

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**RUTHERFORD GERİ SAÇILMA SPEKTROSKOPİSİ İLE
KALINLIK ÖLÇÜMÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Merve İLHAN

Anabilim Dalı: Fizik

Danışman: Doç. Dr. Nalan ÖZKAN GÜRAY

KOCAELİ, 2007

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**RUTHERFORD GERİ SAÇILMA SPEKTROSKOPİSİ İLE
KALINLIK ÖLÇÜMÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Merve İLHAN

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 31 Aralık 2007

Tezin Savunulduğu Tarih: 22 Şubat 2008

**Tez Danışmanı
Doç. Dr. Nalan ÖZKAN
GÜRAY**



**Üye
Doç. Dr. Orhan GÜBLER**



**Üye
Prof. Dr. Hüseyin DİRİM**



KOCAELİ, 2007

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Bu çalışmada Rutherford'un saçılma deneyine dayanan Rutherford geri saçılma spektroskopisi incelenmiştir. Bu teknik, yüzey kompozisyonu analizleri için uygun bir iyon demet analiz yöntemi olup yüzey analizinin geniş bir yelpazede incelenmesini sağlar. Nükleer analiz uygulamalarında ve ince film çalışmalarında yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu çalışmada RBS tekniği ile, Cd-106 ve Sn-112 izotoplarından oluşan iki ayrı hedef numune için kalınlık hesabı yapılmıştır.

Nükleer fizik alanında yeni bilgiler edinmemi sağlayan, böyle önemli bir konuyu bana öneren ve çalışmamız boyunca benden ilgisini ve yardımlarını esirgemeyen değerli tez danışmanım Sayın Hocam Doç. Dr. Nalan ÖZKAN GÜRDAY'a ve beni her zaman araştırmaya teşvik eden değerli Hocam Yrd. Doç. Dr. Taygun GÜRDAY'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak, her zaman yanımda olan ve benden moral desteğini esirgemeyen eşim Tolga İLHAN'a ve anlayışlarından dolayı eşimin ailesine gönülden teşekkür ederim. Hayatım boyunca beni destekleyen ve bugünlere getiren babam Aydın AĞIRTAŞ'a, annem Nurten AĞIRTAŞ'a ve kardeşim Dicle AĞIRTAŞ'a sonsuz minnet duygularımı sunarım.

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİLLER DİZİNİ	iii
TABLolar DİZİNİ	v
SEMBOLLER	vi
ÖZET	viii
İNGİLİZCE ÖZET	ix
1. GİRİŞ	1
2. MADDE İLE AĞIR YÜKLÜ PARÇACIKLARIN ETKİLEŞMESİ.....	3
2.1 Rutherford Saçılması	4
2.2 Elastik Saçılma Kinematığı	6
2.3 Rutherford Saçılma Kinematığı	8
2.3.1 Vurma parametresinin hesabı	11
2.3.2 Rutherford tesir kesiti.....	14
2.4 Madde İçerisinde Enerji Kaybeden Yüklü Parçacık	21
2.4.1 İyonlaşma ve uyarılmadan kaynaklanan durdurma gücü hesabı	23
2.4.2 Bragg eğrisi	31
2.4.3 Menzil ve menzil dağılımı	32
2.4.4 Alfa parçacıklarının menzili	34
2.4.5 Parçacığın kalınlığı x olan bir materyalden geçtikten sonra kaybettiği enerji ...	35
3. RUTHERFORD GERİ SAÇILMA SPEKTROSKOPİSİ	38
3.1 İyon Demet Analizi	38
3.2 Rutherford Geri Saçılma Tekniğı	40
3.3 RBS Spektrometre Düzenegi	41
4. ALFA SPEKTRUM ANALİZİ	51
4.1 Enerji Kalibrasyonu	51
4.2 RBS Tekniğı ile Kalınlık Ölçümü.....	53
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	62
KAYNAKLAR.....	63
ÖZGEÇMİŞ	66

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Ağır yüklü parçacık saçılmasındaki süreçler	3
Şekil 2.2. Rutherford α -parçacık saçılma deneyi	4
Şekil 2.3. Rutherford saçılma deneyinin sonuçları	5
Şekil 2.4. Rutherford saçılmasının açısal dağılımını gösteren basit bir deney düzeneği	6
Şekil 2.5. Elastik saçılma örneği	7
Şekil 2.6. Rutherford saçılmasına uğrayan bir parçacığın yörüngesi ve hedef çekirdeğe en yakın yaklaşma mesafesi	9
Şekil 2.7. Farklı b değerlerine göre α -parçacıklarının izledikleri hiperbolik yollar ve d mesafesi	10
Şekil 2.8. Ağır yüklü parçacığın itici Coulomb kuvveti tarafından saçılması ve b parametresi	11
Şekil 2.9. Gelen demet, hedef ve $d\Omega$ katı açısında saçılan demetin şematik gösterimi	14
Şekil 2.10. b ile db arasındaki halkaya gelen parçacıklar $d\theta$ açısal genişlikli bir halka boyunca düzgün olarak dağılırlar	16
Şekil 2.11. Kinetik enerjisi 2 MeV olan α - parçacıklarının O ve Ca elementlerinden saçılmalarının sonucu $\theta=0^\circ$ ile 180° arasındaki açılara karşılık gelen $d\sigma/d\Omega$ değerleri.	18
Şekil 2.12. Al elementinden $\theta=180^\circ$ de saçılan $^4\text{He}^+$ parçacıklarının kinetik enerjilerine karşılık gelen $d\sigma/d\Omega$ değerleri	19
Şekil 2.13. $^4\text{He}^{++}$ demetinin geri saçılma enerjilerine karşılık gelen relatif verimleri	20
Şekil 2.14. Yüklü bir ağır parçacığın bir atomun elektronuyla etkileşmesi	24
Şekil 2.15. dx boyunda, db kalınlığında ve b yarıçapında bir silindirin gösterimi	25
Şekil 2.16. Enerjisi 5.49 MeV olan alfalar için havanın durdurma gücüne karşılık alfaların ortam içinde aldığı toplam yol	32
Şekil 2.17. Parçacığın aldığı toplam yol ve menzil	33
Şekil 2.18. 15°C ve 760 mm-Hg basıncındaki havadaki α -parçacıklarının menzil - enerji ilişkisi	35
Şekil 2.19. Hedefte verilen bir derinlikten geri saçılan parçacıkların enerji kaybının çeşitli yolları ve parçacıkların geri saçılma enerjisinin kinematik faktöre bağımlılığı	37
Şekil 3.1. Bazı IBA tekniklerinin fiziksel gösterimi	39
Şekil 3.2. RBS spektrometresi	42
Şekil 3.3. Tandem hızlandırıcısı	43
Şekil 3.4. Gelen yüksek enerjili negatif iyon demeti ve yüksek gerilim terminalinde bulunan elektron yakalayıcı	44
Şekil 3.5. Yüzey engelli Si nükleer parçacık Dedektörü	45
Şekil 3.6. RBS spektrum örneği	48

Şekil 3.7. Hedef kalınlıkları ve Si/Ta oranları farklı olan TaSi _x filmlerinden elde edilen RBS spektrumları	49
Şekil 4.1. Enerji kalibrasyon grafiği	52
Şekil 4.2. Deney düzeneği	53
Şekil 4.3: Hedefin ön ve arka yüzeyinden 135° de geri saçılan alfaların enerjileri ve hedef sonunda aldığı toplam yol	53
Şekil 4.4: Cd-106 hedefinin 7 MeV enerjili alfalarla bombardımanı ile elde edilen enerji kalibrasyonu yapılmamış RBS spektrumu	55
Şekil 4.5: Cd-106 hedefinin 7 MeV enerjili alfalarla bombardımanı ile elde edilen enerji kalibrasyonu yapıldıktan sonra elde edilen RBS spektrumu	55
Şekil 4.6: Sn-112 hedefinin 7,5 MeV enerjili alfalarla bombardımanı ile elde edilen enerji kalibrasyonu yapılmamış RBS spektrumu	56
Şekil 4.7: Sn-112 hedefinin 7,5 MeV enerjili alfalarla bombardımanı ile elde edilen enerji kalibrasyonu yapıldıktan sonra elde edilen RBS spektrumu	56
Şekil 4.8: Cd-106 hedefi için alfa enerjisine karşılık elektronik-nükleer durdurma gücü grafiği	59
Şekil 4.9: Sn-112 hedefi için alfa enerjisine karşılık elektronik-nükleer durdurma gücü grafiği	60

TABLolar DİZİNİ

Tablo 3.1. Bazı İBA teknikleri ve sınırları.....	40
Tablo 4.1. Kullanılan α kaynağındaki radyoizotopların aktivite ve yarı ömür değerleri	51
Tablo 4.2. Kanal sayılarına karşılık gelen enerji değerleri	52
Tablo 4.3. Cd-106 ve Sn-112 hedefleri için enerji ile durdurma gücü değerleri.....	57
Tablo 4.4. Cd-106 için elektronik ve nükleer durdurma gücü hesapları.....	58
Tablo 4.5. Sn-112 için elektronik ve nükleer durdurma gücü hesapları.....	59
Tablo 4.6. Cd-106 ve Sn-112 hedefleri için ΔE değerleri ile hesaplanan kalınlık değerleri.....	60

SEMBOLLER

A	: Kütle numarası,
b	: vurma parametresi, (m)
c	: ışık hızı, (m/s)
d	: çekirdeğe en yakın yaklaşma mesafesi, (m)
D	: atomik yoğunluk,
e	: elektron yükü, (C)
E	: enerji,
f	: frekans, (s^{-1})
F	: Coulomb itme kuvveti, (N)
G	: saçılan parçacıkların oranı,
I	: ortalama uyarılma enerjisi, (eV)
J	: gelen parçacıkların oranı,
k	: Coulomb sabiti, ($N.m^2/C^2$)
K	: kinematik faktör,
l	: açısal momentum, ($kg.m^2/s$)
m	: gelen parçacığın kütlesi, (kg)
M	: hedef atomun kütlesi, (kg)
N	: parçacık atom sayısı,
N_A	: avagadro sayısı, (mol^{-1})
q	: gelen parçacığın yükü, (C)
Q	: hedef çekirdeğin yükü, (C)
P	: çizgisel momentum, ($kg.m/s$)
ΔP	: momentum farkı, ($kg.m/s$)
r	: uzaklık (ve yarıçap),
R	: menzil (ve çap),
S	: yüzey alanı ve toplam yol,
t	: zaman,
T	: kinetik enerji,
ΔT	: kinetik enerjideki kayıp,
U	: gerilim, (V)
V	: potansiyel enerji,
v	: hız, (m/s)
w	: açısal hız, (s^{-1})
ω	: kütle oranı,
W	: enerji transferi,
x	: kalınlık,
z	: gelen parçacığın atom numarası,
Z	: hedef materyalin atom numarası,
θ	: saçılma açısı, ($^\circ$)
β	: düzeltici faktör,
η	: $\vec{F}(r)$ kuvvetinin $\Delta \vec{P}$ ile yaptığı açı, ($^\circ$)

Ω	: katı açısı,
σ	: tesir kesiti, (barn/steradyan)
ϕ	: açı, ($^{\circ}$)
ρ	: yoğunluk, (m^{-3})
\hbar	: planck sabiti, (joule.s)
λ	: dalga paketi, (m)
τ	: puls verme zamanı, (s^{-1})

Alt indisler

A: atom

ζ	: çekirdek
e	: elektron
eff	: efektif
elek	: elektronik
i	: i. element
KN	: kanal no
max	: maksimum
min	: minimum
nük	: nükleer
s	: son
x	: x-doğrultusu
y	: y-doğrultusu
0	: başlangıç (bilinen)
1	: bilinmeyen
α	: alfa

Kısaltmalar

Al	: Alüminyum
Am	: amerikyum
Cd	: kadminyum
d	: döteron
e^{-}	: elektron
e^{+}	: pozitron
ERDA	: elastik saçılmadan geri tepen çekirdek analizi
FWHM	: pikin maksimumdaki yarı genişliği
Gd	: gadalinyum
IBA	: iyon demet analizi
IBIC	: iyon demet yakalama
NRA	: nükleer reaksiyon analizi
p	: proton
PIXE	: parçacık yakalama X-ışını yayılımı
PIGE	: parçacık yakalama gama ışını yayılımı
RBS	: Rutherford geri saçılma spektroskopisi
SIMS	: ikincil iyon kütle spektroskopisi
Sn	: tin
α	: alfa

RUTHERFORD GERİ SAÇILMA SPEKTROSKOPİSİ İLE KALINLIK ÖLÇÜMÜ

Merve İLHAN

Anahtar kelimeler: Rutherford geri saçılması, İyon demet analizi, Elastik saçılma, Alfa parçacığı, Durdurma gücü, Menzil, Yüzey engelli silikon dedektör.

Özet: Rutherford geri saçılma spektroskopisi (RBS), madde ile iyon etkileşmesini kullanan iyon demet analiz tekniklerinden biridir. RBS analizinde, hafif parçacıkların (\sim MeV, genellikle $^4\text{He}^+$, $^1\text{H}^+$) tek enerjili demeti, analizi yapılacak hedef numune üzerine bombardıman edilir. Hedef numuneden geri saçılan parçacıklar, gelen parçacıkların doğrultusuna göre istenilen büyük bir açıda (bu çalışmada 135°) yerleştirilmiş bir dedektör ile sayılır. Geri saçılan parçacıkların enerji spektrumlarından hedef numunenin yapısal ve kristal özellikleri belirlenebilir. RBS tekniği, hedefi tahrip etmeden hedefin kalınlığını ve element bileşimini tespit edebilen çok kullanışlı bir metottür.

Bu tezde, RBS tekniği ve bu teknikle hedeflerin kalınlık hesabının nasıl yapıldığı anlatılmaktadır. Ayrıca, Cd-106 ve Sn-112 izotoplarından oluşan iki ayrı hedef için RBS tekniği ile kalınlık hesabı yapılmıştır. Hedeflerin nükleer ve elektronik durdurma gücü hesapları da SRIM programından elde edilerek aralarındaki fark grafik ile gösterilmiştir.

THICKNESS MEASUREMENT BY RUTHERFORD BACK SCATTERING SPECTROSCOPY

Merve İLHAN

Keywords: Rutherford Back Scattering, Ion beam analysis, Elastic scattering, Alpha particle, Stopping power, Range, Surface barrier silicon detector.

Abstract: In Rutherford Backscattering (RBS), the beam of monoenergetic (\sim MeV) light particles (\sim MeV, usually ${}^4\text{He}^+$, ${}^1\text{H}^+$) is bombarded on the target material that will be analyzed. The backscattered particles from target material are detected by a detector which is placed at desired angle (in our case, 135°) with respect to the direction of the incident beam. From the energy spectra obtained from backscattered particles, structural and crystal properties of target material can be determined. RBS is a very useful technique to be able to determine the target thickness and elemental composition causing any destruction on target material.

In this thesis, RBS technique basic principles and how to do the thickness determination are explained. In addition, for two different targets that consist of Cd-106 and Sn-112 isotopes, the thickness calculations were achieved. Calculations of nuclear and electronic stopping power were also obtained by using SRIM programme and the difference between them were graphed.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Hans Geiger ve Ernest Marsden alfa parçacıklarının saçılması ile ilgili deney yapan ilk bilim adamlarıdır. Alfa parçacıklarının altın levhadan geniş açılarda saçılması Ernest Rutherford (UK, 1871-1937) tarafından gözlemlenmiştir. Rutherford alfa parçacıklarının geniş açılarda saçılmasının sebebinin, oluşturduğu Rutherford atom modeli ile açıklamıştır. Rutherford'un 1911'de geliştirdiği bu atom modeli, bilim dünyasına çekirdek kavramını kazandırmıştır. Rutherford'un adına dayanan bugünkü analitik teknik Rutherford geri saçılma spektroskopisi (Rutherford Backscattering Spectrometry- RBS) olarak adlandırılır. Bu teknikte, genellikle enerjileri MeV büyüklüğünde olan iyon demeti (He^+) analizi yapılacak hedef numune üzerine bombardıman edilir. Hedeften geri saçılan iyonların enerji spektrumlarından numunenin nitel ve nicel analizi yapılabilir.

RBS tekniği ilk kez 1951'de yapı analizi için nükleer fizikçiler tarafından keşfedilmiştir. Materyal fiziği için kapsamlı uygulama 1960'ların sonunda başlamıştır. Bu teknik zaman içinde geliştirilmiş ve bugünlerde yüzey analizi için önemli metodlardan biri haline gelmiştir [1].

RBS hedefin derinlik profilini belirlemede kullanılan bir tekniktir. Bu teknikte, hedef materyalin çekirdeğinden geri saçılan parçacıklar yüzey engelli bir dedektör ile sayılırlar. Geri saçılan parçacıkların enerjilerinden hedefin elementer bileşimi, yoğunluklarından hedefin elementer konsantrasyonu, parçacıkların enerji kaybından hedefin elementer derinlik dağılımı elde edilir. Rutherford'un saçılma deneyine dayanan RBS tekniği üç temel kısımda incelenebilir:

1. Elastik saçılma sonucu saçılan iyonun enerjisi kinematik faktöre bağlıdır. Saçılan iyon enerjisinin ölçülmesi, hedef atomun kimliği hakkında bilgi verir. Dolayısıyla hedef materyalin hangi atomları içerdiği bulunabilir.

2. Saçılmanın olasılığı Rutherford saçılma tesir kesiti ile verilir. Hedef materyalin içerdiği elementlerin sayısı saçılma tesir kesitleri ile ilgilidir.
3. Gelen parçacığın menzili ve materyalin durdurma gücü arasındaki ilişki hedefin kalınlığı ile orantılıdır. Bu ilişkiden, hedefte bulunan elementlerin derinlik dağılımı elde edilir. Parçacığın materyal içindeki enerji kaybından elementlerin hedef içindeki yerleri bulunabilir (Bkz. Bölüm 2) [2].

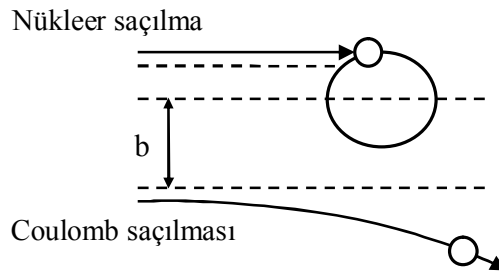
Yukarıda bahsedilen kinematik faktör, saçılma tesir kesiti ve durdurma gücü kavramlarına Bölüm 2’de değinilmiştir. Bölüm 2’de elastik saçılma ve Rutherford saçılma kinematiği incelenmiştir. Bölüm 3’te RBS tekniğinin sınırları ve RBS spektrometre düzeneği hakkında daha ayrıntılı bilgiler verilmektedir. Bölüm 4’te RBS tekniği ile kalınlık hesabı yapılmıştır.

BÖLÜM 2. MADDE İLE AĞIR YÜKLÜ PARÇACIKLARIN ETKİLEŞMESİ

Yüklü parçacıklar $A \geq 1$ olan iyonlar, elektronlar (e^-), pozitronlar (e^+), protonlar (p), döteronlar (d), alfalar (${}^4_2\alpha$) ve daha ağır iyonlardır. Nükleer reaksiyonlar açısından ağır yüklü parçacıklar $A \geq 4$ olan parçacıklar olarak kabul edilir. Ağır yüklü parçacıkların madde ile etkileşmesi hafif parçacıklarınkinden farklıdır. Ağır yüklü parçacıklar hafif yüklü parçacıklara göre daha büyük kütle ve çekirdek yüküne sahiptirler. Dolayısıyla ağır parçacıklar ile hedef çekirdek arasındaki Coulomb itme kuvveti hafif parçacıklara göre daha büyüktür [3].

Nötr bir ortam içinde ilerleyen ağır yüklü bir parçacık hedef materyalin çekirdeği ve elektronları ile elektromanyetik olarak etkileşir. Çekirdek ile yüklü parçacığın elektromanyetik etkileşimleri Rutherford saçılmasına neden olur. Elektron ile yüklü parçacığın etkileşmesi ise gelen parçacığın materyal içindeki enerji kaybı için önemlidir (Bkz. başlık 2.4) [4].

Ağır yüklü bir parçacığın hedef çekirdekten saçılması Şekil 2.1 de şematik olarak gösterilmektedir. Saçılma parçacığın çekirdeğe vurma parametresine (b) bağlıdır. Vurma parametresi, gelen parçacığın geliş doğrultusunun çekirdek merkezine dik uzaklığı olarak tanımlanır. Büyük vurma parametrelerinde Coulomb etkileri baskındır. Hedef ile gelen yüklü parçacığın nükleer yoğunlukları örtüşmeye başladığında (küçük vurma parametreleri için) ise nükleer saçılma gerçekleşir.

