve dönüş halindeki bir çekirdeğin merkezkaç bozulmasını dikkate alır. Çeşitli gama spektrumlarından veya diğer yollarla anlaşılan çekirdekteki uyarılma seviyeleri arasındaki ayrışmayı açıklayabilir.

Kabuk modelinin önerdiği $N=126$ nötron sihirli sayısı gözlem sonuçlarıyla uyum içinde olsa da proton sayısı (Z) 109'dan daha büyük olan bir çekirdek bilinmemektedir. Bundan dolayı $Z=126$ bir proton sihirli sayısı olarak değerlendirilememektedir. Coulomb potansiyel enerjisi dikkate alındığında $Z=82$ 'den sonraki sihirli sayının $Z=126$ 'dan küçük olması beklenir. Bu enerji Z 'nin büyük olduğu durumlarda yükten bağımsız olan nükleer potansiyel enerjiyle kıyaslandığında önem kazanmaktadır. Coulomb potansiyeli çekirdek merkezine yaklaştıkça büyüdüğünden düşük l seviyelerinde (l seviyelerinin olasılık yoğunlukları merkeze yaklaştıkça artmaktadır.) daha büyük bir etkiye sahiptir. Bununla bağlantılı olarak proton seviyelerindeki dizilim $Z=114$ 'ü proton sihirli sayısı haline getirecek şekilde değişikliğe uğrar.

Kollektif model bu sonucu daha da geliştirerek $Z=82$ 'den sonraki proton sihirli sayısının $Z=110$ olmasını önerir. Bundan dolayı proton sayısı $Z=110$ (veya 110 ve 114 arasında bir sayı) ve nötron sayısı $N=184$ olan bir çekirdeğin diğer ağır çekirdeklere göre iki kat daha kararlı olabileceğini ortaya atar. Doğada veya laboratuvarında henüz böyle bir çekirdek veya çekirdekler keşfedilmese de kütle numarası $A=294$ etrafındaki bir kararlılık adası ikna edici görünmektedir (Beiser, 1995).

3.4 Nükleer Reaksiyonlar

Nükleer reaksiyonlar yeterli enerjiye sahip bir mermi parçacığının uygun şartlarda bir hedef malzeme üzerine gönderilmesiyle meydana gelirler. Ancak nükleer reaksiyonun meydana gelme olasılığı her zaman aynı olmayıp belli parametrelere bağlıdır. Bu parametreler, mermi parçacığının ve hedef parçacığının enerjileri, kütle numaraları, atom numaraları vb. olarak sıralanabilir. Mermi parçacıklar doğal radyoizotoplardan yayımlanan parçacıklar olabileceği gibi nükleer reaktörler veya parçacık hızlandırıcıları yardımıyla da oluşturulabilir. Mermi parçacık eğer pozitif yüklü ise hedef çekirdekle birleşebilmesi (füzyon) için mermi parçacığının aşması gereken ve çekirdeğin de pozitif yüklü olmasından kaynaklanan bir Coulomb bariyeri vardır. Bu bariyeri aşması için mermi parçacığının yeteri kadar enerjiye sahip olması gerekir.

Yapay nükleer reaksiyonlar ilk defa Rutherford tarafından gerçekleştirilmiştir. Rutherford, doğal alfa parçacıklarını ince altın folyoya çarptırması ve çarpma sonucu

saçılan alfa parçacıklarının açısal dağılımını incelemiştir. Bu çalışmasıyla atomun o zaman kabul edilen üzümlü kek modelinin yanlışlığını ortaya koymuş ve atomun pozitif yüklü çekirdek ve etrafındaki negatif elektronlardan oluştuğunu ortaya koymuştur.

Nükleer reaksiyonlar genel olarak



biçiminde ifade edilirler. Bu ifadede a hızlandırılan (mermi) parçacık, X hedef parçacık, Y ve b reaksiyon sonucu oluşan parçacıklardır. Y genellikle ağır olan ürün çekirdek olup hedef malzeme içinde durdurulduğundan detektörlerle doğrudan gözlenememektedir. b ise hafif parçacık olduğundan hedef malzemenin dışına çıkarak ölçülme olanağı sağlar. Nükleer reaksiyonlar yazım kolaylığı açısından $X(a,b)Y$ şeklinde de gösterilebilirler.

Nükleer reaksiyonlar sırasında toplam enerji, çizgisel momentum, açısal momentum, baryon sayısı ve parite korunur. Toplam enerji ve momentumun korunumu sayesinde, reaksiyon ürünlerinin bilinmeyen fakat ölçülebilen enerjileri ile mermi parçacığının enerjisi arasındaki ilişki bulunabilir. b'nin enerjisi ölçülebildiğinden bu enerji, Y'nin uyarılma seviyelerinin ve X ile Y arasındaki kütle farkının belirlenmesinde kullanılabilir.

Enerjinin korunumu

$$m_X c^2 + T_X + m_a c^2 + T_a = m_Y c^2 + T_Y + m_b c^2 + T_b \quad (3.9)$$

biçiminde ifade edilir. Bu eşitlikte T_X , T_a , T_Y ve T_b sırasıyla X, a, Y ve b parçacıklarının kinetik enerjilerini ifade ederken m_X , m_a , m_Y ve m_b m'ler bu parçacıkların durgun kütlelerini ifade etmektedir. Nükleer reaksiyonlarda Q değeri reaksiyona giren parçacıkların durgun kütle enerjileri ile çıkan parçacıkların durgun kütle enerjilerinin farkından bulunur. Ayrıca reaksiyona giren ve çıkan parçacıkların kinetik enerjilerinin farkı da Q değerine eşittir.

$$Q = (m_X + m_a) c^2 - (m_Y + m_b) c^2 \quad (3.10)$$

$$Q = (T_Y + T_b) - (T_X + T_a) \quad (3.11)$$

Q değeri pozitif, negatif veya sıfır olabilir. Reaksiyon, eğer $Q>0$ ise ekzotermik veya ekzoergik reaksiyon olarak adlandırılır. Bu durumda nükleer madde veya bağlanma enerjisinin bir kısmı ürün parçacıkların kinetik enerjisi olarak yayımlanır. Reaksiyon $Q<0$ ise endoergik veya endotermik olarak isimlendirilir. Bu durumda başlangıçtaki kinetik enerjinin bir kısmı nükleer madde veya bağlanma enerjisine dönüşür.

Nükleer reaksiyonları doğrudan reaksiyonlar, bileşik çekirdek reaksiyonları ve rezonans reaksiyonları olarak üçe ayırmak mümkündür (Krane, 1988)

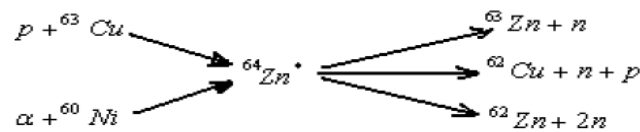
3.4.1 Bileşik çekirdek reaksiyonları

Mermi parçacığının çekirdek yarıçapına göre daha küçük bir çarpma parametresiyle hedef çekirdeğe çarpması durumunda hedef çekirdekteki nükleonlardan biriyle etkileşme olasılığı yüksektir. Bu etkileşmenin basit bir saçılma olması da beklenen bir olasılıktır. Fırlatılan nükleon ve mermi parçacık bu durumda diğer nükleonlarla ardışık çarpışmalar yaparak enerjilerini bu nükleonlarla paylaşacak ve birleşik bir mermi+hedef sistemi oluşacaktır. Tek bir nükleonun sahip olduğu enerji çekirdeği terketmek için yeterli olmayıp ancak rastgele çarpışmalar yapabilir. Nükleonların bu sistemdeki enerji dağılımı istatistiksektir. Bu tür reaksiyonlar mermi parçacığının soğrulmasından sonra fakat yeni ürün parçacıkların yayımlanmasından önce bir ara duruma sahiptir. Bu durumda $a + X \rightarrow Y + b$ reaksiyonu



şeklinde ifade edilir. Bu eşitlikte *C bileşik çekirdektir.

Oluşan bileşik çekirdek farklı şekillerde bozunabilir ve bozunma şekli bileşik çekirdeğin oluşma şekline bağımsızdır. Bozunmanın hangi şekilde olacağını sadece sisteme verilen toplam enerji belirler. Şekil 3.6'da bir bileşik çekirdek reaksiyonu görülmektedir. ${}^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği farklı şekillerde oluşup farklı şekillerde bozunmaktadır.



Şekil 3.6 : Bileşik çekirdek reaksiyonları (Krane, 1988).

Bileşik çekirdek reaksiyonları en çok düşük enerjilerde (10-20 MeV) gerçekleşir. Çünkü mermi parçacığın hedef çekirdekten kaçmak için yeterli enerjisi yoktur. Ayrıca hedefin orta ağırlıkta veya ağır çekirdek olması da, çekirdeğin mermi parçacığı yutmak için yeterince büyük olması anlamına geldiğinden dolayı, bileşik çekirdek reaksiyonlarının olasılığını arttırmaktadır.

Bileşik çekirdek reaksiyonlarının diğer bir özelliği de hafif mermi parçacıklar söz konusu olduğunda ürün parçacıkların açısal dağılımının izotropik olması yani ürün parçacıkların bütün açılara eşit dağılmasıdır. Bu durum ağır mermi parçacıklar söz konusu olduğunda geçerli değildir. Çünkü ağır parçacıklar bileşik çekirdeğe büyük miktarda açısal momentum transferi yaptıklarından dolayı yayımlanan parçacıklar açısal momentumun korunması ilkesinden hareketle en çok 0° ve 180° 'de yayımlanma eğilimi gösterirler (Krane, 1988).

3.4.2 Direk reaksiyonlar

Direk reaksiyonlar çevresel (periferic) reaksiyonlar olarak da anılmakta olup genellikle hedef çekirdeğin yüzeyinde gerçekleşirler. Mermi parçacığın enerjisi arttıkça dalga boyu azalacağından çekirdeğin tümünden ziyade tek bir nükleonla veya birkaç nükleonla etkileşme olasılığı artacaktır. Örneğin 1 MeV'lik bir nükleonun dalga boyu 4 fm. civarında olup bu dalga boyu tek bir nükleonla etkileşmek için büyüktür. Mermi nükleonun enerjisi 20 MeV'e çıktığında ise dalga boyu 1 fm'ye düşeceğinden doğrudan reaksiyon olasılığı artacaktır. Doğrudan reaksiyonlar daha çok yüzeye yakın değerlik nükleonları ile mermi parçacık arasında meydana gelir.

Bazı durumlarda hem bileşik çekirdek hem de doğrudan reaksiyonlar aynı anda gözlemlenebilir. Bu durumda hangi reaksiyon şeklinin ne kadar katkısı olduğu reaksiyon süreleri incelenerek anlaşılabilir. Doğrudan reaksiyonlar 10^{-22} saniye gibi kısa sürelerde gerçekleşirken bileşik çekirdek reaksiyonları 10^{-16} - 10^{-18} s aralığında sürelerle ihtiyaç duyarlar. Ayrıca doğrudan reaksiyonlar sonucu oluşan parçacıklar belli açılarda yoğunlaşırken bileşik çekirdek reaksiyonlarından gelen parçacıklar izotropik dağılım gösterirler (Krane, 1988).

3.4.2.1 Esnek saçılma

$A(a,a)A$ şeklinde gösterilir. Mermi parçacığının ve hedef çekirdeğin enerjisi değişmez. Q değeri sıfırdır (Thompson, 2011).

3.4.2.2 İnelastik saçılma

$A(a,a)A^*$ şeklinde gerçekleşen reaksiyonlardır. Bu durumda hem mermi parçacığının hem de hedef çekirdeğin kinetik enerjileri çarpışma öncesi duruma göre değişecektir. Hedef çekirdek uyarılacak ve temel enerji seviyesinden daha üst seviyelere çıkabilecektir. Eğer mermi parçacık kompleks bir yapıya sahipse bu durumda reaksiyon $A(a,a^*)A$ şeklinde de gerçekleşebilir (Thompson, 2011).

3.4.2.3 Parçalanma reaksiyonları

Çarpışma sonucunda mermi parçacığının iki veya daha fazla parçacığa ayrıldığı reaksiyonlardır. Parçalanma sonucunda hedef çekirdek uyarılmışsa inelastik parçalanma, hedef çekirdek uyarılmamış ve temel enerji seviyesinde kalmışsa elastik parçalanma reaksiyonu olarak adlandırılır (Thompson, 2011).

3.4.2.4 Transfer reaksiyonları

Çarpışan parçacıklar arasında nükleon alışverişinin meydana geldiği reaksiyonlardır. Nükleon geçişi mermi parçacıktan hedef parçacığa doğru olabileceği gibi hedef çekirdekten mermi parçacığa doğru da olabilir. Transfer reaksiyonları;

(d,p): tek-nükleon transfer reaksiyonu

(p,t): çift-nükleon transfer reaksiyonu

(^6Li ,d): çoklu-nükleon transfer reaksiyonu

vb. şekillerde gerçekleşebilir (Url-3).

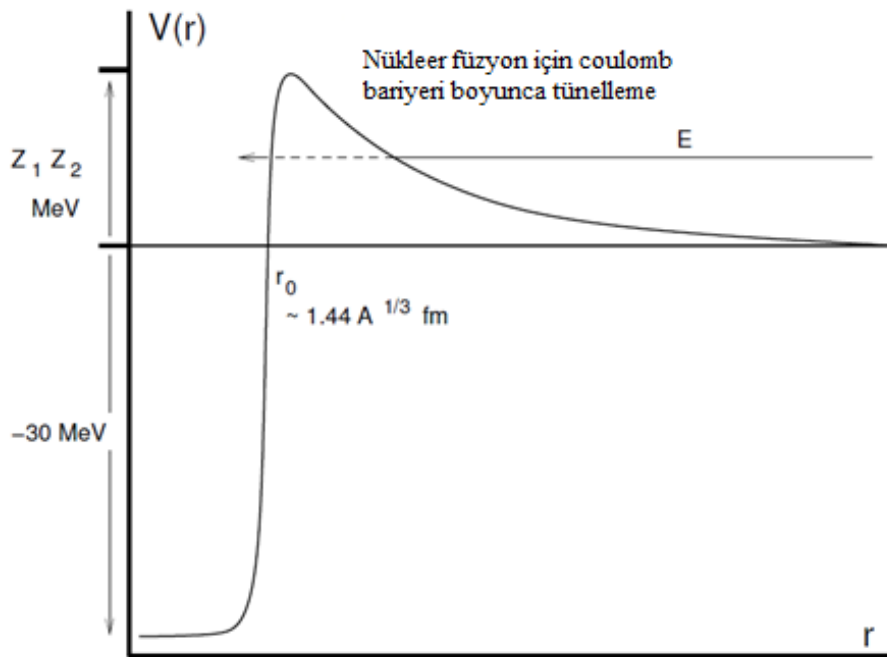
3.4.3 Rezonans reaksiyonları

Rezonans reaksiyonları bileşik çekirdek ve doğrudan reaksiyonlar arasındaki bir durumu ifade etmektedir. Bileşik çekirdek reaksiyonlarında oluşan enerji seviyeleri birbirine çok yakın ve genişlikleri de fazla olduğundan kesikli olmaktan ziyade içiçe geçmelerinden dolayı süreklilik arzeden bir dağılım gösterirler. Doğrudan reaksiyonlarda ise enerji seviyeleri kesikli ve genişlikleri daha düşüktür. Rezonans reaksiyonları söz konusu olduğunda ise bileşik çekirdek oluşmakla birlikte enerji

seviyeleri direk reaksiyonlarda olduğu gibi kesiklidirler. Bu enerji seviyelerinin oluşma olasılığı ysekler. Diğer bir ifadeyle ysek bir tesir kesatine sahiptirler (Krane, 1988).

3.5 Kuantum Mekaniksel Tünelleme

Nükleer reaksiyon hızları büyük oranda enerji duyarlıdır. Pozitif yüklü bir çekirdeğin füzyon yapabilmesi için aşması gereken güçlü bir coulomb bariyeri vardır. Çekirdekler Coulomb bariyerini aştıktan sonra artık güçlü çekirdek kuvvetlerinin etkisiyle birarada kalabilecektir (Şekil 3.7).



Şekil 3.7 : Birbirlerine yaklaşmakta olan iki çekirdek arasındaki potansiyel enerji eğrisinin çekirdekler arasındaki uzaklığa bağlı olarak değişimi (Url-4).

Bir gaz kütlesi içinde eğer Coulomb bariyerini aşmak için gerekli enerjinin gazın termal enerjisi tarafından sağlandığını ve bütün çekirdeklerin nonrölativistik hareket yaptığını farzederseniz, o zaman bariyeri aşmak için gerekli sıcaklık (T_{klasik}) tahmin edilebilir. Gazı oluşturan parçacıklar rastgele hareket ettiğinden, iki çekirdek arasındaki görelî hız ve indirgenmiş kütleyi kullanmak uygun olur. İndirgenmiş kütlenin ilk kinetik enerjisini bariyerin potansiyel enerjisine eşitlersek, klasik kaçış konumunun değeri elde ederiz.

$$\frac{1}{2} \mu_m v^2 = \frac{3}{2} k T_{\text{klasik}} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (3.13)$$

T_{klasik} ortalama bir parçacığın engeli aşması için gerekli sıcaklığı ifade eder. Z_1 ve Z_2 her bir çekirdeğin proton sayısıdır ve r aralarındaki mesafesidir.

Tipik bir çekirdeğin yarıçapının 1 fm olduğunu varsayarak, iki proton arasındaki bir çarpışma için ($Z_1 = Z_2 = 1$) Coulomb potansiyel enerji engelini aşması için gerekli sıcaklık yaklaşık olarak,

$$T_{\text{klasik}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{6\pi\epsilon_0 k r} \sim 10^{10} \text{ } ^\circ\text{K} \quad (3.14)$$

bulunur.

İki proton çarpışmasının kinetik enerjisi klasik Coulomb bariyerini aşması için yetersiz olmasına rağmen iki protonun çarpışmasının konumundaki belirsizlik çok büyük olabilir ve proton kendini potansiyel duvarını aşmış olarak bulabilir. Kuantum mekaniksel tünellemenin klasik fizikte karşılığı yoktur. Elbette, parçacıkların potansiyel enerjisinin kinetik enerjiye oranı ne kadar büyük olursa bariyer genişliği o kadar büyük olur. Bu yüzden tünelleme olasılığı daha azdır.

Tünelleme olayının nükleer reaksiyonu sürdürebilmek için gerekli sıcaklığa etkisini açıklamak için kaba bir yaklaşım, protonun Coulomb engelini tünelleleyebilmesi için hedefinden bir de Broglie dalgaboyu kadar uzakta olduğunu kabul etmektir. Ağır parçacıklar için dalga boyu $\lambda = h/p$ olarak verilir. Kinetik enerji momentum cinsinden yazılarak aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\frac{1}{2} \mu_m v^2 = \frac{p^2}{2\mu_m} \quad (3.15)$$

ve en yakın yaklaşma mesafesi bir dalga boyuna, potansiyel enerji bariyer yüksekliğinin de kinetik enerjiye eşit olduğu durumda,

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z Z_1 Z_2 e^2}{\lambda} = \frac{p^2}{2\mu_m} = \frac{h^2}{2\mu_m \lambda^2} \quad (3.16)$$

eşitliği elde edilir. 3.16 eşitliği λ için çözülerek 3.13 eşitliğinde r yerine λ değeri konulursa, bir reaksiyonun meydana gelmesi için gereken tahmini sıcaklık kuantum mekaniksel olarak tahmin edilebilir.

$$T_{\text{kuantum}} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4 \mu_m}{12\pi^2 \epsilon_0^2 h^2} \quad (3.17)$$

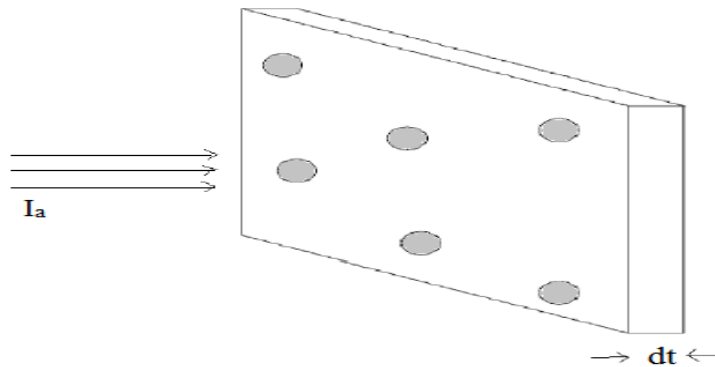
İki protonun çarpışması söz konusu olduğunda, $\mu_m = m_p/2$ ve $Z_1 = Z_2 = 1$ değerleri yerine konulduğunda $T_{\text{kuantum}} = 10^7$ °K olarak ortaya çıkar (Tamkaş, 2013; Caroll ve Ostlie, 2007).

