

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

128 436

PIN FOTODİYOTLARIN YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİNDE KULLANIMI

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

ERCAN PİLİÇER

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİMDALI

BURSA 2002

128436

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

PIN FOTODİYOTLARIN YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİNDE KULLANIMI

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

ERCAN PİLİÇER

Bu tez 05 / 08 / 2002 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile kabul edilmiştir.

Yrd.Doç.Dr. İlhan TAPAN (Danışman) Prof.Dr. Emin ÖZMUTLU Yrd.Doç.Dr. Basri ÇELİK



ÖZET

Bu çalışmada yüksek enerji fiziği deneylerinde kalorimetre ünitesinde foton detektörü olarak kullanılan PIN fotodiyot yapısı incelendi. İlk olarak BPW34 PIN fotodiyot üzerinde önce foton deteksiyonu üzerine deneysel çalışmalar yapıldıktan sonra Temel Monte Carlo tekniğini kullanarak fortran programlama dilinde bir aygıt simülasyonu yapıldı. Son olarak da nükleer sayma etkisini incelemek için hem fotonlar hem de yüklü parçacıkların sinyal oluşum mekanizması incelendi. Elde edilen sonuçlara göre PIN fotodiyodun kalorimetrelerde foton detektörü olarak kullanılması tartışıldı.

Anahtar kelimeler: PIN fotodiyotlar, Monte Carlo tekniği, nükleer sayma etkisi.



ABSTRACT

THE USE OF PIN PHOTODIODES IN HIGH ENERGY PHYSICS

In this study we have investigated the signal generation mechanism for a PIN photodiode used in electromagnetic calorimeters in high energy physics experiments. Initially BPW34 PIN photodiode has been experimentally investigated, then a device simulation programme has been constructed by using single particle Monte Carlo Technique written in Fortran. Finally the signal generation mechanism has been simulated for both photons and charged particles to examine the nuclear counter effect. According to the obtained results, PIN photodiodes used as a photodetector in electromagnetic calorimeters have been discussed.

Key words: PIN photodiodes, Monte Carlo technique, nuclear counter effect.



İÇİNDEKİLER	Sayfa
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	V
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	VII
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL BİLGİLER.....	2
2.1. Yüksek Enerji Fiziği.....	2
2.1.2. Temel Parçacıklar.....	2
2.1.3 Etkileşmeler.....	3
2.1.4. Standart Model.....	4
2.2. Yüksek Enerji Fiziği Detektörleri.....	5
2.2.1. Yüksek Enerji Detektörlerinin Bileşenleri.....	7
2.2.1.1. Vertex Detektör.....	7
2.2.1.2. İz Takip Ediciler.....	7
2.2.1.3. Kalorimetreler.....	8
2.2.1.3.1. Elektromagnetik Kalorimetre.....	8
2.2.1.3.2. Hadronik Kalorimetre.....	11
2.2.1.4. Muon Detektör Sistemi.....	12
2.3. Parçacık Hızlandırıcıları.....	12
2.3.1. Doğrusal Hızlandırıcılar (LINAC)	12
2.3.2. Dairesel Hızlandırıcılar.....	12
2.4. Dünyada Yüksek Enerji Deneyleri Yapılan Merkezler.....	13
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	15
3.1. PIN Fotodiyot ile Foton Deteksiyonu.....	15
3.1.1. Duyar Bölge.....	16
3.1.2. Kapasitans.....	16
3.1.3. Elektrik Alan.....	17
3.2. Monte Carlo Yöntemi.....	18
3.2.1. Temel Monte Carlo İlkesi.....	18
3.2.2. Reddetme Yöntemi.....	20
3.3. β Parçacık Spektrumunun Monte Carlo Yöntemi İle Elde Edilmesi.....	23
3.3.1. Enerji Kaybının Landau Dağılım ile İfadesi.....	24
3.4. Minimum İyonize Edici Parçacık.....	26

3.5. Deneysel Kısım ve Simulasyon.....	27
3.5.1. Deneysel Çalışma.....	27
3.5.2. Simulasyon.....	30
3.5.2.1. Foton Simulasyonu.....	30
3.5.2.2. Yüklü Parçacık Deteksiyon Simulasyonu.....	36
3.5.2.3. Nükleer Sayma Etkisinin Simulasyonu.....	43
3.5.2.3.1. Sabit Foton Sayısı.....	43
3.5.2.3.2. Değişken Foton Sayısı.....	46
4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA.....	49
EK 1.....	50
EK 2.....	58
EK 3.....	62
KAYNAKLAR.....	64
TEŞEKKÜR.....	67
OZGEÇMİŞ.....	68

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 2.1	LHC' de bulunan Yoğun Selonoidal Detektör' ün yapısı.....	5
Şekil 2.2	Elektromagnetik çağlayanın mekanizması.....	9
Şekil 2.3	Hadronik sağanağın oluşum mekanizması.....	11
Şekil 3.1	Ters besleme altındaki bir PIN fotodiyodun yapısı.....	15
Şekil 3.2	Gelişigüzel sayı eksenine n-tane sonuç bölgesinin yerleştirilmesi.....	19
Şekil 3.3	Reddetme Yöntemi ile örneklenmek istenen dağılım, $f(x)$ ve düzgün dağılım, $r(x)$	21
Şekil 3.4	Reddetme Yöntemi ile örneklenmek istenen dağılım, $f(x)$ ve reddetme fonksiyonu, $r(x)$	22
Şekil 3.5	3 GeV' luk elektronların çok telli bir orantılı odadaki enerji dağılımı.....	25
Şekil 3.6	Muonların demir içerisindeki enerji kaybı.....	26
Şekil 3.7	Aktif dindirme devresi ile deneysel düzeneğin yapısı.....	28
Şekil 3.8	PIN fotodiyottan alınan sinyalin ters besleme ile değişim.....	29
Şekil 3.9	a) Elektrik alanın ters besleme voltajı ile değişimi b) Elektron ve hol sürüklenme hızlarının ters besleme voltajı ile değişimi.....	30
Şekil 3.10	Deneysel ve simulasyon sonuçlarının karşılaştırılması.....	32
Şekil 3.11	Farklı dalga boyları için simulasyon ile elde edilen sinyal değerleri.....	33
Şekil 3.12	Farklı dalda boyları için kuantum veriminin ters besleme voltajı ile değişimi.....	33
Şekil 3.13	Puls yüksekliği dağılımının farklı voltajlarda değişimi.....	34
Şekil 3.14	Farklı dalga boylu fotonlar için puls yüksekliği dağılımları.....	35
Şekil 3.15	Elektronların enerji kaybı dağılımı.....	36
Şekil 3.16	Farklı kalınlıklardaki Silikon ortama giren elektronların enerji kaybının elektron enerjisine bağlı değişimi.....	37
Şekil 3.17	Sr-90' dan yayınlanan β parçacıklarının oluşturduğu sinyal	38

Şekil 3.18	Sr-90' dan yayınlanan β parçacıklarının enerji dağılımının Temel Monte Carlo ile örneklenmesi.....	38
Şekil 3.19	Sr-90' dan yayınlanan β parçacıklarının oluşturduğu sinyal	39
Şekil 3.20	1 MeV enerjili elektronların oluşturduğu sinyalin uygulanan ters besleme voltajı ile değişimi ve sinyaldeki dalgalanmalar.....	40
Şekil 3.21	Farklı enerjilerdeki elektronun sabit voltajda oluşturduğu sinyalin değişimi ve sinyaldeki dalgalanmalar.....	42
Şekil 3.22	Farklı dalga boylarındaki foton ile 1 MeV enerjili elektronun oluşturduğu sinyal ve sinyaldeki dalgalanmalar.....	44
Şekil 3.23	Farklı dalgaboylarındaki foton ile farklı enerjilerdeki elektronun oluşturduğu sinyal ve sinyaldeki dalgalanmalar.....	45
Şekil 3.24	Farklı dalga boylarındaki foton ile 1 MeV enerjili elektronun oluşturduğu sinyal ve sinyaldeki dalgalanmalar.....	47
Şekil Ek 1.1	(a) Elektrik alan etkisi altında serbest elektron ve holün hareketini gösteren diyagram, (b) n-tipi yarıiletkenin verici seviyesi, (c) p-tipi yarıiletkenin alıcı seviyesi.....	51
Şekil Ek 1.2	Ters beslenmiş bir p-n eklemi.....	52
Şekil Ek 1.3	Yarıiletkenin bir elektronun şematik hareketi (a) rasgele termal hareket, (b) rasgele termal hareket ve uygulanan elektrik alandan dolayı birleşmiş hareket.....	56
Şekil Ek 2.4	Bir mikro şerit detektörün şematik gösterimi.....	59
Şekil Ek 2.5	Silikon sürüklenme odasının şematik gösterimi.....	60
Şekil Ek 2.6	Üç fazlı yük çiftlenimli aygıtın yandan gösterimi.....	61

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa

Çizelge 2.1	Temel parçacıklar ailesi.....	2
Çizelge 2.2	Kristallerin bazı özellikleri.....	10
Çizelge 2.3	Sabit hedef deneylerinde parçacıklar ve enerjileri.....	13
Çizelge 2.3	Çarpışan demet deneylerinde parçacıklar ve enerjileri.....	13
Çizelge 3.1	Oda sıcaklığında BPW34 PIN fotodiyot için bazı parametreler ve değerler.....	27



SİMGELER DİZİNİ

e	: Elektron
ν_e	: Elektron nötrino
μ	: Muon
ν_μ	: Muon nötrino
τ	: Tau
ν_τ	: Tau nötrino
E_C	: Kritik enerji
X_0	: Radyasyon uzunluğu
V_0	: Kontak potansiyeli
V	: Besleme voltajı
Q	: Kontakta ulaşan yük
C	: Eklem kapasitansı
A	: Duyar bölge
W	: Yerdeğiştirme bölgesi kalınlığı
E	: Elektrik alan
$L(\lambda)$: Landau dağılımı
ΔE	: Ortalama enerji kaybı
ΔE^W	: En muhtemel enerji kaybı
I	: Duyar bölgeye giren fotonların şiddeti
I'	: Duyar bölgede soğurulan fotonların şiddeti
α	: Soğurma katsayısı
γ	: Lorentz faktörü
n_t	: Silikon ortamda oluşan oluşan elektron-hol çifti sayısı
$E_{g(T)}$: Silikon için enerji bant aralığı
μ_e, μ_h	: Elektron ve holün mobilitesi
τ_e, τ_h	: Elektron ve holün yaşam süresi
D_e, D_h	: Elektron ve holün difüzyon katsayısı
L_e, L_h	: Elektron ve holün difüzyon uzunluğu
v_e, v_h	: Elektron ve holün sürüklenme hızı

1. GİRİŞ

Yüksek enerji fiziği deneylerinde parçacıkların yapısını incelemek için hızlandırıcı birimlerle birlikte kullanılan kapsamlı aygıtlara detektör denilmektedir. Detektör sistemleri temel parçacıkları görünür hale getiren büyük bir mikroskop gibi düşünülebilir. Çarpışmadan sonra oluşan çeşitli parçacıkları ve bozunma ürünlerini gözlemek için her bir olayın farklı yönünü test eden çok bileşenli detektörler oluşturulmuştur. Gelişen teknolojiler ile birlikte detektör sistemlerine farklı bileşenler girmiştir. Bunlardan en önemlisi olan yarıiletken teknolojisidir.

Yüksek enerji fiziği deneylerinde yarıiletken detektörler hem foton hem de yüklü parçacık deteksiyonunda kullanılmaktadır. Yüksek enerji fiziği deneylerinde silikon detektörler ilk kez dE/dx enerji kaybı ölçümlerinde kullanılmıştır (Dearnaley ve Northrop 1964). Teknolojinin gelişmesi ile birlikte silikon detektörler yüklü parçacıkları izleme detektörleri olarak da kullanılmaya başladı. Bu tipteki ilk silikon detektörler, kısa ömürlü sihirli parçacıkların bozunma ömürlerini izlemek için kullanılmıştır (Barate 1987). 1980' li yılların başından itibaren silikon PIN fotodiyotlar elektromagnetik kalorimetrelerde BGO, CsI(Tl), NaI(Tl), BaF₂, CeF₃ gibi sintilasyon kristalleri tarafından yayınlanan ışığın deteksiyonunda bir foton detektörü olarak kullanılmaktadır (Blonar 1982, Grassmann 1985, Groom 1984, Iorentz 1986, Mikhailov ve Pantelev 2001, Ueno ve Wang 1997).

Deteksiyon mekanizmasına geçmeden önce yüksek enerji fiziğine ve yüksek enerji fiziği deneylerinde kullanılan detektörlere kısa bir göz atalım.

2. KURAMSAL BİLGİLER

2.1. Yüksek Enerji Fiziği

Yüksek enerji fiziği temel parçacıkları ve onların arasındaki kuvvetleri inceleyen bir çalışma alanıdır. Temel parçacıkların yapısını inceleyebilmek için yüksek enerjilere ihtiyaç vardır. Elektron için bu enerji 1 TeV' dan, proton için 1 GeV' dan daha büyüktür.

2.1.2. Temel Parçacıklar

Parçacıkların sınıflandırılmasında kullanılan kriterlerden biri parçacıkların uyacağı istatistik kuralı ile spin arasındaki bağıntıyı veren spin-istatistik teoremidir (Pauli 1940). Fermi-Dirac istatistiğine uyan yarı spinli ($\hbar/2, 3\hbar/2, 5\hbar/2, \dots$) parçacıklara fermion, Bose-Einstein istatistiğine uyan tam spinli ($0, \hbar, 2\hbar, \dots$) parçacıklara bozon adı verilir. Parçacıklar katıldıkları etkileşmelere göre iki sınıfa ayrılır. Yalnızca zayıf ve elektromagnetik etkileşmelere katılan elektron ve kütlesi elektrondan daha fazla olan muon ile 1974 yılında keşfedilen parçacığı, yalnızca zayıf etkileşmelere katılan ν_e, ν_μ, ν_τ nötrinolarına lepton adı verilir. Zayıf ve elektromagnetik etkileşmelerin yanı sıra kuvvetli etkileşmelere de katılan parçacıklara hadron adı verilir. Hadronlar temelde kuarklardan oluşmaktadır ve kuarklar doğada tek başına bulunamazlar. Buna karşılık, Bose-Einstein istatistiğine uyan ve kuark-antikuark olarak bilinen mezon, yada Fermi-Dirac istatistiğine uyan ve iki kuark-bir antikuark olarak bilinen baryon mekanizmasını oluştururlar.

Çizelge 2.1 Temel parçacıklar ailesi

	<i>Kuarklar</i>			<i>Leptonlar</i>		
	<i>Sembol</i>	<i>Kütle</i>	<i>Yük</i>	<i>Sembol</i>	<i>Kütle</i>	<i>Yük</i>
<i>Birinci Nesil</i>	u (up)	.002-.008	+2/3	ν_e	0	0
	d (down)	.005-.015	-1/3	e	.000511	-1
<i>İkinci Nesil</i>	c (charm)	1.3-1.7	+2/3	ν_μ	<.00027	0
	s (strange)	.1-3	-1/3	μ	.105	-1
<i>Üçüncü Nesil</i>	t (top)	>110	+2/3	ν_τ	<.035	0
	b (beauty)	4.7-5.3	-1/3	τ	1.784	-1

2.1.3 Etkileşmeler

Temel parçacıkların sınıflandırılması temelde onlar arasındaki kuvvetlerle birbirinden ayrılır. Temelde dört kuvvet vardır: gravitasyonel, elektromagnetik, zayıf etkileşmeler ve kuvvetli etkileşmeler.

Gravitasyonel kuantum etkileri ancak, sistemin kütle çekimi potansiyel enerjisinin durgun kütle enerjisine yakın olduğu durumlarda önemli olabilir. Planck uzunluğu olarak tanımlanan 10^{-52} cm'lik mesafe protonun boyutlarına, 10^{-15} m, kıyasla çok büyüktür. Bu nedenle kuantum gravitasyonel etkiler ancak Compton dalga boyu Planck uzunluğu mertebelerinde olan çok yoğun parçacıklar veya parçacıklar sisteminde görülür. Bu limitte Mc^2 yaklaşık olarak 10^{19} GeV/c² olmalıdır. Bu enerji şimdiye kadar gözlenen enerjilerin çok üzerindedir ve bu nedenle kütle çekimi etkileri parçacık fiziğinde ihmal edilir. Kütle çekimi etkileşmesine aracı olduğu varsayılan parçacığın adı gravitondur. Kütle çekimi kuvveti sonsuz menzilli olduğundan gravitonun durgun kütlesi sıfırdır, kuvvet yalnızca çekim olarak ortaya çıktığı için spini 2h olmalıdır.

Zayıf etkileşmeler ilk defa 1934 yılında Fermi tarafından dört fermion köşesi olarak formüle edilmiştir. Etkileşmenin bir noktada oluyormuş gibi görünümü menzilin kısa olduğu şeklinde yorumlanabilir. Bu nedenle zayıf etkileşmelerin ara parçacığının durgun kütlesi sıfırdan farklı olmalıdır. Zayıf etkileşmelerde yük değiş tokuşu söz konusudur, yani ara parçacık elektrik yükü taşımalıdır. Yeteri kadar yüksek enerji sağlandığında zayıf etkileşmelerin ara parçacıkları olan yüklü W^- , W^+ ve yüksüz Z^0 gözlemlenmelidir. Zayıf etkileşmeler leptonlar ile nükleon arasındaki etkileşmeler olarak ele alınsa da temel olarak leptonlar ile kuarklar arası etkileşmelerdir.

Elektromagnetik etkileşmelerin ara parçacığı fotondur. Bazı elektromagnetik etkileşme örnekleri için fotoelektrik olay, Rutherford saçılması, bremsstrahlung ve çift oluşumu gösterilebilir. Fotoelektrik olayda bir elektronun foton yayılması veya yutması görülmektedir. İki yüklü parçacık arasındaki Coulomb saçılması olan Rutherford saçılması, q momentumlu tek bir sezilgen fotonun değiş tokuşu ile ortaya çıkar. Bremsstrahlung olayında yüklü bir çekirdeğin alanı içinde ivmeli hareket yapan elektron gerçek foton yayınlar. e^-e^+ çifti yaratılma reaksiyonu çekirdek alanı içinde gerçek bir fotonun yok olarak e^-e^+ çiftine dönüşmesidir. Elektromagnetik olaylarla ilgili hesaplamalarda kullanılan kuantumlu alanlar teorisine Kuantum Elektrodinamiği (QED)

adı verilir. QED deneysel sonuçlarla çok hassas bir şekilde uyuşan teorik hesaplama sonuçları veren başarılı bir teoridir.