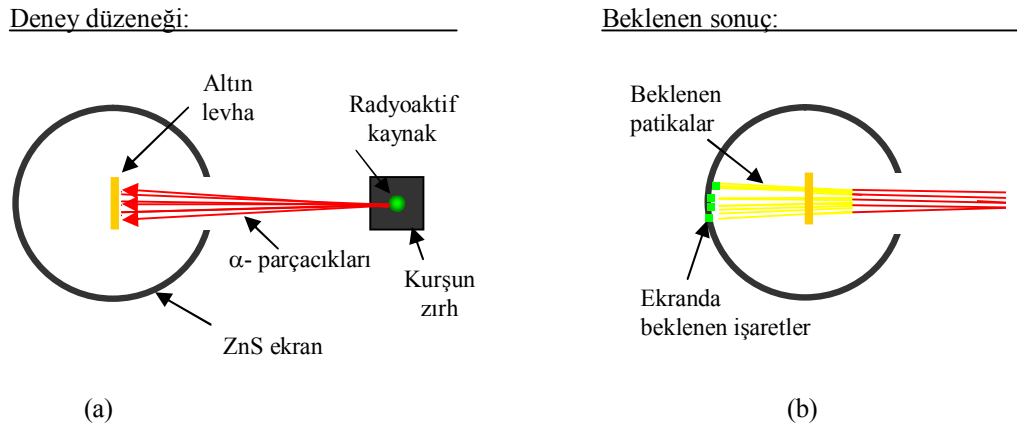


Şekil 2.1: Ağır yüklü parçacık saçılmasındaki süreçler

Düşük enerjili (1–10 MeV) ağır yüklü parçacıkların hedef çekirdek ile elektriksel etkileşmesi Rutherford saçılması ile incelenebilir. Yavaş hareket eden ağır yüklü parçacıkların saçılmasında, hedef çekirdek ile gelen parçacık arasındaki tek kuvvet Coulomb itme kuvvetidir (C. A. De Coulomb, Fransa, 1736-1806). Bu sebeple, Rutherford saçılması elastik Coulomb saçılması olarak da adlandırılır [5].

2.1 Rutherford Saçılması

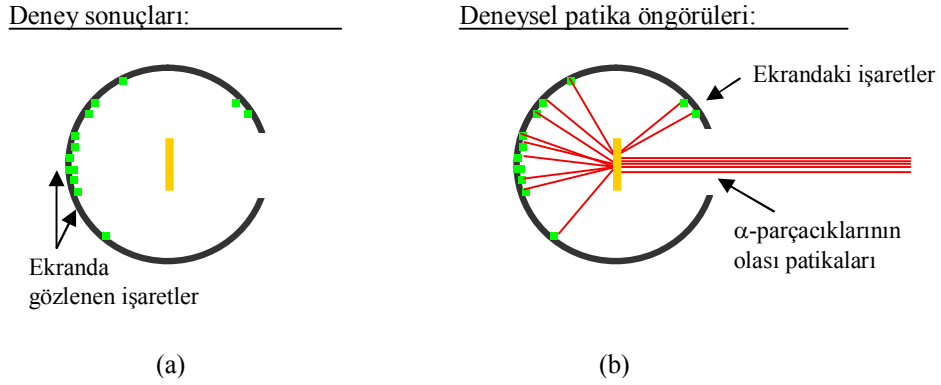
Ernest Rutherford tarafından keşfedilen Rutherford saçılması, ağır yüklü bir parçacığın (α parçacığı gibi) hedef çekirdek tarafından elastik saçılmasına dayanır. Bu ünlü saçılma deneyinde, Rutherford α parçacıklarını ince altın bir levhaya bombardıman ederek orijinal doğrultusundan sapan parçacıkların sayısı üzerinde çalışmıştır. Rutherford'un α parçacık saçılma deneyinin basit bir şekli Şekil 2.2 ile gösterilmektedir.



Şekil 2.2: Rutherford α parçacık saçılma deneyi

Şekil 2.2a ya göre, kurşun zırh ile korunan radyoaktif kaynaktan çıkan α -parçacıkları altın levhaya gönderilir. Rutherford, Şekil 2.2b deki gibi α -parçacıklarının küçük sapmalar göstereceğini düşünmüştü. Rutherford bu deneysel çalışmalarının sonucunda, levhadan geçen α parçacıklarının genel olarak çok küçük sapmalar gösterdiğini fakat arada geniş açılarla sapan parçacıklarında bulunduğunu

gözlemlemiştir. Şekil 2.3, Rutherford'un deney sonuçlarını şematik olarak göstermektedir.



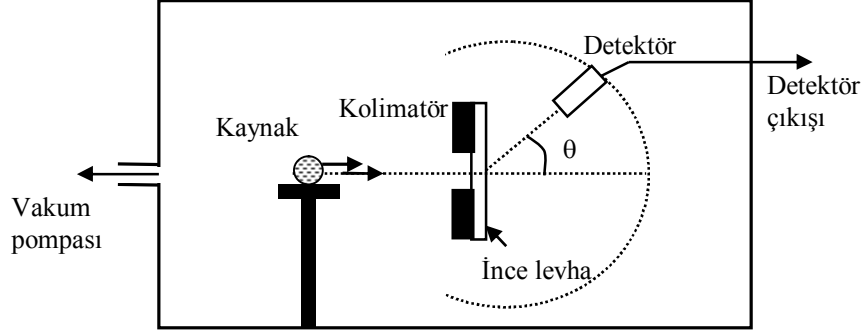
Şekil 2.3: Rutherford saçılma deneyinin sonuçları

Alfa parçacıklarının saçılması sonucu ekranda gözlenen işaretler Şekil 2.3a ile, α -parçacıklarının izledikleri olası doğrultular Şekil 2.3b ile gösterilmektedir.

Rutherford α parçacık saçılma deneyi ile atom içerisindeki pozitif yüklü ve kütlesi büyük olan kısmın hacminin, toplam atom hacmine oranla çok küçük olduğu ispatlamıştır. Rutherford tarafından bu pozitif yüklü kısma 'çekirdek' adı verilmiştir. Bu görüşten yola çıkarak oluşturulan model "Rutherford atom modeli" ya da "çekirdekli atom modeli" olarak adlandırılır.

Dolayısıyla yukarıda bahsedildiği gibi atomun yapısı hakkındaki ilk denel bilgi, 1911 yılında Ernest Rutherford tarafından α parçacıklarının katı cisimlerden geçişleri sırasında uğradıkları sapmaların keşfi ve açıklanması ile mümkün olmuştur. Bu model, 1913 yılında Hans Geiger ve Ernest Marsden tarafından doğrulandıktan sonra, kimya ve fizik tarihine nükleer atom kavramını getirerek yeni bir çığır açmıştır. Modern atom teorisinin temelleri atılmıştır.

Rutherford saçılmasının açısal dağılımını elde etmek için kullanılan basit bir deney düzeneği Şekil 2.4 de gösterilmektedir.



Şekil 2.4: Rutherford saçılmasının açısal dağılımını gösteren basit bir deney düzeneği

Radyoaktif bir kaynaktan (Amerisyum- 241 gibi) çıkan α parçacıkları kolimatörler arasından geçerek ince metal levha ile bombardıman edilir. Saçılan parçacıklar farklı θ açılara yerleştirilebilen bir parçacık detektörü ile sayılır. Saçılan parçacıkların sayısı N_θ ile saçılma açısı θ arasındaki ilişki;

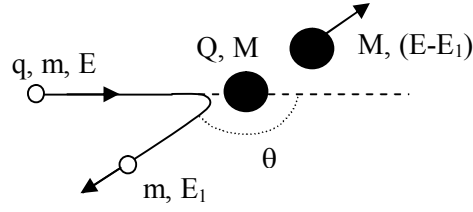
$$N_\theta \propto \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (2.1)$$

şeklinde elde edilir [3,6,7].

2.2 Elastik Saçılma Kinematığı

Saçılan parçacıklara göre iyon - hedef çarpışmalarında çalışılan temel olay, gelen iyonun hedef atomun çekirdeği tarafından elastik saçılmasıdır. Nükleer uygulamalarda, hızlandırılan iyon hedef ile çarpıştırılır. Gelen iyon nükleer potansiyel etkisiyle hedef atomun Coulomb bariyerinin yakınında saçılmaya uğrar. Çarpışmadan sonra belirli bir açıda saçılan iyonlar dedektör ile sayılır. Saçılma açısı 0° dan 180° ye kadar değişebilir. Uygulamalarda, gelen iyonun kütlesi genellikle hedef atomun kütlesinden çok daha küçüktür [8].

Şekil 2.5, m kütleli ve E enerjili yüklü bir parçacığın, M kütleli hedef çekirdekten E_1 enerjisi ile elastik geri saçılmasını göstermektedir. Saçılma açısı θ dır. Gelen parçacığın yükü $q = ze$, hedef çekirdeğin yükü ise $Q = Ze$ dir.



Şekil 2.5: Elastik saçılma örneği

Elastik geri saçılma kinematiği kinematik faktör (K) ile tanımlanır. Kinematik faktör momentum ve enerji korunumundan elde edilir ve saçılan parçacık enerjisinin gelen parçacık enerjisine oranı

$$K = \frac{E_1}{E} = \left[\frac{\sqrt{M^2 - m^2 \sin^2 \theta} + m \cos \theta}{m + M} \right]^2 \quad (2.2)$$

ile verilir. K, $\theta = 0^\circ$ de maksimum bir değer, $\theta = 180^\circ$ de ise minimum bir değer alır.

Elastik saçılma sonucu geri saçılan parçacığın enerjisi

$$E_1 = \left[\left(\frac{1}{1 + \frac{M}{m}} \right) \times \left(\cos \theta + \sqrt{\left(\frac{M}{m} \right)^2 - \sin^2 \theta} \right) \right]^2 E = KE \quad (2.3)$$

ile hesaplanır. $\theta = 0^\circ$ de $E_1 = E$ iken, $\theta = 180^\circ$ de geri saçılan parçacık enerjisi

$$E_1 = \left(\frac{M - m}{M + m} \right)^2 E \quad (2.4)$$

şeklindedir.

2.3 Rutherford Saçılma Kinematığı

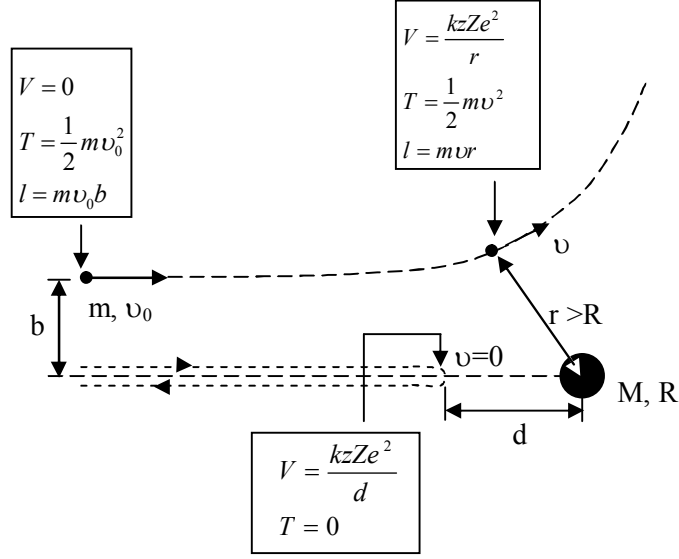
Lord Rutherford, α parçacıklarının saçılmasını klasik mekanik ile incelemiştir. Rutherford atom modeline göre, α parçacıklarının saçılması problemi nokta şeklindeki yüklü parçacıkların nokta şeklindeki bir merkezden klasik (elastik) saçılması problemidir. Çekirdek gelen parçacıktan çok daha ağır olduğu için sabit kabul edilir.

Geiger ve Marsden'in katkılarıyla, Rutherford saçılmasında α parçacıklarının çekirdek içine girmedikleri sonucuna ulaşılmıştır. Parçacık çekirdek içine giremiyorsa, izlediği hiperbolik yolların tümünde çekirdek merkezinden olan r uzaklığı çekirdek yarıçapı R den ($r > R$) daha büyük olur (burada alfa parçacığının yarıçapı ihmal edilmiştir).

Rutherford saçılmasına uğrayan bir parçacığın geniş açılarda saçılması, çekirdeğe yakın geçtiğinin bir göstergesidir. Dolayısıyla gelen parçacık çekirdeğin dışından geçiyorsa parçacığa etkiyen tek kuvvet çekirdeğin Coulomb itme kuvveti olur:

$$F(r) = \frac{kqQ}{r^2} = \frac{kZze^2}{r^2} \quad (2.5)$$

Burada k , Coulomb sabiti olup $k = 1/(4\pi\epsilon_0) = 8,988 \times 10^9 \text{ Nm}^2/\text{C}^2$ değerindedir. Eğer yüklü parçacık çekirdeğin içine girmeye başlarsa nükleer kuvvet etkisi altında kalır ve kuvvet denklem (2.5) ile bulunamaz. Denklem (2.5) deki $F(r)$ nin etkisiyle gelen parçacık Şekil 2.6 da gösterilen hiperbolik yolu izler.



Şekil 2.6: Rutherford saçılmasına uğrayan bir parçacığın yörüngesi ve hedef çekirdeğe en yakın yaklaşma mesafesi (d)

Rutherford saçılmasının temel geometrisi Şekil 2.6 ile gösterilmektedir. Parçacık hedef çekirdeğe, itme kuvvetinin olmaması durumunda geçebileceği b uzaklığındaki bir doğru boyunca yaklaşır. Bu uzaklığa vurma parametresi (b) denir.

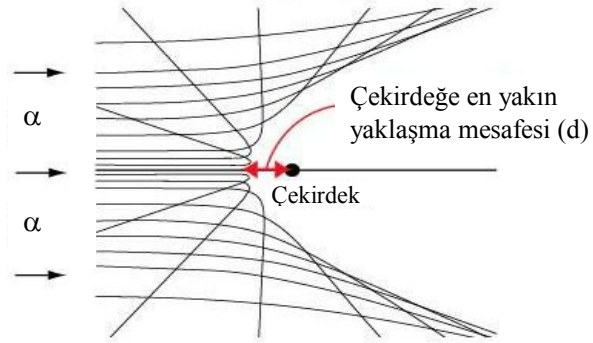
Çekirdekten çok uzakta gelen parçacık ihmal edilebilir bir Coulomb potansiyel enerjisine sahiptir; böylece parçacığın toplam enerjisi yalnızca gelen parçacığın $E = \frac{1}{2} m v_0^2$ kinetik enerjisi kadardır. Parçacığın hedef çekirdeğe göre açısal momentumu, büyük mesafelerde $|\vec{r} \times m \vec{v}| = m v_0 b$ dir. Parçacık hedef çekirdeğin yakınından geçerken bir r mesafesine ulaşır ve bu değer b ye bağlıdır. r uzaklığının minimum değeri (d), 180° lik bir sapma sırasında olur. Bu kafa kafaya çarpışmada (b = 0) parçacık ani olarak durur ve aynı doğrultuda fakat zıt yönde hareketine devam eder. Bu noktada, parçacığın başlangıç kinetik enerjisi, Coulomb potansiyel enerjisine dönüşür:

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZe^2}{d} \quad (2.6)$$

Burada d çekirdeğe en yakın yaklaşma mesafesidir ve denklem (2.7) ile hesaplanır:

$$d = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZe^2}{E} \quad (2.7)$$

Şekil 2.7, farklı b değerlerine göre α -parçacıklarının itici Coulomb etkisiyle izledikleri hiperbolik yolları ve d mesafesini göstermektedir.



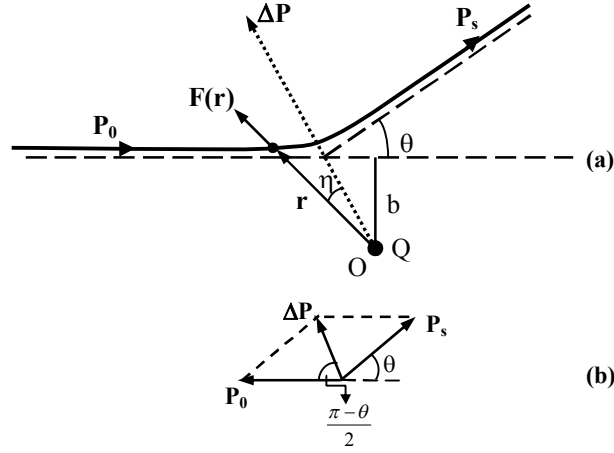
Şekil 2.7: Farklı b değerlerine göre α -parçacıklarının izledikleri hiperbolik yollar ve d mesafesi [9]

Yörüngenin ara noktalarında, enerji kısmen kinetik, kısmen potansiyel enerjidir; b parametresinin herhangi bir değeri için enerjinin korunumu,

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{1}{2}m\upsilon^2 + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZe^2}{r} \quad (2.8)$$

ile verilir. Burada υ , ilerleyen parçacığın herhangi bir noktadaki hız değeridir [5,10].

2.3.1 Vurma parametresinin hesabı



Şekil 2.8: Ağır yüklü parçacığın itici Coulomb kuvveti tarafından saçılması ve b parametresi

Şekil 2.8, gelen bir parçacığın itici Coulomb kuvveti ile O noktasındaki ağır bir çekirdek tarafından saçılmasını göstermektedir. Gelen parçacık bir b vurma parametresine sahip olup çarpışmadan sonra θ açısıyla sapar. Parçacığın saçılma bölgesinden uzakta ilk ve son momentumları \vec{P}_0 ve \vec{P}_s 'dir. Momentum korunumundan $|\vec{P}_0| = |\vec{P}_s|$ olur (Bu, hedefin hareket etmeyecek kadar büyük kütleyle sahip olduğu varsayımının sonucudur). Saçılan parçacıkların net lineer momentumunun yalnız doğrultusu değişir. Çekirdeğin r uzaklıktaki parçacık üzerine uyguladığı $\vec{F}(r)$ korunumlu merkezi bir kuvvet olarak kabul edilir. İmpuls-momentum teorisinin uygulanması

$$\Delta\vec{P} = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{F}(r) dt \quad (2.9)$$

denklemini verir. $\Delta\vec{P} = \vec{P}_s - \vec{P}_0$ momentum vektöründeki toplam değişimdir. Burada r, t'nin bir fonksiyonudur. Momentum vektöründeki değişim,

$$\begin{aligned} \Delta\vec{P} &= (m\nu_0 \cos\theta)\hat{i} + (m\nu_0 \sin\theta)\hat{j} - (m\nu_0)\hat{i} \\ &= m\nu_0(\cos\theta - 1)\hat{i} + (m\nu_0 \sin\theta)\hat{j} \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned}
|\Delta\vec{P}| &= \sqrt{m^2v_0^2(\cos\theta - 1)^2 + m^2v_0^2\sin^2\theta} \\
&= mv_0\sqrt{\cos^2\theta + 1 - 2\cos\theta + \sin^2\theta} \\
&= mv_0\sqrt{2 - 2\cos\theta} \\
&= mv_0\sqrt{4\sin^2(\theta/2)}
\end{aligned}
\tag{2.11}$$

$$\Delta P = 2mv_0\sin(\theta/2) \tag{2.12}$$

büyükliğünde bir vektördür.

Açısal momentumun korunumlu olması için $\Delta\vec{P}$ nin (merkezcil) doğrudan merkeze ya da merkezden dışa yönelik olmalıdır. Çekirdekle parçacık arasındaki $\vec{F}(r)$ kuvveti $\Delta\vec{P}$ yönüyle η açısı yapar. $\Delta\vec{P}$ yi sadece $\int\vec{F}(r)dt$ nin $\Delta\vec{P}$ ye paralel olan $|\vec{F}(r)|\cos\eta$ bileşeni meydana getirir. Diğer bileşenin etkisi sıfırdır. Denklem (2.9) ve (2.12) birleştirilirse

$$2mv_0\sin(\theta/2) = \int_0^\infty |\vec{F}(r)|\cos\eta dt \tag{2.13}$$

ve

$$0 = \int_0^\infty |\vec{F}(r)|\sin\eta dt \tag{2.14}$$

elde edilir.

