



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**CHUDAKOV ETKİSİNİN HIZLANDIRICI ORTAMINDA
ARAŞTIRILMASI**

Onur Buğra KOLCU

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı

Danışman

Yard. Doç. Dr. Alper DİZDAR

Mayıs, 2012

İSTANBUL



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**CHUDAKOV ETKİSİNİN HIZLANDIRICI ORTAMINDA
ARAŞTIRILMASI**

Onur Buğra KOLCU

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı

Danışman

Yard. Doç. Dr. Alper DİZDAR

Mayıs, 2012

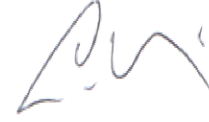
İSTANBUL

Bu çalışma 30/05/2012 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

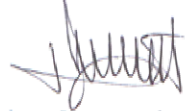
Tez Jürisi



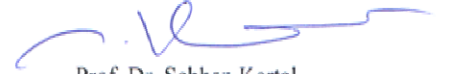
Danışman: Yard. Doç. Dr. Alper Dizdar
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. K. Gediz Akdeniz
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Hasan Tatlıpınar
Yıldız Teknik Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Sehan Kartal
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Doç. Dr. Y. Gürkan Çelebi
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Bu çalışma İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yürütücü Sekreterliğinin 11255 numaralı projesi ile desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Yüksek lisans yaptığım süre boyunca çalışmalarımda desteğini ve yardımlarını esirgemeyen danışman hocam Yard. Doç. Dr. Alper Dizdar'a teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım boyunca büyük desteği olan ve hocalığını, abiliğini ve hatta arkadaşlığını sunan Doç. Dr. Y. Gürkan Çelebi'ye teşekkürü borç bilirim.

Tez çalışmalarım boyunca yardımını esirgemeyen sevgili dostum Savaş Birol'a ve arkadaşlıkları ile her zaman desteklerini hissettiren Erdal Çatak ve Ulaş Saka'ya içtenlikle teşekkür ederim.

Yüksek lisans yaptığım süre boyunca maddi manevi hiçbir desteğini esirgemeyen ve hep yanımda olan canım aileme ve sevgilim Başak Özcan'a sonsuz teşekkür ederim.

Mayıs, 2012

Onur Buğra Kolcu

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ.....	II
İÇİNDEKİLER	III
ŞEKİL LİSTESİ.....	V
TABLO LİSTESİ.....	VI
SEMBOL LİSTESİ.....	VII
ÖZET.....	VIII
SUMMARY	IX
1.GİRİŞ	1
2.GENEL KISIMLAR	4
2.1.YÜKSEK ENERJİLİ PARÇACIKLARIN ORTAMLA ETKİLEŞMESİ	4
2.2. ENERJİ KAYBI DAĞILIMI.....	8
2.2.1. Kalın Hedefler: Normal (Gaussyen) Limit.....	8
2.2.2. İnce Hedefler: Landau ve Vavilov Teorileri	9
2.3. FOTONLAR VE YÜKLÜ PARÇACIKLARIN MADDEYLE ETKİLEŞİMİ.....	13
2.3.1. Fotonların Maddeyle Etkileşimi.....	13
2.3.2. Frenleme Işıması	15
2.4. CHUDAKOV ETKİSİ.....	17
2.4.1. Teorik Yaklaşımlar.....	18
2.4.2. Chudakov Etkisinin Deney-Teori Benzeşimi.....	24
3. MALZEME VE YÖNTEM	27
3.1. NA63 CHUDAKOV DENEY DÜZENEGİ	27
3.2. DENEY VERİSİ.....	29
3.3. BENZETİM	31
3.3.1. GEANT4	31
3.3.2. NA63 CHUDAKOV DENEYİ BENZETİMİ.....	32

4.BULGULAR	42
4.1. DENEY ARDALANININ BELİRLENMESİ	42
4.2. CHUDAKOV ETKİSİNİN BELİRLENMESİ	45
5.SONUÇ VE TARTIŞMA	54
KAYNAKLAR	58
ÖZGEÇMİŞ	60

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	: Durdurma gücünün enerjiye bağlı değişimi	5
Şekil 2.2	: Farklı parçacıkların minimum iyonizasyonu.....	7
Şekil 2.3	: İnce hedeflerde tipik enerji kaybı dağılımı.....	9
Şekil 2.4	: Landau ve Vavilov eğrileri.....	10
Şekil 2.5	: Atom numarasına ve enerjiye bağlı olayların temsili.....	13
Şekil 2.6	: Çift oluşumu için Feynman diyagramı	14
Şekil 2.7	: Frenleme ışımaya ait olası bir Feynman diyagramı	16
Şekil 2.8	: Elektron pozitron çifti için iyonizasyon benzetimi	19
Şekil 2.9	: Değiştirilmiş Bessel fonksiyonunun grafiği	22
Şekil 2.10	: İyonizasyonla enerji kaybı eğrileri ve deneysel ölçümler	24
Şekil 2.11	: Deney sonuçları ve teori karşılaştırması	25
Şekil 3.1	: Chudakov etkisinin gözlemleneceği deney düzeneği.....	26
Şekil 3.2	: CCD dedektörde tek bir gürültü elemanına ait veri dağılımı	29
Şekil 3.3	: NA63 Chudakov deney düzeneği benzetiminin genel görüntüsü	32
Şekil 3.4	: Delikli sintilatörde depolanan enerji dağılımı	33
Şekil 3.5	: Veto sintilatörde depolanan enerji dağılımı	34
Şekil 3.6	: Tetikleyici sintilatörde depolanan enerji dağılımı.....	34
Şekil 3.7	: Silikon dedektörde üst kısımdaki dedektöre ait enerji dağılımı	36
Şekil 3.8	: Silikon dedektörde alt kısımdaki dedektöre ait enerji dağılımı.....	36
Şekil 3.9	: Silikon dedektörlerin verilerinin ayıklanmış hali	37
Şekil 3.10	: Benzetilmiş frenleme ışımaya dağılımı	40
Şekil 4.1	: Üst kısımdaki silikon dedektör için iki ayrı benzetimden alınan verilerin karşılaştırması	43
Şekil 4.2	: Alt kısımdaki silikon dedektör için iki ayrı benzetimden alınan verilerin karşılaştırması	43
Şekil 4.3	: Silikon dedektörlerdeki ardalanların temsilleri	44
Şekil 4.4	: Silikon dedektörlerdeki enerji dağılımı	45
Şekil 4.5	: İyonizasyon baskılanmasının enerjiye bağlı değişimi.....	48
Şekil 4.6	: Dedektör kalibrasyonu uydurma eğrisi gösterimi	49
Şekil 4.7	: LG1 enerji bölgesi için Landau dağılımları	50
Şekil 4.8	: LG2 enerji bölgesi için Landau dağılımları	51
Şekil 4.9	: LG3 enerji bölgesi için Landau dağılımları	51
Şekil 4.10	: LG4 enerji bölgesi için Landau dağılımları	52
Şekil 4.11	: LG5 enerji bölgesi için Landau dağılımları	52
Şekil 5.1	: Chudakov etkisinin ölçüm aygıtına yakınlıklarına bağlı yüksek enerjilerdeki karakteri	56

TABLO LİSTESİ

Tablo 2.1	: Bethe-Bloch formülünde kullanılan semboller, sabitler ve açıklamaları	5
Tablo 3.1	: Kalınlıklarına bağlı olarak silikon ve altın içinde çift oluşumu meydana gelme olasılığı.	29
Tablo 4.1	: En olası enerji kaybı değerleri.....	46
Tablo 4.2	: Enerji bölgeleri değerleri	47
Tablo 4.3	: Kanal numarası ve enerji değeri karşılıkları	50
Tablo 4.4	: Benzetim için en olası enerji kaybı değerleri.....	53

SEMBOL LİSTESİ

- γ : Lorentz faktörü
 r_e : Klasik elektron yarıçapı
 N_A : Avagadro sayısı
 I : Ortalama iyonlaşma potansiyeli
 Δ' : Ortalama enerji kaybı
 a_0 : Bohr yarıçapı
 \emptyset : Borsellino açısı
 ω_p : Plazma frekansı
 ρ : Yük yoğunluğu
 \mathbf{A} : Vektör potansiyeli
 Φ : Skaler potansiyel

ÖZET

CHUDAKOV ETKİSİNİN HIZLANDIRICI ORTAMINDA ARAŞTIRILMASI

Yüksek enerjili parçacıkların madde ile etkileşmesi ortam atomlarının uyarılması ya da iyonizasyonuna sebep olur. Yüksüz bir parçacık olan foton maddeyle fotoelektrik olay, Compton saçılması ya da çift oluşumu yoluyla etkileşir. Ortam atomları ile etkileşen bir foton yeterli enerjiye sahip olduğunda, çift oluşumu (elektron-pozitron) meydana getirir. Çok yüksek enerjili fotonlardan (GeV mertebesinde) meydana gelen elektron-pozitron çiftinin, yaratıldıkları bölge civarında neden oldukları iyonizasyon, ayrı ayrı elektron pozitron çiftinin yaratacağı iyonizasyondan daha az olur. Çiftin iki ayrı elektron pozitron çiftinin yapacağı iyonizasyona göre azalan iyonizasyon etkisine Chudakov etkisi denir.

Hızlandırıcı ortamında Chudakov etkisini gözlemek amacıyla, 2004 yılında NA63 grubu (CERN’de quantum elektrodinami deneyleri yapan deney grubu) tarafından bir deney gerçekleştirilmiştir. Bu deneyde elde edilen sonuçların teorik yaklaşımlarla uyumsuzluk içinde olması yeni bir deney yapılması ve Chudakov etkisini ifade eden teorilerin gözden geçirilmesi gibi ihtiyaçları ortaya çıkarmıştır. Olası bir deneyde, deney ardalanının tespiti ve buna bağlı yeni kurulumların oluşturulması için GEANT4 programı ile benzetimlerin yapılması bu tezin temel motivasyonudur.

SUMMARY

AN INVESTIGATION OF CHUDAKOV EFFECT IN AN ACCELERATOR ENVIRONMENT

High energy particles interact with matter through excitation or ionization of the medium atoms. Photons being uncharged particles, interact with the medium via photoelectric effect, Compton scattering or pair production. If they have sufficient energy, then they can create an electron-positron pair. Highly energetic electron-positron pairs have very small angles in between, and the ionization they cause is less than two charged particles separately. This reduced ionization of the pair in the vicinity of creation region is called as the Chudakov effect.

NA63 experimental group performed an experiment to observe the Chudakov effect in an accelerator environment in 2004. The results obtained from the experiment were incompatible with those obtained with the theoretical approaches. With these incompatibilities, new experiments and theoretical simulations becomes a necessity. The motivation of this thesis is generating the GEANT4 simulation for these probable experiments.

1.GİRİŞ

Bu tez çalışması A.E. Chudakov (1955) tarafından teorik olarak ve ardından D.H. Perkins'in kozmik ışınlarla deneysel varlığını kanıtladığı Chudakov etkisi adı verilen sınırlı iyonizasyon kaybının hızlandırıcı ortamında incelenmesine dayanmaktadır.

Ortamla etkileşen fotonların enerjilerine bağlı olarak fotoelektrik olay, Compton saçılması veya çift oluşum meydana gelir. Bu tez çalışmasında 178 GeV enerjiye sahip elektron hüzmesinden frenleme ışınması vasıtası ile elde edilen 178 GeV'e kadar enerjiye sahip olan fotonlar kullanılmıştır. Bahsi geçen enerji aralığında çift oluşumunun meydana gelmesi fotoelektrik olay ve Compton saçılmasına kıyasla daha olasıdır.

Elektron pozitron çiftinin olduğu bölge civarındaki sınırlı bir uzaklıkta, çift oluşumu ile meydana gelen elektron pozitron çiftinin ortamla etkileşimi sonucu oluşan iyonizasyon, bir elektron yada bir pozitronun oluşturacağı iyonizasyonun iki katı olması gerekirken daha az miktarda iyonizasyona sebep olmaktadır. Elektron pozitron çiftinin maddeyle etkileşimi sonucu beklenen iyonizasyon miktarından daha az iyonizasyon ortaya çıkması Chudakov etkisi olarak adlandırılmaktadır. Başka bir ifadeyle tek bir elektronun iyonizasyonla ortamda kaybettiği enerji E , elektron pozitron çiftin ortamda kaybettiği enerjiler sırasıyla E_{e^-} ve E_{e^+} olmak üzere, çiftin olduğu bölge civarında bu enerji değerleri arasındaki ilişki $2E > E_{e^-} + E_{e^+}$ biçimindedir.

Chudakov etkisi A.E. Chudakov tarafından 1955 yılında öngörülmüş ve teorik olarak gösterilmiştir. Aynı yıl D.H. Perkins (1955) ve D. King (1955) tarafından kozmik ışınlar kullanılarak bu etki gözlemlendiğinden King-Perkins-Chudakov etkisi olarak da bilinmektedir. Chudakov etkisinin düşük enerjilerde gözlemlenebilir bir etki olmamasından dolayı kozmik ışınlarla yapılmış olan bu gözlem istatistiki olarak oldukça sınırlıdır (Perkins, 1955).

Chudakov etkisi düşük enerjilerde gözlemlenebilir olmamasına karşın yüksek enerjilerde kendisini belirgin bir şekilde göstermektedir. Günümüzde CERN’de (Avrupa Nükleer Araştırmalar Merkezi) gerçekleştirilen LHC (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı) deneyinde 14 TeV’e kadar deneylerin gerçekleştirildiği düşünüldüğünde Chudakov etkisinin önemi daha fazla artmaktadır. Kuantum Elektrodinamiği için bilinen Chudakov etkisi bir analogi ile Kuantum Renk Dinamiği’nde de gluonlar aracılığı ile gözlemlenmektedir. Bu yüzden bugün hadronlarla yapılan deneyler açısından düşünüldüğünde de Chudakov etkisinin önemi yadsınamaz duruma gelmektedir.

Geçmiş deneysel gözlemlerin kozmik ışınlarla yapılmasından kaynaklı istatistik miktarının az olması ve hızlandırıcı ortamına nazaran kontrolsüz olması, Chudakov etkisinin gözlemlenmesi için hızlandırıcı ortamında deney tasarlanması ihtiyacını doğurmuştur. Chudakov etkisinin hızlandırıcı ortamında gözlemlenmesi ihtiyaçlar doğrultusunda yüksek istatistiğe sahip verilere ulaşmamızı sağlamak açısından avantaj sağlamaktadır. Hızlandırıcı ortamında Chudakov etkisinin gözlemlenmesini ilk olarak I.P. Zielinski (1985) önermiştir. Ancak yaptığı çalışmada (Zielinski, 1985) silikon dedektörler aracılığı ile elde edilecek sonuçların dedektör gürültüsünün alınacak verilere kıyasla daha büyük mertebeden elde edilmesi sebebi ile deneyde silikon dedektör kullanılmayacağını belirterek, bu teknik problemin hızlandırıcı ortamında Chudakov etkisinin gözlemlenmesi için sorun teşkil ettiğini belirtmiştir.

Dedektör teknolojilerinin gelişimi ile beraber 2002 yılında NA63 deney programının (CERN) kabulü öncesinde aynı deney grubu CCD dedektör ile etkinin hızlandırıcı ortamında gözlenmesinin mümkün olabileceğini öngörerek, ilk deneyleri 2004 yılında yapmıştır. Gerçekleştirilen deneylerden elde edilen veriler Chudakov etkisini ifade eden teorik yaklaşımlar ile uyumsuzluk içindedir. Bu durum, yeni bir deney ihtiyacının ortaya çıkmasını ve aynı zamanda bugün elde bulunan deney sonuçları ile teorinin uyumsuzluğunun daha iyi anlaşılıp giderilmesi ihtiyacını ortaya çıkarmıştır. Deney sonuçlarına dayanarak teorik benzetimlerin yapılması H.D. Thomsen (2011) tarafından yapılmıştır. Deneyin GEANT4 benzetim programı ile benzetiminin yapılması ise bu tez çalışmasının konusu olacaktır.

Chudakov etkisinin teori ve deney sonuçları arasındaki uyumsuzluğın giderilmesi açısından yeni deneylerin yapılması gereklidir. Bu yzden deney öncesi yapılacak olan benzetimler, deneylerden daha sağlıklı veri alabilmek açısından önem taşır. Tezin motivasyonu Chudakov etkisinin hızlandırıcı ortamında gözlemlenebilmesi için yapılabilecek olası bir deneye daha sağlıklı sonuçlar alınabilmesi açısından katkı sağlamaktır.

2.GENEL KISIMLAR

2.1.YÜKSEK ENERJİLİ PARÇACIKLARIN ORTAMLA ETKİLEŞMESİ

Bu kısımda yüksek enerjili parçacıkların ortamla etkileşimi sonucu enerji kayıpları incelenecek, yüklü parçacıkların iyonizasyonla ve frenleme ışması ile enerji kayıp mekanizmaları ele alınacaktır.

Yüklü veya yüksüz parçacıkların ortamla etkileşimi sonucu birçok süreç ortaya çıkabilir. Örneğin bir elektron ile ince bir silikon hedef arasındaki etkileşim sonucu silikon atomlarının iyonizasyonu ya da uyarılması ile enerji kaybı yaşanabilir. Yüksek hızlarda hareket eden elektron için ise frenleme ışması ile enerji kaybı söz konusu olacaktır.

Elektron ya da pozitronlar madde içinden geçerken ortamın elektronlarına aktardığı enerjiyle uyarılma veya iyonizasyon meydana gelebilir. Eğer yeterli miktarda enerjiye sahip yüklü parçacık atomun elektronlarıyla etkileşirse bu süreç elektron kopması ile sonuçlanır ve atom iyonlaşır. Yüklü parçacıkların iyonizasyon ya da uyarılma sonucu ortalama enerji kaybı Bethe-Bloch eşitliği ile ifade edilir:

$$-\frac{dE}{dx} = KZ^2 \frac{1}{A\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right) \quad (2.1)$$

Bu ifadedeki sembollerle temsil edilen nicelikler aşağıdaki tabloda listelenmiştir. Bethe-Bloch eşitliğindeki tek bir çarpışma için aktarılabilecek maksimum enerji değerini temsil eden T_{max} ifadesi:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{(1 + (2\gamma m_e/M) + (m_e/M)^2)} \quad (2.2)$$

biçimindedir (Sigmund, 2006).

Tablo 2.1: Bethe-Bloch formülünde kullanılan semboller, sabitler ve açıklamaları.

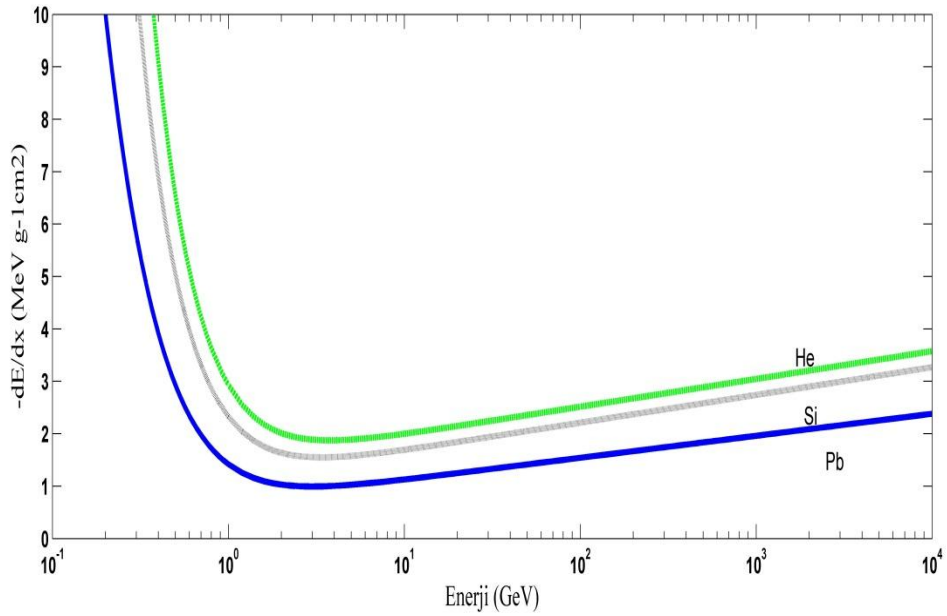
Sembol	Açıklama	Birimi veya Değeri
β	v/c	–
γ	$1/\sqrt{1 - \beta^2}$ (Lorentz faktörü)	–
E	Gelen parçacığın enerjisi	MeV
T	Kinetik enerji	MeV
$m_e c^2$	Elektron kütlesi	0.511 MeV
r_e	Klasik elektron yarıçapı	2.8 fm
N_A	Avagadro sayısı	$6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
z	Gelen parçacığın yükü	–
Z	Etkileşilen ortamın atom numarası	–
A	Etkileşilen ortamın atomik kütlesi	g/mol
K	$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$	$0.307 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$
I	Ortalama iyonlaşma potansiyeli	eV
$\delta(\beta\gamma)$	İyonizasyonla enerji kaybına yoğunluk etkisi doğrulama parametresi	–

Ortalama iyonlaşma potansiyeli etkileşilen ortamın atom numarasını temsil eden Z 'nin fonksiyonu olmak üzere $I=(10eV) \cdot Z$ ile yaklaşık olarak elde edilebilir. Bethe-Bloch formülü hızlı parçacıklar için birim yol başına enerji kaybını diğer bir deyişle ortamdaki durdurma gücünü açıklar (Sigmund,2006).

Ortamın durdurma gücü ne kadar büyükse, yüklü parçacığın birim yol başına iyonizasyon ve uyarma yaparak kaybettiği enerji de o kadar büyük olur. Fakat gelen parçacığın enerjisi arttıkça, birim uzunluk başına kaybedilen enerji artmaz. Bu durumu

anlamak için Şekil 2.1'deki grafik incelendiğinde enerji değerindeki artışın tek başına durdurma gücü artışı için yeterli olmadığı görülür.

Şekil 2.1'de farklı maddeler için enerji değerleri 2-4 GeV aralığında iken enerji kaybının minimum değerlerini aldığı görülmektedir. Bu minimum enerji kaybını verecek olan enerjiye sahip parçacıklara minimum iyonize edici parçacıklar (MIP) adı verilir.



Şekil 2.1: Durdurma gücünün enerjiye bağlı değişimi. Grafik çizdirilirken Bethe-Bloch eşitliğindeki yoğunluk etkisini ifade eden $\frac{\delta(\beta\gamma)}{2}$ terimi ihmal edilmiştir.

Bethe-Bloch eşitliği oldukça iyi sonuçlar vermesine karşın yalnızca bir yaklaşımdır. Bethe-Bloch eşitliğini bir yaklaşım yapan GeV mertebesinde iyi sonuçlar vermesine karşın, etkileşimi gerçekleştiren yüklü parçacığın maddenin bağlı elektronlarının hızıyla karşılaştırılabilir düzeyde bir hıza sahip olduğu durumda doğru sonuçlar vermemesidir. Ortamla etkileşen yüklü parçacık için $\beta \leq 0.05$ ise Bethe-Bloch eşitliği geçerli olmaz (Linhard, 1961).