Hadronlar kuark (antikuark) bileşiklerinden oluşmakta ve doğada serbest olarak bulunmamaktadır. Yani kuarklar hadronlar içerisinde hapis olmaktadır. Son yıllarda yüksek enerjili lepton demetleri ve nükleon hedeflerle yapılan derin inelastik saçılma deneylerinin sonuçları hadronlar içerisinde serbestçe hareket eden noktasal parçacıkların (kuarkların) leptonlar ile esnek çarpışmaları cinsinden kolayca açıklanabilmektedir. Kuarklar hadronlar içinde iken, yani aralarındaki uzaklıklar hadron boyutlarından (yaklaşık 1 fm) daha küçük iken, bütünüyle serbest parçacıklar gibi davranırlar ve burada çiftlenim sabiti çok küçüktür. Daha sonraki yapılan çalışmalarda çiftlenim sabitinin uzaklığa bağlı olduğu ortaya çıkarılmıştır. Teoriye göre çiftlenim sabiti küçük mesafelerde (veya büyük momentum transferlerinde) küçük değerler almakta, büyük mesafelerde çok büyümekte ve kuark hapsine neden olmaktadır. Kuark-kuark etkileşmelerinin Kuantum Elektrodinamiğine benzer teorisine Kuantum Kromodinamiği (QCD) adı verilir. Bu teoriye göre kuark-kuark etkileşmelerinin (kuvvetli etkileşmelerin) ara parçacığı olan bozona gluon adı verilir (glue=zamk). Gluon yüksüz, çeşnisiz durgun kütlesi sıfır ve spini \hbar olan bir parçacıktır. QED' deki ara parçacık fotonun elektrik yükü taşımamasına karşın, kuark-kuark etkileşmelerinin farklı uzaklık bağımlılığı nedeniyle elektrik yüküne benzer kuvvetli renk yükü, gluonlar ve kuarklar tarafından taşınır.

2.1.4. Standart Model

Kuvvetler aracılığı ile parçacıkların bir diğeri ile nasıl etkileştiğini ve temel parçacıkların nasıl düzenlendiğini tanımlayan matematiksel yapı Standart Model olarak bilinir. Başka bir deyişle Standart Model, bütün kuark ve leptonları ve kütle çekimi dışında bütün kuvvetleri bir araya getirmektedir. Standart Model içinde elektromagnetik ve zayıf kuvvetler tek bir elektrozayıf teori olarak birleştirilirler. Şu anda kuvvetli etkileşmeler bu birleştirmenin dışındadır, ancak elektrozayıf teoriye çok benzeyen kuantum kromodinamiği (QCD) açıklanmaktadır.

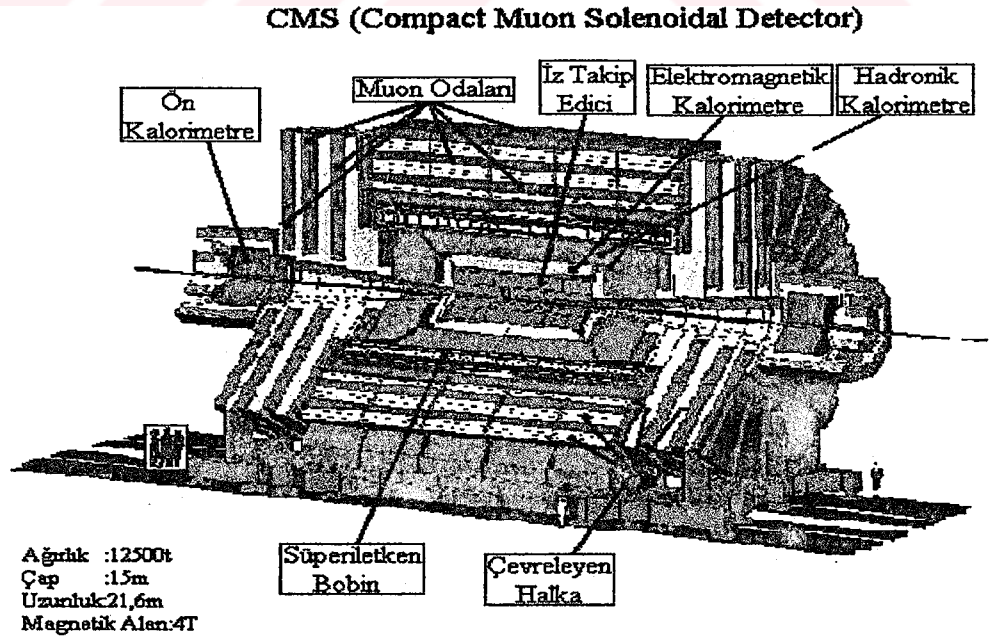
Standart Model' de kuarklar, leptonlar ve ayar bozonları Higgs mekanizması ile kütle sahibi olurlar. Bu mekanizmaya göre, bütün parçacıklar yeni bir tip bozon (Higgs bozonu) ile etkileşir ve bu etkileşmenin şiddeti parçacığın kütlesini tayin eder.

Teorinin en basit şekli yalnızca bir tip Higgs bozonunun varlığını gerektirir. Ancak gözlenen kütlelerdeki farklılıklar gerçek durumun yapı olarak muhtemelen çok daha karmaşık olacağını ima etmektedir. Kütlelerin kaynağı hakkında daha farklı mekanizmaların olması da mümkündür (Özmutlu 1995).

2.2. Yüksek Enerji Fiziği Detektörleri

Yüksek enerji fiziği detektörleri (YED) parçacık hızlandırıcıları tarafından hızlandırılmış elektron (e^-), pozitron (e^+), proton (p) ve antiproton gibi kararlı yüklü parçacıklar arasındaki çarpışmalardan oluşan ürün parçacıklarının kaydedilmesi için inşa edilir. Her bir deney kendine ait gereklilikleri için özel olarak dizayn edilmiş detektör sistemine sahiptir. Böyle detektör sistemlerinin hepsinin ihtiyaçları benzerdir. Detektörlerin, kuvvetli bir magnetik alan altında çarpışma sonucu ortaya çıkan bütün yüklü parçacıkları algılaması gerekir. Böylece oluşan parçacıkların sayısı ve saçılma yönü ile parçacıkların yükü ve momentumu belirlenecektir.

Bir YED, etkileşen parçacıkların detekte edilmeden kaçmalarını önlemek için etkileşme noktası etrafını çevreleyen alt detektör tabakalarından oluşur. Çarpışmadan sonra ortaya çıkan yüklü parçacıkların izlerini sürmek, momentum ve yük ölçümlerini yapabilmek için bu alt detektörlerde bir veya daha fazla magnet vardır ve bu magnetler alt detektörlerin içine yerleştirilirler.



Şekil 2.1 LHC' de bulunan Yoğun Solenoidal Detektör' ün yapısı.

YED' de kullanılan iki tip magnet vardır. Bunlar selonoidal ve toroidal magnetlerdir. Selonoidal bir magnette alan, oluşan yüklü parçacıkları demet doğrusuna dik bir düzlemde bükme için çarpışan demetlere paraleldir. Toroidal bir magnette alan, oluşan yüklü parçacıkları demet doğrultusu boyunca bükme için demetle aynı merkezlidir.

YED' ler arasında belirli farklılıklar olsa da birçok elemanları aynıdır. Şekil 2.1' den görüldüğü gibi detektörler alt detektör tabakalarından oluşur. Tipik bir YED'in alt detektörlerinin çarpışma noktasından itibaren dış katmanlara doğru sıralanışı şu şekildedir.

İz takip edici detektörler (Tracking Detectors) oluşan yüklü parçacıkları takip ederler. Bunlar çarpışma noktasının hemen yakınında bulunan Vertex Detector, daha sonra merkezi sürüklenme odası (Central Drift Chamber), ön ve arka sürüklenme odaları (Forward and Backward Drift Chambers) ve ileri yönde yüksek enerjili elektronları belirlemek için bir radyasyon geçişi detektörü (Transition Radiation Detector) gibi alt detektörlerden oluşur. Bu alt detektörler ekseninde bir magnetik alan oluşturmak için ince bir süper iletken bobin tarafından çevrilir. İz takip edici detektörler sintilatör kalorimetre tabakaları ile çevrilir. İlk kısımda bir elektromagnetik kalorimetre daha sonra hadronik kalorimetre vardır. Kalorimetrelerde tamamen soğurulmayan parçacıklar demir halkalarla çevrili orantılı tüp odaları kullanan en dıştaki kalorimetrelerde ölçülür. Kalorimetrelerde ölçülemeyen parçacıklar muonlar olarak bilinir. Muonların izleri demir halkadan önce ve sonra flama tüp odalarında (Streamer Tube Chamber) ölçülür.

YED' lerin her biri deneyin yapılma gayesine uygun olarak inşa edilmiş bir deteksiyon sistemine sahip olsa da genel olarak bir YED aşağıdaki özelliklere sahip olmalıdır.

- Parçacığın yükünü, yönünü ve momentumunu ölçmeli,
- Çarpışmada herbir yöndeki elektronların ve fotonların taşıdıkları enerjiyi ölçmeli,
- Çarpışmada herbir yöndeki hadronların (protonlar, pionlar, nötronlar,vs.) taşıdıkları enerjiyi ölçmeli,
- Çarpışmada oluşan elektronları ve muonları tespit etmeli,
- Nötrinolar gibi detekte edilemeyen parçacıkların varlığını momentum korunumundan yararlanarak tespit etmeli,
- Yukarıda sayılan bilgileri yeterince hızlı yapabilecek özelliğe sahip olmalı ve ölçülen bilgileri kayıt edebilmeli,
- Radyasyon tehlikelerine karşılık güvenilir olmalıdır.

2.2.1. Yüksek Enerji Detektörlerinin Bileşenleri

Demet ekseninden başlayıp dış tabakalara doğru detektör bileşenleri anlatımı aşağıdaki sırada birbirini izlemektedir.

2.2.1.1. Vertex Detektör

Vertex , çarpışmadan sonra ortaya çıkan kısa ömürlü parçacıkları detekte edebilmek için çarpışma noktası etrafını çevreleyen detektörlere verilen isimdir. Vertex detektör, kısa ömürlü parçacıkların bozunmasını detekte etmek için iz takip edici detektörün içerisine yerleştirilen ve yüksek konum çözünürlüğüne duyarlı bir detektördür.

2.2.1.2. İz Takip Ediciler

Çarpışmada sonra oluşan yüklü parçacıkların enerjilerinin bir kısmını iyonizasyon vasıtasıyla kaybettirerek parçacıkların yükünü, momentumunu ve yörüngesini belirleyen sistemlerdir. Bu detektörler güçlü magnetik alan içerisinde bulunurlar (örnek olarak CMS detektörü için bu değer 4 T' dir). Magnetik alan parçacıkların yörüngelerinin dairesel olarak bükülmesine sebep olur. Her bir yörüngenin yarıçapı parçacığın momentumunu, bükülme yönü ise parçacığın yükünün işaretini belirler.

Genel olarak büyük hacimli gaz sürüklenme odaları (Drift Chambers) iz detektörü olarak kullanılır. Gelen yüklü parçacıklar gaz atomlarını iyonize ederek elektron-iyon çiftleri oluşur. Elektronlar pozitif yüklü sinyal teline hareket ederlerken iyonlar negatif yüklü katoda doğru hareket eder. Tele varış zamanları ölçülerek gelen yüklü parçacığın izlediği yol belirlenir.

İz takip ediciler, silikon şeritlerden oluşan bir tabaka da (Silicon Strip Detector) olabilir. Silikon şerit kullanmak çok kısa mesafelerde büyük sinyal oluşturduğu için gaz detektörlere nazaran daha avantajlıdır çünkü Silikonda 3.6 eV ve germanyumda 2.85 eV' luk ortalama enerji bir elektron-deşik çifti oluşturmak için yeterli iken, gazlarda bu değer yaklaşık 30 eV kadardır (Kartal 1999). ATLAS detektöründe silikon şeritler kullanılmaktadır (Armstrong 1994).

2.2.1.3. Kalorimetreler

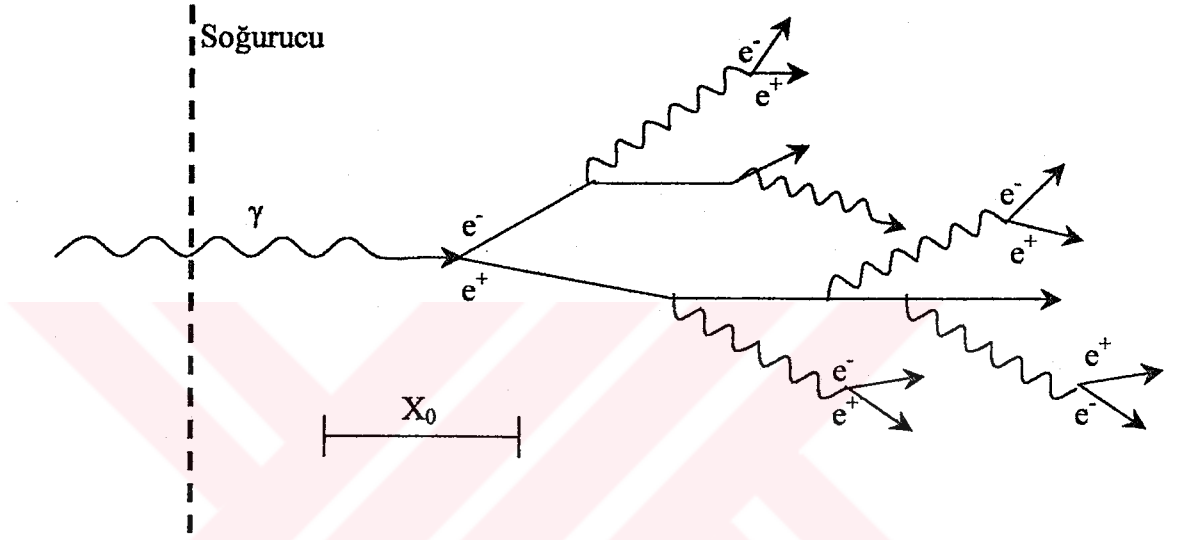
Kalorimetreler yüksek yoğunluklu maddelerden yapılıdır. Kalorimetre sisteminin amacı gelen parçacığın tamamen soğurulması ile enerji ölçümünü yapmaktır. Toplam enerjinin bir kısmı yük, ısı, ışık gibi ölçülebilen bir niceliğe dönüştürülür (Ellis ve Neubert 1995). Parçacıkların kalorimetre tarafından durdurulması sırasında bir parçacık sağanağı "shower" oluşur. Kalorimetreler elektromagnetik ve hadronik olmak üzere iki tiptir. Elektromagnetik (γ, e^\pm) ve hadronik sağanağın esas süreci aşağıdaki bölümlerde tanımlanmıştır.

2.2.1.3.1. Elektromagnetik Kalorimetre

Elektromagnetik kalorimetrenin amacı elektronlar, pozitronlar ve fotonlar tarafından taşınan enerjiyi ölçmektir. Elektromagnetik kalorimetre ince (yaklaşık olarak 15 mm) kurşun levhalar ve aralarına yerleştirilmiş sintilasyon kristallerden oluşur.

Elektromagnetik kalorimetreye giren yüksek enerjili elektronlar ortamın atom çekirdeği ile elektromagnetik etkileşme, bremsstrahlung yaparak yüksek enerjili fotonlar üretir. Bu fotonlar ortamın atom çekirdeğinin Coulomb alanından etkilenerek tekrar elektron ve pozitron çiftleri oluşturur. Oluşan elektronlar da tekrar yeni fotonlar ve oluşan yeni fotonlar da yeni elektron pozitron çiftleri üretir. Sonuç olarak elektromagnetik kalorimetreye giren yüksek enerjili bir elektron fotonlar, pozitronlar ve

elektronlardan oluşmuş bir elektromagnetik sağanağa dönüşür. Bu durum meydana gelen ikincil parçacıkların enerji değerlerinin iyonizasyon ile enerji kaybı yapacağı enerji değerlerine düşmesine kadar devam eder. Elektron ve fotonların oluşturduğu elektromagnetik sağanak şematik olarak Şekil 2.2' de görülmektedir. Oluşan sağanak içindeki düşük enerjili elektronlar ve pozitronlar kristal içerisinde ışıdamalar (scintillation) meydana getirir. Bunlar da fotodetektörler (fotoçoğaltıcı veya fotodiyot) tarafından detekte edilir.



Şekil 2.2 Elektromagnetik çağlayanın mekanizması

Elektromagnetik kalorimetreleri, kullanılan malzemedan bağımsız olarak ifade edebilmek için iki niteliği açıklamak yerinde olacaktır.

- Kritik enerji, E_C , radyasyon ile enerji kaybının iyonizasyon ile enerji kaybına eşit olduğu enerji olarak tanımlanır. Bu atom numarasının bir fonksiyonu olarak $E_C=800/(Z+1.2)\text{MeV}$ şeklinde formüle edilir.
- Radyasyon uzunluğu, X_0 , elektronun enerjisini sadece bremsstrahlung yaparak $1/e$ faktörü kadar ile azalttığı bir mesafe olarak tanımlanır ve %5 kesinlikle aşağıdaki gibi formülüne edilir.

$$X_0 = 716.4A \left[Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z}) \right] \text{g.cm}^{-2} \quad (2.1)$$

burada Z ve A sırasıyla ortamın atom numarası ve atom ağırlığıdır.

Yüksek enerji fiziği deneylerinde kullanılan ve kullanılması düşünülen kristallerin temel özellikleri Çizelge 2.2' de görülmektedir. Bir deney için kristal seçimi kristalin kendine ait özelliklerinden ziyade bazı pratik nedenlerden dolayıdır. Bunlar;

- Maliyet.
- Kararlılık, yoğunluk, sıcaklık bağımlılığı.
- Cevap verme hızı.
- Radyasyon hasarları.
- Çıkan ışığın dalga boyu ve fotodetektör arasındaki uyuşma.
- Çıkan ışığı toplayan aygıtların (fotoçoğaltıcı veya fotodiyotlar) verimi.