Çekirdek etrafındaki parçacık üzerinde bir dış kuvvet olmadığından açısal momentum korunmalıdır. Parçacık çekirdekten uzakta iken çarpışmadan çok önceki açısal momentumun ilk değeri mv_0b idi. Saçılma sırasındaki herhangi başka bir zamanda açısal momentum ise mr^2w 'dir. Buradaki w , $w = d\eta/dt$ ifadesiyle verilen açısal hızdır. Bu iki değer birbirine eşit olmalıdır:

$$mr^2w = mv_0b \tag{2.15}$$

Buradan parçacığın açısal hızı

$$w = v_0 b / r^2 \quad (2.16)$$

ile verilir. (2.13) denklemi,

$$2m v_0 \sin(\theta/2) = \int_0^{\infty} \left| \vec{F}(r) \right| \cos \eta \frac{dt}{d\eta} d\eta \quad (2.17)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $dt/d\eta = 1/w$ olup denklem (2.17), dt değişkenini $d\eta$ 'ya integral sınırlarını da $[0, \infty]$ 'dan $[-(\pi-\theta)/2, (\pi-\theta)/2]$ 'ye dönüştürerek

$$2m v_0^2 b \sin(\theta/2) = \int_{-(\pi-\theta)/2}^{+(\pi-\theta)/2} r^2 \left| \vec{F}(r) \right| \cos \eta d\eta \quad (2.18)$$

şeklinde yazılabilir. Burada r , artık t 'nin değil η 'nin bir fonksiyonudur. b parametresinin θ 'ya bağımlılığının (yani $b = b(\theta)$) bilinmesi için r 'nin η 'ya bağımlılığının (yani $r = r(\eta)$) bilinmesi gerekir. Fakat ters-kare kanununa uygun kuvvetler için $r(\eta)$ 'nin bilinmesine gerek yoktur. Çünkü,

$$r^2 |F(r)| = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \quad (2.19)$$

$r^2 |F(r)|$ değeri sabittir. Bu ifade, denklem (2.18)'de yerine yazılıp

$$2m v_0^2 b \sin(\theta/2) = \int_{-(\pi-\theta)/2}^{+(\pi-\theta)/2} \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \cos \eta d\eta \quad (2.20)$$

$$= \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\sin\left(\frac{\pi-\theta}{2}\right) + \sin\left(\frac{\pi-\theta}{2}\right) \right)$$

$\sin \frac{\pi - \theta}{2} = \cos \frac{\theta}{2}$ dönüşümü yapılırsa

$$m v_0^2 b \sin(\theta/2) = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \cos(\theta/2) \quad (2.21)$$

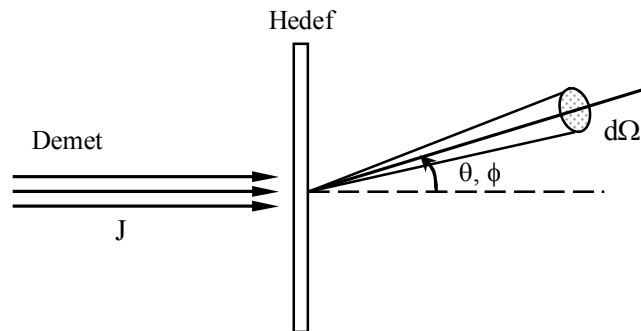
eşitliği elde edilir. Buradan vurma parametresi

$$b = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZe^2}{m v_0^2} \cot(\theta/2) \quad (2.22)$$

elde edilir. Dolayısıyla b'nin θ 'ya bağımlılığı ($b=b(\theta)$) denklem (2.22) ile ifade edilir.

Belirli bir b vurma parametresi ve buna karşılık gelen θ saçılma açısı ele alınırsa, vurma parametresi bu b değerinden küçük olan tüm parçacıklar bu θ değerinden daha büyük açılarda saçılacaklardır (Şekil 2.7). Diğer bir deyişle, πb^2 kesit alanı içindeki parçacıkların saçılma açısı θ veya daha büyük açılı olur [7,10,11].

2.3.2 Rutherford tesir kesiti



Şekil 2.9: Gelen demet, hedef ve $d\Omega$ katı açısında saçılan demetin şematik gösterimi

Hedefe doğru gelen parçacıklar genel olarak tüm doğrultularda eşyönlü yayınlanmazlar; θ ya ve muhtemelen ϕ ye bağlı olan bir açısal dağılıma sahip olurlar. Demet doğrultusuna göre (θ, ϕ) doğrultusunda kalınlığı x olan hedef numuneden

saçılan parçacıkları kaydetmek için bir detektör yerleştirilir (Şekil 2.9). Detektör hedef çekirdekte küçük bir $d\Omega$ katı açısı tanımlar ve bu nedenle saçılan parçacıkların tümünü gözleyemez. Saçılan parçacıkların sadece küçük bir dG kesri sayılır ve tesir kesitinin yalnızca küçük bir $d\sigma$ kesri verilir:

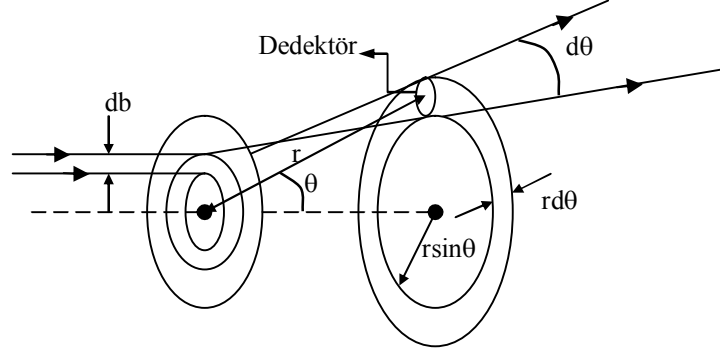
$$d\sigma = \frac{dG}{JN_x} \quad (2.23)$$

Burada J , hedef üzerine düşen gelen parçacıkların oranıdır. Birim hacimdeki hedef çekirdek sayısı N ise birim alandaki hedef çekirdek sayısı N_x olur. Açısal dağılım fonksiyonu keyfi olarak $r(\theta, \phi)$ ile gösterilirse $dG = r(\theta, \phi) d\Omega / 4\pi$ olur. (Burada 4π , saf bir $d\Omega/4\pi$ elde etmek için ilave edilmiştir) Denklem (2.23) ile dG ifadesi birleştirilirse

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta, \phi)}{4\pi JN_x} \quad (2.24)$$

elde edilir. $d\sigma/d\Omega$ niceliğine diferansiyel tesir kesiti denir ve bu niceliğin ölçülmesi, saçılan parçacıkların açısal dağılımı ile ilgili önemli bilgi verir. Katı açı steradyan cinsinden ölçüldüğünden diferansiyel tesir kesitinin birimi barn/ steradyan'dır (bir kürenin yüzeyi, merkezinde 4π steradyanlık bir katı açı meydana getirir).

Rutherford saçılması demet eksenine etrafında (Coulomb kuvvetinin simetrik olmasından dolayı) silindirik simetriye sahiptir ve bu nedenle tesir kesiti ϕ açısından bağımsızdır. Dolayısıyla saçılma halka veya dairesel geometride incelenir (Şekil 2.10).



Şekil 2.10: b ile db arasındaki halkaya gelen parçacıklar $d\theta$ açısal genişlikli bir halka boyunca düzgün olarak dağılırlar

Şekil 2.10'a göre, b ile $b+db$ arasında bir vurma parametresi ile halkaya gelen parçacıklar θ ile $\theta+d\theta$ açıları arasındaki bir halkaya saçılırlar. Hedef çekirdekten (saçılma levhasından) r uzaklığa yerleştirilen bir dedektör ile $d\Omega$ katı açısı içine saçılan parçacıklar sayılır.

Hedefin birim yüzeydeki çekirdek sayısı N_x ise, gelen parçacıkların alanı $2\pi b db$ olan dairesel disk halkadan geçenlerin kesri,

$$dh = N_x(2\pi b db) \quad (2.25)$$

ile verilir. Burada, b den daha küçük vurma parametrelili parçacıklar için h kesri :

$$h = N_x \pi b^2 \quad (2.26)$$

Denklem (2.26) aynı zamanda θ dan daha büyük açılarda saçılanların kesrini de verir.

Denklem (2.7) ve (2.22) birleştirilip b ile d arasındaki bağıntı

$$b = \frac{d}{2} \cot \frac{\theta}{2} \quad (2.27)$$

elde edilir. Buradan $|db| = \frac{d}{4} \csc^2 \frac{\theta}{2} d\theta$ değeri bulunur. b ile $|db|$ değerleri denklem (2.25) te yerine konulursa

$$|dh| = Nx\pi \frac{d^2}{4} \cot \frac{\theta}{2} \csc^2 \frac{\theta}{2} d\theta \quad (2.28)$$

elde edilir. Birim katı açılı başına halkaya ulaşan parçacıkların oranı,

$$r(\theta, \phi) = \frac{J|dh|}{d\Omega/4\pi} \quad (2.29)$$

ile verilir. Dolayısıyla $J|dh|$, b ile b+db arasına düşen sayıdır. Rutherford saçılmasında geçerli olan denklem (2.29), denklem (2.24) te yerine konulursa;

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|dh|}{2\pi \sin \theta d\theta Nx} \quad (2.30)$$

elde edilir. Halka geometrisi için $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ olduğu göz önüne alınmıştır (yani $\sin \theta d\theta d\phi$ 'nin ϕ üzerinden integrali). Denklem (2.30) da, $|dh|$ 'in açık ifadesi yazılarak $\csc^2(\theta/2) = 1/\sin^2(\theta/2)$ ile $\sin \theta = 2\sin(\theta/2)\cos(\theta/2)$ dönüşümleri yapılırsa saçılan parçacıklarının gelen parçacıklara oranı

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{1}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2} \quad (2.31)$$

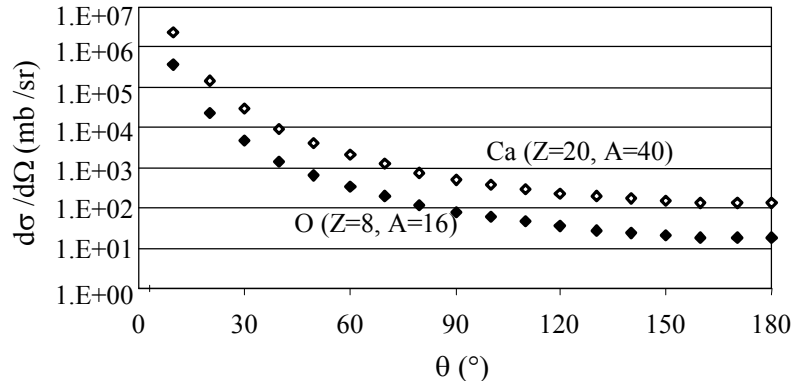
elde edilir. Bu ifade, Rutherford saçılması için diferansiyel tesir kesitidir. Burada $e^2/4\pi\epsilon_0 = 1,44 \times 10^{-13}$ MeVcm olarak alınabilir. Klasik sınırlar içinde hesaplanan bu tesir kesiti Rutherford tarafından ispatlanmıştır ve Rutherford tesir kesiti olarak adlandırılır. Rutherford tesir kesiti hedef çekirdek yükünün karesiyle (Z^2 ile), gelen parçacığın kinetik enerjisinin karesinin tersiyle (E^{-2} ile) ve $\sin^{-4}(\theta/2)$ ile orantılıdır. Bu tesir kesitinin $\sin^{-4}(\theta/2)$ ye bağlılığı özellikle karakteristiktir [5].

Kuantum mekaniğine göre yapılan hesaplamalarda da tesir kesitinin açısal bağımlılığı aynı şekilde $\sin^{-4}(\theta/2)$ ile orantılıdır.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{kzZe^2}{4E} \right)^2 \times \left[\sin^{-4} \frac{\theta}{2} - 2 \left(\frac{m}{M} \right)^2 + \dots \right] \quad (2.32)$$

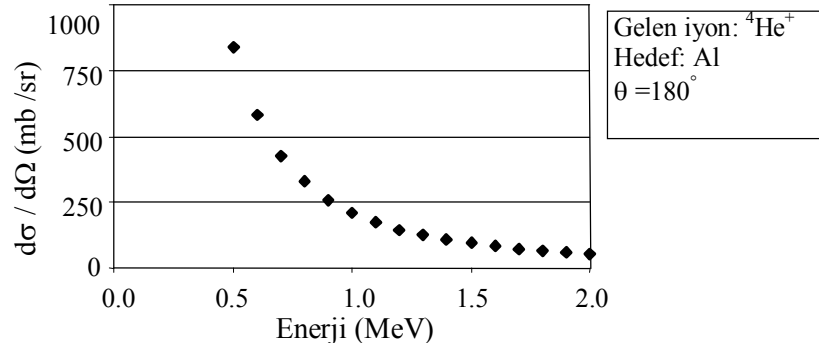
$d\sigma/d\Omega$, küçük açılı saçılmalarda büyük değerler alır. $\theta = 90^\circ$ 'de $(\sin^{-4}(\theta/2))_{\theta=90^\circ} = 4$ ve $\theta = 180^\circ$ de $(\sin^{-4}(\theta/2))_{\theta=180^\circ} = 1$ olduğundan $d\sigma/d\Omega$ değeri, $\theta = 90^\circ$ den 180° 'ye doğru yavaşça azalır.

Şekil 2.11, 2 MeV enerjili $^4\text{He}^+$ parçacıklarının oksijen ve kalsiyum elementlerinden Rutherford saçılması sonucu θ değerlerine karşılık gelen $d\sigma/d\Omega$ 'yi göstermektedir.



Şekil 2.11: Kinetik enerjisi 2 MeV olan α - parçacıklarının O ve Ca elementlerinden saçılmalarının sonucu $\theta=0^\circ$ ile 180° arasındaki açılara karşılık gelen $d\sigma/d\Omega$ değerleri [12]

$d\sigma/d\Omega$, gelen parçacığın kinetik enerjisinin karesiyle ters orantılı olarak değişir. Şekil 2.12 de görüldüğü gibi, E nin azalması ile $d\sigma/d\Omega$ artar.



Şekil 2.12: Al elementinden $\theta=180^\circ$ de saçılan $^4\text{He}^+$ parçacıklarının kinetik enerjilerine karşılık gelen $d\sigma/d\Omega$ değerleri [12]

Rutherford saçılması için toplam tesir kesiti, tüm katı açı (Ω) üzerinden diferansiyel tesir kesitinin integrali alınarak elde edilir:

$$\sigma_{\text{toplam}} = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.33)$$

Belirli bir katı açıda saçılan parçacıkların sayısı hesaplanabilir. Detektör materyalinin gördüğü katı açı $\Delta\Omega$ içine saçılan parçacıkların diferansiyel tesir kesiti $\Delta\sigma(\theta)$ ile verilir:

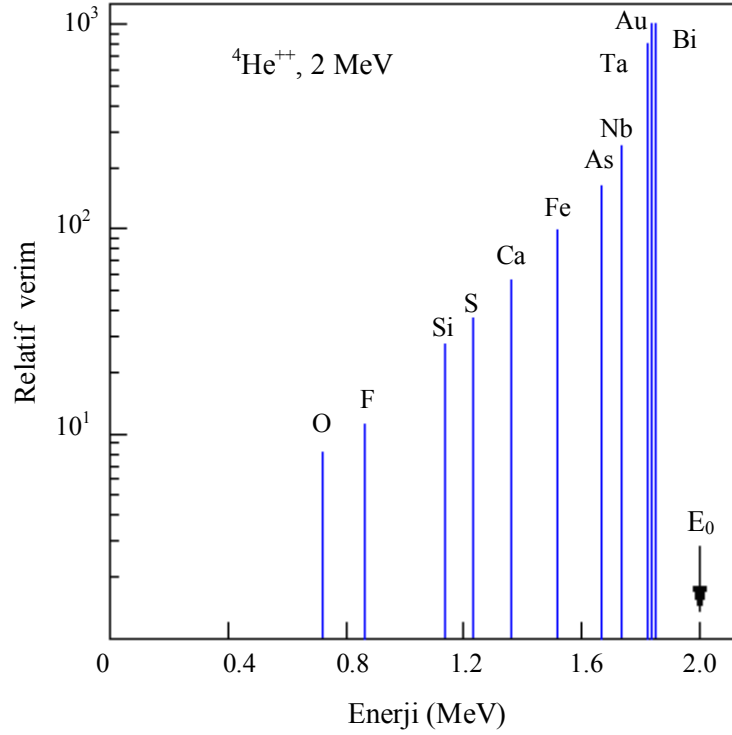
$$\Delta\sigma(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega \quad (2.34)$$

Burada $\Delta\Omega = S/r^2$ 'dir ve S, detektör materyalinin yüzey alanıdır. Saçılan parçacıklar, hedef çekirdekten r kadar uzaklıkta θ açısına yerleştirilen bir parçacık detektörü ile sayılırlar. N_0 gelen parçacık sayısı olmak üzere θ açısında geri saçılan parçacık sayısı

$$N_{\theta} = N_0 \Delta\sigma(\theta) Dx \quad (2.35)$$

ile verilir. Burada hedef materyalin atomik yoğunluğu D ve kalınlığı x'tir [3].

Şekil 2.13, $E_0 = 2$ MeV enerjili ${}^4\text{He}^{++}$ demetinin hedefin yüzeyinden geri saçılma enerjilerini ve seçilen elementlerden geri saçılan He^{++} için elde edilen relatif verimleri göstermektedir.



Şekil 2.13: ${}^4\text{He}^{++}$ demetinin geri saçılma enerjilerine karşılık gelen relatif verimleri [13]

Hedef atomun kütlesi arttıkça hedef atoma daha az momentum transfer edilir. Dolayısıyla parçacığın enerji kaybı daha az olur. Buna bağlı olarak geri saçılan parçacıkların enerjisi gelen parçacık enerjisine yaklaşır. Dolayısıyla Şekil 2.13 te görüldüğü gibi ağır elementlerden geri saçılan parçacık enerjilerini birbirinden ayırt etmek zordur. RBS tekniği, ağır elementlerin kütle ayrımında kötü olmasına rağmen, hafif elementlerin kütle ayrımı için daha iyi sonuçlar verir. Örneğin, hedefte aynı derinlikte bulunan elementler için P elementinden Si elementini veya O elementinden F elementini ayırmak mümkündür. Fakat W elementinden Ta elementini veya Fe elementinden Ni elementini ayırmak mümkün değildir (bu çift elementlerin her biri arasındaki kütle farklılığı kabaca 1 amu değerinde olmasına rağmen). Ağır elementlerin çekirdekleri daha büyük olduğundan RBS, hafif elementlere göre ağır elementler için 100 kereden daha fazla duyarlıdır [13].

2.4 Madde İçerisinde Enerji Kaybeden Yüklü Parçacık

Temel olay, madde ile etkileşen yüklü parçacığın enerji kaybetmesidir. Yüklü parçacık madde içerisinde ilerlerken ortamda bulunan atom ve moleküllerle etkileşir ve ortama enerjisini aktarır. Pratikte, yüklü bir parçacığın madde içerisinde etkileşmeye girmeden ilerleme olasılığı sıfırdır. Bu özellik yüklü parçacık detektörlerinin çalışmasında çok önemlidir. Yüklü bir parçacık içinden geçtiği nötr bir ortamın atomlarıyla kütle çekimi, elektronik ve nükleer etkileşimler yapar. Kütle çekimi etkileşmesi çok düşük olduğu için genellikle ihmal edilir.

Parçacığın birim uzunlukta kaybettiği enerji, hedef materyal ile gelen parçacığın türüne bağlıdır. Bu ifade literatürde materyalin durdurma gücü olarak adlandırılır. Toplam durdurma gücü S_{toplam} , elektronik ve nükleer etkileşimlerden kaynaklanan durdurma güçlerinin toplamıdır:

$$S_{toplam} = -\frac{dE}{dx} \quad (2.36)$$

$$-\frac{dE}{dx} = S_{elek} + S_{nük} \quad (2.37)$$

Buradaki negatif işaret, parçacığın materyal içinden geçerken enerji kaybettiği anlamına gelir. Nükleer bileşen, toplam durdurma gücünün genellikle çok küçük bir kısmını oluşturduğu için hesaplarda ihmal edilebilir. Alfa parçacığı gibi ağır yüklü parçacıklar için parçacık enerjisi yeteri kadar yüksek değilse nükleer durdurma gücünün toplam durdurma gücüne bir katkısı olmaz (Nükleer parçacıkların nükleer kuvvetleri kısa menzilli olduğundan, parçacığın atomun çok derinlerine girmesi için enerjisinin yeteri kadar büyük olması gerekir). Bu yüzden durdurma gücü sadece elektronik bileşenin bir fonksiyonu olarak yazılabilir [3].

$$-\frac{dE}{dx} \approx S_{elek} \quad (2.38)$$

Düşük enerjili (MeV) ağır yüklü parçacıkların çekirdek tarafından uğratıldıkları Coulomb saçılması nükleer fizikte önemli bir işlem olmasına rağmen yüklü parçacığın madde içerisindeki enerji kaybı çok küçüktür. Hedef materyalin çekirdekleri, atom hacimlerinin sadece yaklaşık 10^{-15} 'ini işgal ettikleri için parçacığın çekirdeklerden çok elektronlarla çarpışma olasılığı

$$\frac{(R_a)^3}{(R_c)^3} = \frac{(10^{-10})^3}{(10^{-15})^3} = 10^{15} \quad (2.39)$$

kez daha fazladır. Dolayısıyla yüklü parçacığın enerjisini kaybetmesi için baskın olan mekanizma, hedef materyal içerisindeki elektronlarla yaptığı Coulomb saçılmasıdır.

