

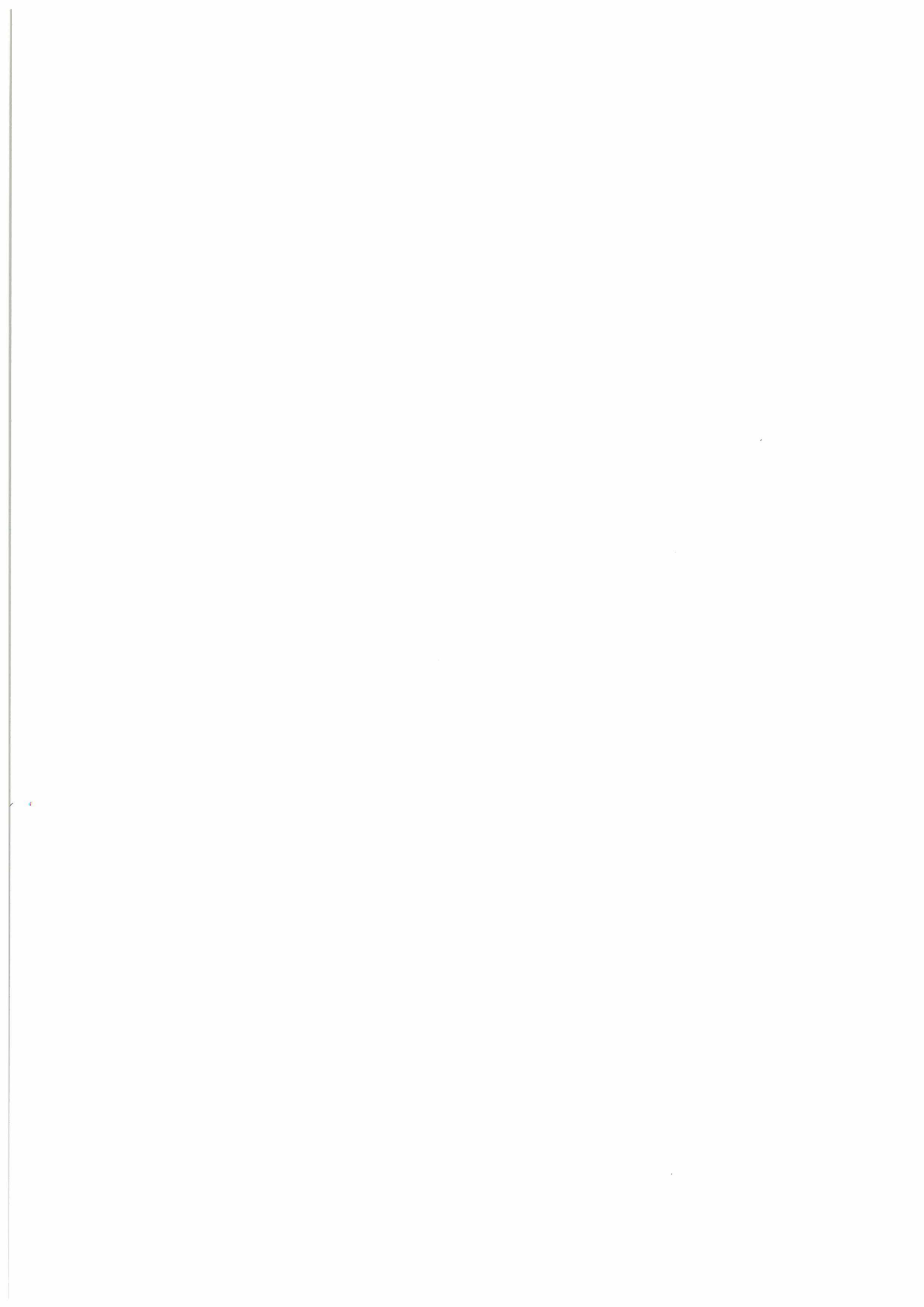
**T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**POZİTRONLARIN BAKIR ORTAMDAN GEÇİŞ OLASILIKLARININ
MONTE CARLO YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Neşe YILDIZ

Balıkesir, Temmuz-2011



**T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**POZİTRONLARIN BAKIR ORTAMDAN GEÇİŞ OLASILIKLARININ
MONTE CARLO YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Neşe YILDIZ

Balıkesir, Temmuz-2011

T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

POZİTRONLARIN BAKIR ORTAMDAN GEÇİŞ
OLASILIKLARININ MONTE CARLO YÖNTEMİ İLE
İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Neşe YILDIZ

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Asuman AYDIN

Sınav Tarihi: 12.07.2011

Jüri üyeleri: Prof. Dr. Asuman AYDIN (Danışman-BAÜ)

Prof. Dr. Rifat ÇAPAN (BAÜ)

Doç. Dr. Hüseyin KÜÇÜKÖZER (BAÜ)

Enstitü Yönetim Kurulunun tarih sayılı oturumunun
nolu kararı ile Mezun olmuştur.

Balıkesir, Temmuz - 2011

ÖZET

POZİTRONLARIN BAKIR ORTAMDAN GEÇİŞ OLASILIKLARININ MONTE CARLO YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ

Neşe YILDIZ

Balıkesir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü,
Fizik Anabilim Dalı

(Yüksek Lisans Tezi / Tez Danışmanı: Prof. Dr. Asuman AYDIN)

Balıkesir, 2011

Bu çalışmada pozitron etkileşmeleri için Monte Carlo programı geliştirilmiş, 50 eV – 100 keV aralığındaki enerjilere sahip pozitronların bakır ortam içerisindeki takibi yapılmıştır. Bu takibi yapabilmek adına öncelikle, hazırlanan bilgisayar programında bakır ortama ait esnek ve esnek olmayan saçılma toplam tesir kesitleri hesaplanmıştır. Esnek saçılma tesir kesiti hesabında spin-rölativistik düzeltmeli perdeli Rutherford diferansiyel tesir kesiti ifadesi ve düşük enerjiler için bazı ekstra tesir kesiti hesabı bilgileri kullanılmıştır. Esnek olmayan saçılma tesir kesiti hesabında ise Liljequist modelinden ve Gryzinski'nin yarı deneysel ifadesinden yararlanılmıştır. 1.5 - 100 keV enerjili pozitronların çeşitli kalınlıktaki bakır ortamdan geçiş ve geri yansıma olasılıkları ile enerji dağılımları hazırlanan bilgisayar programında hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçların diğer deneysel ve teorik çalışmalarla kıyaslandığında uyumlu olduğu görülmüştür.

ANAHTAR SÖZCÜKLER: Monte Carlo yöntemi / pozitron / tesir kesiti / bakır / esnek saçılma / esnek olmayan saçılma / geçiş olasılığı / enerji dağılımı

ABSTRACT

INVESTIGATION OF TRANSMISSION PROBABILITY OF POSITRONS FROM COPPER MEDIA BY USING MONTE CARLO METHOD

Neşe YILDIZ

Balıkesir University, Institute of Science, Department of Physics

(M. Sc. Thesis / Supervisor: Prof. Dr. Asuman AYDIN)

Balıkesir, 2011

In this study, Monte Carlo code is developed for the positron interactions, positrons which have between 50 eV – 100 keV energy are followed in copper films. Firstly before making this following elastic and inelastic scattering cross sections were calculated for copper films with prepared computer program. In the calculation of elastic scattering cross section, screened Rutherford differential cross section with a spin relativistic correction and for low energies some extra total cross section information has been used. For inelastic scattering cross section calculations we benefit from Liljequist's model and Gryzinski's semi-empirical expression. In the prepared computer program the transmission and back reflection probabilities and energy distributions were calculated for positrons which have between 1.5 – 100 keV energies and passing from various thicknesses. The calculated results are compatible when compared with other experimental and theoretical studies.

KEYWORDS: Monte Carlo method / positron / cross section / copper / elastic scattering / inelastic scattering / transmission probability / energy distribution

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET, ANAHTAR SÖZCÜKLER	ii
ABSTRACT, KEY WORDS	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ŞEKİL LİSTESİ	vi
ÇİZELGE LİSTESİ	vii
ÖNSÖZ	viii
1. GİRİŞ	1
2. MONTE CARLO YÖNTEMİ	2
2.1 Simülasyon ve Monte Carlo Yöntemi	2
2.1.1 Gelişigüzel Sayılar	3
2.1.2 Temel Örneklemeye İlkesi	5
2.1.3 Reddetme Yöntemi	6
2.1.4 Ortalama Yöntemi	8
2.1.5 Kontrol Değişkeni Yöntemi	10
3. YÜKLÜ PARÇACIKLARIN MADDE İLE ETKİLEŞMELERİ	11
3.1 Tesir Kesiti	11
3.2 Etkileşme Türleri	14
3.2.1 Atomik Elektronlarla Esnek Çarpışma	15
3.2.2 Çekirdekle Esnek Çarpışma	15
3.2.3 Atomik Elektronlarla Esnek Olmayan Çarpışma	15
3.2.4 Çekirdekle Esnek Olmayan Çarpışma	16
3.3 Esnek ve Esnek Olmayan Saçılma Diferansiyel ve Toplam Tesir Kesiti Hesapları	16
4. BAKIR ORTAM İÇİN TESİR KESİTLERİ	19
4.1 Bakır Ortam İçin Esnek Saçılma Tesir Kesiti Hesabı	19
4.2 Bakır Ortam İçin Esnek Olmayan Saçılma Tesir Kesiti Hesabı	27
4.2.1 Esnek Olmayan Saçılma Enerji Kaybı Hesapları	30
5. YÜKLÜ PARÇACIKLARIN BİR ORTAMDAN GEÇİŞLERİNİN SİMÜLASYONU	32
5.1 Ortalama Serbest Yol Örneklemesi	32
5.2 Esnek Saçılma Açısız Dağılım Örneklemesi	34
5.3 Esnek Olmayan Saçılma Enerji Kaybı Örneklemesi	36
5.4 Dilim Ortam İçerisinde Parçacık Hareketinin İncelenmesi	37

6. BULGULAR VE TARTIŞMA	42
EKLER	
EK A: Koordinat Dönüşümleri	70
EK B: Akış Diyagramı	72
KAYNAKÇA	73

ŞEKİL LİSTESİ

<u>Sekil No</u>	<u>Sekil Adı</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1	Temsili $f(x)$ ve $r(x)=sabit$ dağılımları	6
Şekil 2.2	Ortalama yöntemi	9
Şekil 2.3	Kontrol değişkeni yöntemi	10
Şekil 3.1	Saçılma olayı	12
Şekil 4.1	Enerjiye bağlı perdeleme açıları	22
Şekil 4.2	Esnek saçılma toplam tesir kesitleri	24
Şekil 4.3	Esnek olmayan saçılma toplam tesir kesitleri	30
Şekil 5.1	Dilim bir hedefin yüklü parçacık demeti ile etkileşimi	32
Şekil 5.2	Parçacığın ortam içerisindeki hareketi	37
Şekil 6.1	Çeşitli enerjilerde geçiş olasılıklarının kalınlığa göre değişimleri	44
Şekil 6.2 (a)-(b)	1.5 keV enerjili pozitronların 100 Å, 200 Å kalınlıkta enerji dağılımı	45
Şekil 6.3 (a)-(b)	2.1 keV enerjili pozitronların 200 Å, 400 Å kalınlıkta enerji dağılımı	46
Şekil 6.4 (a)-(c)	3.1 keV enerjili pozitronların 200 Å, 400 Å, 600 Å kalınlıkta enerji dağılımı	48
Şekil 6.5 (a)-(c)	4.1 keV enerjili pozitronların 300 Å, 600 Å, 900 Å kalınlıkta enerji dağılımı	50
Şekil 6.6 (a)-(c)	5 keV enerjili pozitronların 400 Å, 700 Å, 1000 Å kalınlıkta enerji dağılımı	52
Şekil 6.7 (a)-(c)	6.2 keV enerjili pozitronların 500 Å, 800 Å, 1200 Å kalınlıkta enerji dağılımı	54
Şekil 6.8	2.1 keV pozitronların 200 Å, 600 Å kalınlıkta enerji dağılımı	56
Şekil 6.9	4.1 keV pozitronların 600 Å, 900 Å kalınlıkta enerji dağılımı	56
Şekil 6.10	Geliş enerjisi 10 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları	57
Şekil 6.11	Geliş enerjisi 20 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları	58
Şekil 6.12	Geliş enerjisi 30 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları	58
Şekil 6.13	Geliş enerjisi 40 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları	59
Şekil 6.14	Geliş enerjisi 50 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları	59
Şekil 6.15	Geliş enerjisi 60 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları	60
Şekil 6.16	Geliş enerjisi 70 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları	60
Şekil 6.17	Geliş enerjisi 80 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları	61
Şekil 6.18	Geliş enerjisi 100 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları	61
Şekil 6.19	10 keV enerjili pozitronların geçiş olasılıklarının değişimi	62
Şekil 6.20	40 keV enerjili pozitronların geçiş olasılıklarının değişimi	63
Şekil 6.21	70 keV enerjili pozitronların geçiş olasılıklarının değişimi	64
Şekil 6.22	100 keV enerjili pozitronların geçiş olasılıklarının değişimi	64

ÇİZELGE LİSTESİ

<u>Çizelge No</u>	<u>Çizelge Adı</u>	<u>Sayfa</u>
Çizelge 4.1	Esnek saçılma toplam tesir kesitleri	26
Çizelge 4.2	Denklem (4.18) için gerekli parametreler	27
Çizelge 4.3	Esnek olmayan saçılma toplam tesir kesitleri	28
Çizelge 6.1	Geliş enerjisi 4.1 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları	42
Çizelge 6.2	Pozitronların bakır ortamda kabuklardan esnek olmayan saçılma olasılıklarının Liljequist modeliyle (Denklem 4.18) hesabı	66
Çizelge 6.3	Pozitronların bakır ortamda kabuklardan esnek olmayan saçılma olasılıklarının Gryzinski modeliyle (Denklem 4.22) hesabı	67

ÖNSÖZ

Bilimsel anlamda her zaman, her türlü yardımı tüm içtenliğiyle sunan çok değerli danışman hocam Prof. Dr. Asuman AYDIN'a, karşılaştığım tüm zorluklara rağmen yılmadan, sabırla bu çalışmayı yürütmemde verdiği destek için şükranlarımı sunarım. Ayrıca yaşamımın her alanında olduğu gibi özellikle eğitim hayatımda da hiçbir zaman tüm ilgisini ve desteğini esirgemeyen canım aileme yüksek lisans çalışmalarım boyunca gösterdikleri özveri için sonsuz teşekkürler.

Balıkesir, 2011

Neşe YILDIZ

1. GİRİŞ

Son yıllarda gelişen teknolojiyle birlikte yüklü parçacıkların madde ile etkileşimi teorik ve uygulamalı pek çok araştırma alanında önem taşımaktadır. Özellikle yüzey fiziği, nükleer tıp, medikal fizik, radyasyon onkolojisi gibi alanlarda elektron veya pozitronların atomik hedeften saçılmaları incelenerek pek çok konuya ışık tutulmaktadır.

Hedef üzerine belirli bir enerjiyle gelen yüklü parçacıklar ortam içerisinde ilerlerken çok farklı etkileşimler yapar ve bunları gözlemlemek oldukça zordur. Parçacığın hedef madde içerisindeki davranışları istatistiksel karakterde olduğundan Monte Carlo Yöntemi'nden yararlanılarak incelenebilir. Teorik olarak bu yöntem sayesinde parçacığın madde içerisinde ilerlerken yapacağı etkileşimler bilgisayar ortamında canlandırılmaktadır. Parçacığın yapacağı etkileşimler ise esnek saçılma, esnek olmayan saçılma, frenleme ışınımı ve yok olma olaylarıdır. Bu olayların açıklanması ile ilgili olarak diferansiyel ve toplam tesir kesitleri, enerji kayıpları gibi fiziksel büyüklükler hesaplanmaktadır.

Yüklü parçacıkların hedef atomun elektronları ile yapacağı çarpışmalar çok parçacık problemi olduğu için farklı enerji bölgeleri için farklı eşitliklerden yararlanılmaktadır. Enerjinin yükselmesiyle birlikte parçacıkların yapacağı çarpışmaların sayısı on binler basamağında olacağından parçacığın davranışının gözlenmesi çok zaman almakta ve bu yüzden çoklu saçılma yaklaşımından yararlanılmaktadır.

Bu çalışmada bakır ortam üzerine 1.5 - 100 keV kinetik enerjisi ile gelen pozitronların ortam içerisindeki takibi yapılarak çeşitli kalınlıktaki bakır filmlerden geçen ya da geri yansıyan pozitronların geçiş ve geri yansıma olasılıkları elde edilmeye çalışılmıştır.

2. MONTE CARLO YÖNTEMİ

2.1 Simülasyon ve Monte Carlo Yöntemi

Fizikte bazı deneylerin laboratuarda yapılması çok zor, maliyeti yüksek veya tehlikeli olabilir. Bu tür olayların gerçekçi bir modelini bilgisayar ortamında programlayıp inceleyebilmek mümkündür. Simülasyon gerçek bir problemin bilgisayarda çözülen modelidir. Sistemdeki neden - sonuç ilişkilerini bilgisayara taşıyarak, değişik koşullar altında gerçek sisteme ait davranışların bilgisayar modelinde izlenmesini sağlayan bir modelleme tekniğidir [1]. Simülasyon tekniğinin problemlere yaklaşımı sistemin yapısına ve bu yapıya bağımlı olarak kurulacak modele göre değişiklik göstermektedir [2]. Bir sistemin bilgisayar simülasyonunu kurmak ve geçerli olduğunu ispatlamanın maliyeti çok yüksektir. Genel olarak her bir sistem için ayrı bir program yazma gereği vardır. Simülasyon dilleri bu mahsurları bir dereceye kadar ortadan kaldırmıştır. Araştırmacılar simülasyon tekniğini öğrendikten sonra onu analitik yöntemlerin daha uygun olduğu durumlarda da kullanma eğilimindedirler [3].

Bir simülasyon yöntemi olan Monte Carlo yöntemi de, olasılık teorisi üzerine kurulu bir sistemdir. İstatistiksel ve matematiksel tekniklere dayanarak oluşturulmuştur. Bu sayede bir deney veya çözülmesi gereken fiziksel bir olay gelişigüzel sayılar defalarca kullanılarak bilgisayar ortamında canlandırılıp çözülmektedir. Analitik sonuçların kolayca elde edilemediği oldukça karmaşık sistemlerin davranışının anlaşılmasında kolaylık sağlamaktadır. Bu yöntemi ilk defa 1930 yılında İtalyan fizikçi Enrico Fermi yeni keşfedilen nötronun özelliklerini hesaplarken kullanmıştır. Yöntem 2. Dünya Savaşından sonra ise nükleer fizyon

denemelerinde kullanılırken popüler olmuştur. Günümüzde de nükleer fizik, parçacık fiziği gibi pek çok fizik dalı dışında matematik, mühendislik ve ekonomi gibi değişik çalışma alanlarında da sıkça kullanılmaktadır.

Monte Carlo yönteminin amacı düzgün dağılımdan gelişigüzel değişkenler elde etmek ve bunları uygun bir şekilde ilgilenilen dağılıma taşımaktır [4]. Monte Carlo analizindeki giriş parametreleri, giriş değişkenlerinin dağılımının yapısına dayanan gelişigüzel sayı üreticileri ile verilir. Bu işlem çok defa tekrarlanır ve sonuçlar sistemin performansının bir istatistiksel yapısını belirlemek için analiz edilir. Analizin duyarlılığı simülasyonda kullanılan denemelerin sayısına bağlıdır. Deneme sayısı arttıkça duyarlılık artar.

Monte Carlo yöntemi istatistiksel bir yöntem olduğundan dolayı ulaşılan sonuçlar ortalama çözümlerdir ve beklenen değerler için tam olarak kesin bir sonuç elde edilmesi zordur. Olasılık nedeniyle oluşan bu belirsizliği değerlendirmek için gelişigüzel değişkenlerin kullanıldığı çeşitli teknikler vardır.

Monte Carlo yöntemini anlayabilmek için öncelikle olasılıkla ilgili kavramlar üzerinde durulması gerekmektedir.

2.1.1 Gelişigüzel Sayılar

Monte Carlo yöntemi sayesinde örneklenmek istenen bir olay için gelişigüzel sayılar önem taşımaktadır. (0,1) aralığında değerler alan sürekli, düzgün dağılımlı gelişigüzel sayılara ihtiyaç duyulmaktadır. Gelişigüzel davranış gösteren bir olayın simülasyonu için ana program yazmak istenilirse önce gelişigüzel sayı üretmek için bir alt program oluşturulur. Bu alt programdan gelen rastgele sayıya dayandırılarak

ana program geliştirilebilmektedir. Örneğin, ana programda “bulduğun sayı 0.5’ten küçükse toplama yap, büyükse çıkarma yap” şeklinde bir yorum yapılabilir [5].

Matematikte gelişigüzel sayı üretimi için geliştirilmiş çeşitli teknikler mevcuttur. Bu yöntemlerin ortak yönü şudur: İki büyük sayı birbiriyle çarpılıp, diğer bir büyük sayı ile bölümün kalanı alınır. Bu işlem defalarca tekrarlanırsa birbiriyle ilgisi olmayan sayılar üretilmiş olur.

Gelişigüzel sayı üretme yöntemlerinden ilki John Von Neuman’ın “kare ortaları üretici” dir. Bu yöntemde istenilen basamak sayısında keyfi bir başlangıç sayısı seçilir ve bu sayının karesi alınır. Oluşan sayının belli sayıda rakamı alınarak bu sayının tekrar karesi alınır. Böylece devam edilerek bir gelişigüzel sayı dizisi elde edilir. Bu yöntemde kısa yenileme periyodundan dolayı sayıların tekrarlanma olasılığı vardır. Bu yüzden bir diğer yöntem olan “çarpımsal benzerlik yöntemi” geliştirilmiştir [6].