Çizelge 2.2 Kristallerin bazı özellikleri

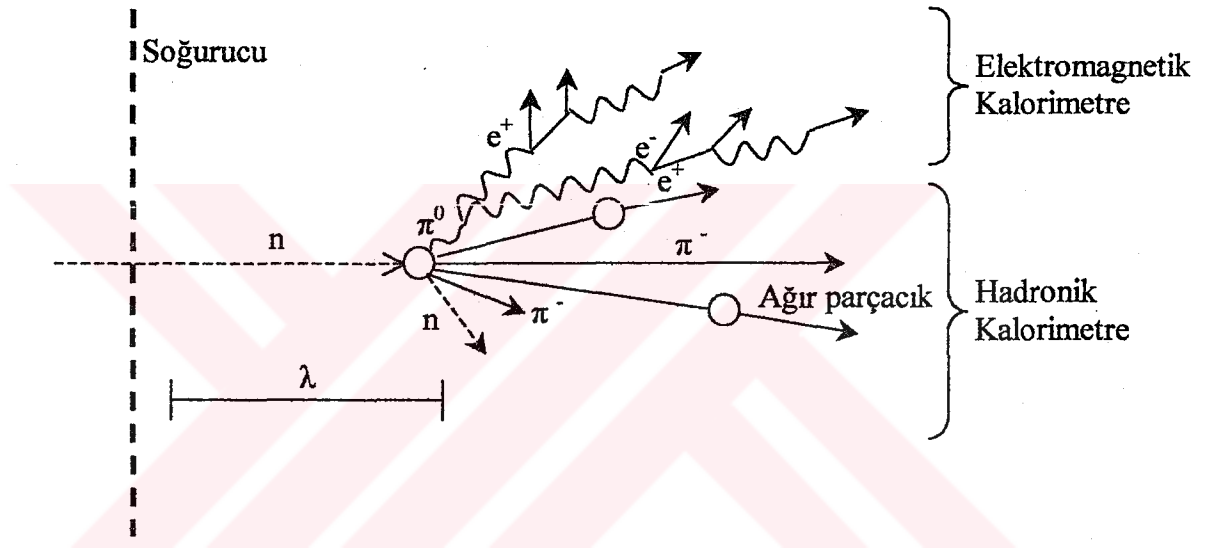
Özellikler	NaI(Tl)	CsI(Tl)	CsI	CeF ₃	BGO	BaF ₂	PbWO ₄
Yoğunluk (g.cm)	3,67	4,51	4,51	6,16	7,13	4,89	8,28
Radyasyon uzunluğu (cm)	2,59	1,85	1,85	1,68	1,12	2,06	0,85
Moliere yarıçapı (cm)	4,8	3,5	3,5	2,63	2,3	3,39	2,2
Emisyon piki (nm)	410	560	420 310	340 300	480	300 220	450 420
Bozunma süresi (ns)	230	1250	35 6	30 9	300	620 0,9	36 <10
Işık vermesi (foton/MeV)	4x10 ⁴	5x10 ⁴	4x10 ⁴	2x10 ³	8x10 ³	1x10 ⁴	1,5x10 ²
Radyasyona direnci (rad)	10 ²	10 ³	10 ⁵	10 ⁷	10 ²	10 ³	10 ⁷

NaI(Tl) kristali yüksek enerji deneylerinde uzun süreden beri kullanılmaktadır. Maliyetinin düşük olmasına rağmen diğer kristallere göre mekaniksel direnci düşüktür. CsI(Tl) ve CsI birçok spektroskopik deneylerinde ve B fiziği deneylerinde kullanılan kristallerdir (Acker 1992, Kubota 1992). CeF₃ kristali özellikleri nedeniyle en uygun kristal olarak görülmesine rağmen üretim maliyetinin fazlalığı nedeniyle tercih edilmemektedir. BaF₂ kristali çok hızlı cevap verme özelliğine sahiptir fakat radyasyona karşı direnci azdır. BGO ve PbWO₄ kristalleri yoğunlukları nedeniyle yüksek mekaniksel dirence sahiptirler. Bileşiminde %50-%50 oranında PbO ve WO₃ bulunan PbWO₄ kristalinin ışık verme oranı düşük olmasına rağmen ucuza mal edilmesi, fazla miktarda kristal kullanmayı gerektiren deneylerde tercih sebebidir. Çizelge 2.2' den de

görüldüğü gibi, kristallerden yayımlanan ışığın dalgaboyu genellikle 300-550 nm arasında değişmektedir. Bu nedenle deneylerde kullanılacak fotodetektörlerin bu dalgaboyu aralığındaki fotonlara duyarlı olması gereklidir.

2.2.1.3.2. Hadronik Kalorimetre

Elektromagnetik kalorimetrede oluşan sağanağa kıyasla hadronik kalorimetredeki sağnak daha karmaşıktır. Bu durum, inelastik hadronik etkileşmeler sonucu çeşitli parçacıkların sağanak oluşturmasından dolayıdır. Hadronik sağanak şematik olarak Şekil 2.3' de gösterilmiştir.



Şekil 2.3 Hadronik sağanağın oluşum mekanizması

Proton, nötron, pion ve diğer mezonların enerjileri hadronik kalorimetreler tarafından ölçülür. Hadronik kalorimetreler bakır ve çelik gibi metal tabakalardan oluşur. Bu tabakaların görevi, hadronları inelastik çarpışma vasıtasıyla düşük enerjili ikincil hadronlara dönüştürmektir. Tabakalar arasındaki algılayıcılar düşük enerjili parçacıklarla orantılı olarak sinyaller üretirler.

Hadronik kalorimetreler elektromagnetik kalorimetrelerin dışındadır. Böylece elektronlar ve fotonlar elektromagnetik kalorimetrede soğurulduğu için buradaki sinyale katkıda bulunmaz.

2.2.1.4. Muon Detektör Sistemi

Çarpışmadan sonra oluşan yüklü parçacıklardan muonlar, kalorimetrelerden sonra detektörün en dış kısmında bulunan muon detektörlerinde algılanırlar. Muonların kütlesi elektrondan yaklaşık 200 kat fazla olması sebebiyle atomlarla elektriksel bir etkileşmeye girmezler. Bu nedenle elektromagnetik sağanak oluşturmaz. Enerjileri 5 GeV civarında olan muonlar, bakır, çelik gibi metallerin her milimetresinde yaklaşık 1 MeV enerji kaybına uğradıkları için çok fazla enerji kaybetmeden kalorimetreleri geçebilir. YED' lerde değişik şekilde tasarlanmış muon deteksiyon sistemleri kullanılmaktadır (Ellis ve Neubert 1992).

2.3. Parçacık Hızlandırıcıları

Parçacık hızlandırıcıları, elektron (e^-), pozitron (e^+), proton (p), antiproton gibi yüklü temel parçacık demetlerinin belirli bir amaç çerçevesinde belirlenen bir enerjiye ulaşmaya kadar hızlandırılmasını sağlayan aygıtlardır (Wiedemann 1993). Hızlandırıcılar şekillerine göre ikiye ayrılırlar.

1. Doğrusal hızlandırıcılar (sabit hedef deneyi)
2. Dairesel hızlandırıcılar (çarpışan demet deneyi)

2.3.1. Doğrusal Hızlandırıcılar

Bir doğrusal hızlandırıcı (LINEAR ACCELERATOR) yüklü parçacıkları doğrusal bir yörüngede hızlandıran bir parçacık hızlandırıcı makinedir. Yüklü parçacıklar bir elektrik alan etkisiyle sürüklenme tüpleri içerisinde kademeli olarak hızlandırılırlar.

2.3.2. Dairesel Hızlandırıcılar

İhtiyaç duyulan enerjiye ulaşmak için çok uzun hızlandırıcılar gerekir. Dairesel hızlandırıcılar, parçacıkları bir daire içinde tekrar tekrar döndürerek, herbir turda onlara daha fazla enerji kazandırarak parçacıkları istenilen enerjiye çıkarır. Elektrik alan, hızlandırıcı gücü sağlarken güçlü magnetler, parçacıkları bir daireysel yörüngede harekete zorlar.

CERN' deki Large Elektron Pozitron (LEP) hızlandırıcısı bugün laboratuvarlardaki en büyük ve güçlü hızlandırıcıdır. 27 km uzunluğundaki LEP tünellerinde parçacıklar saniyede 11000 defa tur atar.

2.4. Dünyada Yüksek Enerji Deneyleri Yapılan Merkezler

Dünyada başlıca parçacık hızlandırıcı merkezlerine geçmeden önce yüksek enerji fiziğinde yapılan sabit hedef ve çarpışan demetler deneylerinde kullanılan parçacıkların enerjilerini Çizelge 2.3 ve Çizelge 2.4 ile gösterelim (Tapan 2002).

Çizelge 2.3 Sabit hedef deneylerinde parçacıklar ve enerjileri

Hızlandırıcı	Parçacık	Enerji (GeV)
KEK	p	12
SLAC	e^-	25
PS	p	28
AGS	p	32
SPS	p	250
Tevatron II	p	1000

Çizelge 2.3 Çarpışan demet deneylerinde parçacıklar ve enerjileri

Hızlandırıcı	Parçacık	Enerji (GeV)
CESR	$e^+ + e^-$	6+6
PEP	$e^+ + e^-$	15+15
Tristan	$e^+ + e^-$	32+32
SLC	$e^+ + e^-$	50+50
LEP	$e^+ + e^-$	60+60
S $p\bar{p}$ S	$p + \bar{p}$	450+450
Tevatron I	$p + \bar{p}$	1000+1000
LHC	$e^- + p$	50+8000
	$p + \bar{p}$	8000+8000

CERN: Zayıf etkileşmelerin ara parçacıkları kütleli yüksüz Z ve yüklü W olan parçacıkların bulunduğu uluslararası bir laboratuvardır. Large Hadron Collider (LHC) Higgs mekanizmasını ve diğer oluşabilecek yeni parçacıklar ile kuvvetleri araştıracaktır.

SLAC: Stanford Çizgisel Hızlandırıcı Merkezi San Francisco' nun kuzeyinde bulunmaktadır. Tau lepton ve charm kuarkın (aynı anda Brookhaven'da) bulunduğu merkez . SLAC' da dünyadaki en uzun doğrusal hızlandırıcısı bulunmaktadır. Doğrusal hızlandırıcının sonundaki detektörlere veya çeşitli hedeflere elektronları ve pozitronları 2 mil boyunca hızlandırır. B mezonlarını kullanarak antimaddenin bazı gizemli yönleri üzerinde çalışmalar yapılmaktadır.

DESY: Kuvvetli etkileşmelerin ara parçacıkları olan kütesiz gluonun gözlemlendiği yerdir. Merkezi Almanya' nın Hamburg şehrinde. İki tane hızlandırıcıdan oluşmaktadır, bunlar HERA ve PETRA' dır.

KEK: 12 GeV' luk bir proton sinkrotronu ilk olarak kurulan detektördür. Merkezi Japonya' dadır. TRISTAN olarak isimlendirilen 30 GeV' luk elektron-pozitron çarpışan demet hızlandırıcı buradadır.

IHEP: Yüksek Enerji Fiziği Enstitüsü, Çin, tau lepton ve charm kuark üzerine detaylı çalışmalar yürütülüyor.

Fermilab: Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı, Illinois, ABD, bottom ve top kuarkların bulunduğu merkez. Dünyadaki en kuvvetli parçacık hızlandırıcısı olan Tevatron burada yer almaktadır.

Brookhaven: Long Adası' nda inşa edilen Brookhaven uluslararası laboratuvarının merkezi New York' dur. Charm kuarkı SLAC ile eş zamanlı bulan merkez. Burada bulunan ana dairesel hızlandırıcının (RHIC) yarıçapı 0,6 km' dir.

CESR: Cornell Elektron-Pozitron Storage Halkası çevresi 768 m olan ve New York' daki Cornell üniversitesinin 12 m altında bulunan bir hızlandırıcıdır. Bottom kuarkın detaylı çalışmalarını yapan merkezdir. CLEO olarak bilinen detektörü ile enerjileri 9 ve 12 GeV olan elektronların ve pozitronların çarpışmaları sonucu ortaya çıkan parçacıkları incelemektedir.

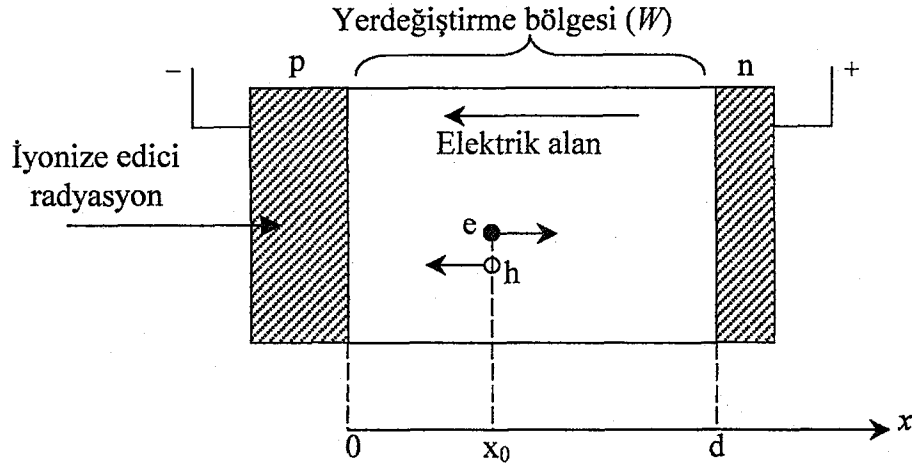
3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. PIN Fotodiyot ile Foton Deteksiyonu

Yarıiletken detektörler parçacık fiziği deneylerinin standart bir aracı olarak düşünülür. Yarıiletken detektörler iz takip edici ve kısa ömürlü parçacıkların tayin edildikleri alt detektör kısımlarında yüklü parçacık detektörleri, kalorimetrelerde de foton detektörleri olarak kullanılırlar. PIN fotodiyotlar sintilasyon lifleriyle boyut uyumları ve magnetik alana duyarsızlıkları yüzünden kalorimetreler için fotosensörler olarak kullanılan yarıiletken detektörlerdir.

PIN fotodiyot hafifçe p veya n katkılanmış bir iç i bölgesiyle ayrılmış p ve n bölgelerinden oluşur. Normal bir çalışma durumunda, yeterince büyük bir ters besleme voltajı diyot uçlarına uygulanır ve böylece iç bölge tamamen oluşan elektrik alan nedeniyle yüklerini tamamen boşaltır. Bu durumdaki iç bölgeye yerdeğiştirme bölgesi adı verilir.

İyonize edici radyasyon diyot içerisinde etkileşme yaparak elektron-hol çiftleri oluşturur. Şekil 3.1' de görüldüğü gibi elektron-hol çiftlerinin yerdeğiştirme bölgesi içerisinde bir x_0 mesafesinde oluştuğunu kabul edersek elektronlar n tabakasına doğru giderken, holler p tabakasına doğru gidecektir.



Şekil 3.1 Ters besleme altındaki bir PIN fotodiyodun yapısı

Elektron-hol çiftlerinin oluşturacağı akım gelen iyonize edici radyasyonun şiddeti ile orantılıdır. Başlangıçta herhangi bir sinyal görünmez. Çünkü, elektron ve hol birbirlerini nötrleştirebilir. Fakat ters besleme voltajı uygulanmaya başladığı zaman kontaklardan bir sinyal detekte edilmeye başlanır. PIN fotodiyotları kullanmanın temel avantajı iyi bir kararlılığa, büyük band genişliğine ve sıcaklık kararlılığına sahip olmasıdır. Yüksek giriş duyarlılık için PIN fotodiyottan sonra genellikle bir yükseltici kullanılır (Sjöström 1998).

3.1.1. Duyar Bölge

PIN fotodiyodun karakteristiğine göre p bölgesi ile n hafifçe katkılanmış iç bölge arasında bir kontak potansiyeli oluşur. Kontak potansiyelinin büyüklüğü sıcaklığa ve katkı maddelerinin konsantrasyonlarına bağlı olarak şu şekilde verilir.

$$V_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (3.1)$$

Burada q elektron yükü, k Boltzman sabiti, T ortamın sıcaklığı, N_A , N_D ve n_i sırasıyla alıcı (acceptor), verici (donor) ve duyar bölgenin konsantrasyonlarıdır.

Ters besleme voltajının artmasıyla birlikte yerdeğiştirme bölgesinin kalınlığı da artmaktadır. Fotodiyotta iç bölgenin katkı konsantrasyonu azdır bu yüzden yerdeğiştirme bölgesi uygulanan voltaj ile birlikte n kontağına doğru artmaktadır.

Ancak yerdeğiştirme bölgesi içerisinde iyonize edici radyasyon tarafından oluşturulan elektron-hol çiftleri sayılabildiği için bu bölgeye detektörün duyar bölgesi denir.

3.1.2. Kapasitans

PIN fotodiyot paralel levhalı bir kondansatör gibi düşünülebilir. Ortada da yine kondansatörlerdeki gibi yükten bağımsız bir yerdeğiştirme bölgesi vardır. Fotodiyodun kapasitans değeri genellikle pikofarad (pF) mertebesindedir. Fotodiyodun kapasitansı sabit bir değer değildir ve detektörün cevap verme hızında önemli bir rolü vardır.

Kapasitans değeri;

$$C = \varepsilon \frac{A}{W} \quad (3.2)$$

ifadesi ile verilir. Burada ϵ elektriksel geçirgenlik katsayısı, A fotodiyodun aktif yüzey alanı ve W yerdeğiştirme bölgesinin kalınlığıdır. Ters besleme voltajının artışına bağlı olarak yerdeğiştirme bölgesinin kalınlığı artacak dolayısıyla fotodiyodun kapasitansı azalacaktır. Bu çalışmada incelediğimiz PIN detektörün uygulanan ters besleme voltajına bağlı olarak yerdeğiştirme bölgesinin kalınlığı 20-120 μm arasında değişirken kapasitansı yaklaşık 10-70 μm arasında değişmektedir.