3.6 Reaksiyon Tesir Kesitleri

Yüzey alanı A , kalınlığı dt olan ince bir malzeme tabakasına akısı I olan bir parçacık demetini yönlendirelim. Demetteki parçacıklardan herbiri malzemenin içinden geçerken hedefteki çekirdeklere yeterince yakın olduğunda bu çekirdeklerden biri tarafından soğrulma ihtimaliyle karşı karşıyadır. Bu durumda gelen parçacık bu alana girdiğinde nükleer reaksiyon gerçekleşecektir (Şekil 3.8). Bu nükleer reaksiyonu



şeklinde ifade edelim.



Şekil 3.8 : Nükleer reaksiyon öncesi hedef ve hedef üzerine düşen parçacık demetinin görünümü.

Hedefe birim zamanda gelen parçacık sayısı I_a , hedefte birim alana düşen çekirdek sayısı N ve hedeften yayımlanan parçacık sayısı R_b olduğunda reaksiyon tesir kesiti

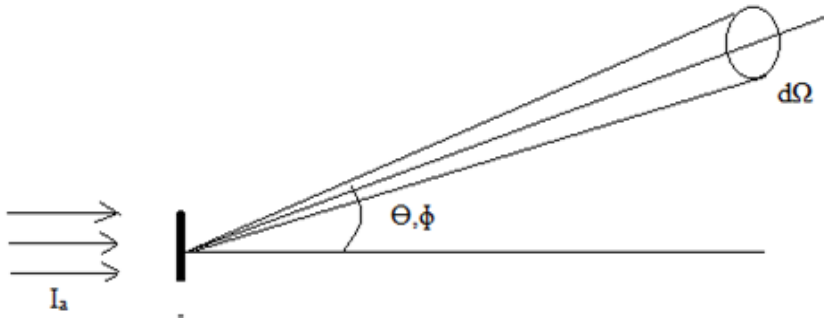
$$\sigma = \frac{R_b}{I_a N} \quad (3.19)$$

olarak yazılabilir. Birimi barn (b) olup 1 barn= 10^{-24}cm^2 'dir. Alan birimi olan cm^2 ile ifade edildiğinde tesir kesiti birimi, hedef çekirdek başına düşen alan olarak görülmekle birlikte, hedef çekirdeğin geometrik alanından çok büyük veya çok küçük olabilmektedir. Yarıçapı $R=6$ fm olan bir çekirdeğin geometrik alanı $100 \text{ fm}^2=1\text{b}$ civarında olmakla birlikte ^{135}Xe için nötron yakalama tesir kesiti 10^6 b. ve diğer bazı reaksiyonların tesir kesitleri ise milibarn veya mikrobarn düzeylerindedir. Bu durumda σ alan birimine sahip fakat reaksiyon olasılığını gösteren bir büyüklük olarak tanımlanabilir.

Deneyde kullanılan dedektör, hedeften yayımlanan tüm parçacıkları değil sadece dR_b 'lik az bir kısmını yakalayabilecektir. Çünkü dedektörün işgal ettiği alan, tüm $4\pi\text{r}^2$ 'lık alanın dedektörün büyüklüğüne bağlı olarak küçük bir $d\Omega$ katı açısı kadar olan kısmıdır (Şekil 3.9). Ayrıca hedeften ayrılan parçacıklar her yöne homojen bir şekilde dağılmayacak θ ve ϕ 'ye bağlı olarak açısal bir dağılıma sahip olacaklardır. Bu açısal dağılım fonksiyonunu $r(\theta,\phi)$ olarak tanımladığımızda $dR_b = r(\theta,\phi) d\Omega / 4\pi$ sonucuna ulaşılabacaktır. Bu durumda;

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta,\phi)}{4\pi I_a N} = \frac{dR_b}{d\Omega} \quad (3.20)$$

eşitliği elde edilir.



Şekil 3.9 : Deney geometrisinde katı açının gösterimi (Krane, 1988).

Bu eşitlikteki $d\sigma/d\Omega$ ifadesi diferansiyel tesir kesiti olarak adlandırılmakta ve onun ölçülmesi reaksiyon ürünlerinin açısal dağılımı hakkında önemli bilgiler sunmaktadır. Literatürde sık sık $\sigma(\theta,\phi)$ veya $\sigma(\theta)$ şeklinde ifade edilmektedir. Zaman

zaman kısaca “tesir kesiti” şeklinde de ifade edilmektedir. Katı açının birimi steradyan olduğundan (bir kürenin yüzeyi merkezinden bakıldığında 4π steradyan’lık bir katı açığı görmektir.) diferansiyel tesir kesitinin birimi de barn/steradyan’dır. Reaksiyon tesir kesiti σ diferansiyel tesir kesiti $d\sigma/d\Omega$ ’nın tüm açılarda integre edilmesiyle bulunur. Katı açısı

$d\Omega = \sin\theta \, d\theta \, d\phi$ olarak ifade edildiğinde;

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\pi \sin\theta \, d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.21)$$

bulunur. $d\sigma/d\Omega$ sabit olursa yani açığa bağımlı olmazsa bu durumda $\sigma=4\pi (d\sigma/d\Omega)$ sonucuna ulaşılabacaktır.

Nükleer fizik uygulamalarında çoğunlukla bir b parçacığının herhangi bir açıdaki yayımlanma olasılığı değil, aynı zamanda reaksiyon sonucu oluşan ürün çekirdek Y’nin enerjisine bağlı olarak parçacığın hangi enerjide yayımlandığını da bulmak isteriz. Bu durumda tesir kesiti tanımını b parçacığının $d\Omega$ katı açısı sınırlarında ve dE_b enerji aralığında ölçülme olasılığı olarak değiştirmek durumundayız. Bu da çift diferansiyel tesir kesiti (doubly differential cross section) $d^2\sigma/dE_b d\Omega$ olarak adlandırılır. Nükleer veri kütüphanelerinde ise çoğu zaman kısmi diferansiyel tesir kesiti (partial differential cross section) ifadesi kullanılır. Literatürde bu enerji bağımlılığı ayrıca vurgulanmayıp grafikler, hedef çekirdeğin en son enerji seviyesi kastedilerek genellikle $d\sigma/d\Omega$ vs θ şeklinde çizilir. Aslında farklı ifade edilse de burada kastedilen $d^2\sigma/dE_b d\Omega$ ‘dir. Ayrık enerji seviyeleri için dE_b enerji aralığında tek bir seviye olabileceğinden ayrışmanın önemi olmayabilir. Fakat b parçacığının yönünün tayin edilmediği durumda (hedefin çevresindeki tüm 4π alanının dedektörlerle çevrilmesiyle olabileceği gibi b’nin gözlenmediği durumda da olabilir.) Y’nin uyarılma seviyelerinden birini ifade eden enerjiye bağlı diferansiyel tesir kesiti $d\sigma/dE$ ölçülecektir. $d\sigma/dE$ değeri güncel veri kütüphanelerinde kısmi tesir kesiti olarak da ifade edilmektedir. Kısmi tesir kesiti veya enerjiye bağlı diferansiyel tesir kesiti, incelenen reaksiyonun sahip olduğu reaksiyon kanallarından sadece bir kanaldan elde edilen b parçacıklarının hesaba katılmasıyla belirlenmektedir. b’nin tüm açılar ve tüm enerjiler için integre edilmesi durumunda ise reaksiyon tesir kesiti elde edilecektir.

Üzerinde durulması gereken diğer bir tesir kesiti de toplam tesir kesiti σ_t 'dir. Bu büyüklük çoğu zaman makroskopik tesir kesiti olarak da ifade edilir. Burada özel bir mermi parçacık a için, yönlerinden ve enerjilerinden bağımsız olarak yayımlanan tüm b parçacıkları için hesaplanan reaksiyon tesir kesitleri ve saçılma tesir kesitleri toplanır. Bu işlem sonunda gelen parçacığın hedefle herhangi bir reaksiyona girmesi veya demetten ayrılma olasılığı ortaya konmuş olacaktır. Hedef malzemenin belli bir kalınlığından geçen kolime edilmiş demetin şiddetindeki azalma oranının tespit edilmesi de aynı sonuca ulaştıracaktır. Literatürde sıklıkla bu ayrımlar yapılmadan, sadece “tesir kesiti” ifadesi kullanılıyor olsa da hangi tesir kesitinin kastedildiği genellikle konunun içinde anlaşılmaktadır.

Bu durumda belli bir reaksiyondan bahsettiğimizde tesir kesitinin anlamı neyi ölçtüğümüze bağlı olarak değişecektir. Örneğin bir Y radyoizotopu üretmek istediğimizde yayımlanan b parçacıklarının yönüyle ilgilenmeyiz. Hızlıca γ ışınımı yaparak temel seviyeye döneceğinden Y'nin uyarılma seviyeleriyle de ilgilenmeyiz. Bu durumda ilgilendiğimiz nicelik, b'nin tüm açılar ve tüm enerjiler için integre edilmesiyle hesaplanan reaksiyon tesir kesitidir. Çizelge 3.2'de farklı tesir kesiti ölçümleri, nasıl yapıldığı ve uygulama alanları gösterilmiştir (Krane, 1988).

Çizelge 3.2 : Reaksiyon tesir kesitleri (Krane, 1988).

Tesir Kesitleri	Sembol	Kullanılan Teknik	Uygulama alanı
Toplam	σ_t	Demetteki zayıflama	Zırhlama
Reaksiyon	Σ	b'nin tüm açılar ve tüm enerjiler için integre edilmesi (Y'nin tüm uyarılma seviyeleri için)	Nükleer bir reaksiyonla Y radyoizotopunun üretilmesi
Diferansiyel (Açıya bağlı)	$d\sigma/d\Omega$	b'nin (θ, ϕ) açısında gözlenmesi ve tüm enerjiler için integrasyonu	Belirli bir yönde b parçacık demetinin oluşturulması (veya Y'nin belli bir yönde fırlatılması)
Diferansiyel (Enerjiye bağlı)	$d\sigma/dE$	Belli bir enerjideki b parçacıkları ölçülebileceği gibi ardışık olarak yayımlanan γ 'ların ölçülmesiyle de hesaplanabilir	Y'nin uyarılma seviyelerinin bozunumunun incelenmesi
Çift (kısmi) Diferansiyel	$d^2\sigma/dE_b d\Omega$	Belli bir enerjide belli bir (θ, ϕ) açısında b'nin gözlenmesi	b'nin açısal dağılımının kullanılarak Y'nin uyarılma seviyeleri hakkında bilgi edinme

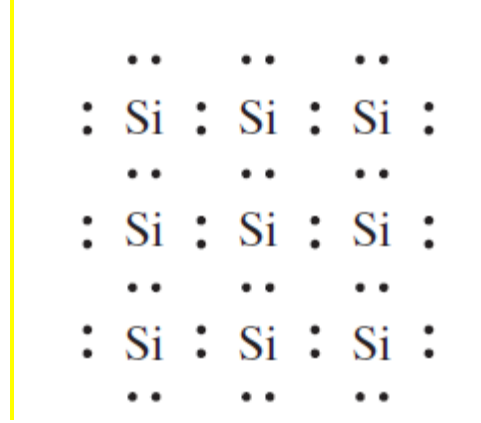
4. YARIİLETKEN DEDEKTÖRLER

Alfa, beta vb. yüklü parçacıkların ve gama, nötron gibi nötr parçacıkların ölçülmesi radyasyon dedektörleri yardımıyla gerçekleştirilmektedir. Radyasyon dedektörü olarak en sık kullanılanlar gazlı dedektörler, sintilasyon dedektörleri ve yarıiletken dedektörlerdir. Bu dedektörlerden yarıiletken dedektörler, gazlı dedektörler ve sintilasyon dedektörlerine göre önemli avantajlara sahiptir. Örneğin gazlı dedektörlerde radyasyon enerjisinin emildiği gaz ortamının yoğunluğu katı ortamlara göre yaklaşık 1000 kat daha düşüktür. Bu da katı hal dedektörlene gaz dedektörlerine göre daha küçük hacimlerde daha fazla enerji emilimi imkanı sağlamaktadır. Sintilasyon dedektörleri de katı malzemeden üretilmekle birlikte çözünürlükleri yarıiletken dedektörlere göre düşüktür. Bunun en önemli nedeni sintilatör malzemede radyasyonun emilimi sonucu oluşan taşıyıcıların, yarıiletken malzemelerde oluşan yük taşıyıcılara (elektron-boşluk çiftleri) göre sayıca çok daha düşük olmasıdır. Bu özellik sintilatör dedektörlerde istatistiki dalgalanmaların da yarıiletken dedektörlere göre daha büyük olmasına yol açmaktadır.

Yarıiletken dedektörlerde temel bilgi taşıyıcıları elektron-boşluk çiftleridir. Elektron-boşluk çiftleri, ölçülen parçacığın (alfa, beta, gama vb.) yarıiletken malzemede ilerlemesi sırasında (birincil iyonlaşma) veya elektron-boşluk çiftlerinin yine yarıiletken malzeme boyunca ilerlemesi sırasında (ikincil iyonlaşma) oluşurlar. Elektron-boşluk çiftlerinin elektrik alanında hareketi sonucu dedektörden elektriksel sinyal elde edilir. Yarıiletken dedektörler; yarıiletken diyot dedektörler veya katı hal dedektörleri olarak da isimlendirilirler. Katı hal dedektörlerinin önemli bir dezavantajı ise küçük boyutlarda üretilebildiğinden ve yüksek duyarlılıklarından dolayı radyasyon hasarından etkilenerek zamanla performanslarının kötüleşmesidir.

Katı hal dedektörlerinde en fazla kullanılan malzemeler Silikon ve Germanyum'dur. Silikon, yüklü parçacık spektroskopisinde tercih edilirken, Germanyum daha çok gama radyasyonu ölçümlerinde kullanılmaktadır.

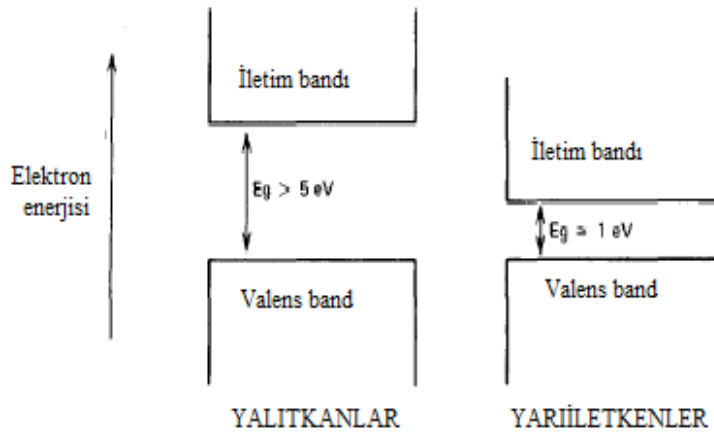
Şekil 4.1'de Silikon kristalinin yapısı sunulmuştur. Silikon kristalinde her bir Si atomu komşu Si atomlarına son yörüngesindeki dört elektronu yardımıyla bağlanmıştır (Knoll, 2000).



Şekil 4.1 : Silikon kristalinin iki boyutlu görünümü (Url-5).

4.1. Yarıiletkenlerin Özellikleri

Kristal yapıya sahip katı malzemelerde elektronların bulunabileceği enerji seviyeleri süreklilik özelliğine sahip enerji bandları şeklindedir. Şekil 4.2'de yalıtkanlar ve yarıiletkenlere ait enerji bantları görülmektedir. Alt kısımda bulunan valens bandı en dış kabuktaki elektronların bulunduğu banda tekabül eder. Üst kısımda bulunan iletim bandı ise kristal içerisinde serbestçe hareket eden elektronların bulunduğu banddır. Valens band ve iletim bandı arasındaki boşluk yasak banddır. Yasak bandın genişliği malzemenin yalıtkan veya yarıiletken olmasını belirleyen ana parametredir.



Şekil 4.2 : Yalıtkanlar ve yarıiletkenlerde enerji seviyeleri (Knoll, 2000).

Çizelge 4.1'de bazı yarıiletkenlerin yasak bandının genişlikleri sunulmaktadır. Isıl uyarılmanın ihmal edildiği durumlarda hem yalıtkanlar hem de yarıiletkenlerde valence bandı tamamen dolu iken iletim bandı tamamen boştur. Bu durumda her iki malzeme iletkenlik özelliği göstermez. Metallerde yasak band olmadığından, diğer bir deyişle valens band ve iletim bandı bitişik olduğundan valens bandındaki elektronlar kolaylıkla bir üst banda geçebilirler. Bu yüzden metaller iyi iletkenlerdir (Knoll, 2000).

Çizelge 4.1 : Bazı yarıiletkenlerin yasak bandının genişlikleri (Url-5).

Yarıiletken	InSb	Ge	Si	GaAs	GaP	ZnSe	Diamond
Eg(eV)	0.18	0.67	1.12	1.42	2.25	2.7	6.0

4.1.1 Yarıiletkenlerde yük taşıyıcıları

Sıcaklığın sıfırdan farklı olduğu durumlarda kristal yapı içerisindeki elektronlar sahip oldukları ısı enerjisinin bir kısmını diğer elektronlarla paylaşırlar. Bu durumda sıcaklık dağılımı istatistiksel olacağından bazı elektronlar iletim bandına çıkabilmek için yeterli enerjiye sahip olabileceklerdir. Valens band tamamen dolu iken, iletim bandına yerleşen electronun terketmesiyle valens bandda bir “boşluk” oluşur. Böylece bir adet elektron-boşluk çifti ortaya çıkmış olur. Elektrik alan uygulandığında elektronlar ve boşluklar zıt yönde hareket ederek elektrik iletkenliğine katkıda bulunurlar. Saf yarıiletken malzemelerde birim zamanda oluşan elektron-boşluk çiftlerinin sayısı yasak bandın genişliği ile ters orantılı, sıcaklıkla doğru orantılıdır.

Elektrik alanın olmadığı durumlarda elektron-boşluk çiftleri tekrar birleşirler ve sıcaklık sabit iken bir denge durumu oluşur. Denge durumunda elektron-boşluk çiftlerinin yoğunluğu bu çiftlerin oluşum hızlarına bağlı olarak artar.

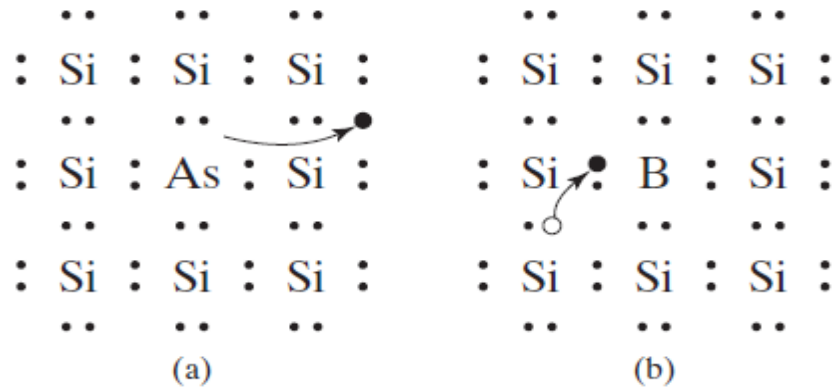
Elektronların hızları, ısı hız ve elektrik alana paralel bir sürüklenme hızının birleşimidir. Sürüklenme hızı elektrik alan şiddetiyle orantılı bir biçimde artarak belli bir değerde doyma noktasına (doyma hızı) ulaşır. Doyma hızları 10^7 cm/s mertebesinde. 0.1 cm'lik tipik yarıiletken dedektör boyutlarında, yük taşıyıcılarının toplanması için gerekli süre 10 ns.'nin altındadır. Bu özellik, tüm radyasyon türleri için yarıiletken dedektörlerin, cevap verme hızı en yüksek olan dedektörler olmalarını sağlayan önemli bir özelliktir.

Tamamen saf bir yarıiletkende radyasyonun olmadığı durumda elektron-boşluk çiftlerinin oluşumu ısı uyarılma yoluyla gerçekleşir. Fakat tamamen saf bir yarıiletken üretmek uygulamada imkansızdır. İletim bandındaki elektron sayısı, valens banddaki boşluk sayısına eşittir. Oda sıcaklığında elektron veya boşlukların sayısı Silikon için $1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, Germanyum için $2.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 'tür.