Bu yöntemi kullanarak (0,1) aralığında, eşit olasılıkla dağılmış x_1, x_2, \dots, x_n sayılarını üretmek istersek; önce herhangi bir x_0 başlangıç değerinden başlayarak çarpma ve toplamalarla bir x_1 sayısı üretiriz. Sonra bunu (0,1) aralığına getiririz. Bu x_1 sayısına aynı kuralı uygulayarak x_2 sayısını buluruz. Bu şekilde n. gelişigüzel sayı x_n ise,

$$x_{n+1} = ax_n + b \pmod{c} \quad (2.1)$$

bağıntısı ile bulunan x_{n+1} sayısı giderek gelişigüzel bir hal alır. Bu yöntemde en önemli sorun a, b, c parametrelerinin seçimiyle ilgilidir. Birbirleriyle uygun a, b, c üçlüleri literatürde yer almaktadır [7].

Monte Carlo simülasyonu için çok fazla gelişigüzel sayı gerektiğinden bazen hesaplamalarda problemler meydana gelebilir. Gelişigüzel sayı üreticinin aynı başlangıç sayısı için aynı gelişigüzel sayıları üretmesi bu problemlerden birisidir. Problemin çözümü için programın farklı yerlerinde farklı gelişigüzel sayı üreticileri kullanılabilir veya sayı üreticini geliştirmek için Bays-Durham algoritması kullanılabilir. Bu konuyla ilgili bilgi [8] numaralı referanstan elde edilebilir.

2.1.2 Temel Örnekleme İlkesi

Bir $f(x)$ sıklık fonksiyonu ile belirlenen bir olay taklit edilmek istenirse; $f(x)$ $a \leq x \leq b$ aralığında, her bir x sonucunun ortaya çıkma olasılığı olmak üzere, olayda sonucun x ile $x + dx$ arasında bir değer alma olasılığı

$$P(x)dx = \frac{f(x)}{\int_a^b f(x)dx} \quad (2.2)$$

ile verilir. $P(x)$ fonksiyonuna *Olasılık Yoğunluk Fonksiyonu* adı verilir.

Toplam olasılık yoğunluk fonksiyonu ise,

$$F(x) = \int_a^x P(x')dx' \quad (2.3)$$

şeklinde tanımlanır. $F(x)$ fonksiyonu aracılığı ile buna karşı gelecek x değerleri $P(x)$ olasılık yoğunluğu ile seçilmiş olurlar. q , $(0,1)$ aralığında düzgün dağılımlı gelişigüzel bir sayı olmak üzere;

$$q = F(x) \quad (2.4)$$

buradan x tersine çözümlürse

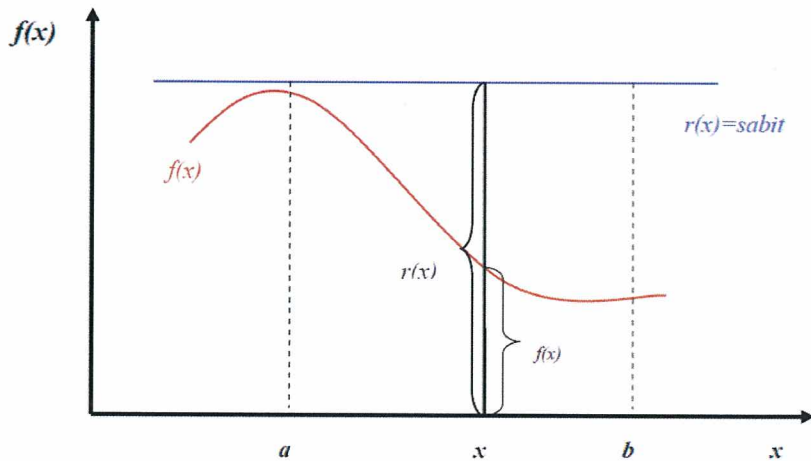
$$x = F^{-1}(q) \quad (2.5)$$

ters dönüşüm denklemi elde edilir. Bu denklemden istenilen x değerleri elde edilebilir. Yani temel örnekleme ilkesi sonucunda $x = F^{-1}(q)$ 'ler yoğunluk fonksiyonuna göre gelen gelişigüzel sayılardır. $f(x)$ fonksiyonun integralinin alınamadığı durumlarda bu yöntemi kullanmak güçleşmektedir.

2.1.3 Reddetme Yöntemi

Temel örnekleme ilkesi kullanılarak her zaman bir dağılımın örneklenmesi mümkün olmayabilir çünkü bazı durumlarda Denklem 2.4 ile verilen $F(x)$ dağılım fonksiyonunun karmaşıklığı nedeniyle tersine ulaşılamamaktadır. Bu nedenle reddetme yöntemi tercih edilmektedir.

$a \leq x \leq b$ aralığındaki bir $f(x)$ sıklık fonksiyonu ile belirlenen olayı reddetme yöntemiyle örnekleme çalışalım. Bunun için $r(x) = \text{sabit}$ dağılımından yararlanılır.



Şekil 2.1 Temsili $f(x)$ ve $r(x) = \text{sabit}$ dağılımları

$r(x)=sabit$ dağılımına Temel Örnekleme İlkesi kolayca uygulanabilir. Şekil 2.1’de görüldüğü gibi $r(x)=sabit$ ’tir. Düzgün dağılımlı olarak türetilen x değerleri $f(x)$ dağılımlıdır. Şekilde görülen $r(x)=sabit$ dağılımının örneklemeyle elde edilen düzgün dağılımlı x değerlerinden, $f(x)$ ile x eksenleri arasında kalanları kabul edilip, diğerleri reddedilerek $f(x)$ dağılımı örneklemeyle elde edilmiştir.

Yöntemin verimi,

$$\text{Verim} = \frac{\int_a^b f(x) dx}{\int_a^b r(x) dx} \quad (2.6)$$

olarak ifade edilmektedir.

Verimi yükseltmek için, sıklık fonksiyonu $f(x)$, maksimum değerine bölünerek $g(x) = \frac{f(x)}{f(x)_{\max}}$ fonksiyonu elde edilir. Bu $g(x)$ dağılımını örten $r(x)$ dağılımı da $r(x)=1$ şeklinde seçilir. $r(x)=1$ dağılımına Temel Örnekleme İlkesi uygulanırsa,

$$x = a + q(b-a) \quad (2.7)$$

elde edilir. Buradan bir q türetilerek bir x değeri elde edilir. Bulunan bu x değerinin sıklığının $f(x)$ olma olasılığı $g(x) = \frac{g(x)}{r(x)}$ ’dir. İkinci bir q türetilerek,

$$q \leq g(x) \quad (2.8)$$

şartına bakılır. Bulunan x , bu şart sağlanırsa kabul edilir, sağlanmazsa reddedilir ve işlem tekrarlanır. Böylece, düzgün dağılımlı x değerlerinden $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir [9].

2.1.4 Ortalama Yöntemi

Bu yöntem de gelişigüzel seçilen noktalar üzerinde işlemler yapar. Reddetme yönteminden farklı olarak, alan taramak yerine, seçilen noktalardaki fonksiyonun değerleri, aranılan integralin bulunmasında kullanılır.

$$I = \int_a^b f(x) dx \quad (2.9)$$

denklemini ele alalım. V bölgenin hacmi olmak üzere ve

$$g(x) = \begin{cases} 1 & x \text{ değişkeni bölgenin içinde} \\ 0 & \text{diğer} \end{cases} \quad (2.10)$$

dir.

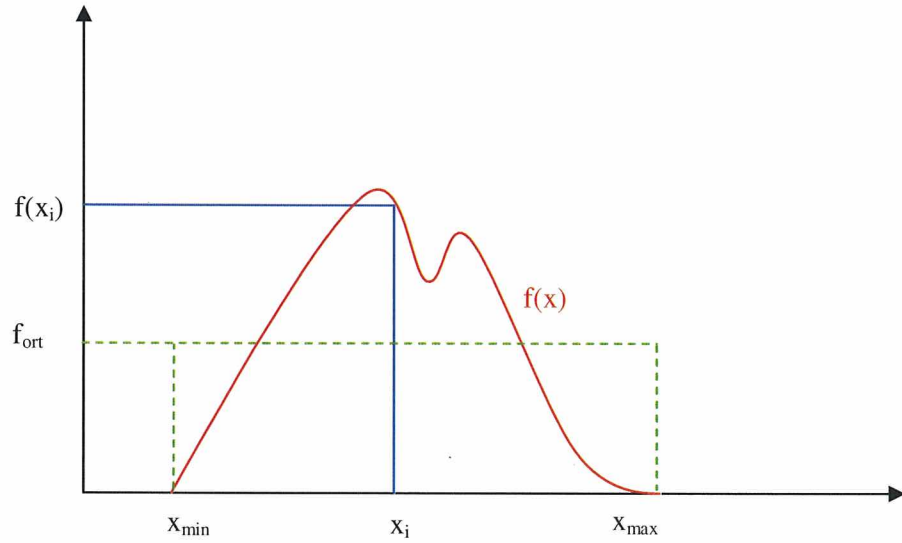
Bu denklemi verimli bir yaklaşım ile şu şekilde yazabiliriz,

$$I = \int_a^b f(x) g(x) dx = \frac{1}{V} \int_a^b f(x) g(x) V dx \quad (2.11)$$

Bu ifade, x gelişigüzel değişkeninin bölge içerisinde düzgün dağıldığı durum için, $h(x) = g(x)f(x)V$ fonksiyonunun beklenen değeri olarak yorumlanabilir. Bu yaklaşım altında,

$$I \approx \frac{1}{n} \sum_i^n h(x_i) = \frac{V}{n} \sum_i^n f(x_i) \quad (2.12)$$

yazılabilir.

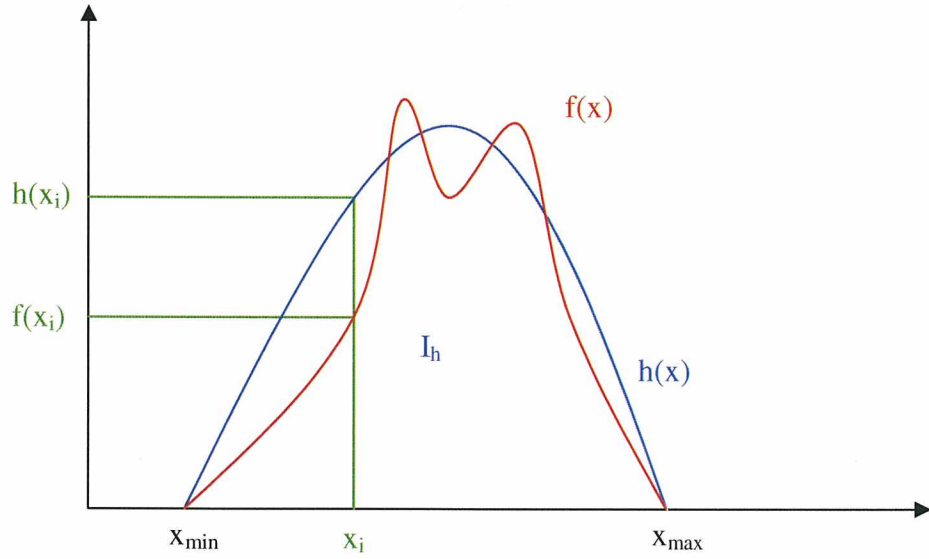


Şekil 2.2 Ortalama yöntemi

Bu yöntem çok hızlı ve basit kullanımı olduğundan oldukça avantajlı bir yöntemdir fakat uygulanabilirliği, fonksiyonun analitik bir ifadesi olması gerektiğinden kısıtlıdır [10].

2.1.5 Kontrol Değişkeni Yöntemi

Bu yöntemde, integrali alınmak istenen $f(x)$ fonksiyonuna oldukça yakın, bir $h(x)$ fonksiyonu kullanılır. Bu yardımcı fonksiyonun integral değeri, fonksiyonumuzdan daha kolay hesaplanabilir veya çözümü bilinen bir fonksiyon olmalıdır [10].



Şekil 2.3 Kontrol değişkeni yöntemi

Böylelikle seçilen her gelişigüzel noktada, iki fonksiyonun farkından, integral değerleri arasındaki fark kestirilmeye çalışılır. Elde edilen değer bilinen $h(x)$ fonksiyonun integral değerine eklenir, aranılan $f(x)$ fonksiyonun integral değerine ulaşılmaya çalışılır. $h(x)$ fonksiyonunun integral değeri,

$$I_h = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} h(x) dx \quad (2.13)$$

dir.

3. YÜKLÜ PARÇACIKLARIN MADDE İLE ETKİLEŞMELERİ

3.1 Tesir Kesiti

Bir hedefe gelen parçacık demetinin, hedef atomlarıyla etkileşme olasılığını ifade etmek için tesir kesiti kavramı kullanılır. Yani tesir kesiti etkileşmelerin gerçekleşme olasılığını ifade etmenin matematiksel bir yoludur. Bir hedef ortama gelen parçacık demetindeki her parçacık hedefin belli bir kesiti ile etkileşir. Gelen parçacık ulaştığı hedefte ne kadar büyük bir kesit görürse, etkileşme olasılığı o kadar büyük olacaktır. Bu olasılık *tesir kesiti* kavramı ile ifade edilir. Tesir kesiti ifadesi gelen parçacık demeti ile hedef arasında gerçekleşen etkileşme türüne, hedef maddenin atom numarasına, gelen parçacığın türüne ve enerjisine bağlıdır.

σ “mikroskopik tesir kesiti” dir. Birimi barn’dır ve b ile sembolize edilir.

$$1b=10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (3.1)$$

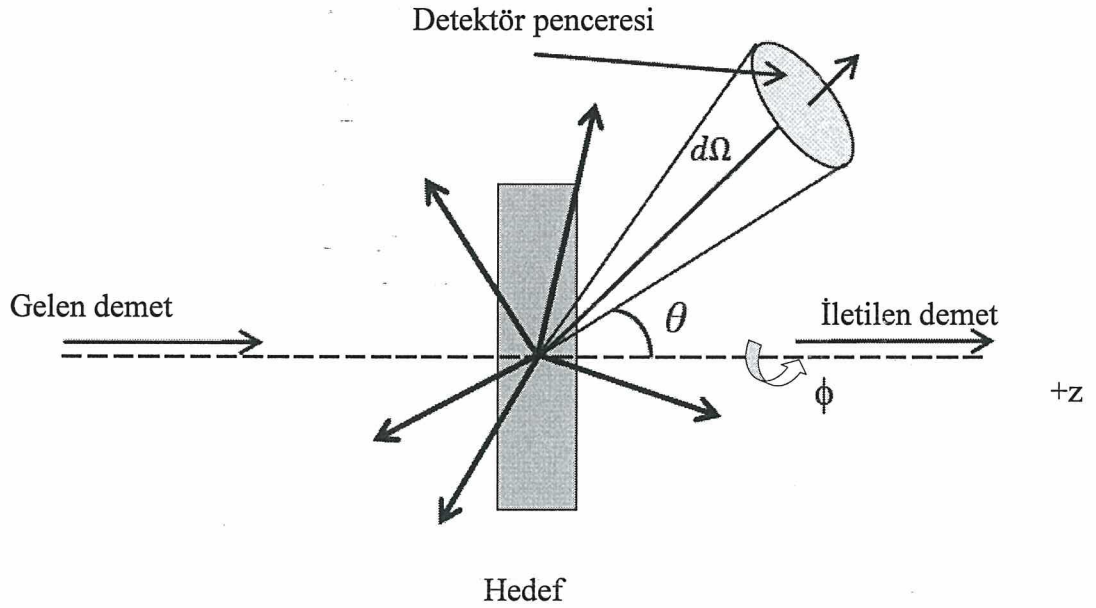
dir. *Makroskopik tesir kesiti* ifadesi ise

$$n = \frac{\rho N_A}{A} \text{ olmak üzere} \quad (3.2)$$

$$\mu = n\sigma \quad (3.3)$$

şeklindedir. Birimi cm^{-1} dir. Burada, n; hedef ortamın birim hacimdeki atom sayısı, ρ ; hedef ortamın yoğunluğu, N_A ; Avagadro sayısı, A; ortamın kütle numarasıdır.

Saçılma meydana geldikten sonra tesir kesiti farklı açılar için farklı değerler alır. Bunun için açıya bağlı başka bir tesir kesiti tanımlanır. Bu yeni tesir kesitine diferansiyel tesir kesiti denir ve birim katı açı başına düşen tesir kesiti olarak ifade edilir. Diferansiyel tesir kesiti bir etkileşimde θ gelme açısı doğrultusundaki $d\Omega$ katı açısı içinde saçılan parçacık sayısının, gelen parçacık sayısına oranının ölçüsüdür. Gelen parçacığın birim katı açı başına saçılma ihtimali olarak da tanımlanır.



Şekil 3.1 Saçılma olayı

Şekil 3.1’de görüldüğü gibi bir hedef üzerine gelen parçacık demetinin gidiş yönü z- eksenini olarak alınsın. Saçılma olayını gözlemek amacı ile kullanılan bir detektör, küresel koordinatları (r, θ, ϕ) olan bir noktaya konulmuş olsun. Genellikle her detektörün etkin bir kesit alanı vardır. Bu etkin alana dS dersek, bunun gördüğü katı açı $d\Omega$,

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} = \sin\theta d\theta d\phi \quad (3.4)$$

eşitliği ile verilir.

Birim zamanda birim kesit alanından dik olarak geçen parçacık sayısına akı adı verilir ve J ile gösterilir. $d\Omega$ katı açı içine birim zamanda birim kesit alanından dik olarak geçen saçılan parçacık sayısı dN olsun. Bir saçılma olayında diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN}{J} \quad (3.5)$$

ile tanımlanır. Diferansiyel tesir kesitinin tüm açılar üzerinden integrali alınırsa,

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (3.6)$$

toplam tesir kesiti ifadesine ulaşılır.

(3.4) ifadesi (3.6)'da yerine yazılırsa,

$$\sigma = \iint \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\phi \quad (3.7)$$

$$\sigma = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} \frac{d\sigma(\theta, \phi) \sin\theta d\theta}{d\Omega} \quad (3.8)$$

olur.

3.2 Etkileşme Türleri

Genel olarak, yüklü parçacıklar madde içerisinde geçerken enerji kaybı ve geliş doğrultularından sapmaları gibi iki ana özellikle karakterize edilirler. Bu etkiler öncelikle maddenin atomik elektronları ile esnek olmayan çarpışması ve çekirdekte esnek saçılmasının sonucudur. Bu çarpışmalar maddede birim uzunluk başına pek çok kere meydana gelmektedir. Bunların dışında ayrıca Cherenkov ışınması ve bremsstrahlung (frenleme ışınımı) diğer gerçekleşebilecek etkileşme türleridir. O halde yüklü parçacıkların bir ortamdan geçişleri esnasında meydana gelen yüklü parçacık-atom çarpışmalarını incelemek istersek parçacığın yapacağı etkileşmeleri esnek saçılma, esnek olmayan saçılma, frenleme ışınımı (bremsstrahlung), yok olma olayı şeklinde sıralayabiliriz. Yok olma olayı sadece pozitronların belli bir enerjiden sonra gerçekleştirdikleri olaydır. Bu çalışmada enerji üst sınırı olan 100 keV değerinde yok olma olayı olasılığı [11] referansından yararlanarak 2.243×10^{-6} hesaplanmıştır.

Yok olma olayı olasılığı çalışılan enerji bölgesinde çok düşük olduğundan ihmal edilmiştir. Frenleme ışınımı da belli bir enerji üst sınırında ($E > 1 \text{ MeV}$) meydana gelmektedir. Gelen parçacığın enerji üst sınırına bağlı olarak frenleme ışınımı da ihmal edilebilir.

Elektronların ve pozitronların madde içerisindeki etkileşimleri hemen hemen aynıdır. Bu hafif yüklü parçacıklar aynı enerjili ağır yüklü parçacıklarla kıyaslandığında kütleleri daha küçük olduğu için daha hızlı hareket ederler.

3.2.1 Atomik Elektronlarla Esnek Çarpışma

Gelen elektron, hedef atomun elektronlarının alanında esnek bir şekilde sapar. Bunun sonucunda enerji ve momentum korunur ve atomik elektrona transfer edilen enerji genellikle onun bağlanma enerjisinden daha küçüktür. Bu yüzden etkileşme aslında bir bütün olarak atomla olur. Bu tür çarpışmalar çok düşük enerji (<100 eV) ile gelen elektronlar için geçerlidir [12].

3.2.2 Çekirdekle Esnek Çarpışma

Bu tür saçılmada gelen parçacık çekirdeği uyardan ya da radyasyon yayınlamadan çekirdekten elastik bir şekilde sapar. Gelen parçacık sadece çekirdek ile arasındaki momentum korunumu için gerekli kinetik enerjiyi kaybeder. Bu enerji eV basamağında olduğundan çarpışmada enerji kaybı yok sayılır [12].

İlerleyen bölümlerde bu çalışmada esnek saçılmanın incelenmesi esnasında kullanılan ifadeler ve yöntemler açıklanmaktadır.

3.2.3 Atomik Elektronlarla Esnek Olmayan Çarpışma

Esnek olmayan saçılmayı esnek saçılmadan ayıran temel fark parçacığın esnek saçılmada olduğu gibi kuantum durumlarının korunmuyor olmasıdır. Belli bir E enerjisi ile hedef ortama giren parçacık yapacağı esnek olmayan saçılma sonrasında başlangıçta sahip olduğu E enerjisinin bir kısmını kaybetmektedir.

Gelen parçacık hedef atomun elektronu ile çarpıştıktan sonra enerjisinin tamamını hedef atomun elektronuna aktarabilir. Hedef atomun elektronu ise ya bir uyarılmış duruma geçer ya da iyonize olur. Gelen elektron, daha önce ortamda esnek

olmayan çarpışmalar sonucunda iyonlaşmış olan atomların yani iyonların elektronlarıyla da esnek olmayan çarpışma yapabilir ve onları uyarabilir. Böyle iyonlara uyarılmış iyon denilmektedir [12].