Deneysel bir çalışmada iyonizasyon ölçümü çeşitli dedektörlerle yapılabilir. Kullanılan dedektöre bağlı olarak da iyonizasyon ölçümünde dedektörün yeterliliği ölçülen

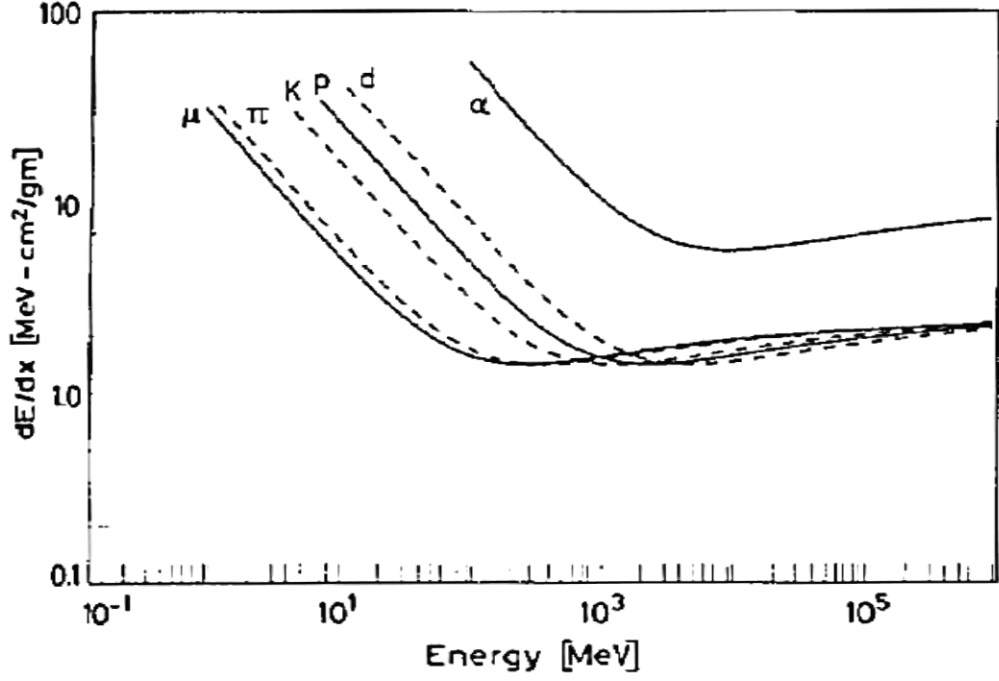
iyonizasyon değerinde bir kısıtlama yaratır. Dedektör tarafından ölçülebilir olan en yüksek enerji kaybı değeri T_{cut} olarak adlandırılmak üzere, iyonizasyona sebep olması beklenen parçacığın transfer edeceği ortalama kinetik enerji $T < T_{cut} < T_{max}$ gibi bir kısıtlama altında iken sınırlı enerji kaybını veren bağıntı :

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{T < T_{cut}} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \frac{\beta^2}{2} \left(1 + \frac{T_{cut}}{T_{max}} \right) - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right) \quad (2.3)$$

biçimindedir (PDG, 2007).

Bu denklem yapısı Denklem 2.1'e benzemektedir. Aralarındaki fark $T_{cut} \rightarrow T_{max}$ yazıldığında ortadan kalkacaktır. T_{cut} Denklem 2.1'deki logaritmik terim içinde bulunan T_{max} 'ın yerine konulduğunda $\beta\gamma$ terimi dE/dx ifadesinin yakın etkileşimler için olan kısmında göreceli bir artışa sebep olur ve bu kısım neredeyse bir sabit haline gelir yada bir başka deyişle dE/dx ifadesi "Fermi düzlüğü" olarak adlandırılan bir eğri halini alır (PDG, 2007).

Bethe-Bloch formülü β ya bağlı bir ifadedir. Parçacıkların yüksek hızlarda hareket etmediği durumda enerji kaybı formülünde $1/\beta^2$ ifadesi baskın olacaktır ve $v = 0.96c$ değerinde bir minimum değere ulaşacaktır. Bu noktada parçacıklar minimum iyonizasyon yaparlar. Enerji bu değerün üzerine çıkarılırsa, $1/\beta^2$ hemen hemen sabit olacaktır. Enerji kaybı ifadedeki logaritmik kısımdan dolayı tekrar artacaktır. Minimum iyonizasyon değerinin altındaki enerjilerde enerji kaybı her parçacık için farklı olacağından, enerji kaybı grafiği bu enerji aralığındaki parçacıkları ayırt etmek için kullanılır. Şekil 2.2'de bu amaçla farklı parçacıkların enerji kaybı kıyaslaması gösterilmiştir (Leo, 1987).



Şekil 2.2: Aynı madde içinde farklı minimum iyonizasyon değerlerine sahip parçacıkların kinetik enerjilerine göre enerji kaybının değişimi. (Leo, 1987).

2.2. ENERJİ KAYBI DAĞILIMI

Parçacıkların madde içerisine girdiklerinde etkileşimleriyle birlikte enerji kaybına uğrayacaklarına yukarıda değinilmiştir. Parçacıkların içinden geçtikleri hedef maddenin kalınlığı, kaybedilecek enerjinin nasıl bir istatistiksel eğriyle temsil edileceğini belirler. Hedef maddenin verili bir kalınlığı için enerji kaybı dağılımının teorik olarak hesabı iki ana başlık altında incelenir: kalın hedefler ve ince hedefler.

2.2.1. Kalın Hedefler: Normal (Gaussyen) Limit

Kalın hedefler için hedef madde içindeki çarpışmalar çok olacağından enerji kaybı dağılımı normal dağılım (gauss dağılımı) formunda olur. Bu istatistikte merkezi limit teoreminin bir sonucudur. Buna göre N adet rasgele değişken toplamda benzer bir istatistik dağılım gösterir ve bu dağılım $N \rightarrow \infty$ iken normal bir dağılım haline gelir. Tek bir atomik çarpışma için enerji kaybını δE alıp ve bu çarpışma için enerji kaybı sırasında parçacığın hızındaki değişimin gözardı edilebilecek kadar az olduğunu varsayarak, (böylece çarpışmada hızdan bağımsız bir durumla tesir kesitinin

değişmemesi sağlanmış olur) toplam enerji kaybının birbirinden bağımsız birçok δE 'nin toplamının dağılımı olduğunu söyleyebiliriz. N adet çarpışma için toplam normal dağılım formu:

$$f(x, \Delta) \propto \exp\left(\frac{-(\Delta - \Delta')^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.4)$$

şeklinde ifade edilir ve burada x hedef maddenin kalınlığı, Δ madde içindeki enerji kaybı, Δ' ortalama enerji kaybı ve σ standart sapmayı temsil etmektedir.

Yüksek enerjili olmayan ağır parçacıklar için σ_0 ile gösterilen normal dağılım Bohr tarafından hesaplanmıştır.

$$\sigma_0^2 = 4\pi N_a r_e^2 (m_e c^2)^2 \rho \frac{Z}{A} x = 0.1569 \rho \frac{Z}{A} x [MeV]^2 \quad (2.5)$$

Bu ifadede N_a Avagadro sayısı, r_e ve m_e sırasıyla klasik elektron yarıçapı ve kütlesi, ρ , Z, A ise sırasıyla maddenin yoğunluğu, atom numarası ve atom ağırlığıdır. Bu formül yüksek enerjili parçacıklar için yazıldığında:

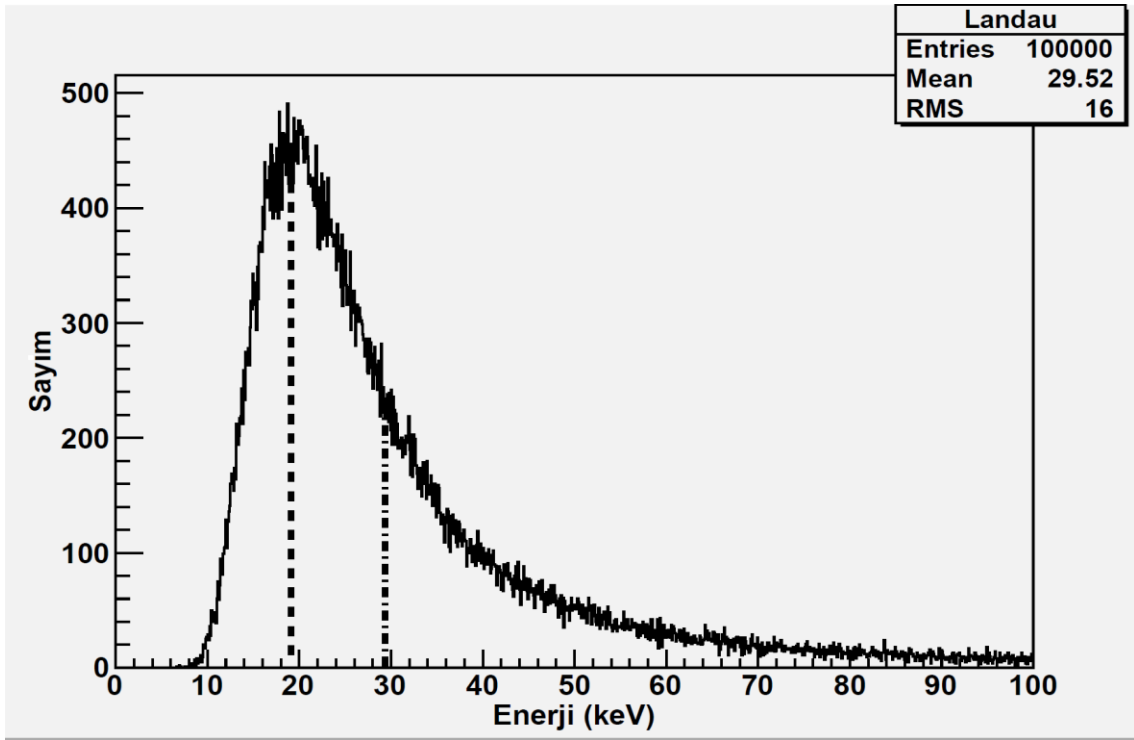
$$\sigma^2 = \frac{(1 - \frac{1}{2}\beta^2)}{(1 - \beta^2)} \quad (2.6)$$

halini alır (Leo, 1987).

2.2.2. İnce Hedefler: Landau ve Vavilov Teorileri

İnce hedefler için gelen parçacığın madde içindeki çarpışma sayısının (N) oldukça küçük olması merkezi limit teoremiyle enerji dağılımının hesaplanmasını güç hale getirmektedir. Bu hesabın güç hale gelmesindeki önemli etkenlerden biri de tek bir çarpışma için büyük enerji transferlerinin gerçekleşebilmesidir. Elektronlar için

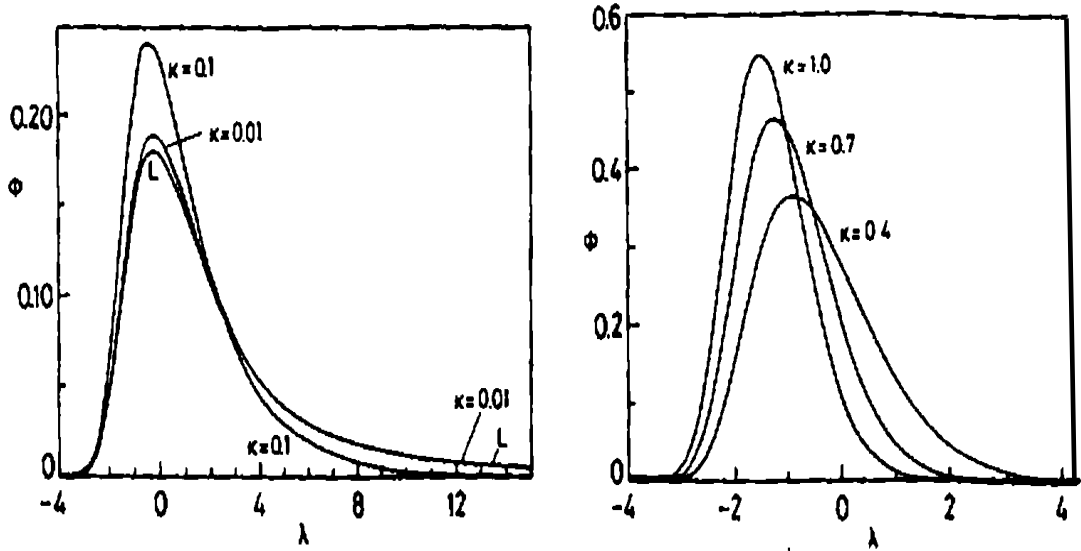
başlangıç enerjisinin dörtte birinden fazlası transfer edilebilirken, ağır parçacıklar için çarpışmada transfer edilebilir enerji (T_{max}) kinematik olarak sınırlıdır. Buna göre tek seferde frenleme ışması gibi olaylar neticesinde büyük enerji kayıpları gerçekleşebilir. Yüksek ölçekte enerji kayıplarının olduğu durumların olasılığı, enerji kaybı olasılık dağılımında yüksek enerji aralığının bulunduğu kısma tekabül edeceğinden, bu yüksek enerji kayıplarının çokluğu enerji kaybı dağılımının asimetrik olmasını ve dağılımın uzun bir kuyruğa sahip olmasını sağlar (Leo, 1987).



Şekil 2.3: İnce hedefte tipik bir enerji kaybı dağılımı. Çizgi ile gösterilen en olası enerji kaybı değerini, çizgi ve nokta ile gösterilen ortalama enerji kaybı değerini temsil etmektedir.

Şekil 2.3'e bakıldığında, ortalama enerji kaybının (Δ') en olası enerji kaybıyla aynı değeri almadığı görülür. Bunun sebebi asimetrik dağılımın ortalamayı dağılımın uzun kuyruğuna yaklaştırmasıdır. Bu grafikte dağılımın tepe noktasına karşılık gelen değer en olası enerji kaybı değeri olarak adlandırılır. Ortalama enerji kaybı ve en olası enerji kaybı dağılımın değişkenleri olarak kullanılabilir. Bu dağılıma ait teorik hesaplar farklı uygulama alanları için Landau, Symon ve Vavilov tarafından yapılmıştır. Üç teori için öne çıkan bir değişken vardır ve bu değişken, ortalama enerji kaybının tek bir çarpışma için transfer edilebilecek maksimum enerji kaybına oranıdır (Leo, 1987).

$$\kappa = \frac{\Delta'}{T_{max}} \quad (2.7)$$



Şekil 2.4: κ 'nın alabileceği çeşitli değerler için Vavilov eğrileri ve karşılaştırma açısından L ile gösterilen Landau eğrisi (Seltzer, 1964).

Ortalama enerji kaybı Denklem 2.1'de ifade edilen Bethe-Bloch eşitliğinden hesaplanabilir. Eşitliğin ilk çarpan kısmını alarak logaritmik terimin ihmal edilmesiyle ortalama enerji kaybı bulunabilir:

$$\Delta' = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \left(\frac{Z}{\beta}\right)^2 x \quad (2.8)$$

Denklemden Δ' ile gösterilen ortalama enerji kaybıdır. Burada ortalama enerji kaybının tekrardan ele alınmasının sebebi, Bethe-Bloch eşitliğindeki farklı olarak ortam yoğunluğu teriminin de ortalama enerji kaybı ifadesinde yer bulmasıdır. Denklem 2.8'de yoğunluk ρ ile gösterilmiştir. İnce hedefler için genellikle $\kappa < 10$ değerler alır. $\kappa > 1$ için Şekil 2.4'deki ikinci grafikte de görüleceği üzere κ değeri büyüdükçe eğri normal bir dağılıma benzemektedir (Leo, 1987).

İnce hedeflerde enerji kaybı dağılımını $\kappa \leq 0.01$ için ilk olarak Landau hesaplamıştır.

Landau teorisi üç varsayıma dayanır:

- Maksimum enerji transferi çok büyük değerlerde iken ($T_{max} \rightarrow \infty$), κ ortalama enerji kaybının maximum enerji transferine oranı olduğundan $\kappa \rightarrow 0$ olur.
- Bir çarpışma için enerji transferi yeterince büyük iken atomun bağlı elektronları serbest elektronlar gibi davranırlar.
- Parçacığın hızındaki azalma önemsizdir. Parçacık sabit hızda hareket ediyormuş gibi ele alınır.

Özetleyecek olursak, yüklü parçacıkların çarpışma başına ortama aktardığı enerjinin kendi enerjisine oranı oldukça düşük olduğundan, enerjisini tamamen ortama aktarabilmesi için birçok çarpışma yapması gerekmektedir. Ortama aktarılan enerji, bir ortalama etrafında büyük dalgalanmalara sahiptir. Enerji kaybı dağılımını veren Landau fonksiyonu:

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}(\lambda - e^{-\lambda})\right] \quad (2.9)$$

biçimindedir. Bu denklemden en olası enerji kaybı $\Delta E'$ ve toplam enerji kaybı ΔE olmak üzere Landau dağılımını oluşturan ve en olası enerji kaybından olan sapmayı temsil eden λ :

$$\lambda = \frac{\Delta E' - \Delta E}{\Delta'} \quad (2.10)$$

şeklinde ifade edilir.

İnce hedeflerde enerji kaybının olasılık dağılımına etraflıca değinmeye çalışılmasının sebebi Chudakov etkisinin belirleneceği deney düzeneğinde iyonizasyonla enerji

kaybını ölçecek dedektörün oldukça ince seçilmesidir. Bu konuyla ilgili detaylara deney düzeneği anlatılırken değinilecektir.

2.3. FOTONLAR VE YÜKLÜ PARÇACIKLARIN MADDEYLE ETKİLEŞİMİ

2.3.1. Fotonların Maddeyle Etkileşimi

Fotonlar kütlesi olmayan, ışık hızında hareket eden, elektromanyetik kuvvet taşıyıcısı olan temel parçacıklardır. Fotonların yükleri olmadığından yüklü parçacıklar gibi Coulomb kuvvetine maruz kalmazlar. Fotonlar madde içerisinden geçerken enerji durumlarına ve ortamın özelliklerine bağlı olarak aşağıdaki etkileşimleri yaparlar:

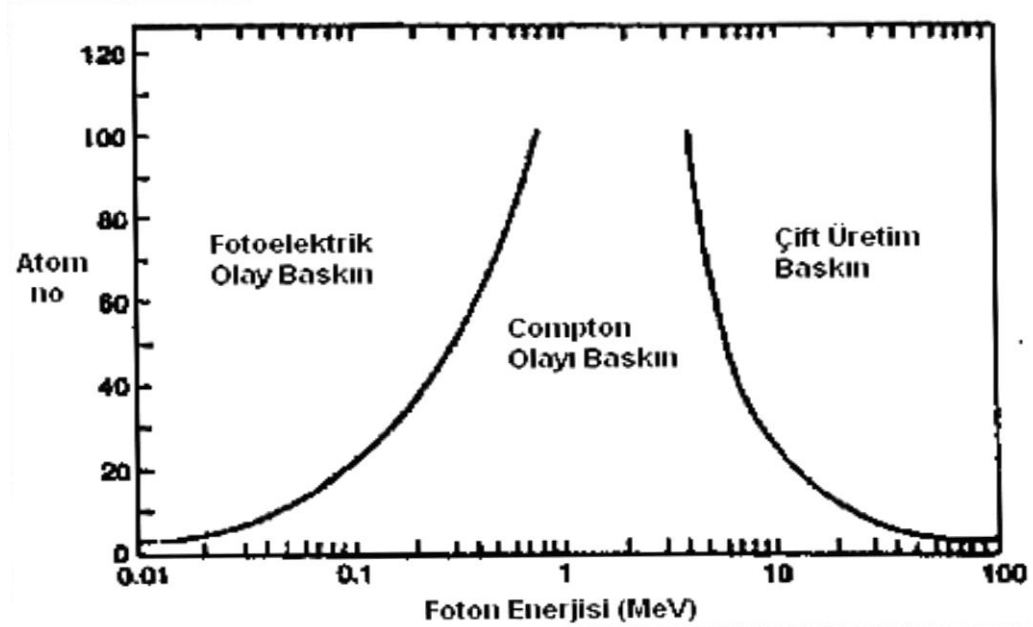
- Fotoelektrik olay
- Compton saçılması
- Çift oluşumu

Çekirdek ile elektronlar arasındaki Coulomb etkileşmesinin sonucu elektronlar madde içinde bağlı durumdadır. Eğer madde üstüne düşen fotonun enerjisi elektronun bağlanma enerjisi mertebesindeyse, bir elektron kopması olur. Bu olaya fotoelektrik olay, kopan elektrona da fotoelektron denilir.

Fotonun madde ile etkileşmesinde en iyi anlaşılan mekanizmalardan birisi Compton saçılmasıdır. Bu olay fotonun serbest bir elektronla esnek çarpışması ya da saçılmasıdır. Tabii ki elektronlar madde içinde bağlı durumdadır. Fakat, eğer fotonun enerjisi elektronun bağlanma enerjisinden yüksekse, bağlanma enerjisi göz ardı edilip elektronun serbest olduğu düşünülür. Gelen foton atomik bağlanma enerjisinin önemli olduğu enerjiye sahipse (100 keV altı) bu olay gerçekleşemez (Şahin, 2008).

Fotoelektrik olay ve Compton saçılması çift oluşumuna nazaran daha düşük enerjilerde daha baskın süreçler halinde meydana gelmektedir. Bu durumu daha iyi anlamak için Şekil 2.5'i incelemek faydalı olacaktır. Maddenin içine giren fotonların enerjisi meydana gelecek süreci belirlemede önemli rol oynar. Bunun yanı sıra maddenin cinsi, başka bir deyişle atom numarası da fotonun madde içinde oluşturacağı etkileşimin cinsinin belirlenmesinde etkilidir. Şekil 2.5'e göre atom numarası 20 olan maddede

fotonun enerjisi 0-0.1 MeV arasında iken fotoelektrik olay, 0.1-10 MeV arasında iken Compton saçılması ve 10 MeV'den fazla enerjiye sahip fotonlar için çift oluşumu etkin olur.



Şekil 2.5: Soğurucu maddenin atom numarasına ve fotonun enerjisine bağlı gerçekleşebilecek olayların temsili (Krane, 2001).

Deneyde 1-178 GeV'lik fotonlar üretilmektedir. GeV mertebesinde enerjiye sahip fotonların çoğunlukla çift oluşumu gerçekleştirmelerini bekleriz. Bu yüzden fotoelektrik olay ve compton saçılmasından ziyade çift oluşumunu ayrıca ele alacağız.