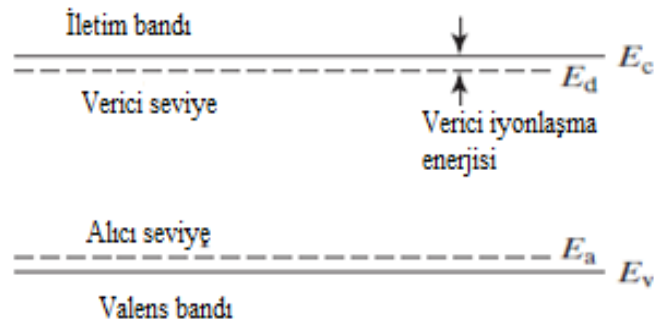
Metalik bir iletkende sadece elektronlar iletkenliğe katkıda bulunurlar. Yarıiletkenlerde ise boşluklar da zıt yönde hareket ederek iletkenliğe katkıda bulunurlar. Bu durumda yarıiletkenlerde ölçülen akım, elektron ve boşlukların akımının toplamıdır (Knoll, 2000).

4.1.2 n-Tipi yarıiletkenler

Yarıiletkenlere, elektrik iletkenliklerinin istenilen düzeye ulaştırılması amacıyla düşük oranlarda safsızlık atomu eklenir. En önemli yarıiletkenler olan Ge ve Si'un her ikisi dört (4) adet valens elektronuna sahiptir. Bu elektronların her biri Ge ve Si atomunun kristal içerisinde kendisine komşu olan 4 adet atomla kovalent bağ yapmasını sağlar. Si kristaline son yörüngesinde 5 elektron bulunan P, As veya Sb gibi bir safsızlık eklendiğinde bu elektronlardan dördü, komşu Si atomlarıyla kovalent bağ oluştururken 5. elektron açıkta kalır (Şekil 4.3a). Açıkta kalan bu elektron kristal örgüleri latis (lattice) içerisinde kolaylıkla hareket eder (Krane, 1988). Çünkü bu elektron safsızlık bölgesine çok zayıf bir bağla bağlıdır. Bu elektronlar iletim bandına çok yakın enerji seviyelerinde bulunurlar. Zayıf bir bağla bağlı bu elektronların bulunduğu bu seviyeler verici (donor) seviyeler olarak adlandırılır (Şekil 4.4). Verici seviyelerle iletim bandı arasındaki enerji farkı çok küçük olduğundan ısı uyarılma sayesinde neredeyse tüm bu verici seviyedeki safsızlıktan kaynaklanan elektronlar iletim bandına çıkarlar. Safsızlık atomlarının oranı değiştirilerek yarıiletkenin iletkenlik derecesi kontrol edilir (Knoll, 2000).



Şekil 4.3 : a) n-tipi ve b) p-tipi yarıiletken kristal yapıları (Url-5).



Şekil 4.4 : Yarı iletkenlerde verici ve alıcı seviyeler (Url-5).

4.1.3 p-Tipi yarıiletkenler

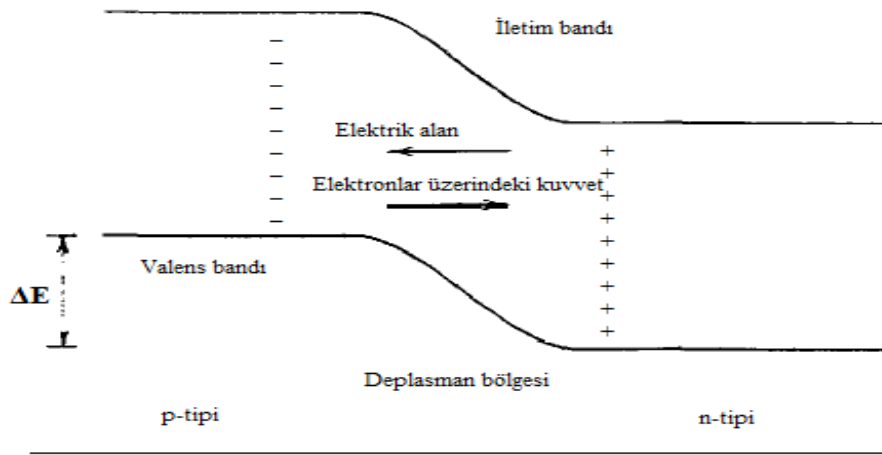
p-tipi yarıiletkenler Si kristaline son yörüngesinde üç (3) elektron bulunan safsızlık, örneğin Bor (B) eklenerek elde edilir. Bu durumda B atomunun son yörüngesindeki 3 elektron komşu Si atomlarıyla kovalent bağ oluşturur. B atomuna komşu olan 4. Si atomunun bir elektronu açıkta kalır. Valens bandının hemen üstünde bir alıcı (acceptor) seviyesi oluşur (Şekil 4.4) ve boşta kalan elektron kendiliğinden B atomuna bağlanır (Şekil 4.3b). Bunun sonucunda Si atomunda bir boşluk oluşur ve bu boşluk başka bir elektron tarafından doldurulur ve boşlukların hareketi bu şekilde devam eder (Krane, 1988).

4.2. p-n Ekleme ve Radyasyonun Algılanması

p-n ekleme, p-tipi ve n-tipi yarıiletkenlerin çeşitli tekniklerle birleştirilmesiyle oluşturulur. n-tipi bölgedeki elektronlar p-tipi bölgeye doğru hareket ederken p-tipi bölgedeki boşluklar da n-tipi bölgeye doğru hareket ederler. p-n ekleminin çevresinde birleşen elektronlar ve boşluklar, deplasman bölgesi olarak isimlendirilen bu bölgenin nötr hale gelmesine neden olurlar (Şekil 4.5). Elektronların n-tipi

bölgeden ayrılması geride pozitif yüklü sabit verici safsızlıklar bırakır. p-tipi bölgedeki boşlukların hareketi ise geride negatif yüklü sabit alıcı safsızlıklar bırakır. Sonuçta n-tipi bölgede pozitif yüklü, p-tipi bölgede ise negatif yüklü bir bölge oluşmuş olur. Bu pozitif ve negatif yüklü bölgeler sayesinde oluşan elektrik alan bir süre sonra yük taşıyıcıların hareketini durdurur.

İyonize radyasyon deplasman bölgesinden geçerken elektron-boşluk çiftleri oluşur. Elektronlar n-tipi bölgeye, boşluklar p-tipi bölgeye doğru hareket ederek bir elektrik sinyali oluşturur. Bu sinyal, önyükseltici, yükseltici ve MCA gibi modüllerden geçirilerek işlenir ve radyasyonun enerjisi ve şiddeti vb. özellikleri ölçülür.



Şekil 4.5 : p-n eklemının şematik görünümü (Krane, 1988).

Uygulamada yarıiletken dedektörler ters voltaj uygulanarak kullanılırlar. Bu uygulamanın iki önemli avantajı vardır. Deplasman bölgesindeki elektrik alan şiddetini arttırarak ve deplasman bölgesini genişleterek yük toplanmasını daha işlevsel hale getirir.

Yarıiletken dedektörler kullanılış amacına göre çeşitli malzemeler ve farklı yöntemlerle üretilirler. Bu çalışmada kullanılan yüzey engelli dedektör de bir yarıiletken dedektör türüdür. Yüzey engelli dedektörlerin üretilmesi için, n-tipi silikon kristalin üzerinde p tipi bir bölge oluşturulur. Deplasman bölgesi difüzyon birleşmeli dedektörlerde olduğu gibi elektronların p-tipi bölgedeki boşluklar tarafından yakalanmasıyla oluşur. Daha sonra yüzey kimyasal işleme (etching) tabi tutulur. Ardından da elektriksel temas için ince bir altın tabakayla kaplanır (Knoll, 2000).

5. DENEYSEL ÇALIŞMALAR

5.1 SAMES J-15 Lineer Hızlandırıcısı

Bu tez çalışmasında kullanılan Sames J-15 iyon hızlandırıcısı, Çekmece Nükleer Araştırma Merkezi'ndeki (ÇNEAM) Fizik Bölümü'nde yer almaktadır.

Sames J-15 iyon hızlandırıcısının bulunduğu laboratuvarın boyutları, (18x10x6) m³ ve duvar kalınlıkları 130 cm'dir (Tarcan ve diğ. 1989; Tamkaş, 2013). Ölçüm ve data analiz laboratuvarı ile olan bağlantıları, binanın yapımı sırasında duvarlarda bırakılan geçiş kanalları ile sağlanmaktadır.

Sames J-15 iyon hızlandırıcısı üç ana üniteden oluşmaktadır. Bunlar;

- 1- Ana hızlandırma ünitesi
- 2- Yüksek gerilim ünitesi
- 3- Kontrol ünitesi

5.1.1 Ana hızlandırma ünitesi

Samet J-15 hızlandırıcısının ana hızlandırma ünitesinin genel görüntüsü Şekil 5.1'de arz edilmektedir.



Şekil 5.1 : Sames J-15 hızlandırıcısının ana hızlandırma ünitesi.

5.1.1.1 İyon kaynağı

Samet J-15 hızlandırıcısının ana hızlandırma ünitesinde çeşitli elemanlar yer almaktadır. Bu elemanlardan, iyon kaynağının özellikleri, aşağıda deyatyları ile verilmektedir.

İyon kaynağı osmoregülatör, quartz malzemedan yapılan plazma tüpü, yüksek frekans kaynağı (HF) ve bir adet bobin ve konik şekilli fokalizasyon elemanından oluşmaktadır. Osmoregülatör hidrojen gazının bulunduğı paslanmaz çelikten imal edilen, gaz sızdırmazlık özelliğine sahip bir tüptür. İçerisinde, gazın miktarını takip etmeye yarayan bir basınç sensörü yerleştirilmiştir.

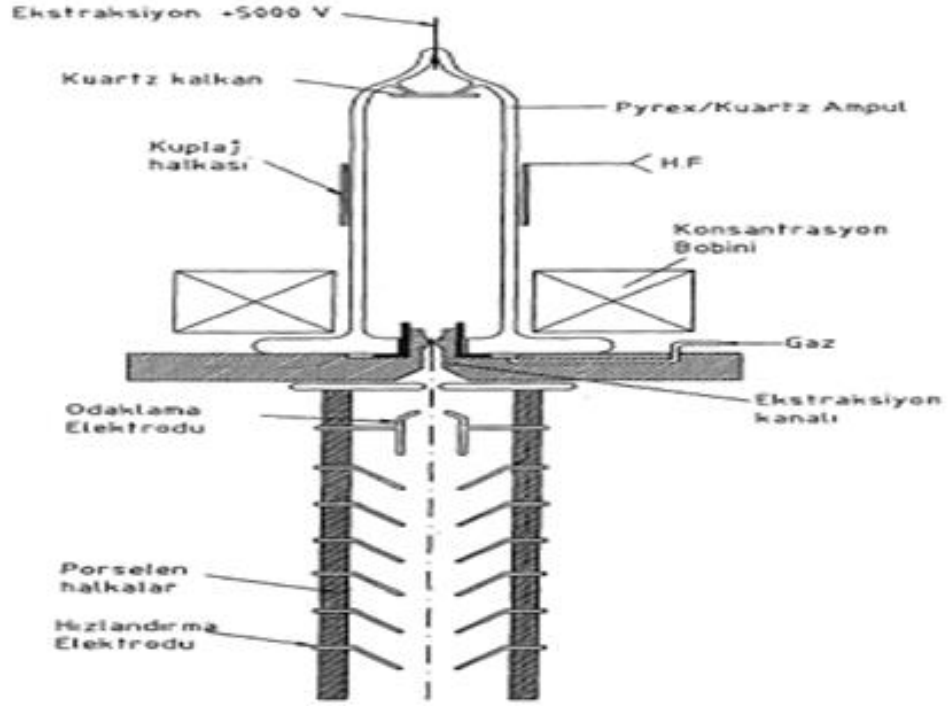
Bu tez çalışmasında, osmoregülatör %99,9 saflıkta hidrojen (H_2) gazı ile doldurulmuştur. Osmoregülatör, H_2 gazı ile dolduğunda, iç ortam basıncı ~ 9 atm değerindedir.

Tüpün içinde, düşey olarak monte edilmiş, alt tarafı kapalı ince bir paladyum boru mevcuttur. Bu paladyum borunun üst tarafı ise ince bakır bir boru yardımıyla, plazma tüpe bağlanmıştır. Paladyum boruya verilen, elektrik akımı sayesinde paladyum genleşir ve oluşan gözeneklerden hidrojen molekülleri difüzyon olayı sayesinde paladyum borunun içine iletilir.

İnce paladyum ve bakır borulardan oluşan bu boru sistemi içerisindeki hidrojen molekülleri, basınç farkından dolayı, hızla plazma tüpüne transfer olurlar. Osmoregülatörden istenen miktarda H_2 gaz çekilmesi, palladyum boruya verilen elektrik akımı ile kumanda edilerek sağlanır. Gereken miktarda gaz çekilmesi, kumanda ünitesinden kontrol edilir.

Plazma tüpünde biriken H_2 gazı bu tüp içerisinde, 100 MHz'lik bir Radyofrekans (RF) kaynağıyla iyonize hale getirilir ve bu şekilde oluşan plazmaya +6000V'a kadar çıkabilen bir gerilim uygulanarak pozitif (+) yüklü iyonların tüpten hızlandırma kolonuna itilmesi sağlanır.

Tüpün çıkış kısmında bulunan bobin yardımıyla oluşturulan manyetik alan, ve odaklaştırma (fokalizasyon) konisine uygulanan pozitif (+) gerilim yardımıyla, hızlandırma kolonuna gönderilecek iyon demetinin genişliği kontrol edilir (Şekil.5.2).



Şekil 5.2 : İyon kaynağı ve hızlandırma kolonu (Tarcan ve diğ, 1989; Tamkaş, 2013).

5.1.1.2 Hızlandırma kolonu

Samet J-15 hızlandırıcısının ana hızlandırma ünitesindeki yer alan elemanlardan bir diğeri de hızlandırma kolonudur. Hızlandırma kolonu birincisi odaklama için kullanılan 11 adet metal plakadan ve bu plakalar arasına seri olarak bağlanmış 150 MΩ'luk dirençlerden oluşmuştur. Yüksek gerilim ünitesinde oluşturulan gerilim dirençler yardımıyla bölünerek bu plakalara uygulanır. Örneğin; 90 kV'luk bir gerilim dağıtılırken birinci plakaya 90 kV, ikinci plakaya 80 kV, üçüncüye 70 kV uygulanır ve son plakanın gerilim değeri sıfır olur.

Hızlandırma kolonuna itilen pozitif yüklü iyonlar bu gerilim farkı sayesinde, ileri doğru hareket eder ve eğer yükleri +1 ise her bölmede 10 keV olmak üzere toplam 90 keV kinetik enerji kazanırlar ve hedefe doğru ilerlerler (Tarcan ve diğ, 1998).

5.1.1.3 Demet yönlendirme elemanları

Samet J-15 hızlandırıcısının ana hızlandırma ünitesinde kullanılan demet yönlendirme elemanları şunlardır;

Elektrostatik quardupol mercekler, hızlandırılan yüklü tanecik huzmesinin merkezde tutulması, hedef üzerine düşen hüzmenin toplanması, çapının belirlenmesi ve iyon

kayıplarının giderilmesi için gerektiğinde kullanılan dört çift polarizlenmiş plakadan oluşmaktadır (Tarcan ve diğ, 1989; Tamkaş, 2013).

Diyafram, ortasında 3 cm çapında delik bulunan bir plakadan meydana gelmektedir. Işınlama esnasında, iyon demetinin çapının izlenip kontrolünü sağlar. Diyafram elektriksel olarak izole edildiğinden, elektrikçe nötr haldedir. Diyafram kumanda ünitesinde bulunan bir mikrometreye bağlı halde olup, bu mikrometre sayesinde diyafram üzerine iyon demeti düştüğünde, oluşan akım belirlenebilmektedir. Mikrometer üzerinde eğer akım okunuyorsa demet yönlendirme parametreleri değiştirilerek üzerine akım düşmemesi sağlanmaktadır. Kuvvetli akımlarda diyaframın soğutulması gerekli olmaktadır. Bu nedenle, diyaframın soğutulması için dışına bir su ceketini geçirilerek, soğutma ünitesine bağlanmıştır (Tarcan ve diğ, 1989; Tamkaş, 2013)

Kolimatörler, iç çapları 3 mm olan ve ard arda sıralanmış üç adet metal bilezikten meydana gelmiştir. İletkenler yardımıyla birbirlerine temas halinde olduklarından kolimatör akımını veren mikrometrede okunan akım, üç kolimatörün toplam akım değeridir. İyon demetinin düzgün, dairesel bir şekilde hedefe çarpmasını sağlarlar. Kompresörden gelen havayla soğutulurlar.

Elektron tuzacı, hedefin önüne yerleştirilen ve ortası demetin geçmesine izin verecek şekilde delik olan metal plakadır. Bu metal plaka, -200 V gerilimle yüklü olduğundan hedeften elektronların ayrılmasını engeller. Bu sayede hedef akımının doğru olarak okunmasına yardımcı olur.

5.1.2 Vakum sistemi

Vakum sistemi; mekanik pompa, difüzyon pompası, vakum sensörleri, vakum göstergeleri ve diğer bağlantı elemanlarından (kablolar, o-ring contalar, hortumlar vb.) oluşan sistemdir. Mekanik pompa yardımıyla, hızlandırıcı bölmelerindeki basınç değeri, $\sim 10^{-3}$ torr seviyesine kadar düşürüldükten sonra difüzyon pompasının devreye girmesiyle bu değer yaklaşık 10^{-6} seviyesine kadar indirilebilmektedir. Hızlandırma ortamının bu şekilde hava moleküllerinden arındırılması sayesinde, yüklü tanecikler kinetik enerjilerini kaybetmeden hedefe ulaşabilirler.

5.1.3 Yüksek gerilim ünitesi

Bu birim, hermetik yapıda oluşturulmuş yüksek gerilim üretici ile bir yüksek gerilim besleme kaynağından meydana gelmiştir. Hermetik ünite, bir stator ve bir rotordan oluşmuştur. Stator, esas dielektrik ortamı teşkil eden camdan yapılmış bir silindir ve indüktörlerden ibarettir. Rotor ise, yük taşıyıcı olarak kullanılan ve yalıtkan olan "araldite" isimli plastik türü bir maddeden imal edilmiştir. Çalışma sırasında rotor 2800 devir/dak.'lık bir hızla döndürülmektedir. Burada, yük toplama amacıyla, özellikle, sivri uçlu fırçalar yerine çok az eğimli çelik lamalar kullanılmıştır. Üretecin içi, kolay iyonize olması ve yapısal maddelerle kimyasal reaksiyona girmemesi nedeniyle yüksek basınçta (yaklaşık 15 Atm.) hidrojen ile doldurulmuştur. Bir vantilatörle soğutulan yüksek gerilim biriminin stabilizasyonu $\pm\%1$ civarındadır. Yüksek gerilim birimi besleme kaynağı, üretecin 30 kV uyarma (eksitasyon) gerilimini ve diğer alçak besleme gerilimlerini, çeşitli regülasyon ve koruma devrelerini içermektedir (Tarcan ve diğ., 1998).

5.1.4 Kumanda birimi

Kumanda birimi, hızlandırıcıdan yaklaşık olarak 1.5 m'lik beton duvarla ayrılmış bir bölmede bulunan ve çalışma esnasında oluşan radyasyondan etkilenmeksizin hızlandırıcının çeşitli birimlerini kontrol etmeye imkan sağlayan birimdir. Bu birim, cihazı kullanan uzmanın güvenli bir şekilde hızlandırıcıya kumanda etmesine imkan sağlamaktadır.

Bu birim sayesinde, hızlandırıcının gerek hızlandırma kolonuna, gerekse yüksek gerilim birimine giden elektrik akımı, kontrol edilir. Yüksek gerilim birimine, difüzyon pompasına, bükücü mıknatısa, kolimatörlere gönderilen soğutma suyu bu birimden kumanda edilerek, açılıp kapatılabilir.

Gerekli güvenlik önlemleri alındıktan ve sayım sistemi hazır hale getirildikten sonra, tüm sistemlere güç verilir. Böylece, kumanda düğmeleri yardımıyla iyon kaynağına gönderilecek gaz miktarı ve bu iyon kaynağına uygulanacak yüksek frekans değeri istenilen değere getirilir. Üretilen plazmadan ne kadar akım çekileceği iki parametre ile kontrol edilir. Bu parametreler; plazma tüpüne uygulanan pozitif gerilim (extraction gerilimi) ve tüpün ucundaki bobine (magnet coil) verilen akımdır. Hızlandırma kolonundaki plakalar arasına uygulanacak gerilim değeri yine kumanda biriminden belirlenir. Demet genişliğini kontrol eden elektrostatik lenslere ve huni

şeklindeki focuslama aygıtına uygulanacak gerilim, kumanda biriminde bulunan düğmeler sayesinde kontrol edilir. Kumanda birimi üzerinde bulunan mikrometreler sayesinde anlık olarak hızlandırıcıdaki vakum değerleri, hedef, diyafram ve kolimatör akımları takip edilebilir.