3.2.4 Çekirdekle Esnek Olmayan Çarpışma

Gelen elektron, çekirdeğe kadar ulaşıp yakalanmama durumunda enerjisinin bir kısmını kaybederek yolundan sapar. Bu çarpışmada nükleer uyarılma olasılığı vardır fakat bu olasılık ışınma olayı olasılığından çok daha küçüktür. Çünkü ancak gelen parçacığın enerjisi çok yüksekse çekirdeğe kadar ulaşabilir ve çekirdeğe ulaşabilen parçacığın bremsstrahlung ışınması ile enerji kaybetme olasılığı çok yüksektir. Dolayısı ile gelen parçacığın çekirdekle esnek olmayan çarpışma yapma olasılığı bremsstrahlung ışınması yapma olasılığından çok daha küçüktür [12].

3.3 Esnek ve Esnek Olmayan Saçılma Diferansiyel ve Toplam Tesir Kesiti Hesapları

Esnek saçılma, parçacığın hedef atomları ile yaptığı etkileşme sonunda enerji kaybı yaşamadığı saçılmadır. Etkileşme sonucunda parçacık sadece geliş doğrultusundan belli bir açıyla sapmaktadır. Esnek saçılma ile ilgili olarak pek çok araştırmacı tesir kesiti için çeşitli hesaplama teknikleri öne sürmüştür. Bunlardan birisi kısmi dalga açılımıyla yapılan hesaplamalardır. Bu hesaplamalar çok sayıda faz kayması içerdiğinden uzun kuantum mekaniksel işlemler gerektirir. Kısmi dalga hesaplamaları esnek saçılan elektron ve pozitronların farklı açısal dağılımlarını ön görmektedir. Pozitronlar için bu yöntemle yapılan tesir kesiti hesaplarına örnekler [13 - 19] numaralı referanslarda verilmektedir.

Son yıllarda nükleer fizik, nükleer tıp, yüzey fiziği, medikal fizik gibi alanlarda yapılan çalışmalarda parçacıkların özellikle esnek olmayan saçılmaları sonucu kaybettikleri enerji miktarı, durdurma gücü, ortalama serbest yol gibi ifadelerin tespiti oldukça önem taşımaktadır.

Parçacıkların toplam esnek olmayan saçılma tesir kesitlerini ve dolayısı ile diğer ifadeleri (enerji kaybı, durdurma gücü vs.) belirleyebilmek adına pek çok model öne sürülmüştür. Bunlardan birisi Bethe teorisidir. Bu teori hızlı elektronların serbest atomdan saçılmasını dikkate almaktadır. Düşük enerji bölgelerinde geçerliliğini yitiren teori gelen parçacığın enerjisinin 10 keV'in üzerinde olduğu durumlarda kullanılır [20].

Daha sonra Bethe'nin çalışmalarından yararlanarak Liljequist [21] diferansiyel esnek olmayan saçılma tesir kesiti için,

$$\frac{d\sigma}{dWdQ} = \frac{\pi e^4}{E_k} \frac{1}{WQ} \frac{df(W, Q)}{dW} \quad (3.9)$$

eşitliğini öne sürmüştür. Burada $\frac{df(W, Q)}{dW}$ ifadesi genelleştirilmiş osilatör şiddet yoğunluğudur (GOS). Hedef ortamın karakteristik özellikleri ile ilgili bilgi verir.

Liljequist [22] kuantum mekaniksel hesaplamalar sonucunda GOS için,

$$\frac{df(W, Q)}{dW} = \sum_i^M f_i F(W_i; Q, W) = \int_0^\infty \frac{df(W)}{dW} F(W_i; Q, W) \quad (3.10)$$

eşitliğini tanımlamıştır. Burada, W_i rezonans enerjisi, Q geri tepme enerjisi, W enerji kaybı ve $F(W_i; Q, W)$ i. kabuğun uyarma spektrumudur.

Esnek olmayan uyarmalar Bohr'a göre [23] rezonans tipi etkileşmeler ve serbest etkileşmeler olmak üzere ikiye ayrılmaktadır. Rezonans tipi etkileşmeler ($Q < W_i$) parçacığın hedef atomun iç kabuk (bağlı) elektronları ile yaptıkları etkileşmelerdir. Bu tür etkileşmelerde momentum transferi küçük ve enerji transferi de bağlanma enerjisi mertebesinde olan etkileşmelerdir. Serbest etkileşmeler ise ($Q > W_i$) valans elektronları (serbest elektronlar) ile olan etkileşmelerdir. Q 'nun 0 olduğu durumda GOS, (OOS) optik osilatör şiddet yoğunluğuna indirgenmektedir. Daha sonraki yıllarda bazı araştırmacılar tarafından OOS veri modeli geliştirilerek çeşitli optik veri modelleri öne sürülmüştür. Böylelikle esnek olmayan saçılma tesir kesiti hesabı hakkında ileri bir adım atılmıştır [24 - 27].

Dielektrik teori, parçacıkların durdurma gücü, esnek olmayan saçılma tesir kesiti gibi büyüklüklerin hesabıyla ilgili çalışmalarda öne sürülen başka bir teoridir. Maddelerin dielektrik özelliklerine ihtiyaç duyar, maddede yüklü parçacıkların enerji kaybını dikkate alan bir teoridir. Dielektrik teoriye dayanarak yapılan hesaplamalar sonucu Lindhard [28],

$$\frac{dE}{dX} = -\frac{Z_1 e^2}{\pi v^2} \text{Im} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \int_{-kv}^{kv} w dw \left(\frac{1}{\varepsilon(k, w)} - 1 \right) \quad (3.11)$$

eşitliğini tanımlamıştır.

Fano [29] tarafından sunulan bir başka ifade ise,

$$\frac{d^2 \sigma}{dQ dW} = \frac{\pi e^4}{E} \frac{1}{WQ} \frac{2W}{\pi \Omega_p^2} Z \text{Im} \left(-\frac{1}{\varepsilon(Q, W)} \right) \quad (3.12)$$

dir.

4. BAKIR ORTAM İÇİN TESİR KESİTLERİ

4.1 Bakır Ortam İçin Esnek Saçılma Tesir Kesiti Hesabı

Bu çalışmada bakır ortam içerisinde ilerleyen pozitronların 10 - 100 keV enerji aralığında esnek saçılma toplam tesir kesiti hesabı için kısmi dalga hesaplamalarından daha pratik olan spin-rölativistik faktör içeren perdeli Rutherford diferansiyel tesir kesiti ifadesinden yararlanılmıştır [30].

$$\frac{d\sigma(\theta, E)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{Ruth}(\theta, E)}{d\Omega} K_{scr}(\theta, E) K_{rel}(\theta, E) \quad (4.1)$$

İlk terim perdeli olmayan diferansiyel Rutherford tesir kesiti

$$\frac{d\sigma_{Ruth}(\theta, E)}{d\Omega} = Z^2 r_e^2 \frac{1 - \beta^2}{\beta^4} \frac{1}{(1 - \cos \theta)^2} \quad (4.2)$$

dir.

İkinci terim, perdeleme düzeltmesini içeren terim

$$K_{scr}(\theta, E) = \left(\frac{1 - \cos \theta}{1 - \cos \theta + 2\eta} \right)^2 \quad (4.3)$$

dir. (4.2) ve (4.3) ifadeleri (4.1) denkleminde yazılırsa,

$$\frac{d\sigma(\theta, E)}{d\Omega} = Z^2 r_e^2 \frac{1 - \beta^2}{\beta^4} \frac{1}{(1 - \cos \theta + 2\eta)^2} K_{rel}(\theta, E) \quad (4.4)$$

elde edilir [12].

Bu ifadede θ saçılma açısı, E gelen pozitronun kinetik enerjisi, $Z=29$, r_e klasik elektron yarıçapı, β pozitronun ışık hızı cinsinden sahip olduğu hız, η perdeleme açısı ve $K_{rel}(\theta, E)$ spin-rölativistik etkileri içeren üçüncü terimdir [31].

Pozitronlar için perdeleme açısı η , Nigam ve Mathur tarafından 2. Born yaklaşımı kullanılarak hesaplanmıştır [32].

$$\eta_{II} = \frac{1}{4} \chi_0^2 \left\{ 1 + 2\alpha \chi_0 \left[\frac{1-\beta^2}{\beta} \ln \chi_0 + \frac{0.231}{\beta} + 1.448\beta \right] \right\}^2 \quad (4.5)$$

dir.

$$\alpha = -\frac{29}{137} \quad (4.6)$$

Denklem (4.6) bakır ortamda ilerleyen pozitronlar için ince yapı sabitidir.

Bakır ortamda ilerleyen elektronlar için ince yapı sabiti ise,

$$\alpha = +\frac{29}{137} \quad (4.7)$$

dir.

Denklem (4.5)'deki

$$\chi_0 = 1.12 \frac{\hbar}{p} [29^{1/3} / (0.885a_0)] \quad (4.8)$$

dir.

$$p = m_0 c [\beta^2 / (1 - \beta^2)]^{1/2} \quad (4.9)$$

rölativistik momentumdur.

10 keV'in altındaki enerjilerde 2. Born yaklaşımı perdeleme açısı düzensiz davranmaktadır. Çoğu araştırmacı bu bölgede 1. Born yaklaşımını kullanır. 1. Born yaklaşımı ile elde edilen ifade

$$\eta_1 = \frac{\chi_0^2}{4} \quad (4.10)$$

dir.

Denklem (4.10)'da görüldüğü gibi perdeleme açısı için 1. Born yaklaşımı elektron-pozitron farkı içermemektedir. Perdeleme açısı η esnek saçılan pozitronların açısal dağılımını etkileyen önemli bir parametredir ve elektronlar için açısal dağılım pozitronlarınkinden farklıdır. Bu fark hesaplara η 'nın 10 – 100 keV aralığındaki değerlerinin enerjiye bağlı ifadesinin sürekli bir fonksiyonunu düşük enerji bölgesine (80 eV – 10 keV) extrapole ederek katılmıştır. 80 eV için $\eta=0.5$ ve 10 – 100 keV aralığında 2. Born yaklaşımıyla hesaplanan değerler üzerine

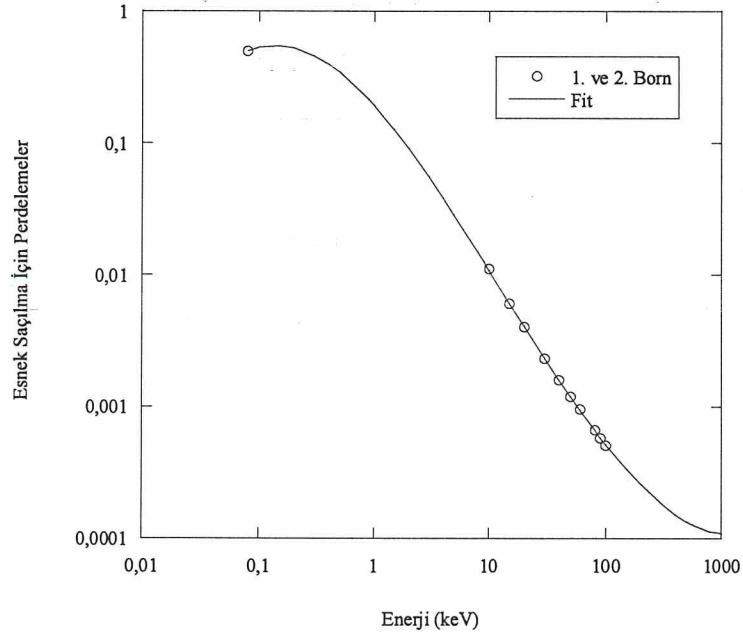
$$\eta = \exp(p_1 + p_2 x + p_3 x^2 + p_4 x^3) \quad (4.11)$$

eşitliği fit edilmiştir.

Burada $x = \ln E(\text{keV})$ olmak üzere,

$$\begin{aligned} p_1 &= -1.64254 \\ p_2 &= -0.96685 \\ p_3 &= -0.17585 \\ p_4 &= 0.0230050 \end{aligned} \quad (4.12)$$

dir. Perdeleme açısı için elde edilen Denklem (4.11)'in enerjiye bağlı değişimi Şekil 4.1'de gösterilmektedir.



Şekil 4.1 Enerjiye bağlı perdeleme açıları

$K_{rel}(\theta, E)$ faktörü Mott tesir kesitinin Rutherford tesir kesitine oranı olarak tanımlanır ve Mott teorisiyle verilir [33]. Bu teori rölativistik etkileri hesaba katar. Spin rölativistik düzeltme faktörü için Dogget - Spencer [34] tarafından bakır ortam için hesaplanan σ / σ_R değerlerinden yararlanılmıştır.

Denklem (4.4)'deki rölativistik düzeltme faktörü için analitik bir ifadeye ihtiyaç olduğundan,

$$K_{rel}(\theta, E) = p_1 + p_2\theta + p_3\theta^2 + p_4\theta^3 \quad (4.13)$$

fonksiyonu yardımıyla Dogget – Spencer'dan alınan saçılma açıları ve enerjiye karşılık gelen değerlere iki aşamalı fit yapılarak,

$$\begin{aligned} p_1 &= 0.99937 - 0.0092736E + 0.00528633E^2 + 0.000820380E^{1/2} \\ p_2 &= 0.0519791 + 0.46548E - 0.0738996E^2 - 0.65601E^{1/2} \\ p_3 &= 0.0428536 - 0.0975842E + 0.0760485E^2 - 0.15567E^{1/2} \\ p_4 &= -0.00894269 + 0.0196232E - 0.0193373E^2 + 0.044670E^{1/2} \end{aligned} \quad (4.14)$$

eşitlikleri elde edilmiştir. Burada E (MeV) olmak üzere pozitronun kinetik enerjisidir.

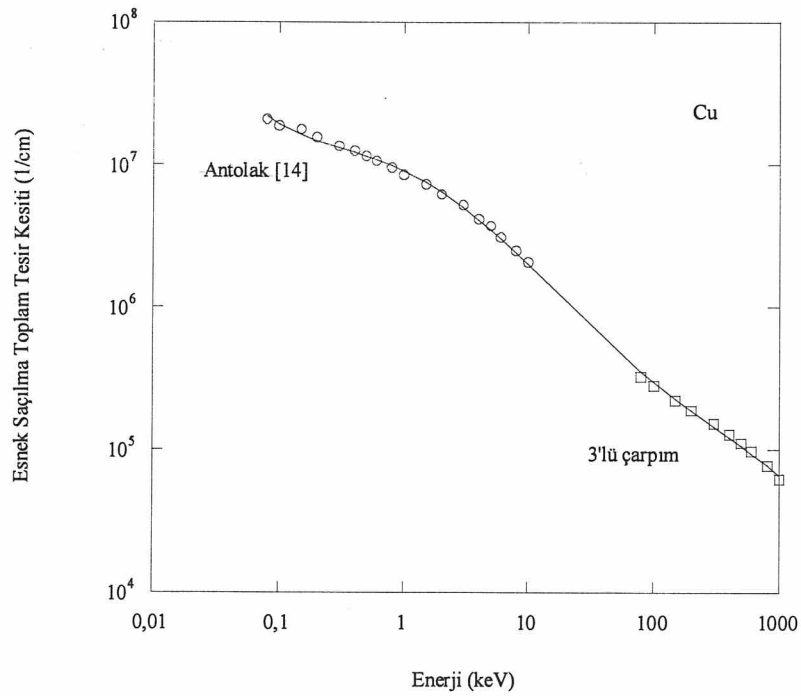
Esnek saçılma toplam tesir kesiti hesabında, $K_{rel}(\theta, E)$ ifadesi gelen parçacığın enerjisi 5 keV'den büyük olduğunda hesaplanmış, 5 keV'den küçük olduğu durumda ise 1 alınmıştır.

Daha önce Denklem (4.4) ile verilen esnek saçılma diferansiyel tesir kesiti eşitliği integre edilirse,

$$\mu_e(\theta, E) = nZ^2r_e^2 2\pi \frac{1-\beta^2}{\beta^4} \int_0^\pi \frac{\sin \theta}{(1-\cos \theta + 2\eta)} K_{rel}(\theta, E) d\theta \quad (4.15)$$

esnek saçılma toplam makroskobik tesir kesiti ifadesi elde edilir.

10 - 100 keV enerji aralığında esnek saçılma toplam tesir kesitini hesaplayabilmek için (4.15) ifadesi kullanılmıştır. Düşük enerjilerde ise tesir kesitleri kısmi dalga açılımı ile hesaplanır. Bu çalışmada Antolak ve arkadaşlarının [14] kısmi dalga açılımı hesaplarından yararlanılmıştır. Ga için hesapladıkları toplam tesir kesiti değerleri bakır için $Z(Z+1)$ düzeltmesi yapılarak kullanılmıştır. Denklem (4.15) ile 80 - 1000 keV enerji aralığında hesaplanan esnek saçılma tesir kesiti değerleri 80 eV - 10 keV düşük enerji aralığında ise Antolak ve arkadaşlarının çalışmasından alınan değerlerle birlikte Şekil 4.2'de verilmiştir.



Şekil 4.2 Esnek saçılma toplam tesir kesitleri

Esnek saçılma toplam tesir kesitinin 80 eV – 100 keV aralığında enerjiye bağlı basit analitik bir ifadesini bulmak güçtür. Çünkü esnek saçılma toplam tesir kesiti hızlı değişen bir fonksiyondur. Enerji ve tesir kesitlerinin logaritmik ifadesi ise basit bir fonksiyondur ve bir kuvvet serisi açılımı olarak ifade edilebilir. Bu nedenle tesir kesitlerinin logaritması, enerjinin logaritmasının fonksiyonu olarak fit yapılmıştır. Böylece esnek saçılma toplam tesir kesiti ifadesi

$$\mu_e(\text{cm}^{-1}) = \exp(p_1 + p_2x + p_3x^2 + p_4x^3 + p_5x^4 + p_6x^5) \quad (4.16)$$

olarak elde edilebilir. Bu fit fonksiyonu Şekil 4.2’de sürekli çizgi ile gösterilmektedir.

Burada $x = \ln [E (\text{keV})]$ olmak üzere,

$$\begin{aligned} p_1 &= 16.02177 \\ p_2 &= -0.41017 \\ p_3 &= -0.10753 \\ p_4 &= -0.012159 \\ p_5 &= 0.00686632 \\ p_6 &= -0.000545756 \end{aligned} \quad (4.17)$$

dir. 80 eV - 100 keV enerji aralığındaki esnek saçılma toplam tesir kesiti değerleri Çizelge 4.1’de verilmektedir.

Çizelge 4.1 Esnek saçılma toplam tesir kesitleri

E (keV)	μ_e (cm ⁻¹)
0.08	2.1927 x10 ⁷
0.1	1.9248 x10 ⁷
0.15	1.6164 x10 ⁷
0.2	1.4739 x10 ⁷
0.3	1.3214 x10 ⁷
0.4	1.2260 x10 ⁷
0.5	1.1526 x10 ⁷
0.6	1.0912 x10 ⁷
0.8	9.9005 x10 ⁶
1	9.0817 x10 ⁶
1.5	7.5507 x10 ⁶
2	6.4736 x10 ⁶
3	5.0474 x10 ⁶
4	4.1419 x10 ⁶
5	3.5151 x10 ⁶
6	3.0553 x10 ⁶
8	2.4259 x10 ⁶
10	2.0156 x10 ⁶
15	1.4265 x10 ⁶
20	1.1128 x10 ⁶
30	7.8607 x10 ⁵
40	6.1768 x10 ⁵
50	5.1487 x10 ⁵
60	4.4544 x10 ⁵
80	3.2747 x10 ⁵
100	2.8459 x10 ⁵

4.2 Bakır Ortam İçin Esnek Olmayan Saçılma Tesir Kesiti Hesabı

Bu çalışmada bakır ortam için esnek olmayan saçılma tesir kesiti hesabını yaparken Liljequist modeli kullanılmıştır. Liljequist modelinde makroskobik tesir kesiti,

$$\mu_{eo} = nZ_i 2\pi r_e^2 \frac{m_0}{\beta^2} \sum_{i=1}^M \left[\frac{1}{W_i} \ln \left(\frac{W_i}{Q_{\min}} \right) - \frac{1}{E_k} + \frac{1}{W_i} \right] \quad (4.18)$$

ifadesi ile verilmiştir [21]. Bu ifadeyi kullanırken gerekli parametreler Çizelge 4.2’de görüldüğü gibidir. Bu değerler Liljequist’in çalışmasından alınmıştır [21].

Çizelge 4.2 Denklem (4.18) için gerekli parametreler

Kabuk	Z_i	$E_{bi} (eV)$	$W_i (eV)$
1s	2	8980	17197
2s	2	1096	2099
2p	6	937	1794
3s	2	120	230
3p	6	74	142
3d4s	11	7,73	50

Çizelge 4.2’deki değerlerden yararlanarak bakır ortamın 6 kabuğu için esnek olmayan saçılma toplam tesir kesiti değerleri hesaplanmıştır.