2.3.1.1. Çift Oluşumu

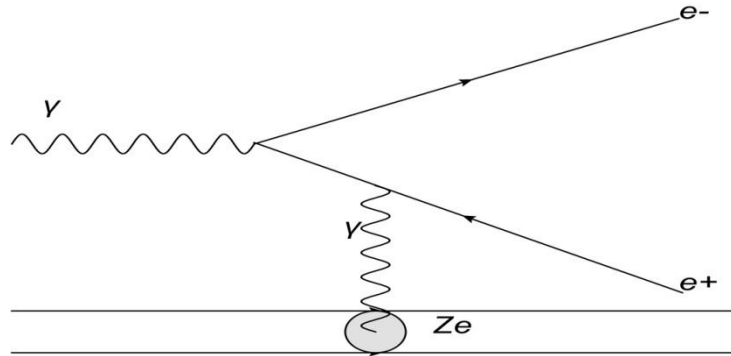
Hedef atoma gelen fotonun tüm enerjisini kaybederek elektron-pozitron çifti yaratmasına çift oluşumu adı verilir. Madde ile etkileşen fotonların enerjileri 10 MeV ve üzerindeki çift oluşumunun meydana gelme olasılığı diğer fiziksel süreçlere göre daha baskındır. Çift oluşumu için diferansiyel tesir kesitinin elektron-pozitron çiftinin enerjisine bağlı değişimi:

$$\frac{d\sigma}{dE_{\pm}} = \frac{16}{3} Z^2 \alpha r_e^2 \frac{1}{E_{\pm}} \left(1 - \frac{E_{\pm}}{\hbar\omega} + \frac{3}{4} \left(\frac{E_{\pm}}{\hbar\omega} \right)^2 \right) \ln(183Z^{-1/3}) \quad (2.11)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadede E_{\pm} elektron pozitron çiftinin enerjisini, $\hbar\omega$ fotonun enerjisini, Z kütle numarasını, α ince yapı sabitini ve r_e klasik elektron yarıçapını temsil etmektedir.

Çift oluşum tesir kesiti Z^2 ile doğru orantılıdır. Çift oluşumu, foton enerjisinin 10 MeV'den büyük olduğu durumda enerji kaybı mekanizmalarında baskın olur. Oluşan pozitronlar madde içerisinde ilerlerken elektronlar gibi iyonizasyon ve ışıma yoluyla enerji kaybederler. Pozitron kinetik enerjisinin çoğunu kaybettikten sonra bir elektron yakalayarak pozitronyum diye adlandırılan hidrojen benzeri bir atom meydana getirir. Hidrojen atomunun aksine pozitronyum kararsızdır ve 10^{-10} sn yarı-ömre sahiptir. Dolayısıyla, pozitronyum bozunarak iki foton meydana getirir. Bu yok olma işlemi zıt yönlü eşit enerjili iki foton meydana getirir. Fotonların herbiri enerji-momentum korunumunu sağlamak için 0.511 MeV'lik enerjiye sahip olmalıdır (Das, 2003).

Çift oluşumu için farklı olasılıklarla gerçekleştirilecek birden fazla Feynman diyagramı çizilebilir. Bunlara örnek olarak Şekil 2.7'de temel bir Feynman diyagramı verilmiştir.



Şekil 2.6: Çift oluşumu için Feynman diyagramı. Foton atom çekirdeğinin elektromanyetik alanıyla etkileşerek elektron pozitron çifti ortaya çıkarmaktadır.

2.3.2. Frenleme Işınması

Yüksek enerjili elektron veya pozitron çekirdeğin Coulomb alanıyla etkileşerek foton yayımlar. Bu olay bremsstrahlung ya da diğer bir deyişle frenleme ışınması olarak adlandırılır. Frenleme ışınması basit olarak atomik ölçekte sürtünme kuvveti olarak

değerlendirilebilir. Frenleme ışıması birkaç MeV veya daha düşük enerjilerde göz ardı edilebilir bir faktör durumundayken yüksek enerjilerde durum böyle değildir. Yüksek enerjili yüklü parçacıklar için maddeyle etkileşim sonucu enerji kaybı mekanizması iyonizasyon ve frenleme ışıması vasıtası ile olmaktadır. Buna göre madde ile etkileşen yüklü parçacığın toplam enerji kaybı:

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{toplam} = \left(-\frac{dT}{dx}\right)_{iyonizasyon} + \left(-\frac{dT}{dx}\right)_{bremsstrahlung} \quad (2.12)$$

olmak üzere yüksek enerjili elektronlar ya da pozitronlar için frenleme ışıması ile enerji kaybının iyonizasyonla enerji kaybına oranı:

$$\frac{\left(\frac{dT}{dx}\right)_{brem}}{\left(\frac{dT}{dx}\right)_{iyon}} \approx \frac{TZ}{1200mc^2} \quad (2.13)$$

şeklinde verilir. Bu ifadede T MeV cinsinden kinetik enerji, Z ortamdaki maddenin atom numarası ve m elektronun kütlesidir (Das, 2003).

Frenleme ışıması için diferansiyel tesir kesitini veren Bethe-Heitler formülü:

$$\frac{d\sigma}{d\hbar\omega} = \frac{16}{3} Z^2 \alpha r_e^2 \frac{1}{\hbar\omega} \left(1 - \frac{\hbar\omega}{E} + \frac{3}{4} \left(\frac{\hbar\omega}{E}\right)^2\right) \ln(183Z^{-1/3}) \quad (2.14)$$

biçiminde ifade edilir.

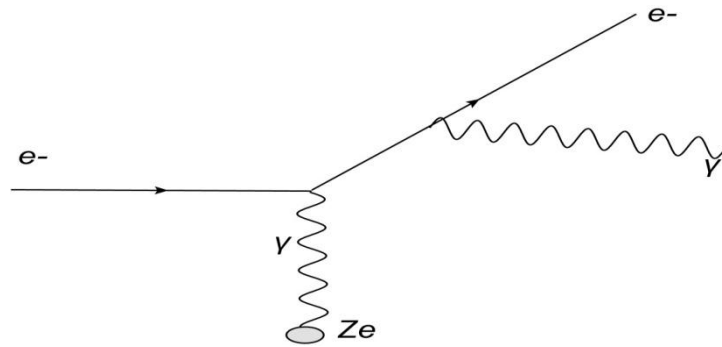
Bu ifade frenleme ışımasının tesir kesitinin frenleme ışıması ile kaybedilen enerjiye bağlılığını ifade eder. Çift oluşumunun tesir kesitinden frenleme ışımasının tesir kesitine geçiş için $\hbar\omega$ yerine E ve E_{\pm} yerine $\hbar\omega$ yazmak yeterlidir. Formüldeki $\alpha = e^2/\hbar c$ olmak üzere ince yapı sabitini, $r_e = e^2/mc^2 = \alpha\lambda = \alpha^2 a_0$ klasik elektron yarıçapını, a_0

Bohr yarıçapını ve Z hedef atomun atom numarasını göstermektedir. Denklem 2.14 ifadesi yalnızca maddenin çekirdeği aracılığı ile gerçekleşen etkileşimi içermektedir. Buna hedef elektronlarla etkileşimden gelen katkıyı da eklemek istersek Z^2 yerine $Z(Z+1)$ ifadesi 2.14 denkleminde ilk kısma yazılır ve böylece frenleme ışınmasının tesir kesiti için ifademizin son hali:

$$\frac{d\sigma}{d\hbar\omega} = \frac{16}{3} (Z^2 + Z) \alpha r_e^2 \frac{1}{\hbar\omega} \left(1 - \frac{\hbar\omega}{E} + \frac{3}{4} \left(\frac{\hbar\omega}{E} \right)^2 \right) \ln(183Z^{-1/3}) \quad (2.15)$$

şeklindedir (Tsai, 1974).

Frenleme ışınmasına ait Feynman diyagramına Şekil 2.7'de yer verilmiştir.



Şekil 2.7: Frenleme ışınmasına ait olası bir Feynmann diyagramı. Çekirdeğin Coulumb alanıyla etkileşen elektron foton yayılmasına sebep olur.

2.4. CHUDAKOV ETKİSİ

Yüksek enerjili bir foton madde ile etkileştiğinde çift oluşumu meydana gelebileceğine yukarıda değinilmişti. Oluşan çift içinde bulunduğu maddenin atomları ile etkileşmesi sonucunda iyonizasyona neden olacaktır. Oluşan çiftin yapacağı iyonizasyon, tek elektronun yapacağı iyonizasyonun iki katı kadar olması beklenir. Ancak oluşum bölgesinin çok yakınlarında elektron pozitron çiftinin gerçekleştirdiği iyonizasyonda azalma meydana gelmektedir. Elektron pozitron çiftinin meydana geldiği noktaya göre

çiftin bu azalan iyonizasyon etkisi Chudakov etkisi olarak adlandırılır (Chudakov, 1955).

Aleksandr Evgenievich Chudakov 1955 yılında elektron pozitron çiftinin azalan iyonizasyon etkisini teorik olarak öngörmüş ve hesaplamıştır. Chudakov etkisi King-Perkins-Chudakov etkisi olarak da bilinmektedir. D.H. Perkins (1955) kozmik ışınlarla yaptığı deneyde oluşan elektron pozitron çiftleri üzerinde Chudakov etkisinin varlığını doğrulamıştır. Aynı zamanlarda etki D. King (1955) tarafından da ifade edildiğinden etki King-Perkins-Chudakov etkisi olarak adlandırılır ancak genel olarak Chudakov etkisi adıyla bilinmektedir. Ziekiński (1985) Chudakov etkisinin silikon dedektör kullanılarak elde edilip edilemeyeceğinin üzerinde durduğu makalesinde kozmik ışınlarla yapılabilecek bir çalışmanın sınırlı bir istatistiğe sahip olmasından dolayı Chudakov etkisinin kozmik ışınlarla elde edilmesi yerine CERN'deki (Avrupa Nükleer Araştırmalar Merkezi) yüksek enerjili foton hüzmesi elde etme olanakları kullanılarak Chudakov etkisinin araştırılabileceğini belirtmiştir.

2.4.1. Teorik Yaklaşımlar

Hızlandırıcı ortamında yüksek enerjilerde üretilebilecek elektron pozitron çifti için meydana geldikleri andan itibaren aralarında oluşacak açının çok küçük olmasını bekleriz. Saçılma açısı olarak da belirtilebilecek olan bu açı değeri enerjiyle ters orantılı biçimde değişir. Yüksek enerjiler için ($>10^{11}$ eV) bu açı değeri o kadar küçülür ki elektron pozitron çifti iki farklı iyonizasyon sürecine sebep olurken tek bir iz halinde görünürler. Kabaca elektron pozitron çifti arasındaki açı değeri $1/\gamma_{\pm} = mc^2/E_{\pm} \approx 2 mc^2/\hbar\omega$ şeklinde ifade edilir ve $\eta_{\pm} = E_{\pm} / \hbar\omega$ ile $\gamma_p = \hbar\omega / mc^2$ olmak üzere elektron pozitron çifti arasındaki açı değeri:

$$\emptyset = 1/\gamma_p [\eta_-(1 - \eta_-)] \quad (2.16)$$

ifadesi ile gösterilir (Borsellino, 1953).

Borsellino açısından faydalanılarak elektron pozitron çifti arasındaki uzaklık belirlenebilir. Aralarında çok küçük bir açı ile hareket eden elektron pozitron çiftinin sahip olduğu elektromanyetik alanların girişimi sonucu iyonizasyonla enerji kaybında

azalma meydana gelir. Elektron ve pozitron arasındaki uzaklık ortamın elektronlarıyla etkileşilen aralıktan küçükken bahsi geçen etki ile iyonizasyonda alınan yol boyunca azalma (iki elektronun yapacağı iyonizasyon miktarı ile karşılaştırıldığında) meydana gelmiş olur (Chudakov, 1955).

İyonizasyon etkisindeki azalma elektron pozitron çiftinin oluştuğu noktadan belirli bir uzaklıkta gerçekleşir. Bu uzaklık çifti oluşturan fotonun enerjisine ve plazma frekansı olarak adlandırılan ω_p terimine bağlıdır. Plazma frekansı $\omega_p^2 = 4\pi NZe^2/m$ olmak üzere maddenin cinsine göre değişmektedir. Chudakov etkisinin geçerli olduğu uzaklık l ile gösterilmek üzere:

$$l = \frac{\vartheta}{\omega_p \emptyset} = \frac{\beta \hbar \omega}{4mc\omega_p} \quad (2.17)$$

biçiminde olup, ϑ hız \emptyset Borsellino açısını temsil etmektedir (Thomsen, 2011).

Denklem 2.16 ve 2.17 kullanılarak elektron pozitron çifti arasındaki enine uzaklık (çiftin z doğrultusu boyunca ilerlediği kabulü altında) basitçe üçgen bağıntıları ile hesaplanabilir. Enine uzaklık (s) değerlerinin belirlenmesi ile Chudakov'un klasik yaklaşımla ortaya koyduğu iyonizasyondaki azalmayı bulmak kolaylaşacaktır.

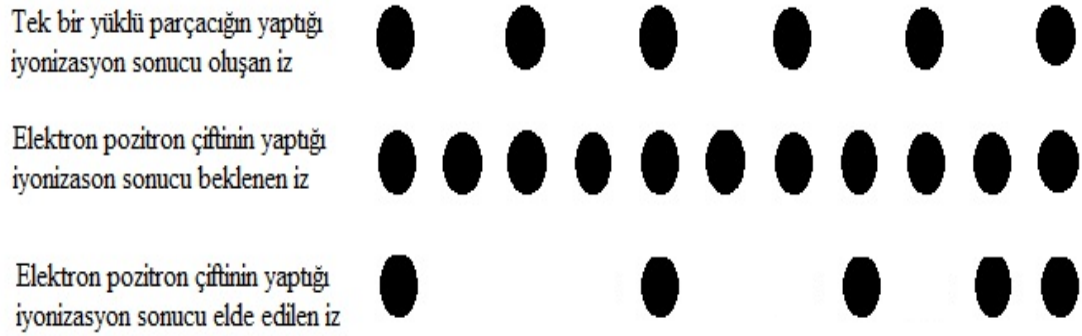
Chudakov'un iyonizasyon değerleri arasındaki kıyaslamayı veren bağıntısı:

$$I = 2I_0 \frac{\ln \frac{s}{r_{min}}}{\ln \frac{r_{max}}{r_{min}}} \rightarrow \begin{cases} s = \vartheta x, & \vartheta x \leq 0.6r_{max} \\ s = r_{max}, & \vartheta x > 2r_{max} \end{cases} \quad (2.18)$$

şeklinindedir. Bu ifadede elektron pozitron çiftinin arasındaki açı ϑ , çiftin meydana geldiği noktaya olan uzaklığı x ve tek parçacığın yaptığı iyonizasyon I_0 ile gösterilmiştir (Chudakov, 1955).

İyonizasyon değerlerinin bulunması için r_{min} ve r_{max} değerlerinin belirlenmesi gereklidir. Minimum değer için Compton dalga boyu $\lambda \sim 4 \cdot 10^{-11}$ cm alınabilir. Ortamdaki elektronların serbest elektronlar olduğu kabulü altında $r_{max} \sim c/\omega_p$ olarak alınır (Chudakov,1955).

Chudakov etkisinin belirlenmesi meydana gelen elektron pozitron çiftinin yaptığı iyonizasyonun tek bir parçacığın yapacağı iyonizasyonun iki katına bölünmesi ile mümkün olur ve bu da $I/2I_0$ değerinin bulunması anlamına gelir. Böylelikle azalan iyonizasyon miktarı bulunabilir.



Şekil 2.8: Elektron pozitron çiftinin ortamda meydana getirdiği iyonizasyonun temsili gösterimi.

Benzer bir şekilde Berestetskii ve Geshkenbain (1957) Chudakov tarafından klasik olarak hesaplanan azalan iyonizasyon etkisinin sınırlarını belirlemek için kuantum yaklaşımıyla sınırlı enerji kaybını hesaplamışlardır. Bu aşamadan itibaren sınırlı enerji kaybı ifadesine nasıl ulaşılabileceği açıklanmaya çalışılacaktır.

Pozitron ve elektron çiftinin t zamanında sırasıyla $r_1(t)$ ve $r_2(t)$ konum vektörlerine sahip olduğunu göz önünde bulunduralım. E elektrik alan, F kuvvet ve q yük, $dE = Fdx$ ve $F = qE$ olmak üzere elektron pozitron çiftinin enerjisinin zamana bağlı değişimi:

$$\frac{dE_{\mp}}{dt} = e[v_1E(r_1) - v_2E(r_2)] \quad (2.19)$$

şeklindedir. v_1 ve v_2 elektron ve pozitronların hızını, E çiftin elektrik alanını temsil etmektedir. $E(r,t)$ elektrik alanını ρ yük yoğunluğu ve J akımı cinsinden ifade etmek için bu ifadeler öncelikle tanımlanmalıdır.

$$\rho = e[\delta(r - r_1(t)) - \delta(r - r_2(t))] \quad (2.20)$$

$$J = e[v_1\delta(r - r_1(t)) - v_2\delta(r - r_2(t))] \quad (2.21)$$

Elektromanyetik alan altında herhangi bir ortamda hareket eden yüklü parçacığın davranışını Maxwell denklemleri ile ifade edebiliriz. Maxwell denklemlerini vektör potansiyel (A) ve skaler potansiyel (φ) için Fourier bileşenleri cinsinden yazarsak :

$$\nabla^2 A_\omega + \omega^2 \varepsilon(\omega) A_\omega = -4\pi J_\omega \quad (2.22)$$

$$\nabla^2 \varphi_\omega + \omega^2 \varepsilon(\omega) \varphi_\omega = -\frac{4\pi}{\varepsilon(\omega)} \rho_\omega \quad (2.23)$$

$\varepsilon(\omega)$ ortamın ω frekansındaki geçirgenliği, J_ω ve ρ_ω ise Fourier bileşenlerinin akım yoğunluğu ve yük yoğunluğu temsilidir (Akhiezer, 1996).

Denklem (2.20) ve (2.21)'i (2.22) ve (2.23)'de yazarsak elektrik alan ifadesini elde etmek mümkün olur.

$$E(r, t) = \frac{ie}{2\pi^2} \int d^3 k \left(\frac{v_1 \omega_1 - k/\varepsilon(\omega_1)}{k^2 - \omega_1^2 \varepsilon(\omega_1)} e^{ik(r-r_1)} - \frac{v_2 \omega_2 - k/\varepsilon(\omega_2)}{k^2 - \omega_2^2 \varepsilon(\omega_2)} e^{ik(r-r_2)} \right) \quad (2.24)$$

Ortamın ω frekansında sahip olduğu geçirgenlik daha önce $\varepsilon(\omega)$ şeklinde ifade edilmişti. Denklem 2.24'de $\varepsilon(\omega)$ 'nin aldığı indis değerleri pozitron ve elektron frekans değerlerini temsil eder. Denklem 2.24'de elde edilen elektrik alan ifadesi (2.19)'a yazıldığında Denklem 2.25 elde edilir.

$$\frac{dE_{\pm}}{dt} = 2 \frac{dE_-}{dt} - T_{\pm} \quad (2.25)$$

Burada dE_{\pm}/dt elektron veya pozitron için iyonizasyon kaybını, T_{\pm} ise difraksiyon terimini temsil etmektedir ve bu terim aşağıdaki gibi ifade edilir (Berestetskii ve diğ., 1957).

$$T_{\pm} = \frac{ie}{2\pi^2} \int d^3 k \left(\frac{(v_1 \cdot v_2) \omega_1 - \omega_2/\varepsilon(\omega_1)}{k^2 - \omega_1^2 \varepsilon(\omega_1)} e^{ik(r_1-r_2)} - \frac{(v_1 \cdot v_2) \omega_2 - \omega_1/\varepsilon(\omega_2)}{k^2 - \omega_2^2 \varepsilon(\omega_2)} e^{-ik(r_2-r_1)} \right) \quad (2.26)$$

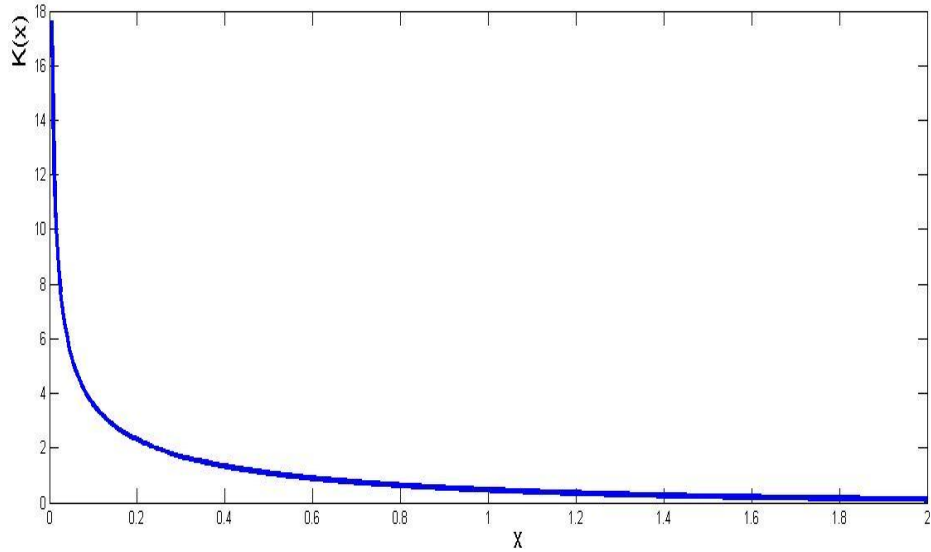
Elektron pozitron çiftinin birbirine olan enine uzaklığı paralel uzaklıklarına göre daha büyük olduğu durumda $s = x_2 - x_1$ iken $\exp[k(r_2 - r_1)]$ yerine $\exp[k_x \cdot s]$ yazarak k_z üzerinden integrali alınırsa girişim terimi için daha basit bir ifade bulunabilir.

$$T_{\pm} = \frac{e^2 \omega_p^2}{\pi} \int dk_x dk_y \frac{\cos(sk_x)}{k_x^2 + k_y^2 + \omega_p^2} = 2e^2 \omega_p^2 K_0(s\omega_p) \quad (2.27)$$

Plazma frekansı $\omega_p = \sqrt{4\pi NZe^2/m}$ olmak üzere $K_0(x)$ değiştirilmiş (modifiye edilmiş) Bessel fonksiyonunu temsil etmektedir. Son olarak eşitlik (2.27)'yi (2.25) içine yazarak v hızında hareket eden ve toplam kütlesi $2m$ olan elektron pozitron çifti için zamana bağlı sınırlı enerji kaybı ifadesi elde edilir.

$$\frac{dE_{\pm}}{dt} = 2 \frac{\alpha \hbar \omega_p^2}{\beta} \left[\ln \frac{\sqrt{2mc^2 T_{max}}}{\hbar \omega_p} - K_0 \left(\frac{s \omega_p}{\beta c} \right) \right] \quad (2.28)$$

Bu denklemde ilk terim elektron pozitron çiftinin sınırlı enerji kaybına ve ikinci terim de girişim terimine karşılık gelmektedir. Burada $K_0(x)$, x arttıkça kendisi sıfıra giden değiştirilmiş Bessel fonksiyonunu, s de çiftin birbirine olan uzaklığını göstermektedir (Berestetskii ve diğ., 1957; Akhiezer, 1996).