PIN fotodiyot içerisindeki duyar bölgede iyonize edici radyasyonun oluşturduğu yük tabakası bir V hızıyla kontağa doğru hareket etmektedir. Oluşan yük kontağa olan mesafesine bağlı olarak tekrar birleşme nedeniyle azalacaktır. Bu durumda kontağa ulaşan yük şu şekilde değişecektir (Shen ve Wagner 1996).

$$Q=Q_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{\mu E \tau}\right) \quad (3.3)$$

Burada Q_0 başlangıçta iyonize edici radyasyon tarafından yerdeğiştirme bölgesi içerisinde oluşturulan yük, Q kontağa ulaşan yük, x kontak ile yükün başlangıçta oluştuğu nokta arasındaki uzaklık, τ elektron ve hol için ortalama ömür, E yerdeğiştirme bölgesindeki elektrik alan şiddetidir.

3.1.3. Elektrik Alan

Bir yarıiletken detektör olarak kullanılan PIN fotodiyotta oluşan iç elektrik alanın sinyali arttırıcı bir etkisi olur. Oluşan elektron-hol çiftleri elektrik alanın etkisi altında ters yönde hareket ederek p ve n kontaklarına ulaşır. Elektrik alan yerdeğiştirme bölgesinin artışına ve uygulanan ters besleme voltajına bağlı olduğundan;

$$E = \frac{V}{W} \quad (3.4)$$

ifadesi ile hesaplanır. Elektrik alanın etkisinde hareket eden elektron-hol çiftlerinin hızlarındaki artış tüketme bölgesinin maksimum değerine gelmesi durumuna kadar gerçekleşir. Bundan sonra elektron-hol çiftlerinin hızı belli bir limite ulaşır ve bu değere doyum hızı denir. Uygulanan ters besleme voltajı arttıca elektrik alanla hız arasındaki lineerlik de bozulur. Tipik olarak hemen hemen tüm yarıiletkenlerde doyum hızı yaklaşık olarak 10^7 cm/s kadardır. Ancak elektronların ve hollerin mobilitelerinden dolayı her biri için doyum hızı değerinde küçük bir farklılık vardır. Elektrik alan altında

ters yönde kontaklara doğru giden elektronlar ve holler için hız ifadeleri (Tygai 1991, Sze 1985);

$$\mathcal{G}_e = \frac{\mu_e E}{\sqrt{1 + (\mu_e E / \mathcal{G}_{e,sat})^2}} \quad (3.5a)$$

$$\mathcal{G}_h = \frac{\mu_h E}{1 + (\mu_h E / \mathcal{G}_{h,sat})} \quad (3.5b)$$

şeklinde ifade edilir. Burada elektronların ve hollerin mobilitesi sırasıyla μ_e ve μ_h , elektronların ve hollerin doyum hızları sırasıyla $v_{e,sat}$ ve $v_{h,sat}$, elektrik alan E ile gösterilmektedir. Yarıiletkenler hakkında bilgi Ek 1' de verilmiştir.

3.2. Monte Carlo Yöntemi

Monte Carlo Yöntemi, istatistik teknikler kullanarak bir deneyi veya bir olayı sayısal olarak taklit etmektir.

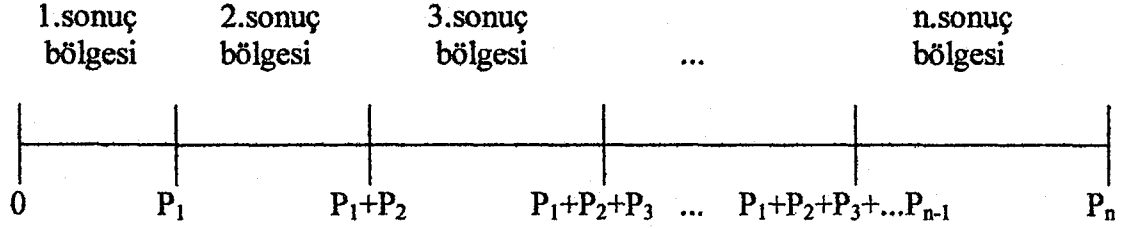
Belli bir ölçüde veya deneyde elde edilen değerler bir gelişigüzel sayı kümesi oluşturur. Gelişigüzel sayılar kümesinde herhangi bir sayının gelme olasılığı ötekilerden farklı olabilir. Olasılıklar aynı ise böyle bir kümeye düzgün dağılımlı sayılar kümesi denir. Sayısal olarak bir deneyi veya olayı taklit etmek için, 0-1 arasında değerler alan gelişigüzel sayıları kullanarak, ele alınan olayla ilgili olasılık dağılımına sahip, belli bir a-b aralığında değerler alabilen gelişigüzel sayılar elde edilmesi gerekmektedir. Yöntemin hatasız işlemesi için 0-1 aralığında gerçekten eşit olasılıklarla gelen gelişigüzel sayılar elde edilmesi önemlidir. Bu sayılar çeşitli fonksiyonlar vasıtası ile türetilbilir ve genellikle q ile gösterilir. Bu şekilde elde edilen gelişigüzel sayı dizisine sözde (pseudo) gelişigüzel sayılar denir.

3.2.1. Temel Monte Carlo İlkesi

Belli bir ölçme veya deney bir olay olarak isimlendirilebilir. Herhangi bir olayın belli olasılıklarla meydana gelen çeşitli sonuçları vardır. Bu sonuçlar da ayrı ayrı birer olay olarak düşünülebilir. Örnek olarak bir ortama gönderilen fotonun ortamın herhangi bir bölgesinde etkileşme yapması bir olay, fotonun ortam tarafından soğurulması bu

olayın bir sonucudur. Bu sonuç da bir olay olarak düşünülmalıdır. Çünkü soğurulma sonucu bir elektron-hol çifti oluşur.

n -tane sonucu ve bu sonuçların meydana gelme olasılıkları P_1, P_2, \dots, P_n olan bir olay düşünelim ve bu olayı gelişigüzel sayılar kullanarak taklit edelim. Gelişigüzel sayı eksenini Şekil 3.2' de görüldüğü gibi n -tane bölgeye ayıralım. Her bir bölgenin genişliği, o sonucun ortaya çıkma olasılığı kadar olsun.



Şekil 3.2: Gelişigüzel sayı eksenine n -tane sonuç bölgesinin yerleştirilmesi

Şekil 3.2' de gösterilen gelişigüzel sayıları sonuç bölgelerine ayırmakla, gelişigüzel sayıların P_1 olasılıkla belirlenen miktarını 1.sonuç, P_2 olasılıkla belirlenen miktarını 2.sonuç, P_3 olasılıkla belirlenen miktarını 3.sonuç, ... , P_n olasılıkla belirlenen miktarını da n .sonuç için ayırmış olduk. Böylece, türetilen bir gelişigüzel sayı hangi sonuç bölgesine düşerse, olayda o sonuç meydana gelmiştir. Yani,

$$0 < q < P_1 \text{ ise 1.sonuç,}$$

$$P_1 \leq q < P_1 + P_2 \text{ ise 2.sonuç,}$$

$$P_1 + P_2 \leq q < P_1 + P_2 + P_3 \text{ ise 3.sonuç,}$$

...

$$P_1 + P_2 + \dots + P_{n-1} \leq q < 1 \text{ ise n.sonuç}$$

meydana gelir.

Şimdi de $a \leq x \leq b$ aralığında, herbir x sonucunun ortaya çıkma olasılığı, $f(x)$ sıklık fonksiyonu ile belirlenen bir olayı taklit etmek isteyelim. Olayda sonucun x ile $x+dx$ aralığında değer alma olasılığı,

$$p(x) dx = \frac{f(x) dx}{\int_a^b f(x) dx} \quad (3.6)$$

biçimindedir. $p(x)$ fonksiyonuna Olasılık Yoğunluk Fonksiyonu adı verilir (Cashwell 1959). Toplam Olasılık Yoğunluk Fonksiyonu veya Olasılık Dağılım Fonksiyonu,

$$P(x) = \int_a^x p(x') dx' \quad (3.7)$$

şeklinde tanımlanır (Cashwell 1959). $a \leq x \leq b$ aralığında, her x değerine karşılık $P(x)$ fonksiyonu 0-1 aralığında gelişigüzel değerler alır. $P(x)$ değerlerinin ortaya çıkma sayısı yani sıklık fonksiyonu düzgün bir dağılım gösterir (Cashwell 1959, Spanier 1969, Rubinstein 1981). O halde $P(x)$ ' i q ' ya eşitleyebiliriz:

$$q = P(x) \quad (3.8)$$

Denklem (3.6), Denklem (3.7) ve Denklem (3.8) kullanılarak,

$$q = \frac{\int_a^x f(x') dx'}{\int_a^b f(x) dx} \quad (3.9)$$

elde edilir. Denklem (3.9) Temel Monte Carlo İlkesi olarak bilinir. Yukarıdaki denklem tersine çözülüp q ' ya bağlı olarak x ,

$$x = P^{-1}(q) \quad (3.10)$$

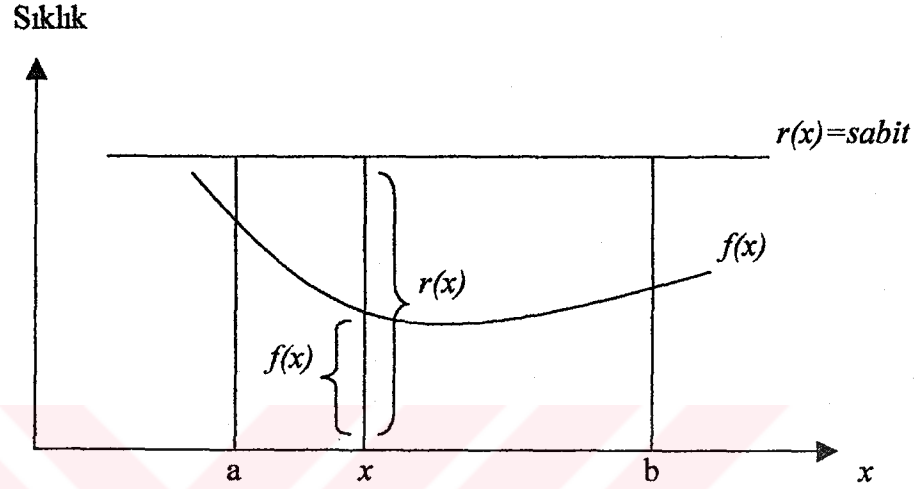
şeklinde elde edilir. Türetilen her bir q ' ya karşılık bir x değeri Denklem (3.10)' den hesaplanır. Böylece, 0-1 arası düzgün dağılımlı q değerleri kullanılarak $a-b$ aralığında $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir.

3.2.2. Reddetme Yöntemi

Monte Carlo Yöntemi' nin uygulanmasında harcanan bilgisayar zamanını minimuma indirmek gereklidir. Bir dağılım örneklemesinde çoğunlukla Temel Monte Carlo İlkesi kullanılmaz. Bu ilke ancak Denklem (3.9)' daki integralin analitik olarak alınabildiği ve bulunan ifadenin tersine çözümünün analitik olarak mümkün olduğu

durumlarda kullanılabilir. Çoğu uygulamalarda bu şartlar sağlanmadığı için Reddetme Yöntemini kullanmak gerekir.

$a \leq x \leq b$ aralığında $f(x)$ sıklık fonksiyonu ile belirlenen bir olayı Reddetme Yöntemi ile örneklemek isteyelim. Bunun için $r(x)=sabit$ dağılımında yararlanılır. Şekil 3.3' de temsili $f(x)$ ve $r(x)=sabit$ dağılımları görülmektedir.



Şekil 3.3 Reddetme Yöntemi ile örneklemek istenen dağılım, $f(x)$ ve düzgün dağılım, $r(x)$

$r(x)=sabit$ dağılımına Temel Monte Carlo ilkesi kolayca uygulanır. Şekil 3.3' de görüldüğü gibi üretilen bir q ile $r(x)$ dağılımının örneklenmesinden elde edilen bir x değerinin sıklığı $r(x)=sabit$ tir. Bu sıklığın $f(x)$ olma olasılığı $f(x)/r(x)$ ' dir. Düzgün dağılımlı olarak türetilen x değerlerinin $f(x)/r(x)$ olasılığıyla belirlenen miktarı $f(x)$ dağılımıdır. Böylece $f(x)$ dağılımı Şekil 3.3' de görülen $r(x)=sabit$ dağılımının örneklenmesiyle elde edilen düzgün dağılımlı x değerlerinden, $f(x)$ ile x eksen arasında kalanları kabul edilip, diğerleri reddedilerek örneklenir. Yöntemin verimi,

$$\varepsilon = \frac{\int_a^b f(x) dx}{\int_a^b r(x) dx} \quad (3.11)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Verimi yükseltmek ve fazla hesaplamalardan kurtulmak için, sıklık fonksiyonu $f(x)$, maksimum değerine bölünerek $g(x)=f(x) / f(x)_{max}$ fonksiyonu elde

edilir ve bu $g(x)$ dağılımını örten $r(x)$ dağılımı da $r(x)=1$ şeklinde seçilir. $r(x)=1$ dağılımına Temel Monte Carlo ilkesi uygulanırsa,

$$x=a+(b-a)q \quad (3.12)$$

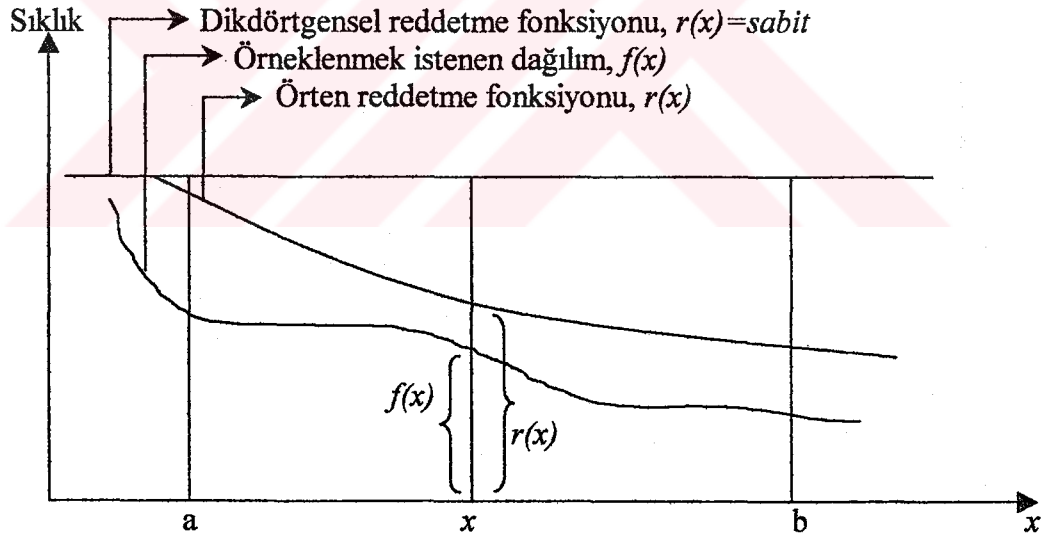
ifadesi elde edilir.

Bir q türetilerek Denklem (3.12)' den bir x değeri bulunur. Bulunan bu x değerinin sıklığının $f(x)$ olma olasılığı $g(x) / r(x) =g(x)$ ' dir. İkinci bir q türetilerek,

$$q \leq g(x) \quad (3.13)$$

şartına bakılır. Elde edilen x , bu şarta sağlanırsa kabul edilir, sağlanmaz ise reddedilir ve işlemler tekrar edilir. Böylece, düzgün dağılımlı x değerlerinden $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir.

Çoğu durumlarda reddetme yönteminin verimi çok düşük olmaktadır. Bu gibi durumlarda $r(x)=sabit$ düzgün dağılımı yerine, bu $f(x)$ dağılımını örten bir $r(x)$ dağılımı kullanılır. Düzgün dağılım $r(x)=sabit$ e dikdörtgensel reddetme fonksiyonu, $f(x)$ dağılımını örten herhangi bir $r(x)$ dağılımına da örten reddetme fonksiyonu adı verilir (Al-Beteri 1989). Şekil 3.4' de temsili $f(x)$ ve $r(x)$ dağılımları görülmektedir.



Şekil 3.4 Reddetme Yöntemi ile örneklenmek istenen dağılım, $f(x)$ ve reddetme fonksiyonu, $r(x)$

Örten reddetme fonksiyonu şu özellikleri sağlamalıdır:

- $a \leq x \leq b$ için $r(x) \geq f(x)$ olmalı,
- $r(x)$ dağılımına Temel Monte Carlo İlkesi Denklem (3.9) uygulanarak, Denklem (3.10) analitik olarak elde edilebilmelidir.

Bu iki şartı sağlayan birden fazla örten reddetme fonksiyonu varsa, bunlar arasından, Denklem (3.6) ile tanımlanan verimi en yüksek ve en az karmaşık olanı kullanılmalıdır. Şekil 3.3' de görüldüğü gibi $r(x)$ ile $f(x)$ eğrileri arasında kalan alan ne kadar küçükse verim de o kadar yüksek olur.

Temel Monte Carlo İlkesi Denklem (3.9), örten reddetme fonksiyonu $r(x)$ ' e uygulanarak, Denklem (3.10) analitik olarak elde edilir. Bir q türetilerek Denklem (3.10)' dan bir x sayısı bulunur. Şekil 3.4' de görüldüğü gibi bu sayı x sayısının sıklığı $r(x)$ ' dir. Bu sıklığın $f(x)$ olma olasılığı $f(x) / r(x)$ ' dir. İkinci bir q türetilerek,

$$q \leq f(x) / r(x) \quad (3.14)$$

şartına bakılır. Bu şart sağlanırsa x kaydedilir, sağlanmaz ise x reddedilir ve işlem tekrarlanır. Böylece, $r(x)$ dağılımlı x değerlerinden, $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir (Cengiz 1991).