Çizelge 4.3 Esnek olmayan saçılma toplam tesir kesitleri

E (keV)	μ_{eo} (cm ⁻¹)
0.08	5.1730 x10 ⁷
0.1	4.6296 x10 ⁷
0.15	3.6302 x10 ⁷
0.2	2.9735 x10 ⁷
0.3	2.1795 x10 ⁷
0.4	1.7210 x10 ⁷
0.5	1.4236 x10 ⁷
0.6	1.2155 x10 ⁷
0.8	9.4370 x10 ⁶
1	7.7432 x10 ⁶
1.5	5.4094 x10 ⁶
2	4.2087 x10 ⁶
3	2.9825 x10 ⁶
4	2.3569 x10 ⁶
5	1.9756 x10 ⁶
6	1.7180 x10 ⁶
8	1.3902 x10 ⁶
10	1.1889 x10 ⁶
15	9.1139 x10 ⁶
20	7.6597 x10 ⁵
30	6.1213 x10 ⁵
40	5.2966 x10 ⁵
50	4.7713 x10 ⁵
60	4.4020 x10 ⁵
80	3.9079 x10 ⁵
100	3.5851 x10 ⁵

Esnek saçılma toplam tesir kesiti hesabında anlatıldığı gibi elde edilen bu tesir kesitlerinin logaritması enerjinin logaritmasının fonksiyonu olarak fit yapılır. Fit fonksiyonu,

$$\mu_{eo} (\text{cm}^{-1}) = \exp(p_1 + p_2x + p_3x^2 + p_4x^3 + p_5x^4) \quad (4.19)$$

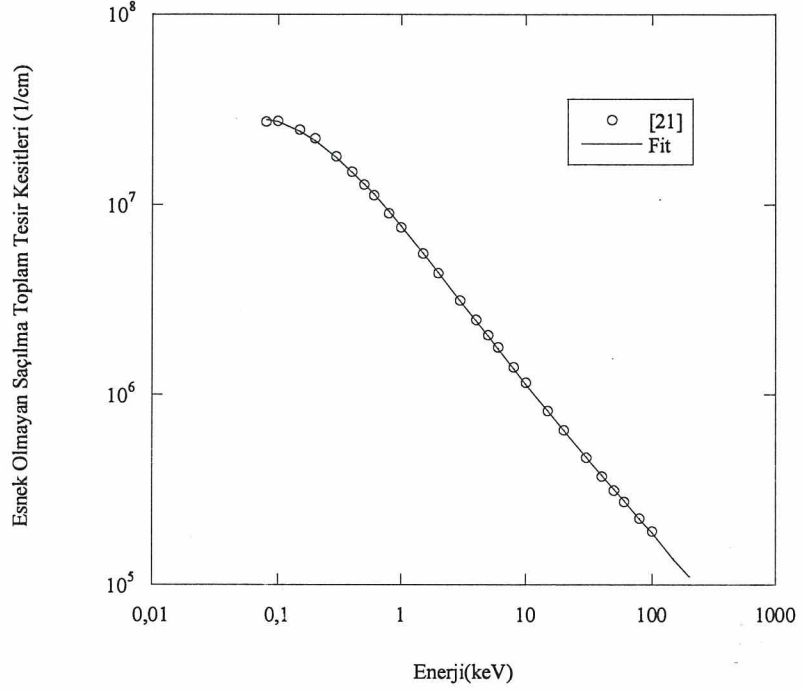
dir. Bu ifadede $x = \ln E$ (keV) dir.

Ayrıca parametreler,

$$\begin{aligned} p_1 &= 15.86233 \\ p_2 &= -0.78021 \\ p_3 &= -0.0535935 \\ p_4 &= 0.0173896 \\ p_5 &= -0.00152161 \end{aligned} \quad (4.20)$$

dir.

80 eV - 100 keV enerji aralığında hesaplanan esnek olmayan saçılma toplam tesir kesitleri ve bu değerlere yapılan fit Şekil 4.3'de görülmektedir.



Şekil 4.3 Esnek olmayan saçılma toplam tesir kesitleri

4.2.1 Esnek Olmayan Saçılma Enerji Kaybı Hesapları

Esnek olmayan saçılmada meydana gelen enerji kaybı (ΔE) hesaplanmadan önce saçılmanın hangi kabuktan gerçekleşeceği belirlenmelidir. Bunun için Gryzinski'nin esnek olmayan diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma(\Delta E)}{d\Delta E} = \frac{\pi e^4 n_e E_b}{\Delta E^3 E_k} \left(\frac{E_k}{E_k + E_b} \right)^{3/2} \left(1 - \frac{\Delta E}{E_k} \right)^{E_b / (E_b + \Delta E)} *$$

$$\left\{ \frac{\Delta E}{E_b} \left(1 - \frac{E_b}{E_k} \right) + \frac{4}{3} \ln \left[2.7 + \sqrt{(E_k - \Delta E) / E_b} \right] \right\} \quad (4.21)$$

ifadesinden yararlanılır [35-37]. Burada ΔE pozitronun enerji kaybı, E_b her kabuk için elektron bağlanma enerjisi, n_e de o kabuktaki elektron sayısını temsil eder. Bu değerler bakır ortam için daha önce Çizelge 4.2’de verilmiştir. Gryzinski’nin [35-37] uyarma fonksiyonundan her kabuk için tesir kesiti değerleri hesaplanır. Gryzinski’nin önerdiği toplam tesir kesiti ifadesi ise Denklem (4.21)’in integralinin alınması ile,

$$\sigma = \frac{\pi e^4 n_e}{E_b^2 u} \left[\frac{u-1}{u+1} \right]^{3/2} \left\{ 1 + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{1}{2u} \right) \ln \left[2.7 + (u-1)^{1/2} \right] \right\} \quad (4.22)$$

şeklini alır. Burada

$$u = \frac{E}{E_b} \quad (4.23)$$

dir.

Her kabuk için bulunan tesir kesiti ifadesinin tüm kabukların tesir kesitinin toplamına oranı o kabuktan saçılma ihtimalini verir. O halde i . kabuktan saçılma ihtimali,

$$p_i = \frac{\sigma_i}{\sum \sigma_i} \quad (4.24)$$

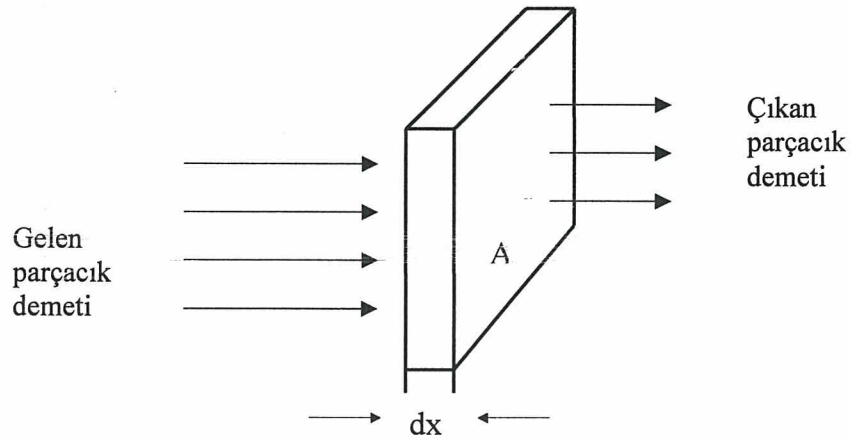
dir. Bakır için her bir kabuktan saçılma ihtimali hesaplandığında elde edilen sonuçlar Bölüm 6’da Çizelge 6.3’de verilmiştir. Esnek olmayan saçılmanın hangi kabuktan gerçekleştiği belirlendikten sonra ΔE enerji kaybı örnekleme için (4.21) ifadesi ile verilen fonksiyona uygun bir zarf fonksiyonu ($1/x^2$) seçilerek reddetme yöntemi uygulanmaktadır. Bununla ilgili ayrıntıya Bölüm 5.3’de yer verilmiştir.

5. YÜKLÜ PARÇACIKLARIN BİR ORTAMDAN GEÇİŞLERİNİN SİMÜLASYONU

5.1 Ortalama Serbest Yol Örneklemesi

I_0 şiddetinde belli bir enerji ile maddesel ortama giren yüklü parçacık, hedef atomun elektronları ile yapacağı ilk çarpışmaya kadar belli bir mesafede ilerler. Parçacığın ilerlediği bu yola “*serbest yol*” adı verilir.

Ortalama serbest yol ifadesini örneklemek için temel örnekleme ilkesinden yararlanılabilir. Bu işlemde önce Şekil 5.1’deki gibi bir maddesel ortamın yüzey alanı A ve kalınlığı dx olan ince bir dilimini ele alalım.



Şekil 5.1 Dilim bir hedefin yüklü parçacık demeti ile etkileşimi

Maddede birim hacimde n tane atom olsun. O halde $A dx$ hacmine sahip dilimde ise toplam $n A dx$ tane atom vardır. Belli bir etkileşme için her atom σ tesir kesitine sahip ise tüm atomların tesir kesiti de $n \sigma A dx$ olur.

Bir etkileşimde hedef madde dilimindeki atomlar ile etkileşen parçacık sayısı dN 'nin gelen parçacık demetindeki parçacık sayısı N ye oranı toplam etkin alanın hedef alana oranıdır ve

$$\frac{dN}{N} = -\frac{nA\sigma dx}{A} = -n\sigma dx \quad (5.1)$$

ifadesi ile verilir. Demetin şiddeti demetteki N parçacık sayısı ile orantılı olduğu için (5.1) ifadesi aynı zamanda gelen parçacık demetinin şiddetindeki azalma oranına da eşittir. Yani madde içinden geçen demetin şiddetinde meydana gelen azalma dI ise,

$$-\frac{dI}{I} = n\sigma dx \quad (5.2)$$

olur. Denklem (5.1) ve (5.2)'nin integre edilmesiyle elde edilen eşitlikler;

$$N = N_0 e^{-n\sigma x} \quad (5.3)$$

$$I = I_0 e^{-n\sigma x} \quad (5.4)$$

dir.

Bu ifadeler bize kalınlık arttıkça dilimden geçen yüklü parçacık demetine ait parçacık sayısının ve şiddetinin üstel olarak azaldığını göstermektedir.

Şimdi temel örnekleme ilkesinden yararlanarak serbest yol örneklemesini yapalım. x ortalama serbest yol ve $\mu = n\sigma$ makroskobik tesir kesiti olmak üzere pozitronun x ile $x+dx$ arasında etkileşme yapma olasılığı,

$$P(x)dx = -\mu \frac{I}{I_0} dx \quad (5.5)$$

$$P(x)dx = -\mu e^{-\mu x} dx \quad (5.6)$$

dir. (2.3)'e göre toplam olasılık yoğunluk fonksiyonu

$$\int_0^x P(x') dx' = \int_0^x -\mu e^{-\mu x} dx \quad (5.7)$$

olur. Denklem (2.5)'e göre,

$$q = e^{-\mu x} \quad (5.8)$$

tersine çözümlerse,

$$x = -\frac{\ln q}{\mu} \quad (5.9)$$

elde edilir ve x ortalama serbest yolu örneklenmiş olur. Görüldüğü gibi ortalama serbest yol, makroskobik tesir kesitinin tersine eşittir.

5.2 Esnek Saçılma Açısız Dağılım Örneklemesi

Örnekleme işlemini yapabilmek için Denklem (4.4) esnek saçılma diferansiyel tesir kesiti ifadesinde, perdeleme terimindeki $\frac{1}{(1 - \cos \theta + 2\eta)^2}$ terimine

Temel Monte Carlo ilkesi uygulanır.

$$q = \frac{\int_0^\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega}{\int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega} \quad (5.10)$$

(5.10) ifadesinde $d\sigma$ ve $d\Omega$ yerine yazılarak gerekli işlemler yapılırsa,

$$q = \frac{\int_0^\theta \frac{\sin \theta d\theta}{(1 - \cos \theta + 2\eta)^2}}{\int_0^\pi \frac{\sin \theta d\theta}{(1 - \cos \theta + 2\eta)^2}} \quad (5.11)$$

$$q = \frac{(1 - \cos \theta)(1 + 2\eta)}{(1 - \cos \theta + 2\eta)} \quad (5.12)$$

elde edilir. Bu ifade (2.5) eşitliğine göre tersine çözüldüğünde

$$\cos \theta = 1 - \frac{2\eta q}{1 - q + \eta} \quad (5.13)$$

sonucuna ulaşılır. Burada η perdeleme açısı için Denklem 4.10 ve 4.11 kullanılmıştır. Ayrıca esnek saçılma açısal dağılım örneklemeğinde, rölativistik düzeltme $K_{rel}(\theta, E)$ zarf fonksiyonu gibi kullanılarak pozitron enerjisi 5 keV'den büyük olduğunda hesaba katılmıştır. Rölativistik düzeltme için önce Denklem 5.13'den $\cos \theta$ örneklenecek θ hesaplandıktan sonra $K_{rel}(\theta, E)$ fonksiyonu bulunur. Bir gelişigüzel sayı q çekilerek $q < K_{rel}(\theta, E)$ koşulu sağlanırsa $\cos \theta$ örneklenmiş olur. Sağlanmazsa yukarıdaki işlemler tekrarlanır.

5.3 Esnek Olmayan Saçılma Enerji Kaybı Örnekleme

Esnek olmayan saçılmanın hangi kabuktan olduğu Bölüm 4.2.1’de anlatıldığı şekilde belirlendikten sonra ΔE enerji kaybı örnekleme için Denklem (4.21) ile verilen Gryzinski fonksiyonu göz önüne alınarak $1/x^2$ zarf eğrisi seçilir.

Temel örnekleme ilkesine göre seçilen bu fonksiyon için,

$$q = \frac{\int_{E_b}^{\Delta E} \frac{dx}{x^2}}{\int_{E_b}^{E_k} \frac{dx}{x^2}} \quad (5.14)$$

yazılır.

İntegral alınıp Denklem (2.5)’e göre tersine çözüm yapılırsa,

$$\Delta E = \frac{E_b}{(1-q) + qE_b / E_k} \quad (5.15)$$

elde edilir.

Denklem (4.21) ile verilen Gryzinski fonksiyonu ve seçilen zarf fonksiyonunun normalize edilmesi gerekir. Bunun için saçılmanın meydana geldiği kabuktaki E_b değerinde

$$\text{norm} = \frac{d\sigma(E_b) / dE_b}{1 / E_b^2} \quad (5.16)$$

ifadesi hesaplanır. ΔE Denklem 5.15'den örneklendikten sonra bu ΔE değeri için Gryzinski ve zarf fonksiyonları hesaplanır ve

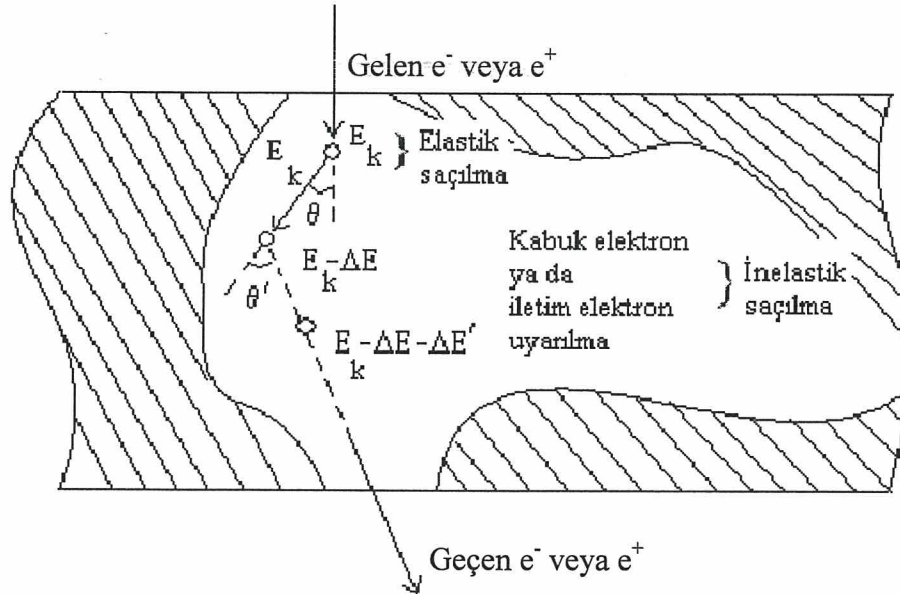
$$\text{oran} = \frac{(d\sigma(\Delta E)/d\Delta E)/(1/\Delta E^2)}{\text{norm}} \quad (5.17)$$

elde edilir.

Daha sonra gelişigüzel sayı q çekilerek eğrinin içinde olup olmadığına bakılır. $q < \text{oran}$ koşulu sağlanmazsa reddedilir ve işlemler baştan tekrarlanır. Eğer koşul sağlanırsa ΔE enerji kaybı örneklenmiş olur.

5.4 Dilim Ortam İçerisinde Parçacık Hareketinin İncelenmesi

Şekil 5.2'deki gibi bir E_k başlangıç enerjisi ile gelen parçacığın ortamdaki hareketini inceleyelim [38].



Şekil 5.2 Parçacığın ortam içerisindeki hareketi

Parçacığımız pozitron olsun. Şekil 5.2’de görüldüğü gibi belirli kalınlıktaki ortama giren pozitron yapacağı ilk çarpışmaya kadar belli bir mesafe ilerler. İlerlediği bu mesafeye ortalama serbest yol denir.

Pozitronun geliş enerjisi için tesir kesiti hesaplanarak, ilk serbest yolu örneklenir. Pozitron aldığı ortalama serbest yoldan sonra hedef ortamın atomları ile etkileşme yapar. Bu etkileşmeler, esnek saçılma, esnek olmayan saçılma, yok olma ve bremsstrahlung ışıması olabilir. Şimdi parçacığın yaptığı etkileşme türünü örneklememiz gerekmektedir. Bu çalışmada seçilen enerji üst sınırı düşük olduğu için sadece esnek ve esnek olmayan saçılmalar ele alınmıştır. O halde parçacık ilk serbest yolunun sonunda esnek ve esnek olmayan saçılmalarından birisini gerçekleştirecektir. Program içinde gelişigüzel sayı yardımıyla etkileşmenin türü örneklenir.

Eğer etkileşme esnek saçılma ise parçacığın başlangıç enerjisinde bir kayıp olmaz ve parçacık geliş doğrultusundan bir θ açısı ile sapar. Parçacığın doğrultusu küresel koordinatlarda kutup açısı θ ve azimut açısı ϕ ile belirlenir.

Kutup açısı, $0 \leq \theta \leq \pi$ ve azimut açısı, $0 \leq \phi \leq 2\pi$ aralığında değişir. Kutup açısı θ Bölüm (5.2)’de temel örnekleme ilkesinden yararlanılarak örneklenmiştir. Esnek saçılma azimut açısı da aynı yöntem kullanılarak,

$$q = \frac{\int_0^{\phi} d\phi'}{2\pi} = \frac{\phi}{2\pi} \quad (5.18)$$

$$\phi = 2\pi q \quad (5.19)$$

olarak örneklenir.

Etkileşme esnek olmayan saçılma ise enerji kaybı ΔE hesaplanmadan önce saçılmanın hangi kabuktan olduğu belirlenir. Pozitronun kalan enerjisi,

$$E' = E_k - \Delta E \quad (5.20)$$

dir. Meydana gelen enerji kaybını örnekleme için yapılan işlemler Bölüm (5.3)'deki gibidir. Ayrıca esnek olmayan saçılma doğrultusunun kutup açısı ikili çarpışma modeline göre [35-37],

$$\sin \theta = (\Delta E / E_k)^{1/2} \quad (5.21)$$

ifadesi yardımı ile hesaplanır.

Parçacık ortama ilk girdiğinde z eksenini doğrultusunda daha önce örneklenen x ortalama serbest yolunu aldıktan sonra (0,0,x) noktasında hedef atomla etkileşir. Etkileşme türüne bağlı olarak inceleme yapılır. Etkileşme esnek ya da esnek olmayan saçılma ise pozitronun saçıldıktan sonraki hareket doğrultusunu bulmak için doğrultman kosinüslerinden,

$$\begin{aligned} \alpha &= \sin \theta \cos \phi \\ \beta &= \sin \theta \sin \phi \\ \gamma &= \cos \theta \end{aligned} \quad (5.22)$$

yararlanılır.

Parçacığın doğrultusu belirlendikten sonra yeniden bir serbest yol alır buna x' diyelim. Ortama ilk girişinden sonra aldığı x serbest yolu gibi x' serbest yolu da örneklendir. Parçacık x' serbest yolundan sonra tekrar hedef ortam atomlarıyla etkileşme yapar. Ortamdaki ilk etkileşmeden sonra yapıldığı gibi tekrar etkileşme

türü örneklenir ve parçacığın yeni hareket doğrultusu belirlenir. Bu belirlemeyi yapabilmek için yeni bir $x' y' z'$ koordinat sistemi seçilir. Pozitronun hareket doğrultusu z' dür. y' eksenini de xoy düzlemine paraleldir. Yeni seçilen bu koordinat sisteminde pozitronun saçılma açıları θ' ve ϕ' olur ve bu açılar yine ilk etkileşmeden sonra örneklediğimiz gibi tekrar örneklenir. Yeni seçilen koordinat sistemine göre doğrultman kosinüsleri ise,

$$\begin{aligned}\alpha' &= \sin \theta' \cos \phi' \\ \beta' &= \sin \theta' \sin \phi' \\ \gamma' &= \cos \theta'\end{aligned}\tag{5.23}$$

dir. Bu ifadeler yardımı ile pozitronun yeni koordinat sistemindeki hareket doğrultusu bulunur.

Koordinat dönüşümlerinin ayrıntıları Ek A'da verilmiştir.

Pozitronun ilk etkileşme yaptığı noktanın koordinatları x_1, y_1, z_1 ise ikinci etkileşmeyi yaptığı koordinatları,

$$\begin{aligned}x_2 &= x_1 + x' \alpha \\ y_2 &= y_1 + x' \beta \\ z_2 &= z_1 + x' \gamma\end{aligned}\tag{5.24}$$

ifadeleri kullanılarak hesaplanır. Yapılan bu işlemler bundan sonra gerçekleşecek diğer etkileşmeler için de tekrarlanır.

Bu çalışmada pozitronların belli kalınlıklardan geçme olasılıkları hesaplanmıştır. Bunun için z düzlemi d mesafesinde kesilerek parçacığın o kalınlıkta yapacağı etkileşmeler takip edilebilir. Parçacık d kalınlığına eşit ya da ondan büyük

bir koordinatta ise ortamı terk etmiş demektir ve ileri geçen parçacık olarak sayılır. Yeni bir pozitron izlenir ve eğer etkileşme noktası z koordinatı d den büyük ya da eşit değilse pozitron ortam içerisinde etkileşme yapıyor demektir bu nedenle ardı ardına etkileşmelerin izlenmesi gerekir. Ortam içerisine gelen pozitron ileri geçene, geri yansıyana ya da belli bir kesilme enerjisinin altına düşene kadar izlenir. Bu çalışmada kesilme enerjisi 50 eV alınmıştır. Parçacık takibi için akış diyagramı Ek B'de verilmektedir.

6. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada 1.5 - 100 keV aralığındaki çeşitli enerjilere sahip, çeşitli kalınlıklardaki bakır ortama dik gelen pozitronların ileri geçiş ve geri yansıma olasılıkları ile enerji dağılımları Monte Carlo yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır. Hesaplanan sonuçlar programda 10000 parçacık izlenerek elde edilmiştir.