Şekil 2.9: Değiştirilmiş Bessel fonksiyonunun değişken parametresine bağlı değişimi. Değişken terim arttıkça fonksiyon değeri sıfıra gitmektedir.

Elektron pozitron çifti arasındaki enine uzaklık arttıkça $s \omega_p / \beta c \gg 1$ iken girişim etkisi hissedilmeyecek derecede azalır yada kaybolur (Bessel fonksiyonu sıfıra gider) ve böylece elektron pozitron çiftinin yapacağı iyonizasyon tek bir elektrondan beklenen iyonizasyonun iki katı olur.

$$\frac{dE_{\mp}}{dt} = 2 \frac{dE_{-}}{dt} \quad (2.29)$$

Elektron pozitron çifti arasındaki enine uzaklık azaldıkça $s\omega_p/\beta c \ll 1$ iken Bessel fonksiyonunu yaklaşık olarak $K_0(x) \sim \ln(2/1.78x)$ olarak ifade edebiliriz. Böylelikle zamana bağlı iyonizasyon enerjisindeki azalma:

$$\frac{dE_{\mp}}{dt} = 2 \frac{e^2 \omega_p^2}{\beta c} \ln(s\sqrt{2mT_{max}}) \quad (2.30)$$

şeklinde ifade edilir (Akhiezer, 1996).

Böylelikle $s\omega_p/\beta c \ll 1$ iken elektron pozitron çiftinin iyonizasyon enerjisindeki azalma tek bir elektrondan beklenen iyonizasyonun iki katından az olur.

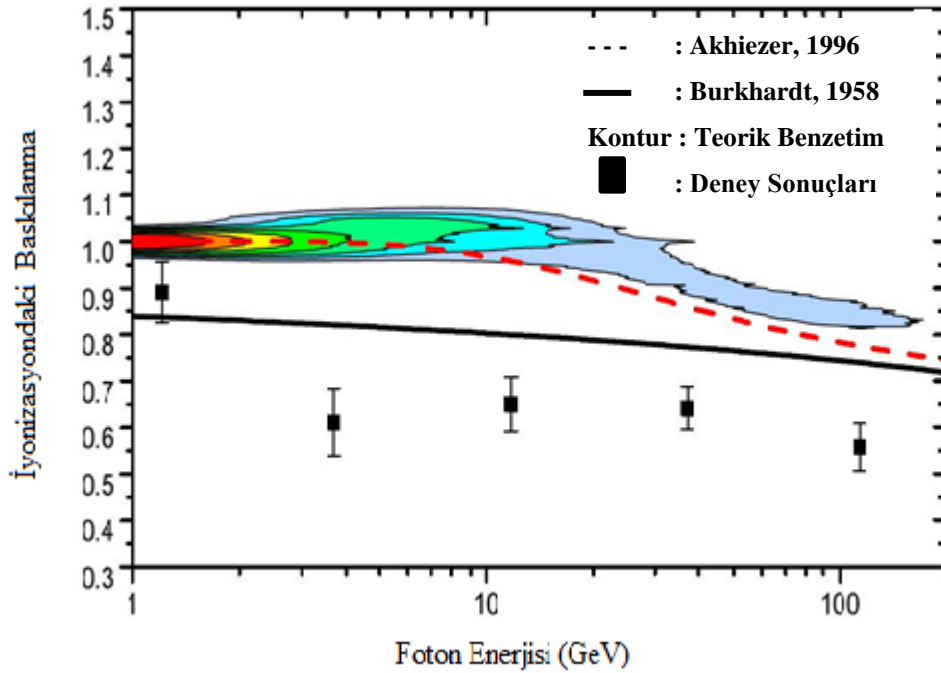
2.4.2. Chudakov Etkisinin Deney-Teori Benzeşimi

Teorik yaklaşımlar kısmında temel iki yaklaşım ele alınmıştır. Bunlardan biri Chudakov'un (1955) klasik yaklaşımla ortaya koyduğu Denklem 2.18 ifadesi, diğeri ise Berestetskii ve Geshkenbain'in (1957) ileri sürdüğü Denklem 2.28 ifadesidir. Bu teorik yaklaşımlara ek olarak Burkhardt (1958) da iyonizasyondaki baskılanmayı teorik çerçevede incelemiştir. Chudakov etkisinin ölçülebilmesi amacı ile CERN NA63 programı kapsamında bir deney yapılmış ve bu deney sonuçları ile teorik yaklaşımlara ait eğriler Şekil 2.10'da gösterilmiştir.

CERN NA63 programı kapsamında yapılan deneyde 20 mikron kalınlığında iki adet altın hedef (Au1 ve Au2) CCD dedektöre farklı uzaklıklarda konumlandırılmış ve aralarına ince dayanıklı polyester film malzemesi konulmuştur. Farklı uzaklıkta altın hedefler almalarının nedeni CCD dedektöre görece daha uzak olan altın hedefin iyonizasyonundaki kaybın daha yakın olan altın hedefte meydana gelen iyonizasyon kaybına göre daha çok olacağını gözlemleyebilmektir. Elektron pozitron çiftinin

enerjilerine bağı en olası enerji kaybı iki ayrı altın hedef için belirlenerek, enerji kayıpları arasındaki oran deney grubu tarafından Şekil 2.10'da gösterildiği üzere tespit edilmiştir.

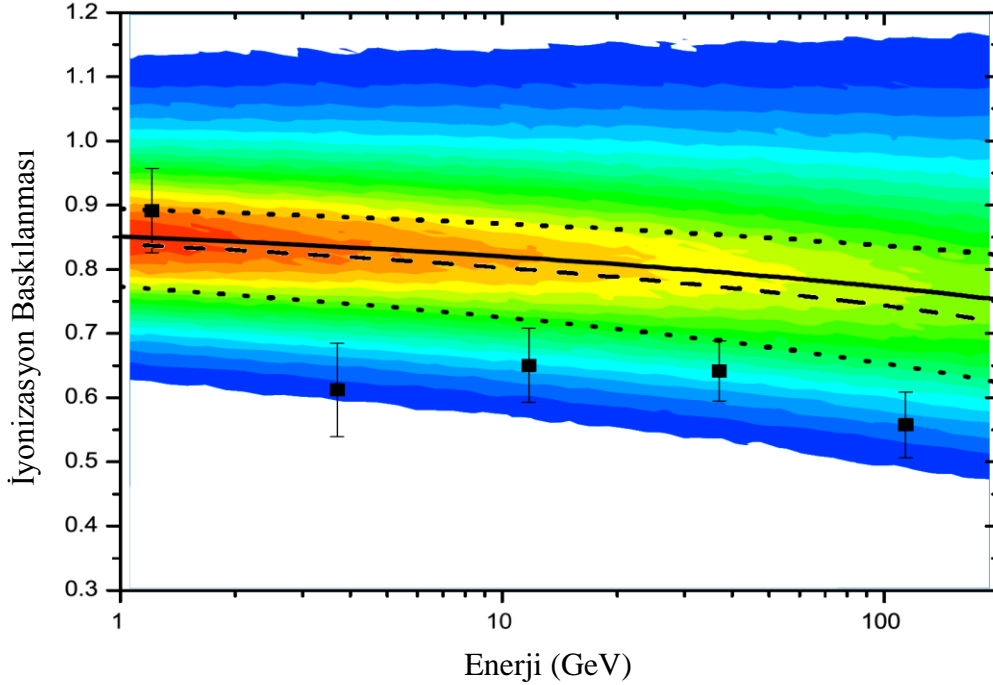
Şekil 2.10'daki veriler kıyaslanarak teorik yaklaşımlar ile deneysel sonuçlar arasında kıyaslama yapmak mümkündür. Görüldüğü üzere teorik yaklaşımların kesiştikleri bir yer mevcut değildir. Yani iki teorinin birarada geçerli olduğu bir yer ya da bölge bulunmamaktadır. Bunun yanı sıra deney sonuçlarının da teorik yaklaşımlar ile tutarlılık içinde olduğunu söylemek mümkün değildir. Bu durum Chudakov etkisinin ancak öngörülebilir bir etki olmasını sağlamaktadır.



Şekil 2.10: Grafik iyonizasyonla enerji kaybının ölçüldüğü CCD dedektöre uzaklıkları 16 ve 116 μm olan 20 μm kalınlığındaki farklı uzaklıklarda bulunan Au1 ve Au2 altın hedefleriyle etkileşim sonucu oluşan elektron-pozitron çiftinin, detektördeki iyonizasyonla enerji kayıplarının birbirine oranını enerjilerine bağı göstermektedir. Kare biçimindeki noktalar deneyden alınan sonuçları, kesikli çizgiler çiftin sınırlı enerji kaybını veren denklemden elde edilen değerleri, veri yoğunluk dağılımı (histogram) Chudakov etkisi için yapılan benzetimi ve düz çizgi Chudakov etkisinin kuantum davranışını temsil etmektedir (Virkus ve diğ. , 2008).

Chudakov etkisinin deneysel gözlemleri ile teorik yaklaşımlar arasındaki uyumsuzluk giderilmelidir. Bunun için yeterli miktarda istatistiğe sahip yeni deneyler yapılmalı ve

yeni elde edilecek sonuçlar ile teoride düzeltmelere gidilmelidir. Elde bulunan bugünkü deneysel verilerle teorik benzetimler Thomsen (2011) tarafından yapılmıştır.



Şekil 2.11. Deneysel sonuçlarına göre teorisinin geçerli olması gereken bölgenin gösterimi. Teorik benzetim yapılarak deney sonuçları ve teori arasında benzeşim oluşturulmaya çalışılmıştır (Thomsen, 2011).

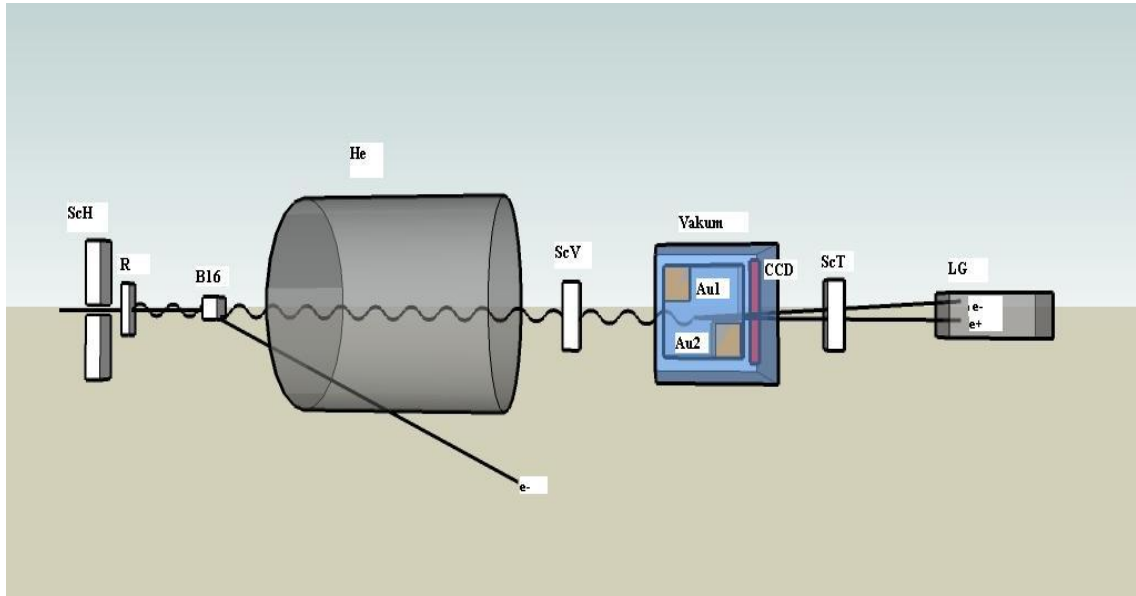
Şekil 2.11’de düz çizgi ile gösterilen Chudakov’un (1955) teorisine göre (Denklem 2.18) çizdirilmiş teorik eğriyi, kesikli çizgilerle gösterilen eğri Burkhardt’ın (1958) yaklaşımını temsil etmektedir. Noktalardan oluşan eğriler Denklem 2.18 ile çizdirilen düz çizginin altın hedeflerin dedektöre olan uzaklıkları $116 \pm 10 \mu\text{m}$ ve $16 \pm 10 \mu\text{m}$ için değişkenliğini vermektedir. Kare noktalar ise deney sonuçlarıdır. Kontur gösterimi ile teorisinin hangi bölgelerde geçerli olduğunun sınırları belirlenmiştir (Thomsen, 2011).

Teorik benzetim sonucu elde edilen teorisinin geçerli olduğu bölgeleri renklerine göre sınıflandıran kontur incelendiğinde deney sonuçlarının teori ile uyumunun kısmen sağlandığını söylemek mümkün olur. Ancak yeni deneysel çalışmalar ile etkinin daha kesin belirlenmesi teorideki düzeltmeler için elzemdir.

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. NA63 CHUDAKOV DENEY DÜZENEĞİ

Deneysel düzeneği CERN-NA63 deney grubu tarafından hazırlanmıştır. Deneyde 1-178 GeV enerjiye sahip foton hüzmesi elde etmek için 178 GeV'lık elektronlar kullanılmıştır. Deneysel düzeneği ölçeksiz hali ile Şekil 3.1'deki gibidir.



Şekil 3.1: Chudakov etkisinin gözlemleneceği deneysel düzeneği (ölçeksiz çizim).

Şekil 3.1'e göre soldan gelen elektron hüzmesi 9 mm açıklığa sahip ScH (hole scintillator) olarak adlandırılan delikli sintilatöre gönderilir. Elektron hüzmesi delikli sintilatörden geçtikten sonra 0.128 mm kalınlığındaki iridyum levhasına çarpar ve burada iridyum levha ışımının sağlanması görevini üstlenir. Gelen elektronlar iridyum atomları ile etkileşerek frenleme ışınları ile foton yayımlar. Ardından B16 mıknatısı ile elektronlar saptırılır. 1-178 GeV enerji aralığındaki fotonlar He ile gösterilen 9.65 m uzunluğundaki helyum tankı içinden geçer. Helyum tankının kullanılmasının nedeni çift oluşumunun minimize edilmesidir. Helyumun tercih edilmesinin sebebi ise

kullanılabilecek diğer gazlara oranla daha küçük atom numarasına dolayısı ile yörüngesinde daha az elektrona sahip olmasıdır. Helyumdan daha düşük atom numarasına sahip hidrojen gazının kullanılmama nedeni ise olası bir patlama riskinin bulunmasıdır. Altın hedeflere parçacıklar ulaşmadan yol boyunca ortaya çıkan yüklü parçacıkları belirlemek için veto sintilatörü (ScV) kullanılır. Foton hüzmesi tüm bu aşamalardan sonra 20 mikron kalınlığındaki altın (Au1 ve Au2) hedeflerin ve sonrasında CCD (charged coupled device) dedektörün bulunduğu havası alınmış vakum içine girer. Vakum içinde bulunan altın hedefler Au1 ve Au2 olarak adlandırılmış ve CCD dedektöre sırasıyla 116 ve 16 mikron uzaklıktadırlar. Yeterli enerjiye sahip fotonlar altın hedefle etkileştiğinde çift oluşumuna sebep olurlar. Chudakov'un azalan iyonizasyon teorisine göre altının CCD dedektöre daha uzak olan kısmında gerçekleşen iyonizasyondaki azalma yakın olan kısmında meydana gelen iyonizasyondaki azalmaya nazaran daha az olacaktır.

CCD dedektör deneyde çift oluşumu ile ortaya çıkan elektron pozitron çiftinin iyonizasyonla enerji kaybını belirlemek için kullanılmıştır. CCD dedektör satır ve sütunlar şeklindeki 512x512 görüntü elemanından (pixel) oluşur. Yapılan deneyde ise sütun elemanlarında toplanan yükler toplanarak, yalnızca 512 satırdan olay okuması yapılacaktır. ScT (trigger scintillator) tetikleyici sintilatörü altın hedeflerde oluşan çiftlerin ve ayrı bölgelerde meydana gelen yüklü parçacıkların ayrımını kolaylaştırmak için kullanılır ve son olarak foton ve/veya elektron pozitron çifti LG (lead glass) kalorimetresinde enerjilerini bırakırlar.

Deneyde hedef madde olarak altın (Au) kullanılmıştır. Altınla etkileşen fotonların çift oluşumu meydana getirme olasılığı CCD dedektörde çift oluşumu meydana getirme olasılığına göre daha yüksektir. Bahsi geçen olasılık hesabı:

$$P_{çift} = N_{ç} \Delta x = \frac{7 \Delta x}{9 X_0} \quad (3.1)$$

ile elde edilir.

Bu ifadede X_0 ışınma uzunluğu, N_ϕ meydana gelen çift sayısı ve Δx hedef maddenin kalınlığıdır. Altın ve silikon için çift oluşumu oluşma olasılığı tablosu Tablo 3.1’de verilmiştir. Işınma uzunluğu değerleri Tsai’nin (1974) makalesinden alınmıştır.

Tablo 3.1: Kalınlıklarına bağlı olarak silikon ve altın içinde çift oluşumu meydana gelme olasılığı.

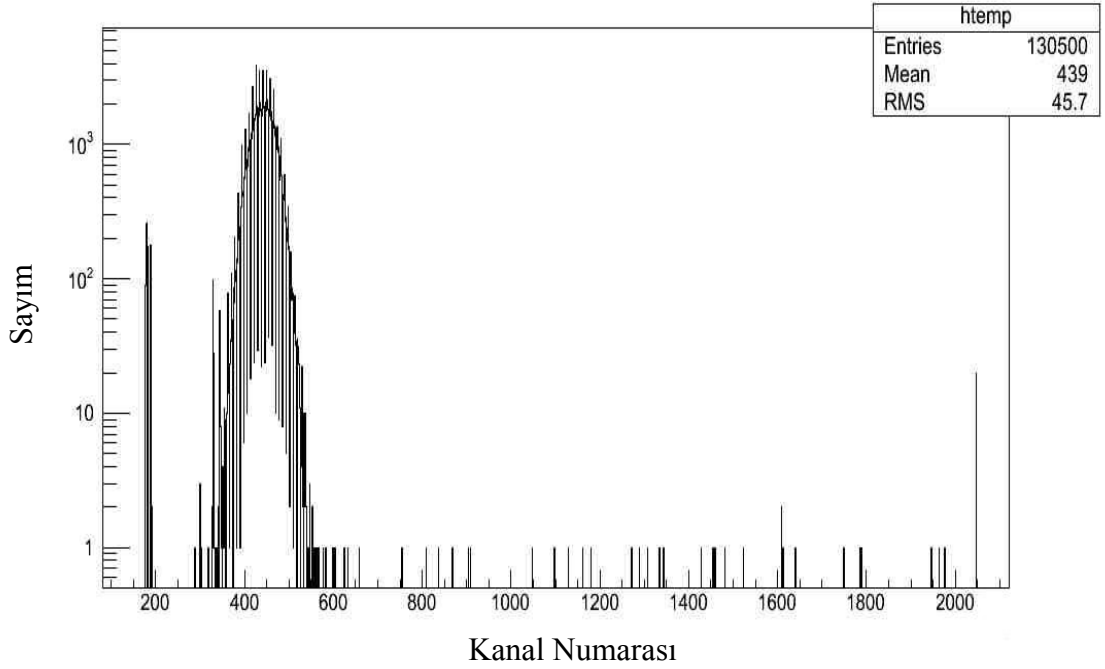
Madde	Çift Oluşumu Olasılığı
16 μ m silikon (CCD dedektör)	0.0000133
20 μ m altın	0.000457

Tablo 3.1’den de anlaşılacağı gibi altının silikona oranla çift oluşumu meydana getirme olasılığı yaklaşık olarak 35 kat daha fazladır. Deney setinde altının seçilmiş olmasının temel nedeni budur.

3.2. DENEY VERİSİ

Altın hedeflerde oluşan elektron ve pozitronların CCD dedektördeki iyonizasyonla enerji kaybı dağılımının Landau dağılımı ile temsil edileceğine Bölüm 2.2.2’de değinilmişti. Ancak bu dağılımı görmek için deney setinde kullanılan elemanların gürültüleri ve hava ortamındaki etkileşmelerden gelen katkıların veri setinden ayıklanması gerekir.

CCD verileri deney setinin herhangi bir yerinde oluşmuş olan yüklü parçacıklardan, altın hedefte meydana gelmiş olan elektron pozitron çiftlerinden, dedektörün elektronik gürültüsünden ve “karanlık akım” adı verilen aygıtın kendine ait gürültü biçiminden oluşur. Şekil 3.2’de tek bir görüntü elemanındaki dağılım görülmektedir. Düşey eksen logaritmik alınan bu histogramda istatistiksel olarak normal dağılım biçiminde olan 300-600 kanal numaraları arasında kalan kısım CCD dedektörün gürültüsü, 190. Kanal civarındaki yükselti ise karanlık akımdır. Ancak bu gürültünün içinde ölçümü yapılmak istenen elektron pozitronlara ait dağılımda bulunmaktadır. CCD dedektörün gürültüsü yüklü parçacıkların dağılımını baskılayacak kadar büyüktür.



Şekil 3.2: CCD dedektörde tek bir görüntü elemanına ait veri dağılımı. Yatay eksen kanal numarasını, dikey eksen ise olay sayısını vermektedir.

CCD dedektörde altın hedeflerde oluşmuş elektron pozitron çiftine ait dağılımı elde etmemiz için CCD dedektörün gürültüsünün verilerden ayıklanması gereklidir. Ancak gürültünün değerinin elektron pozitron çiftinden beklenen veri değerlerine nazaran çok büyük olması, gürültünün çıkarılması durumunda veri kayıplarına neden olacağı gibi istatistik bir hata da meydana getirecektir. Bu hata kullanılan CCD dedektörün yüksek enerjilerde davranışının test edilmemiş olması ve bu sebeple gürültü karakterinin tam olarak öngörülemezliği ile birleştiğinde, CCD dedektörden alınan verilerle yapılan analizde beklenmeyen elektronik katkıların gerçek deney verisi ile karışması olasıdır (e2v tech., 2006).

CCD dedektörle elde edilen yüklü parçacıkların enerji kaybı dağılımını bir benzetim programı ile elde etmek, yüksek elektronik gürültü ortamında elde edilen deney verisini ayıklarken yapılabilecek hataları azaltmak için gereklidir. Benzetim yaparken CCD dedektör yerine, CCD'nin yapıldığı silikon malzemesinden ve aynı geometrik özelliklere sahip bir dedektör koyarak dedektörün elektronik gürültüsünün olmadığı verilere ulaşmak mümkün olacaktır. Bu benzetimi yapmak için GEANT4 programı kullanılacaktır (AGOSTINELLI ve diğ., 2003).

3.3. BENZETİM

Yüksek enerji fiziğinde olay üretimi ve dedektör modellenmesi gibi süreçler için birçok benzetim programı mevcuttur. Bu tez çalışmasında GEANT4 programı ile deney düzeneğinin benzetimi yapılacaktır.