3.3. β^- Parçacık Spektrumunun Monte Carlo Yöntemi İle Elde Edilmesi

Bir radyoaktif kaynaktan yayımlandığı düşünülen β^- parçacıklarının enerjisinin, bir kesilim enerji değeri $E_C=10 \text{ keV}$ ile uç nokta enerjisi E_{MAX} arasında örneklenmesi Reddetme Yöntemi ile yapılabilir. Reddetme Yöntemi' nin uygulanmasında dikdörtgensel reddetme fonksiyonu kullanıldı. Reddetme Yöntemi dikdörtgensel reddetme fonksiyonu ile uygulandığında verimi oldukça yüksek olduğundan, verimi yükseltmek amacıyla uygun bir örten reddetme fonksiyonu aranmaz. β^- parçacıklarının enerji dağılımı $W=W_0 / 2'$ de maksimum değer alır. Enerji dağılım değeri maksimum değere bölünerek,

$$N(W) = W^2 \frac{(W_0 - W)^2}{(W_0 / 2)^4} \quad (3.15)$$

dağılımı elde edilir. Böylece β^- parçacıklarının enerji dağılımı maksimum değeri 1 olacak şekilde normalize edilir.

$$W_c = \frac{E_c}{mc^2 + 1} = \frac{10 \text{ keV}}{mc^2 + 1} \quad \text{ile} \quad W_0 = \frac{E_{\max}}{mc^2 + 1}$$

enerji aralığında $r(W)=1$ sabit dağılımına Temel Monte Carlo ilkesi uygulanarak,

$$W = W_c + q(W_0 - W_c) \quad (3.16)$$

ifadesi elde edilir.

Bir q türetilerek Denklem (3.16)' dan bir W enerji değeri bulunur ve ikinci bir q türetilerek,

$$q \leq W^2 (W_0 - W_c)^2 / (W_0 / 2)^4 \quad (3.17)$$

şartına bakılır. Bu şart sağlanırsa kaynaktan yayınlanan β^- parçacığının kinetik enerjisi,

$$E = (W - 1)mc^2 \quad (3.18)$$

denkleminde hesaplanarak, E enerjili β^- parçacığının kendi çekirdek alanında yapacağı bremsstrahlung etkileşmesi sonucu yayınlanan fotonun enerjisi örneklenmiştir.

3.3.1. Enerji Kaybının Landau Dağılımı ile İfadesi

Yarıiletkenlere gelen parçacık relativistik bir hıza sahip olmadığı zaman enerji kaybının temeli iyonizasyondur. İyonizasyon ile ortalama enerji kaybı (durdurma gücü) Bethe-Bloch bağıntısı ile verilir (Barnett 1996).

Bethe-Bloch formülü yüklü parçacıkların ortalama enerji kaybını tanımlar. Enerji kaybının bir ortalama etrafında dalgalanması Landau Dağılımı olarak bilinen bir asimmetrik dağılım ile tanımlanır.

Bir parçacığın bir soğurucunun birim uzunluğu başına ε ve $\varepsilon+d\varepsilon$ arasında kaybettiği enerjinin olasılığı $\Phi(\varepsilon)d\varepsilon$ ise;

$$\Phi(\varepsilon) = \frac{2\pi Ne^4 Z}{m_e c^2 A} \frac{1}{\varepsilon^2} \quad (3.19)$$

buradan,

$$\xi = \frac{4\pi Ne^4 Z}{m_e c^2 A} \rho \quad (3.20)$$

ifadesini tanımlarsak,

$$\xi = \frac{0.1536 Z}{\beta^2} \frac{Z}{A} d \cdot x \text{ (MeV)} \quad (3.21)$$

elde edilir.

- d - soğurucu maddenin g/cm^3 cinsinden yoğunluğu,
x - soğurucu maddenin cm cinsinden kalınlığıdır.

$\beta=1$ durumunda 1 cm kalınlığındaki Argon' da $\xi = 0.123$ keV ve Silikon' da $\xi = 178.59$ keV olarak hesap edilir. Argon için $\xi = 0.126$ keV şeklindedir (Grupeu 1996).

Landau dağılımının güzel bir yaklaşımı (Behrens 1981),

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right] \quad (3.22)$$

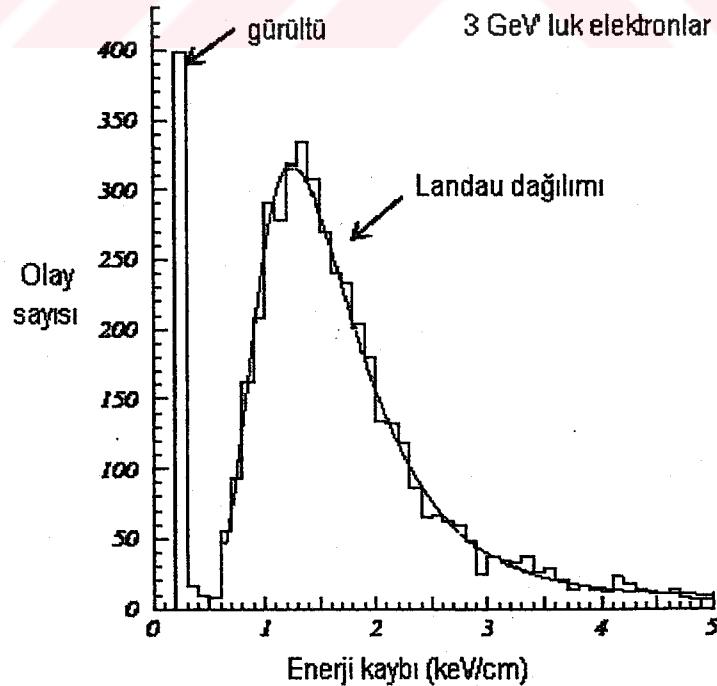
olarak verilir ve λ en muhtemel enerji kaybından sapma olarak tanımlanırsa,

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E^W}{\xi} \quad (3.23)$$

bağıntısından λ bulunabilir. Burada ΔE^W , en muhtemel enerji kaybı ifadesi enerjileri 3.54 MeV' a kadar olan elektronlar için aşağıdaki bağıntıdan hesaplanabilir.

$$\Delta E^W = \xi \left\{ \ln \left[\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \xi \right] - \beta^2 + 0.423 \right\} \quad (3.24)$$

Şekil 3.5' de enerjisi 3 GeV olan elektronların Argon-Metan karışımıyla (%80-20) dolu 0,5 cm kalınlıklı bir sürüklenme odasındaki enerji kaybı dağılımı görülmektedir (Affholderbach 1998).



Şekil 3.5 3 GeV' luk elektronların çok telli bir orantılı odadaki enerji dağılımı

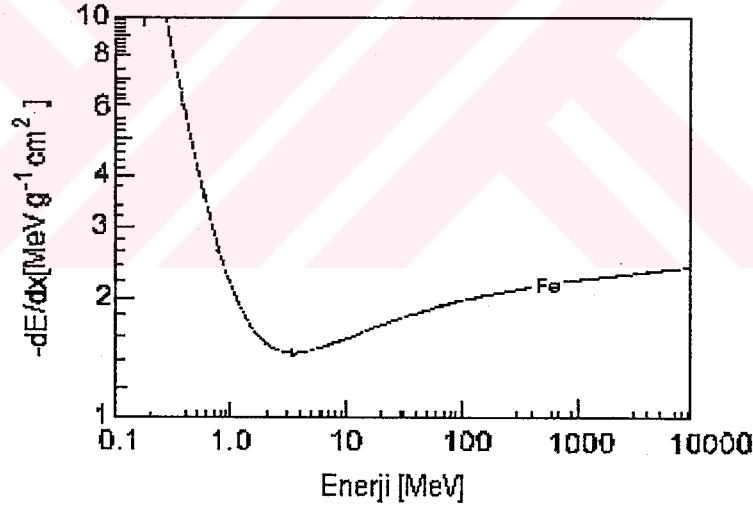
Enerji kaybı dağılımının asimetrik özelliği ince tabakalar için belirgin olur. Kalın soğurucu tabakalar için ise, δ elektronları gibi yüksek enerji transferlerinden kaynaklanan Landau dağılımındaki kuyruk uçları kesilerek dağılım azaltılabilir. Çok kalın soğurucular için yani,

$$\frac{dE}{dx} \cdot x \gg 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (3.25)$$

durumunda enerji kaybı dağılımı Gauss dağılımına yaklaştırılabilir (Gruppen 1996).

3.4. Minimum İyonize Edici Parçacık

Bir ortamdaki yüklü parçacığın iyonizasyon enerji kaybı aslında parçacığın β hızının bir fonksiyonudur. γ Lorentz faktörü olmak üzere $\beta\gamma$ 3 ve 4 arasındaki bir değere ulaşır. Minimum iyonizasyon çoğu madde içerisinde yaklaşık olarak g/cm^2 başına birkaç bin iyonizasyondur ve parçacık kütesinden oldukça bağımsızdır. Minimum iyonize eden parçacık için genellikle MIP (Minimum Ionizing Particle) kısaltması kullanılır (Kartal 1999).



Şekil 3.6 Muonların demir içerisindeki enerji kaybı

Bir minimum iyonizasyon $3 < \beta\gamma \leq 4$ için elde edilene kadar parçacıkların iyonizasyonu $1/\beta^2$ gibi bir azalış gösterir. $\ln\gamma$ terimi yüzünden enerji kaybı Fermi platosu denen eğime ulaşana kadar tekrar artar. Bu artışa logaritmik veya relativistik artış denir. Relativistik artış yüksek enerjilerde doyuma ulaşır. Çünkü ortam uzay çarpışmaların etkisini azaltarak etkin bir şekilde polarize olur.

3.5. Deneysel Kısım ve Simulasyon

Bu çalışmada bir katihal detektörü olan ve yüksek hızda foton deteksiyonuna ait uygulamalarda kullanılan Silikon BPW34 PIN fotodiyot üzerine incelemeler yapılmıştır. Voltaja bağlı sinyal değişimi deneysel olarak incelenmiş, sinyal oluşum mekanizması Monte Carlo yöntemi ile simule edilmiştir. Ticari olarak piyasada bulunabilecek BPW34 PIN fotodiyot geniş aktif yüzey alanına sahip, düşük kapasitanslı ve yüksek foton duyarlılığına sahiptir. Tüm diğer PIN fotodiyot yapılarında olduğu gibi bu duyarlılık kızılötesi bölgede en fazladır. Çizelge 3.1' de fotodiyoda ait bazı özellikler verilmiştir.

Çizelge 3.1 Oda sıcaklığında BPW34 için bazı parametreler ve değerler

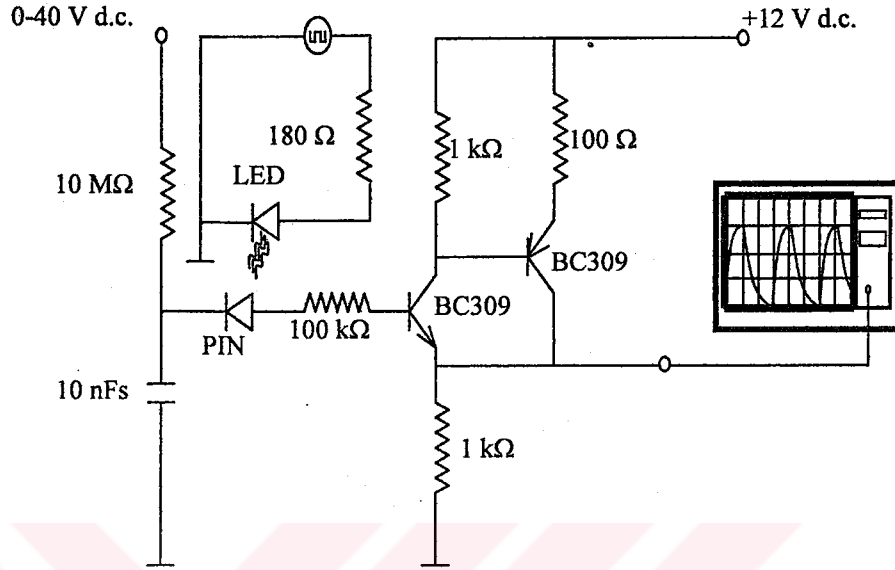
<i>Parametreler</i>	<i>Sembol</i>	<i>Değer</i>
<i>Ters besleme voltajı</i>	V_R	40 Volt
<i>Aktif alan</i>	A	3x3 mm ²
<i>Kapasitans</i>	C	10-70 pF
<i>Yerdeğiştirme bölgesi genişliği</i>	μm	20-120 μm
<i>Eklem sıcaklığı</i>	T_J	100 °C
<i>Lehimleme sıcaklığı</i>	T_{ST}	260 °C

3.5.1. Deneysel Çalışma

Deneysel ölçümler için Şekil 3.7' de görülen düzenek oluşturuldu. Sinyal jeneratöründen periyodik olarak belirli zaman aralıklarında 180 Ω ' luk bir direnç üzerinden beslenen LED' den yayınlanan 950 nm dalga boylu fotonlar belirli aralıklarla PIN detektör üzerine düşürüldü. Ortamdaki ışık sinyalde bir bozulmaya yol açacağı için LED-PIN sistemi izole edildi.

PIN fotodiyot içerisinde iç kazanç olmaması nedeni ile alınan sinyal oldukça düşüktür. Bu nedenle çıkış sinyalini güçlendirmek için PIN fotodiyot üzerinden alınan sinyal bir yükseltici devreden geçirildi. Yükselticiden geçen sinyali gözleyebilmek için çıkış bir yük direnci üzerinden dijital osiloskoba aktarıldı. Osiloskopta PIN fotodiyottan belli zaman aralıklarında gelen sinyallerin, fotodiyodun kapasitansı ve sinyalin alındığı yük direnci değerine bağlı olarak (RC), yükselişi ve dindirilişi gözlemlendi. Sinyali dindirmek için aktif dindirme tekniği kullanıldı. Bu teknik bir transistör sistemi

kullanılarak sinyali oluştuktan sonra dindirme tekniğidir. PIN diyotta bir sinyal oluşması transistörün çalışmaya başlamasını sağlar. Bu teknik hızlı deteksiyon için klasik pasif dindirme tekniğine göre daha avantajlıdır.



Şekil 3.7 Aktif dindirme devresi ile deneysel düzeneğin yapısı

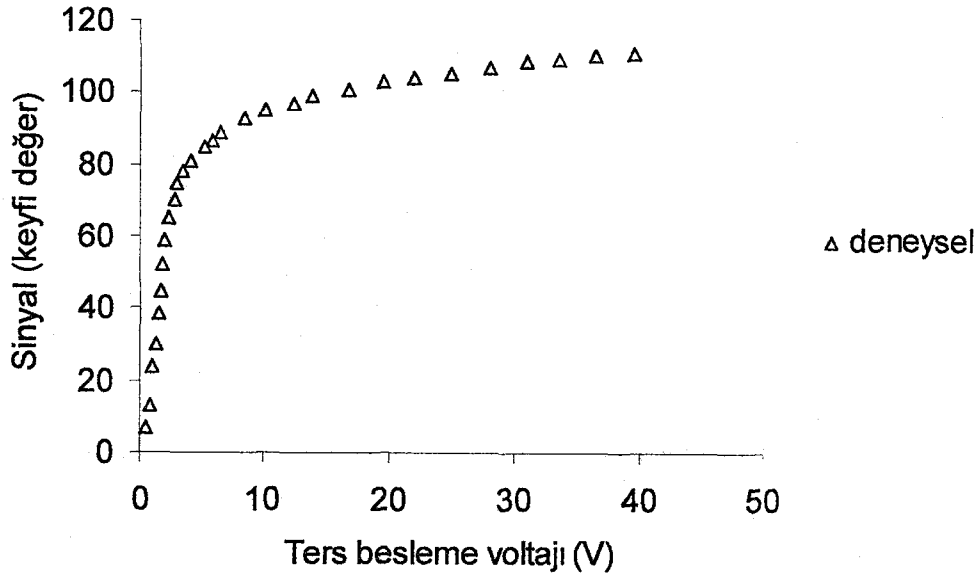
Osiloskoptan gözlenen sinyal pulsunun büyüklüğü PIN fotodiyodun çıkış sinyaline bağlıdır. Sinyaldeki dalgalanmalar elektronik devreden gelen gürültüye ve sistemi dış etkilerden tamamen izole etmemize bağlıdır.

Deneyde kullanılan ışık kaynağı 950 nm pik dalga boyuna sahip kızılötesi bölgede ışık yayınlayan bir LED' dir. Bunun nedeni PIN diyodun bu dalga boyundaki ışığa oldukça duyarlı olmasıdır. Bu şekilde sinyalin değişiminin gözlenmesi daha kolay olmuştur.

Dışarıdan gelen ışık alınan sinyalde bir bozulmaya yol açacaktır. PIN fotodiyot üzerinden alınan sinyal bir yükselticiden geçirildikten sonra dijital bir osiloskoba verildi. Osiloskopta görülen tepenin maksimum değeri alınan detektörden alınan sinyaldir, bununla birlikte alınan sinyaldeki osilasyonların nedeni devre elektroniğinden kaynaklanan gürültü ve her ne kadar engellesek de dışarıdan gelebilen ışıktır.

LED tarafından PIN fotodiyodun p tabakasına gönderilen (Şekil 3.1) fotonların oluşturduğu sinyal osiloskopta gözlenmiştir. Sinyaldeki artma ve azalma bir kondansatör gibi davranan PIN diyodun dolması ve boşalmasından dolayı olmaktadır. Detektörün gelen fotonlara hızlı bir şekilde detekte edebilmesi için direncin ve kapasitansın değerleri önemlidir. Detektörün arka arkaya gelen iki sinyali algılama zamanına detektörün ölü zaman denir.

Osiloskopta görülen sinyalin gelen fotonun şiddetine ve PIN fotodiyodun ters besleme voltajına bağlı olarak değiştiği gözlemlendi. Düşük foton şiddetlerinde ve ters besleme voltajlarında sinyaldeki gürültünün sinyalde oldukça fazla bir gürültüye yol açtığı görüldü. PIN fotodiyoda uygulanan ters besleme voltajının değişimine bağlı olarak osiloskoptan ölçülen maksimum çıkış sinyalinin değişimi kaydedildi. Şekil 3.8' de bu değişim görülmektedir. Sinyaldeki artış 10 V' a kadar oldukça hızlı gerçekleşmektedir. Bunun nedeni uygulanan ters besleme voltajı ile birlikte yerdeğiştirme bölgesinin kalınlığının artışı ve bu bölge içerisinde soğurulan foton adedinin buna bağlı olarak artmasıdır. Bu voltaj değerinden sonra yerdeğiştirme bölgesi içerisinde soğurulan foton adedi fazla değişmemekte fakat voltaj değerinin artması yerdeğiştirme bölgesi içerisinde oluşan elektron-hol çiftlerinin kontağa daha hızlı ulaşmasını sağlamaktadır. Bu durum bölge içerisinde elektron-hol çiftlerinin tekrar birleşip yok olma riskini azaltmakta ve buna bağlı olarak sinyalde artışı sağlamaktadır.