1.5, 2.1, 3.1, 4.1, 5 ve 6.2 keV enerjili pozitronlar için 1200 Å'a kadar çeşitli kalınlıktaki bakır ortamdan geçiş olasılıkları Mills-Wilson tarafından deneysel olarak elde edilmiştir [39]. Örneğin Monte Carlo yöntemi ile hesapladığımız geçiş olasılıkları ile literatürden alınan değerler Çizelge 6.1'de verilmiştir [39], [40].

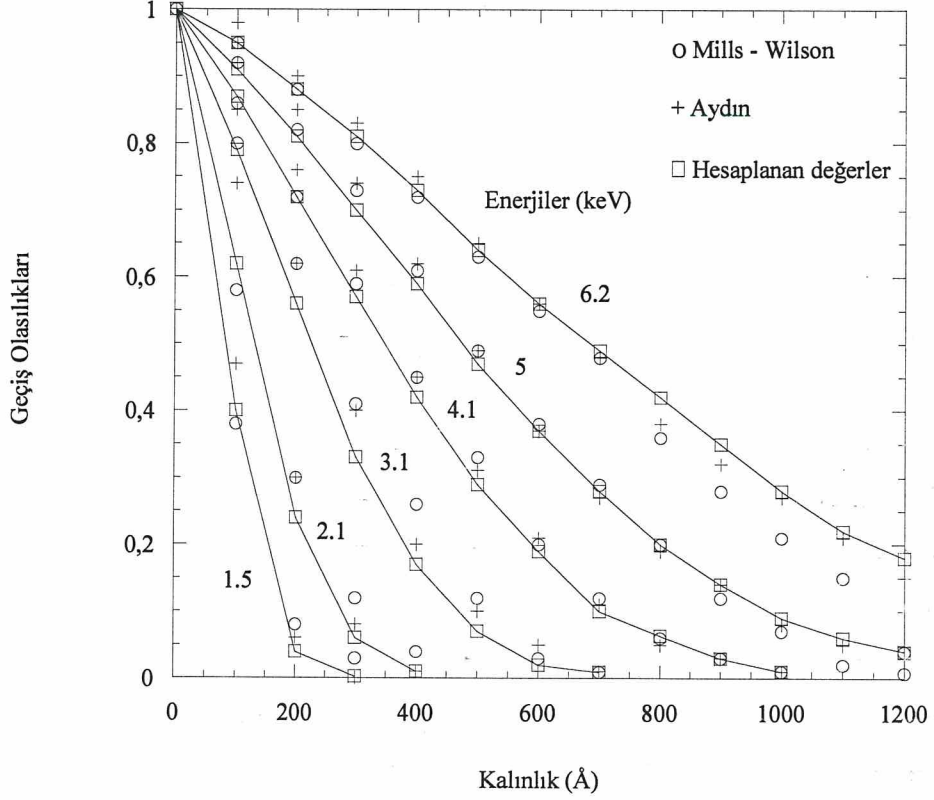
Çizelge 6.1 Geliş enerjisi 4.1 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları

Kalınlık (Å)	$E_k = 4.1$ keV (Mills - Wilson) Deneysel [39]	$E_k = 4.1$ keV (Aydın) Monte Carlo [40]	$E_k = 4.1$ keV (Bu çalışma) Monte Carlo
100	0.86	0.92	0.87
200	0.72	0.76	0.72
300	0.59	0.61	0.57
400	0.45	0.45	0.42
500	0.33	0.31	0.29
600	0.20	0.21	0.18
700	0.12	0.11	0.11
800	0.06	0.05	0.06
900	0.03	0.03	0.03
1000	0.01	0.01	0.01

Görüldüğü gibi deneysel değerler ile hesaplanan sonuçlar bir uyum içerisindedir. Bazen deneysel sonuçlar ile hesapla elde edilen sonuçlar arasındaki

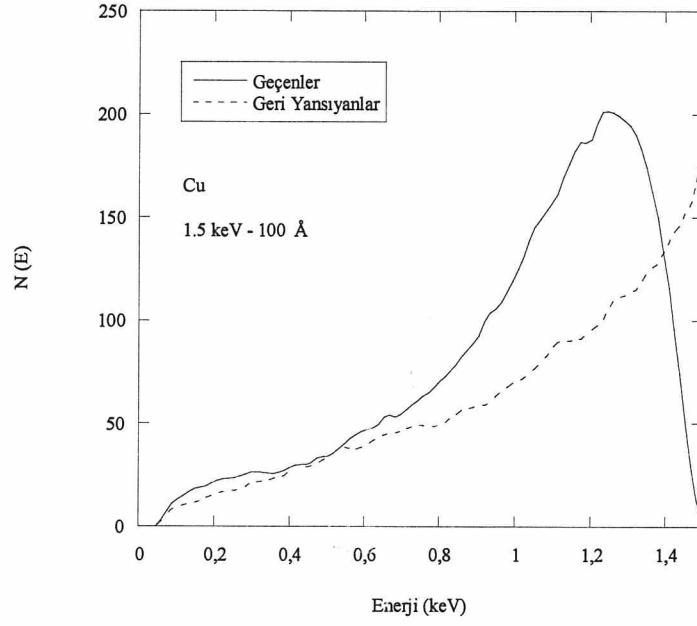
uyum bozulmaktadır. Örneğin kalınlık arttıkça parçacık ortam içerisinde daha uzun süre kalacak ve dolayısıyla yapacağı etkileşme sayısı artacaktır. Yapılan simülasyon istatistiksel bir olay olduğu için etkileşme sayısı arttıkça hata birikimi de artacağından deney ile hesap sonuçları arasında bir uyumsuzluk oluşabilir. Ayrıca en uygun deneysel canlandırmayı yapabilmek adına esnek saçılma toplam tesir kesiti, esnek olmayan saçılma toplam tesir kesiti ve perdeleme hesapları büyük önem taşımaktadır. Esnek ve esnek olmayan saçılma toplam tesir kesitlerinde düzeltme çarpanı kullanılmıştır.

Düşük enerjilerde (1.5, 2.1, 3.1, 4.1, 5, 6.2 keV) Şekil 6.1'den de görüldüğü gibi deneysel sonuçlar ile bu çalışmada hesaplanan değerler uyum içerisinde. Parçacığın geliş enerjisi arttıkça daha kalın ortamdan geçme olasılığı da artmaktadır. Enerji büyüdükçe ince dilimlerden geçiş olasılığı da oldukça yüksektir. Mills-Wilson [39], deneysel olarak 6.2 keV enerjisi ile gelen pozitronların geçiş olasılıklarını 1200 Å kalınlığına kadar ölçmüştür fakat Şekil 6.1'den anlaşılacağı üzere daha büyük kalınlıktaki bakır ortam için de hesap yapılabilir. Aynı durum ortama 5 keV enerjisiyle gelen pozitronlar için de geçerlidir.

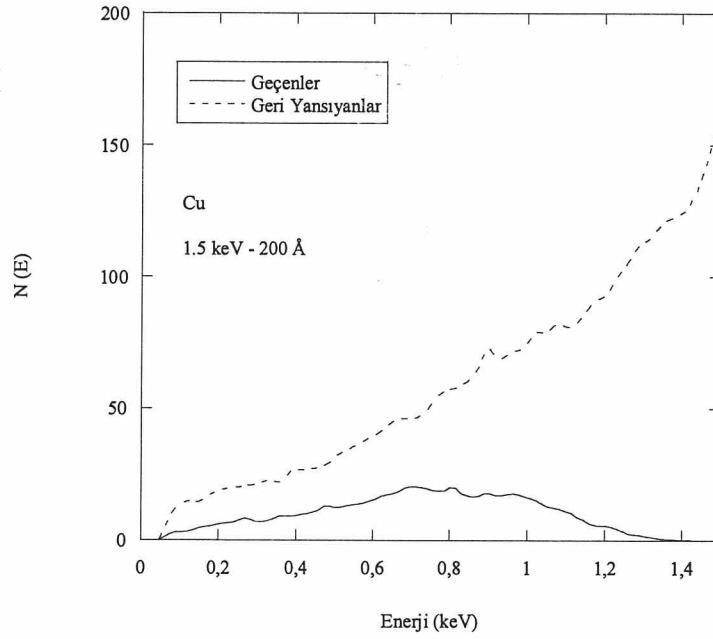


Şekil 6.1 Çeşitli enerjilerde geçiş olasılıklarının kalınlığa göre değişimleri

Bakır ortama dik gelen pozitronların enerjiye bağlı değişimleri de incelenmiş, ileri geçen ve geri yansıyan pozitronların enerji dağılımları birlikte değerlendirilmiştir. Düşük enerjilerde çeşitli kalınlıklardaki enerji dağılımları Şekil 6.2 (a) - 6.7 (c) ile verilmiştir. Şekil 6.2 (a)'da 1.5 keV enerjisi ile 100 Å kalınlığındaki bakır ortama dik gelen pozitronların ileri geçenlerinin ve geri yansıyanlarının enerji dağılımları gösterilmiştir. Görüldüğü üzere ileri geçen parçacık sayısı 1.2 keV civarında en fazladır. En fazla geri yansıyan parçacık sayısı ise 1.5 keV civarındadır. Kalınlık 200 Å olduğunda ise ileri geçen pozitronların sayısının azaldığı Şekil 6.2 (b)'de görülmektedir. İleri geçen parçacık sayısı da dolayısı ile daha düşük enerji aralığında yoğunlaşmıştır.



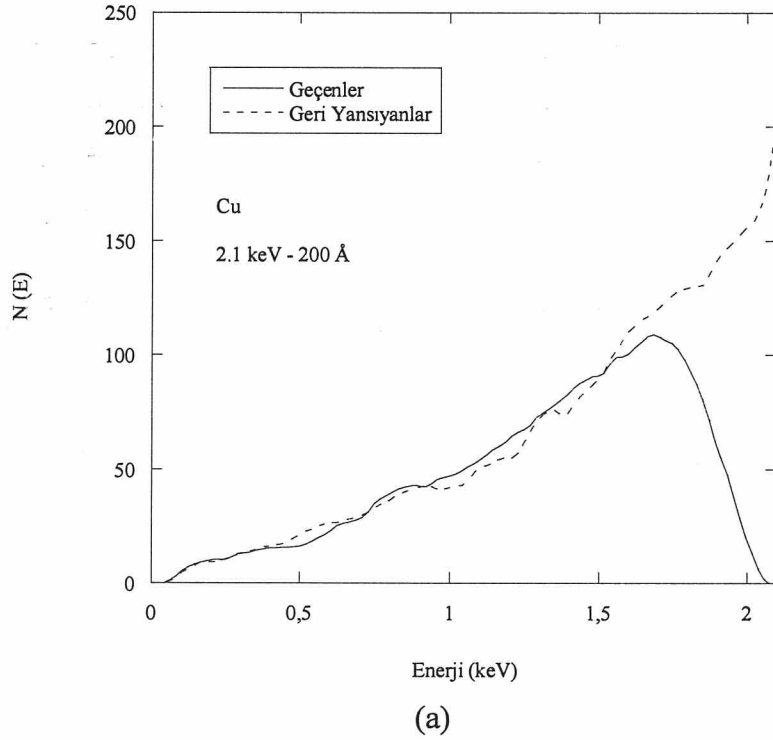
(a)



(b)

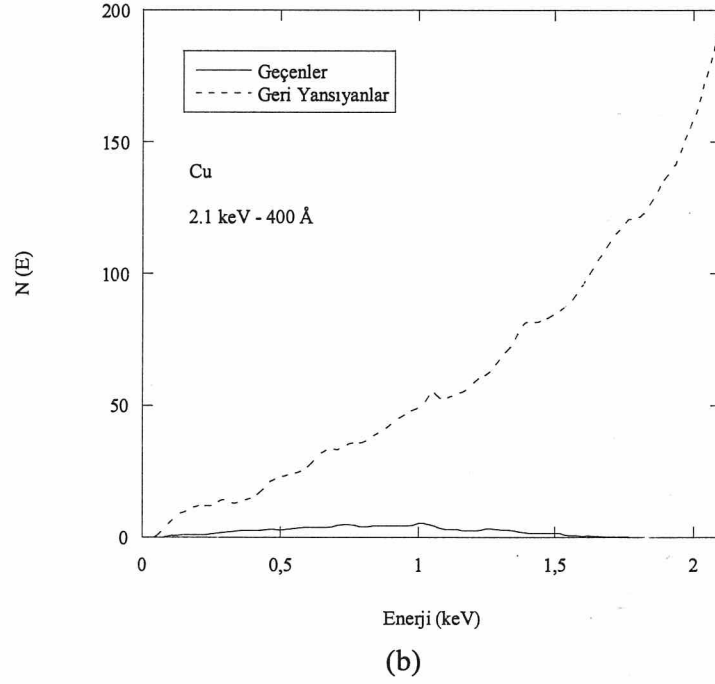
Şekil 6.2 1.5 keV enerjili pozitronların (a) 100 Å, (b) 200 Å kalınlıkta enerji dağılımları

Şekilde 6.3 (a) ve (b)'de 2.1 keV enerjiye sahip pozitronların 200 Å ve 400 Å kalınlığındaki bakır ortamdan ileri geçenlerinin ve geri yansıyanlarının enerji dağılımları görülmektedir. Enerji arttığı için 1.5 keV ile 200 Å kalınlığındaki ortama gelen pozitronlara göre daha fazla pozitron ileri geçmiştir. Bu durum Şekil 6.1'de görüldüğü gibi geçiş olasılığının 2.1 keV'de daha fazla olmasından da anlaşılabilir. Kalınlık 400 Å olduğunda geçen parçacık sayısı bir hayli azalma göstermiştir.

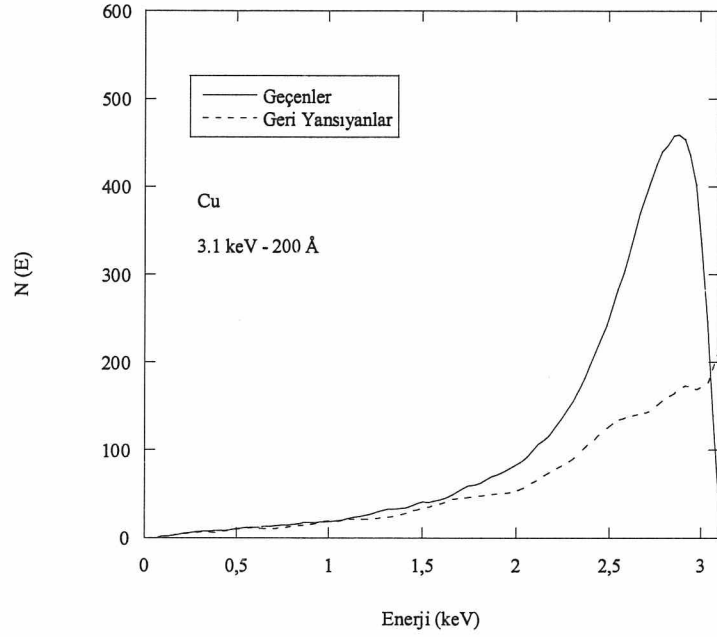


Şekil 6.3 2.1 keV enerjili pozitronların (a) 200 Å, (b) 400 Å kalınlıkta enerji dağılımları

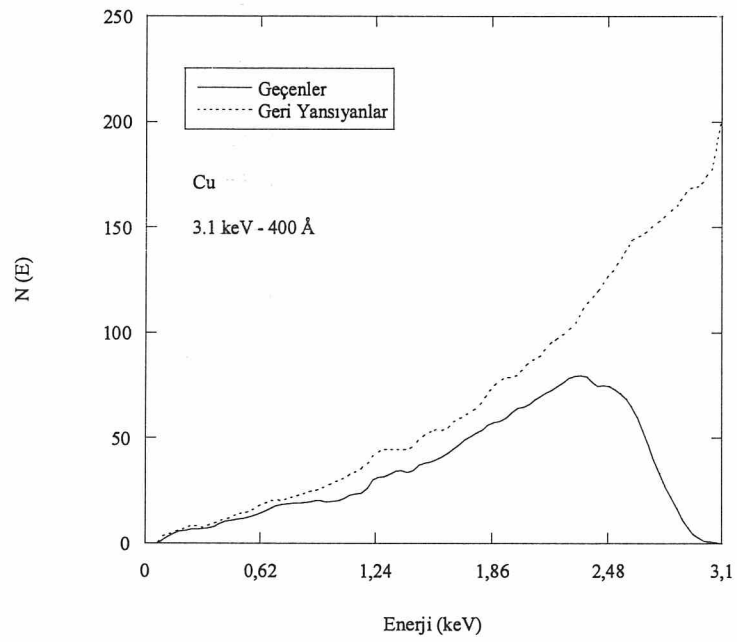
Şekil 6.3'ün devamı



Şekil 6.4 (a)'da görüldüğü gibi 200 Å kalınlığındaki bakır ortama 3.1 keV enerji ile dik gelen pozitronlardan ileri geçenlerin sayısı geri yansıyanlarınkinden fazladır. 3.1 keV enerjili pozitronlar aynı kalınlıktaki bakır ortama gelen 2.1 keV enerjili pozitronlardan daha fazla ileri geçen pozitron vardır. Enerji arttıkça ileri geçen parçacık sayısı da artmaktadır. Kalınlık 400 Å olduğunda ise Şekil 6.4 (b)'de görüldüğü gibi 3.1 keV enerjili pozitronların ortamdaki ileri geçenlerinin sayısı azalmış, geri yansıyanlarının sayısı artmıştır. Şekil 6.4 (c)'de görüldüğü gibi kalınlık 600 Å olduğunda da ileri geçen parçacık sayısında gözle görülür bir azalma meydana gelmiştir.



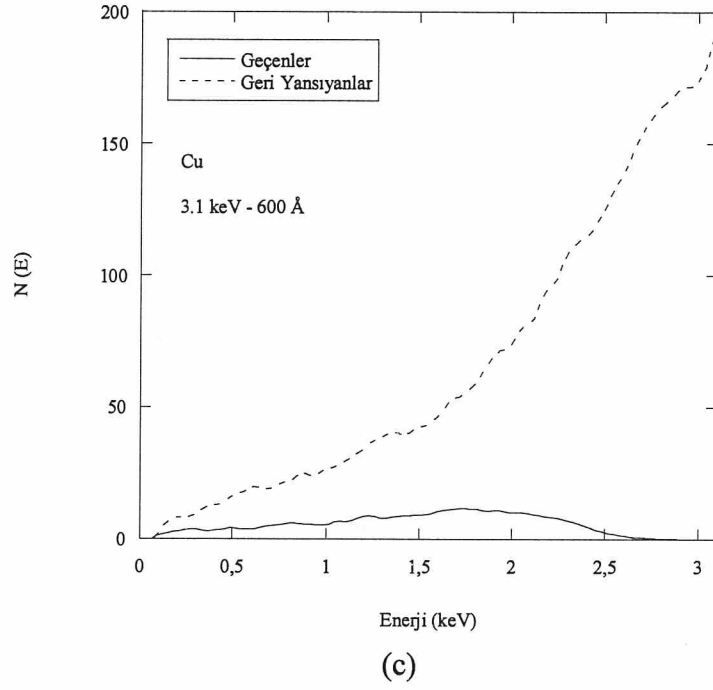
(a)



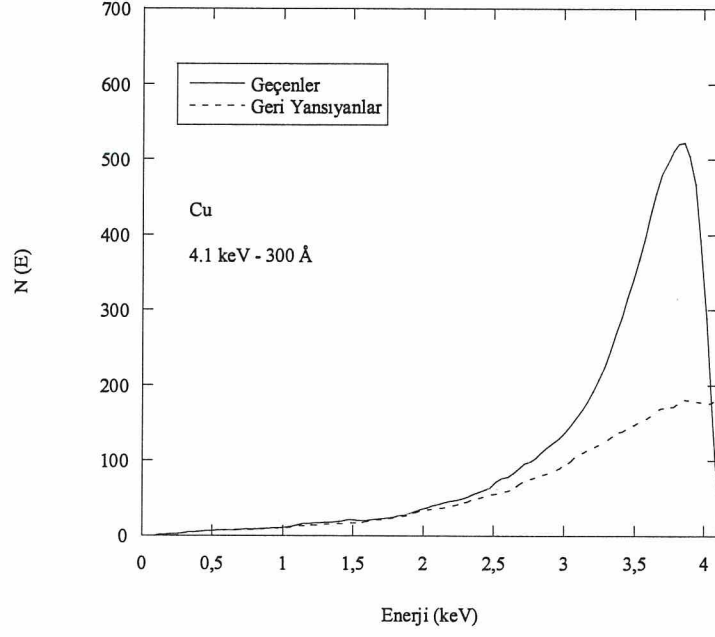
(b)

Şekil 6.4 3.1 keV enerjili pozitronların (a) 200 Å, (b) 400 Å, (c) 600 Å kalınlıkta enerji dağılımları

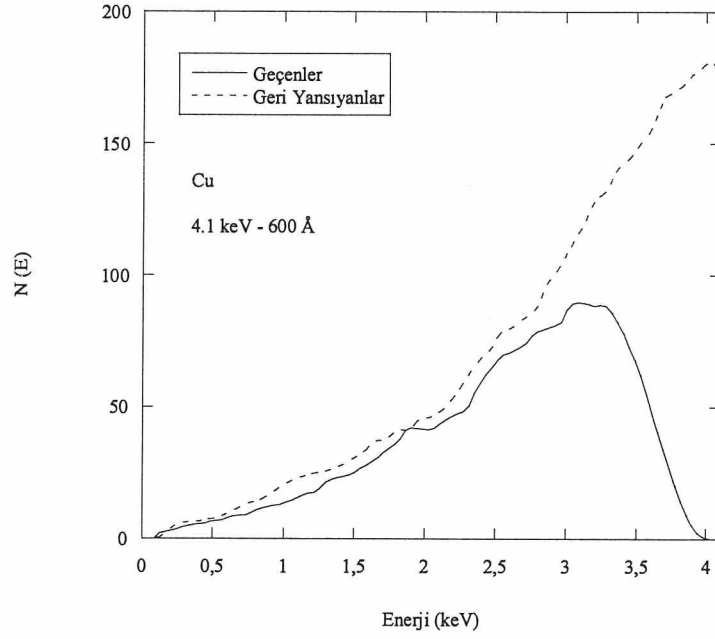
Şekil 6.4'ün devamı



Şekil 6.5 (a), (b) ve (c)'de 4.1 keV enerjili pozitronların sırasıyla 300, 600 ve 900 Å kalınlığındaki bakır ortamdan ileri geçenlerle birlikte geri yansıyanlarının enerji dağılımları görülmektedir. Şekil 6.5 (a) ve (b) kıyaslandığında kalınlık arttıkça geri yansıyanların sayısı ileri geçenlerin sayısına oranla artmaktadır. Kalınlık 900 Å'a ulaştığında pozitronların geçiş olasılığı oldukça azalacağından ileri geçen pozitron sayısı Şekil 6.5 (c)'deki gibi çok düşük değerlerdedir.