5.2 Hızlandırıcının Emniyetli Çalışması ve Güvenlik Sistemleri

Hızlandırıcının çalıştırılması esnasında gerek hızlandırıcının emniyeti, gerekse kullanıcı personelin emniyeti açısından bazı tedbirler alınmıştır. Örneğin, gerekli vakum değerlerine ulaşıldığında, hızlandırıcının bulunduğu bölmenin kapısı kapatılmadan, yüksek gerilim birimi devreye alınamaz. Bu sayede herhangi bir nedenle hızlandırıcı salonunun kapısı açıldığında ve içeri girildiğinde hızlandırıcı otomatik olarak ışınlamayı durdurur.

Diğer bir güvenlik önlemi ise elektrik kesintilerine karşı difüzyon pompasında buharlaşan yağların hızlandırma kolonuna kaçmasını önleyen otomatik kapama sistemidir. Bu sistem, elektrik kesintilerinde kendiliğinden difüzyon pompasının demet hattıyla bağlantısını keserek yağ buharlarının demet hattına ulaşmasını engeller. Diğer bir güvenlik önlemi ise su sensörlerinin kullanılmasıdır. Bu sensörler sayesinde soğutma suyu difüzyon pompasına ve hızlandırıcının diğer bölümlerine ulaşmadan yüksek gerilim sistemi devreye girmemektedir. Böylece soğutma sistemi devreye girmeden diğer sistemlerin çalışması engellenerek çeşitli arızaların veya kazaların önüne geçilmiş olur.

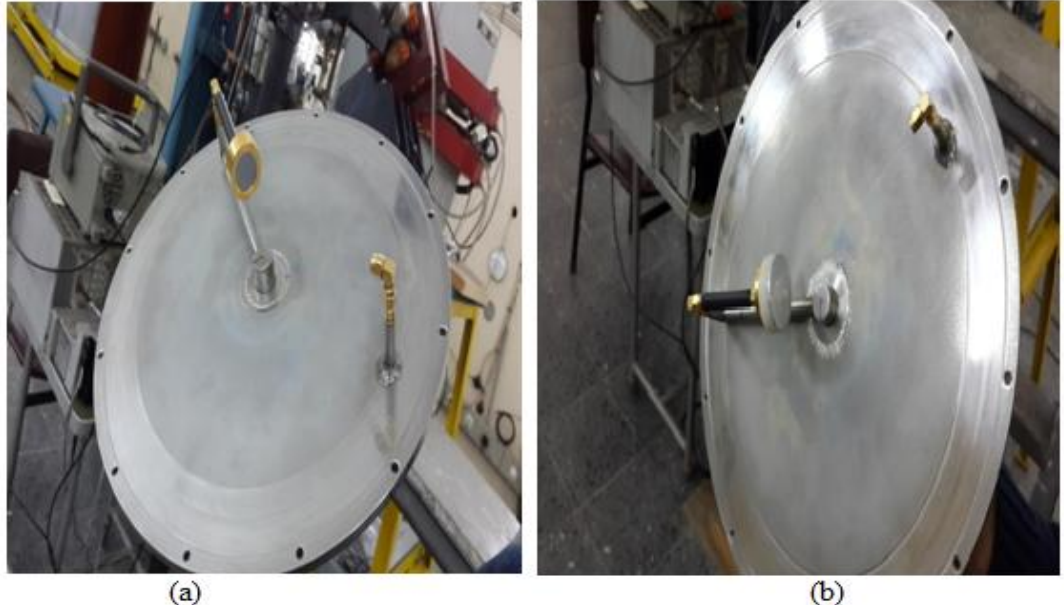
Yeterli soğutma olmadığı takdirde, difüzyon pompası görevini yerine getiremediği gibi, ayrıca, difüzyon pompasında oluşan yağ buharları basınç farkından dolayı hızlandırıcının demet hattına ulaşarak, burada istenilen vakum değerlerine ulaşılmasını engeller.

Ayrıca gerek hızlandırıcının bulunduğu ışınlama bölümünde gerekse kumanda biriminin bulunduğu birimde yerleştirilmiş gerek gama, gerekse nötron doz ölçerler sayesinde bu bölümlerdeki doz seviyesi anlık olarak kontrol edilebilmektedir.

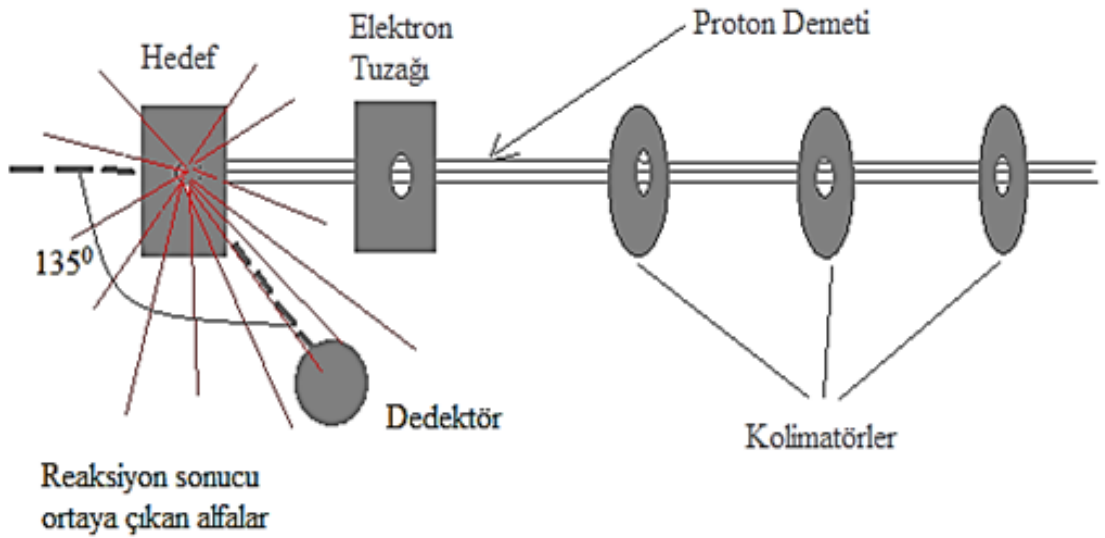
5.3 Yüzey Engelli Dedektör

Bu tez çalışmasında, Ortec marka bir yüzey engelli dedektör kullanılmıştır. Ortec marka doğru akım DC kaynağından beslenen dedektör, 300 mm^2 'lik 50 V'luk DC ile çalışan bir dedektördür (Şekil 5.3).

Dedektörün önüne alüminyum katkılı ince bir mylar folyo yerleştirilerek hedeften saçılan protonların dedektöre ulaşması engellenmiştir. Dedektör demet doğrultusuna 135° 'lik bir açıyla yerleştirilmiştir (Şekil 5.4 ve Şekil 5.5).



Şekil 5.3 : Yüzey engelli dedektör a) Filtresiz b) Önü mylar filtre ile kapatılmış.



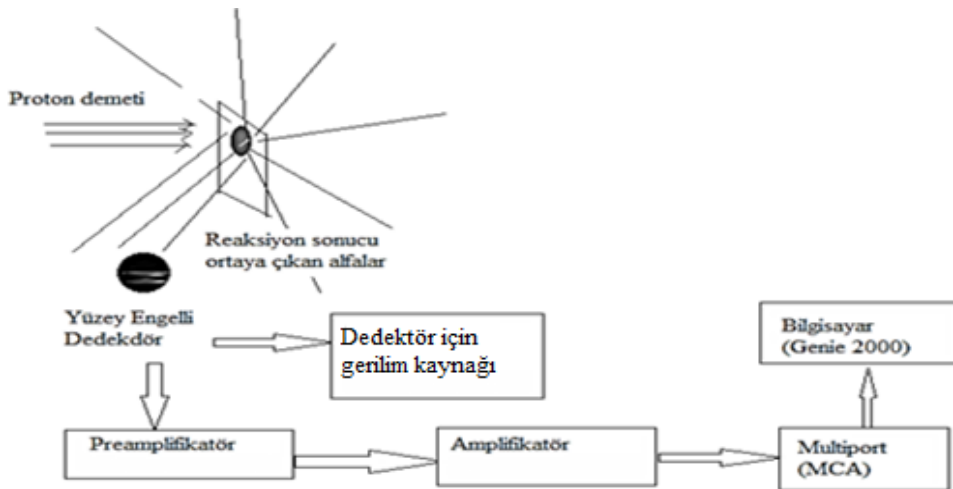
Şekil 5.4 : Dedektör geometrisi.



Şekil 5.5 : Reaksiyon odacığının iç görüntüsü. Soldan sağa (hedef, elektron suppresser halkası, üçüncü kolimatör).

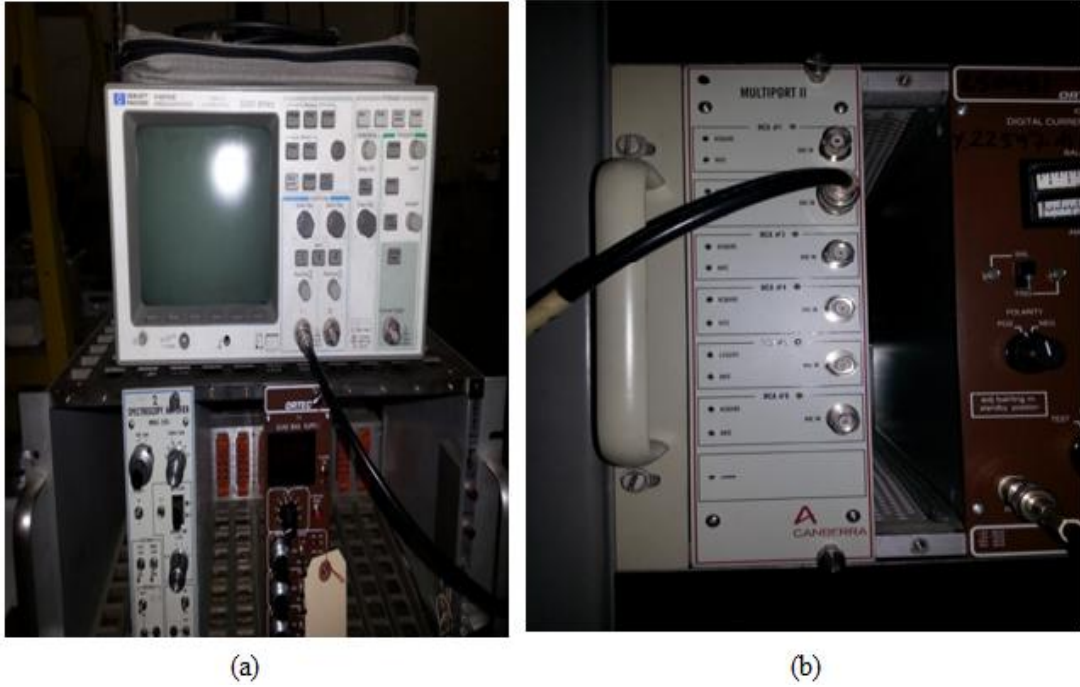
5.4 Sayım Sistemi

$^{11}\text{B}(p,\alpha)2\alpha$ reaksiyonun gerçekleşmesi sonucu ortaya çıkan alfa parçacıklarının sayılması sırasında kullanılan elemanlar Şekil 5.6 ve Şekil 5.7’de arz edilmektedir. Sayım sisteminde Ortec 401B Bin, Ortec 428 dedektör güç kaynağı (bias supply), Canberra 2003B model ön yükseltici, Canberra 2020 model yükseltici (Çalışma parametreleri: Coarse Gain: 10, Fine Gain, 0.3, Shaping Time: 0.25 μsec . , Polarity : Positive) ve Canberra 2100 model Bin ile birlikte Canberra Multiport-II çok kanallı analizör (MCA) kullanılmıştır.



Şekil 5.6 : Deneyde kullanılan sayım sisteminin şematik görünümü.

$^{11}\text{B}(p,\alpha)2\alpha$ reaksiyonundan gelen alfalar yüzey engelli katı hal dedektörüne ulaşınca yarıiletken malzemede oluşan elektron boşluk çiftlerinden elektronlar + kutba gelerek, ortaya çıkan elektron-boşluk çiftlerinin sayısı ile doğru orantılı bir şekilde, dedektördeki gerilimin düşmesine neden olurlar. Bu değişiklik ön yükselticide bir sinyal olarak algılanır ve yükselticiye ulaşabilmesi için mV mertebesinde bir değere yükseltilir. Bu sinyalin MCA'da değerlendirilebilmesi için 0-10 V mertebelerine yükseltilmesi gerekmektedir ve bu işlem yükseltici tarafından yapılır. Daha sonra MCA'ya ulaşan sinyal burada büyüklüğüne göre 612, 1024, 2048 veya 4096 adet kanaldan oluşan veri deposuna atılır ve bu veriler bilgisayarda Genie 2000 adlı yazılım sayesinde görsel hale getirilir (Şekil 5.7).



Şekil 5.7 : Sayım sistemi elemanları a)güç kaynağı ve amplifikatör b)MCA.

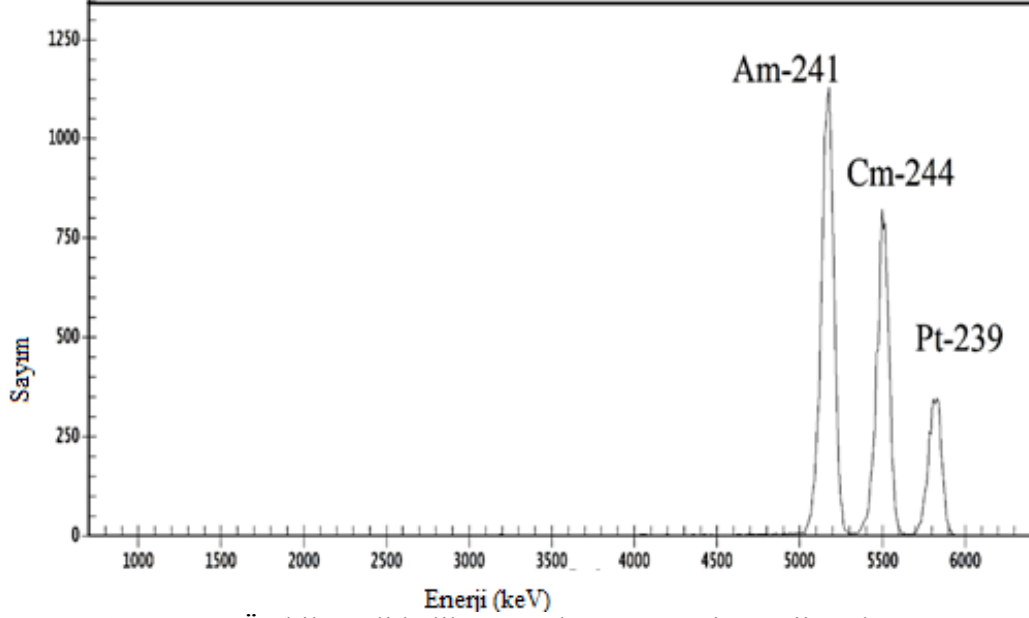
5.5 Kalibrasyonlar

5.5.1 Enerji kalibrasyonu

Yüzey engelli dedektörün kalibrasyonu, üç bileşenli bir radyasyon kaynağı seti olan Americium-241, Curium-244, Plutonium-239 izotoplarından oluşan, Amersham marka bir kalibrasyon kaynağı ile yapılmıştır (Amersham, 1992). Bu izotopların yarıömürleri ve yayınladıkları alfa parçacıklarının enerjisi ve yayımlanma oranı Çizelge 5.1'de verilmiştir. Şekil 5.8'de ise üç bileşenli kalibrasyon kaynağına ait enerji spektrumu belirtilmektedir.

Çizelge 5.1 : Amersham marka kalibrasyon kaynağının özellikleri.

Radyonüklid	Yarıömür	Yaydığı alfa parçacıklarının enerjisi (MeV)
Americium-241	433 yıl	5.442 (% 12.5), 5.484 (% 85.2)
Curium-244	17.8 yıl	5.763 (% 23.6), 5.806 (% 76.7)
Plutonium-239	24,100 yıl	5.103 (%11), 5.142 (%15), 5.155 (%73)



Şekil 5.8 : Üç bileşenli kalibrasyon kaynağına ait enerji spektrumu.

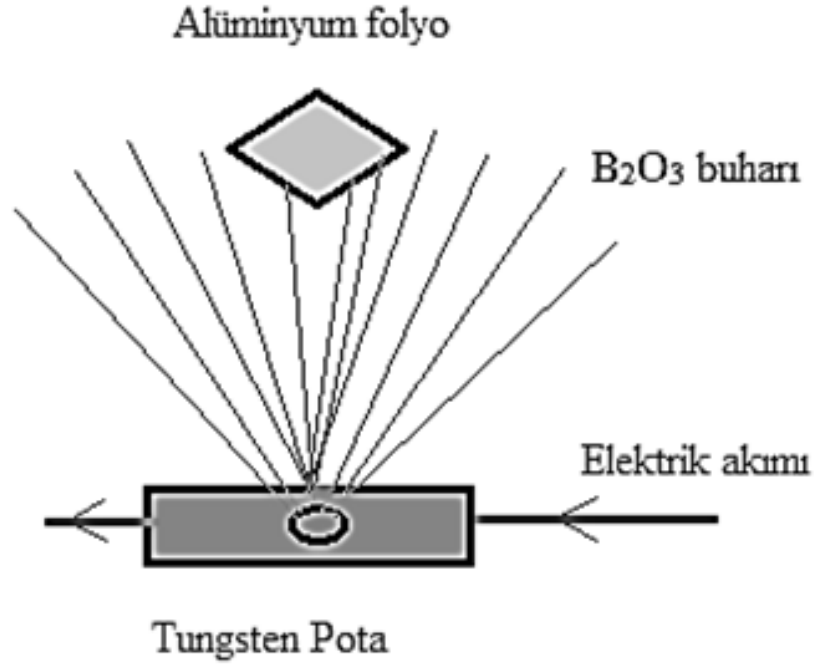
5.5.2 Verim kalibrasyonu

Vakum ortamından kaynaklanan alfa sayımları, sıfıra yakın ve reaksiyondan kaynaklanan alfa sayımları ise saniyede ancak birkaç tane olduğundan dedektör verimi % 100 olarak kabul edilmiştir.

5.6 B₂O₃ hedef malzemenin hazırlanışı

Bu çalışmada kullanılan hedefler düzgün alüminyum folyo üzerine 56 µg/cm²'lik B₂O₃ kaplanarak elde edilmiştir. Kaplama Fiziksel Buharlaştırma (Physical Vapor Deposition - PVP) yöntemiyle yapılmıştır. Tantal levhadan yapılmış erime potası içine konulan Borik asit (H₃BO₃), tantal potadan geçirilen yüksek akım sayesinde ısıtılır ve sırasıyla aşağıdaki reaksiyonları geçirerek (Url-6), B₂O₃ buharına dönüşür ve uygun şekilde yerleştirilen alüminyum folyoya yapışır (Şekil 5.9).





Şekil 5.9 : B₂O₃ hedef malzemeyi hazırlama düzeneği.

Folyo üzerine kaplanan tabakanın kalınlığı Eşitlik 5.4'de ifade edildiği gibi folyonun kaplama öncesi ve sonrası farkı hesaplanarak folyonun alanına bölünmesiyle bulunmuştur (Eşitlik 5.4).

$$S = \frac{\Delta m}{A} = \frac{M_s - M_i}{x \cdot y} = 56 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \quad (5.4)$$

s (Kaplama kalınlığı ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$))

M_s (Folyonun kaplama öncesi kütlesi) = $129000.0 \pm 100 \mu\text{g}$

M_i (Folyonun kaplama sonrası kütlesi) = $131500.0 \pm 100 \mu\text{g}$

x (Alüminyum folyonun boyu) = $15.0 \pm 0.1 \text{cm}$

y (Alüminyum folyonun eni) = $3.0 \pm 0.1 \text{cm}$

6.DENEY SONUÇLARININ DEĞERLENDİRİLMESİ

Bu tez çalışmasında, 11 farklı enerjideki protonlar kullanılarak B₂O₃ hedef malzeme bombardıman edilmiştir ve hedef malzeme içerisindeki B-11 izotopu ile protonların bileşik çekirdek oluşturması sağlanmıştır. 103.58, 105.88, 108.17, 110.46 113.21, 115.50, 118.25, 120.54, 122.83, 125.13 ve 127.42 keV enerjilerindeki protonlarla B₂O₃ hedefinin ışınlaması sonucu, ¹¹B(p,α)2α reaksiyonundan yayımlanan alfa (α) parçacıkları yüzey engelli dedektör ile sayılmıştır.