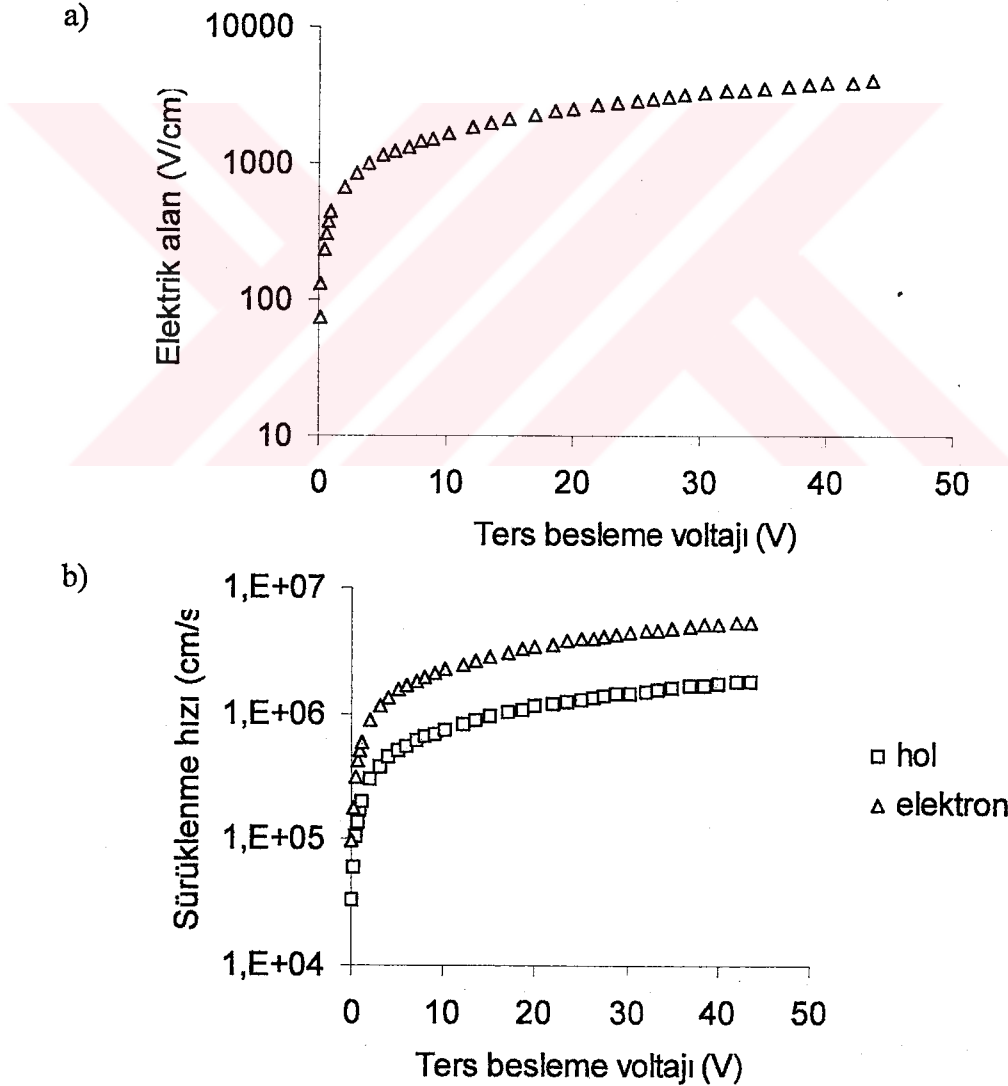


Şekil 3.8 PIN fotodiyottan alınan sinyalin ters besleme ile değişimi

3.5.2. Simulasyon

3.5.2.1. Foton Deteksiyon Simulasyonu

Deneyde kullandığımız PIN detektör yapısı dikkate alınarak Fortran programlama dilinde bir tek parçacık Monte Carlo aygıt simulasyon programı hazırlandı. Bu bir aygıt simulasyonu olduğu için fotodiyoda ait bölge kalınlıkları, ölçüleri, kapasitans gibi voltaja bağlı parametreler ile fotodiyot malzemesi olan silikon içerisine gelen fotona ve oluşan elektron-hol çiftlerine ait soğurma katsayısı, mobilite, ortalama ömür gibi sabit parametreler programa konuldu. Duyar bölge kalınlığı, elektrik alan gibi voltaja bağlı gerekli diğer değişken parametrelerde hesaplatıldı. Foton deteksiyonu simulasyonu programı akış diyagramı Ek 3.1' de görülmektedir.



Şekil 3.9 a) Elektrik alanın ters besleme voltajı ile değişimi. b) Elektron ve hol sürüklenme hızlarının ters besleme voltajı ile değişimi

Duyar bölge içerisinde soğurulan fotonların şiddeti için örnekleme,

$$I' = I \times (1 - e^{-\alpha W}) \quad (3.26)$$

bağıntısından yapılmıştır. Burada α gelen foton için soğurma katsayısı, W duyar bölge kalınlığı ve I duyar bölgeye giren foton şiddeti olup,

$$I = I_0 \times e^{-\alpha d} \quad (3.27)$$

ile verilir. Burada I_0 fotodiyot üzerine gönderilen foton şiddeti, d ise p bölgesinin kalınlığıdır.

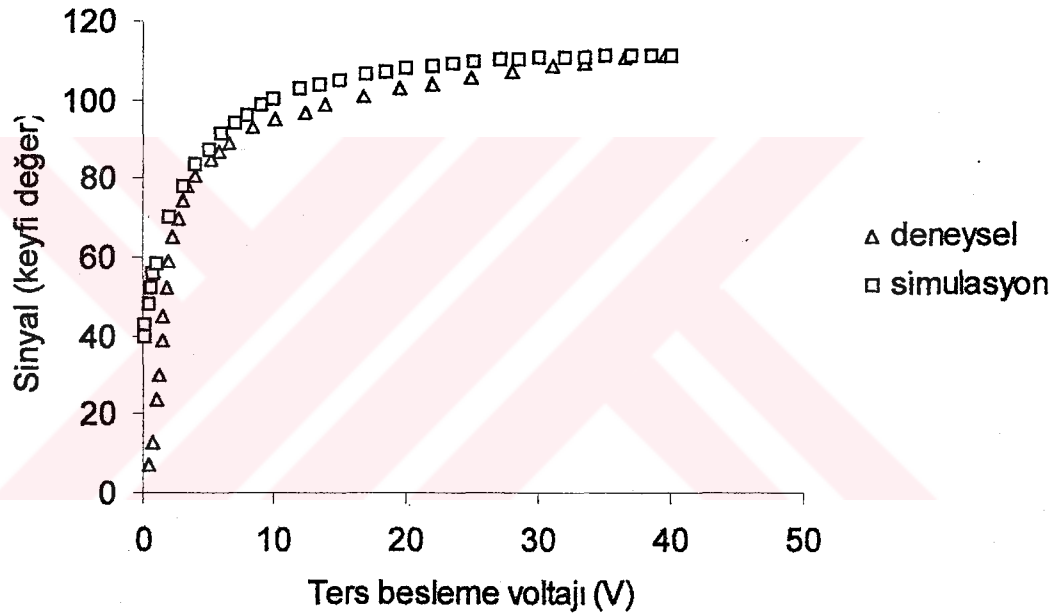
BPW34 PIN fotodiyot yapısında, fotonlar Şekil 3.1' de gösterildiği gibi p tabakası üzerine gelmektedir. Kısa dalga boylu fotonlar başlangıçtaki p tabakasında soğurulup elektron-hol çiftleri oluştururken, daha uzun dalga boylu fotonlar iç bölgede soğurulup elektron-hol çiftleri oluşturur. Difüzyonu ihmal ettiğimizde başlangıçta p tabakasında soğurulan fotonların sinyale bir katkısı olmaz. Duyar bölgede foton tarafından oluşturulan yüklerden elektronlar n tabakasına holler p tabakasına doğru iç elektrik alanın etkisi altında hareket ederler. Böylece soğurulan fotonların şiddetine orantılı olarak bir sinyal alınır.

Düşük elektrik alanda sürüklenme hızı yük taşıyıcılarının termal hızına oranla küçük olup uygulanan ters besleme voltajıyla orantılı bir şekilde artar. Yeterince yüksek elektrik alanda sürüklenme hızı belli bir doyuma gider. Bu doyum hızı elektron için 10^7 cm/s, hol için 10^6 cm/s civarındadır (Şekil 3.9b)

Yapılan simulasyonda bazı kabullerimiz oldu. Bunlar;

- Her bir yük taşıyıcı diğerlerinden bağımsız olarak hareket ettiği klasik yaklaşım çerçevesinde düşünüldü.
- p tabakasında soğurulan fotonların difüzyon yolu ile iç bölgeye gelerek sinyale katkı sağlayabileceği ihmal edildi.
- Yük, gelen foton tarafından oluştu ve yerdeğiştirme bölgesinde uygulanan voltaj ile değişen elektrik alanı azaltacak bir şekilde etkilemedi.
- Yarıiletken kusurların (katkılarının, yakalama ve bırakma tuzaklarının, örgü kusurlarının vb.) varlığı ihmal edildi.
- Karanlık akımın varlığı ihmal edildi.
- p ve hafif n katkılanmış tabakalar arasındaki kontak potansiyeli dışarıdan uygulanan potansiyel yanında ihmal edildi.

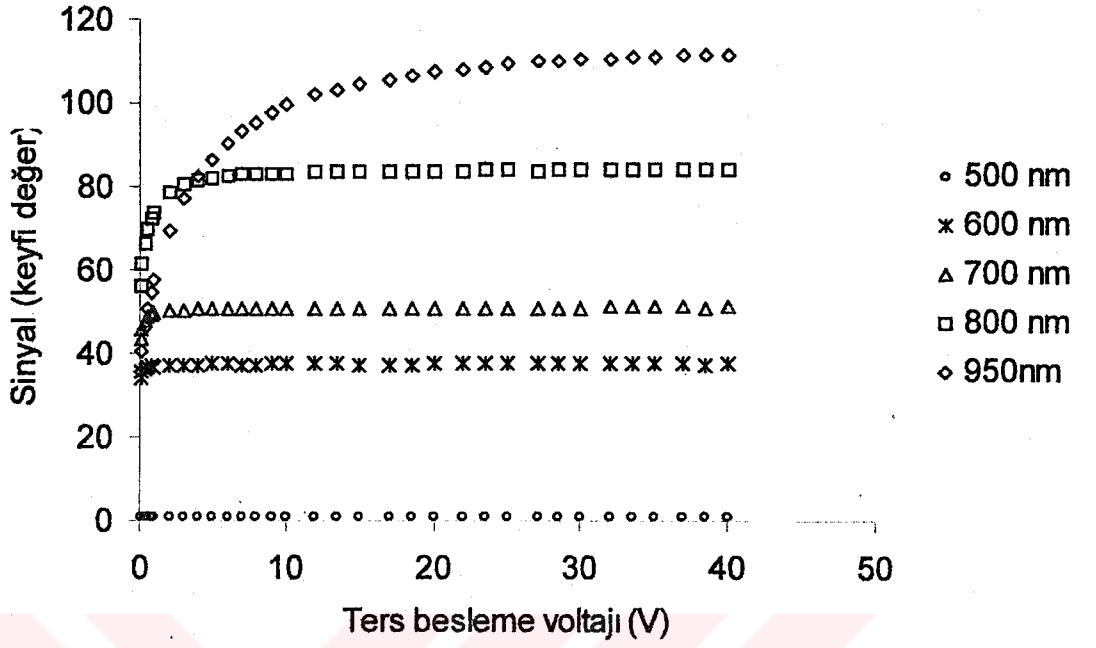
Duyar bölge içerisinde oluşan her bir elektron-hol çiftini, bölge içerisindeki elektrik alan değerine bağlı olarak ilgili kontaklara sürüklenmesi izlenerek bölge içerisinde harcadıkları zamanlar bulundu. Bu zaman her bir yük taşıyıcı için örneklenen ortalama ömürden daha büyük ise kontakta ulaşmadan bölge içerisinde tekrar birleşme yaptığı ve sinyale bir katkısı olmadığı kabul edildi. Kontakta ulaşan her bir yük taşıyıcı (elektron-hol) sinyal değerine eşit olarak katkıda bulundu. 950 nm dalga boyulu fotonların BPW34 PIN fotodiyot üzerine gönderilerek çeşitli voltaj değerlerinde üretmiş oldukları sinyal değerleri yukarıda kısaca belirtilen yöntemle simüle edildi. Simulasyon sonuçlarının deneysel sonuçlarla uyum içerisinde olduğu gözlemlendi (Şekil 3.10).



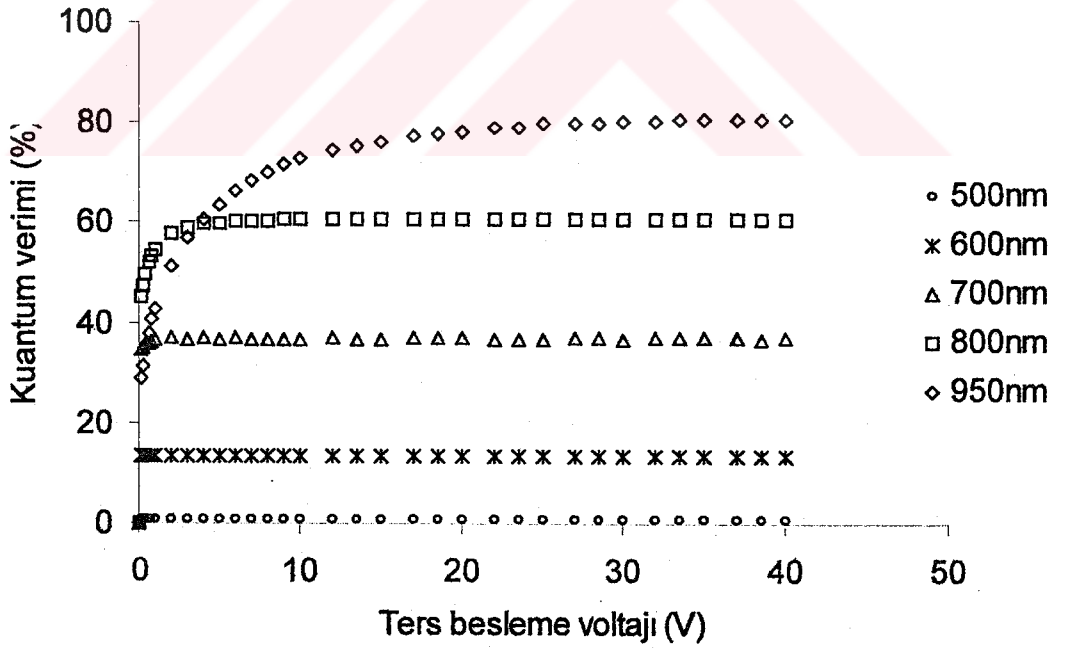
Şekil 3.10 Deneysel ve simulasyon sonuçlarının karşılaştırılması

Simulasyon 950 nm için kullanılan aygıt parametreleri korunarak sırasıyla 800 nm, 700 nm, 600 nm ve 500 nm dalga boyulu fotonlar için tekrar edildi. Bu dört dalga boyu içinde sinyal voltaj grafiği elde edildi. Şekil 3.11' de görüldüğü gibi dalga boyundaki küçülme ile beraber sinyal değerlerinde hissedilir bir düşüş gözlemlendi. Bunun nedeni silikon ortamında dalga boyunun küçülmesi ile beraber soğurma tesir kesitinin artışıdır. Bunun sonucu gelen kısa dalga boyulu fotonların büyük bir kısmı duyar bölgeye

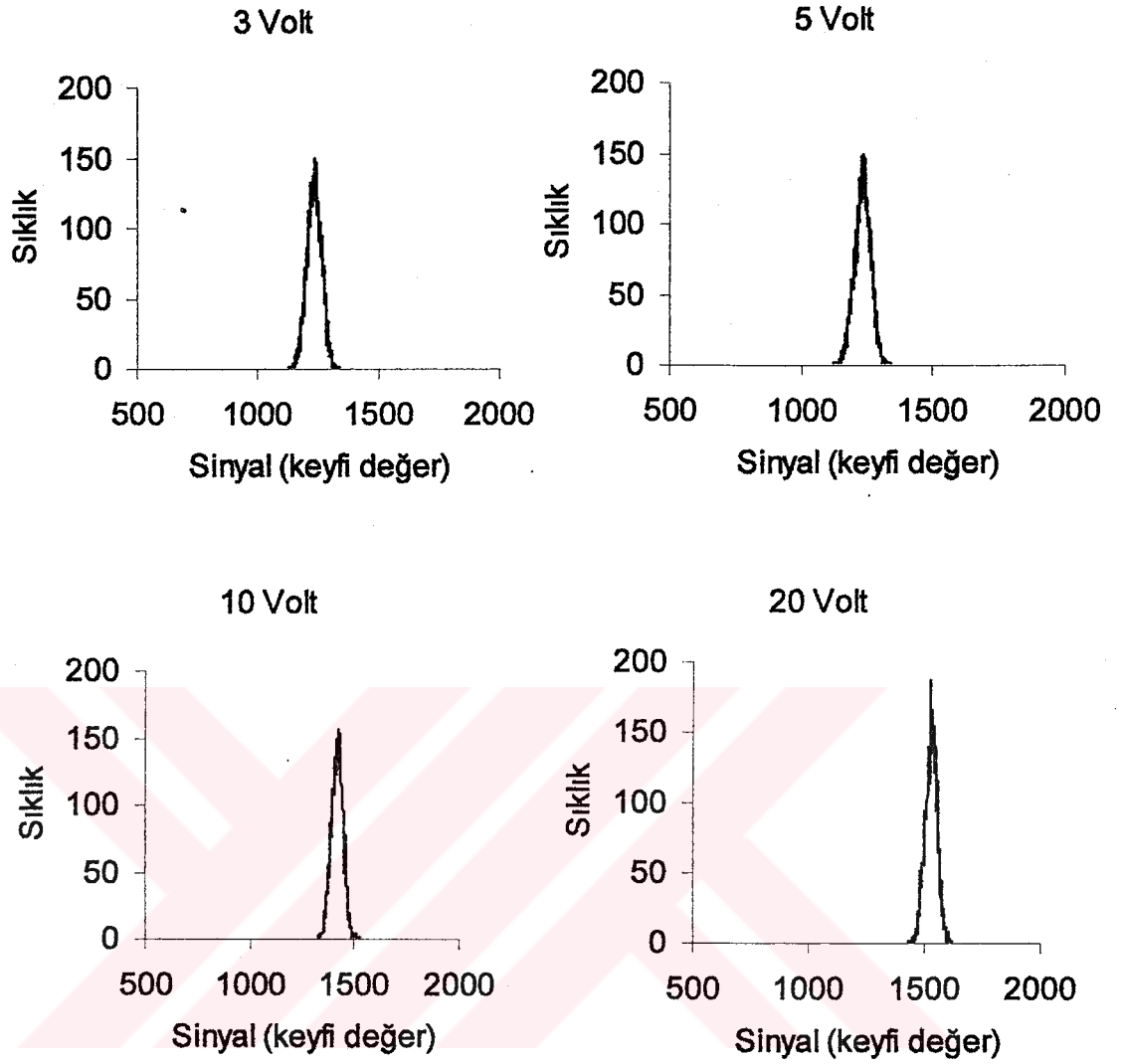
ulaşmadan p tabakası içerisinde soğurulmaktadır. Bu durum aynı zamanda detektörün kuantum verimini etkilemektedir (Şekil 3.12).