Kütlesi m olan ağır bir parçacığın m_e kütleli bir elektron ile merkezi çarpışması sonucunda enerji ve momentum korunumundan gelen parçacığın kinetik enerjisindeki kayıp

$$\Delta E = E \left(\frac{4m}{m_e} \right) \quad (2.40)$$

bulunur. 5 MeV lik α - parçacıkları (radyoaktif bozunumlarda yayınlananlar) için bu değer 2,7 keV dir. Buradan şu sonuçlar çıkarılabilir:

- 1.Parçacık, enerjisinin tümünü kaybetmeden önce binlerce elektronla çarpışır (Kafa kafaya çarpışmada elektrona maksimum enerji aktarılır; pek çok başka çarpışmada parçacığın enerji kaybı daha küçük olacaktır.)
- 2.Coulomb kuvveti sonsuz menzile sahip olduğu için parçacık aynı anda birçok elektronla etkileşebilir. Bu etkileşmeler sonucunda, parçacık adım adım fakat sürekli olarak enerjisini kaybeder ve belli bir mesafe ilerledikten sonra durur. Bu mesafeye parçacığın menzili denir. Menzil parçacığın türüne, hedef materyalin yapısına ve parçacığın enerjisine bağlıdır.

3. Bir atomu iyonlaştırmak için gerekli enerji 10 eV civarındadır. Dolayısıyla çarpışmalar, atomu iyonlaştırmak için elektrona yeterli enerjiyi aktarabilir. Aktarılan keV mertebesindeki enerjilerle (delta ışını olarak bilinirler) elektronların kendileri de çarpışmalarla iyon üretebilirler ve ikincil elektronları oluşturabilirler. Parçacık tarafından kaybedilen enerjiyi ölçmek için, atomik uyarılmalar kadar birincil ve ikincil elektronları da göz önüne almak gerekir [14].

Ağır yüklü parçacığın elektron ile etkileşmesinden, uyarılma ya da iyonlaşma olayları kendini gösterir. Uyarılma olayında elektron düşük enerjili bir seviyeden daha yüksek enerjili bir seviyeye geçer. Uyarılmış atomda elektron yüksek enerjili seviyede uzun süre kalamayacağından tekrar düşük enerjili seviyelere döner ve bu sırada bir foton yayınlanır. İyonlaşma da ise elektron, atomdan tamamıyla ayrılır ve böylece atom bir iyon çiftine ayrılmış olur. Artık elektron (-), atom da (+) iyonu temsil eder. Bir iyon çifti kısa bir süre var olabilir, iyonlar ya tekrar birleşirler ya da başkalarıyla nötralleşirler. Genellikle, α parçacığının hızının yeterli olduğu ve meydana getirdiği iyon çifti üzerine herhangi bir etki yapmaksızın iyon çifti alanından uzaklaştığı varsayılır [15].

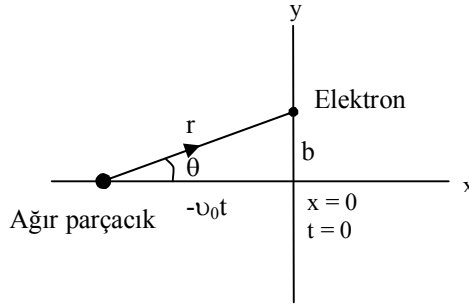
Her ne kadar etkileşmelerin temeli oldukça karışık olsa da, birim uzunluk başına düşen enerji kaybı bugüne kadar geliştirilmiş yarı-deneysel bağıntılar sayesinde bulunabilir. Klasik mekaniğe dayalı durdurma gücü ifadesi ilk olarak 1915'te Niels Hendrik Bohr tarafından elde edilmiştir. Bu ifadenin kuantum mekaniksel hesabı ise ilk kez 1930 yılında Hans Bethe tarafından yapılmıştır. Kuantum mekaniğine dayalı daha doğru bir ifade 1933'te Felix Bloch tarafından türetilmiştir ve bu ifade Bohr ve Bethe'nin neticelerini sınırlayıcı durumları içermektedir [10].

2.4.1 İyonlaşma ve uyarılmadan kaynaklanan durdurma gücü hesabı

Bir materyalden geçmekte olan yüklü ağır bir parçacık aynı anda birçok atoma Coulomb kuvveti uygular. Her atom farklı iyonlaşma ve uyarılma potansiyelli birçok elektrona sahiptir. Dolayısıyla hareket eden yüklü parçacık milyonlarca elektronla çarpışır. Her bir çarpışmanın, oluşma ve enerji kaybı için kendine ait olasılıkları vardır. Çarpışmaların enerji kaybını tek tek hesaplamak imkânsızdır. Bunun yerine,

birim uzunluk başına düşen ortalama enerji kaybı hesaplanır [16]. Klasik mekanik ile ortalama enerji kaybı birim uzunluk cinsinden basitçe türetilebilir.

Şekil 2.14, m kütleli, v_0 hızıyla gelen yüklü bir parçacığın yolundan b mesafede m_e kütleli bir elektron olduğunu göstermektedir. Hedef materyalin kütle numarası A , atom numarası Z ve yoğunluğu ρ ile verilir.



Şekil 2.14: Yüklü bir ağır parçacığın bir elektron ile etkileşmesi

Elektron serbest ve çarpışma başlangıcında durgun haldedir. Aynı zamanda elektronun hareketi o kadar küçüktür ki; elektrik alan, elektron pozisyonundan hiç ayrılmamış gibi hesaplanabilir. Bu ancak yüklü parçacığın hızı atomlardaki elektronik hızlardan çok çok büyük ise doğrudur.

Problemin simetrik yapısından (Şekil 2.14) elektrona verilen impulsun net x bileşeni sıfırdır. Çünkü parçacık sifira yaklaştığı zaman momentumun x -bileşenine olan katkısı ile parçacık sifirdan uzaklaştığı zamanki katkısı birbirini götürür ($t = 0$, yüklü parçacığın orjinde bulunduğu zamanı gösterir).

$$\int_{-\infty}^0 F_x dt = \int_0^{\infty} F_x dt \quad (2.41)$$

Burada F_x , $F = ze^2/r^2$ kuvvetinin x -bileşenidir. Elektrona verilen momentumun y bileşeni

$$P_y = \int_{-\infty}^{\infty} F_y dt = \int_{-\infty}^{\infty} (ze^2/r^2) \sin \theta dt \quad (2.42)$$

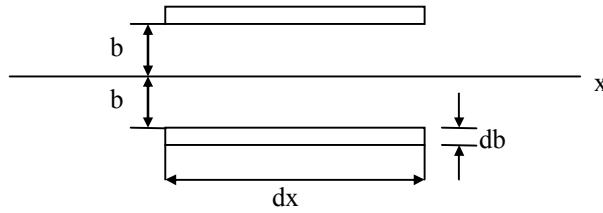
şeklindedir. Şekil 2.14 den $\sin\theta = b/r$ ve $\cot\theta = -v_0t/b$ değerleri elde edilir. t değerinin diferansiyeli alınarak $dt = (b/v_0)\csc^2\theta d\theta$ değeri bulunur. Bu değerler denklem (2.42)'de yerlerine konulup integral işlemi yapılırsa

$$P_y = 2ze^2/bv_0 \quad (2.43)$$

elde edilir. Buradan b mesafesindeki bir tek elektrona verilen enerji

$$E_e = \frac{P_y^2}{2m_e} = \frac{2z^2e^4}{m_e b^2 v_0^2} \quad (2.44)$$

ile verilir. Burada $m_e = 9,109 \times 10^{-31}$ kg dır. N_A avagadro sayısı olmak üzere materyalin birim hacminde $(Z\rho N_A)/A$ sayıda elektron vardır ($N_A = 6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$).



Şekil 2.15: dx boyunda, db kalınlığında ve b yarıçapında bir silindirin gösterimi

Şekil 2.15 ten faydalanarak, silindirik koordinatlara göre yarıçapları b ve $b+db$, uzunluğu dx olan bir kabuktaki elektron sayısı

$$dN = 2\pi b db dx (Z\rho N_A / A) \quad (2.45)$$

şeklinde yazılır. Denklem (2.44) ile (2.45) birleştirilip b de, dx uzunluğunda ve db kalınlığındaki bir kabuktaki enerji kaybı

$$-dE(b) = 2\pi b db dx \frac{Z\rho N_A}{A} \frac{2z^2e^4}{m_e b^2 v_0^2} \quad (2.46)$$

ile verilir. Dolayısıyla, minimum vurma parametresi (b_{\min}) ve maksimum vurma parametresi (b_{\max}) ile sınırlandırılmış bütün kabuklardaki elektronlarca birim uzunluk başına kaybedilen toplam enerji

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 Z \rho N_A}{m_e v_0^2 A} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} = \frac{4\pi z^2 e^4 Z \rho N_A}{m_e v_0^2 A} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \quad (2.47)$$

elde edilir. Burada dE/dx , materyalin durdurma gücü olarak ifade edilir. Durdurma gücünün daha tam ifadesini elde etmek için b_{\min} ve b_{\max} değerlerinin hesaplanması gerekir. Bu, çeşitli yollardan yapılabilir. Klasik metoda göre b_{\min} ve b_{\max} değerlerinin hesabı şu şekildedir:

(a) b nin minimum değeri, ‘‘kafa kafaya bir çarpışmada, bir elektrona aktarılan maksimum hız, klasik olarak $2v_0$ dır’’ gerçeğinden hesaplanabilir. Buna göre elektronun enerjisi

$$E_e \leq \frac{1}{2} m_e (2v_0)^2 \leq 2m_e v_0^2 \quad (2.48)$$

ifadesinden $E_e = 2m_e v_0^2$ olarak bulunur. E_e , denklem (2.44) te yerine konulursa

$$b_{\min} = ze^2 / m_e v_0^2 \quad (2.49)$$

elde edilir.

(b) b ’nin maksimum değeri ise, çarpışma sırasında elektronu serbest kabul etmenin geçersizliğinden hesaplanabilir. Elektronlar aslında atoma bağlı olup bir miktar minimum ortalama uyarılma enerjileri (I) vardır. Dolayısıyla b_{\max} sonsuz olmayıp denklem (2.44) ten $E_e = I$ olarak alınır,

$$I = 2z^2 e^4 / m_e b_{\max}^2 v_0^2 \quad (2.50)$$

elde edilir. b_{\max} değeri yalnız bırakılırsa;

$$b_{\max} = \frac{ze^2}{v_0} \sqrt{\frac{2}{m_e I}} \quad (2.51)$$

ile verilir.

b_{\min} ve b_{\max} değerleri için değişik bir ifade kuantum mekaniksel yaklaşımdan türetilir:

(a) b_{\min} değeri, m_e kütleli ve v_0 hızlı bir elektrona uyan dalga paketi

$$\lambda = \hbar / P_e = \hbar \sqrt{1 - \beta^2} / m_e v_0 \quad (2.52)$$

ile verilir. Burada \hbar , planck sabitidir ve $\hbar = 1,054589 \times 10^{-34} J.s$ değerindedir. Klasik düşüncenin geçerli olabilmesi için gelen parçacığın Coulomb alanının, elektronun λ boyutları üzerinde değişmemesi şarttır. Yani $b \geq \lambda$ veya

$$b_{\min} \approx \hbar \sqrt{1 - \beta^2} / m_e v_0 \quad (2.53)$$

olmalıdır.

(b) b_{\max} değeri, rölativistik açıdan, elektrona parçacığın yoluna dik istikamette puls verme zamanı (τ)

$$\tau \approx b \sqrt{1 - \beta^2} / v_0 \quad (2.54)$$

dır. Elektronun frekansı f olmak üzere, eğer $1/\tau < f$ ise elektron enerji soğurmaz.

Dolayısıyla enerji soğurulması için $1/f > \tau$ olmalıdır. Buradan

$$\tau \approx b \sqrt{1 - \beta^2} / v_0 \quad (2.55)$$

veya

$$b_{\max} = v_0 / \bar{f} \sqrt{1 - \beta^2} \quad (2.56)$$

elde edilir. Burada \bar{f} elektronun ortalama frekansdır. Bu şekilde elde edilen b_{\max} / b_{\min} oranının klasik düşünceden hareketle elde edilenle aynı olduğu görülür.

Sonuç olarak, (2.49) ve (2.51) denklemleri (2.47) denkleminde yerine konulursa

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 Z \rho N_A}{m_e v_0^2 A} \ln \left(\frac{2m_e v_0^2}{I} \right)^{1/2} \quad (2.57)$$

ortalama durdurma gücü ifadesi elde edilir.

Daha tam kuantum mekaniksel düşünceler b 'nin limitleri için farklı değerler verir. Bu şekilde elde edilen durdurma gücü ifadesi denklem (2.58) ile verilir. Denklem (2.57) ile karşılaştırıldığında sadece ln teriminin farklı olduğu görülür.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 Z \rho N_A}{m_e v_0^2 A} \ln \left(\frac{2m_e v_0^2}{I} \right) \quad (2.58)$$

Denklem (2.58), rölativistik olmayan yüklü parçacıklar için ($v \ll c$) geçerlidir. Rölativistik olmayan bir parçacık için dE/dx , $1/v^2$ ile orantılı veya parçacık enerjisinin tersiyle değişir. Düşük enerjili yüklü bir parçacık materyalin herhangi bir elektronunun yakınında çok zaman harcar ve bu yüzden elektrona aktarılan enerji fazla olur. Yüksek enerjilerde rölativite düzeltmesi dikkate alınarak

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 Z \rho N_A}{m_e v_0^2 A} \left[\ln \left(\frac{2m_e v_0^2}{I} \right) - \ln \left(1 - \frac{v_0^2}{c^2} \right) - \frac{v_0^2}{c^2} \right] \quad (2.59)$$

elde edilir [10]. Bu sonuçlar ağır yüklü parçacıklar için geçerlidir. Buradan hedef materyalin atom numarasının (Z) bir fonksiyonu olan B niceliği,

$$B = Z \left[\ln \frac{2m_e v_0^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v_0^2}{c^2} \right) - \frac{v_0^2}{c^2} \right] \quad (2.60)$$

parçacık enerjisi ile yavaşça değişir. Daha kolay bir hesap için kuantum mekaniksel Bethe-Bloch durdurma gücü ifadesi

$$\left[-\frac{dE}{dx} \right]_{\text{Bethe-Bloch}} = \frac{4\pi N_A r_e^2 z^2 m_e c^2 \rho Z}{A\beta^2} \left[\ln \left(\frac{W_{\max}}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.61)$$

şeklinde verilebilir. Burada klasik elektron yarıçapı $r_e = e^2/mc^2 = 2,818 \times 10^{-15}$ m, düzeltici faktör $\beta = v_0/c$, ışık hızı $c = 3 \times 10^8$ m/s ve elektronun durgun enerjisi $m_e c^2 = 0,511$ MeV olarak alınabilir. Burada elektrona transfer edilen maksimum enerji

$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1 - \beta^2}$ ile verilir. Denklem (2.61) de görüldüğü gibi dE/dx , gelen

parçacığın kütesinden (m) bağımsız, gelen parçacığın hızına (v_0) bağlı ve parçacığın yükünün karesiyle (z^2) orantılıdır. Burada $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ faktörü bir sabittir ve hesaplanarak elde edilen değer denklem (2.61)'de yerine konulursa durdurma gücü ifadesi

$$\left[-\frac{dE}{dx} \right]_{\text{Bethe-Bloch}} = \frac{4,8938 \times 10^{-18} \rho Z z^2}{A\beta^2} \left[\ln \left(\frac{W_{\max}}{I} \right) - \beta^2 \right] \text{Jm}^{-1} \quad (2.62)$$

ile verilir. Durdurma gücü birimi, MKS sisteminde Jm^{-1} ile verilir. Fakat bu ifade uygulamalarda genellikle MeVcm^{-1} cinsinden hesaplanır:

$$\left[-\frac{dE}{dx} \right]_{\text{Bethe-Bloch}} = \frac{0,30548 \rho Z z^2}{A\beta^2} \left[\ln \left(\frac{W_{\max}}{I} \right) - \beta^2 \right] \text{MeVcm}^{-1} \quad (2.63)$$

Hesaplanması zor olan parametrelerden biri materyalin ortalama uyarılma potansiyelidir. I için elde edilen deneysel formüller,

$$I(eV) = 12Z + 7, Z < 13 \quad (2.64)$$

$$I(eV) = 9,76Z + 5,58Z^{-0,19}, Z \geq 13 \quad (2.65)$$

şeklinindedir. I , tüm iyonlaşma ve atomik uyarılma işlemleri üzerinden ortalama alınarak hesaplanır. Bu hesaplar yüksek enerjilerde daha iyi sonuç verir [3].

Buraya kadar saf bir element içerisinde hareket eden yüklü parçacık için durdurma gücü ifadesi hesaplanmıştır. Eğer parçacık saf bir element yerine bileşik veya karışım içerisinde hareket ediyorsa Bragg-Kleeman kuralı olarak bilinen yarı deneysel bir bağıntı kullanılarak toplam durdurma gücü hesaplanabilir:

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{\text{toplam}} = \sum_i \frac{\omega_i}{\rho_i} \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \quad (2.66)$$

Burada i . elementin durdurma gücü $(1/\rho_i)(dE/dx)_i$ ifadesi ile i . elementin kütle oranı $\omega_i = \frac{N_i A_i}{M}$ ifadesi ile verilir. Burada i . elementin yoğunluğu ρ_i ve i . elementin bileşikteki atom sayısı N_i ile verilir. M moleküler ağırlıktır [16].

Pozitif yüklü bir parçacık ile soğurucu materyalin elektronunun yüklerinin birbirini itmesinden dolayı yüklerin yer değiştirmesi doğaldır. Parçacık ile soğurucu materyal arasındaki yük değişiminin gerçekleştiği düşük enerjilerde Bethe-Bloch formülü geçerliliğini kaybeder. Pozitif yüklü bir parçacık soğurucu materyalin elektronlarını koparır. Parçacığın yükü azalır ve lineer enerji kaybı gerçekleşir. Sonuç olarak, parçacık z elektronlu nötr bir atoma dönüşür.

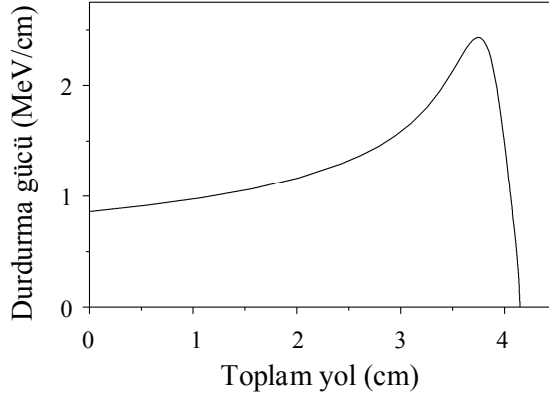
2.4.2 Bragg eğrisi

Yüklü parçacığın durdurma gücü için verilen Bethe- Bloch formülü, parçacığın enerjisi üstünde β ve W_{\max} parametrelerindeki gibi tam bağımlılık gösterir. Ağır yüklü bir parçacık materyal içinde ilerlerken enerji kaybeder ve durdurma gücü sürekli olarak değişir. Durdurma gücü, uyarılma (iyonlaşma) sonucu parçacığın hareketinin bir ölçüsüdür. Dolayısıyla materyalde ilerleyen parçacığın birim uzunlukta kaybettiği enerji parçacığın uyarılma kapasitesine göre değişir. Bu bağımlılık parçacığın fazla enerjisi ile ilgilidir. Fazla enerji, materyal boyunca ilerleyen parçacığın muhafaza ettiği anlık enerji (I) olarak ifade edilir. Buradan belirli bir materyal içinde ilerleyen parçacığın durdurma gücü

$$\left[-\frac{dE}{dx} \right]_{\text{Bethe-Bloch}} = \frac{C}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{W_{\max}}{10^{-4}} \right) - \beta^2 \right] \text{MeVcm}^{-1} \quad (2.67)$$

şeklinde verilir. Burada verilen bir materyal için C değeri, $C = 0,30548\rho Zz^2/A$ şeklinde bir sabittir. Ortalama uyarılma potansiyelinin sayısal değeri $I = 10^{-4}\text{MeV}$ olarak alınmıştır [3]. Bu değer genellikle düşük Z li materyaller için geçerlidir.