3.3.1. GEANT4

GEANT ismi, “GEometry AND Tracking (Geometri ve iz sürme)” kelimelerinin kısaltılmasıyla oluşturulmuştur. İlk olarak yüksek enerji fiziği deneylerinde kullanılmak üzere hazırlanmış olan bu program günümüzde, bu alana ek olarak, nükleer fizik, medikal ve biyoloji bilimleri, astrofizik, hızlandırıcı fiziği gibi alanlarda da kullanılmaktadır.

GEANT4 ilk olarak FORTRAN programlama dilinde yazılmış olan GEANT3 programının nesne yönelimli programlama dili olan C++ ile geliştirilmiş halidir. GEANT4 programı Monte Carlo yöntemi kullanarak fiziksel olayların benzetiminin yapılmasını sağlar. Monte Carlo yöntemi temel olarak rastgele sayı üreticileri kullanılarak çözülmek istenen problemin defalarca tekrarlanan bir döngüyle yaklaşık olarak hesabının yapılmasına dayanmaktadır.

GEANT4, hem nesneye dayalı hem de hesaplama dayalı benzetim yapabilmektedir. Nesneye dayalı benzetim yapıları genellikle dedektör tasarımları ve yapılarına dair benzetimlerde kullanılmaktadır. Hesaplama dayalı benzetim yapıları ise, parçacık bozunmaları ve temel fiziksel kuralların uygulanmasında kullanılır.

GEANT4 programında bilinen fiziksel olaylar için yazılmış kütüphaneler yardımıyla gerçeğe en yakın fiziksel süreçlerin benzetimi yapılabilmektedir. Bu kütüphanelerden en bilinenlerinden biri CLHEP (Class Library High Energy Physics), CERN tarafından geliştirilmiş C++ dilinde yazılmış, bilinen parçacıkların özellikleri, parçacıklar arası etkileşimler, ortam tanımları için kullanılan madde bilgileri gibi bir benzetim için

kullanılması gereken tüm bilgileri barındıran bir kütükler bütünüdür (Agostinelli ve diğ., 2003).

GEANT4 benzetim yazılımı birbirine bağlanan işlem sınıflarından oluşur. Sınıflar arasındaki geçiş programın çalışma prensibini verir. Bu çalışma prensibi sırasıyla şöyledir:

- Global tanımlar yapılıır
- Tanımlanan geometrilerin özellikleri belirlenir
- Benzetim boyunca gerçekleşecek fiziksel olaylar tanımlanır
- Üretilen parçacıkların izleri belirlenir
- Parçacıkların yapacağı olaylar silsilesi belirlenir
- Belirlenen tüm süreçler sanal olarak gerçekleştirilir
- Olay okuması yapılıır

Yukarıda sıralanan çalışma prensibi sınıflar arasındaki geçişi belirtmek için işlevleri açısından kısaca yazılmış ve tek tek sınıflara değinilmemiştir. Sınıfların işlevleri gibi uzayabilecek açıklamalardan kaçınmak için sınıf adları doğrudan yazılmamıştır.

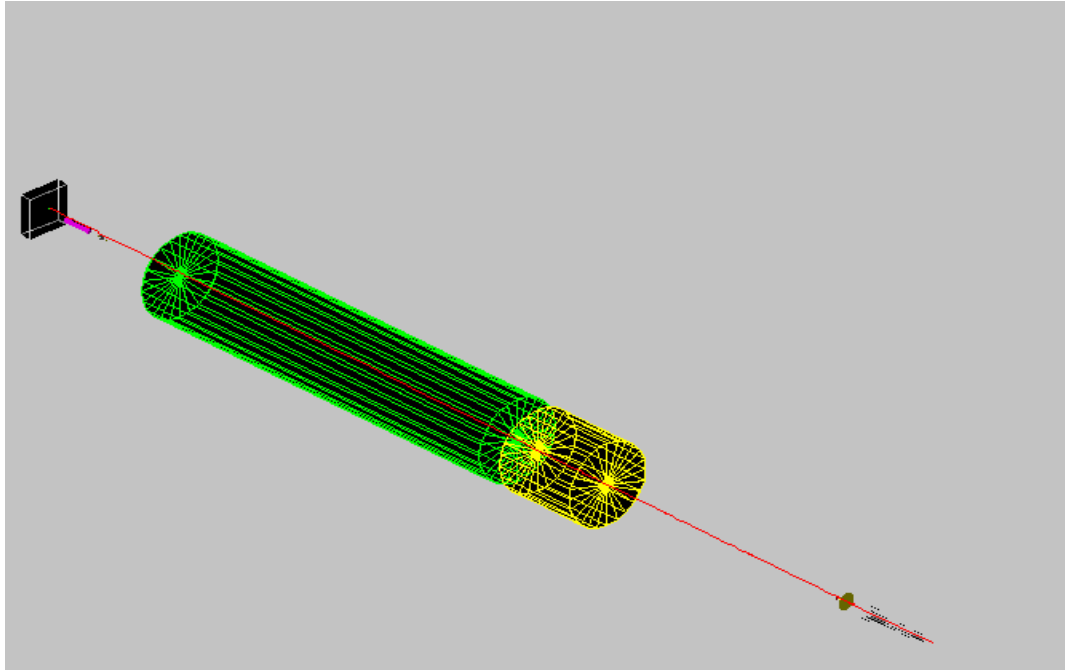
GEANT4’te uygulama geliştirilirken deney bileşenlerinin tarifi, olay üretimi ve fizik süreçlerinin tarif edildiği üç ayrı betik yazımı, programı çalışır hale getirmek için temel bileşenlerdir. Bunların dışında süreçlerin analizi, çıktıların düzenlenmesi, dedektörlerin çalışma prensiplerinin belirlenmesi ve aşama aşama olayların incelenebilmesi için bir dizi betik yazımı da gerekmektedir. Bu betiklerden en önemlisi “PhysicsList” adı verilen fiziksel süreçlerin tarif edildiği betiktir. Bu betik yoluyla istenilen tüm temel fiziksel süreçler tarif edilir ve bu tariflerin sınırlaması altında benzetim boyunca fiziksel etkileşimler gerçekleşir.

3.3.2. NA63 CHUDAKOV DENEYİ BENZETİMİ

Bölüm 3.1’de değinilen NA63 Chudakov deneyinde kullanılan elemanların geometrisini belirlemek, deney benzetiminin ilk aşamasıdır. Deneyde kullanılan elemanların hepsi

için oluşturulan geometrilerin birbirlerine göre gerçek uzaklıkları kullanılarak GEANT4'ün kullandığı CLHEP kitaplığında tanımlı olan tüm fiziksel modellerin kısıtlanması altında deneyden alınan sonuçlara en yakın sonuçları almak benzetimin temel amacıdır. Deneyde kullanılan sintilatörler için polietilen, CCD dedektör için silikon, altın hedefler için altın ve sintilatörlerin sarıldığı plastik bantlar için mylar, kurşun cam için kurşun, potasyum, silikon, sodyum, oksijen ve arsenik malzemesinden oluşan bir karışım kullanılmıştır. Deney benzetiminin genel görüntüsü Şekil 3.3'deki gibidir.

Şekil 3.3'te sağdan sola doğru elektron hüzmesi gönderilmekte ve sonra ilk olarak delikli sintilatörden geçen elektronlar iridyum levha ile etkileşime girmektedir. İridyum levha deney elemanlarının çoğuna nazaran oldukça küçük olduğu için şekil üzerinde görülmemektedir. İlk silindir elektronları saptırmakla görevli mıknatısı, ikinci silindir ise helyum tankını temsil etmektedir. Sonrasında görülen dikdörtgen prizma kurşun enerji ölçeri ve en sonda görülen siyah kısım ise parçacıkları durduracak olan betonu temsil eder. Altın hedefler ve silikon dedektör 12.3 mm'lik boylarıyla 1m'lik yarıçapa sahip helyum tankı yanında görülemeyecek kadar küçüktürler.

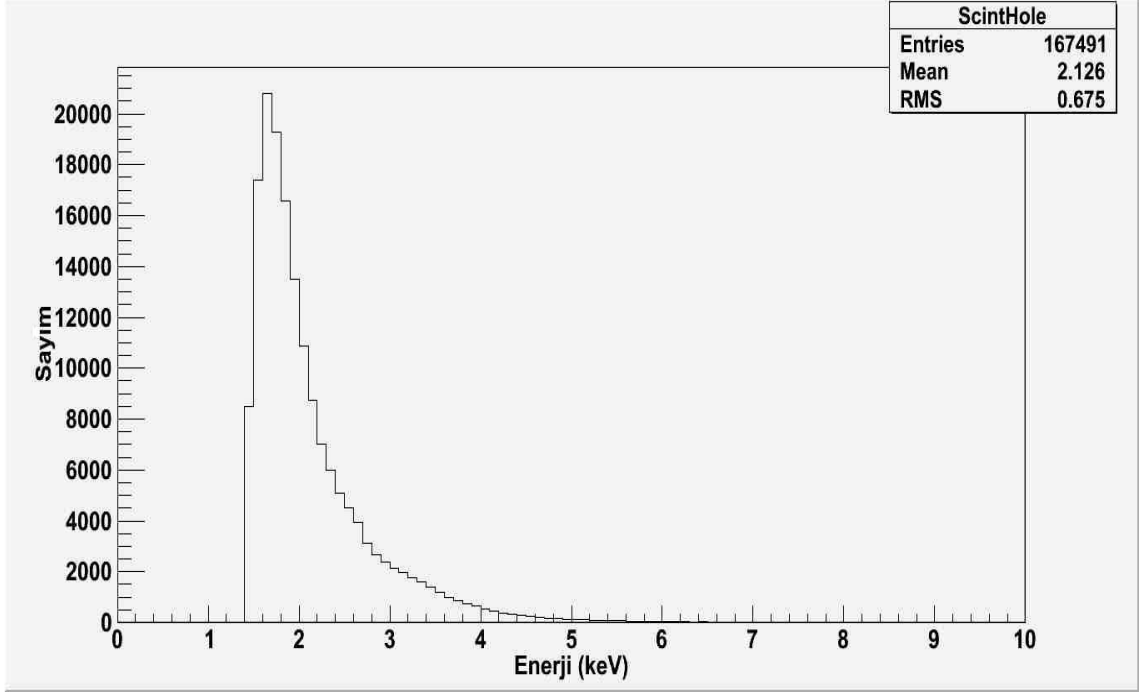


Şekil 3.3. NA63 Chudakov deney düzeneği benzetiminin genel görüntüsü.

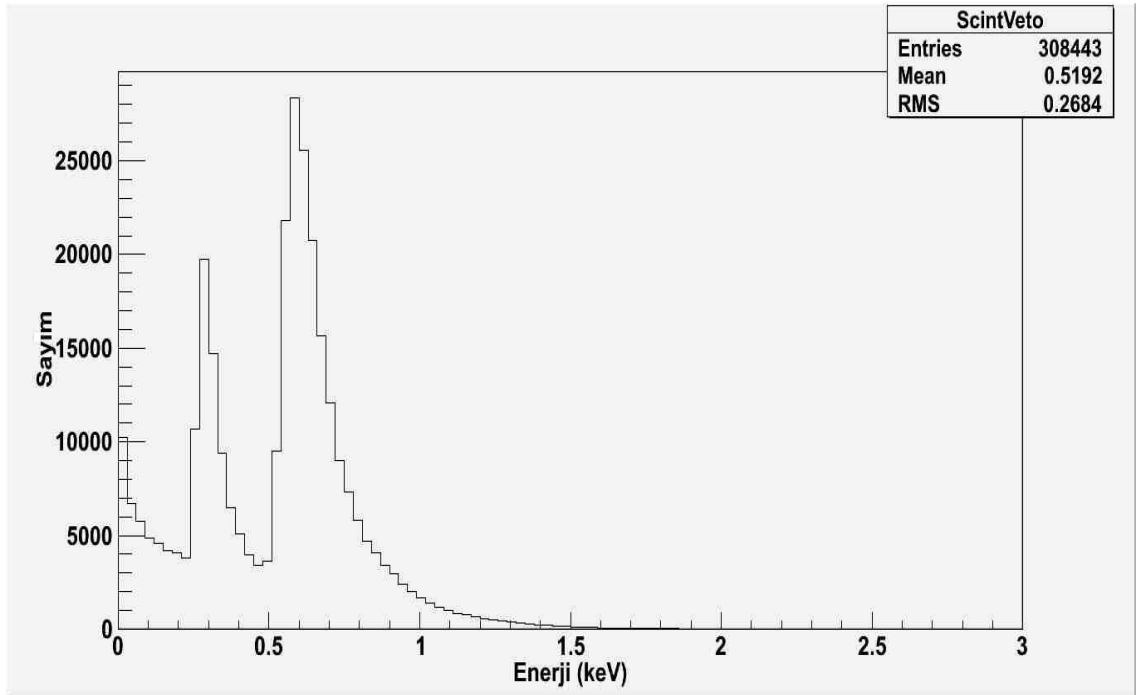
Benzetimde kullanılacak olan materyaller gerçekte yapıldıkları malzeme cinsinden belirlendikten sonra, yapılması gereken tüm deney seti boyunca gerçekleşebilecek olayların tarifini yapmaktır. Tüm olası fiziksel süreçler her parçacığın yapabileceği etkileşimler göz önünde bulundurularak tek tek tarif edilmelidir. Bu işlemle benzetim programına parçacıkların tanımlanan geometrilerde yapabileceği mümkün her tür etkileşim dahil edilir.

Parçacıkların silikon dedektörde, kalorimetrede ve sintilatörlerde yaptıkları etkileşimler sonucu depoladıkları enerjiler benzetim programında kaydedilmiştir. Çeşitli süreçlerle parçacıkların depoladıkları enerjileri kaydetmek için “SteppingAction” betiğinden faydalanarak her bir parçacığın veya bir parçacıktan herhangi bir olayla oluşmuş ikincil parçacıkların maddenin içine girdiği andaki kinetik enerjisinden, çıktığı andaki kinetik enerjisi çıkarılır ve sonuçta ortaya o madde içinden geçerken depoladığı enerji kalır. Bu enerji değerini kaydetmek için “SteppingAction” kütüğünden faydalanılabileceği gibi aynı zamanda tanımlanan geometri hassas bir dedektör olarak tanımlanabilir ve yine aynı ölçümler alınabilir. Yapılan benzetimde silikon dedektörler, sintilatörler ve kurşun kalorimetre hassas dedektörler olarak tanımlanmış ve bu geometriler içinde ne kadar enerji depolandığı, bir başka deyişle parçacıkların bu geometriler içinden geçerken kaybettikleri enerji miktarları belirlenmiştir.

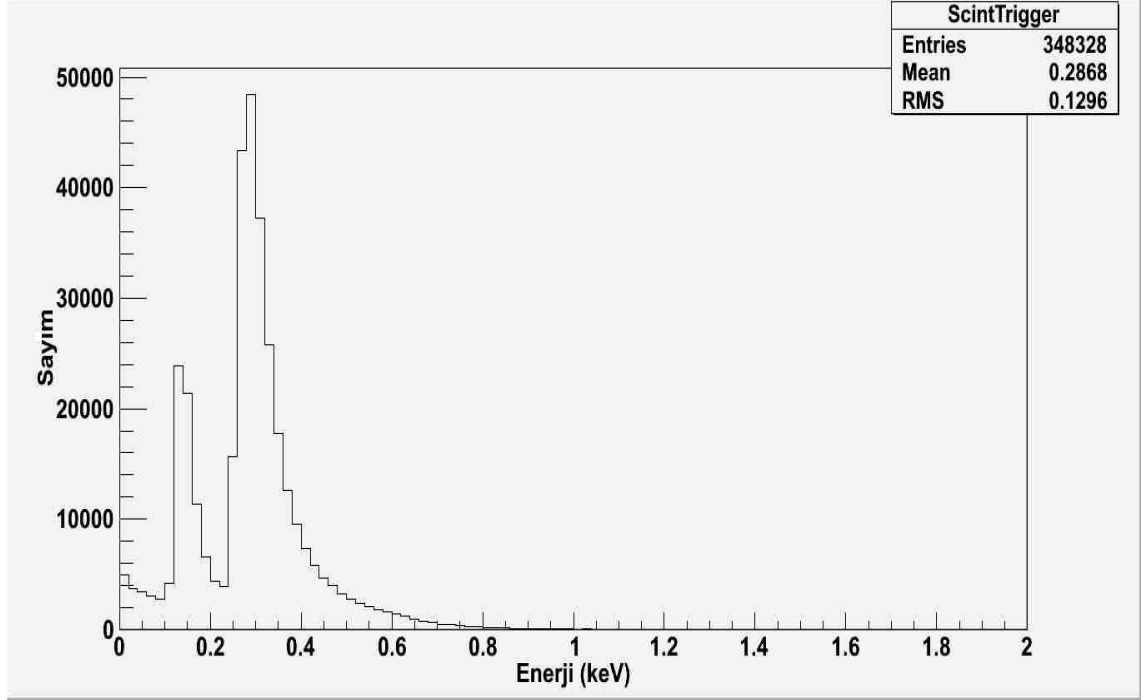
Deneyde amaç altın hedeflerden gelen elektron pozitron çiftlerinin algılanması ve silikon dedektörlerde depoladıkları enerjilerin elde edilmesi olduğundan, deneyin herhangi bir yerinde oluşmuş olan yüklü parçacıkların silikon dedektördeki izlerinin temizlenmesi gerekir. Deneyde kullanılan delikli sintilatör, veto sintilatör ve tetikleyici sintilatör bu iz temizleme olayını gerçekleştirmek için kullanılmıştır. Delikli sintilatör, veto sintilatör ve tetikleyici sintilatör için depolanan enerji dağılımları sırasıyla Şekil 3.4., 3.5. ve 3.6.’daki gibidir.



Şekil 3.4. Delikli sintilatörde depolanan enerji dağılımı.



Şekil 3.5. Veto sintilatörde depolanan enerji dağılımı.



Şekil 3.6. Tetikleyici sintilatörde depolanan enerji dağılımı.

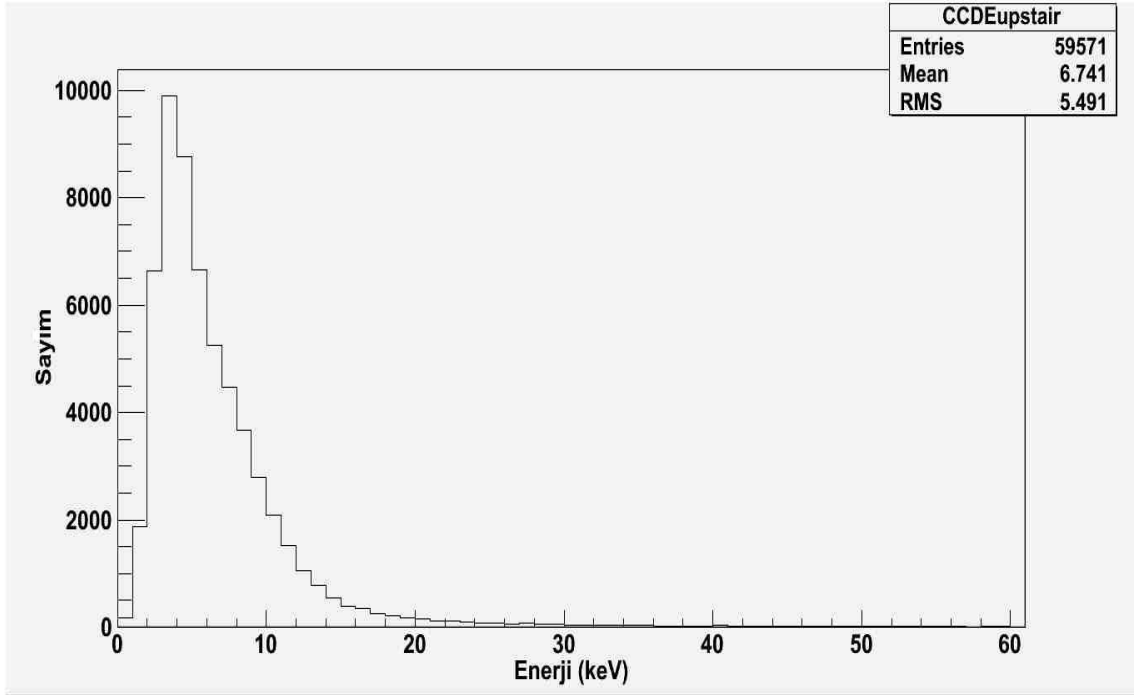
Delikli sintilatördeki enerji dağılımı bu sintilatörün frenleme ışımalarının gerçekleşeceği iridyum hedeften önce konulmuş olmasından dolayı yüklü parçacıkların ince hedeflerde yapmasını beklediğimiz Landau dağılımı ile temsil edilmektedir. Diğer grafiklere dikkat edilirse Landau dağılımı öncesi başlayan bir eğrinin daha sonra Landau dağılımları ile içi içe geçtiği görülür. Gerçek bir deneyde sintilatörler fotonları algılayamazlar. Ancak yapılan benzetimde yalnızca sintilatörün malzemesinin kullanıldığı bir dedektör tasarlanmıştır. Bu sebeple gerçek bir sintilatör gibi davranmayan benzetimdeki sintilatörler frenleme ışımıyla meydana gelmiş olan fotonlardan gelen katkıların yanı sıra, yüklü parçacıkların sintilatör içinde yaptıkları frenleme ışımalarına ait enerji depolamasını da kaydederler. Bu yüzden, gerçekte beklenenden farklı olarak frenleme ışımalarına ait eğri de veto ve tetikleyici sintilatörde görülmektedir.