Şekil 3.11 Farklı dalga boyları için simülasyon ile elde edilen sinyal değerleri

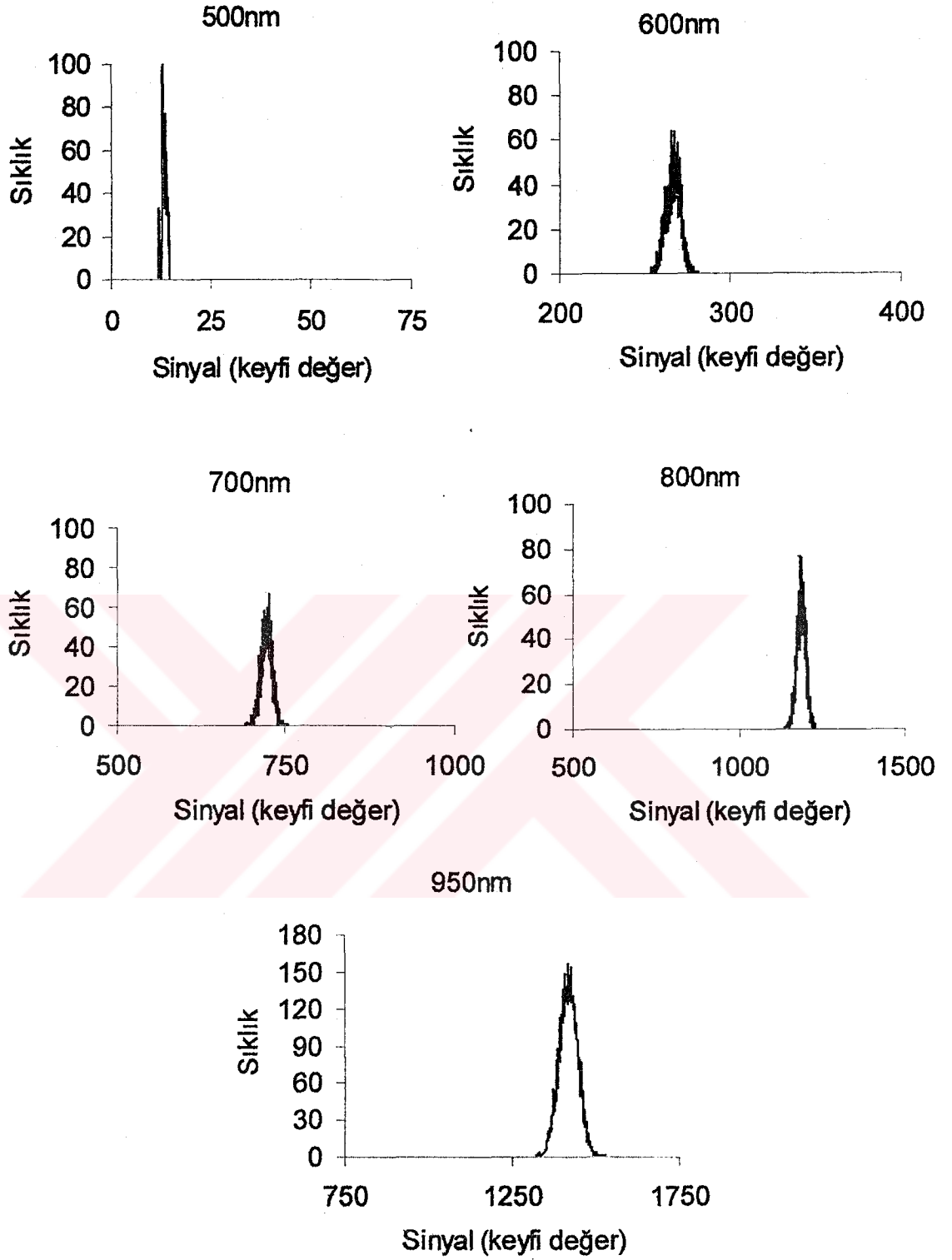


Şekil 3.12 Farklı dalga boyları için kuantum veriminin ters besleme voltajı ile değişimi



Şekil 3.13 Puls yüksekliği dağılımının farklı voltajlarda değişimi

Sinyal dalgalanmalarının voltaja bağlı değişimlerini gözleyebilmek için farklı voltaj değerlerinde 950 nm dalga boyulu fotonlar için oluşan sinyallerin puls yüksekliği dağılımları elde edildi (Şekil 3.13). Görüldüğü gibi voltaj ile sinyal değeri artmakta ve dalgalanma azalmaktadır. Bu durum deneysel ölçümlerde osiloskopta gözlenen durumdur. Bunun nedeni duyar bölgenin voltaja bağlı olarak genişlemesi ve bölge içerisinde daha fazla elektron-hol çifti oluşmasıdır.



Şekil 3.14 Farklı dalga boylu fotonlar için puls yüksekliği dağılımları

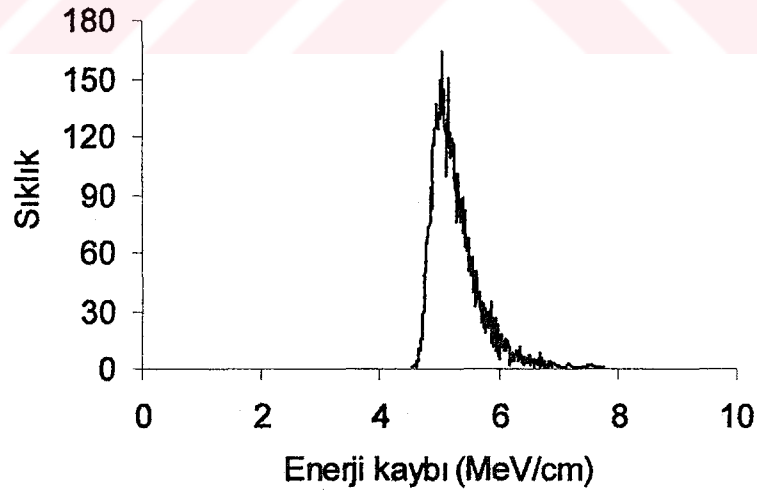
Sinyal dalgalanmalarının fotonun dalga boyu değişimini gözlemleyebilmek için sabit 10 V besleme voltajı altında aynı şiddette farklı dalga boylarına sahip fotonlar için

puls yüksekliği dağılımları elde edildi (Şekil 3.14). Dalga boyunun artması daha önce belirtildiği gibi p bölgesini aşıp duyar bölge içerisine gelen foton adedinde artmaya yol açmış ve alınan sinyal değerini büyütüştür. Sinyal değerinin artmasına rağmen sinyal kararlı hale gelmiş ve artan dalga boyu ile sinyal dalgalanmasında yani gürültü/sinyal oranında azalma gözlenmiştir.

Çalışmanın buraya kadar olan kısmında BPW34 PIN fotodiyot yapısı için foton deteksiyonunda simülasyon sonuçlarımızın teori ve deneysel sonuçlarımızla uyumlu olduğu gözlendi.

3.5.2.2. Yüklü Parçacık Deteksiyon Simülasyonu

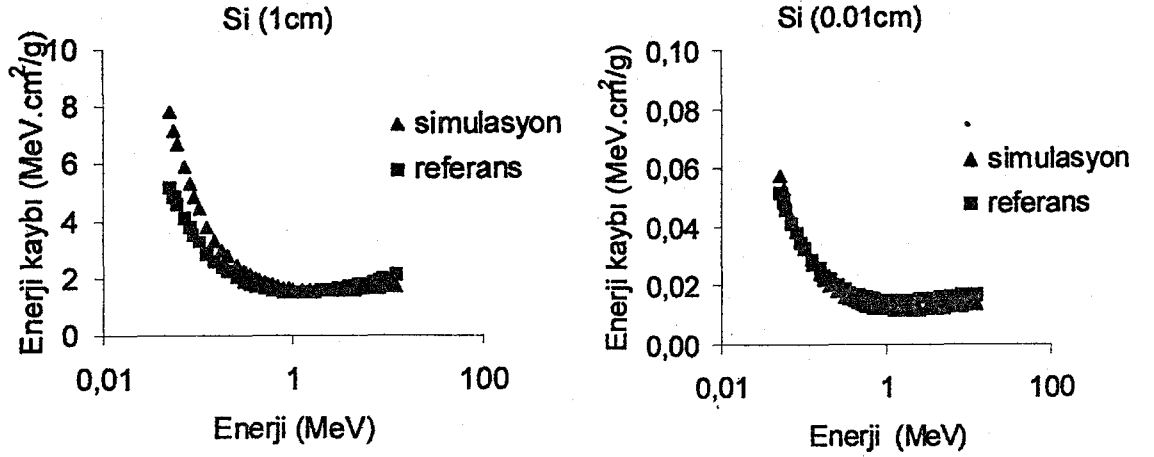
Deneysel düzende kullandığımız BPW34 PIN fotodiyot yapısı için elektronların oluşturacağı simülasyon mekanizması yine tek parçacık Monte Carlo aygıt simülasyonu ile incelenmiştir. Simülasyon programının akış diyagramı Ek 3.2' de görülmektedir. Bölüm 3.3' de bahsedildiği gibi bir yüklü parçacık bir x kalınlığını geçtiğinde ortam enerjisinde en muhtemel enerji kaybı olan ΔE^W değerı etrafında Landau dağılımlarına uygun bir enerji kaybı gerçekleştirir. Şekil 3.15' de 1 cm kalınlığındaki bir silikon içerisinde 250 MeV enerjili elektronların Landau enerji kaybı dağılımlarının Monte Carlo ile simülasyonu görülmektedir.



Şekil 3.15 Elektronların enerji kaybı dağılımları

Gelen yüklü parçacıkların ortam içerisindeki enerji kayıpları parçacıkların enerjilerine bağlıdır. Şekil 3.16' da iki farklı silikon ortam kalınlığı için gelen

elektronların enerjisine bağlı olarak ortam içerisindeki enerji kayıpları Monte Carlo yöntemi ile simule edilmiş referans (Berger ve Slezier 1982) ile kıyaslanmıştır.



Şekil 3.16 Farklı kalınlıklardaki Silikon ortama giren elektronların enerji kaybının elektron enerjisine bağlı değişimi

Görüldüğü üzere $\beta\gamma = 4$ civarında olduğu enerji değerlerinde yani elektron enerjisinin 1 MeV civarında olduğu olduğu değerlerde enerji kaybı bir minimumdan geçmektedir. Yüksek enerjilere gidildikçe enerji kaybı ifadesi iyonizasyondan dolayı enerji kaybına ilaveten radyasyon enerji kaybını da içermektedir. Biz sadece iyonizasyon enerji kaybı ile ilgilendiğimizden radyasyonun enerji kaybı ihmal edilmiştir. Bu ihmal ancak yüksek enerji bölgesinde grafikte bir bozulmaya yol açar.

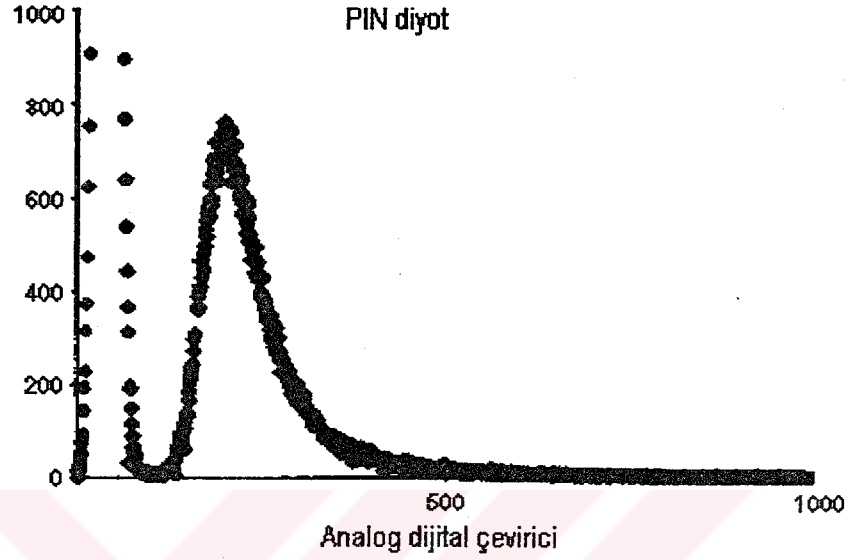
Gelen yüklü parçacığın silikon içerisinde oluşturacağı elektron-hol çiftlerinin sayısı parçacığın ortam içerisine bırakacağı iyonizasyon enerjisine bağlı olacaktır. Silikon ortamında bir elektron-hol çifti oluşturmak için gerekli ortalama enerji 3,6 eV ve ortam içerisindeki enerji kaybı W eV ise elektron-hol çifti sayısı

$$n_t = \frac{W}{3.6} \quad (3.29)$$

olarak bulunur (Grupeu 1996).

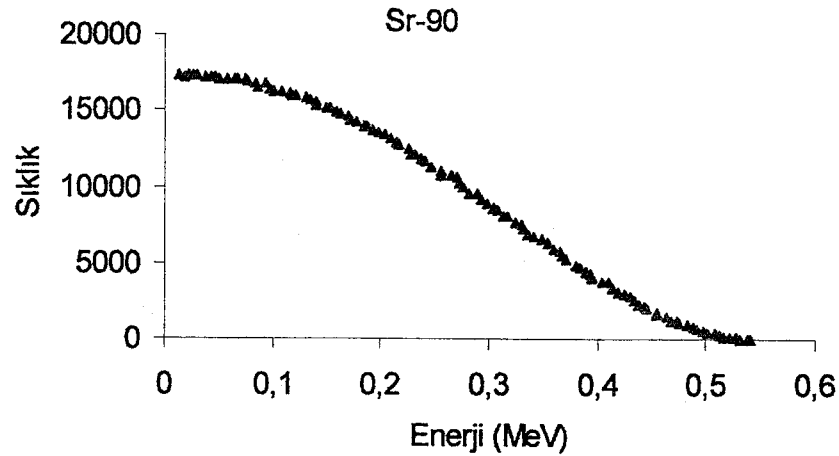
Simulasyonda duyar bölge belli kalınlıktaki dilimlere ayrıldı ve p tabakası tarafından gelen elektronun iyonizasyon ile enerji kaybı her bir dilim için Landau dağılımından elde edildi. Her bir dilim içerisinde oluşan elektron-hol çifti adedi Denklem (3.29) bağıntısından hesap edilerek oluşan elektron-hol çiftleri aynı fotonlar tarafından oluşturulan elektron-hol çiftleri gibi kantağa kadar takip edilerek sinyal elde edildi.

Şekil 3.17' de deneysel olarak Sr-90 kaynağından yayınlanan β parçacıklarının $200 \mu\text{m}^2$ lik aktif alana sahip bir PIN fotodiyotta oluşturduğu sinyalin değişimi görülmektedir (Kirn ve ark. 1997). Sinyal tepesinin hemen önünde bulunan pik gürültüden dolayıdır.



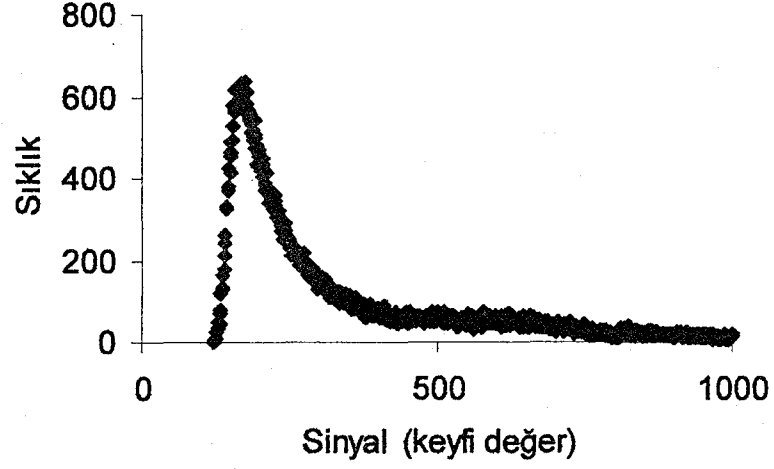
Şekil 3.17 Sr-90' dan yayınlanan β parçacıklarının oluşturduğu sinyal (deneysel)

BPW34 PIN fotodiyot yapısı için elektronlar ile yapacağımız simülasyonun doğruluğunu kontrol etmek amacı ile Sr-90 kaynağından yayınlanan β parçacıkların enerji dağılımları Temel Monte Carlo yöntemi ile örneklenip (Şekil 3.18) diyoda p tabakası tarafından gönderildi.