Bir materyal boyunca hareket eden bir parçacığın menzili parçacığın fazla enerjisine bağlıdır. Durdurma gücü, parçacığın fazla enerjisi ile artar. Dolayısıyla durdurma gücünün menzil ile ilişkisinden Bragg eğrisi (William Henry Bragg, 1862-1942) elde edilir. Gerçekte, bu yoldan Bragg eğrisini çizmek daha kolaydır. Çünkü parçacıkların enerjisi ve menzili arasındaki deneysel ilişki, durdurma gücü ile menzil arasındaki basit ilişkiyi türetmek için kullanılabilir.



Şekil 2.16: Enerjisi 5,49 MeV olan alfalar için havanın durdurma gücüne karşılık alfaların ortam içinde aldığı toplam yol [17]

Şekil 2.16, standart koşullarda havada ilerleyen 5,49 MeV enerjili alfaların Bragg eğrisini göstermektedir. Dolayısıyla parçacık enerji kaybederken Bragg pikinin maksimum noktasına ulaşana kadar çok sayıda atomik uyarılma (iyonlaşma) gerçekleşir. Bu noktadaki parçacık enerjisinin tümünü kaybeder ve hızlı bir şekilde elektron yakalayıp helyum atomlarına dönüşür.

2.4.3 Menzil ve menzil dağılımı

Gelen parçacığın tüm enerjileri üzerinden denklem (2.61)'in integrali alınarak parçacık demetinin kinetik enerjisinin tamamını kaybedene kadar aldığı mesafe ortalama uzunluk cinsinden hesaplanır:

$$R = \int_0^R dx = \int_E^0 \left(\frac{dx}{dE} \right) dE = \int_0^E \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (2.68)$$

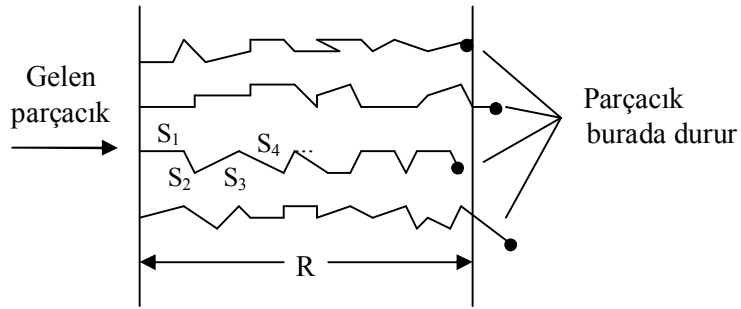
Burada R, parçacığın menzili olarak ifade edilir ve parçacığın kinetik enerjisinin bir fonksiyonu olarak değişir. R, uzunluk (m veya cm) ve birim alana düşen kütle miktarı (kg/m^2 veya g/cm^2) cinsinden iki şekilde ifade edilir:

$$R(\text{g/cm}^2) = [R(\text{cm})] [\rho(\text{g/cm}^3)] \quad (2.69)$$

Madde içerisinde ilerleyen ağır yüklü bir parçacık, çoklu Coulomb saçılmasından dolayı çok küçük açılarla saptırılır. Dolayısıyla, ağır yüklü parçacıklar hemen hemen bir doğru boyunca ilerlerler (Şekil 2.17). Parçacığın aldığı toplam yol

$$S = \sum_i S_i \quad (2.70)$$

ile ifade edilir. Ağır yüklü parçacıkların hafifçe yön değiştirmesi $R \approx S$ yi ifade eder [16].



Şekil 2.17: Parçacığın aldığı toplam yol (S) ve menzil (R)

Bu uygulama, gelen demetteki parçacıkların menzillerinin aynı olmadığını fakat ortalama bir değer etrafında değiştiğini gösterir. Menzildeki bu oynamalara menzil dağılımı denir. Bunun nedeni çarpışma sayısındaki istatistiksel dalgalanma ve her çarpışmadaki enerji kaybıdır. Denklem (2.61) ile verilen durdurma gücü ifadesi, gelen parçacık tarafından kaybedilen enerjideki istatistiksel oynamalar hakkında bilgi içermez.

Durdurma gücü ve menzil arasında önemli bir farklılık vardır. Durdurma gücü ifadesi diferansiyel, menzil ise integral bir niceliktir. Bu, menzilin teorik hesabının zor bir işlem olduğunu gösterir. Dolayısıyla bu nicelik için deneysel veriler önemlidir. Ağır bir parçacığın bir materyaldeki menzil değeri biliniyorsa, Bragg-Kleeman kuralını uygulanarak herhangi bir materyal için bu değer belirlenebilir.

$$\frac{R_1}{R_0} = \frac{\rho_0}{\rho_1} \sqrt{\frac{A_1}{A_0}} \quad (2.71)$$

0 ve 1 alt indisleri sırasıyla bilinen ve bilinmeyen materyalleri gösterir. Karışımdan oluşan materyalin menzil hesabı için efektif kütle numarası (A_{eff}) kullanılır.

$$\frac{1}{\sqrt{A_{eff}}} = \sum_i \frac{\omega_i}{\sqrt{A_i}} \quad (2.72)$$

Burada A_i i. materyalin kütle numarasıdır.

2.4.4 Alfa parçacıklarının menzili

Birçok deneysel ve yarı deneysel bağıntıların yardımıyla havadaki α parçacıklarının menzili hesaplanabilir. Deneysel veriler hemen hemen birbirine yakındır. Örnek olarak denklem (2.73) ve (2.74) verilebilir:

$$R_{\alpha}^{hava}[mm] = \begin{cases} e^{1,61\sqrt{E_{\alpha}}} & E_{\alpha} \leq 4MeV \\ (0,05E_{\alpha} + 2,85)E_{\alpha}^{3/2} & 4MeV \leq E_{\alpha} \leq 15MeV \end{cases} \quad (2.73)$$

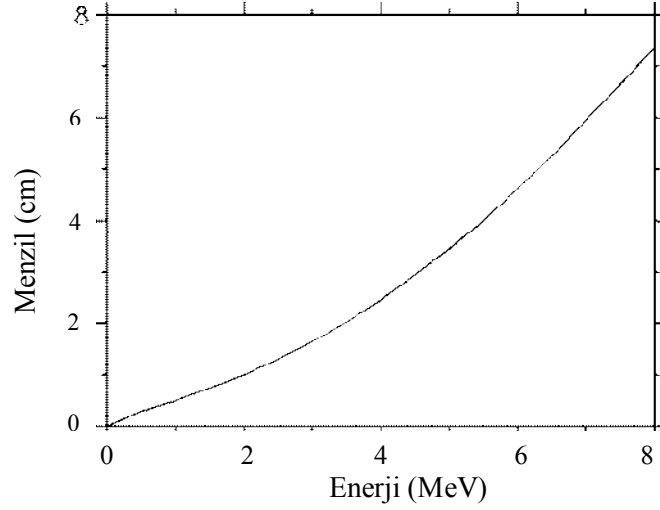
ve

$$R_{\alpha}^{hava}[cm] = \begin{cases} 0,56E_{\alpha} & E_{\alpha} \leq 4MeV \\ 1,24E_{\alpha} - 2,62 & 4MeV \leq E_{\alpha} \leq 8MeV \end{cases} \quad (2.74)$$

Her iki denklemde hemen hemen aynı sonuçları verir. Dolayısıyla bu denklemlerden herhangi biri kullanılarak alfaların havadaki menzil değeri bulunabilir. Bu değer denklem (2.71)'de yerine konularak diğer materyaller için menzil hesabı yapılabilir. Örneğin, standart koşullarda α parçacıklarının herhangi bir s materyalindeki menzil değeri

$$R_{\alpha}^s = 3,37 \times 10^{-4} R_{\alpha}^{hava} \frac{\sqrt{A_s}}{\rho_s} \quad (2.75)$$

ile verilir. Burada hava için efektif kütle numarası $A_{hava} = 14,6$ ve yoğunluk $\rho_{hava} = 1,29 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ değerindedir [3].



Şekil 2.18: 15°C ve 760 mm-Hg basıncındaki havadaki α parçacıklarının menzil - enerji ilişkisi [18]

Şekil 2.18, 15°C ve 760 mm-Hg basıncındaki havada, düşük enerjili α parçacıklarının menzil - enerji eğrisini gösterir. Yüksek enerjilere kadar uzanan benzer eğrilerde çizilmiştir.

2.4.5 Parçacığın kalınlığı x olan bir materyalde kaybettiği enerji

Kalınlığı x olan bir materyalden geçen yüklü parçacık, enerjisinin bir kısmını materyalde bırakır. Eğer parçacığın menzili materyalin kalınlığından küçük ($R < x$) ise, parçacık materyal içinde durmuştur ve toplam enerji kaybı gelen parçacığın enerjisine eşittir. Eğer $R > x$ ise parçacığın enerji kaybı

$$\Delta E = \int_0^x \frac{dE}{dx} dx \quad (2.76)$$

ile verilir. Burada dE/dx , iyonlaşma veya uyarılmadan kaynaklanan toplam durdurma gücüdür. Eğer $x \ll R$ ise, dE / dx sabit olarak alınabilir:

$$\Delta E = \left(\frac{dE}{dx} \right)_0 x \quad x \ll R \quad (2.77)$$

Burada $(dE/dx)_0$, parçacığın başlangıç enerjisi için hesaplanan durdurma gücüdür. Eğer x kalınlığı, Δx_i uzunluğunun N tane parçası ise;

$$\sum_{i=1}^N \Delta x_i = x \quad (2.78)$$

Denklem (2.78), denklem (2.76)'da yerine yazılarak

$$\Delta E = \sum_{i=1}^N \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \Delta x_i \quad (2.79)$$

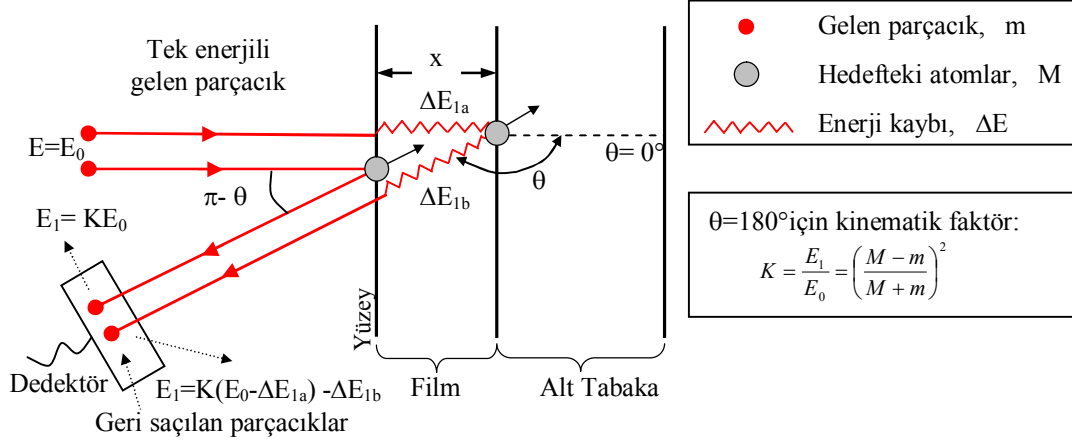
elde edilir. Burada $(dE/dx)_i$, parçacığın kinetik enerjisi için her Δx_i uzunluğu için hesaplanmış durdurma gücünü verir [16].

Gelen parçacıkların bir kısmı hedef materyaldeki atomlardan direk saçılmaya uğrar. θ açısında geri saçılan parçacığın enerji kaybı;

1.Geri saçılma olayı sırasında hedef atoma momentum transferinden dolayı parçacık tarafından kaybedilen enerji

2.Materyal boyunca taşınma sırasında parçacık tarafından kaybedilen enerji

olmak üzere iki olaya bağlıdır. Şekil 2.19, kalınlığı x olan bir hedefte ve hedefin yüzeyinde meydana gelen geri saçılma olaylarını şematik olarak göstermektedir. Örnek numune yüzeyindeki saçılma için parçacığın enerji kaybı hedef atoma transfer edilen momentumdan dolayıdır.



Şekil 2.19: Hedefin yüzeyinden ve hedefte verilen bir derinlikten geri saçılan parçacıkların gösterimi ve parçacıkların geri saçılma enerjisinin kinematik faktöre bağlılığı

Şekil 2.19'a göre, x derinliğinden geri saçılan parçacıkların enerji kaybı

$$\Delta E_{1a} = \Delta x \left(\frac{dE}{dx} \right)_{E=E_0} \quad (2.80)$$

ve

$$\Delta E_{1b} = \frac{\Delta E_{1a}}{\cos(\pi - \theta)} \quad (2.81)$$

ile verilir.

2 MeV lik He atomu için enerji kaybı menzilde 100 den 800 eV/ nm ye kadar değişir. Yani, hedeften bazı derinliklerden geri saçılan bir parçacık, hedef yüzeyinden aynı elementten geri saçılan parçacıktan daha az enerjiye sahiptir. Bu olay, derinlik profilinde ve hedeflerin (ince filmlerin) kalınlığının belirlenmesinde RBS tekniğinin kullanılmasına olanak sağlar [13].

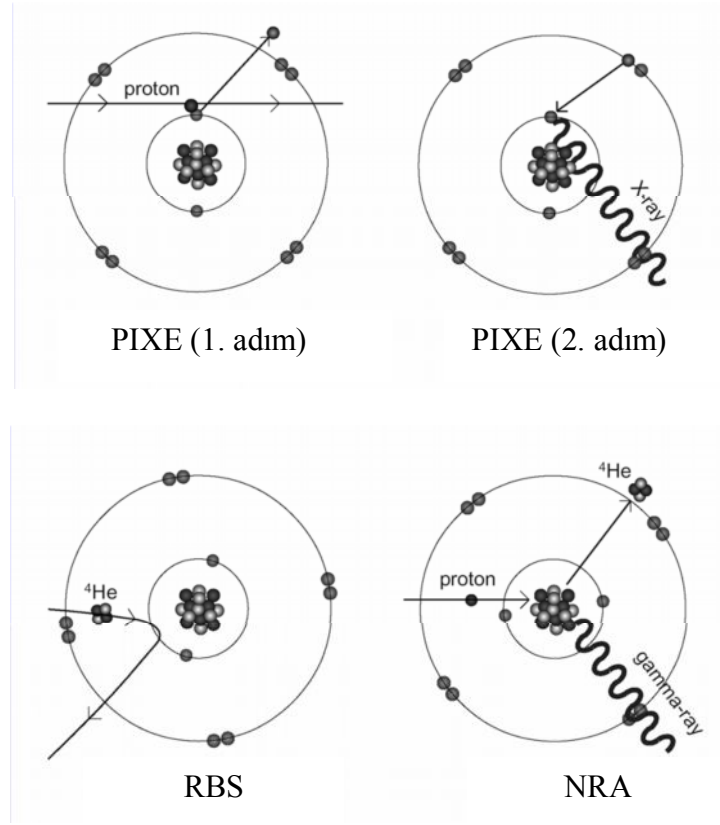
Bölüm 3'te, iyon demet analiz yöntemlerinden biri olan RBS tekniği, RBS spektrometre düzeneği adı altında RBS enstrümanlarının çalışma prensipleri ve RBS spektrum veri analizi incelenmiştir.

BÖLÜM 3. RUTHERFORD GERİ SAÇILMA SPEKTROSKOPİSİ

3.1 İyon Demet Analizi (IBA)

İyon demet analizi (Ion Beam Analysis - IBA) [19], madde ile iyon demetinin etkileşmesini kullanan tekniklerin bir bütünüdür ve çeşitli alanlarda kapsamlı olarak uygulanmaktadır. IBA tekniklerinin temelleri, RBS ve Nükleer reaksiyon analizi (Nuclear Reaction Analysis - NRA) metotlarının kullanımı ile 1957 yılında atılmıştır. Dünyanın her tarafında inşa edilen hızlandırıcıların ve yarı iletken detektörlerin gelişmesiyle, 1960 ların başlarında IBA tekniklerinin alanları hızla artmıştır. Bazı diğer IBA teknikleri ve kısaltmaları:

- Parçacık yakalama X-ışını yayılımı (Particle Induced X-ray Emission - PIXE)
- Elastik saçılmadan geri tepen çekirdek analizi (Elastic Recoil Detection Analysis - ERDA)
- Parçacık yakalama γ -ışını yayılımı (Particle Induced γ -ray Emission - PIGE)
- İyon demet yakalama (Ion Beam Induced Charge - IBIC)
- İkincil iyon kütle spektroskopisi (Secondary ion mass spectrometry - SIMS)



Şekil 3.1: Bazı IBA tekniklerinin fiziksel gösterimi [19]

Şekil 3.1, PIXE, RBS ve NRA tekniklerini şematik olarak göstermektedir. IBA teknikleri, atomun yoğunluğu hakkında detaylı ve kapsamlı bilgileri elde etmek için kullanılır. Bu teknikler, aşağıda kısaca gösterilen fiziksel prensiplere dayanır:

- Hafif elementler dahil çok elementli yapı analizi yapılır.
- Mikroskobik boyutta derinlik analizi yapılır.
- Birçok materyal için (radyasyon tehlikesine veya sıcaklığa karşı duyarlı olan organik bileşikler hariç) tahrip edici değildir.
- Ölçümler birkaç dakika içinde yapılır ve sonuca çabuk ulaşılır. Bütün elementlerin nicel analizi eşzamanlı olarak yerine getirilebilir.

Tablo 3.1: Bazı IBA teknikleri ve sınırları [20]

Teknikler	Gelen parçacık demeti	Yayılan parçacık demeti	Doğruluk (%)	Hedef element
PIXE	iyonlar	X- ışınları	± 1	$Z \geq 9$
RBS	iyonlar	iyonlar	± 3	$Z \geq 5$
SIMS	iyonlar	iyonlar	± 20	-
AES	elektronlar	elektronlar	± 20	$Z \geq 3$
ISS	iyonlar	iyonlar	± 20	$Z \geq 6$
XPS	X- ışınları	elektronlar	± 20	$Z \geq 3$

Tablo 3.1, bazı IBA tekniklerinin sınırlarını gösterir. Bu teknikler 10-20 μm arasındaki materyallerin yakın yüzeylerini araştırır. Elementlerin kimyasal olayları hakkında herhangi bir bilgi vermez. Yalıtkan materyallerin analizi, elektriksel boşalmadan kaynaklanan problemler yaratabilir.

3.2 Rutherford Geri Saçılma Tekniği (RBS)

RBS tekniği, genellikle enerjileri MeV büyüklüğünde olan iyon demetinin (tipik olarak H^+ veya He^+) analizi yapılacak malzeme üzerine düşürülüp, malzemenin geriye doğru saçılan iyonların enerji spektrumlarından faydalanılarak o malzemenin nitel ve nicel analizinin çok hassas bir şekilde yapılabilirdiği bir tekniktir. Bu metotla, numuneye zarar vermeden, çok katmanlı ve değişik malzemelerden meydana gelen yapının analizi birkaç dakika gibi kısa bir sürede yapılabilmektedir. RBS tekniği, yüzey analizinin geniş bir yelpazede incelenmesini sağlar.

RBS spektroskopisinde kullanılan iyonlar hızlandırıcılardan elde edilmektedir, diğer taraftan standart kaynaklar da kullanılmaktadır. Kaynak güçlü olsa bile akıları zayıftır (4π ye dağılan alfalardan hedefe gelenlerin sayısı azdır, demet haline getirmek oldukça zordur ve tek enerjili değildirler). Bu nedenle standart kaynaklar tercih edilmez [21].

Yüzey analizi için gerekli olan yüksek enerjili (birkaç MeV) iyonları elde etmek için parçacık hızlandırıcısı kullanılır. Kullanılan parçacık hızlandırıcılarının fiziksel

boyutları büyük ve yüksek maliyetlidirler. Hızlandırıcı teknolojisindeki gelişmeler sayesinde RBS deney düzeneğinin boyutu ve maliyeti diğer analitik tekniklere göre daha az veya eşit değerdedir. RBS sistemlerinin gelişmesi farklı alanlarda (özellikle endüstride) çeşitli uygulamaların artmasına neden olmuştur [13].