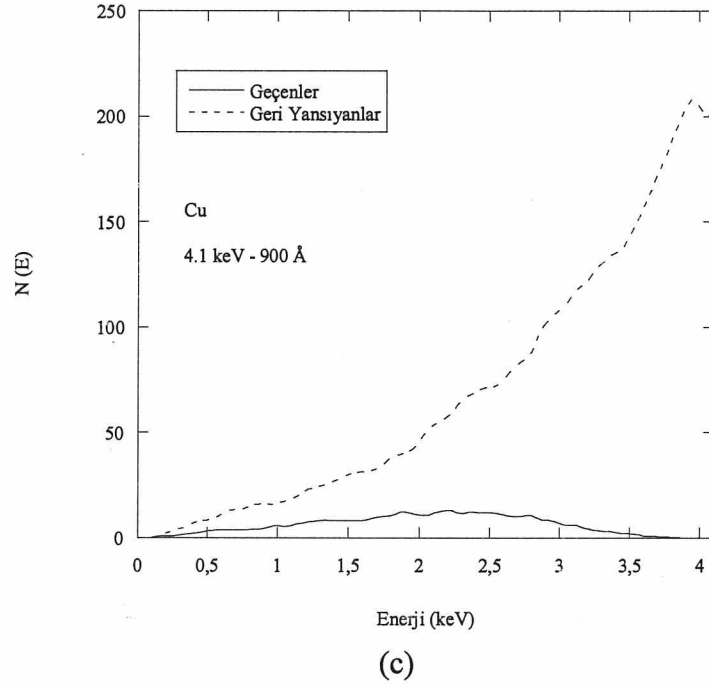
(a)



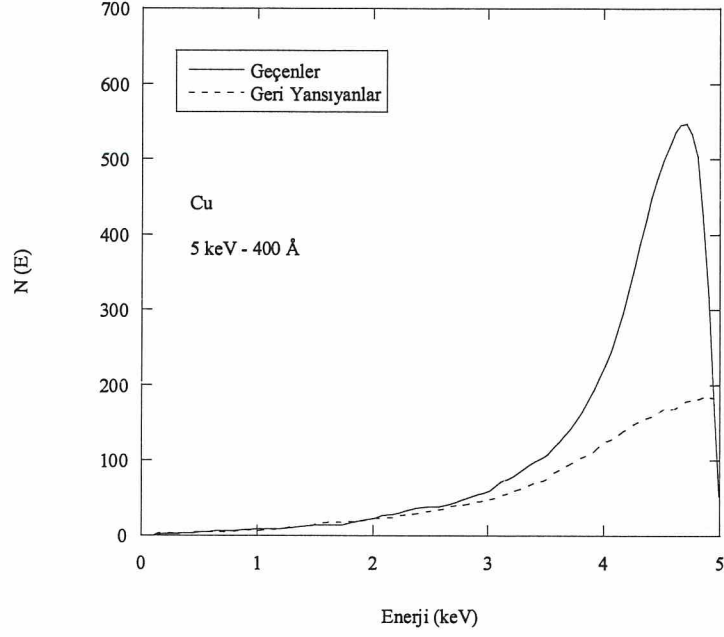
(b)

Şekil 6.5 4.1 keV enerjili pozitronların (a) 300 Å, (b) 600 Å, (c) 900 Å kalınlıkta enerji dağılımları

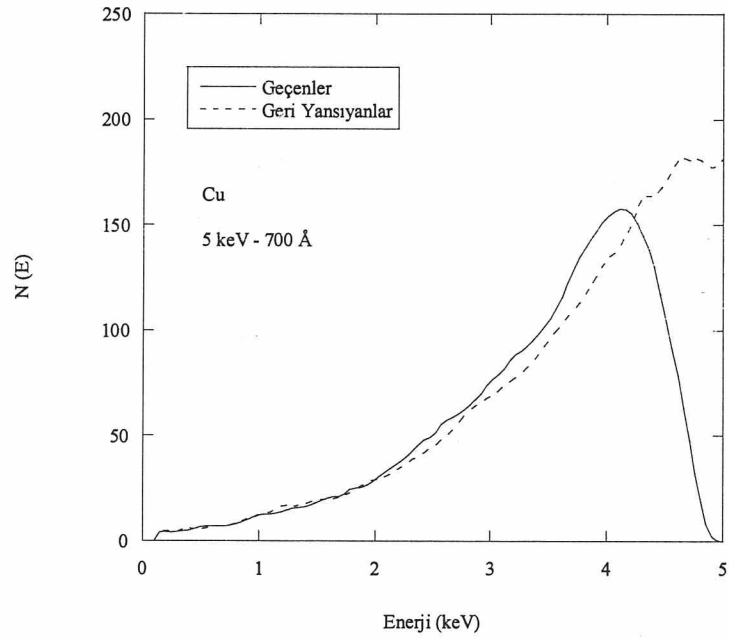
Şekil 6.5'in devamı



Şekil 6.6 (a)'da görüldüğü gibi 5 keV enerjili pozitronların 400 Å kalınlığındaki ortamdan geçiş olasılığı artmıştır. Buna bağlı olarak geri yansıyan parçacık sayısı ileri geçenlere göre oldukça azdır. Kalınlık 700 Å olduğunda Şekil 6.6 (b)'de görüldüğü gibi ileri geçen pozitron sayısı ile geri yansıyan pozitron sayısı birbirine yakın olmakla beraber geri yansıyanların sayısı ileri geçenlerinkinden biraz fazladır. Aynı enerjili pozitronların 1000 Å kalınlığındaki bakır ortamdan geçme olasılığı düşeceği için Şekil 6.6 (c)'de görüldüğü gibi ileri geçen parçacık sayısında yine ciddi bir düşüş vardır.



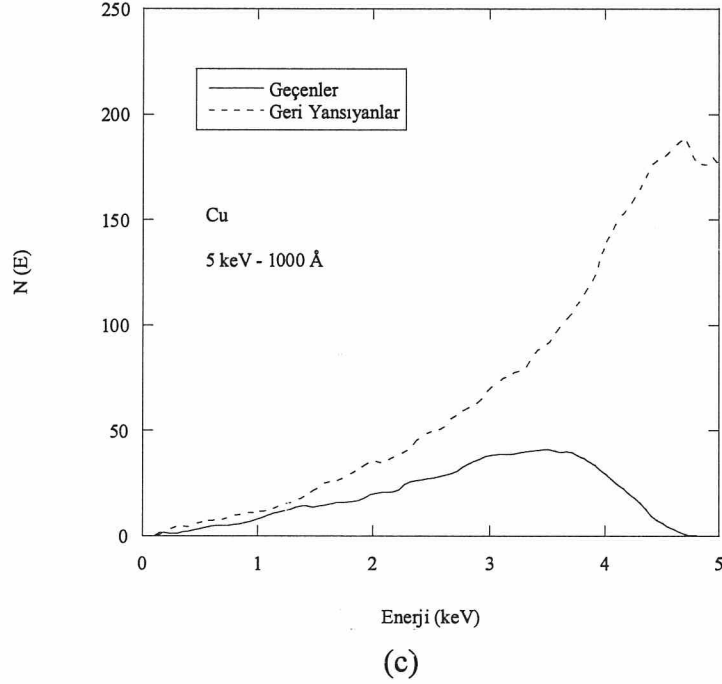
(a)



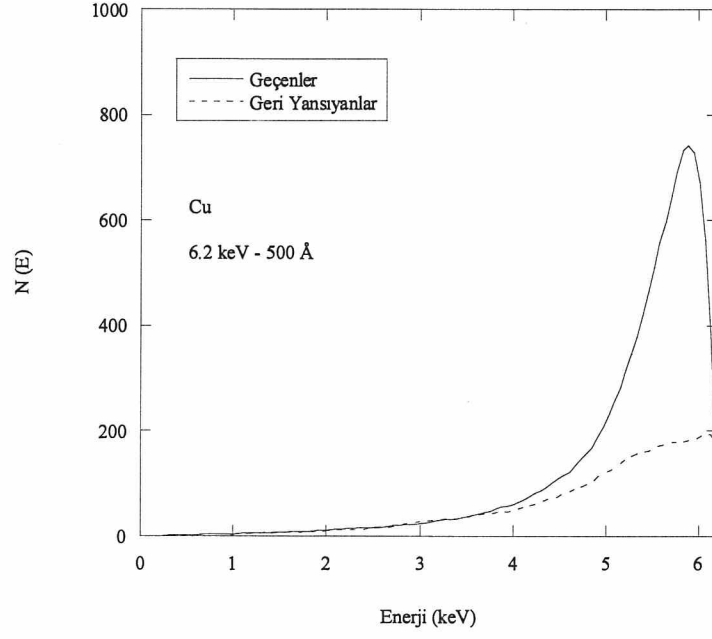
(b)

Şekil 6.6 5 keV enerjili pozitronların (a) 400 Å, (b) 700 Å, (c) 1000 Å kalınlıkta enerji dağılımları

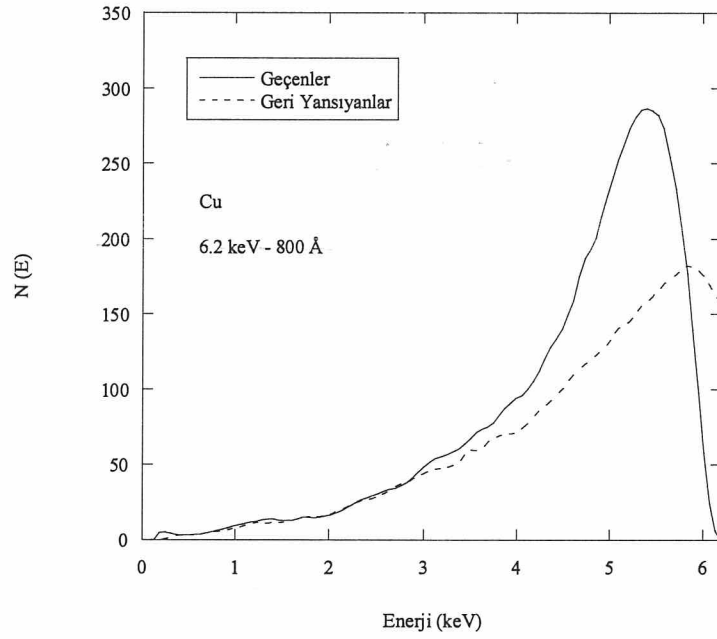
Şekil 6.6'nın devamı



Şekil 6.7 (a)'da görüldüğü gibi enerjileri 6.2 keV iken 500 Å kalınlığından ileri geçen pozitron sayısı aynı kalınlığa gelen daha düşük enerjili pozitronlarından oldukça fazladır. Yani enerji artışıyla birlikte geçiş olasılığı da artmıştır. Şekil 6.7 (b)'den anlaşılacağı üzere kalınlık 800 Å olduğunda ileri geçen parçacık sayısı 700'lerden 200'lere düşmüştür. Dolayısı ile geri yansıyan parçacık sayısı da artmıştır. Son olarak 6.2 keV enerjili pozitronların 1200 Å kalınlığındaki bakır ortamdan geçişini Şekil 6.7 (c)'den incelediğimizde diğer örneklerde olduğu gibi geçiş olasılığı dolayısı ile ileri geçen parçacık sayısı kalınlık artışı nedeniyle azalmaktadır. İleri geçen pozitron sayısı görüldüğü gibi 200'dür. Geri yansıyanların sayısı ise 100'e yakındır.



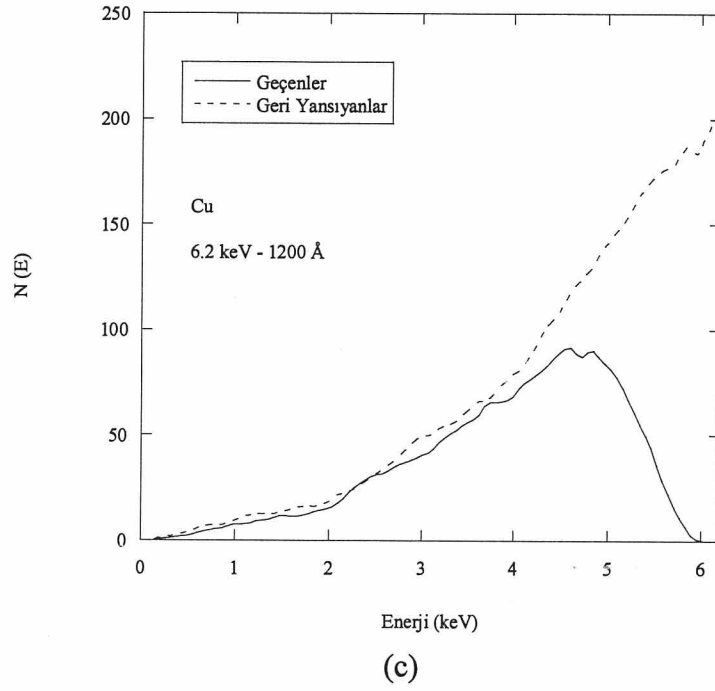
(a)



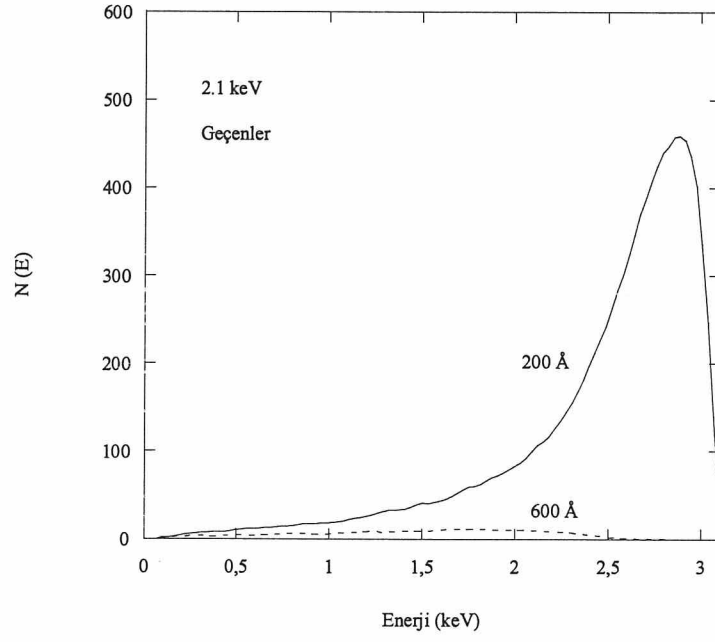
(b)

Şekil 6.7 6.2 keV enerjili pozitronların (a) 500 Å, (b) 800 Å, (c) 1200 Å kalınlıkta enerji dağılımları

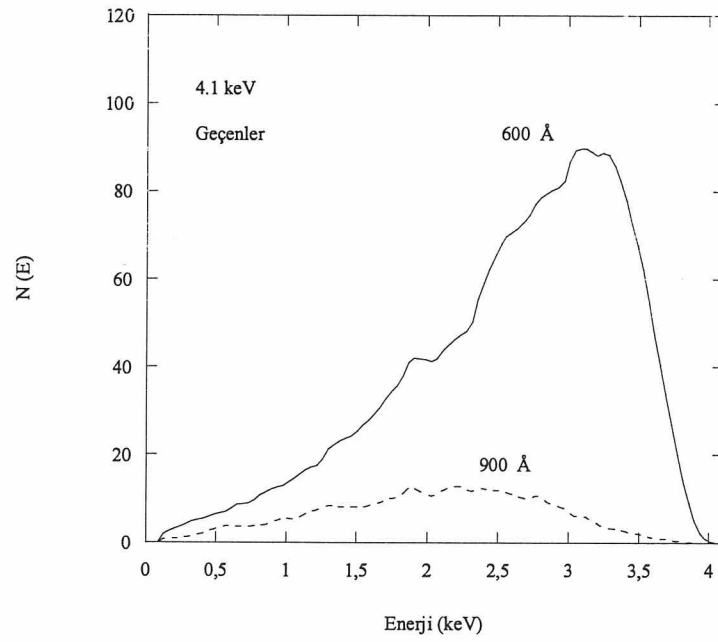
Şekil 6.7'nin devamı,



Çeşitli enerjilere sahip pozitronların farklı kalınlıklardan geçenlerinin enerji dağılımları Şekil 6.8 ve 6.9'da verilmiştir. Şekil 6.8'de bakır ortama 2.1 keV enerjiyle dik gelen pozitronlardan 200 Å ve 600 Å kalınlıkları geçenlerin enerji dağılımları görülmektedir. Kalınlık 3 katı kadar arttığında geçen pozitronların sayısı oldukça azalmıştır.



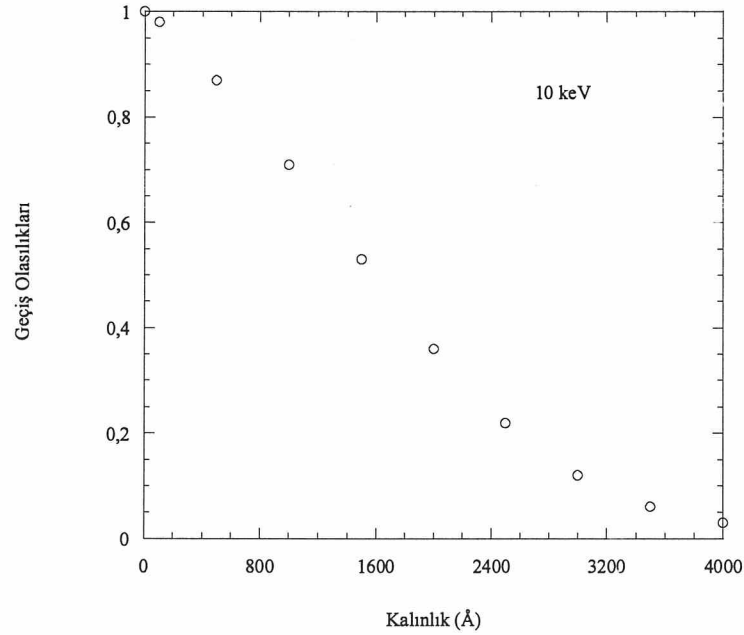
Şekil 6.8 2.1 keV enerjili pozitronların 200 Å ve 600 Å kalınlıkta enerji dağılımları



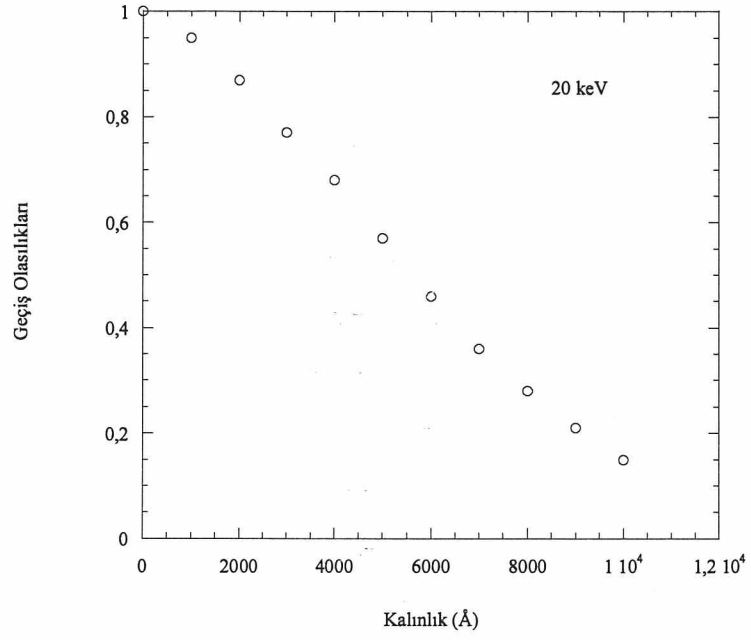
Şekil 6.9 4.1 keV enerjili pozitronların 600 Å ve 900 Å kalınlıkta enerji dağılımları

4.1 keV enerjili pozitronlar için çizilen karşılaştırmalı enerji dağılımları grafiği Şekil 6.9'da görüldüğü gibi kalınlık arttıkça geçiş olasılığı azalacağından 900 Å'da geçen pozitronların sayısı 10 civarlarındayken 600 Å'da çok daha fazladır.

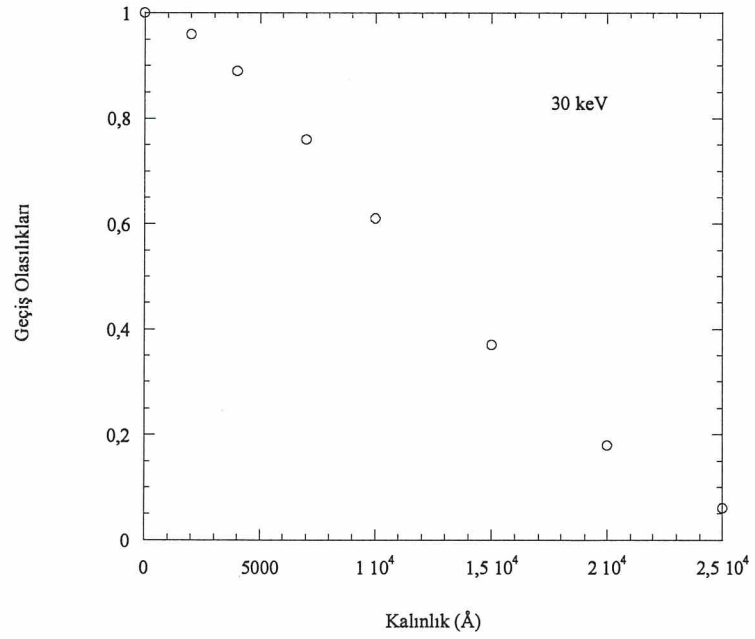
Seliger [41] çalışmasında Al ve bazı diğer ortamlar için çeşitli enerjilerdeki pozitronların çeşitli kalınlıklardan geçiş olasılıklarını incelemiştir. Fakat bakır ortamdan geçiş olasılıkları hesabına değinmemiştir. Literatürde pozitronların bakır ortamdan geçiş olasılıklarına ait 6.2 keV enerjisinden daha büyük enerjilerde Millss-Wilson [39] ve Aydın'a [40] ait çalışmanın dışında deneysel ve teorik sonuçlar bulunmadığı için bu çalışmada 10 - 100 keV enerji aralığındaki geçiş olasılıkları Monte Carlo yöntemiyle hesaplanmış fakat karşılaştırmalar yapılamamıştır. Elde edilen sonuçlar için çizilen grafikler Şekil 6.10 - 18'de sunulmuştur.