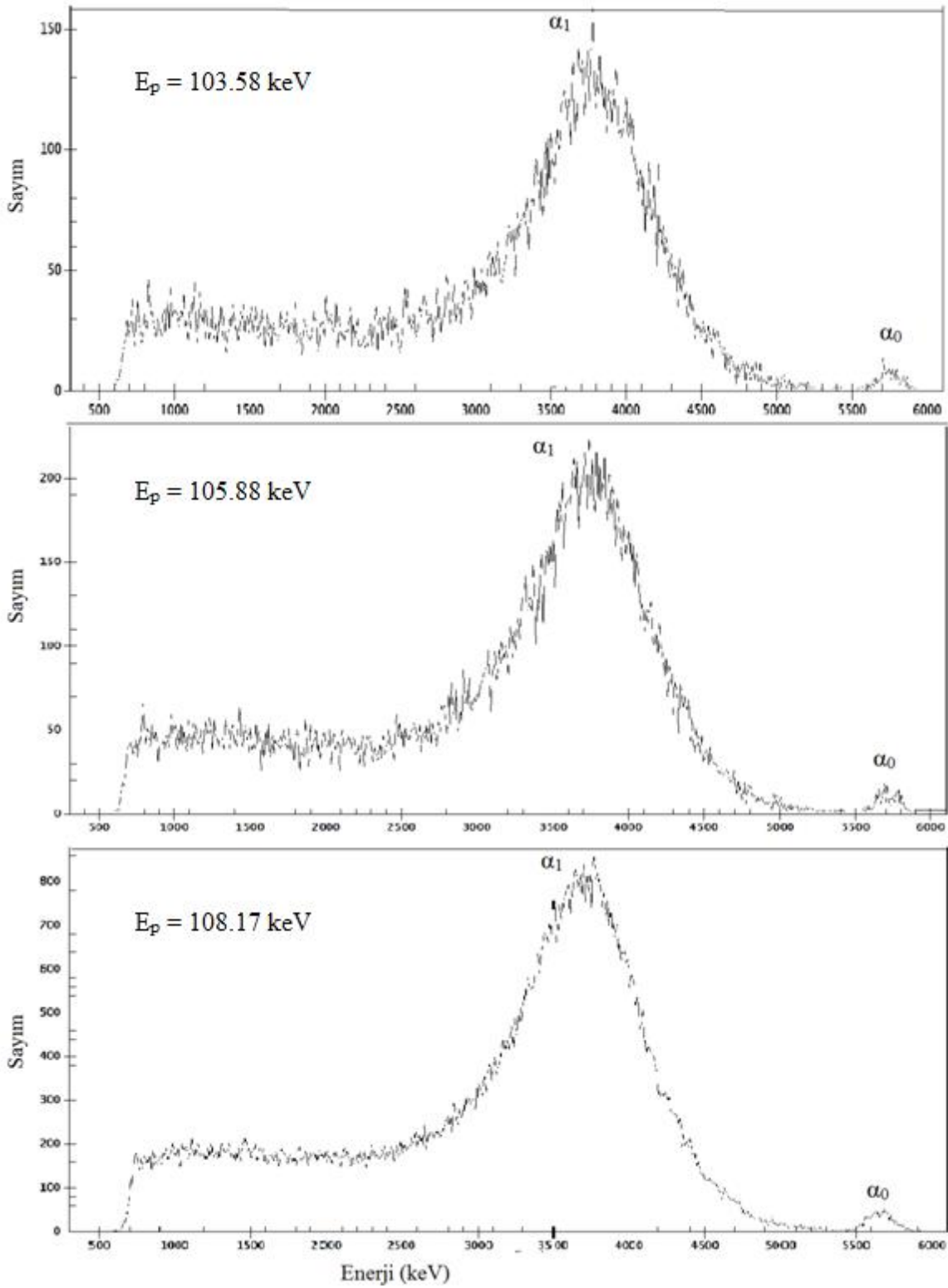
Farklı enerjilerdeki alfa parçacıklarının oluşturduğu alfa spektrumu, Genie 2000 programı ile görselleştirilmiştir. 103.58, 105.88, 108.17, 110.46 113.21, 115.50, 118.25, 120.54, 122.83, 125.13 ve 127.42, keV (Kütle Merkezi-CM sistemine göre, düzeltilmiş) enerjilerindeki protonlarla yapılan ışınlamalar sonucu oluşan alfa spektrumları Şekil 6.1, Şekil 6.2, Şekil 6.3 ve Şekil 6.4'de sunulmaktadır.

Bu spektrumlarda alfa piklerine gelen toplam sayım sayısının (N_{α₀}, N_{α₁+nN_{α₁₂}}) belirlenmesi tesir kesitlerinin hesaplanması için bir gereklilik arz etmektedir. Buna göre;

N_{α₀} sayısı; işaretleyicilerin (marker), spektrumdaki α₀ pikinin, sağ ve sol uçlarına getirilmesiyle iki işaretleyici arasında kalan toplam sayım sayısı olarak alınmıştır.

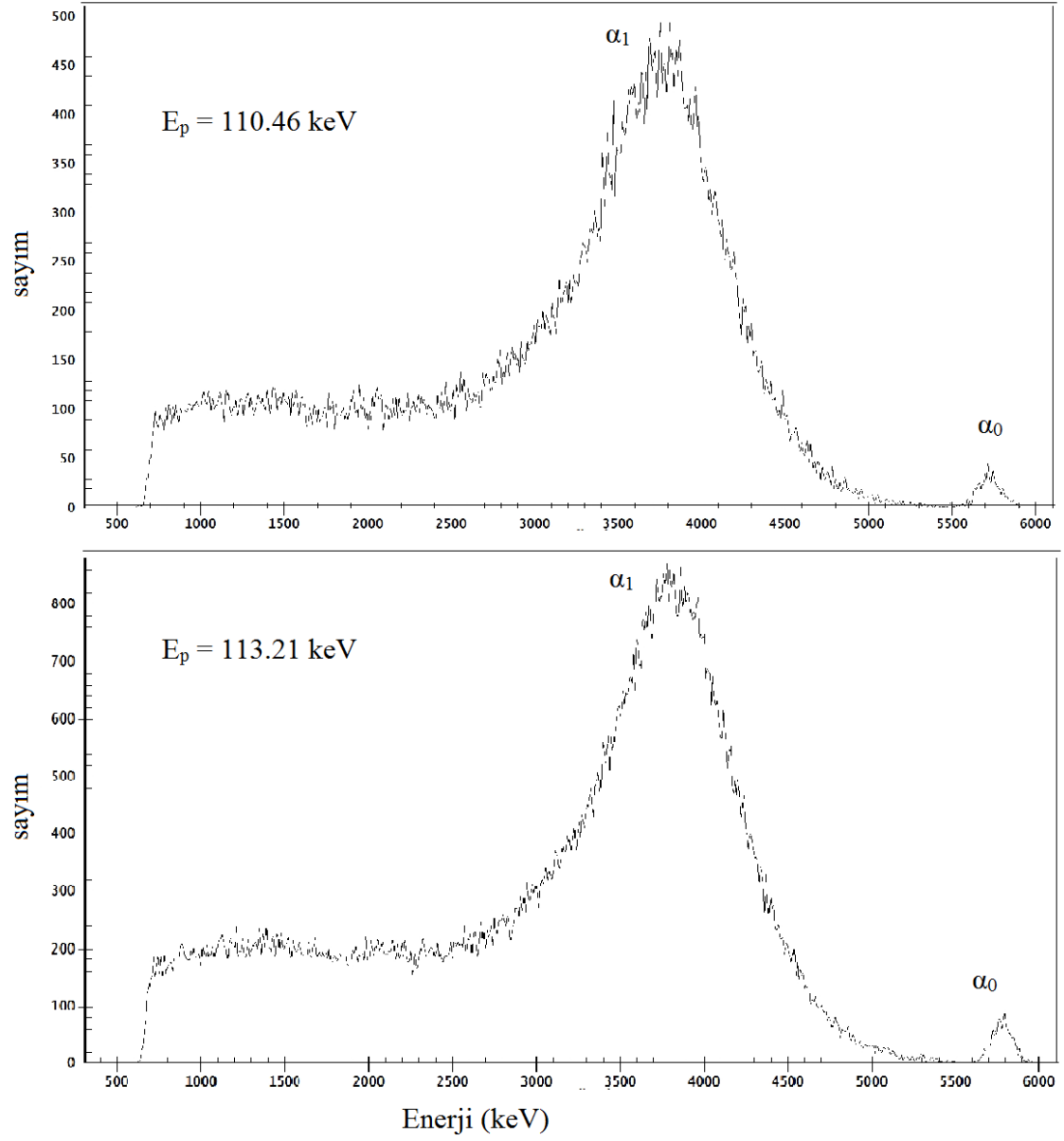
N_{α₁ +nN_{α₁₂}} sayısı ise, sağ işaretleyici α₁ ve α₀ piklerinin ortasına, sol işaretleyici ise α₀ pikinin tepe noktası enerjisinin (E₀), toplam kapsamındaki parametre (k=0.398) ile çarpılması sonucu elde edilen enerji değerine (E_s) yerleştirilerek elde edilen toplam sayım sayısı olarak alınmıştır.

$$E_s = k E_0 \quad (6.1)$$

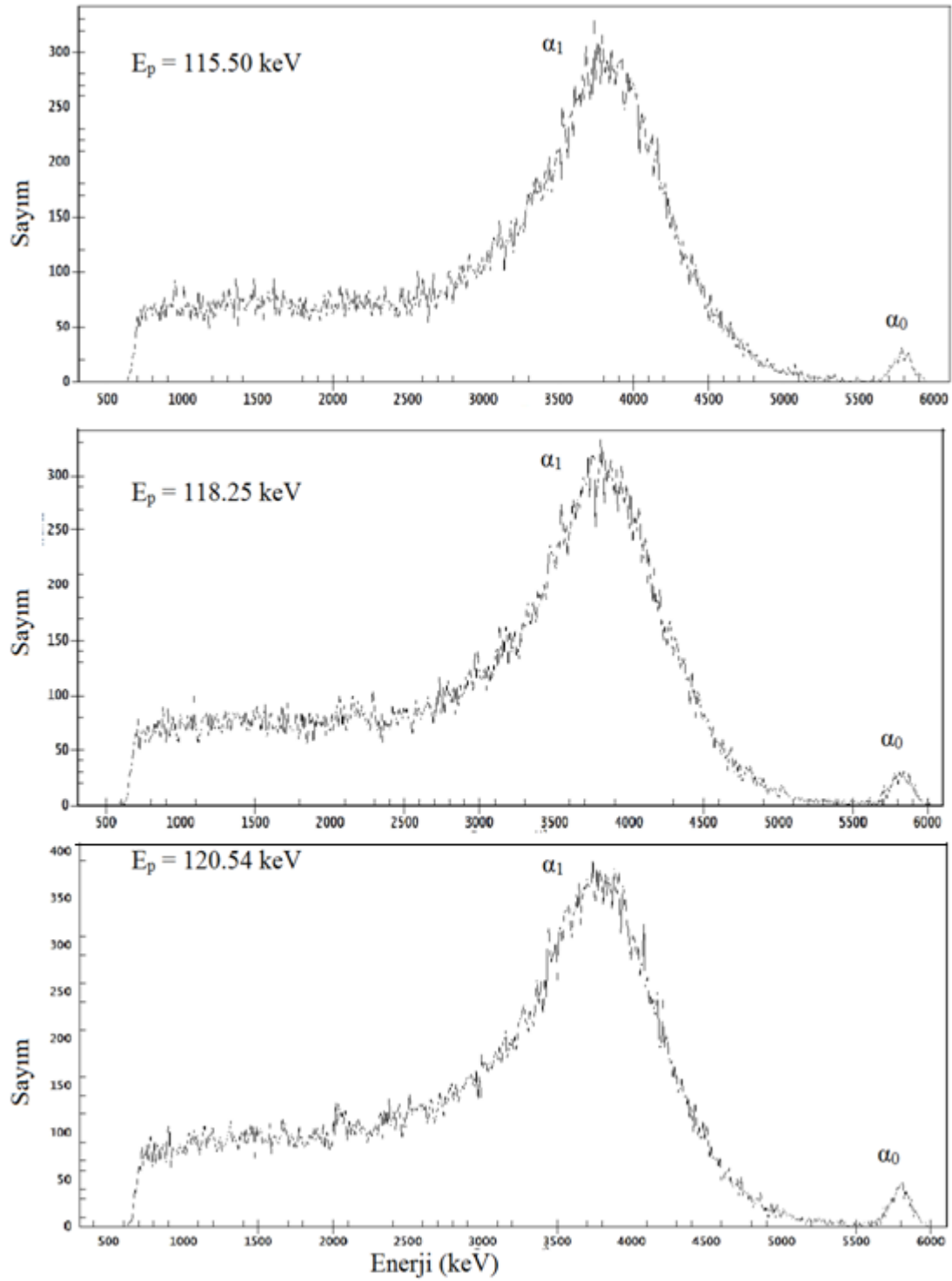


Şekil 6.1 : 103.58, 105.88 ve 108.17 proton enerjilerinde oluşan alfa spektrumları.

Detayları Bölüm 1’de arz edilen, protonun ^{11}B ile reaksiyonu sonucunda; Eşitlik 1.2’de verilen ikinci reaksiyon kanalında açığa çıkan α_1 parçacıklarının ~ 3750 keV enerjide maximum sayıya ulaştığı Şekil.6.1 ’de görülmektedir.



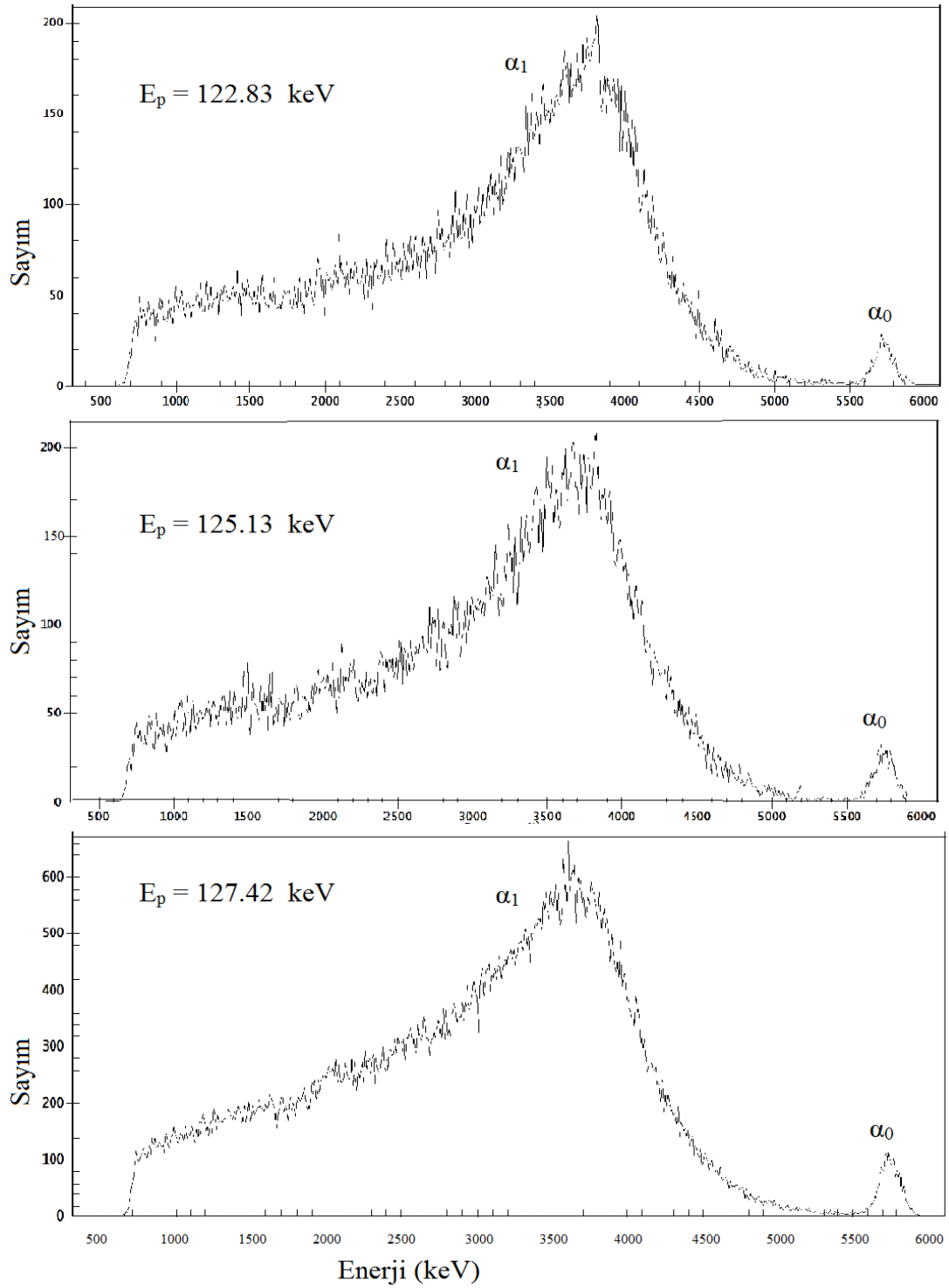
Şekil 6.2 : 110.46 ve 113.21 keV proton enerjilerinde oluşan alfa spektrumları.



Şekil 6.3 : 115.50, 118.25 ve 120.54 keV proton enerjilerinde oluşan alfa spektrumları.

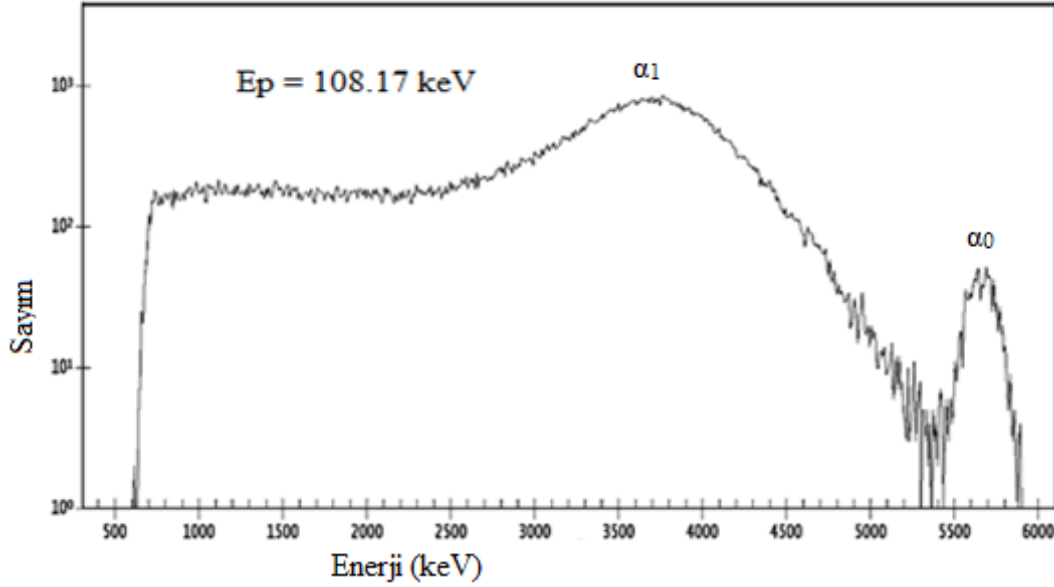
Eşitlik 1.2’de verilen birinci reaksiyon kanalında açığa çıkan α_0 parçacıkları, farklı bir karakteristik sayım piki oluşturmaktadır. B_2O_3 hedef malzemenin protonlar ile bombardıman edilmesi sonucunda, $^{11}B(p,\alpha)2\alpha$ reaksiyonundan yayımlanan alfa

parçacıklarının spektrumları incelendiğinde, ikinci bir karakteristik sayım pikinin de ~ 5700 keV enerjili α_0 parçacıkları ile ortaya çıktığı tespit edilmiştir.



Şekil 6.4 : 122.83, 125.13 ve 127.42 keV proton enerjilerinde oluşan alfa(α) spektrumları.