RBS, nükleer fizyon deneylerinde kullanılan hedef yapıların yüzey ve yakın yüzey kısımlarını kesin olarak tanımlamak için kullanılan bir tekniktir. Bu tekniğinin temel uygulaması, kalınlığı birkaç mikrometre olan yarıiletken ince filmlerin veya çok katmanlı yapıların derinlik profilinin incelenmesidir [22]. RBS ile, hedef yapının element bileşimi, homojenliği ve elementlerin derinlik dağılımları yapıyı tahrip etmeden incelenebilir. Hidrojen hariç bütün elementlerin nicel olarak yüzey analizi yapılabilir. RBS tekniği aynı zamanda hedefin kristal yapısının ve bozukluğunun belirlenmesi için de kullanılır. Diğer uygulamalar, polimerlerin, yüksek sıcaklıktaki süper iletkenlerin, optik kaplamaların ve katalizör parçacıklarının derinlik profillerinin incelenmesini içerir [13].

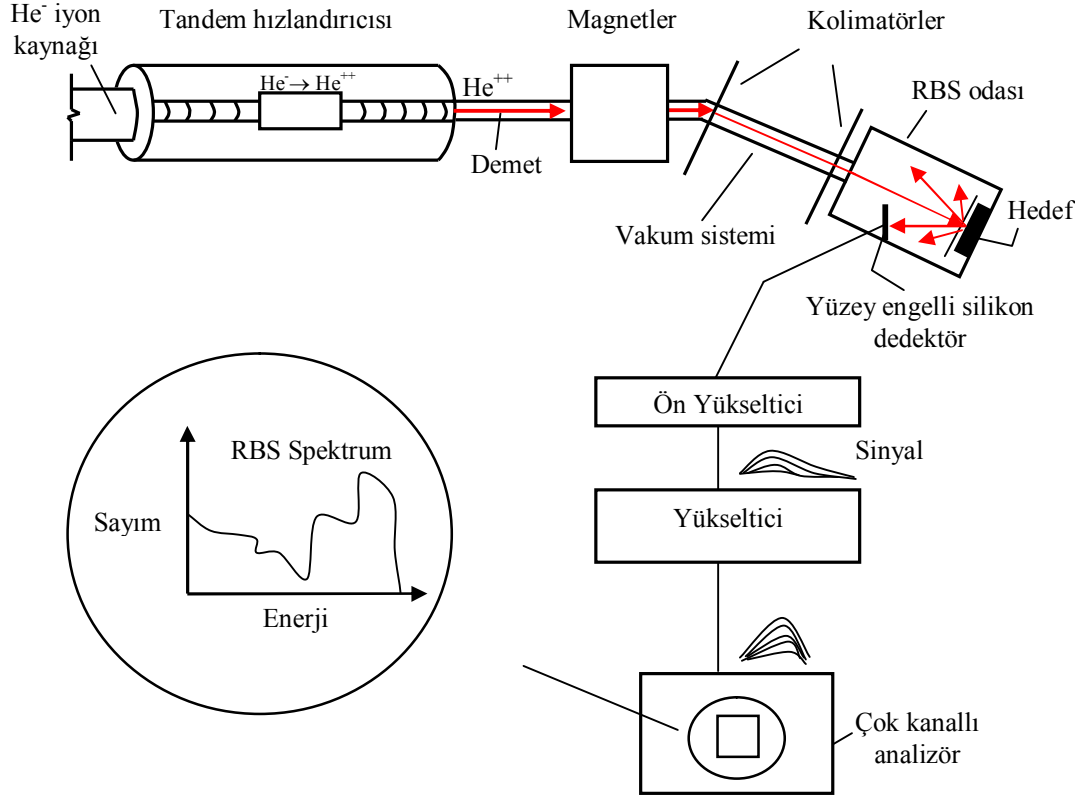
RBS analiz verilerini elde etmek için 70 lerdan beri çok sayıda bilgisayar programları geliştirilmektedir. Bilgisayar programları sayesinde spektrum analiz kodları ile RBS spektrum simülasyonları elde edilir. SRIM (1983) (www.srim.org/), RUMP (1988), RBX (1989) [23], GISA (1992), TRIM (1998) gibi bilgisayar programları RBS analizi için uygulanabilen programlardan bazılarıdır.

RBS tekniğinde kullanılan hedefler diğer yüklü parçacık metotlarında kullanılan hedeflerden daha farklıdır. Bu metodu uygulamak için yarıiletken elektronik materyallerin analizine ihtiyaç vardır. Hedefler birkaç kilovoltla yüklü olsa dahi, megavolt mertebesindeki demet zorlukla yolundan saptırılır. Hedefin yüklü olması RBS spektrumunda önemsizdir.

3.3 RBS Spektrometre Düzeneği

RBS spektrometresi genellikle, negatif yüklü He^- iyon kaynağı, yüklü parçacıkları veya iyonları yüksek hızlara dönüştüren bir hızlandırıcı ve geri saçılan α -parçacıklarının enerjilerini ölçmek için yüzey engelli silikon dedektör olmak üzere

üç temel bölümden oluşur. RBS tekniğinde Tandem Van de Graff hızlandırıcısı kullanılarak hafif parçacıkların tek enerjili demetleri elde edilmektedir [13]. Şekil 3.2, RBS spektrometresinin temel kısımlarını ve RBS spektrumunu elde etmek için gerekli elektrik ve manyetik düzenekleri göstermektedir.



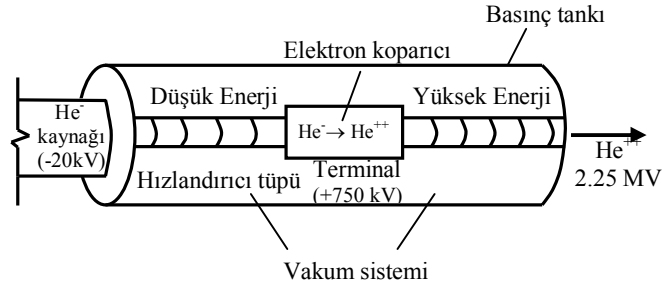
Şekil 3.2: RBS spektrometresi

Bu parçaların ilki, negatif yüklü ^3He ve ^4He iyonları üreten He^- iyon kaynağıdır. He gazı elektriksel boşalma ile iyonlaştırılır. Pozitif He iyonları -20 kV potansiyelde tutulan negatif yüklü elektroda doğru çekilir. Buradan pozitif He demeti, yaklaşık olarak -20 kV luk bir potansiyelde tutulan yük değişimi bölgesine aktarılır ve gevşek bağlı elektronları olan nötr bir gazdan geçirilir. Bu gaz içerisinde pozitif He iyonlarının elektronları yakalayıp negatif He iyonlarına dönüşme olasılıkları çok yüksektir (40 keV enerji mertebesindeki iyonlar alkali gazının yörüngesel elektronları ile yaklaşık aynı hızda hareket ettikleri için, elektronların yakalanması artar). Yük değişimi bölgesi içerisinde hızlandırılan pozitif He iyonları yaklaşık olarak 20 keV lik bir enerji kazanır. Negatif He iyonları ise, bölgeden çıkarken yine 20 keV lik bir enerjiye sahip olurlar. Dolayısıyla saf negatif iyonlardan oluşan bir

demet 40 keV lik bir enerjiyle Tandem Van De Graaff hızlandırıcısına gönderilir [24].

Tandem Van de Graff hızlandırıcısı demete enerji kazandıran iyi tasarlanmış bir elektrostatik hızlandırıcı türüdür [25]. Elektrostatik hızlandırıcıların teknolojisi, bir yüksek gerilim terminali yaratıp iyon kaynağından gelen yüklü parçacıkların hızlanmasını sağlamaktır. Tandem hızlandırıcısı yaklaşık olarak ~25 MeV lik terminal voltajı düzgün bir iletken yüzey aracılığıyla ya da bir iyon kaynağıyla üretilir ve yüksek gerilim ucuna hareketli bir kayış aracılığı ile taşınır. Bu düzenekte her parçacık oluşturulan bir potansiyel farkını bir kez geçerek kinetik enerji kazanır. Tandem hızlandırıcısı dört temel kısımdan meydana gelir:

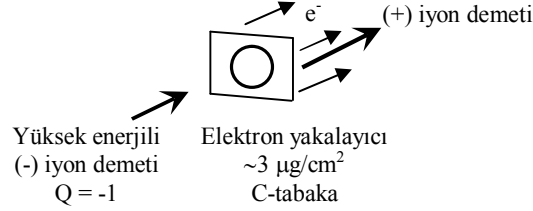
- 1) Yüksek gerilim elemanlarından oluşan ve yalıtkan bir gaz ile doldurulmuş basınç tankı,
- 2) Yüksek gerilim kaynağından oluşan pozitif bir terminal,
- 3) Terminale yerleştirilmiş bir elektron yakalayıcı,
- 4) Yüklü parçacık demetinin etkileşmeye girmeden ilerlemesi için bir vakum sistemi.



Şekil 3.3: Tandem hızlandırıcısı

Şekil 3.3, tandem hızlandırıcısının basit bir şeklini gösterir. Elektriksel yalıtkanlığın bozulmasını ve kıvılcımlanmayı azaltmak için makine, yaklaşık 10-20 atmosfer basınçta yalıtkan bir gazla (genellikle SF₆) doldurulan basınç tankının içine yerleştirilir. Bu tip hızlandırıcılarda cihazın merkezine yerleştirilmiş yüksek gerilimli pozitif bir terminal bulunur. Hızlandırıcının dışında, iyon kaynağı tarafından üretilen negatif yüklü iyon demeti, vakum sistemi içinde toprak ucundan basınç tankının ortasında bulunan yüksek gerilim terminaline doğru hızlandırılır. Negatif iyonlar U gerilimli terminale yaklaşırken qU kadarlık bir kinetik enerji kazanırlar. Orada

elektron yakalayıcı ince bir metal (karbon) tabaka veya gaz (N_2 veya Ar gazı) içine girerler. Yüksek enerjili negatif iyonlar, ince bir C-tabakada (Şekil 3.4) $n+1$ tane elektron kaybederek net (ne) yükü taşıyan pozitif iyonlara dönüşürler.



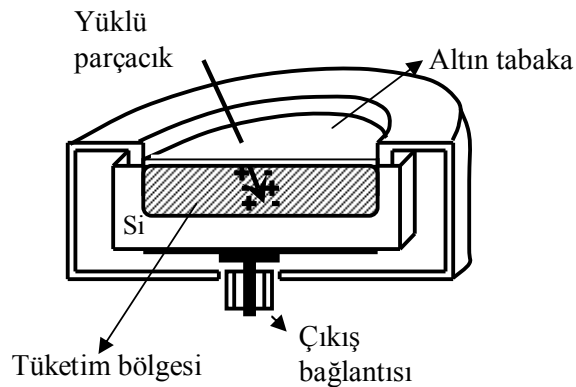
Şekil 3.4: Gelen yüksek enerjili negatif iyon demeti ve yüksek gerilim terminalinde bulunan elektron yakalayıcı [26]

Oluşan pozitif iyonlar terminali terk ederken, pozitif yüksek gerilimden uzağa doğru tekrar hızlandırılır ve neU kadarlık ikinci bir enerji artışı ile $(n+1)eU$ kinetik enerjisine sahip olan pozitif iyonlar oluşur. Vakum sistemi içinde ilerleyen yüksek enerjili pozitif iyon demeti toprak potansiyelindeki hedef numune üzerine yönlendirilir. Tipik bir RBS düzeneğinde tandem hızlandırıcısında, $+750$ kV'luk bir terminalde He^- iyonu üç elektron kaybederek $2,25$ MeV enerjili bir He^{++} iyonu üretilir [13].

Genellikle birçok tandem hızlandırıcısında U gerilimi 10 milyon volt mertebesindedir. Bu gerilim farkı altında iyonlar birim yük başına 10 MeV mertebesinde bir enerji kazanır. Negatif iyon üretme ihtiyacı iyon kaynağından elde edilecek akımı bir ölçüde kısıtlar ama tandem hızlandırıcılar yine de onlarca mikroamper akım üretmeyi başarır. Verimliliğin düşük olduğu bu tip hızlandırıcılarda elektrostatik demet akımı $10-20$ μA kadardır. Bu tip hızlandırıcıların belli limitlerde çalışma aralığının olması bir dezavantajdır. Negatif iyon kaynağının başlangıçta kullanılması ve pozitif iyon kaynaklarıyla karşılaştırıldığında daha az bulunuyor olması diğer bir dezavantajdır. Fakat tüm bunlara rağmen yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. Hızlandırıcı teknolojisindeki gelişmeler, 20 milyon voltun üzerinde terminal gerilimi üreten tandem Van de Graff hızlandırıcılarının yapılmasını olanaklı hale getirmiştir.

He⁻ iyon kaynağından çıkan α parçacık demeti, yüksek basınç altında 1-20 MV arasında voltaj üretebilen Tandem hızlandırıcısında hızlandırıldıktan sonra bir iyon çeşidi içeren tek enerjili iyon demeti elde edilmiş olur [5]. Bu demet, magnetlerle yönlendirilerek kolimatörler tarafından temiz bir He iyon demeti haline getirilip hedef numune üzerine gönderilir (Şekil 3.2). Numuneden geri saçılan α parçacıkları yüzey engelli silikon dedektör ile sayılır. Bu cihazlar genellikle yarıiletken diod dedektörleri olarak adlandırılırlar.

Radyoaktif bozunmalarda salınan α parçacıkları veya düşük enerjili nükleer reaksiyonlardan yayınlanan yüklü parçacıklar için çok ince pencereless dedektörler gereklidir, çünkü bu parçacıkların katılardaki maksimum menzili 100 μm den küçüktür. Örneğin, 5 MeV lik α ların silikondaki menzili yaklaşık 20 μm dir. Dolayısıyla yüklü parçacık çalışmaları için tercih edilecek seçim yüzey engelli dedektörlerdir [14]. Bu dedektörlerde, aşırı derecede ince (100 nm) p tipi silikon bir film, p-n ekleminden oluşan n tipi bir tabaka üzerine depolanır veya yayılır [27]. İnce bir altın tabakası, elektriksel teması sağlamak için ön yüzeye buhar şeklinde püskürtülür. Dedektör, ön ve arka yüzeyler arasındaki elektriksel bir potansiyel (genellikle 4 kV) ile çalıştırılır. Şekil 3.5, yüzey engelli silikon dedektörün basit bir şeklini göstermektedir.



Şekil 3.5: Yüzey engelli Si nükleer parçacık dedektörü

Negatif yük taşıyıcıların fazla olduğu n tipi (elektronlar) ve pozitif yük taşıyıcıların fazla olduğu p tipi (deşikler) tanımları elektrik akımı oluşturan esas yük taşıyıcılarının işaretlerini temsil ederler. Bu p ve n tipi materyallerin birbirleriyle

teması sonucu, n tipi materyalden çıkan hareketli elektronlar p tipi materyale eklem boyunca yayılırlar. Arkalarında hareketsiz pozitif iyon bölgeleri bırakan elektronlar deşiklerle birleşirler. Bunun tersi olarak deşiklerde n tipi materyale yayılırlar ve arkalarında hareketli negatif iyon bölgeleri bırakırlar. Yük taşıyıcılarının eklem yakınında nötr hale geldikleri bölgeye tüketim bölgesi adı verilir. Yüzey engelli dedektörlerde, parçacıkların tüketim bölgesine ulaşmaları için geçmeleri gereken toplam kalınlık yaklaşık 0,1 μm civarındadır [5]. Tüketim bölgesinde 10^4 - 10^6 V/cm mertebesinde bir iç elektrik alanı kurulur. Bu iç elektrik alan elektron ve deşiklerin eklem bu bölgesinden çıkmasını önleyen bir U_0 potansiyel engeli oluşturur. Bu engel dış potansiyel yokken eklem içinden 0 akımı temin eder. Bu p-n eklemının en belirgin özelliği akımı yalnızca bir doğrultuda iletmesidir. Ters besleme uygulanması (pozitif dış gerilimin eklem n tarafına uygulanması) halinde potansiyel engeli artar ve çok küçük ters yönlü bir polarizasyon akım oluşur. Ters besleme gerilimi arttıkça akım I_0 gibi bir doyma değerine ulaşır [28].

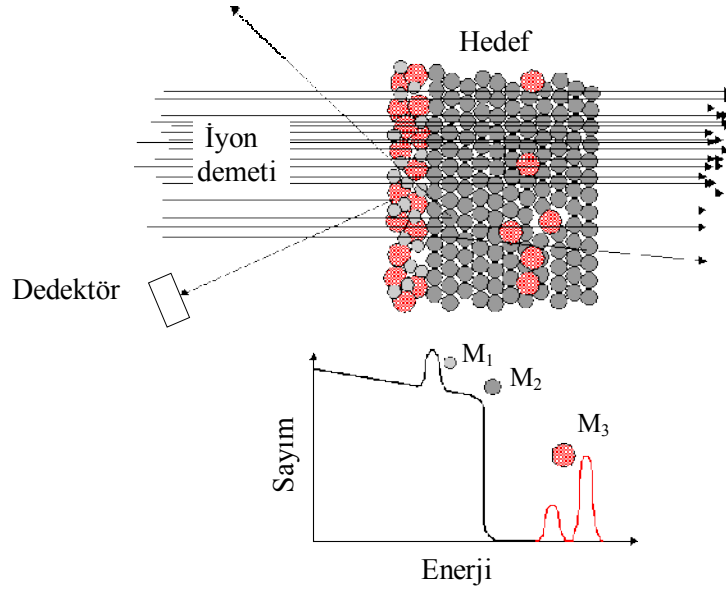
RBS tekniğinde hedef numuneden geri saçılan α parçacıkları yüzey engelli Si dedektörün tüketim bölgesine girerler ve enerjilerinin tamamını bu bölgeye bırakırlar. Tüketim bölgesine ulaşan parçacıklar yarıiletken materyalde elektron-deşik çiftleri yaratırlar. Elektronlar bir yönde hareket ederken deşikler diğer yönde hareket ederler ve ters beslem uygulanması halinde biriken elektronların toplam sayısı bir elektronik puls oluşturur. Bu pulsun genliği geri saçılan parçacığın enerjisi ile orantılıdır. Bir elektron-deşik çifti üretmek için He^{++} tarafından harcanan ortalama enerji yaklaşık olarak 3,7 eV'dir. Bu bazen dedektörün iyonlaşma enerjisi olarakta adlandırılır. 1 MeV enerjili bir parçacık yaklaşık olarak 270.000 tane elektron-deşik çifti üretir [13].

Dedektörden gelen elektronik sinyaller doğrudan önyükselticiye (preamp) giderler. Burada, dedektörden gelen yük pulsları voltaj pulslarına dönüştürülür ve pulslar devre içinde diğer bir eleman olan yükselticiye (amp) gönderilirler. Yükseltici, önyükselticinin milivolt mertebesindeki pulslarını birkaç volt mertebesine çıkarabilecek voltaj artışını sağlar ve en iyi enerji ayrılmasını sağlayacak şekillendirmeyi yapar (Şekil 3.2). Parçacık enerjisi ile puls yüksekliğinin orantılı olabilmesi için yükselticinin lineer olması gerekir. Karmaşık bir bozunma

işleminde elde edilen birçok puls yüksekliği, bir çok kanallı analizörde (MCA) histogram şeklinde görülebilir. Giriş pulsarı dijitaldir ve dijital puls yüksekliği kanal olarak tanımlanan hafıza bölgelerinde depolanır. Dolayısıyla yatay eksen kanal numarası olarak belirlenir. Sayım süresince gelen darbelerin birikmesiyle pikler oluşur. Böylelikle analizörde hedef numuneden θ açısında geri saçılan parçacıkların enerji spektrumları (RBS spektrumu) elde edilir (Şekil 4.2) [5].

Geri saçılan parçacıkların enerji spektrumlarından saçılan iyonların sayısı ve enerji kalibrasyonu yapılarak enerjileri belirlenir. RBS spektrum verileri, ince filmlerin kalınlığı ve bileşimi, katılarda derinlik profili, ince filmlerin etkileşmeleri ve yayılmaları hakkında bilgi verir. Piklerin yüksekliğinden hedef numunenin elementer konsantrasyonu ve saçılma tesir kesitleri, piklerin yarı maksimum genişliğinden (ΔE) materyalin durdurma gücü hesaba katılarak kalınlık değeri (Δx) bulunabilir. Parçacıkların enerji kaybından hedef materyalin elementer derinlik dağılımı elde edilir. Herhangi bir elementten geri saçılan iyonların sayısı elementin konsantrasyonu ile orantılıdır. Dolayısıyla RBS tekniği, bir katıdaki elementlerin derinlik profilini nicel olarak incelemekte kullanılabilir.