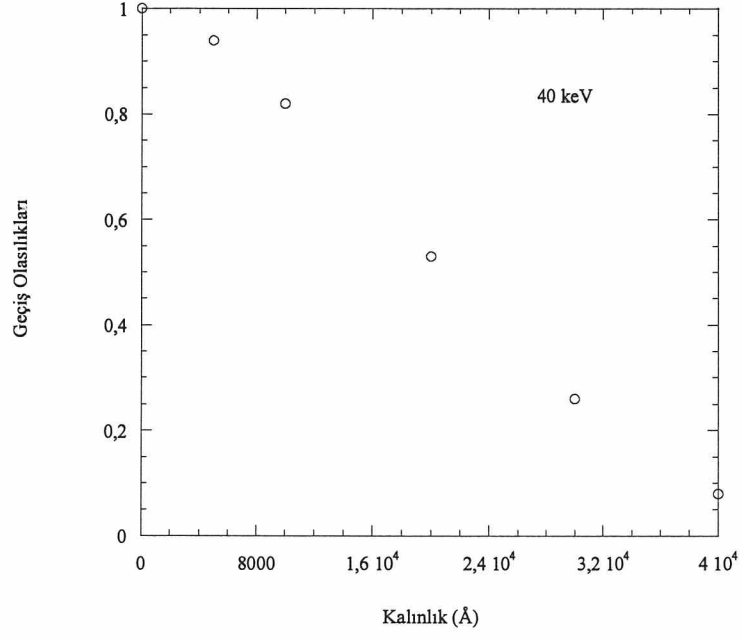
Şekil 6.10 Geliş enerjisi 10 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları



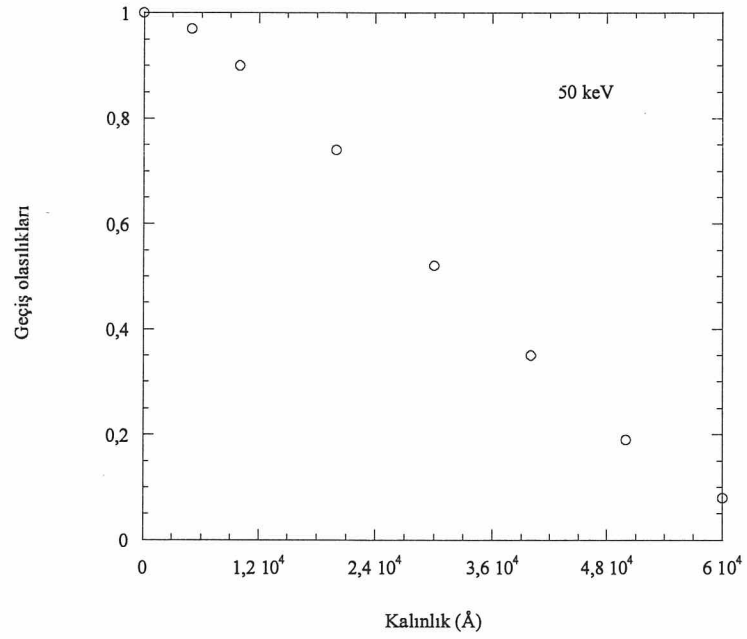
Şekil 6.11 Geliş enerjisi 20 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları



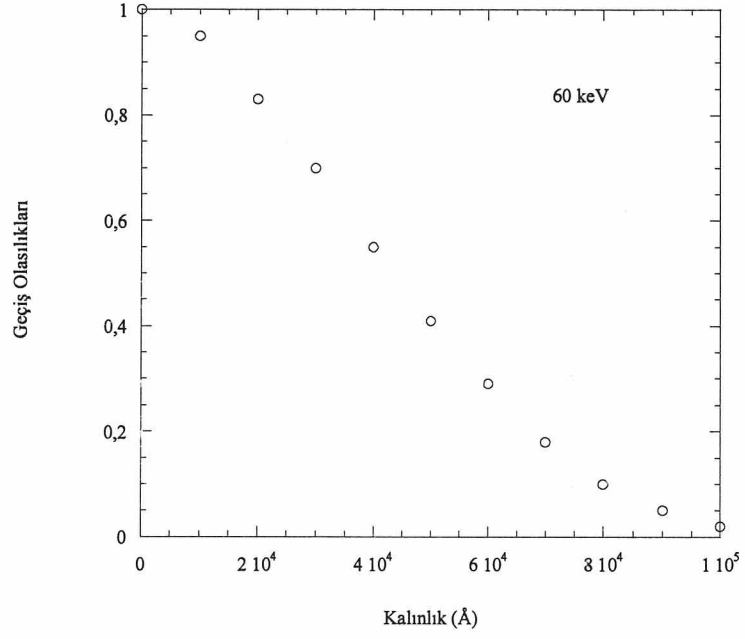
Şekil 6.12 Geliş enerjisi 30 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları



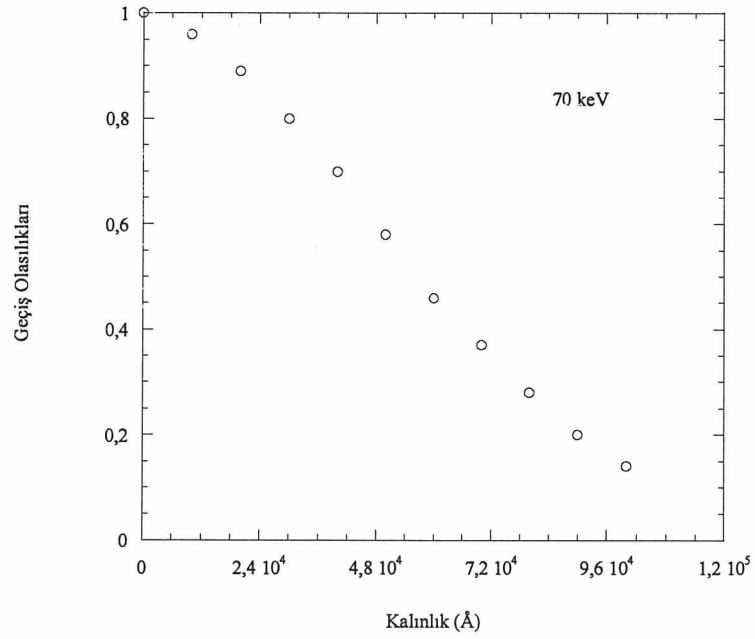
Şekil 6.13 Geliş enerjisi 40 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları



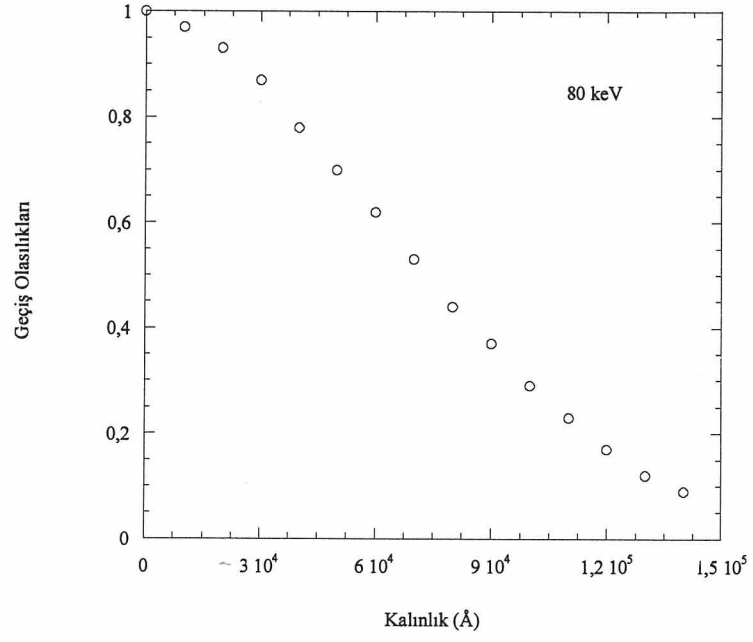
Şekil 6.14 Geliş enerjisi 50 keV olan pozitronların kalınlığa bağlı geçiş olasılıkları



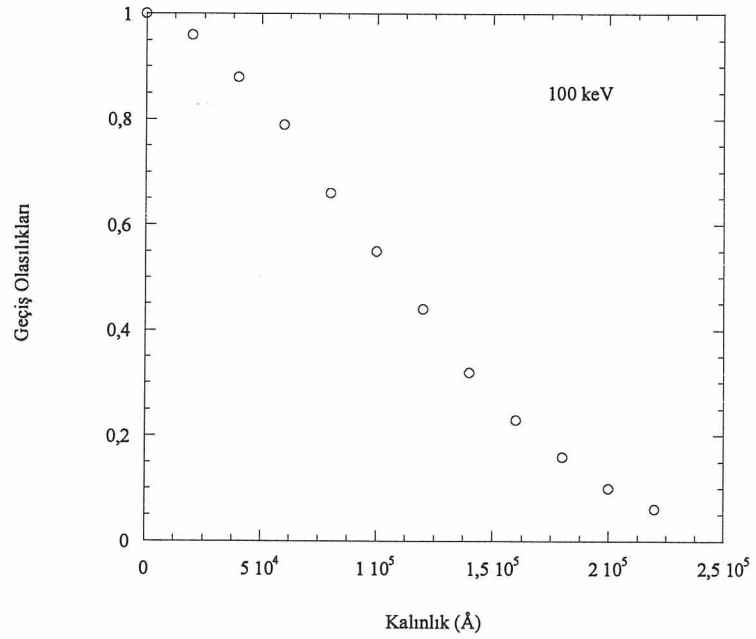
Şekil 6.15 Geliş enerjisi 60 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları



Şekil 6.16 Geliş enerjisi 70 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları



Şekil 6.17 Geliş enerjisi 80 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları

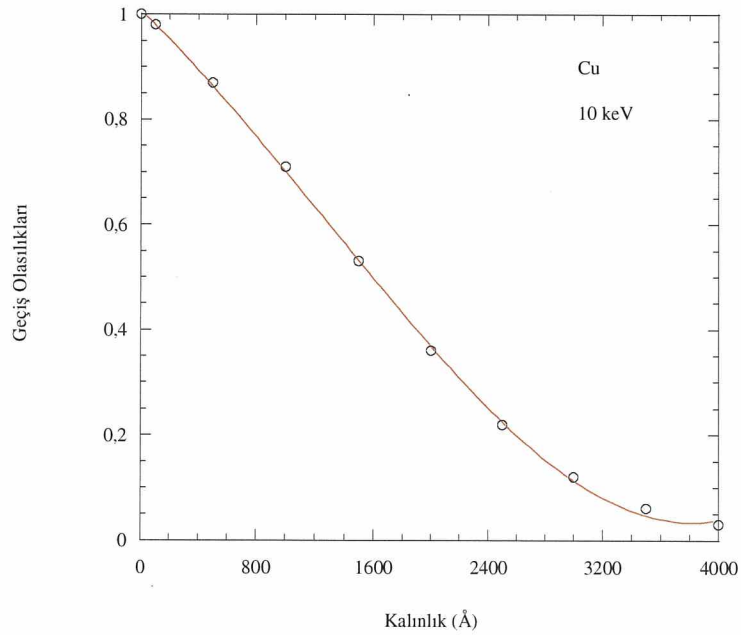


Şekil 6.18 Geliş enerjisi 100 keV olan pozitronların geçiş olasılıkları

10 – 100 keV aralığındaki enerjilerde pozitronların kalınlığa bağlı geçiş olasılıklarının çizilen grafikler yardımıyla çeşitli dağılımlar içerisinde en uygun polinomik dağılıma uyduğu görülmüştür. Bu grafikler için 4 parametrelili polinomik bir fonksiyon önerilebilir.

10 – 100 keV enerji aralığında enerji arttıkça ortamın kalınlığı çok daha büyük değerlerde seçilerek hesap yapılmıştır. Bu çalışmada seçilen enerji üst sınırı olan 100 keV ve 2.2×10^5 Å kalınlıkta geçiş olasılıklarının % 5 civarında olduğu Şekil 6.22’de görülebilir.

10 keV enerjiye sahip pozitronlar için kalınlığa bağlı geçiş olasılıklarının değişimi Şekil 6.19 ’da görülmektedir.



Şekil 6.19 10 keV enerjili pozitronların geçiş olasılıklarının değişimi

Bu deęişime ait uygun polinomik fonksiyon,

$$Y = M_0 + M_1X + M_2X^2 + M_3X^3$$

şeklindedir. Burada,

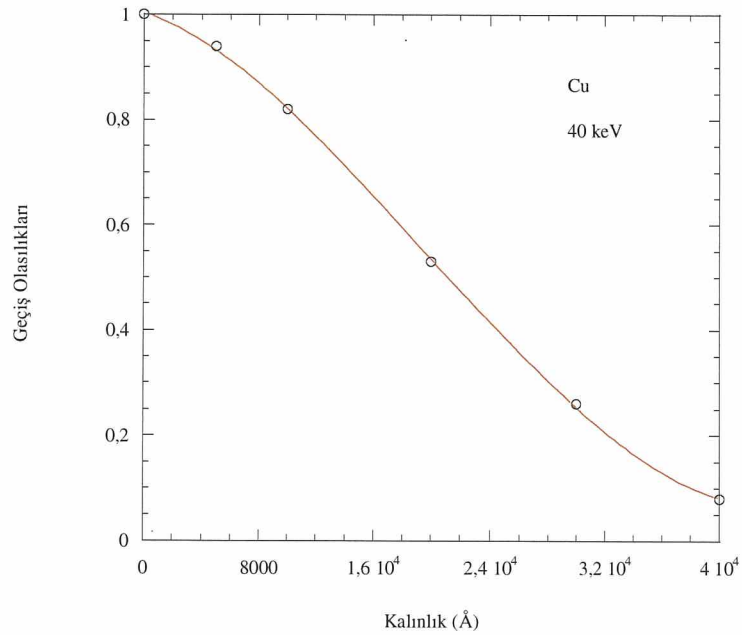
$$M_0 = 1.006$$

$$M_1 = -0.00025661$$

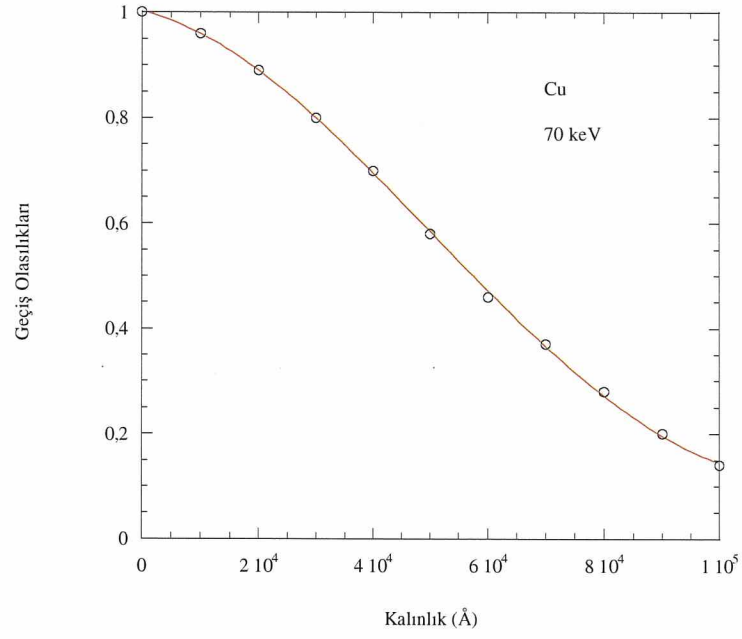
$$M_2 = -6.4971 \times 10^{-8}$$

$$M_3 = 1.7154 \times 10^{-11}$$

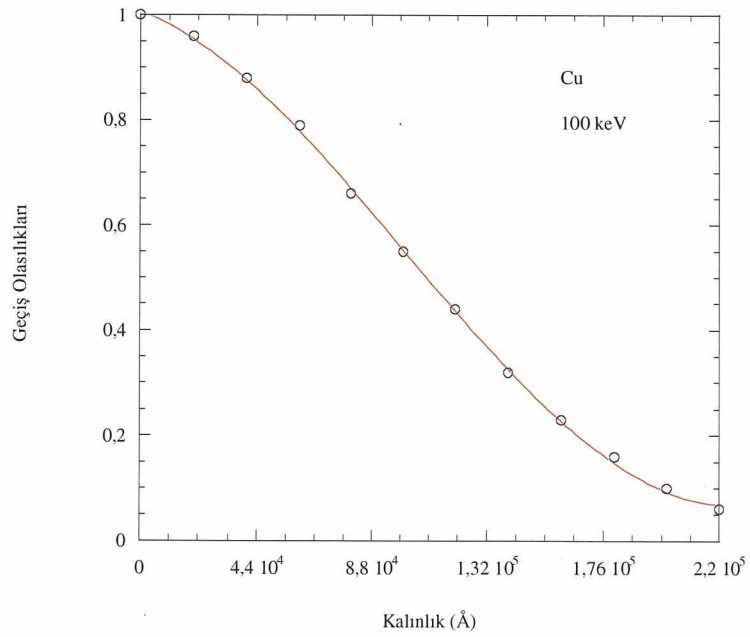
dir. Benzer şekilde diğer enerjilerdeki geçiş olasılıkları için de polinomik fonksiyonlar belirlenmiş ve bu olasılıkların kalınlığa bağlı değişimleri Şekil 6.20-22'de sunulmuştur.



Şekil 6.20 40 keV enerjili pozitronların geçiş olasılıklarının değişimi



Şekil 6.21 70 keV enerjili pozitronların geçiş olasılıklarının değişimi



Şekil 6.22 100 keV enerjili pozitronların geçiş olasılıklarının değişimi

Hesaplamalar sırasında program içerisinde 10000 parçacık takibi yapılmıştır. Geliş enerjisi 5 keV seçilerek 500 Å kalınlığındaki bakır ortama dik gelen pozitronlar için program 15 kez çalıştırılmış ve istatistiksel hesaplamalar sonucunda standart sapma yüzdesi 1.07 olarak bulunmuştur. Ayrıca takip edilen parçacık sayısı 10000 yerine 20000 alınarak hesaplamalar tekrarlanmıştır. Elde edilen sonuçlar 10000 parçacık takip edildiğindeki sonuçlarla kıyaslandığında hemen hemen aynıdır.

Cu atomunun her bir kabuğundaki esnek olmayan saçılma olasılıkları Liljequist ve Gryzinski modelinden yararlanılarak hesaplanmış ve Çizelge 6.2 ve 6.3'de verilmiştir. Çizelge 6.2 incelendiğinde Liljequist modelinde esnek olmayan saçılmanın dış kabuklardan gerçekleşme ihtimalinin daha fazla olduğu görülmektedir. Düşük enerjilerde 150 eV'e kadar sadece 3d4s kabuğundan saçılma olmaktadır. Enerji arttıkça iç kabuklardan saçılma olma ihtimali de artmaktadır. 1s kabuğundan saçılma olma olasılığı 20 keV'den sonra görülmeye başlamaktadır. Gryzinski modelinden yararlanarak da kabuklardan saçılma olasılıkları hesaplanmıştır. Örneğin Çizelge 6.2 ve 3'ten görüleceği gibi 100 keV enerji değerinde 3d4s kabuğundan saçılma olasılığı Liljequist modelinde % 82.94 iken Gryzinski modelinde % 94.35 hesaplanmıştır.