108.17 keV enerjisindeki protonlarla yapılan ışınlama sonucu ortaya çıkan α_0 parçacıklarının oluşturduğu pikin daha belirgin olarak görülebilmesi için, alfa spektrumunun logaritmik ölçekte görünümü türetilmiştir. Elde edilen görüntü Şekil 6.5’de arz edilmektedir.



Şekil 6.5 : 108.17 keV proton enerjisinde yapılan ışınlama sonucu oluşan logaritmik ölçekte spektrumu.

6.1 Protonların Ortalama Enerjisinin Hesaplanması

Protonların hedef içinde ortalama enerjisini hesaplamak için SRIM bilgisayar yazılımından faydalanılmıştır (Çizelge 6.1).

Çizelge 6.1 : Protonların hedeften geçerken $\text{keV}/\mu\text{g}.\text{cm}^2$ cinsinden kaybettikleri enerjiler. SRIM bilgisayar programının işlem çıktısı (SRIM, 2013).

Ion Energy	dE/dx Elec.	dE/dx Nuclear	Projected Range	Longitudinal Straggling	Lateral Straggling
130,00 keV	6,038E-01	7,919E-04	1,33 μm	1075 A	1448 A
140,00 keV	5,920E-01	7,456E-04	1,43 μm	1096 A	1486 A
150,00 keV	5,797E-01	7,047E-04	1,52 μm	1118 A	1525 A
160,00 keV	5,673E-01	6,684E-04	1,62 μm	1139 A	1564 A

Malzeme içinde, atom veya çekirdek sayısı, numunenin kütlesi ile orantılıdır. Bu çalışmada, B_2O_3 hedef malzeme kalınlığının $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ olarak tanımlanması, lineer kalınlık birimleri (mm, μm) ile tanımlanmaktan daha uygun olmaktadır. Bu konuya ilişkin detaylar Bölüm 6.2’de arz edilmektedir.

SRIM bilgisayar yazılımı yardımıyla 130-155 keV enerjilerde protonların malzeme içinden geçerken $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ başına kaybettikleri ortalama enerji hesaplanmıştır. Bu durumda, örneğin, 130 keV'lik protonlar için $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ başına enerji kaybı, 0.6038 keV olarak hesaplanmıştır. B_2O_3 hedef malzeme kalınlığının, $56 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ olduğu göz önüne alınırsa, bu enerjideki protonların, hedef malzemeden geçerken, yaklaşık 34 keV enerji kaybettiği belirlenmiştir. Dolayısıyla, 130 keV kinetik enerjiye sahip olarak hedefe ulaşan protonların, hedeften geçerken ortalama enerjileri, 113 ± 17 keV şeklinde ifade edilmiştir. Laboratuvar sistemine göre ve CM sistemine göre iyon enerjilerinin düzeltilmiş değerleri Çizelge 6.2'de verilmiştir. 132.5 keV, 135 keV, 137.5 keV, 142.5 keV, 145 keV, 147.5 keV, 152.5 keV, 155 keV 'deki laboratuvar sistemine göre düzeltilmiş enerji değerleri extrapolasyonla elde edilmiştir. CM sistemine göre iyon enerjileri

$$E_{\text{CM}} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} E_{\text{Lab}} \quad (6.2)$$

m_1 : mermi parçacık (proton)

m_2 : hedef parçacık (^{11}B)

E_{Lab} : Laboratuvar sistemine göre mermi parçacığın kinetik enerjisi

eşitliğinden elde edilmiştir.

Çizelge 6.2 : Düzeltilmiş Proton Enerji Değerleri.

İyon Enerjisi, keV (lab. sistemi)	Düzeltilmiş İyon Enerjisi, keV (lab. sistemi)	Düzeltilmiş İyon enerjisi, keV (CM sistemi)
130.0	113.0 ± 17.0	103.58 ± 17.0
132.5	115.5 ± 17.0	105.88 ± 17.0
135.0	118.0 ± 17.0	108.17 ± 17.0
137.5	120.5 ± 17.0	110.46 ± 17.0
140.0	123.5 ± 16.5	113.21 ± 16.5
142.5	126.0 ± 16.5	115.50 ± 16.5
145.0	129.0 ± 16.0	118.25 ± 16.0
147.5	131.5 ± 16.0	120.54 ± 16.0
150.0	134.0 ± 16.0	122.83 ± 16.0
152.5	136.5 ± 16.0	125.13 ± 16.0
155.0	139.0 ± 16.0	127.42 ± 16.0

6.2 B_2O_3 Hedef Malzeme Kalınlığının Hesaplanması

Bu çalışmada, hedef kalınlığı önce Eşitlik-5.4 yardımıyla $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ cinsinden hesaplanmıştır. Fakat tesir kesiti hesabında hedef kalınlığı birimi atom/cm^2 dir.

Ayrıca burada Oksijen atomlarının hariç tutulduğu ve B-11 izotopunun kullanıldığı bir kalınlığa ihtiyaç vardır. B_2O_3 'nin molar kütlesi $m_A(B_2O_3) = 69.6182 \text{ g/mol}$ (Url-7) ve B-11 izotopunun doğal bor içindeki oranının % 80 olduğu dikkate alınırsa hedef kalınlığı:

$$n_0 = \frac{0,80 \times \frac{M_s - M_i}{x \cdot y} (\text{g/cm}^2) \times (6.02 \times 10^{23} \text{ molekül/mol}) \times (2 \text{ atom/molekül})}{m_A \text{ g/mol}} \quad (6.3)$$

$$= 7.748 \times 10^{17} \text{ atom/cm}^2$$

olarak elde edilir. Bu eşitlikteki ifadelerin anlamları ve sayısal değerleri aşağıda sunulmuştur.

M_s (Folyonun kaplama öncesi kütlesi) = $0.1290 \pm 0.0001 \text{ g}$

M_i (Folyonun kaplama sonrası kütlesi) = $0.1315 \pm 0.0001 \text{ g}$

x (Alüminyum folyonun boyu) = $14.88 \pm 0.05 \text{ cm}$

y (Alüminyum folyonun eni) = $3.00 \pm 0.01 \text{ cm}$

m_A (B_2O_3 'ün molar kütlesi) = 69.6182 g/mol

6.3 B_2O_3 Hedefe Ulaşan Toplam Proton Sayısı

Işınlama sırasında hedef akımı, alüminyum folyonun kaplanmasıyla elde edilen iletken hedefin kumanda birimine monte edilmiş ve diğer ucu topraklanmış mikrometreye seri bağlanmasıyla takip edilmiştir. Işınlamalar ortalama $5.00 \pm 0.50 \mu\text{A}$ hedef akımında gerçekleştirilmiştir. Işınlama süresi tüm enerjiler için 4250 s olarak sabit tutulmuştur. Bu değerlerden yola çıkıldığında ışınlama süresince hedefe ulaşan toplam proton sayısı:

$$I = \frac{5 \times 10^{-6} \text{ Amper} \times (4250 \text{ saniye})}{1.6 \times 10^{-19} \frac{\text{Coulomb}}{\text{proton}}} = 1.33 \times 10^{17} (\pm 1.33 \times 10^{16}) \text{ proton} \quad (6.4)$$

olarak bulunur. ($1.6 \times 10^{-19} \text{ C/proton}$: elementer yük)

6.4 Farklı Katı Açı Yaklaşımlarına Göre Tesir Kesitlerinin Hesaplanması

Nükleer fizik çalışmalarında katı açı önemli parametrelerden birisidir. Bu çalışmada deney geometrimize ait katı açı hesaplanırken üç farklı yaklaşım kullanılmış ve bu

yaklaşımlar sonucu ortaya çıkan üç farklı katı açı değeri için kısmi diferansiyel tesir kesitleri ayrı ayrı hesaplanmıştır. Bu hesaplamalarda;

$$d\sigma = \frac{d^2\sigma}{dE_b d\Omega} = \frac{n_\alpha \cos\theta}{I n_0 \Omega} \quad (6.5)$$

eşitliği kullanılmıştır. Bu eşitlikteki ifadelerin anlamları aşağıdaki gibidir:

$\frac{d^2\sigma}{dE_b d\Omega}$: Enerjiye ve katı açığa bağlı kısmi diferansiyel tesir kesiti

(Kısmi diferansiyel tesir kesiti daha sonraki işlemlerde $d\sigma$ şeklinde ifade edilecektir.)

n_α : Dedektöre ulaşan alfa (α) sayısı

I : Hedefe ulaşan toplam proton sayısı

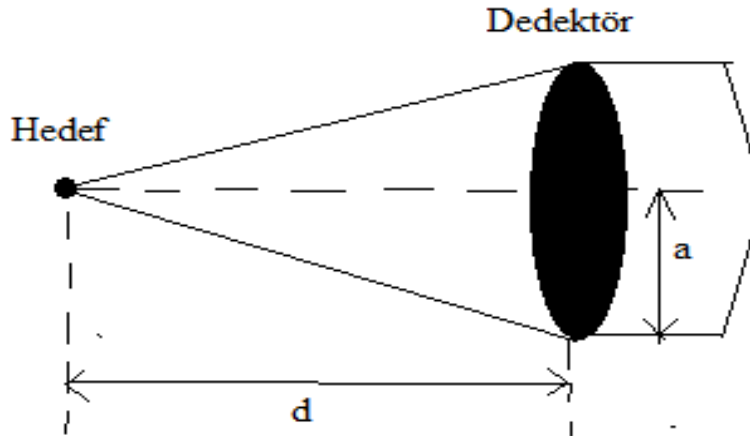
n_0 : Hedefte birim alana düşen ^{11}B çekirdek sayısı

Ω : Katı açı

θ : Demet doğrultusu ile hedef normali arasındaki açı (Bu çalışmada $\theta = 0^\circ$).

6.4.1 Noktasal hedef yaklaşımı

Noktasal Hedef Yaklaşımı'nda proton demetinin hedefe çarptığı alanın yarıçapı dedektör çapına göre Şekil 6.6'da görüldüğü gibi ihmal edilmiştir.



Şekil 6.6 : Noktasal hedef yaklaşımına göre dedektör geometrisi.

Bu geometrideki katı açı, Eşitlik- 6. 6 (Knoll,2000) yardımıyla hesaplanmıştır.

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{a^2+d^2} \right) \quad (6.6)$$

Buna göre;

$$d = 92.00 \times 10^{-3} \text{ m}$$

$$a = 6.35 \times 10^{-3} \text{ m}$$

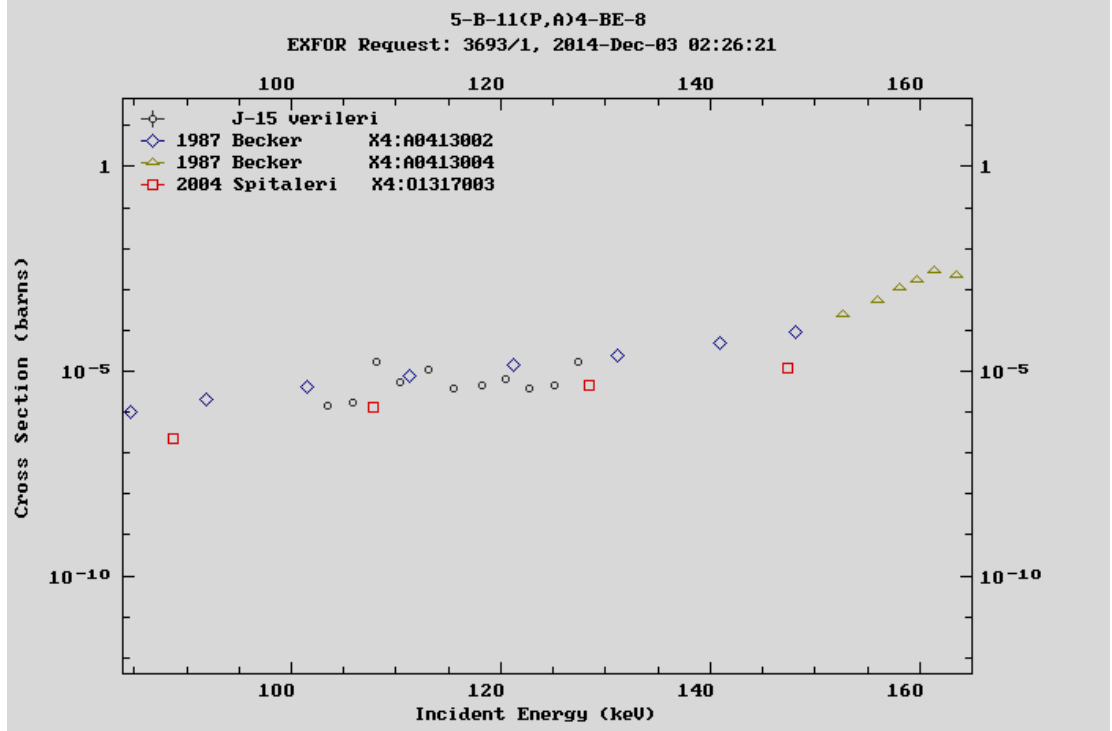
değerleri eşitlikte kullanıldığında katı açı değeri $\Omega = 0.014913 (\pm 0.0005687)$ sr olarak bulunur. Noktasal hedef yaklaşımı kullanılarak elde edilen bu katı açı değerine göre kısmi diferansiyel tesir kesiti değerleri Çizelge 6.3’de verilmiştir.

Çizelge 6.3 : Noktasal hedef yaklaşımına göre elde edilen $d\sigma_0$ ve $d\sigma_0 \times 4\pi$ değerleri.

Proton Enerjisi (keV)	$N\alpha_0$	$d\sigma_0$ ($\mu\text{b/sr}$)	$d\sigma_0 \times 4\pi$ (μb)
103.58 ± 17.00	183 ± 1	$0.119082 \pm 0,014449$	1,496429
105.88 ± 17.00	216 ± 0	$0.140555 \pm 0,017037$	1,766266
108.17 ± 17.00	2147 ± 3	$1.397090 \pm 0,169363$	17,556351
110.46 ± 17.00	678 ± 6	$0.441188 \pm 0,053622$	5,544132
113.21 ± 16.50	1341 ± 4	$0.872615 \pm 0,105808$	10,965603
115.50 ± 16.50	475 ± 1	$0.309092 \pm 0,037472$	3,884165
118.25 ± 16.00	578 ± 2	$0.376116 \pm 0,045610$	4,726413
120.54 ± 16.00	830 ± 2	$0.540097 \pm 0,065482$	6,787059
122.83 ± 16.00	460 ± 3	$0.299331 \pm 0,036336$	3,761504
125.13 ± 16.00	589 ± 6	$0.383274 \pm 0,046623$	4,816363
127.42 ± 16.00	2132 ± 8	$1.387330 \pm 0,168250$	17,433703

$d\sigma_0$: $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$ reaksiyon kanalının çift diferansiyel tesir kesiti

Şekil 6.7’de J-15 Hızlandırıcısındaki sayımlar sonucu elde edilen birinci reaksiyon kanalına ait kısmi tesir kesiti ($d\sigma_0 \times 4\pi$) verileri literatürdeki diğer çalışmalarla karşılaştırılmıştır. Bu tez çalışmasında elde edilen $d\sigma_0 \times 4\pi$ verilerinin literatürdeki diğer verilerle uyumlu olduğu görülmektedir.



Şekil 6.7 : J-15'deki sayımlar sonucu elde edilen $d\sigma_1 \times 4\pi$ verilerinin Exfor (1999-2014) veri kütüphanesindeki verilerle karşılaştırılması (Becker ve diğ, 1987; Spitaleri ve diğ, 2004).

Çizelge 6.4'de noktasal hedef yaklaşımına göre elde edilen $d\sigma_k$ ve $d\sigma_k \times 4\pi$ değerleri verilmiştir. Bu çizelgede verilen $N\alpha_1 + nN\alpha_{12}$ sayıları, sağ işaretleyicinin α_1 ve α_0 piklerinin ortasına, sol işaretleyicinin ise α_0 pikinin tepe noktası enerjisinin (E_0), toplam kapsamındaki parametre ($k=0.398$) ile çarpılması sonucu elde edilen enerji değerine (E_s) yerleştirilmesiyle elde edilen α sayısı olarak alınmıştır.

Çizelge 6.4 : Noktasal hedef yaklaşımına göre elde edilen $d\sigma_k$ ve $d\sigma_k \times 4\pi$ değerleri.

Proton Enerjisi (keV)	$N\alpha_1 + nN\alpha_{12}$	$d\sigma_k (\mu\text{b/sr})$	$d\sigma_k \times 4\pi (\mu\text{b})$
103.58 ± 17.00	17449 ± 10	$11,3544 \pm 1,3764$	142,6836
105.88 ± 17.00	21406 ± 37	$13,9293 \pm 1,6887$	175,0408
108.17 ± 17.00	215863 ± 5	$140,4660 \pm 17,0269$	1765,1479
110.46 ± 17.00	63219 ± 56	$41,1378 \pm 4,9868$	516,9529
113.21 ± 16.50	116602 ± 87	$75,8752 \pm 9,1976$	953,4759
115.50 ± 16.50	41306 ± 34	$26,8786 \pm 3,2582$	337,7665
118.25 ± 16.00	44151 ± 41	$28,7299 \pm 3,4827$	361,0306
120.54 ± 16.00	56063 ± 5	$36,4813 \pm 4,4222$	458,4375
122.83 ± 16.00	28379 ± 37	$18,4668 \pm 2,2387$	232,0607
125.13 ± 16.00	30219 ± 46	$19,6641 \pm 2,3839$	247,1064
127.42 ± 16.00	99472 ± 146	$64,7284 \pm 7,8468$	813,4011

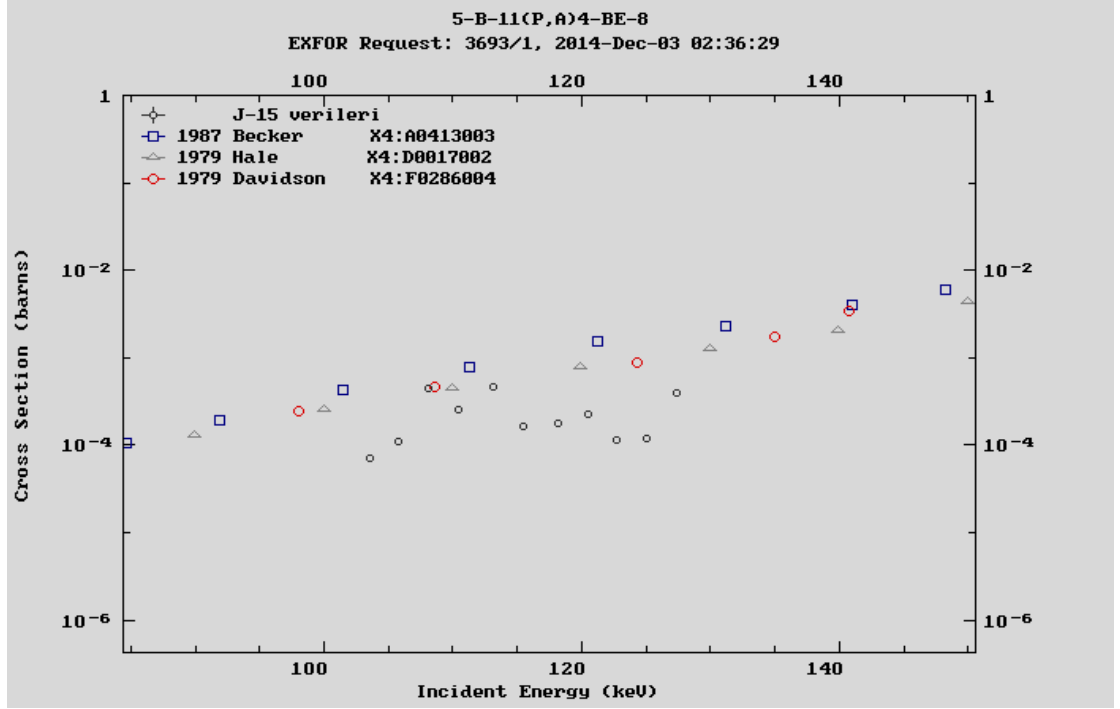
$d\sigma_k$: $^{11}\text{B}(p, \alpha_1) 2\alpha$ reaksiyon kanalının toplam kapsamındaki tesir kesiti

Çizelge 6.5'de noktasal hedef yaklaşımına göre elde edilen $d\sigma_1$ ve $d\sigma_1 \times 4\pi$ değerleri sunulmuştur. Bu tez çalışmasında hedeften saçılan protonların durdurulması için kullanılan $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ kalınlığındaki ince mayler folyodan dolayı spektrumun düşük enerji bölgesi istenilen şekilde elde edilememiştir. Bu yüzden, ikinci (II) reaksiyon kanalına ait kısmi diferansiyel tesir kesitinin hesaplanmasında kullanılan $N\alpha_1$ sayısı ($N\alpha_1 + N\alpha_{12}$) sayısının doğrudan yarısı olarak alınmıştır. Çünkü Çizelge 1.1'den anlaşıldığı üzere, toplam kapsamındaki tesir kesiti ($d\sigma_k$) , gerçek tesir kesitinin ($d\sigma_1$) yaklaşık iki katı büyüklüğündedir.