Basit bir RBS spektrum örneği Şekil 3.6 ile gösterilmektedir. Gelen iyon demeti M_2 kütleli elementlerden oluşan bir tabaka üzerine eklenen M_1 ve M_3 kütleli elementlerin oluşturduğu ince film üzerine gönderilir. M_3 elementi, M_2 kütleli tabakanın bazı derinliklerinde de bulunmaktadır ($M_1 < M_2 < M_3$).

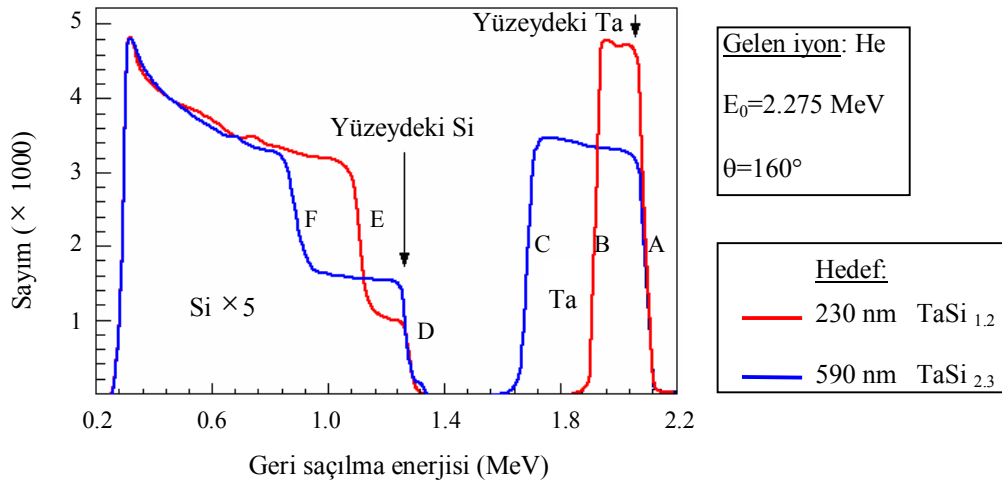


Şekil 3.6: RBS spektrum örneği [29]

Şekil 3.6'daki spektrum örneği, hafif elementlerden saçılan parçacıklara göre ağır elementlerden geri saçılan parçacıkların enerji kaybının daha az olduğunu göstermektedir. Dolayısıyla Şekil 3.6'daki enerji spektrumunda görüldüğü gibi, ağır olan M_3 elementinden geri saçılan parçacıkların enerjileri daha büyüktür ve spektrumun en sonunda görülür.

Şekil 3.7, Si alt tabaka üstüne eklenen iki farklı kalınlıktaki $TaSi_x$ filmlerinden elde edilen RBS spektumlarını göstermektedir.

2,275 MeV enerjili He demetinin 160° deki geri saçılmaları Şekil 3.7'deki RBS spektrumunu oluşturur. $TaSi_x$ filmlerinden biri 230 nm, diğeri 590 nm kalınlığındadır. Metal Si filmler daha az dirençli oldukları için genelde yarıiletken cihazlar ile bağlantılı olarak kullanılırlar. Filmin direnci, film kalınlığına ve silikon metale oranına bağlıdır.



Şekil 3.7: Hedef kalınlıkları ve Si/Ta oranları farklı olan $TaSi_x$ filmlerinden elde edilen RBS spektrumları [13]

Yüksek enerjideki her spektrumdaki pik, iyonların $TaSi_x$ hedeflerinin yüzeyindeki Ta elementinden saçılmasından oluşur. Si alt tabakası ve $TaSi_x$ filmlerindeki yüzeyindeki Si elementinden oluşan pikler düşük enerji bölgesindedir. Şekil 3.7’den, 2,1 MeV civarlarındaki Ta piklerinin (A) yüksek enerji kısmı, her iki hedefin yüzeyindeki Ta elementinden saçılmasına karşılık gelir. 1,3 MeV civarlarındaki Si piklerinin (D) yüksek enerji kısmı, $TaSi_x$ hedefinin yüzeyindeki Si elementinden geri saçılmasına karşılık gelir.

230 nm kalınlığında olan $TaSi_{1,2}/Si$ hedefinin ara yüzeyindeki Ta elementinden (B) saçılan parçacıklar hedeften kaçtıktan sonra yaklaşık 1,9 MeV’lik bir geri saçılma enerjisine sahiptirler. 560 nm kalınlığında olan $TaSi_{2,3}/Si$ hedefinin ara yüzeyindeki Ta elementinden (C) saçılan parçacıkların geri saçılma enerjileri ise 1,7 MeV civarlarındadır. Benzer olarak, $TaSi_{1,2}/Si$ hedefinin ara yüzeyindeki Si elementinden (E) saçılan parçacıkların son enerjisi yaklaşık 1,1 MeV, $TaSi_{2,3}/Si$ hedefinin ara yüzeyindeki Si elementinden (F) saçılan parçacıkların son enerjisi ise yaklaşık 0,9 MeV’dir.

$TaSi_x$ karışımında birim uzunlukta kaybedilen enerji miktarı, Ta veya Si pikinin genişliğinden elde edilir. Dolayısıyla $TaSi_x$ filminin kalınlığı hesaplanabilir. Şekil 3.7’deki spektrum örneğinde $TaSi_{2,3}$ filmi için Ta piki ve Si basamağının enerji

aralığının (ΔE), $TaSi_{1,2}$ filmi ile karşılaştırıldığında daha geniş olduğu görülür. ΔE doğrudan filmin kalınlığına bağlıdır.

Ta ve Si piklerinin yükseklik ölçümü ve her element için diferansiyel saçılma tesir kesitinin hesaplanması ile filmde verilen herhangi bir derinlikteki Si/Ta oranı elde edilebilir. Si elementi için saçılma tesir kesiti Ta elementine göre daha küçük olduğundan spektrumda iyi görülemez. Bu yüzden Şekil 3.7 de verilen Si pikleri 5 kat büyütülmüştür. $TaSi_{2,3}$ filmi için durdurma gücü saf Si yüzeyininkinden daha büyüktür. Çünkü $TaSi_{2,3}$ filminde birim uzunlukta birkaç atom çeşidi bulunur ve dolayısıyla parçacık birkaç atomla etkileşerek daha çok enerji kaybeder. Verilen bir hedef için geri saçılma piklerinin yüksekliği durdurma gücü ile ters orantılıdır. Sonuç olarak, $TaSi_{2,3}$ filminin durdurma gücü saf Si yüzeyinden 1,37 kere daha büyüktür [13].

Bölüm 4'te RBS tekniği ile Cd ve Sn elementleri için kalınlık hesabı yapılmıştır.

BÖLÜM 4. ALFA SPEKTRUM ANALİZİ

Alfa spektrum analizi yapılan tüm çalışmalarda ilk önce enerji kalibrasyonu yapılır. Daha sonra elde edilen enerji kalibrasyon denklemi yardımıyla hedef numuneden geri saçılan alfa parçacıklarının spektrumu yorumlanır. Elde edilen veriler ile hedef numunenin kalınlığı hesaplanır.

4.1 Enerji Kalibrasyonu

Nükleer uygulamalarda, ölçümlere başlamadan önce deney düzeneğinin enerji kalibrasyonunun yapılması gerekir. Enerji kalibrasyonu için, yayınladıkları alfa enerjileri bilinen ve bu enerjilerin mümkün olduğunca kalibrasyon yapılmak istenen enerji aralığına düzgün dağılmış olan standart kaynaklar kullanılır. Bu amaçla, bu çalışmada Am-241 ve Gd-148 radyoizotopları (radyoaktif izotoplar) içeren standart bir alfa kaynağı kullanılmıştır. Bu kaynaktaki radyoizotopların aktivite ve yarı ömür değerleri Tablo 4.1’de verilmektedir.

Tablo 4.1: Kullanılan α kaynağındaki radyoizotopların aktivite ve yarı ömür değerleri

Radyoaktif Kaynak	Aktivite (kBq)	Yarı ömür (yıl)
Gd-148	2,564 kBq	75,00 \pm 3,00
Am-241	2,557 kBq	432,7 \pm 0,5

Deneyde kullanılan alfa kaynağının çapı 10 mm ve kalınlığı 1 mm büyüklüğündedir. Referans kaynağının arka yüzeyi paslanmaz çelik ile kaplıdır. Alfa parçacıklarının kısa menzilli olmasından dolayı kaynağın ön yüzeyi açıktır.

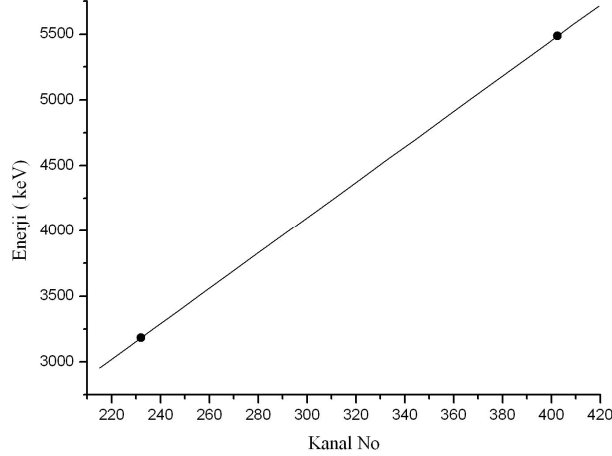
Radyoaktif kaynaktan çıkan α parçacıkları, kaynağın hemen önüne yerleştirilen silikon yüzey engelli katı hal dedektörü ile sayılır. Si dedektörde oluşan akım yükü darbesi önyükseltici, yükseltici ve çok kanallı analizörden geçerek dijital hale getirilir. Bilgisayar ekranında spektrum bilgileri elde edilir.

Gd-148 ve Am-241 radyoaktif kaynakları analizörde (1k=1097) iki pik gösterir. Tablo 4.2’de, kullanılan standart kaynakların bilinen α enerjileri ve spektrumda görülen kanal numaraları gösterilmektedir.

Tablo 4.2: Kanal numaralarına karşılık gelen enerji değerleri

Radyoaktif Kaynak	E_{α} (keV)	Olasılık (%)	Kanal No
Gd-148	3182,787	100	232,04
Am-241	5485,70	85,2	402,51

Kanal numaraları ile enerji değerleri eşleştirilerek lineer bir doğru meydana getirilir. Bu lineer doğrudan elde edilen doğru denklemi ile herhangi bir kanal numarasına (KN) karşılık gelen enerji değeri (E) bulunur. Böylece, alfa spektroskopisinde enerji kalibrasyonu tamamlanmış olur. Şekil 4.1’de, Gd-148 ve Am-241 radyoaktif kaynakları kullanılarak elde edilen enerji kalibrasyon grafiği gösterilmektedir.



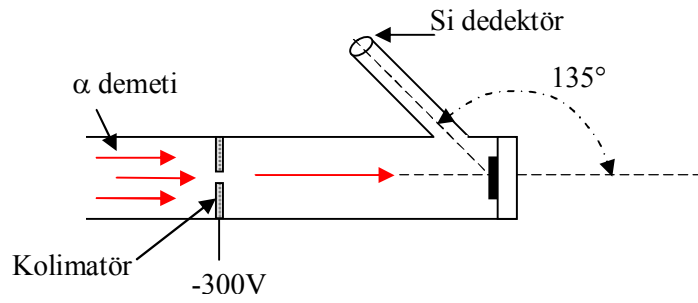
Şekil 4.1: Enerji kalibrasyon grafiği

Şekil 4.1’den elde edilen doğrunun denklemi denklem (4.1) ile verilir:

$$E(keV) = 13,5092 \times (KN) + 48,11267 \quad (4.1)$$

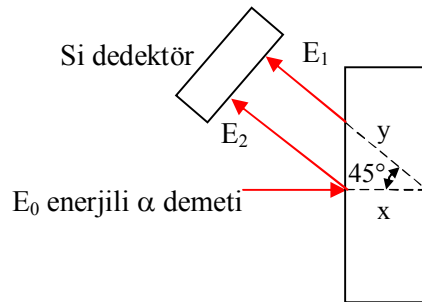
4.2 RBS Tekniği ile Kalınlık Ölçümü

Bu çalışmada Cd-106 ve Sn-112 izotoplarından oluşan iki farklı hedef için kalınlık ölçümü yapılmıştır. Analizi yapılacak olan hedef numune üzerine gönderilen α parçacık demeti, kolimatörler arasından geçerek ince bir demet haline getirilir. Hedef numuneden $\theta = 135^\circ$ 'de geri saçılan alfalar aynı açıda yerleştirilen yüzey engelli silikon bir dedektör ile sayılır. Şekil 4.2, deney düzeneğinin basit bir şeklini göstermektedir.



Şekil 4.2: Deney düzeneği

Alfa parçacıklarının hedef içerisindeki enerji kaybı ile menzil değerleri arasındaki ilişkidenden hedefte bulunan elementlerin derinlik dağılımı elde edilir. Dolayısıyla spektrumda elde edilen piklerin genişliği hedefin kalınlığı ile orantılı olduğundan hedefin kalınlığı hesaplanabilir.



Şekil 4.3: Hedefin ön ve arka yüzeyinden 135° de geri saçılan alfaların enerjileri ve hedef sonunda aldığı toplam yol

Şekil 4.3, hedefin ön ve arka yüzeyinden 135°'de geri saçılan alfaların enerjilerini ve hedefin arka yüzeyinden saçılan alfaların hedef içerisinde aldığı toplam yolu göstermektedir. Hedefin ön yüzeyinden geri saçılan alfalar E_2 enerjisi ile, hedefin arka yüzeyinden geri saçılan alfalar ise E_1 enerjisi ile ifade edilir. Bunun bir sonucu olarak enerji genişliği $\Delta E = E_2 - E_1$ ile verilir.

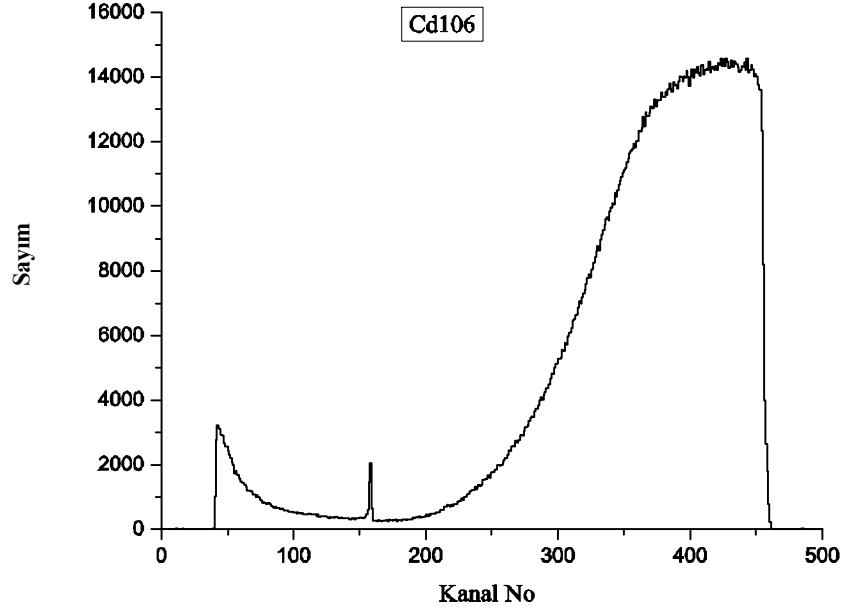
Hedefin arka yüzeyinden saçılarak dedektöre gelen E_1 enerjili alfalar hedef içerisinde Şekil 4.3'te görülen toplam $x + y = x + x / \cos 45$ yolunu almaktadırlar. E_1 enerjili alfaların enerji kaybı hedef içerisinde aldıkları yoldan dolayı daha büyüktür. Δx yolunu alan bir parçacığın hedef içerisindeki enerji kaybı

$$\Delta E = \frac{dE}{dx} \Delta x \quad (4.2)$$

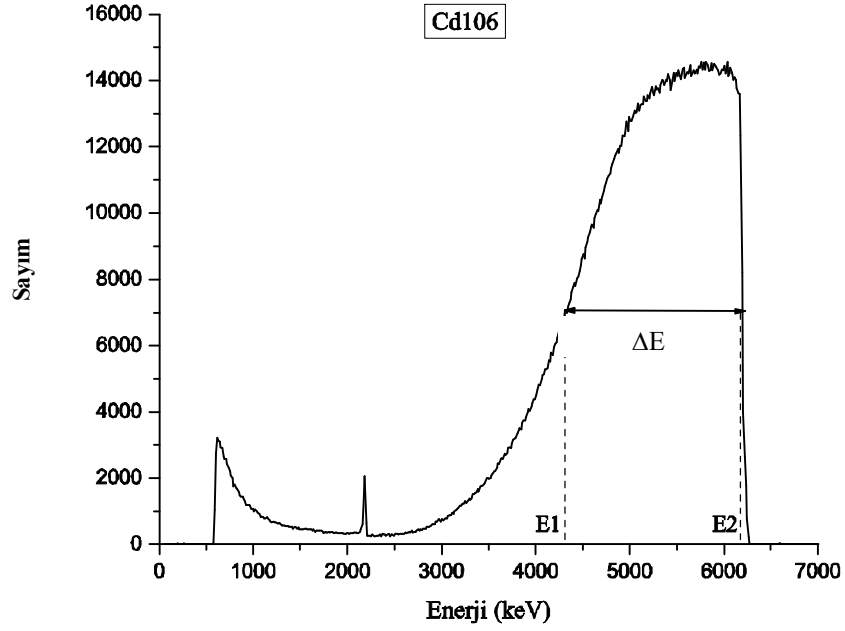
ile verilir. Buradan E_1 enerjili alfaların hedef içerisinde aldığı toplam yol $\Delta x = x (1 + 1/\cos 45)$ bulunur. Denklem (4.2) de bu eşitlik yerine konulursa hedef numunenin kalınlığı denklem (4.3) ile hesaplanabilir:

$$x = \frac{\Delta E}{\frac{dE}{dx} \left(1 + \frac{1}{\cos 45} \right)} \quad (4.3)$$

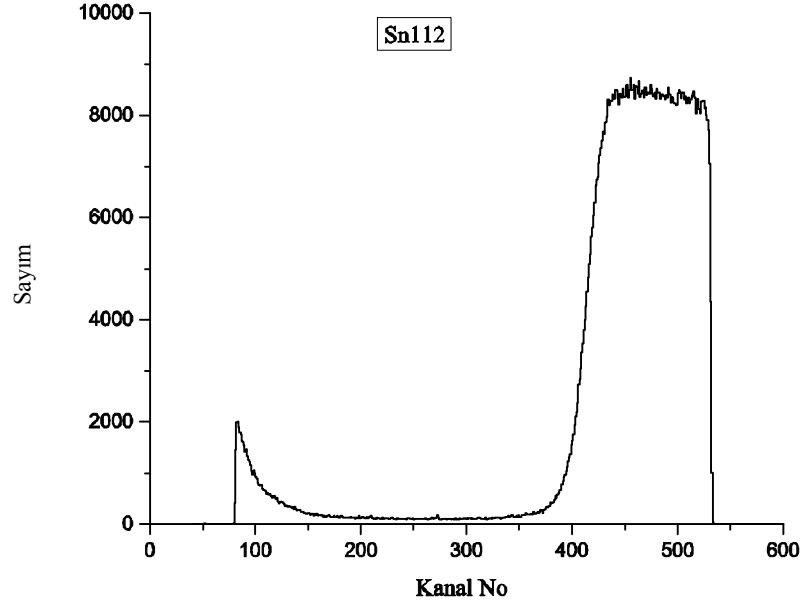
Deneyde 7 MeV ile 7,5 MeV enerjili alfalar sırasıyla Cd-106 ve Sn-112 hedefleri üzerine bombardıman edilmiştir. Şekil 4.4'te 7 MeV enerjili alfaların Cd-106 izotoplarından oluşan numune üzerine gönderilmesiyle $\theta = 135^\circ$ de geri saçılan alfaların kanal nosuna karşılık gelen sayım grafiği gösterilmektedir. Denklem (4.1) ile verilen enerji kalibrasyon denklemi yardımıyla geri saçılan alfaların enerjileri hesaplanır ve Şekil 4.5 ile gösterilen enerji-sayım grafiği elde edilir. Aynı şekilde 7,5 MeV enerjili alfaların Sn-112 hedef numuneden 135°'deki geri saçılmaları sonucu elde edilen spektrum Şekil 4.6 ile gösterilmektedir. Enerji kalibrasyonu yapıldıktan sonra Şekil 4.7'deki RBS spektrumu elde edilir.