İki ayrı Landau dağılımının sintilatörlerde görülmesinin sebebi deney setinin herhangi bir yerinde oluşmuş elektronların, altın hedefte oluşmuş ve neredeyse aynı anda gelen elektron pozitron çiftlerinden farklı enerji değerlerini sintilatörde bırakıyor olmasıdır. Elektron pozitron çifti yaklaşık olarak aynı anda sintilatöre girerek etkileşirler. Bunun

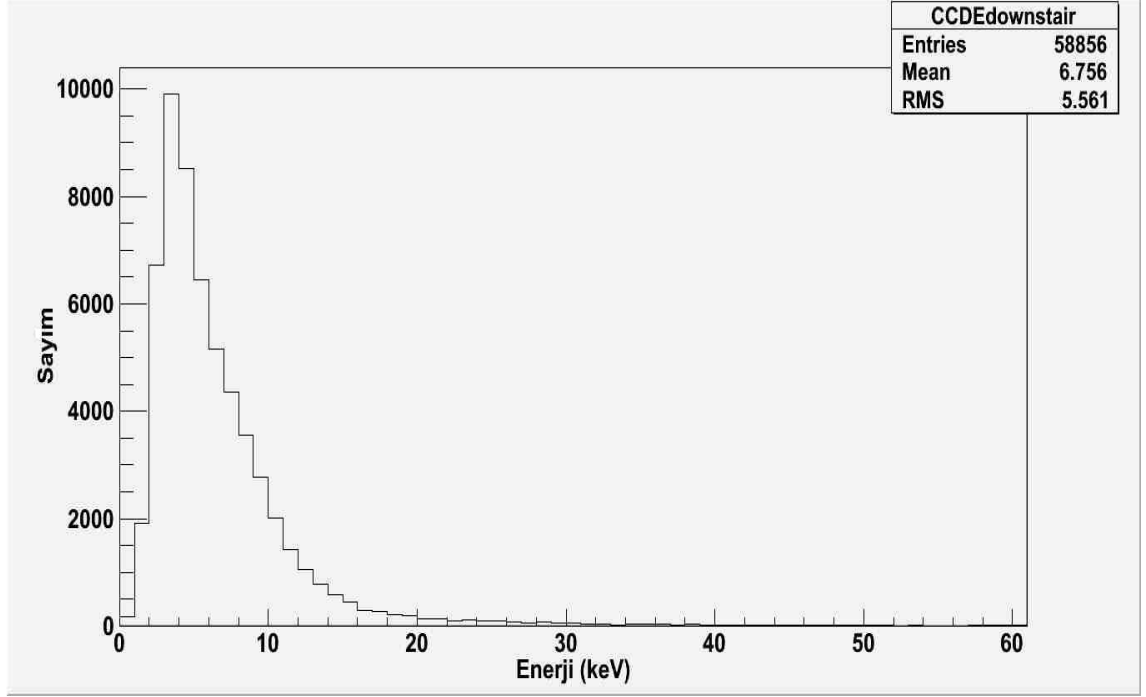
sonucunda gerçekleşen sürece bağlı bırakılan enerji değerleri, tek bir elektronun bıraktığı enerji değerinden farklı olur ve böylece farklı eğrilerle temsil edilirler.

Yukarıdaki delikli sintilatör ve veto sintilatöre bakarak CCD dedektör yerine konulan silikon dedektörde altın hedeflerde oluşmamış çok sayıda yüklü parçacığın temsil edileceğini çıkarmak mümkündür. Bu sintilatörlere gelen yüklü parçacıkların silikon dedektör verilerinden ayıklanması gerekir.

Benzetimde farklı uzaklıklardaki iki altın hedefin oluşturacağı çiftlerin depoladığı enerji dağılımını ayrı ayrı ele alabilmek için silikon dedektör iki parça halinde tasarlanmıştır. Her iki silikon dedektör için enerji dağılımı grafikleri aşağıdaki gibidir.



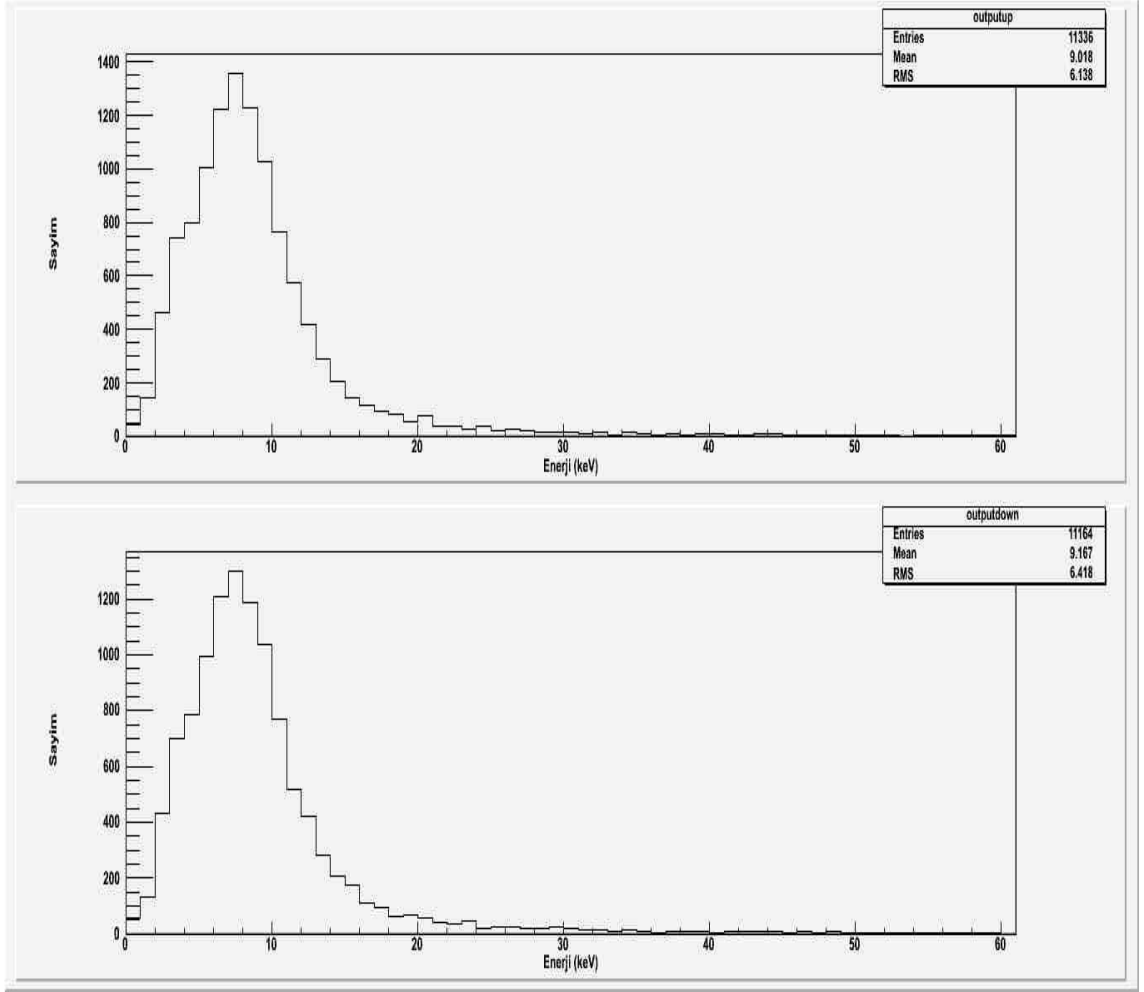
Şekil 3.7. İkiye bölünmüş silikon dedektörde üst kısımdaki dedektöre ait enerji dağılımı.



Şekil 3.8. İkiye bölünmüş silikon dedektörde alt kısımdaki dedektöre ait enerji dağılımı.

Benzetim 2×10^7 olay üretimi ile yapılmıştır. Bu olay sayısı değeri için her bir altın hedefte toplamda yaklaşık olarak 2×10^4 adet elektron pozitron çifti silikon dedektör tarafından algılanmalıdır. Ancak silikon dedektörlere ait enerji dağılım grafiklerinden de görüldüğü gibi (Şekil 3.7 ve 3.8) beklenen değer üç katı kadar fazla parçacık algılanmıştır. Altın hedeflerde oluşan elektron pozitronların haricinde deney setinin herhangi bir yerinde oluşmuş olan yüklü parçacıklar sintilatörlerde kaydedilen veriler yardımıyla ayıklandığında Şekil 3.9.'daki dağılımlar elde edilir.

Sintilatörler yardımı ile yapılan veri ayıklamasından sonra her bir dedektörde beklenen 2×10^4 olay kaydının neredeyse yarı yarıya kaybedildiği Şekil 3.9'da olay sayılarını ifade eden bölümlerden anlaşılmaktadır. Bu durum sintilatörler yardımı ile yapılan veri ayıklamasının istatistiksel kayıplara sebep olduğunu göstermektedir.

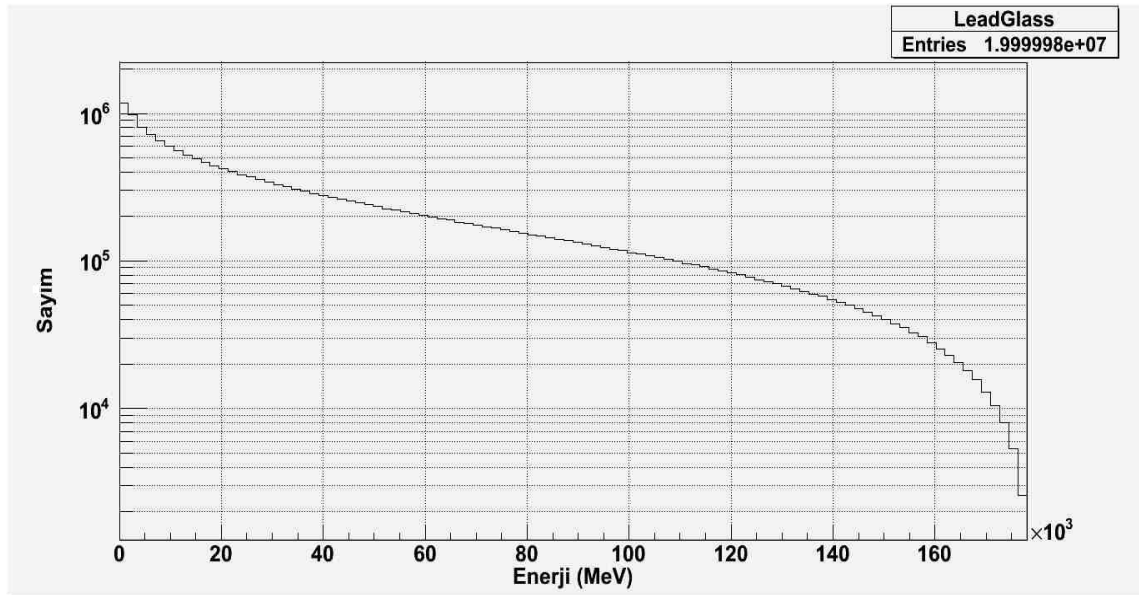


Şekil 3.9. Sintilatörlerde kaydedilen veriler yardımıyla silikon dedektörlerin verilerinin ayıklanmış hali.Üst kısımdaki şekil Au1’den ve alt kısımdaki şekil Au2’den gelen elektron ve pozitronların enerji kaybı dağılımını temsil etmektedir.

Benzetim ortamında yeni malzemeler deney setine eklenerek yukarıda belirtilmiş olan istatistik kayıplar bir miktar daha önlenebilir. Yeni malzemelerin deney setine konulması bir başka istatistik hatalar silsilesine sebep olabileceği öngörüsüyle bu yöntem yerine koşulları daha idealize ederek ardalandan tamamen arınmış bir benzetim gerçekleştirme yoluna gitmek daha sonuç alıcı ve daha kolay olacaktır. Yalnızca altın hedeflerin ve silikon dedektörün bulunduğu bir benzetimin gerçekleşmesiyle ardalanın olmadığı bir sonuç alınacaktır. Yapılan benzetimlerin isimlendirmesinde karışıklık olmaması için yalnızca altın hedeflerin ve silikon dedektörün bulunduğu bir benzetim idealize benzetim (İB) ve deneyin tüm elemanlarının kullanıldığı benzetim ise kopya benzetim (KB) olarak adlandırılacaktır.

Benzetimin sağladığı olanaklardan biri de doğrudan foton kaynağı kullanabilmektir. Foton kaynağının kullanıldığı durumda frenleme ışması ile foton hüzmesi elde etmek için kullanılan iridyum hedefe ve bunun yanı sıra mıknatısa, helyum tankına ve sintilatörlere gerek kalmamaktadır. Çünkü tüm bu elemanlar elektron kaynağından gelen elektronlardan mümkün metebe kurtulmak için kullanılmıştır. Foton kaynağının kullanımında enerji skalasının frenleme ışmasının enerji dağılımına benzetilmesi için 0 ile 1 arasında rastgele sayı üreten rastgele sayı üreteçleri kullanılarak, 0-178 GeV aralığında düz bir enerji dağılımı elde edilir ve bu dağılım frenleme ışması dağılımı ile çarpılarak istenilen enerji aralığında frenleme ışmasına ait enerji dağılımı elde edilir. Bu yolla 178 GeV'lik foton kaynağını frenleme ışması yapmış gibi farklı enerji değerlerine ayarlamak mümkün olur. Şekil 3.10'da bu yolla elde edilmiş frenleme ışması dağılımı görülmektedir.

Silikon dedektörlerle altın hedefler arasındaki uzaklıklar gerçekte Chudakov etkisinin gözlenmesi amacıyla farklı uzaklıklara yerleştirilmiştir. Yapılan bu benzetimde de kıyaslanmanın yapılabilmesi için aynı uzaklıklar kullanılmıştır. Silikon dedektörlerin yerleri aynı olmak üzere, üst kısımdaki altının (Au1) silikon dedektöre olan uzaklığı 116 mikron ve alt kısımdaki altının (Au2) silikon dedektöre olan uzaklığı da 16 mikrondur.



Şekil 3.10. Benzetilmiş frenleme ışması dağılımı.

NA63 Chudakov deneyinin kopya benzetiminden alınan verilerle, idealize benzetimden alınan veriler bulgular kısmında karşılaştırılacak ve tartışılacaktır. Bu yolla ardalın belirlenecek ve iyonizasyonla enerji kaybındaki farklılıklar incelenmeye çalışılacaktır.

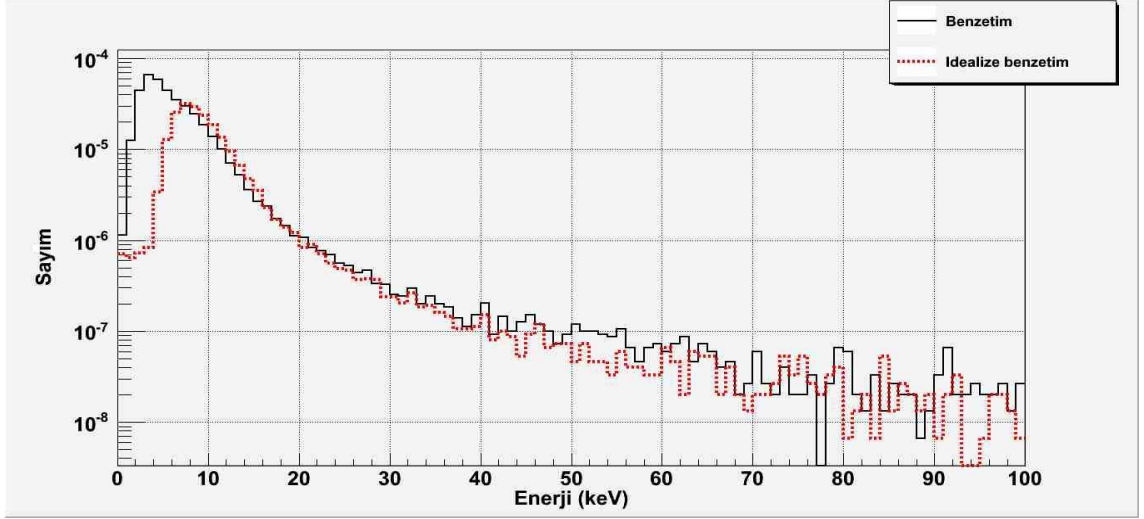
4.BULGULAR

Bir deneyin benzetimi yapılırken en önemli amaçlardan birisi deneye ait gürültünün belirlenmesidir. Benzetim deney öncesinde yapılarak deney verisinden sonuca ulaşmak için en verimli yöntemi seçmede yol göstereceği gibi, deneyin kurulumundaki düzeltmelerin yapılması için de yardımcı bir süreçtir. Bu tezde ise süreç tersinden işletilerek deney benzetiminden elde edilen sonuçlar deneyin analiz sonuçlarına göre uyarlanmaya çalışılacaktır. Bir başka deyişle benzetim programında Chudakov etkisi olmadan alınmış veriler bu etkiyi içiren gerçek deneye ait verilerle kıyaslanacak ve GEANT4 programı ile alınan verilerin düzeltmeleri belirlenecektir.

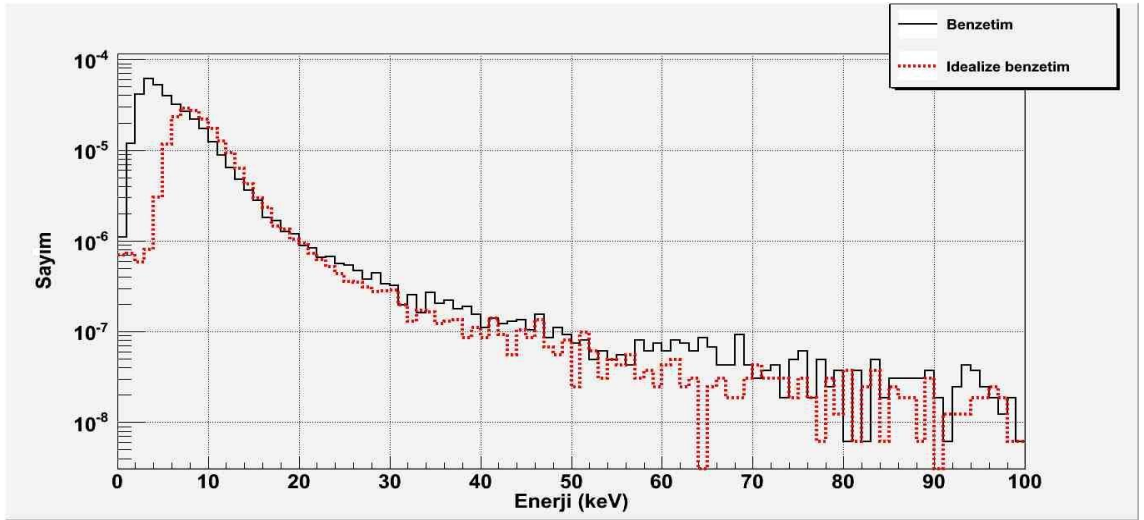
Kopya benzetim ve idealize benzetim adlarıyla iki benzetim yapılmasının sebebi ilk elden ardalandan mümkün mertebe arındırılmış bir veriler bütünü elde etmenin amaçlanmış olmasıdır. Buna göre ilk olarak iki benzetimden alınan silikon dedektörlerdeki sonuçlar karşılaştırılacak ve silikon dedektör üstünde kaydedilmiş olan ardalanın tespiti yapılacaktır. Daha sonrasında ise Bölüm 2.4'te tartışılmış olan Chudakov etkisine ait grafikler (Şekil 2.10 ve Şekil 2.11'de gösterilen teorik yaklaşımlara ait eğriler) farklı uzaklıklar göz önünde bulundurularak sunulacaktır. Son olarak ise benzetimden elde edilen farklı uzaklıktaki altınlardan gelen elektron pozitron çiftlerine ait iyonizasyonla enerji kaybı eğrileri gerçek deney verileri ile karşılaştırılacaktır.

4.1. DENEY ARDALANININ BELİRLENMESİ

NA63 Chudakov deneyinin kopya benzetimi için silikon dedektörde kaydedilmiş olan verilere Bölüm 3.3.2' de yer verilmişti. Deneye ait ardalanın bu veri kümesinden arındırılması için yapılmış olan idealize benzetimden alınan verilerle kopya benzetimden alınan verilerin karşılaştırılması Şekil 4.1 ve Şekli 4.2'de görülmektedir.



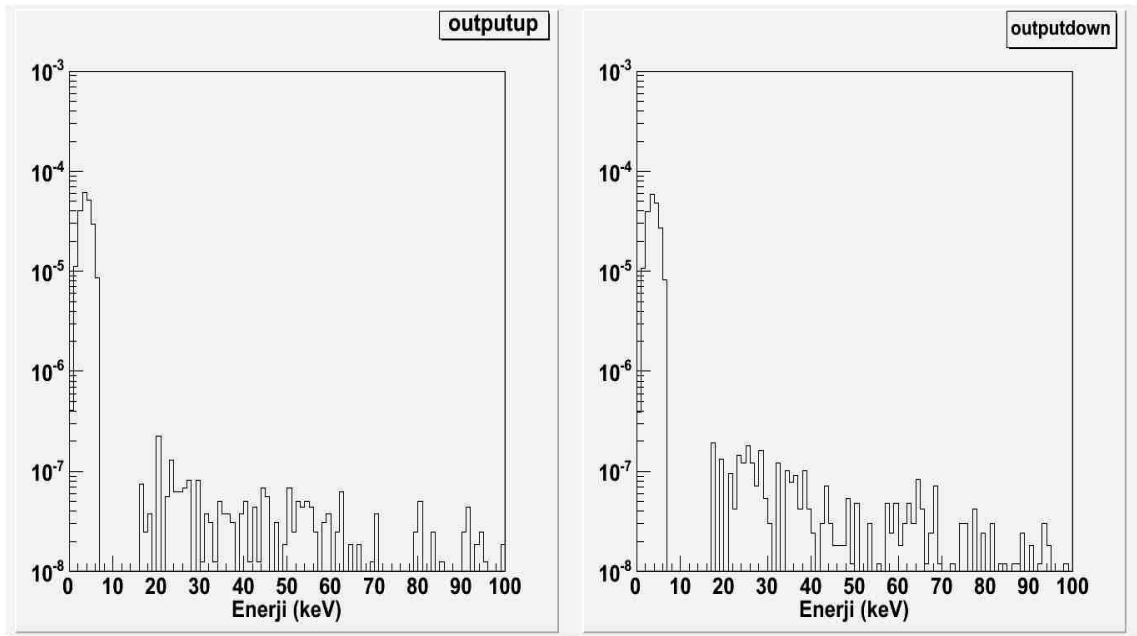
Şekil 4.1. Üst kısımdaki silikon dedektör için iki ayrı benzetimden alınan verilerin karşılaştırması. Kesikli çizgi ile gösterilen eğri idealize edilmiş benzetime ve düz çizgi deneyin kopya benzetimine ait üst kısımdaki silikon dedektörde elektron pozitronların enerji dağılımını temsil etmektedir.



Şekil 4.2. Alt kısımdaki silikon dedektör için iki ayrı benzetimden alınan verilerin karşılaştırması. Kesikli çizgi ile gösterilen eğri idealize edilmiş benzetime ve düz çizgi deneyin kopya benzetimine ait alt kısımdaki silikon dedektörde elektron pozitronların enerji dağılımını temsil etmektedir.

Yukarıdaki şekiller enerji kaybı eğrilerinin karşılaştırılmasının daha rahat yapılabilmesi için y-ekseni logaritmik ölçekte çizdirilmiştir ve veriler olay sayısına normalize edilmiştir. Görüldüğü gibi deney ardalanının baskın olması deneyde altın hedeflerden gelen elektron pozitronlar için enerji kaybı dağılımını görünmez kılmış ve bu dağılımın temsil edildiği Landau eğrisinin en olası değerini oldukça saptırmıştır. Bu durum bize

deney ardalanının Chudakov etkisini hızlandırıcı ortamında gözlemlememizde oldukça büyük sorunlara yol açabileceğini göstermektedir. Deneyden alınan verilerin bu ardalandan arındırılırken yapılabilecek algoritmik yada istatistik bir hatanın aslında deneyden elde edilmesi gereken sonuçları büyük hatalarla ölçmemize sebep olacağı buradan görülmektedir. İyonizasyon enerjisindeki azalmanın beklenen değerinden yalnızca küçük sapmalarla azalacağı düşünülduğünde bu ardalanın doğru bir şekilde ayıklanması oldukça büyük bir öneme sahip olur. Her iki silikon dedektörde kaydedilen deney setine ait ardalın Şekil 4.3'teki gibidir.