Çizelge 6.5 : Noktasal hedef yaklaşımına göre elde edilen $d\sigma_1$ ve $d\sigma_1 \times 4\pi$ değerleri.

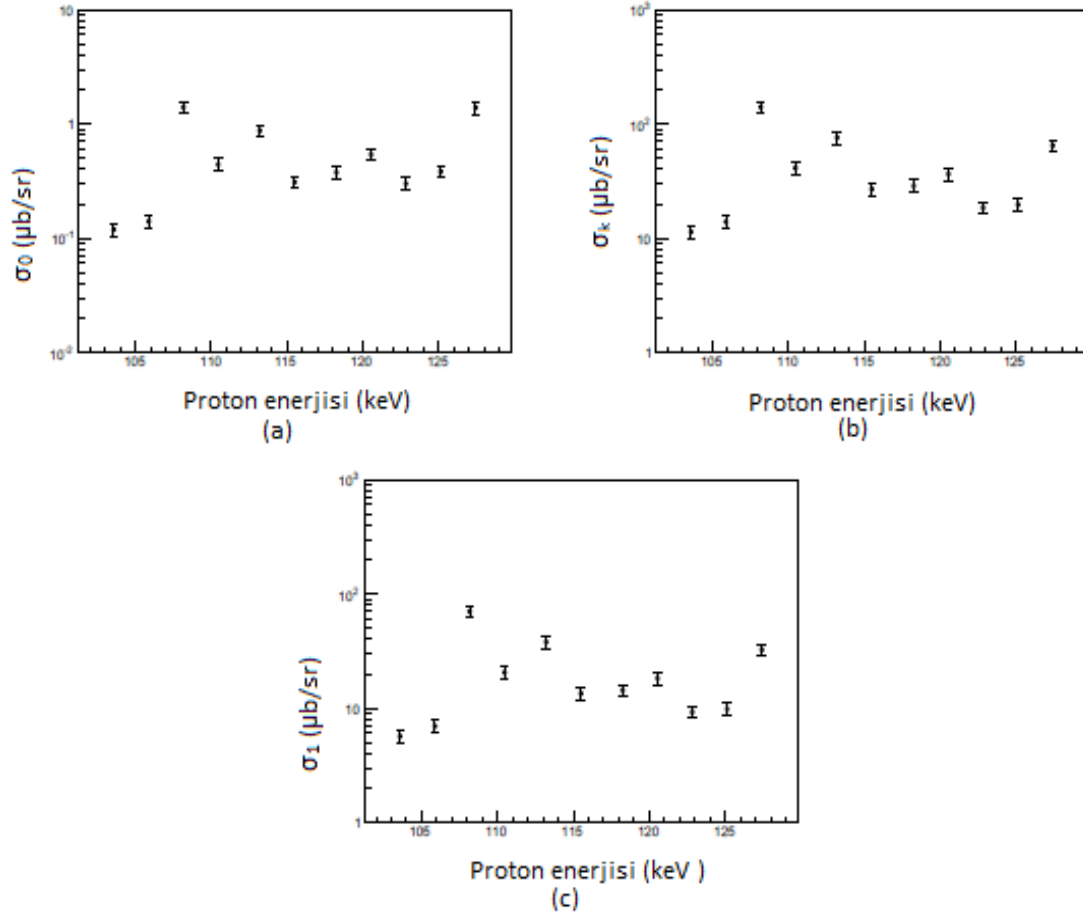
Proton Enerjisi (keV)	$N\alpha_1$	$d\sigma_1 (\mu\text{b}/\text{sr})$	$d\sigma_1 \times 4\pi (\mu\text{b})$
103.58 ± 17.00	8724 ± 5	5,67720	71,34180
105.88 ± 17.00	10703 ± 18	6,96465	87,52038
108.17 ± 17.00	107931 ± 2	70,23300	882,57391
110.46 ± 17.00	31609 ± 28	20,56890	258,47642
113.21 ± 16.50	58301 ± 44	37,93760	476,73794
115.50 ± 16.50	20653 ± 17	13,43930	168,88323
118.25 ± 16.00	22075 ± 21	14,36495	180,51529
120.54 ± 16.00	28031 ± 3	18,24065	229,21877
122.83 ± 16.00	14189 ± 18	9,23340	116,03033
125.13 ± 16.00	15109 ± 43	9,83205	123,55319
127.42 ± 16.00	49736 ± 73	32,45315	407,81831

Şekil 6.8 'de J-15 Hızlandırıcısındaki sayımlar sonucu elde edilen $d\sigma_1 \times 4\pi$ verileri literatürdeki diğer çalışmalarla karşılaştırılmıştır. Elde edilen $d\sigma_1 \times 4\pi$ verilerinin diğer çalışmalardan bir miktar daha düşük olduğu görülmektedir.



Şekil 6.8 : J-15'deki sayımlar sonucu elde edilen $d\sigma_1 \times 4\pi$ verilerinin Exfor (1999-2014) veri kütüphanesindeki verilerle karşılaştırılması (Becker ve diğ, 1987; Davidson ve diğ, 1979; Hale, 1979).

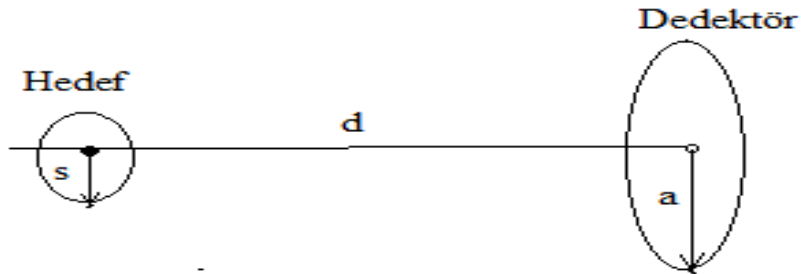
Şekil 6.9 'da ise noktasal hedef yaklaşımına göre elde edilen tesir kesitinin gelen protonların enerjisine bağlı değişim grafikleri görülmektedir. Birinci kanalda meydana gelen $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$ reaksiyonunun kısmi diferansiyel tesir kesiti $d\sigma_0$, ve ikinci kanalda meydana gelen $^{11}\text{B}(p, \alpha_1)^8\text{Be}$ reaksiyonunun kısmi diferansiyel tesir kesiti $d\sigma_1$ 'in, enerjiye bağlı değişimlerinin senkronize olduğu görülmektedir.



Şekil 6.9 : Noktasal hedef yaklaşımına göre elde edilen tesir kesitinin gelen protonların enerjisine bağlı değişimi a) $d\sigma_0$ değerleri b) $d\sigma_k$ değerleri c) $d\sigma_1$ değerleri.

6.4.2 Dairesel hedef yaklaşımı

Dairesel hedef yaklaşımına göre kullanılan dedektör geometrisi Şekil 6.10'da sunulmuştur.



Şekil 6.10 : Dairesel hedef yaklaşımına göre dedektör geometrisi.

Şekil 6.10'daki geometriye göre katı açı 6.7 eşitliğinden hesaplanır (Knoll, 2000).

$$\Omega = 2\pi \left[1 - \frac{1}{(1+\beta)^{\frac{1}{2}}} - \frac{3}{8} \frac{\alpha\beta}{1+\beta^{\frac{5}{2}}} + \alpha^2[F_1] - \alpha^3[F_2] \right] \quad (6.7)$$

Bu eşitlikte kullanılan katsayılar 6.8, 6.9 ve 6.10 numaralı eşitliklerde ifade edilmektedir (Knoll, 2000).

$$F_1 = \frac{5}{16} \times \frac{\beta}{1+\beta^{\frac{7}{2}}} - \frac{35}{64} \times \frac{\beta^2}{1+\beta^{\frac{9}{2}}} \quad (6.8)$$

$$F_2 = \frac{35}{128} \times \frac{\beta}{(1+\beta)^{\frac{9}{2}}} - \frac{315}{256} \times \frac{\beta^2}{1+\beta^{\frac{11}{2}}} + \frac{1155}{1024} \times \frac{\beta^3}{1+\beta^{\frac{11}{2}}} \quad (6.9)$$

$$\alpha = \frac{s}{d}^2 \quad \text{ve} \quad \beta = \frac{a}{d}^2 \quad (6.10)$$

Şekil 6.10'da verilen dedektör geometrisine göre

$$s = 1.3 \times 10^{-3} \text{ m}$$

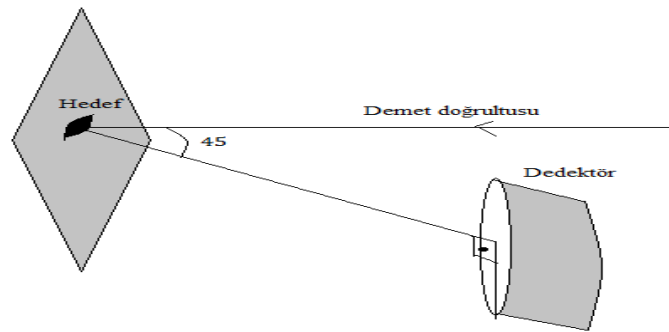
$$d = 92.0 \times 10^{-3} \text{ m}$$

$$a = 6.35 \times 10^{-3} \text{ m}$$

bu çalışmada hazırlanan düzeneğin boyutlarıdır. Bu değerler Eşitlik 6.6'da yerine konulduğunda $\Omega = 0.014911 \pm 0,0004950 \text{ sr}$ olarak bulunacaktır. Elde edilen bu katı açı değerinin noktasal hedef yaklaşımına göre elde edilen katı açıdan ($\Omega = 0.014913$) çok küçük bir farkla ayrıldığı görülmektedir.

6.4.3 Eliptik hedef yaklaşımı

Bu yaklaşımda demetin çarptığı alanda meydana getirdiği elips şeklindeki kararma izinden yola çıkılarak Şekil 6.11'deki gibi bir geometri oluşturulmuştur.



Şekil 6.11 : Eliptik hedef yaklaşımına göre dedektör geometrisi.

Şekil 6.11'deki geometriye göre katı açı, Monte Carlo yöntemini kullanarak işlem yapan SaCalc-Ellipsoid adlı program marifetiyle hesaplanmıştır (SaCalc-Ellipsoid, 2014). Bu geometride elips şeklindeki hedefin boyutları;

$$a_1 = 2.5 \text{ mm}$$

$$b_1 = 0.7 \text{ mm}$$

Dedektör hedef arası uzaklık, $d = 92 \text{ mm}$

Dedektör yarıçapı, $r = 6.35 \text{ mm}$,

Dedektör ve hedef normali arasındaki açı $= 45^\circ$

Hedef kalınlığı $c_1 = 180.45 \times 10^{-6} \text{ mm}$ şeklindedir.

Bu değerler programa girildiğinde $\Omega = 0.0150080 \pm 0.0003687$ steradyan sonucu elde edilecektir. Şekil 6.12'de programın işlem çıktısı verilmiştir. Eliptik hedef yaklaşımına göre elde edilen bu katı açı değerinin de 6.4.2 ve 6.4.3'te detayları anlatılan diğer iki yöntemle elde edilen katı açı değerlerine ($\Omega = 0.014911 \text{ sr}$ ve $\Omega = 0.014913 \text{ sr}$) çok yakın olduğu, aralarında % 1'den daha küçük bir fark olduğu görülmektedir. Eliptik hedef yaklaşımına göre hesaplanan bu katı açı değerine göre ortaya çıkan $d\sigma_0$ ve $d\sigma_k$ diğer iki yöntemle göre elde edilen tesir kesiti değerleri ile birlikte Çizelge 6.6 ve Çizelge 6.7'de verilmiştir.

```
Input data from screen
Ellipsoid semi axes, a1 = 2,5, b1 = 0,7, c1 = 0,00018045
Ellipsoid not truncated
Disc detector, radius r2 = 6,35
Source-detector horizontal separation, d = 0
Source-detector vertical separation, c3 = 92
Four pi surface source
Rotation angles (degrees):
  ccw around original source x axis = 0
  ccw around intermediate y axis = 45
  ccw around final z axis = 0
A bias weighting method was used to produce a uniform
surface distribution.
Results:
Effective emissions from source surface = 10000000 (1.0E+7)
Number of effective emissions passing through detector
window = 11943
  % of effective emissions passing through cylinder volume =
    0,11943

Average solid angle=0,0150080 +/- 0,0003687 steradians
[Estimated error at 99.9% confidence interval= 2,46%]
Processing time=6,522 s
```

Şekil 6.12 : Sacalc-Ellipsoid programının işlem çıktısı.

Çizelge 6.6 : Farklı yaklaşımlarla hesaplanan Ω_{noktasal} , $\Omega_{\text{daireesel}}$ ve Ω_{eliptik} katı açılı değerlerine göre ortaya çıkan $d\sigma_0$ değerleri.

Proton Enerjisi (keV)	$d\sigma_0$ ($\mu\text{b/sr}$) $\Omega_{\text{noktasal}} = 0.014913$	$d\sigma_0$ ($\mu\text{b/sr}$) $\Omega_{\text{daireesel}} = 0.014911 \text{ sr}$	$d\sigma_0$ ($\mu\text{b/sr}$) $\Omega_{\text{eliptik}} = 0,0150080$
103.58 ± 17.00	$0.119082 \pm 0,014449$	$0,119098 \pm 0,014278$	$0,118328 \pm 0,013937$
105.88 ± 17.00	$0.140555 \pm 0,017037$	$0,140574 \pm 0,016835$	$0,139666 \pm 0,016433$
108.17 ± 17.00	$1.397090 \pm 0,169363$	$1,397280 \pm 0,167344$	$1,388250 \pm 0,163348$
110.46 ± 17.00	$0.441188 \pm 0,053622$	$0,441247 \pm 0,052986$	$0,438395 \pm 0,051726$
113.21 ± 16.50	$0.872615 \pm 0,105808$	$0,872732 \pm 0,104547$	$0,867091 \pm 0,102051$
115.50 ± 16.50	$0.309092 \pm 0,037472$	$0,309133 \pm 0,037026$	$0,307135 \pm 0,036142$
118.25 ± 16.00	$0.376116 \pm 0,045610$	$0,376166 \pm 0,045067$	$0,373735 \pm 0,043991$
120.54 ± 16.00	$0.540097 \pm 0,065482$	$0,540170 \pm 0,064702$	$0,536678 \pm 0,063157$
122.83 ± 16.00	$0.299331 \pm 0,036336$	$0,299371 \pm 0,035905$	$0,297436 \pm 0,035049$
125.13 ± 16.00	$0.383274 \pm 0,046623$	$0,383325 \pm 0,046071$	$0,380848 \pm 0,044977$
127.42 ± 16.00	$1.387330 \pm 0,168250$	$1,387520 \pm 0,166245$	$1,378550 \pm 0,162277$

Çizelge 6.7 : Farklı yaklaşımlarla hesaplanan Ω_{noktasal} , $\Omega_{\text{daireesel}}$ ve Ω_{eliptik} katı açılı değerlerine göre ortaya çıkan $d\sigma_k$ değerleri.

Proton Enerjisi (keV)	$d\sigma_k$ ($\mu\text{b/sr}$) $\Omega_{\text{noktasal}} = 0.014913$	$d\sigma_k$ ($\mu\text{b/sr}$) $\Omega_{\text{daireesel}} = 0.014911 \text{ sr}$	$d\sigma_k$ ($\mu\text{b/sr}$) $\Omega_{\text{eliptik}} = 0,0150080$
103.58 ± 17.00	$11,3544 \pm 1,3764$	$11,3559 \pm 1,3600$	$11,2825 \pm 1,3275$
105.88 ± 17.00	$13,9293 \pm 1,6887$	$13,9312 \pm 1,6685$	$13,8411 \pm 1,6287$
108.17 ± 17.00	$140,4660 \pm 17,0269$	$140,4850 \pm 16,8239$	$139,577 \pm 16,4221$
110.46 ± 17.00	$41,1378 \pm 4,9868$	$41,1433 \pm 4,9273$	$40,8774 \pm 4,8096$
113.21 ± 16.50	$75,8752 \pm 9,1976$	$75,8854 \pm 9,0879$	$75,3949 \pm 8,8708$
115.50 ± 16.50	$26,8786 \pm 3,2582$	$26,8822 \pm 3,2194$	$26,7085 \pm 3,1425$
118.25 ± 16.00	$28,7299 \pm 3,4827$	$28,7338 \pm 3,4411$	$28,5481 \pm 3,3590$
120.54 ± 16.00	$36,4813 \pm 4,4222$	$36,4862 \pm 4,3694$	$36,2504 \pm 4,2651$
122.83 ± 16.00	$18,4668 \pm 2,2387$	$18,4692 \pm 2,2119$	$18,3499 \pm 2,1591$
125.13 ± 16.00	$19,6641 \pm 2,3839$	$19,6667 \pm 2,35539$	$19,5396 \pm 2,29915$
127.42 ± 16.00	$64,7284 \pm 7,8468$	$64,737 \pm 7,75322$	$64,3186 \pm 7,56806$

6.5 Hata Hesapları

Bu çalışmada hesaplanan tesir kesiti değerlerine ait hatalar (6.11) eşitliğinden faydalanarak belirlenmiştir (Bevan, 2013)

$$\sigma f^2 = \frac{\partial f}{\partial n_\alpha}^2 \sigma_{n_\alpha}^2 + \frac{\partial f}{\partial I}^2 \sigma_I^2 + \frac{\partial f}{\partial n_0}^2 \sigma_{n_0}^2 + \frac{\partial f}{\partial \Omega}^2 \sigma_\Omega^2 + \frac{\partial f}{\partial \cos\Theta}^2 \sigma_{\cos\Theta}^2 \quad (6.11)$$

Bu bağıntıdaki ifadelerin anlamları aşağıdaki gibidir:

- f : Kısmi diferansiyel tesir kesiti (daha önceki eşitliklerde "dσ" şeklinde ifade edilmiştir.)
- σ_{n_α} : Dedektöre ulaşan alfa (α) sayısındaki hata miktarı
- σ_I : Hedefe ulaşan toplam proton sayısındaki hata miktarı
- σ_{n_0} : Hedefte birim alana düşen ^{11}B çekirdek sayısındaki hata miktarı
- σ_Ω : Katı açıdaki hata miktarı
- $\sigma_{\cos\theta}$: Demet doğrultusu ile hedef normali arasındaki açının cosinüs değerinin hata miktarı

Bu bağıntı yardımıyla proton enerjisinin her bir değerine karşılık gelen tesir kesitlerinin hata payları ayrı ayrı hesaplanmıştır. Hesaplama sonuçları tesir kesiti değerleriyle birlikte verilmiştir (Çizelge 6.3, Çizelge 6.4, Çizelge 6.5, Çizelge 6.6 ve Çizelge 6.7). Bu hesaplamalarda I , n_0 , Ω , ve θ parametrelerine ait hata payları (σ_I , σ_{n_0} , σ_Ω , σ_θ), tüm proton enerjilerindeki ölçümler için sabittir (Çizelge 6.8).

Çizelge 6.8 : I , n_0 , Ω , ve θ parametrelerine ait hata payları.