Çizelge 6.2 Pozitronların bakır ortamda kabuklardan esnek olmayan saçılma olasılıklarının Liljequist modeliyle (Denklem 4.18) hesabı

E (eV)	3d4s	3p	3s	2p	2s	1s
60	1	0	0	0	0	0
80	1	0	0	0	0	0
100	1	0	0	0	0	0
150	0.9671	0.0328	0	0	0	0
200	0.9218	0.0781	0	0	0	0
300	0.8859	0.1026	0.0114	0	0	0
400	0.8720	0.1120	0.0159	0	0	0
500	0.8646	0.1172	0.0182	0	0	0
600	0.8600	0.1204	0.0195	0	0	0
800	0.8543	0.1245	0.0212	0	0	0
1000	0.8509	0.1269	0.0221	0	0	0
1500	0.8462	0.1303	0.0234	0	0	0
2000	0.8437	0.1322	0.0241	0	0	0
3000	0.8409	0.1342	0.0249	0	0	0
4000	0.8392	0.1354	0.0253	0	0	0
5000	0.8381	0.1362	0.0256	0	0	0
6000	0.8373	0.1369	0.0258	0	0	0
8000	0.8361	0.1377	0.0261	0	0	0
10000	0.8353	0.1383	0.0263	0	0	0
15000	0.8340	0.1393	0.0266	0	0	0
20000	0.8331	0.1399	0.0268	0	0	0.000048
30000	0.8320	0.1407	0.0271	0	0	0.000099
40000	0.8313	0.1412	0.0273	0	0	0.00012
50000	0.8308	0.1416	0.0274	0	0	0.00013
60000	0.8304	0.1419	0.0275	0	0	0.00014
80000	0.8299	0.1423	0.0276	0	0	0.00016
100000	0.8294	0.1426	0.0277	0	0	0.00017

Çizelge 6.3 Pozitronların bakır ortamda kabuklardan esnek olmayan saçılma olasılıklarının Gryzinski modeliyle (Denklemler 4.22) hesabı

E (eV)	3d4s	3p	3s	2p	2s	1s
80	0.9996	0.0004	0	0	0	0
100	0.9971	0.0029	0	0	0	0
150	0.9901	0.0095	0.0003	0	0	0
200	0.9841	0.0148	0.0011	0	0	0
300	0.9758	0.0217	0.0025	0	0	0
400	0.9706	0.0260	0.0034	0	0	0
500	0.9670	0.0288	0.0042	0	0	0
600	0.9644	0.0309	0.0047	0	0	0
800	0.9609	0.0336	0.0055	0	0	0
1000	0.9587	0.0354	0.0060	0	0	0
1500	0.9552	0.0378	0.0067	0.0003	0	0
2000	0.9532	0.0391	0.0071	0.0005	0.0001	0
3000	0.9509	0.0404	0.0075	0.0010	0.0002	0
4000	0.9496	0.0411	0.0078	0.0013	0.0003	0
5000	0.9487	0.0416	0.0079	0.0015	0.0004	0
6000	0.9481	0.0419	0.0080	0.0016	0.0004	0
8000	0.9472	0.0423	0.0081	0.0018	0.0005	0
10000	0.9467	0.0426	0.0082	0.0020	0.0005	0
15000	0.9459	0.0430	0.0083	0.0022	0.0006	0
20000	0.9454	0.0433	0.0084	0.0023	0.0006	0
30000	0.9448	0.0436	0.0085	0.0024	0.0007	0
40000	0.9444	0.0438	0.0086	0.0025	0.0007	0
50000	0.9442	0.0439	0.0086	0.0026	0.0007	0
60000	0.9440	0.0440	0.0086	0.0026	0.0007	0
80000	0.9437	0.0442	0.0087	0.0026	0.0007	0.0001
100000	0.9435	0.0444	0.0087	0.0027	0.0007	0.0001

Geliştirilen Monte Carlo Programı ile belli kalınlıklarda, dilim bakır ortama giren monoenerjik pozitronların geçiş olasılıkları, ileri geçenlerin ve geri yansıyanların enerji dağılımları incelenmiş ve diğer çalışmalar ile kıyaslandığında elde edilen sonuçların uyumlu olduğu gözlenmiştir. Bir sistemin simülasyonunu kurmak ve geçerli olduğunu göstermek oldukça güç olduğu gibi her zaman belli bir olasılık payına sahiptir. Bizim yaklaşımımız da belli hata payı içermekle birlikte genel anlamda literatürde verilen diğer çalışmalar ile uyumludur.

Bazı uyumsuzlukların gözlenmesinde perdeleme açılarının, esnek ve esnek olmayan saçılma toplam tesir kesitlerinin payı vardır. Özellikle tesir kesiti hesabının çok iyi yapılması, en yaklaşık ve iyi hale getirilmiş ifadelerin kullanılması sonuçların gerçeğe o kadar yakın olmasını sağlayacaktır. Bunun yanında esnek olmayan toplam saçılma tesir kesiti hesaplarında kullanılan modelin çeşitli kabuklarının, özellikle valans kabuklarının rezonans enerjilerinin etkisi oldukça fazladır. Bakır için valans kabukların rezonans enerjileri için kullanılan plazma-enerjisinin yeterince iyi tanımlanamaması sonuçları etkilemiştir. Bu nedenle esnek olmayan saçılmanın canlandırılması özellikle valans elektronları için, çok iyi gerçekleştirilmelidir.

Çalışmada ayrıca yarı sonsuz bakır ortama çeşitli enerjilerle dik gelen pozitronların geri saçılma olasılıkları da incelenmiştir. Yapılan hesaplamalarda hazırlanan bilgisayar programında yine 10000 parçacık takibi yapılmıştır. Ortama 1, 3, 5, 7, 10 keV gibi enerjilerle dik gelen pozitronların geri saçılma olasılıkları hesaplanmıştır. Örneğin, 5 keV enerjiye sahip pozitronların geri saçılma olasılıklarının çeşitli araştırmacılar tarafından [19], [43] – [44] elde edilen değerleri, sırası ile 0.200, 0.205, 0.21'dir. Bu çalışmada ise 5 keV enerjili pozitronlar için geri saçılma olasılıkları 0.196 bulunmuştur. 3 keV enerjiye sahip pozitronların geri saçılma olasılıkları ise Coleman tarafından [45] deneysel olarak 0.18 elde edilirken bu çalışmada yapılan hesaplamalar sonucunda 0.19 bulunmuştur. 10 keV enerjisinden daha büyük enerjilerle gelen pozitronlar için geri saçılma olasılıklarının diğer çalışmalarla kıyaslandığında uyumsuzluk göstermeye başladığı görülmektedir. Esnek ve esnek olmayan saçılma toplam tesir kesiti hesaplarının ve esnek saçılma perdeleme parametresi için kullanılan ifadelerin geliştirilmesi ile bu uyumsuzluk giderilebilir. Örneğin Bentabet ve Chaoui [46], [47] önerdikleri fonksiyonlar ile 1-4 keV enerjili elektron ve pozitronların bakır ve altın ortamlarından geri saçılma olasılıklarını incelemişlerdir.

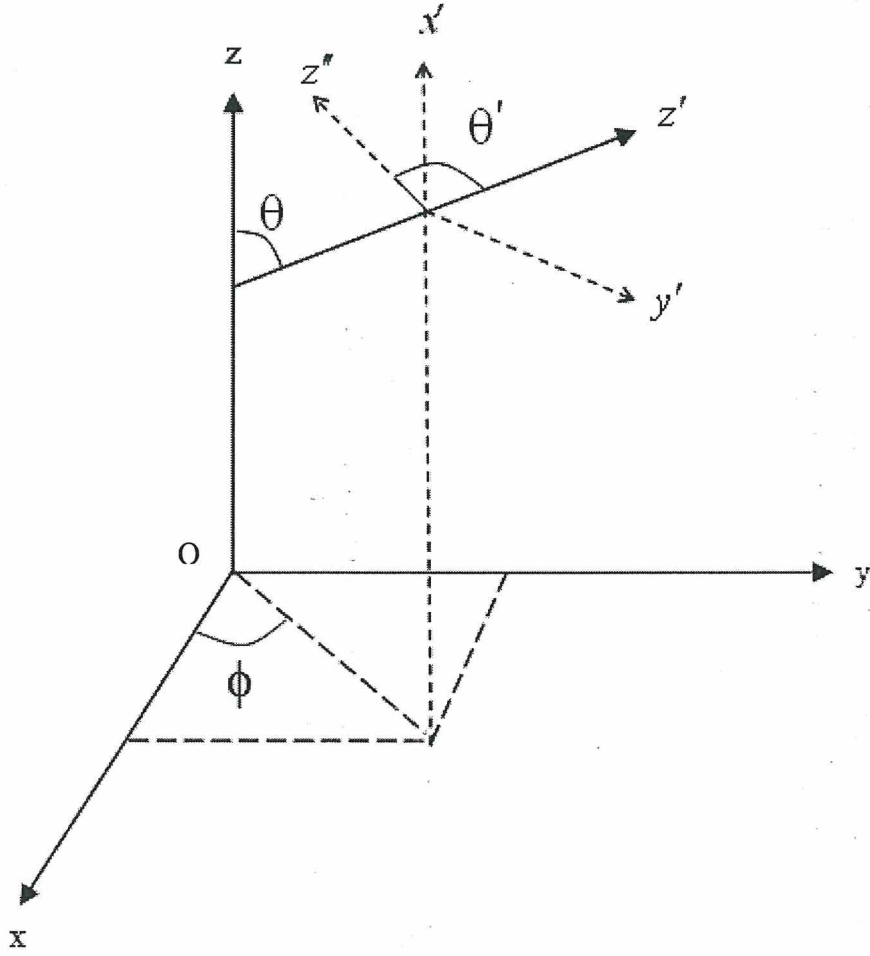
Pratikte pek çok uygulama için elektron ve pozitronların madde içerisinde geçişlerinin incelenmesi önem taşımaktadır. Örneğin detektör dizaynında, elektron

ve pozitron spektroskopisinde, detektör dizaynında, tıpta radyasyon dozimetrisinde, ışın tedavisi tedavisi planlamasında elektron ve pozitronlar için esnek saçılma tesir kesiti önemli rol oynar. Benzer şekilde esnek olmayan saçılma için yapılacak incelemeler sonucunda elde edilen tesir kesitleri yardımı ile parçacıkların durdurma gücü, ortalama serbest yol veya girme derinlikleri gibi büyüklükleri hakkında bilgi edinilebilir.

Genel olarak pozitron etkileşmelerinin incelenmesi elektron etkileşmelerinin incelenmesinden daha güçtür. Bu nedenle elektron spektroskopisi ve mikroskopisi için çok iyi teknikler geliştirilmiş fakat pozitronlar için yapılan çalışmalar daha eksik kalmıştır. Fakat son yıllarda geliştirilen çeşitli teknikler ile pozitron etkileşmeleri için de pek çok inceleme yapılabilmektedir.

EK A

KOORDİNAT DÖNÜŞÜMLERİ



Şekil A.1 Koordinat dönüşümleri

Saçılan parçacığın hareket doğrultusunu belirleyebilmek için şekilde gösterilen $x' y' z'$ koordinat sistemi seçilir. Bu koordinat sistemindeki birim vektörler,

$$\begin{aligned}\vec{i}' &= \alpha\gamma / \sqrt{1-\gamma^2} \vec{i} + \beta\gamma / \sqrt{1-\gamma^2} \vec{j} - \sqrt{1-\gamma^2} \vec{k} \\ \vec{j}' &= -\beta / \sqrt{1-\gamma^2} \vec{i} + \alpha / \sqrt{1-\gamma^2} \vec{j} \\ \vec{k}' &= \alpha \vec{i} + \beta \vec{j} + \gamma \vec{k}\end{aligned}\tag{A.1}$$

dir.

$x' y' z'$ koordinat sisteminden laboratuvar sistemine geçmek için,

$$T = \begin{pmatrix} \alpha\gamma / \sqrt{1-\gamma^2} & -\beta / \sqrt{1-\gamma^2} & \alpha \\ \beta\gamma / \sqrt{1-\gamma^2} & \alpha / \sqrt{1-\gamma^2} & \beta \\ -\sqrt{1-\gamma^2} & 0 & \gamma \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

dönüşüm matrisi kullanılır.

Üslü sistemdeki doğrultman kosinüsleri,

$$\begin{aligned} \alpha' &= \sin \theta' \cos \phi' \\ \beta' &= \sin \theta' \sin \phi' \\ \gamma' &= \cos \theta' \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

dür.

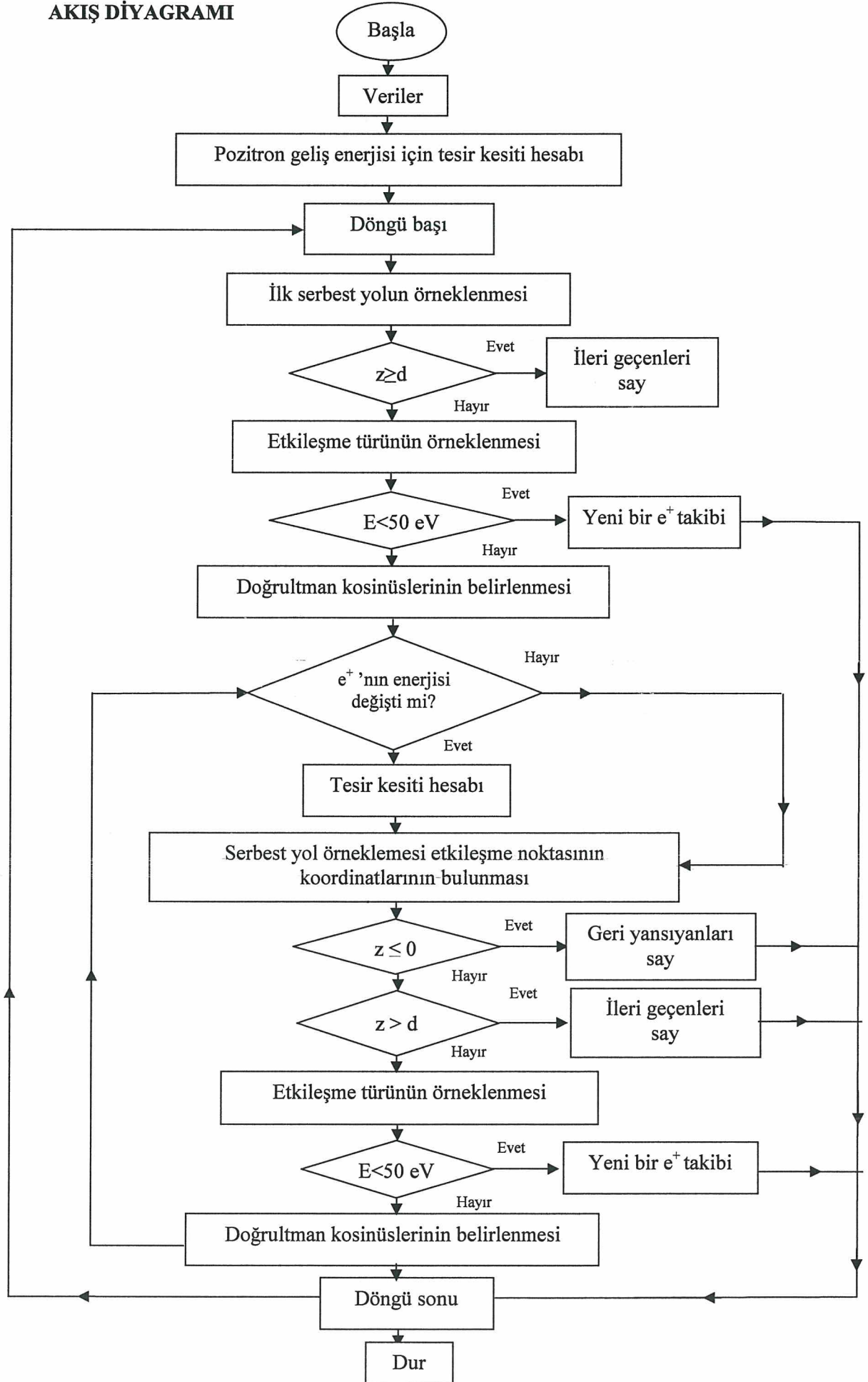
Saçılan parçacığın laboratuvar sistemindeki doğrultman kosinüslerini elde etmek için,

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} \alpha' \\ \beta' \\ \gamma' \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

ifadesi kullanılmıştır.

EK B

AKIŞ DİYAGRAMI



KAYNAKÇA

- [1] Murphy, C.A., Perera, T.D., “The Definition and Potential Role of Simulation Within an Aerospace Company”, Winter Simulation Conference, (2001) 829.
- [2] Öztürk, L., “Monte-Carlo Simulasyon Metodu Ve Bir İşletme Uygulaması”, Doğu Anadolu Bölgesi Araştırmaları, (2004) 116.
- [3] Craig, D., <http://web.cs.mun.ca/~donald/msc/node6.html> (23.05.2011)
- [4] <http://economics.about.com/library/glossary/bldef-monte-carlo-simulations.html> (23.05.2011)
- [5] Karaoğlu, B., Sayısal Fizik, Seyir Yayıncılık, Yön Matbaacılık, (2004) 147.
- [6] Aksaraylı, M., “Rassal Sayı Üretilmesi”, Ekonometri Böl. Simülasyon Ders Notları
- [7] Hammersley, J.M., Handscomb, D.C., Monte Carlo Methods, John Wiley and Sons. Inc., New York, (1979).
- [8] W.H. Pres, Numerical Recipes, Camb. Uni. Pres, New York, (1986).
- [9] Tartar, A., Klinik Lineer Hızlandırıcıların Su Fantomundaki Doz Dağılımlarının Monte Carlo Yöntemi İle Elde Edilmesi, Yüksek Lisans Tezi, Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Bursa, (2007).
- [10] Tavukçu, D., Monte Carlo Yönteminin Sayısal İntegrallere Ve Elektromanyetik Denklemlerine Uygulanması, Yüksek Lisans Tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Anabilim Dalı, İstanbul, (2000).
- [11] Heitler, W., “The quantum theory of radiation”, Clarendon Press, Oxford, (1954) 268.
- [12] Evans, R.D., The Atomic Nucleus McGraw-Hill Book Company, (1955).
- [13] Antolak A.J., Williamson Jr. W., *J. Appl. Phys.*, **69**, (1991) 3760 .
- [14] Öztürk N., Williamson Jr. W., Antolak A.J., *J. Appl. Phys.*, **70**, (2), (1991) 537.
- [15] Meredith R.J., Williamson Jr., *J. Appl. Phys.*, **68**, (1990) 10.
- [16] Salvat F., *Phys. Rev.*, **43**, (1991) 1.
- [17] Fernández-Varea J.M., Liljequist D., Csillag S., Rätty R., Salvat F. “Monte Carlo simulation of 0.1 – 100 keV electron and positron transport in solids using optical data and partial wave methods”, *Nucl. Inst. And Meth. In Phys. Res.*, **B 108**, (1996) 35.

- [18] Benedito E., Fernández-Varea J.M., Salvat F. “Mixed simulation of the multiple elastic scattering of electrons and positrons using partial-wave differential cross sections”, *Nucl. Inst. And Meth. In Phys. Res.*, **B 174**, (2001) 91.
- [19] Salvat F., “Optical-model potential for electron and positron elastic scattering by atoms”, *Phys. Rev. A* **68**, (2003) 012708.
- [20] Bethe H., “Zur Theorie des Durchgangs Schneller Korpuskularstrahler durch materie”, *Ann. Physik*, **5**, (1930) 325.
- [21] Liljequist D., “A simple calculation of inelastic mean free path and stopping power for 50 eV-50 keV electrons in solids”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **16**, (1983) 1567.
- [22] Liljequist D., “ Simple generalized oscillator strength density model applied to the simulation of keV electron-energy-loss distributions ”, *J. Phys. D. Appl. Phys.*, **57**, (1985) 657.
- [23] Bohr N., *Mat.-Fys. Medd. Dan. Vid.*, “The Penetration of Atomic Particles through Matter”, *Mat.-Fys. Medd. Dan. Vid.*, **18**, (1948) 1144.
- [24] Penn, D.R., “Electron mean-free-path calculations using a model dielectric function”, *Phys. Rev. B*, **35**, (1987) 482.
- [25] Ashley, J.C., “Energy-loss probabilities for electrons, positrons in condensed matter”, *J. Appl. Phys.*, **69**, (1991) 674.
- [26] Fernández –Varea, J.M., Mayol, R., Liljequist D., Salvat F., “Inelastic scattering of electrons in solids from a generalized oscillator strength model using optical photoelectric data”, *J. Phys. Condens. Mat.*, **5**, (1993) 3593.
- [27] Báro, J., Sempau, J., Fernández, J. M., Salvat, F., “PENELOPE: An Algorithm for Monte Carlo Simulation of The Penetration and Energy Loss of Electron and Positrons in matter”, *Nucl. Instrum. Meth.*, **B,100**, (1995) 31.
- [28] Lindhard, J. and Winter, A., “Stopping power of electron gas and equipartition rule”, *Kgl. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd*, **34**, (1964) 4.
- [29] Fano, U., “Penetration of protons, alpha particles and mesons”, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **13**, (1963) 1.
- [30] Seltzer, S.M., *Appl. Radiat. Isot.*, **42**, (1991) 917.
- [31] Özmütlu E.N., Aydın A., “Monte Carlo Calculations of 50 eV – 1 Mev Positrons in Aluminum”, *Appl. Radiat. Isot.*, **45**, (9), (1994) 963.
- [32] Nigam, B. P., Mathur, V.S., *J. Exp. and Theo. Phys.*, **121**, (1961) 1577.
- [33] Mott, N.F., *Proc. Roy. Soc.*, **A 214**, (1929) 426.
- [34] Dogget, J.A., Spencer, L.V., *Phys. Rev.*, **103/6**, (1956) 1597.
- [35] Gryzinski, M., “Two-particle collisions. Part I: General relations for collisions in the laboratory system” *Phys. Rev. A* **138**, (1965a) 305-321.

- [36] Gryzinski, M., “Two-particle collisions. Part II: Coulomb collisions in the laboratory system of coordinates” *Phys. Rev. A* **138**, (1965b) 322-335.
- [37] Gryzinski, M., “Classical theory of atomic collisions. Part I: Theory of inelastic collisions” *Phys. Rev. A* **138**, (1965a) 336-358.
- [38] Aydın, A., “Yüklü Parçacıkların Metallerde Enerji Dağılımları”, *Tübav Bilim Dergisi*, Cilt:2, Sayı:1, (2009) 99.
- [39] Mills A.P., Wilson R.J., “Transmission of 1 – 6 keV positrons through thin metal films”, *Physical Review*, **A**, **26**, (1955) 490.
- [40] Özmutlu E.N., Aydın A., “Monte Carlo Calculations of Low Energy Positrons in Copper”, *Appl. Radiat. Isot.*, **47**, 2, (1996)
- [41] Seliger H.H., *Physical Review*, **100**, (1955) 1029.
- [42] Aydın A., “Monte Carlo simulation of kilovolt positron penetration and backscattering probabilities in solids”, *Nucl. Instrum. Meth.*, **B**, **197**, (2002) 11.
- [43] G.C., Aers, *J. Appl. Phys.* **76/3**, (1994) 1622.
- [44] K.O. Jensen, A.B. Walker, *Surf. Sci.* **292** (1993) 83.
- [45] P.G. Coleman, L. Albrecht, K.O. Jensen, A.B. Walker, *J. Phys. Condens. Mat.* **4**, (1992) 10311.
- [46] Bentabet A., Fenineche N.E., “Backscattering coefficients for low energy electrons and positrons impinging on metallic thin films: scaling study”, *Appl Phys.*, **A**, **97** (2009) 425.
- [47] Chaoui Z., “A simplified positron elastic scattering model for Monte Carlo calculations”, *J. Phys. Condens. Mat.*, **18**, (2006) 10303.