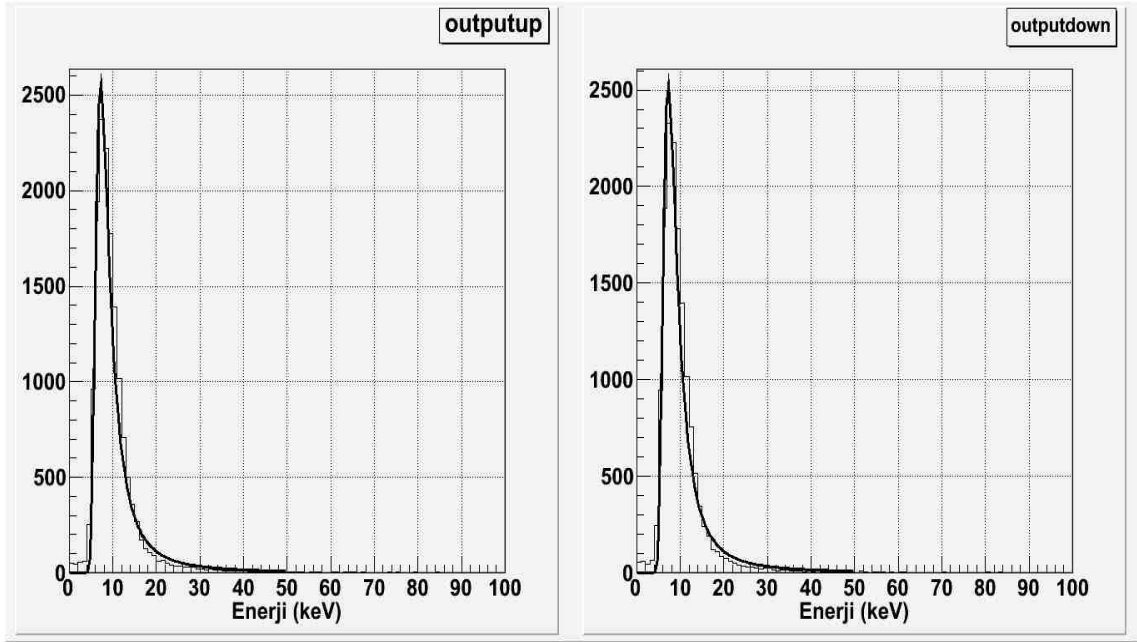
Şekil 4.3. Silikon dedektörlerdeki ardalanın temsilleri. Sol kısımdaki grafik benzetimde üst kısımdaki silikon dedektörde ve sağ taraftaki grafik alt kısımdaki silikon dedektörde belirlenen ardalını temsil etmektedir. Normalize edilmiş grafiklerde düşey eksen sayımı vermektedir.

Silikon dedektörlerde algılanmış olan parçacıklar için altın hedeflerden gelen elektron pozitron çiftlerine ait enerji kaybı dağılımları gerçek deney verilerinden elde edilmeye çalışıldığında benzetim verilerinden faydalanmak doğru bir yol olacaktır. Deneyin analizi yapılırken bu yol tercih edilmemiş, bunun yerine sintilatörlerden faydalanma yoluna gidilmiştir (Virkus ve diğ., 2008). Bu yöntem ardalanın çok fazla (baskın) olmasından dolayı bir takım istatistik hatalarla beraber aslında ölçülmek istenenin dışında birşeylerin ölçülmesi sonucunu doğurabilir. Bu durumda ölçülmek istenen Chudakov etkisi tutarlılıkla ölçülmemiş olacaktır. Bu sebeple ardalanın tam olarak

belirlenmesi ve deney verisinden tutarlılıkla çıkarılması deney verilerinin analizi için büyük önem taşımaktadır.

4.2. CHUDAKOV ETKİSİNİN BELİRLENMESİ

Chudakov etkisinin belirlenmesi için iyonizasyonla enerji kaybı grafikleri arasında kıyaslama yapmak gerekmektedir. Silikon dedektöre uzak olan altın hedeften (Au1) gelen elektron pozitron çiftlerinin iyonizasyonla enerji kayıplarının, silikon dedektöre yakın olan altın hedeften (Au2) gelen elektron pozitron çiftlerinin iyonizasyonla kaybettiği enerjiden daha fazla olması beklenmektedir. İki altın hedeften gelen elektron pozitron çiftlerine ait enerji kaybı dağılımı Şekil 4.4'te görülmektedir.



Şekil 4.4. Silikon dedektörlerdeki enerji dağılımı.

Şekil 4.4'te soldaki grafik 116 mikron uzaklıktaki ve sağdaki grafik 16 mikron uzaklıktaki altından gelen elektron pozitron çiftlerinin iyonizasyonla enerji kaybı grafiklerini vermektedir. Görüleceği üzere verilere eğri uydurma uygulanmıştır. Eğri uydurma için sonuçlar Tablo 4.1'de verilmiştir.

Tablo 4.1. En olası enerji kaybı değerleri.

Bölge	EOEK (keV)	Hata Payı
Silikon Dedektör (Au1-116 μm)	7.47831	0.022
Silikon Dedektör (Au1-16 μm)	7.45002	0.022

Chudakov etkisi uyarınca iyonizasyonla enerji kaybı değerlerinin belirlenen iki farklı uzaklık için farklı değerlerde olması beklenir. Şekil 4.4'te görülen enerji eğrilerine yapılan uydurma (fit) sonucu elde edilen en olası enerji kaybı değerleri Tablo 4.1'de verilmiştir. En olası enerji kaybı değerleri % 0.3'lük hata payına sahiptir. Bu hata değeri kabul edilebilir sınırlar içindedir. Eldeki veriler yardımı ile anlaşılmaktadır ki GEANT4 benzetim programının kullandığı CLHEP fizik kitaplığı Chudakov etkisini içermemektedir. Bu sebeple yalnızca benzetimden elde edilen eğriler, deney sonuçları ile karşılaştırılacak ve GEANT4 verileri için düzeltme bölgeleri belirlenecektir.

İyonizasyonla enerji kaybı eğrileri beş ayrı enerji bölgesi için ve deneyde olduğu gibi 16 mikron ve 116 mikron uzaklıkları için ayrı ayrı ele alınacaktır. Farklı enerji bölgeleri için ayrı ayrı Chudakov etkisinin incelenmesinin sebebi etkinin yüksek enerji bölgesinde baskın olarak gözlemlenebilmesidir. Düşük enerji bölgesinde ise teorik açıdan neredeyse etkinin varlığı hissedilmemektedir. Bahsi geçen enerji bölgeleri Tablo 4.2'de verilmiştir.

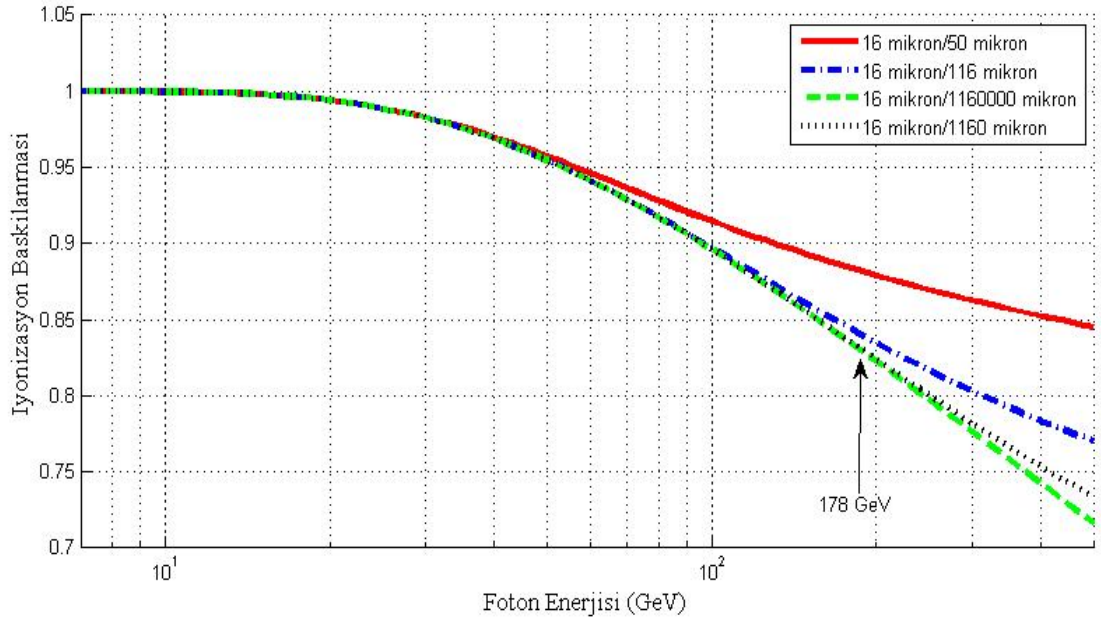
Tablo 4.2'deki enerji bölgeleri gerçek deney analizinin yapıldığı enerji bölgeleridir. Aynı enerji bölgelerinde benzetim verilerinin Chudakov etkisinin varlığı durumunda oluşması gereken iyonizasyonla enerji kaybı eğrisinden ne kadar sapacağını belirlemek mümkündür. Bunu yapabilmek için deneyde kullanılan CCD dedektörde kaydedilen kanal numarasına bağlı verilerle, benzetimden elde edilen enerji verileri arasında birbirine dönüşümünü veren bir kalibrasyon yöntemi belirlemek gerekmektedir.

Tablo 4.2: Etkinin gözlemlendiği ve kıyaslamaların yapılacağı enerji bölgeleri.

Enerji Bölgesi Adı	Minimum Enerji (GeV)	Maksimum Enerji (GeV)
LG1	0.000	1.655
LG2	1.807	6.174
LG3	6.324	19.576
LG4	19.727	64.000
LG5	64.151	178.000

Deneyde ve benzetimde altın hedeflerin dedektöre uzaklıklarının 16 mikron ve 116 mikron gibi iki farklı uzaklıkta olduğuna çok defa değinilmişti. Bu iki uzaklık rastgele seçilmemiştir. 116 mikron uzaklıktaki altın hedeften gelen elektron pozitron çiftinin iyonizasyonla enerji kaybı deneyde CCD dedektörde ve benzetimde tasarlanan silikon dedektörde ölçülmüştür. 178 GeV'e kadar olan foton enerji değerleri için oluşan elektron pozitron çiftlerinin dedektörlerdeki ölçümleri sonucu Chudakov etkisi neredeyse hissedilmeyecektir (Etkinin enerjiye bağlı olarak çiftin oluştuğu bölge civarında olacağına Bölüm 2.4'te değinilmişti). Bu durum Şekil 4.5'te görülmektedir.

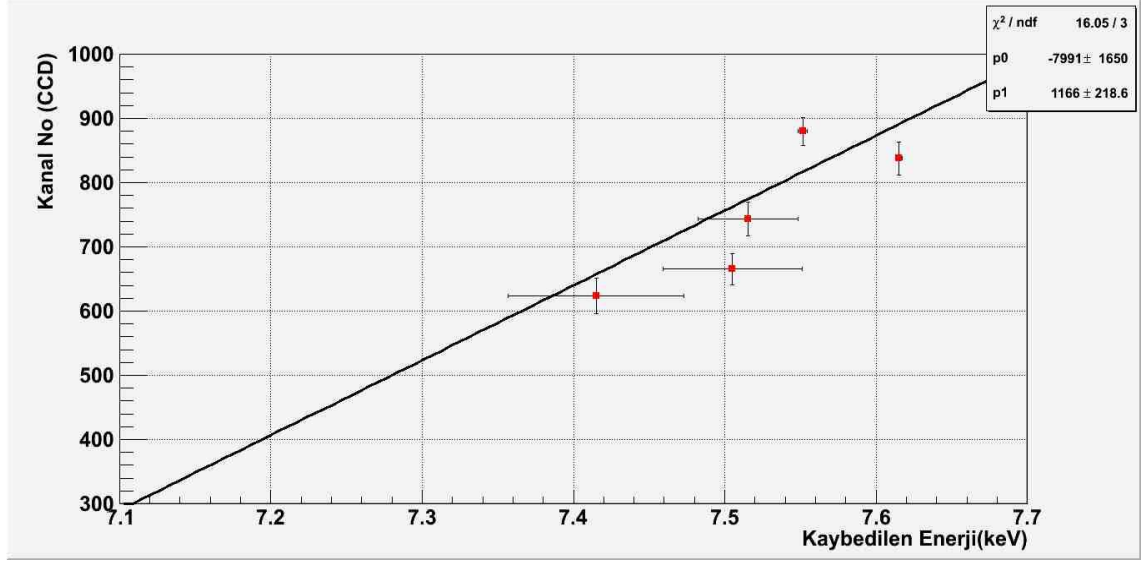
Şekil 4.5'te grafik notunda hangi uzaklıklar için enerji kaybı değerlerinin oranlandığı gösterilmiştir. Bu uzaklıklar için oran almamızın sebebi dedektöre uzak bir noktada oluşmuş olan yük çiftinden alınacak enerji kaybı değerlerinin Chudakov etkisini içermeyeceğinin gösterilmesidir. Elektron pozitron çiftinin oluşum bölgesi civarında ölçüm yapıldığında gözlemlenebilen iyonizasyon enerjisindeki kayıp belirli bir uzaklıktan sonra gözlemlenemez hale gelmektedir. Buna göre yeterince uzakta olan bir hedeften gelen elektron pozitron çifti için yapılmış olan ölçümün, dedektöre yakın bir yerde yapılmış olan ölçüme göre kıyası, bize etkinin hangi uzaklıklarda ve hangi enerji aralığında nasıl davranacağı ile ilgili fikir vermektedir. Şekil 4.5'e göre 116 mikron uzaklıktaki altından alınacak veriler ile 1160 mikron yada 1160000 mikron uzaklıktaki altından alınacak veriler arasında ihmal edilebilecek düzeyde farklılık vardır. Bu durum neticesinde söylenebilir ki 116 mikron uzaklıktaki altından gelen elektron pozitronun iyonizasyonla enerji kaybı dağılımı Chudakov etkisini içermeyecektir.



Şekil 4.5: Denklem 2.28 uyarınca çizdirilmiş farklı uzaklıklara göre iyonizasyonla enerji kaybı dağılımlarının oranları. Görüldüğü üzere düşük enerji bölgesinde Chudakov etkisini gözlemlemek mümkün değildir.

GEANT4 benzetim programının Chudakov etkisini içermediği düşünüldüğünde, deneyde kullanılan CCD dedektörde 116 mikron uzaklık için kaydedilen kanal numarasına bağlı enerji kaybı dağılımının, benzetimdeki enerji kaybı dağılımıyla aynı olması beklenir. Böylece elde edilen enerji kaybı dağılımlarının en olası enerji kaybı değerleri, kanal numarası ve enerji cinsinden birbirine dönüştürülebilir.

CCD dedektördeki kanal numarasının doğrudan enerji karşılığını elde edebilmek için CCD dedektörde kanal numarası ile ifade edilmiş ve benzetimde enerji ile ifade edilen ve Landau dağılımı gösteren enerji kaybı eğrilerinin en olası değerlerine uydurma (fit) yapmak gereklidir. Bu iki değişken arasında doğrusal bir bağ olduğu kabulü altında yapılan uydurma sonucunda, uydurulan eğriyi ifade eden değişkenler yardımı ile kanal numarası ve kaybedilen enerji arasında doğrudan bir ilişki kurulmuş olur.



Şekil 4.6: CCD dedektörün kanal numarasını, benzetimde silikon dedektörde depolanan enerjiye dönüştüren kalibrasyon eğrisi.

Kanal numarası ve enerji arasındaki doğrusal ilişkiyi ifade eden kalibrasyon bağıntısı:

$$Kanal\ No = p_0 + p_1 \cdot Enerji \quad (4.1)$$

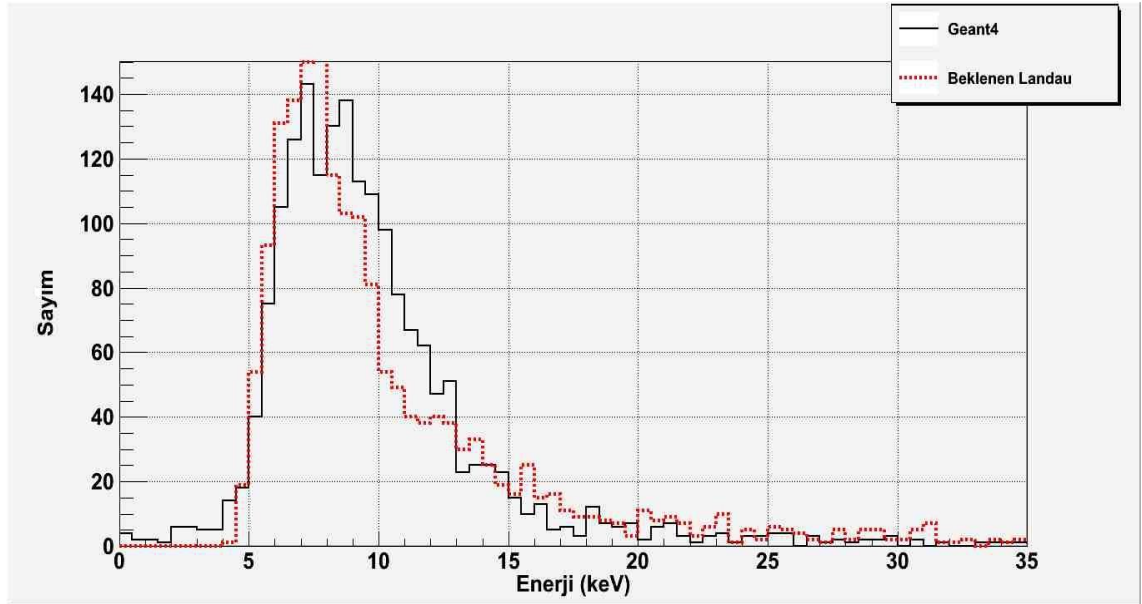
biçimindedir. Bu ifadede yapılan uydurma sonucunda $p_0 = -7991.22$ ve $p_1 = 1166.38$ bulunmuştur.

NA63 Chudakov deneyinin analizi sonucunda CCD dedektörde foton enerji bölgelerine göre kanal numarası cinsinden elektron pozitron çiftinin en olası enerji kaybı değerleri belirlenmiştir. Elde edilen kalibrasyon bağıntısı yardımı ile bu kanal numarası değerleri enerji cinsinden ifade edilerek GEANT4 vasıtası ile elde edilmiş eğrilerin en olası enerji kaybı değerlerinden sapmaları belirlenebilir. Deney analizi sonucu CCD dedektöre 16 mikron uzaklıktaki altın hedef için elde edilen kanal numaralarına karşılık beklenen enerji değerlerine Tablo 4.3'te yer verilmiştir.

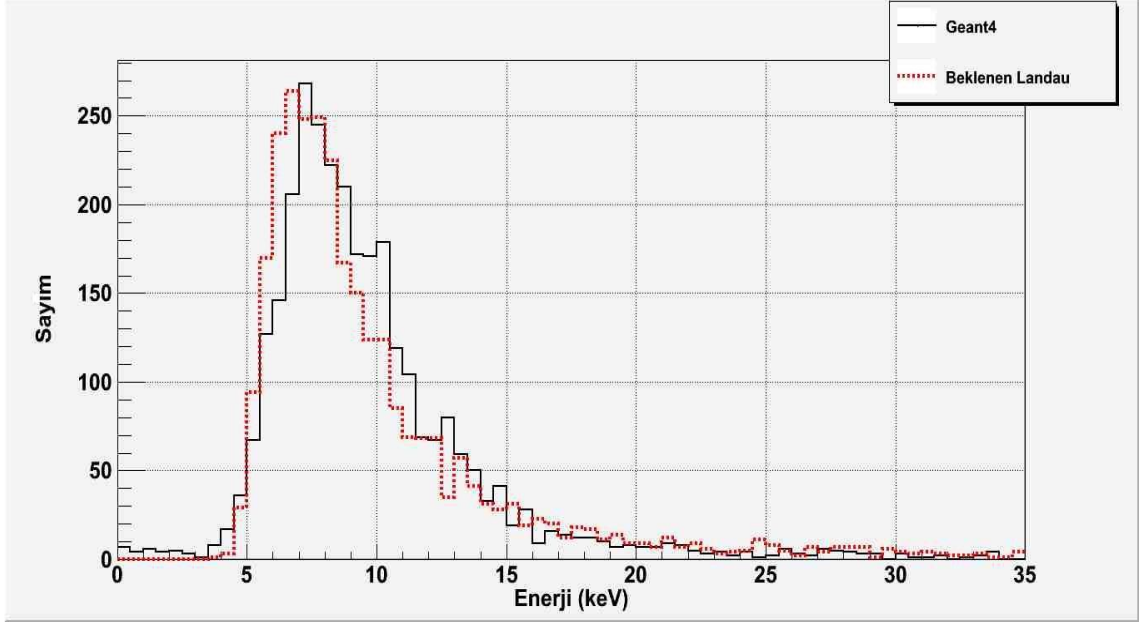
Tablo 4.3: 16 mikron uzaklıktaki altın için CCD dedektörde ölçülen kanal numarasına bağlı verilerin kalibrasyonu sonucu enerji karşılıkları.