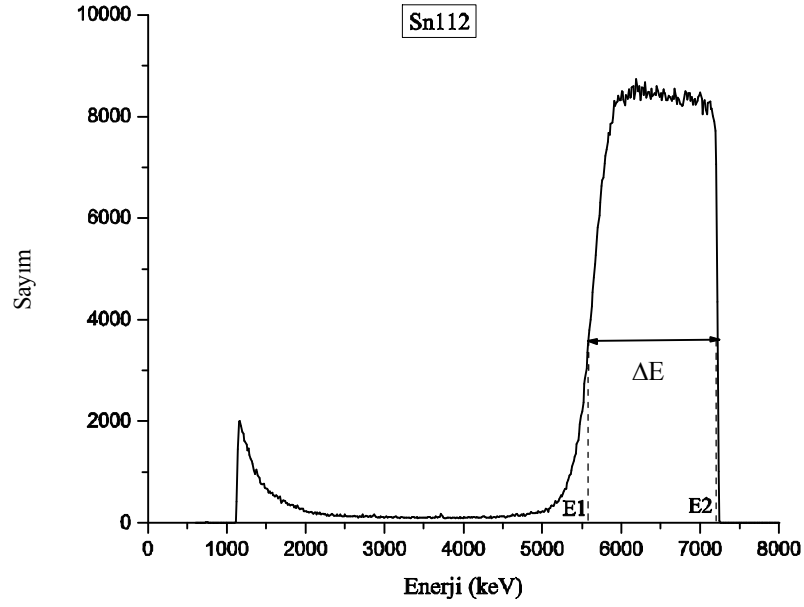
Şekil 4.4: Cd-106 hedefinin 7 MeV enerjili alfalarla bombardımanı ile elde edilen enerji kalibrasyonu yapılmamış RBS spektrumu



Şekil 4.5: Cd-106 hedefinin 7 MeV enerjili alfalarla bombardımanı ile elde edilen enerji kalibrasyonu yapıldıktan sonra elde edilen RBS spektrumu



Şekil 4.6: Sn-112 hedefinin 7,5 MeV enerjili alfalarla bombardımanı ile elde edilen enerji kalibrasyonu yapılmamış RBS spektrumu



Şekil 4.7: Sn-112 hedefinin 7,5 MeV enerjili alfalarla bombardımanı ile elde edilen enerji kalibrasyonu yapıldıktan sonra elde edilen RBS spektrumu

Spektrumda elde edilen piklerin yukarıdaki şekillerdeki gibi platolar halinde görünmesi, bu çalışmada kullanılan hedeflerin kalın olmasının bir sonucudur.

Şekil 4.5 ve Şekil 4.7 ile gösterilen RBS spektrumlarında görülen piklerin yarı maksimum yüksekliklerinden ΔE elde edilir. Burada ΔE , FWHM'deki enerji genişliğini göstermektedir. RBS spektrumlarından elde edilen ΔE değerleri ile spektrumda karşılık gelen E_1 ve E_2 değerleri bulunabilir.

Burada dE/dx durdurma gücü değeri Oak Ridge Ulusal Laboratuvarının (USA) veri toplama ve analiz paket programının içinde bulunan Stopx programı kullanılarak hesaplanmıştır (Tablo 4.3).

Tablo 4.3: Cd-106 ve Sn-112 hedefleri için enerji ile durdurma gücü değerleri

Hedef	E_{lab} (MeV)	E_{km} (MeV)	E_{eff-km} (MeV)	dE/dx (MeV/mg/cm ²)
Cd-106	7,000	6,7454	6,621	0,331
Sn-112	7,500	7,2413	7,112	0,297

Aynı zamanda lab enerji (E_{lab}), kütle merkezi enerji (E_{km}) ve efektif kütle merkezi enerji (E_{eff-km}) değerleri [30] Tablo 4.3'te verilmiştir. E_{km} değerleri denklem (4.4) ile hesaplanmıştır.

$$E_{km} = E_{lab} \frac{A}{A+4} \quad (4.4)$$

Ayrıca dE/dx değeri SRIM_TRIM bilgisayar programından da hesaplanmıştır. $1 \text{ MeV} \leq E \leq 10 \text{ MeV}$ enerjili α parçacıkları ile Cd-106 ve Sn-112 hedefleri için hesaplanan elektronik - nükleer durdurma gücü değerleri sırasıyla Tablo 4.4 ve Tablo 4.5 te gösterilmektedir.

Tablo 4.4: Cd-106 için elektronik ve nükleer durdurma gücü hesapları [31]

E_{α} (MeV)	$(-dE / dx)_{\text{elektronik}}$ (MeV/mg/cm ²)	$(-dE / dx)_{\text{nükleer}}$ (MeV/mg/cm ²)
1.000	6.264E-01	1.172E-03
1.100	6.197E-01	1.088E-03
1.200	6.119E-01	1.017E-03
1.300	6.031E-01	9.545E-04
1.400	5.939E-01	9.002E-04
1.500	5.844E-01	8.523E-04
1.600	5.748E-01	8.096E-04
1.700	5.652E-01	7.713E-04
1.800	5.557E-01	7.368E-04
2.000	5.371E-01	6.770E-04
2.250	5.150E-01	6.155E-04
2.500	4.945E-01	5.650E-04
2.750	4.755E-01	5.228E-04
3.000	4.580E-01	4.868E-04
3.250	4.417E-01	4.558E-04
3.500	4.268E-01	4.288E-04
3.750	4.129E-01	4.051E-04
4.000	4.000E-01	3.840E-04
4.500	3.769E-01	3.482E-04
5.000	3.567E-01	3.189E-04
5.500	3.389E-01	2.944E-04
6.000	3.232E-01	2.737E-04
6.500	3.091E-01	2.559E-04
7.000	2.965E-01	2.404E-04
8.000	2.747E-01	2.147E-04
9.000	2.582E-01	1.943E-04
10.000	2.423E-01	1.776E-04

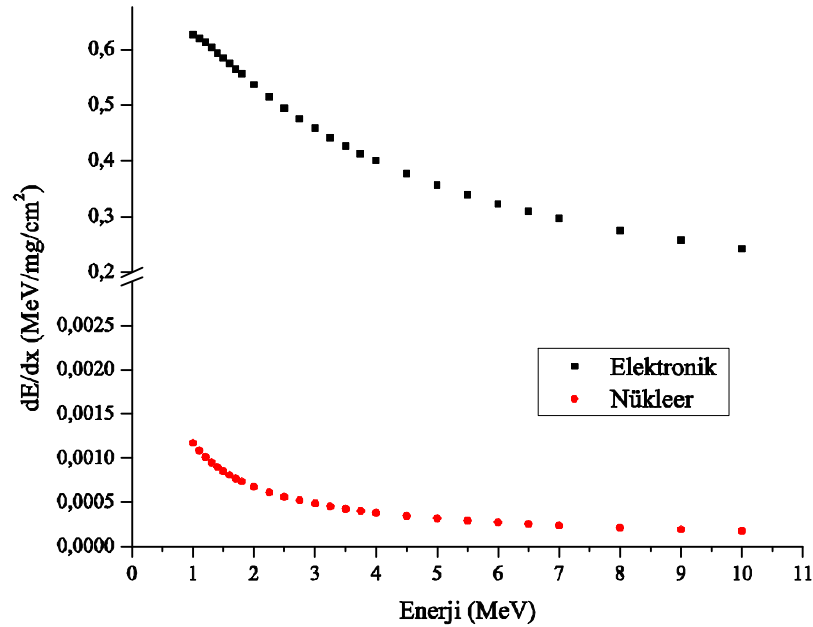
Tablo 4.5: Sn-112 için elektronik ve nükleer durdurma gücü hesapları [31]

E_{α} (MeV)	$(-dE / dx)_{\text{elektronik}}$ (MeV/mg/cm ²)	$(-dE / dx)_{\text{nükleer}}$ (MeV/mg/cm ²)
1.000	6.284E-01	1.130E-03
1.100	6.216E-01	1.049E-03
1.200	6.134E-01	9.801E-04
1.300	6.044E-01	9.204E-04
1.400	5.948E-01	8.682E-04
1.500	5.850E-01	8.221E-04
1.600	5.750E-01	7.810E-04
1.700	5.650E-01	7.442E-04
1.800	5.550E-01	7.109E-04
2.000	5.356E-01	6.533E-04
2.250	5.126E-01	5.941E-04

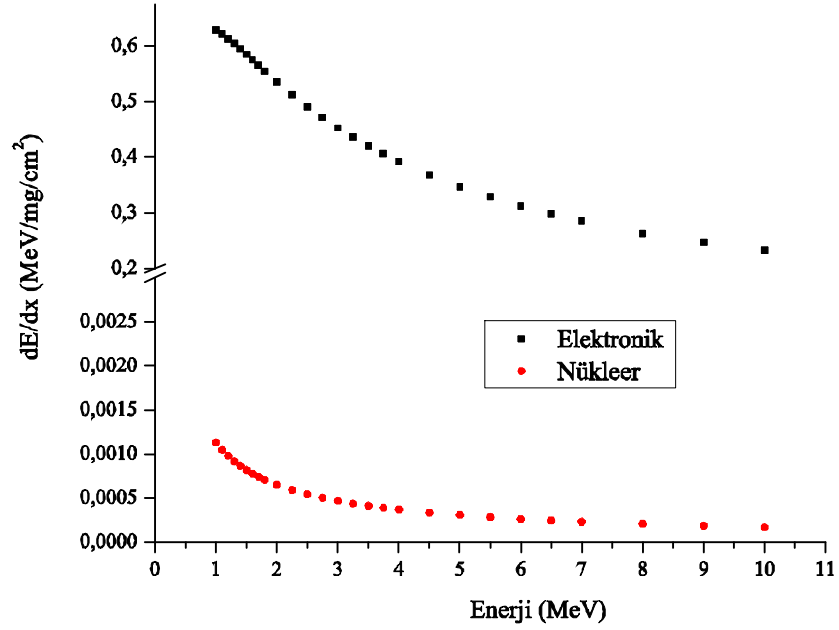
Tablo 4.5 (Devam): Sn-112 için elektronik ve nükleer durdurma gücü hesapları [31]

E_{α} (MeV)	$(-dE / dx)_{\text{elektronik}}$ (MeV/mg/cm ²)	$(-dE / dx)_{\text{nükleer}}$ (MeV/mg/cm ²)
2.500	4.911E-01	5.455E-04
2.750	4.712E-01	5.047E-04
3.000	4.529E-01	4.701E-04
3.250	4.359E-01	4.402E-04
3.500	4.203E-01	4.142E-04
3.750	4.058E-01	3.913E-04
4.000	3.924E-01	3.709E-04
4.500	3.683E-01	3.364E-04
5.000	3.474E-01	3.082E-04
5.500	3.290E-01	2.846E-04
6.000	3.128E-01	2.646E-04
6.500	2.983E-01	2.473E-04
7.000	2.854E-01	2.324E-04
8.000	2.631E-01	2.076E-04
9.000	2.472E-01	1.879E-04
10.000	2.320E-01	1.718E-04

Cd-106 ve Sn-112 hedefleri için alfaların başlangıç enerji değerlerine karşılık SRIM programından elde edilen elektronik ve nükleer durdurma gücü değerlerinin grafikleri sırasıyla Şekil 4.8 ve Şekil 4.9 da gösterilmektedir.



Şekil 4.8: Cd-106 hedefi için alfa enerjisine karşılık elektronik-nükleer durdurma gücü grafiği



Şekil 4.9: Sn-112 hedefi için alfa enerjisine karşılık elektronik-nükleer durdurma gücü grafiği

Şekil 4.8 ve Şekil 4.9’da görüldüğü gibi, nükleer durdurma gücü elektronik durdurma gücüne oranla çok küçüktür. Dolayısıyla hesaplamalarda nükleer durdurma gücü ihmal edilmiştir.

Şekil 4.5 ve Şekil 4.7’deki RBS spektrumlarından bulunan ΔE değerleri kullanılarak Cd-106 ve Sn-112 hedefleri için kalınlık (Δx) hesabı yapılır. Sonuçlar Tablo 4.6’da verilmektedir.

Tablo 4.6: Cd-106 ve Sn-112 hedefleri için ΔE değerleri ile hesaplanan kalınlık değerleri

Hedef	ΔE (MeV)	x (mg/cm ²)
Cd-106	1,71	$2,1 \pm 0,2$
Sn-112	1,58	$2,2 \pm 0,2$

Sonuç olarak, Cd-106 ve Sn-112 hedefleri için yoğunluk cinsinden kalınlık değerleri sırasıyla $2,1 \pm 0,2$ mg/cm² ve $2,2 \pm 0,2$ mg/cm² bulunmuştur. Cd-106 ve

Sn-112 hedefleri için uzunluk cinsinden kalınlık değerleri 2,43 μm ve 3,02 μm ye karşılık gelmektedir.

BÖLÜM 5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, ince hedefleri nitel ve nicel olarak tanımlayan RBS tekniği incelenmiştir. Bu teknik ile, nükleer fizik deneylerinde ve ince film fiziğinde kullanılan hedeflerin birkaç μm kalınlığa kadar hedef kalınlık ölçümleri yapılabilmektedir. Bu çalışmada, Cd-106 ve Sn-112 hedefleri için elde edilen RBS spektrumlarından hedeflerin kalınlıkları sırasıyla $2,1 \pm 0,2 \text{ mg/cm}^2$ ve $2,2 \pm 0,2 \text{ mg/cm}^2$ bulunmuştur. RBS tekniği, hedef numuneyi tahrip etmeden duyarlı kalınlık ölçümleri yapabilen kullanışlı bir metoddur.

KAYNAKLAR

- [1] Kimura, K., “Rutherford backscattering spectroscopy”, *Encyclopedia of Analytical Chemistry*, (2000).
- [2] Simcock, M., 2001, *Ion beam analysis*, Research training network, ITN Portugal, <http://tpvcell.hmg.inpg.fr/ITN.html> (**Ziyaret tarihi: 15 Temmuz 2006**).
- [3] Ahmed, S., N., “Physics and Engineering of Radiation Detection”, *Elsevier*, 104-119, (2007).
- [4] Prepost, R., McDermott, R., 2006, *Range of alphas*, University of Wisconsin, <http://www.hep.wisc.edu/~prepost/407/alpha/alpha.pdf> (**Ziyaret tarihi: 7 Temmuz 2007**).
- [5] Krane, K. S., “Nükleer Fizik”, 2. cilt, Başar Şarer, *Palme yayıncılık*, 244-312 (2001).
- [6] Wikimedia, http://tr.wikipedia.org/wiki/Ernest_Rutherford (**Ziyaret tarihi: 14 Aralık 2006**).
- [7] Taylor, J. R., and Zafaritos, C., “Fizik ve Mühendislikte Modern Fizik”, Bekir Karaoğlu, *Arte Güven*, 65-69 (1996).
- [8] Nurmela, A., “Non-Rutherford elastic scattering cross sections for materials analysis”, *University of Helsinki, HU-P-D89*, (2001).
- [9] Takada K., 2006, *The Rutherford model of the nuclear atom*, Microscopic World-3, Kyushu University, http://www.kutl.kyushu-u.ac.jp/seminar/MicroWorld3_E/3Part1_E/3P11_E/RutherfordModel_E.htm (**Ziyaret tarihi: 18 Temmuz 2007**).
- [10] Arya, A. P., “Çekirdek Fiziğinin Esasları”, Yusuf Şahin, *Aktif Yayınevi*, 25, 185-188, 234, 239-244, (1999).
- [11] Willman, C., “Measurement of the Nuclear Radius Using Rutherford Scattering”, *Department of Radiation Sciences*, (2004).
- [12] Breese, M., 2006, *Ion beam analysis*, PC4250, Advanced Analytical Techniques, <http://staff.science.nus.edu.sg/~pc4250/2006/lectures/3.%20RBS.ppt> (**Ziyaret tarihi: 16 Kasım 2006**).

- [13] Evans C., 2007, *RBS instrumentation tutorial*, Evans Analytical Group-EAG, http://www.eaglabs.com/training/tutorials/rbs_instrumentation_tutorial/ (**Ziyaret tarihi: 16 Kasım 2006**).
- [14] Krane, K. S., “Nükleer Fizik”, 1. cilt, Başar Şarer, *Palme yayıncılık*, 192-194, (2001).
- [15] Yaramış, B., “Nükleer Fizik”, Cilt 1, *İ.T.Ü. Fen-Edebiyat Fakültesi*, 110, (1985).
- [16] Tsoulfanidis, N., “Measurement and detection of radiation”, *Hemisphere Publishing Corporation*, (1983).
- [17] Wikimedia, http://en.wikipedia.org/wiki/Bragg_peak (**Ziyaret tarihi: 22 Eylül 2007**).
- [18] Giffin N., 1996, *Alpha particles*, TRIUMF Radiation Protection Training Course, http://trshare.triumf.ca/~safety/EHS/rpt/rpt_2/node22.html (**Ziyaret tarihi: 11 Ekim 2007**).
- [19] Janssens, K., Grieken, R., V., “Non- destructive Microanalysis of Cultural Heritage Materials”, ISBN 0-444-50738-8, *Amsterdam, The Netherlands*, Chapter 5, (2004).
- [20] Li, Z., 2006, *Surface and Thin Film Analysis*, 2006 Surface Engineering, Chapter 3, <http://www.ecm.auckland.ac.nz/course/cm423/index.html> (**Ziyaret tarihi: 2 Eylül 2007**).
- [21] Baykal, A., Reyhancan, İ. A., Elmalı, A., “Rutherford geri saçılma spektroskopisi”, *Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi*, ()
- [22] Man Yu, K., “Characterization of nuclear physics targets using Rutherford backscatteing and particle induced x-ray emission”, *Nuclear Science Division Ernest Orlando Lawrence Berkeley National Laboratory*, (2006).
- [23] Kotai, E., “Computer methods for analysis and simulation of RBS and ERDA spectra”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, B85, (1994).
- [24] Lamm, L., 2005, *HIS ion source*, University of Notre Dame, ISNAP, http://isnap.nd.edu/nsl_docs/Making_Beam/ (**Ziyaret tarihi: 9 Ekim 2007**).
- [25] Ertürk S., Boztosun İ., 2005, Nükleer Fizik araştırmalarında kullanılan Hızlandırıcılar ve Uygulama Alanları, TAEK, http://kutuphane.taek.gov.tr/internet_tarama/dosyalar/cd/4106/pdf/166.pdf (**Ziyaret tarihi: 10 Ekim 2007**).

- [26] Lamm, L., 2006, *FN Tandem Van de Graff accelerator operator's school*, Nuclear structure laboratory, Univesity of Notre Dame, http://www.nd.edu/~nsl/nsl_docs/General_Lab/Accelerator%20Operator%92s%20School_2005.pdf (**Ziyaret tarihi: 9 Ekim 2007**).
- [27] Wikimedia, http://en.wikipedia.org/wiki/Rutherford_backscattering (**Ziyaret tarihi: 2 Eylül 2007**).
- [28] Knoll, G., F., “Radiation Detection and Measurement”, 2nd ed. John Wiley and Sons, inc., Canada, (1989).
- [29] Boqdanoviç I., 2004, *IBA techniques*, Institut Ruder Boskoviç, <http://www.irb.hr/en/str/zef/z3labs/liis/metode/> (**Ziyaret tarihi: 2 Temmuz 2007**).
- [30] Kutlu, S., “Nükleer reaksiyonların astrofizik uygulamalarında hedef kalınlığına bağlı olarak etkin demet enerjisinin hesaplanması”, Yüksek lisans tezi, *Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, İzmit, 40-42, (2006).
- [31] Ziegler, J., F., 2006, *Particle interactions with matter*, <http://www.srim.org/> (**Ziyaret tarihi: 2 Temmuz 2007**).

ÖZGEÇMİŞ

1981 yılında Kocaeli’de doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Kocaeli’de tamamladı. 2000 yılında girdiği Kocaeli Üniversitesi Fizik Bölümü’nden 2004 yılında Fizikçi ünvanı ile mezun oldu. 2004-2007 yılları arasında Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Ana Bilim Dalı’nda Yüksek lisans öğrenimini tamamladı. 2007 yılının ikinci yarısında Değirmendere Müfit Saner İlköğretim Okulu’nda vekil öğretmenlik yaptı. 2007 yılının Ağustos ayından itibaren özel bir şirkette yönetim temsilcisi olarak görev yapmaktadır.