Parametreler	Ölçüm ya da hesaplama değerleri	Hata Payları ($\sigma_I, \sigma_{n_0}, \sigma_\Omega, \sigma_\theta, \sigma_{\cos\theta}$)	Hata Payları(%)
I	1.33×10^{17} proton	$\pm 1.33 \times 10^{16}$	10.00
n_0	7.748×10^{17} atom/cm ²	$\pm 0.440 \times 10^{17}$	5.68
Ω (noktasal)	0.014913 sr	± 0.0005687	3.81
Ω (dairese)	0.014911 sr	± 0.0004950	3,32
Ω (eliptik)	0.0150080 sr	± 0.0003687	2.46
θ	0.00°	$\pm 5.00^\circ$	-
$\cos\theta$	1.00	± 0.0038	0.38

Noktasal ve daireseel hedef yaklaşımına göre hesaplanan katı açı değerinde ortaya çıkan σ_Ω (noktasal) ve σ_Ω (daireseel) hata miktarları, (6.12) ve (6.13) eşitlikleri yardımıyla hesaplanmıştır. Hedefte birim alana düşen ^{11}B çekirdek sayısındaki σ_{n_0} hata miktarı, (6.14) eşitliği kullanılarak hesaplanmıştır. Diğer parametrelere ait hata miktarları (σ_I , σ_θ , σ_{n_α}) ise doğrudan ölçümden kaynaklanan hatalar olarak alınmıştır. Eliptik hedef yaklaşımına göre katı açıdaki hata miktarı ise program çıktısından alınan hata miktarıdır (Şekil 6.12).

$$\sigma_{\Omega}^2(\text{noktasal}) = \frac{\partial \Omega}{\partial d}^2 (\sigma_d)^2 + \frac{\partial \Omega}{\partial a}^2 (\sigma_a)^2 \quad (6.12)$$

$$\sigma_{\Omega}^2(\text{daireesel}) = \frac{\partial \Omega}{\partial d}^2 (\sigma_d)^2 + \frac{\partial \Omega}{\partial a}^2 (\sigma_a)^2 + \frac{\partial \Omega}{\partial s}^2 (\sigma_s)^2 \quad (6.13)$$

$\sigma_{\Omega}(\text{noktasal})$: Noktasal hedef yaklaşımına göre hesaplanan katı açı değerindeki hata

$\sigma_{\Omega}(\text{daireesel})$: Dairesel hedef yaklaşımına göre hesaplanan katı açı değerindeki hata

σ_d (Dedektör ve hedef arası mesafenin ölçümündeki hata miktarı) = 0,5 mm

σ_a (Dedektörün aktif yarıçapının ölçümündeki hata miktarı) = 0.1 mm

σ_s (Hedefin ışınlanmış bölgesinin yarıçapı) = 1,1 mm

$$\sigma_{n_0}^2 = \frac{\partial n_0}{\partial m_s}^2 (\sigma_{m_s})^2 + \frac{\partial n_0}{\partial m_i}^2 (\sigma_{m_i})^2 + \frac{\partial n_0}{\partial x}^2 (\sigma_x)^2 + \frac{\partial n_0}{\partial y}^2 (\sigma_y)^2 \quad (6.14)$$

σ_{n_0} : Eşitlik 6.3 yardımı ile hesaplanan n_0 değerindeki hata miktarı

σ_{M_S} (Folyonun kaplama sonrası ölçülen kütlesindeki hata miktarı) = $\pm 0,0001$ g

σ_{M_S} (Folyonun kaplama öncesi ölçülen kütlesindeki hata miktarı) = $\pm 0,0001$ g

σ_x (Kullanılan alüminyum folyonun boyundaki hata miktarı) = $\pm 0,05$ cm

σ_y (Kullanılan alüminyum folyonun enindeki hata miktarı) = $\pm 0,01$ cm

Çizelge 6.9’da $N\alpha_0$ değerleri ve bu değerlere ait hata payları ($\sigma_{n_{\alpha_0}}$) verilmiştir.

Çizelge 6.10’da ise $N\alpha_1+nN\alpha_{12}$ değerleri ve bu değerlere ait hata payları

($\sigma_{n_{\alpha}}$ ve $\sigma_{N\alpha_1+nN\alpha_{12}}$) sunulmuştur. Bu hata paylarının her bir ölçüm için farklı

değerlerde olduğu çizelgelerde görülmektedir.

Çizelge 6.9 : Farklı enerjideki ışınlamalar için $N\alpha_0$ değerine ait hata payları.

Proton enerjisi (keV)	$N\alpha_0$ değerleri	$\sigma_{n\alpha_0}$ değerleri	Hata payları (%)
103.58 ± 17.0	183	± 1	0,55
105.88 ± 17.0	216	± 0	0,00
108.17 ± 17.0	2147	± 3	0,14
110.46 ± 17.0	678	± 6	0,89
113.21 ± 16.5	1341	± 4	0,30
115.50 ± 16.5	475	± 1	0,21
118.25 ± 16.0	578	± 2	0,35
120.54 ± 16.0	830	± 2	0,24
122.83 ± 16.0	460	± 3	0,65
125.13 ± 16.0	589	± 6	0,01
127.42 ± 16.0	2132	± 8	0,38

Çizelge 6.10 : Farklı enerjideki ışınlamalar için $N\alpha_1+nN\alpha_{12}$ sayısına ait hata payları.

Proton enerjisi (keV)	$N\alpha_1+nN\alpha_{12}$	$\sigma_{N\alpha_1+nN\alpha_{12}}$ değerleri	Hata payları (%)
103.58 ± 17.0	17449	± 10	0,057
105.88 ± 17.0	21406	± 37	0,170
108.17 ± 17.0	215863	± 5	0,002
110.46 ± 17.0	63219	± 56	0,089
113.21 ± 16.5	116602	± 87	0,075
115.50 ± 16.5	41306	± 34	0,082
118.25 ± 16.0	44151	± 41	0,093
120.54 ± 16.0	56063	± 5	0,009
122.83 ± 16.0	28379	± 37	0,130
125.13 ± 16.0	30219	± 46	0,152
127.42 ± 16.0	99472	± 146	0,147

7. GENEL SONUÇ

Bu çalışmada nükleer reaksiyon analizi için gerekli olan $^{11}\text{B}(p,\alpha)^8\text{Be}$ reaksiyonunun 135° 'de 103-127 keV aralığındaki tesir kesitleri ölçülmüştür. Işınlamalar sırasında demet hattındaki vakum değeri $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ Torr olarak ölçülmüştür. Işınlamalar $5 \pm 0,5 \mu\text{A}$ demet akımında gerçekleştirilmiştir. Demet akımındaki %10'luk hata payı tesir kesiti hesaplamalarında, diğer parametrelerdeki hata payları ile birlikte yaklaşık %12'lik bir hata payına neden olmuştur.

Işınlanacak olan hedefler, ÇNAEM Nükleer Fizik Birimi hedef kaplama laboratuvarında PVD (Physical Vapor Deposition) yöntemiyle $\sim 10^{-4}$ Torr basınç vakum ortamında hazırlanmıştır. Hedefler toz halinde Borik Asitin (H_3BO_3) ince Alüminyum folyo üzerine kaplanmasıyla elde edilmiştir. Kaplama kalınlığı, kaplamadan önce ve sonra yapılan tartımlar sonucu $\sim 56 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu kalınlık dikkate alınarak birim yüzeye düşen ^{11}B miktarı hesaplandığında $7.748 \times 10^{17} \pm 1.33 \cdot 10^{16}$ atom/ cm^2 'lik bir değer ortaya çıkmaktadır. Birim alana düşen ^{11}B sayısında ortaya çıkan % 6 hata miktarı, tesir kesiti değerlerinde ortaya çıkan %12'lik hatanın diğer bir nedenidir.

Reaksiyonda oluşan alfa parçacıklarının algılanması 300 mm²'lik yüzey engelli dedektör ile gerçekleştirilmiştir. Dedektör, demet doğrultusu ile 135° açı yapacak şekilde yerleştirilmiştir. Hedeften saçılan protonların dedektöre ulaşmasını engellemek amacıyla ince 250 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ince mayler folyo kullanılmıştır.

Soğurucu olarak kullanılan mayler folyo alfa spektrumunun düşük enerji bölgesinde de bir miktar bozulmaya neden olmuştur. Çünkü gerek $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$, gerekse $^{11}\text{B}(p,\alpha_1)^8\text{Be}$ reaksiyon kanalıdan ortaya çıkan α_{01} , α_{02} , α_{11} ve α_{12} parçacıklarının oluşturduğu alfa spektrumunun enerji aralığı sıfır (0) keV'den başlayıp ~ 5000 keV'e kadar uzanmaktadır. 250 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 'lık mayler folyonun yüzey engelli dedektörün önüne yerleştirilmesi, kalibrasyon kaynağı olarak kullanılan üç bileşenli kaynağın enerji spektrumunda ~ 200 keV'lik kaymaya neden olmaktadır. Yüksek enerji bölgesindeki bu enerji kaybı dikkate alındığında, mayler folyonun daha düşük

enerjiye sahip, dolayısıyla daha yavaş alfalar için çok daha yüksek enerji kayıplarına sebep olacağı açıktır. Nitekim bu çalışma sonucu ortaya çıkan alfa spektrumları incelendiğinde (Şekil 6.1, Şekil 6.2, Şekil 6.3 ve Şekil 6.4) alfa enerji spektrumunun 0-600 keV enerji aralığında dedektöre neredeyse hiç sayım gelmediği görülmektedir. Yani bu aralıkta enerjiye sahip alfalar maylar folyo tarafından soğurulmuştur. Bu durum, $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$ reaksiyon kanalının tesir kesiti ölçümünü etkilemese de $^{11}\text{B}(p, \alpha_1)^8\text{Be}$ reaksiyon kanalının tesir kesitinin sağlıklı şekilde ölçülmesini güçleştirmektedir.

Protonların hedef içerisindeki ortalama enerjisini hesaplamak için SRIM (Stopping Range of Ions in Matter) kodundan faydalanılmıştır. Bu hesaplamalar sonucunda protonların hedef içerisindeki enerjisinin ± 16 -17 keV civarında olduğu ortaya çıkmaktadır. Birkaç MeV enerjili protonlarla yapılan ışınlamalarda bu kayıp çok önemli olmasa da J-15 hızlandırıcısında yapılan ışınlamalarda kullanılan 100-150 keV'lik proton enerjileri için oldukça büyük bir sapmayı ifade etmektedir.

Bu çalışmada katı açı hesaplamaları için üç farklı yöntem kullanılmış ve her bir yöntem sonucu elde edilen katı açı değerleri kullanılarak $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$ ve $^{11}\text{B}(p, \alpha_1)^8\text{Be}$ reaksiyon kanallarının tesir kesitleri hesaplanmıştır. Ayrıca Nükleer Reaksiyon Analizi çalışmalarında kullanılmak üzere Toplam Kapsamındaki Tesir Kesiti (Cross Section Under Convention) hesaplanmıştır. İlk katı açı hesaplama yönteminde hedef (ışınlanan bölge) noktasal olduğu kabul edilerek, ikincisinde ise dairesel olduğu kabul edilerek katı açı hesaplanmıştır. Üçüncü yöntemde ise hedefin eliptik geometriye daha yakın olduğundan yola çıkılarak Monte Karlo yöntemini kullanan Sacalc Ellipsoid bilgisayar yazılımından faydalanılmıştır.

Kullanılan bu üç yaklaşım sonucu hesaplanan üç farklı katı açı değerinden (Ω_{noktasal} , $\Omega_{\text{daireesel}}$ ve Ω_{eliptik}), Ω_{noktasal} katı açı değeri kullanılarak hesaplanan tesir kesiti değerleri, literatürdeki verilerle karşılaştırılmıştır (Şekil 6.7 ve Şekil 6.8). Karşılaştırma sonucunda bu çalışmada elde edilen σ_0 değerlerinin literatürdeki verilerle uyumlu olduğu, σ_1 verilerinin ise literatürdeki verilerden bir miktar düşük olduğu gözlenmiştir.

Hesaplamalar neticesinde her üç yöntem sonucu elde edilen kısmi diferansiyel tesir kesitlerinin ($d\sigma_0$, $d\sigma_1$, $d\sigma_k$) çok küçük sapmalarla ($<1\%$) birbirine yakın değerlerde olduğu ortaya çıkmıştır (Çizelge 6.6 ve Çizelge 6.7). Bu bilgiden yola çıkarak,

kaynak boyutlarının dedektör çapına göre yeterince küçük olduğu durumlarda, kaynağın geometrik şekli ne olursa olsun (daire, elips, kare, dikdörtgen), katı açı hesaplamalarında noktasal kaynak yaklaşımı kullanılmasının, hesaplama sonuçlarını çok az etkilediği sonucuna varılabilir.

Bu çalışmada 103-127 keV aralığında elde edilen σ_0 , σ_k , σ_1 değerlerinin senkronize bir şekilde değiştiği görülmektedir (Şekil 6.9). Bu bilgiden hareketle bu enerjilerde $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ ve $^{11}\text{B}(p,\alpha_1)^8\text{Be}$ reaksiyon kanallarının tesir kesitlerinin enerjiye bağlı değişiminin senkronize olduğu söylenebilir.

KAYNAKLAR

- Amersham**, (1992). Certificate of calibration of alpha emitting radioactive reference source, A 3583, Calibration No: 0146.
- Becker H.W., Rolfs C., Trautvetter H.P.** (1987). Low Energy Cross-Sections for $^{11}\text{B}(\text{p},3\alpha)^*$, *Zeitschrift fuer Physik A, Atomic Nuclei*, **327**, 341-355.
- Beiser, A.** (1995). *Concepts of Modern Physics*. McGraw-Hill, New York
- Bevan, A.** (2013). *Statistical Data Analysis For The Physical Sciences*. Cambridge University Press, New York.
- Bird, R.C ve Williams, J.S.** (1989). *Ion Beams for Materials Analysis*. Academic Press, San Diego.
- Caroll, B.W. ve Ostlie, D.A.** (2007). *An Introduction to Modern Astrophysics*. Addison-Wesley.
- Das, A. ve Ferbel, T.** (2003). *Introduction to Nuclear and Particle Physics*, World Scientific Publishing, Singapoure.
- Davidson J.M., Berg H.L., Lowry M.M., Dwarakanath M.R., Sierk A.J., Batay-Csorba P.** (1979). Low energy cross sections for $^{11}\text{B}(\text{p},3\alpha)$ *Nuclear Physics, Section A*, **315**, 253-268.
- Grigorescu, C., Valerio, E., Tortet, L, Notonier, R, Trodahl., H.J., Kennedy V.J., Markwitz, A, Manea, S.A., ve Autric, M.** (2005). Co_2MnX (X=Si, Ge, Sn, SbSn) thin films grown by pulsed-laser deposition, *Journal of Crystal Growth*, **275**, e118-e1188.
- Hale G.M.** (1979). B-11(p,3 α) reaction, *Los Alamos Scientific Lab. Reports*, **7066, PR, 2**.
- Kennedy, V.J., A.Markwitz, G.V. White, and I.W.M. Brown** (2001). Probing for fluorine in nitrided SiO_2 films by ion beam analysis, *Modern Physics Letters B*, **15**, 1332-1338.
- Krane, K.S.** (1988). *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley & Sons, New York.
- Knoll, G.F.** (2000). *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, New York.
- Kokkoris, M., Kafkarkou, A., Paneta, V., Vlastou, R., Misaelides, P., Lagoyannis, A.** (2010). Differential Cross Sections for the $^{11}\text{B}(\text{p},\alpha)^8\text{Be}$ and $^{11}\text{B}(\text{p},\text{p}_0)^{11}\text{B}$ reactions, suitable for ion beam analysis, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, **268**, 3539-3545.
- Korkmaz, M.E., Yiğit, M., Açar, O.** (2012). Investigation of Reaction Cross Sections of $^{10,11}\text{B}$ With Protons and Neutrons of 0-30 MeV Incoming Energy Using Nuclear Models, *Balkan Physics Letters*, **20**, 201035, 293-300.

- Lamia, L., Romano, S., Carlin, N., Cherubini, S., Crucilla, V., De Moura, M.M., Del Santo, M.G., Munhoz, M.G., Gulino, M., Liguori Neto, R., La Cognata, M., Mud'ò, M., Pizzone, F.R.G., Puglia, S.M.R., Sergi, M.L., Souza, F.A., Spitaleri, C., Suaide, A.A.P., Szanto, E., Szanto de Toledo, A., Tudisco, S., Tumino, A.** (2007). Boron depletion: indirect measurement of the $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$ S(E) factor, *Nuclear Physics A*, **787**, 309c-314c.
- Lin, E-K., Wang, C-W, Yuan, J., Liu, X-D, Li, C-B, Sun, Z-X, Xhang, P-H, Chen, J-X, Yang, Q-X., Wang, J-Y., Gong, L-H.** (1998). Experimental Study of p- ^{11}B reaction Related to the Clean Fusion Fuel, *Chinese Physics Letters*, **15**, 796.
- Liu J., Lu X., Wang X., Chu W.** (2002). Cross-sections of $^{11}\text{B}(p,\alpha)^8\text{Be}$ reaction for boron analysis, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, **190**, 107-111.
- Mayer, M., Annen, A., Jacob, W., S. Grigull,** (1998). $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ nuclear reaction and $^{11}\text{B}(p,p)^{11}\text{B}$ backscattering cross sections for analytical purposes, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, **143**, 244-252.
- Spitaleri, C., Lamia, L., Tumino, A., Pizzone, R.G., Cherubini, S., Del Zoppo, A., Figuera, P., La Cognata, M., Musumarra, A., Pellegriti, M.G., Rinollo, A., Rolfs, C., Romano, S., and Tudisco, S.** (2004). The $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ reaction at sub-Coulomb energies via the Trojan-horse method, *Physical Review C*, **69**, 55806.
- Stave, S., Ahmed, M.W., France III, R.H., Henshaw, S.S., Müller, B., Perdue, B.A.** (2011). Understanding the $^{11}\text{B}(p,\alpha)^8\alpha$ reaction at the 0.675 MeV resonance, *Physics Letters B*, **696**, 26-29.
- Tamkaş, M.** (2013). $C^{12}(p, \gamma)N^{13}$ Reaksiyonunun Tesir Kesiti Ölçümleri, (Yüksek Lisans Tezi), YTÜ, İstanbul.
- Tarcan G., Gültekin E., Özbir Y., Baykal A., Subaşı M., Erduran N., Atasoy H., İpekçi E.,** (1989). Hızlı Nötron Işınlama Ünitesi Sames T-400 Tanıtımı ve Karakteristikliklerinin Tayini, *ÇNAEM raporu*, **A.R-262**.
- Tarcan, G., Subaşı, M., Özbir, Y., Baykal, A.** (1998). Sames J-15 Hızlandırıcısının Yeniden Kazanılması, *ÇNAEM raporu*, **TR-335**.
- Tesmer, J.R. ve Nastasi, M. (Eds.)** (1995). *Handbook of Modern Ion beam Materials Analysis*, Materials Research Society, Pittsburgh.
- Wong, S.M.** (1998). *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, Germany.
- Exfor** (1999-2014). *Experimental nuclear reaction data*. Alındığı tarih: 03.12.2014, adres: <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor.htm>.
- Kennedy, J., Markwitz, A., Trodahl, H.J., Ruck, B.J., Durbin, S.M., ve Gao W.** (2007). Ion Beam Analysis of Amorphous and Nanocrystalline Group III-V Nitride and ZnO Thin Films. *Journal of Electronic Materials*, Vol. 36, No. 4, DOI: 10.1007/s11664-006-0051-y.

- Knudsen, H.H.** (2008). *Low-energy Nuclear Reactions* (doktora tezi). Adres: <http://phys.au.dk/>
- Miya, S.S.** (2007). *Nuclear reaction analysis cross-sections measurements for Boron and Carbon* (Yüksek Lisans Tezi). Adres: <http://uzspace.uzulu.ac.za/>
- SaCalc-Ellipsoid** (2014). <http://www.oecd-neo.org/tools/abstract/detail/nea-1884/>
- Srim** (2013). *The Stopping and Range of Ions in Matter*. Adres: <http://www.srim.org>
- Thompson, I.** (2011). *Reactions Theory I*. Adres: <https://www.nscl.msu.edu/~zegers/ebss2011/thompson.pdf>,
- Url-1** <<http://education.jlab.org/itselemental/ele005.html>>, alındığı tarih: 07.11.2014.
- Url-2** <http://en.wikipedia.org/wiki/Semi-empirical_mass_formula>, alındığı tarih: 20.10.2014.
- Url-3** < http://www.physics.uoguelph.ca/~pgarrett/teaching/PHY-7160/PHY-7160_L1.pdf >, alındığı tarih: 07.11.2014.
- Url-4** <<http://www.iucaa.in/~dipankar/ph217/nucleo.pdf>>, alındığı tarih: 11.11.2014
- Url-5** <http://www.eecs.berkeley.edu/~hu/Chenming-Hu_ch1.pdf>, alındığı tarih: 10.11.2014.
- Url-6** <http://en.wikipedia.org/wiki/Boric_acid>, alındığı tarih: 22.09.2014.
- Url-7** <http://en.wikipedia.org/wiki/Boron_trioxide>, alındığı tarih: 19.11.2014.

ÖZGEÇMİŞ

Ad Soyad : Osman ALAÇAYIR

Doğum Yeri ve Tarihi : Yıldızeli / 12.11.1978

E-Posta : osman.alacayir@taek.gov.tr

ÖĞRENİM DURUMU:

- **Lisans** : Fizik, Orta Doğu Teknik Üniversitesi
- **Yükseklisans** :