Foton Enerji Bölgesi	Kanal No (CCD)	Enerji Karşılığı (keV)
LG1	449.99±29.58	7.2371±0.0253
LG2	329.83±45.78	7.1340±0.0392
LG3	391.86±34.19	7.1872±0.02931
LG4	457.14±33.62	7.2432±0.02882
LG5	378.27±37.37	7.1756±0.03204

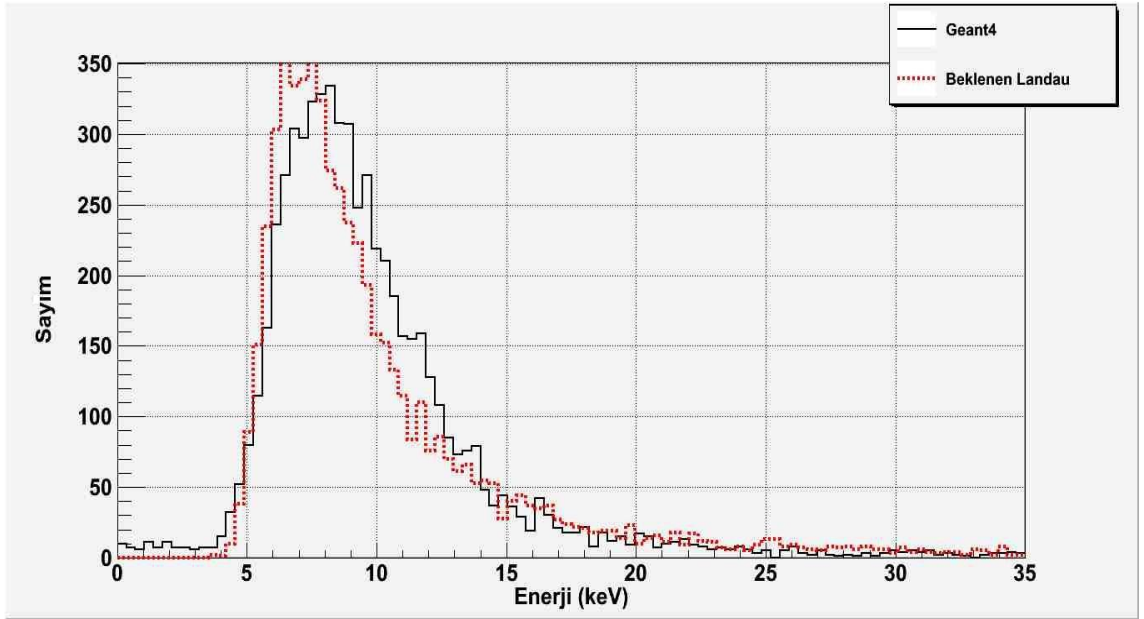
Benzetimde silikon dedektöre 16 mikron uzaklıktaki altından gelen elektron pozitron çiftlerinden elde edilmiş olan enerji kaybı dağılımları, 116 mikron uzaklıktaki altından gelen elektron pozitron çiftlerinin enerji dağılımı ile aynı olacaktır. Gerçek deney verilerinin enerji dönüşümleri ile elde edilen en olası enerji kaybı değerleri kullanılarak, benzetim programının Chudakov etkisini içermesi durumunda elde edilebilecek dağılımların düzeltme bölgesi tanımlanabilir. Bunu görebilmek açısından her foton enerji bölgesi için ayrı ayrı benzetimden elde edilen enerji kaybı dağılımları ve beklenen (benzetim programının Chudakov etkisini içermesi durumunda) enerji kaybı dağılımları incelenmiştir.



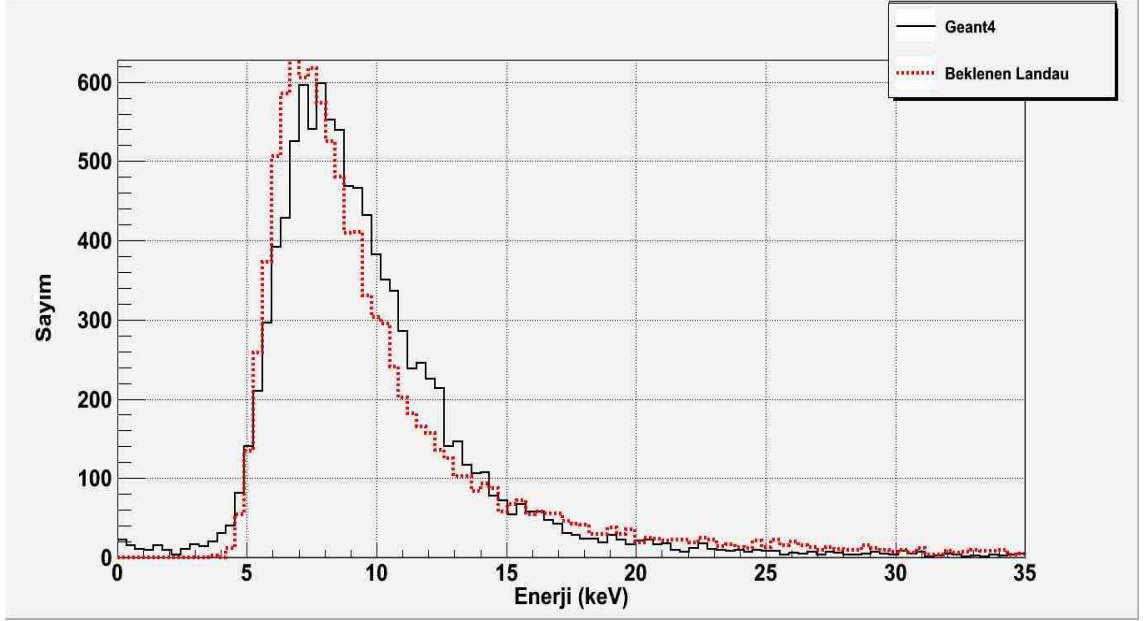
Şekil 4.7: LG1 enerji bölgesi için benzetimden alınan eğri ve Chudakov etkisinin varlığı durumunda beklenen Landau dağılımı.



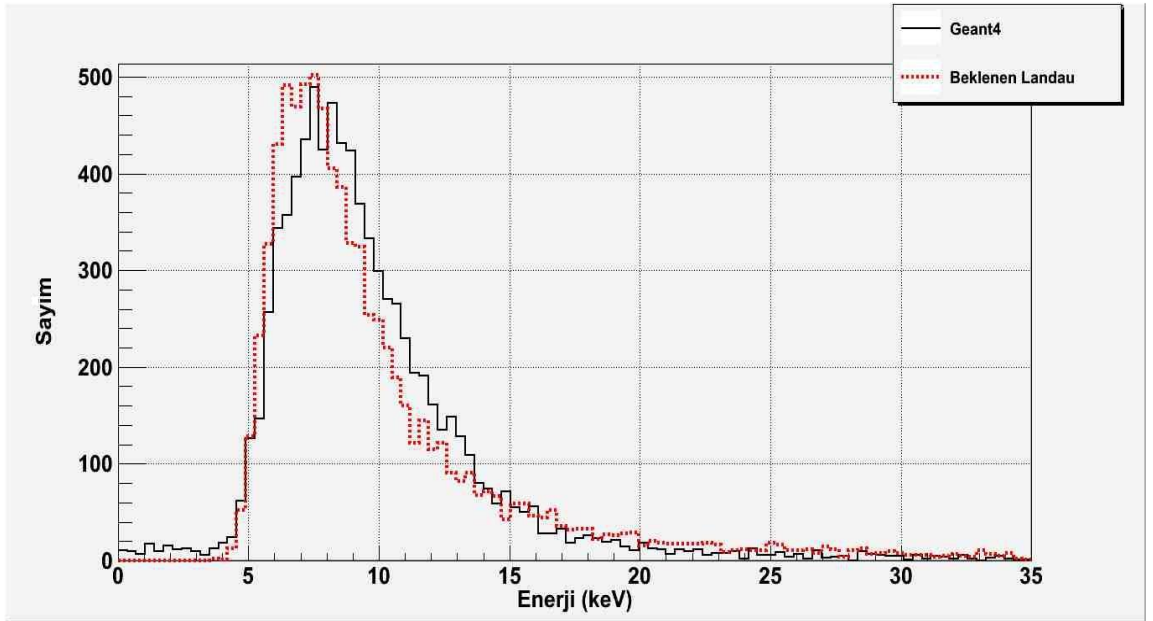
Şekil 4.8: LG2 enerji bölgesi için benzetimden alınan eğri ve Chudakov etkisinin varlığı durumunda beklenen Landau dağılımı.



Şekil 4.9: LG3 enerji bölgesi için benzetimden alınan eğri ve Chudakov etkisinin varlığı durumunda beklenen Landau dağılımı.



Şekil 4.10: LG4 enerji bölgesi için benzetimden alınan eğri ve Chudakov etkisinin varlığı durumunda beklenen Landau dağılımı.



Şekil 4.11: LG5 enerji bölgesi için benzetimden alınan eğri ve Chudakov etkisinin varlığı durumunda beklenen Landau dağılımı.

Şekillerle verilen enerji kaybı dağılımlarının Bölüm 2.2.2'de de değinildiği üzere Landau dağılımı biçiminde olacağı bilinmektedir. Yukarıdaki şekillerde görülen bu dağılımların en olası değerleri, yani elektron pozitron çiftlerinin en olası enerji kaybı değerleri Tablo 4.4'te belirtilmiştir.

Tablo 4.4: Kalibrasyon sonucu elde edilen (şekillerde beklenen Landau olarak gösterilmiştir) ve benzetimden alınan en olası enerji kaybı değerleri.

Foton Enerji Bölgesi	En Olası Enerji Kaybı (Beklenen Landau-keV)	En Olası Enerji Kaybı (Benzetim-keV)
LG1	7.2371±0.0253	7.4356±0.0134
LG2	7.1340±0.0392	7.4448±0.0245
LG3	7.1872±0.0293	7.4615±0.0278
LG4	7.2432±0.0288	7.4889±0.0316
LG5	7.1756±0.0320	7.5498±0.0261

Tablo 4.4 incelendiğinde Chudakov etkisinin içerildiği durumda benzetim programının silikon dedektöre 16 mikron uzaklıktaki altından gelen elektron pozitronlar için en olası enerji kaybı değerlerinin daha düşük olması gerektiği ve bu enerji değerleri etrafında dalgalanmaların olması gerektiği görülür.

5.SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu tez çalışmasında Chudakov etkisinin hızlandırıcı ortamında gözlemi için yapılabilecek benzetimler ile alınması gereken sonuçlar ve benzetim programının verdiği sonuçlar kıyaslanarak GEANT4 benzetim programının Chudakov etkisini içermemesi nedeniyle oluşan farklılıklar incelenmiştir. Buna ilaveten Chudakov etkisinin, NA63 Chudakov deney düzeneğinde kullanılan değişkenlere göre teorik incelemelerde bulunulmuştur. NA63 Chudakov deneyi için benzetim programı GEANT4 ile iki ayrı benzetim yapılmıştır. Bu benzetimlerden ilki deney düzeneğinin bire bir aynısı olan (kopya benzetim) ve deneyin ardalanının silikon dedektörlerde kaydedildiği biçimde gerçekleştirilmiştir. Alınan verilerin sintilatörler yardımı ile ayıklanmaya çalışılması durumunda ne kadar veri kaybı olduğunu görebilmek ve deney gürültüsünden tamamen arınmış sonuçlar elde edebilmek için benzer bir deney benzetimi daha hazırlanmıştır. Bu deney benzetimi idealize benzetim olarak adlandırılmış ve diğerinden farklı olarak vakum ortam içinde yalnızca altın hedeflerin ve silikon dedektörün bulunduğu bir düzenek tasarlanmıştır. Buradaki amaç ardalandan arınmış saf veriyi elde etmektir.

İki benzetimden alınan veriler karşılaştırıldığında kopya benzetimde deney ardalanının istenilen verileri baskılayacak düzeyde olduğu görülmüştür. Bu gürültüden arınmak için sintilatörler yardımıyla yapılan veri ayıklama işleminin ise öngörülen veri sayısında yarı yarıya azalma yarattığı görülmüştür. Bu önemli bir istatistik kayıptır.

GEANT4 ile yapılmış olan benzetimlerle deney gürültüsünün doğru bir biçimde belirlenebilmesi mümkün olmuşsa da Chudakov etkisini gözlemleyebilmek mümkün değildir. Chudakov etkisinin 1955 yılında Chudakov tarafından belirlendiği düşünüldüğünde köklü bir tarihe sahip olduğunu söylemek yanlış olmaz. Bu sebeple GEANT4 gibi yüksek enerji fiziğinde ihtiyaçları karşılaması açısından oldukça gelişmiş olan bir programın bu etkiyi içermesi bugün ve gelecekte yapılacak çalışmalar açısından

oldukça önemlidir. Chudakov etkisinin yüksek enerji bölgesinde daha baskın olarak kendini gösterdiği düşünüldüğünde günümüzde yapılan deneyler açısından etki önemli bir yerde durmaktadır.

Avrupa Nükleer Araştırmalar Merkezi'nde (CERN) yapılan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) deneyinde 14 TeV'e kadar çarpışma enerjisinin arttırılması planlanmaktadır. Kullanılan silikon dedektörlerin kalınlığının gelişen teknolojiyle beraber her geçen gün azalması ve enerji aralığının büyüklüğü Chudakov etkisini yapılan deneylerden elde edilecek verileri değerlendirirken hesaba katılması gereken önemli bir etki haline getirmektedir. Bu açıdan GEANT4 gibi yüksek enerji fiziğinin ihtiyaçlarına cevap veren bir benzetim programının Chudakov etkisini içermesi bir ihtiyaç olarak karşımıza çıkmaktadır.

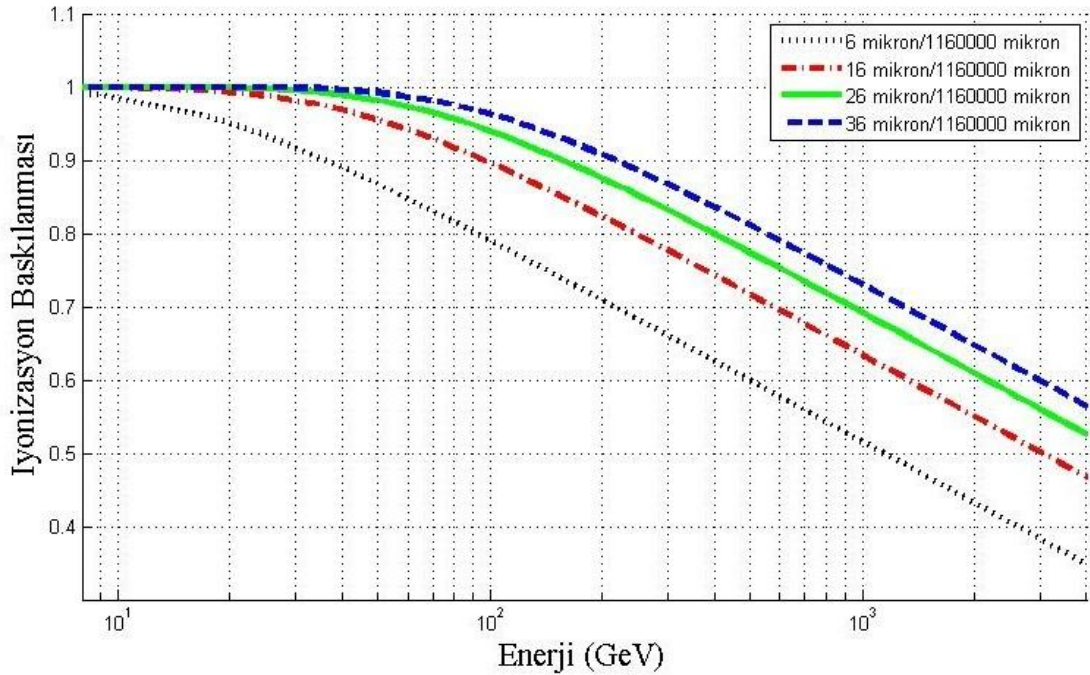
Yalnızca NA63 Chudakov deneyinden alınan veriler ile GEANT4 programı üzerinde doğrudan bir düzeltme işlemine girişmek doğru değildir. Kaldı ki Chudakov etkisinin belirlenmesi açısından yapılan teorik yaklaşımlar birbirleri ile uyum içinde davranmamaktadır. Bu sebeple etkinin gözlemlenmesi için yeni deneylerin yapılması ve daha fazla veri yardımı ile teoride de yapılabilecek düzeltmeler ile benzetim programları üzerinde düzeltme işlemi uygulanması daha doğru bir yol olacaktır.

Şekil 2.10'da görüleceği üzere teorik eğriler ile deney sonuçları uyumsuzluk içindedir. Bu durum daha önce de belirtildiği üzere teoride düzeltmelerin yapılması gerekliliğini ve bunun yanı sıra yeni deneylerin yapılmasını zorunlu kılmaktadır. NA63 Chudakov deneyinden alınan sonuçlar incelendiğinde düşük enerji bölgesinde de Chudakov etkisinin baskın bir karaktere sahip olduğu söylenebilir. Bu durum teorik yaklaşımlar ile çelişmekle beraber deney sonuçları kendi içinde de kısmi uyuşmazlıklar içermektedir. Enerji değeri yükseldikçe etkinin daha baskın olarak görülmesi gerekirken düşük enerji ve yüksek enerji bölgelerinde Chudakov etkisinin davranışı benzer olarak tespit edilmiştir.

Chudakov etkisinin gözlemleneceği yeni bir deney tasarlanırken özellikle yüksek enerjilerde etkinin davranışının incelenmesi için GeV mertebesinde ve NA63 Chudakov deneyinde elde edilen enerji skalasından daha yüksek enerjilerde gözlem yapılması,

etkinin günümüz deneylerindeki öneminin gösterilebilmesi açısından oldukça önemlidir. Şekil 5.2’de kullanılacak dedektöre olası uzaklıklar için teorik davranış incelenmiştir.

4 TeV’e kadar enerjiye sahip olduğu farz edilen parçacıklar için ölçüm cihazına farklı uzaklıklarda oluşmuş olan elektron pozitron çiftlerinin iyonizasyonlarındaki baskılanma oranları Şekil 5.2’de verildiği gibidir. Buradan da görüleceği üzere ölçüm cihazına daha yakın hedefler ve daha yüksek enerjilerdeki fotonlar için yapılan deneylerle Chudakov etkisinin gözlemlenmesi daha kolay olacaktır. NA63 Chudakov deneyindeki 178 GeV’lik enerji kısıtlamasının aşılması ve daha yüksek enerji bölgesinde çalışılması günümüz çalışmalarında Chudakov etkisinin yerini belirlemek açısından da daha anlamlı olacaktır.



Şekil 5.1: Chudakov etkisinin ölçüm aygıtına yakınlıklarına bağlı yüksek enerjilerdeki karakteri.

Chudakov etkisinin hızlandırıcı ortamında ölçülebilmesi için gerçekleştirilecek olası bir deneyde sintilatörleri kullanmak yerine altın hedeflerin içinde bulunduğu vakumdan önce iz algılayıcılarının kullanılması (drift chamber) tercih edilebilir. Böylelikle altın hedeflerde oluşan elektronlar ve pozitronlar dışında deney setinin herhangi bir yerinde oluşan yüklü parçacıklar gözlemlenebilir ve kolaylıkla arzulanan verilerden ayırt

edilebilir. Bunun yanı sıra yüksek enerjilerde gürültü karakteri tam olarak bilinen bir dedektör altın hedeflerden gelen yüklü parçacıkların enerji kaybını ölçmek için kullanılmalıdır. Ayrıca zaman ve ekonomik koşulların izin verdiği ölçüde belirlenen farklı uzaklıklar için tek bir altın hedefle deneylerin yapılması ve son olarak altın hedefin olmadığı durumda alınan veriler ile daha sağlıklı sonuçlara ulaşmak mümkün olabilir. Bu motivasyonla yapılabilir olan olası bir deney hızlandırıcı ortamında Chudakov etkisinin gözlemlenmesi için daha detaylı bir çerçeve sunacaktır.

Olası yeni deneylerden alınacak sonuçlarla, teorik yaklaşımlar ve deney sonuçları arasında oluşturulacak uyumla birlikte yüksek enerji fiziğinde yaygın olarak kullanılan GEANT4 programında Chudakov etkisinin kapsanması için çalışmalar gerçekleştirilmelidir. Bu tez çalışması GEANT4 programının Chudakov etkisini içermediğini belirlemekle beraber, bu yolda gerçekleştirilecek çalışmalara ve yapılacak deneylere katkıda bulunmak açısından başlangıç olarak bir katkı sunmaya çalışmıştır.

KAYNAKLAR

AGOSTINELLI, S., ALLISON, J., AMAKO, K., APOSTOLAKIS, J., ARAUJO, H., ARCE, P., ASAI, M., 2003, GEANT4 – A Simulation Toolkit. *Elsevier Science*.

AKHIEZER, A.I., SHULGA, N.F., 1996, High Energy Electrodynamics in Matter, *Gordon and Breach Publishers*.

BERESTETSKII, V.B., GESHKENBAIN, B.V., 1956, Ionizational Slowing Down of High Energy Electron Positron Pairs, *Sov. Phys. JETP*, 4 : 609-610.

BORSELLINO, A., 1953, Momentum Transfer and Angle of Divergence of Pairs Produced by Photons, *Phys. Rev.*, 89(5).

DAS, A., FERBEL, T., 2003, Introduction to Nuclear and Particle Physics, *World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.*

e2v Tech., 2006, CCD77-00 Back Illuminated High Performance IMO Device, *AIA-100034 Issue 4*

HARTLE, J.B., 2003, An Introduction to Einstein's General Relativity. *Addison Wesley*.

KRANE, K.S., 2001, Nükleer Fizik, *Palme Yayıncılık*.

LANDAU, L., 1944, On the Energy Loss of Fast Particles by Ionization, *L. Phys. USSR*, 8 : 201.

LEO, W.R., 1987, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, *Springer-Verlag*.

LINHARD, J., SCHARFF, M., 1961, Energy Dissipation by Ions in the keV Region. *Physical Review Letters*, 124 (1): 128-130.

PERKINS, D.H., 1955, Ionization at the Origin of Electron Pairs and the Lifetime of the Neutral Pion, *Phil. Mag.*, 1146.

SELTZER, S.M., BERGER, M.J., 1964, Energy Loss Straggling of Protons and Mesons : Tabulation of Vavilov Distribution, *National Academy of Sciences Publication* 1133, no : 39.

SIGMUND, P., 2006, Particle Penetration and Radiation Effects, *Springer*, New York.

ŞAHİN, L., 2008, Parçacık ve Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi, TFD IV. Parçacık Hızlandırıcıları Yaz Okulu Ders Notları, Bodrum.

THAI, T.T., 1999, A GEANT4 Simulation of the Recoil Proton Stopping Acceptance in the Near-Threshold $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ Reaction on a Scintillator Target, *Massachusetts Institute of Technology*.

THOMSEN, H.D., UGGERHØJ U.I., 2011, Measurements and Theories of the King-Perkins-Chudakov effect, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B*, 58164.

UGGERHOJ, U., 2011, NA63's Enlightening Experiments, *CERN Courier*, 5, sayfa 15-17.

VIRKUS, T., 2007, An Investigation of the Chudakov Effect, *Institute of Physics and Astronomy University of Aarhus*.

VIRKUS, T., THOMSEN, H., D., UGGERHØJ, E., UGGERHØJ, U.I., BALLESTRERO, S., SONA, P., MANGIAROTTI, A., KETEL, T.J., Dizdar, A., KARTAL, S., PAGLIARONE, C., 2008, Direct Measurement of the Chudakov Effect, *Physical Review Letters*, 100(16), 164802.

ZIELINSKI, I.P., 1985, On The Possibility of the Electronic Measurement of the King-Perkins-Chudakov Effect for Electron Pairs Using a Multilayer silicon Detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A238 : 562-563.

ÖZGEÇMİŞ

Onur Buğra Kolcu 04.10.1984 yılında Samsun'da doğdu. İlkokulu Alparslan İlköğretim okulunda tamamladıktan sonra Samsun Anadolu Lisesi'nde ortaokul ve lise öğrenimini tamamladı. 2003 yılında İstanbul Üniversitesi Fizik Bölümünü kazanarak başladığı lisans öğrenimini 2009 yılında tamamladı. 2009 yılında İstanbul Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Bölümü, Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı'nda yüksek lisans yapmaya başladı.