Şekil 3.18 Sr-90' dan yayınlanan β parçacıklarının enerji dağılımının Temel Monte Carlo ile örneklenmesi

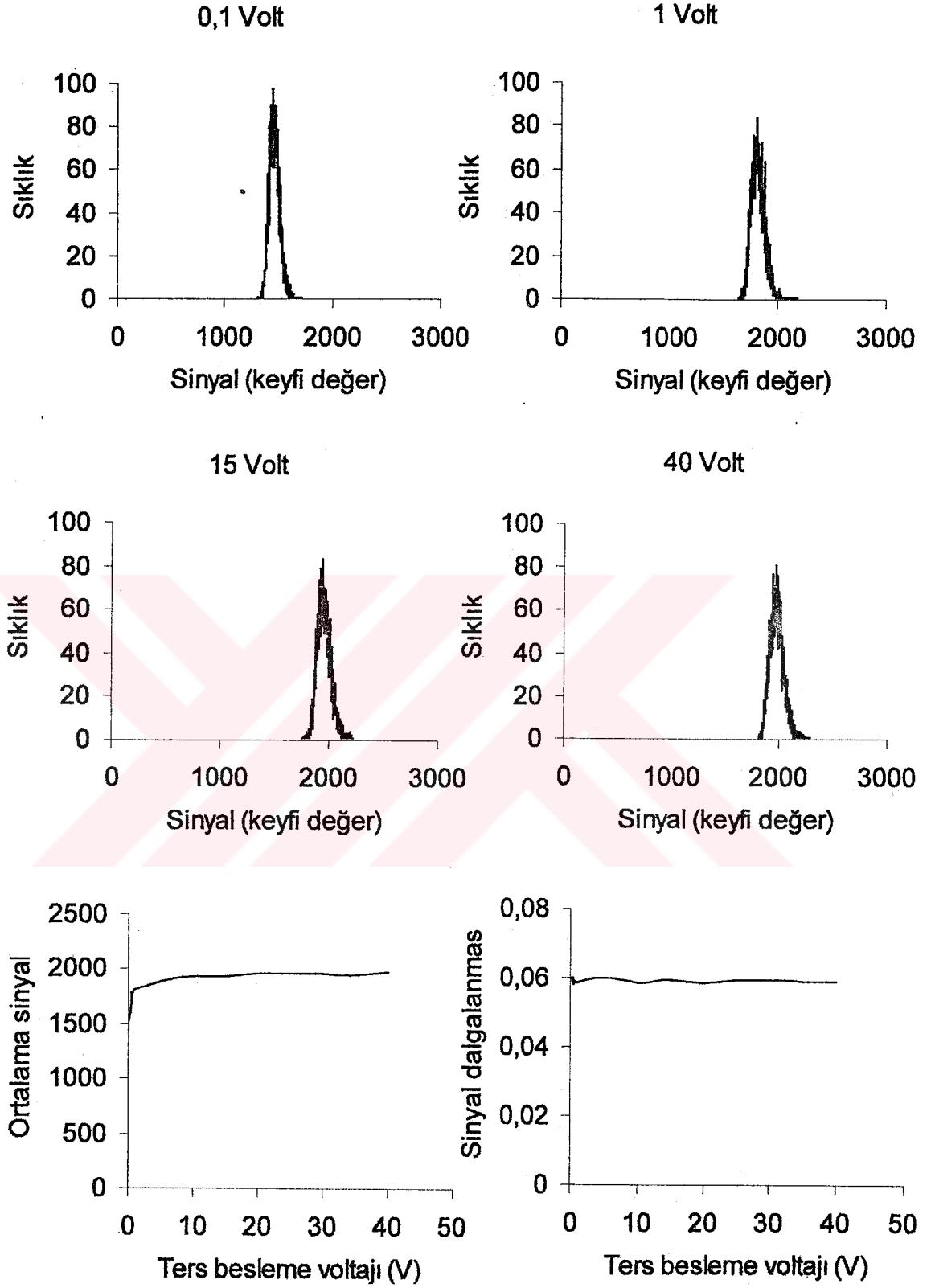
Diyot içerisine giren parçacıklar yukarıda belirtilen mekanizma ile sinyal oluşumunu gerçekleştirmektedir. Şekil 3.19' da simulasyon ile BPW34 PIN fotodiyotta Sr-90' dan yayınlanan β parçacıklarının oluşturduğu sinyal değişimi görülmektedir.



Şekil 3.19 Sr-90' dan yayınlanan β parçacıklarının oluşturduğu sinyal (simulasyon)

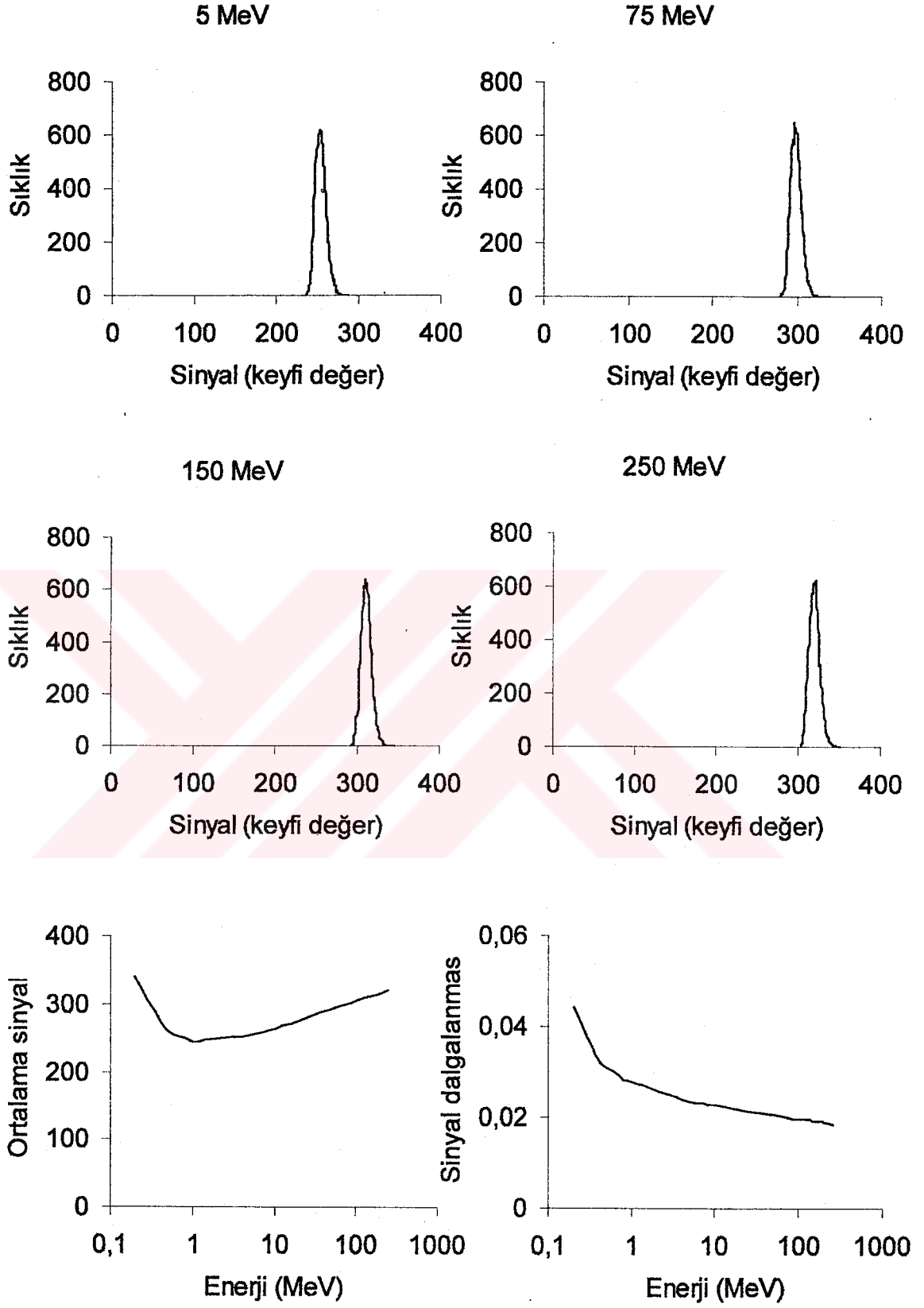
BPW34 PIN yapısı deneyde kullanılan Hamamatsu 3590 PIN (Kirn ve ark. 1997) yapısına göre daha az duyarlı olması nedeniyle sinyal değerimiz daha düşük çıkmakta fakat Sr-90 için alınan deneysel sonucu sağlamaktadır.

Şekil 3.20' de 1 MeV monoenerjik elektronların BPW34 PIN yapısında oluşturduğu sinyalin çeşitli voltajlardaki puls yüksekliği değişimlerini ve tam çalışma voltajı boyunca sinyal ortalama değerleri ile dalgalanmaları görülmektedir. Burada monoenerjik bir elektron demeti için besleme voltajına bağlı olarak sinyal değerlerinin fotonların oluşturduğu sinyale göre daha çabuk yükselerek kararlı hale geldiği görülür. Bunun nedeni duyar bölgesinin ilk birkaç voltta yeteri kadar genişlemesi ve içerisinde bırakılan enerjinin yeterli sayıda elektron-hol çifti oluşumunu sağlamasıdır. Bu nedenle sinyal dalgalanmaları da (gürültü/sinyal) ilk birkaç volttan sonra fazla değişmektedir.



Şekil 3.20 1 MeV enerjili elektronların oluşturduğu sinyalin uygulanan ters besleme voltajı ile değişimi ve sinyaldeki dalgalanmalar

Şekil 3.21' de BPW34 PIN fotodiyodun 10 V sabit çalışma voltajında monoenerjik olan çeşitli enerji değerlerinde oluşturduğu sinyallerin puls yüksekliği dağılımı, ortalama sinyal değerleri ve sinyal dalgalanmaları görülmektedir. Alınan sinyal değeri duyar bölge içerisine bırakılan enerji ile doğrudan bağlantılı olduğu için ortalama sinyal-enerji değişimi iyonizasyon enerji kaybı değişimine oldukça benzemektedir. Enerji artışı ile beraber sinyal değerinin artışı gürültü/sinyal değerinde bir azalmaya yol açmıştır. Çünkü sabit çalışma voltajında duyar bölge genişliği ve içerisindeki elektrik alan değeri değişmemektedir. Bu da oluşan her bir elektron-deşiğin gelen parçacığın enerjisinden bağımsız olarak aynı gürültü değerini vereceğini gösterir.



Şekil 3.21 Farklı enerjilerdeki elektronun sabit voltajda oluşturduğu sinyalin değişimi ve sinyaldeki dalgalanmalar

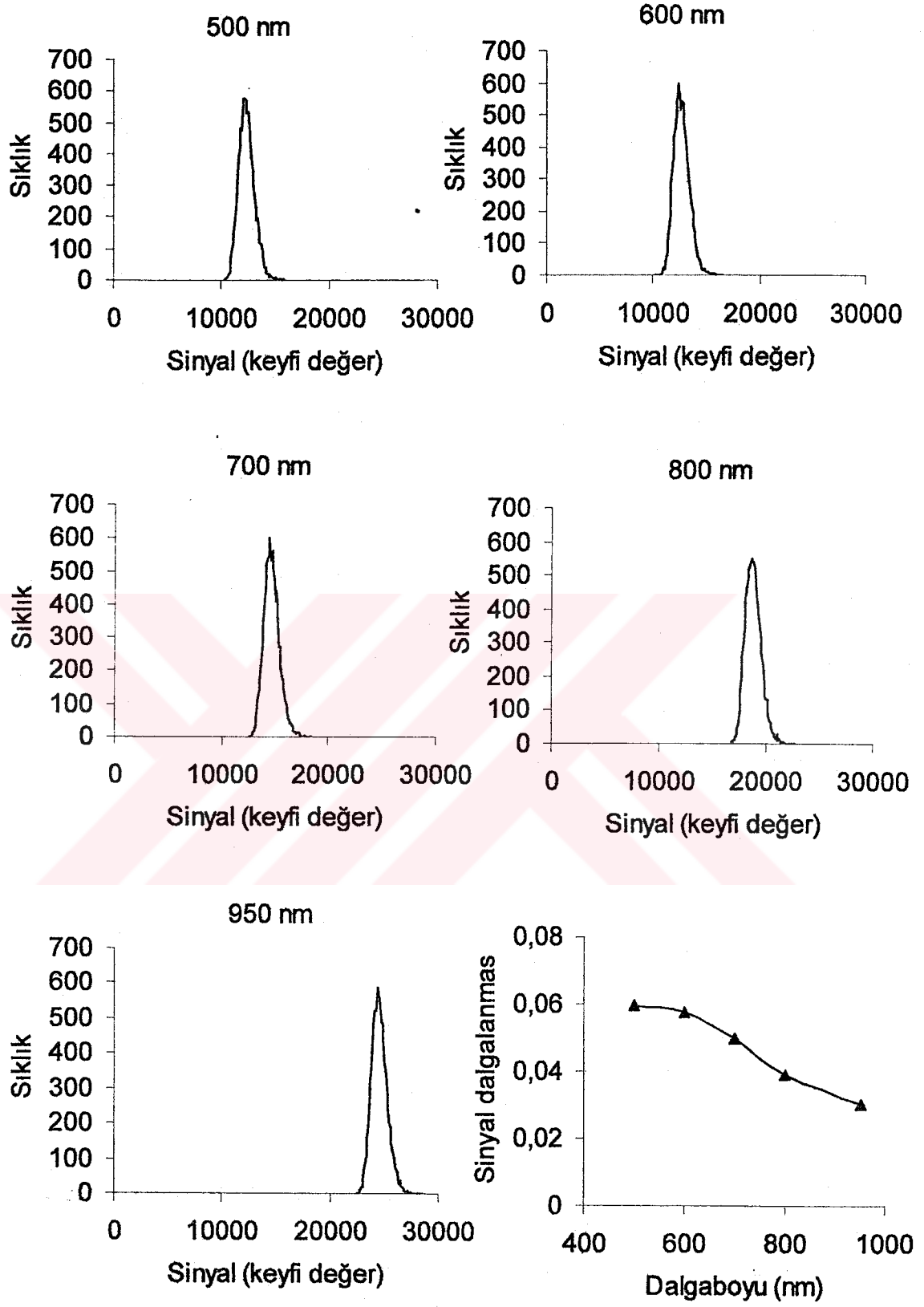
3.5.2.3. Nükleer Sayma Etkisinin Simulasyonu

Elektromagnetik kalorimetrelerdeki elektromagnetik çığın ardından kaçak olarak gelen elektronlar silikon fotodiyot içerisine girerek enerji kaybına uğrar. Elektronlar tarafından fotodiyot içerisine bırakılan bu enerji kalorimetredeki enerji çözünürlüğünde bir bozulmaya yol açar. Çözünürlükteki bozulmanın temelinde dışarıdan gelen elektronların fotodiyot içerisinde oluşturduğu elektron-hol çiftlerinin sinyale katkıda bulunması yatmaktadır. Elektromagnetik kalorimetrelere meydana gelen bu olaya nükleer sayma etkisi (Nuclear Counter Effect) adı verilir. Nükleer sayma etkisi, geniş yüzeyli silikon PIN fotodiyotların kullanıldığı deneylerde önemli bir etkidir (Adeva 1990, Kutoba 1992, Aker 1992, Aulchenko 1993, Satpathy 1997).

Yaptığımız simulasyonda iki farklı durumu inceledik. Birinci kısımda aynı şiddetteki farklı dalga boylarındaki fotonlar ayrı ayrı 1 MeV enerjili elektron ile aynı anda diyoda gönderildi ve oluşan sinyaller incelendi. Farklı dalga boylarında sabitlenen foton sayıları için gelen elektronun enerjisindeki değişime bağlı olarak oluşan sinyal ve dalgalanmalarına bakıldı. İkinci kısımda ise değişik dalga boylarındaki fotonların şiddetleri 1 MeV enerjili elektronun vereceği sinyal değerlerine göre değiştirilip, her bir farklı dalga boylarındaki fotonlar ayrı ayrı 1 MeV enerjili elektron ile diyot üzerine gönderildi ve oluşan sinyaller incelendi.

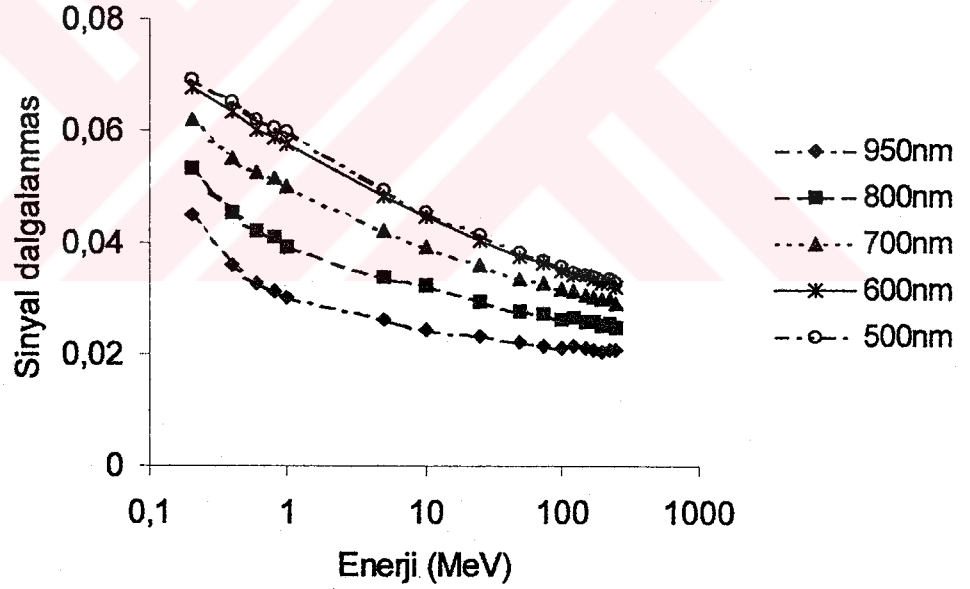
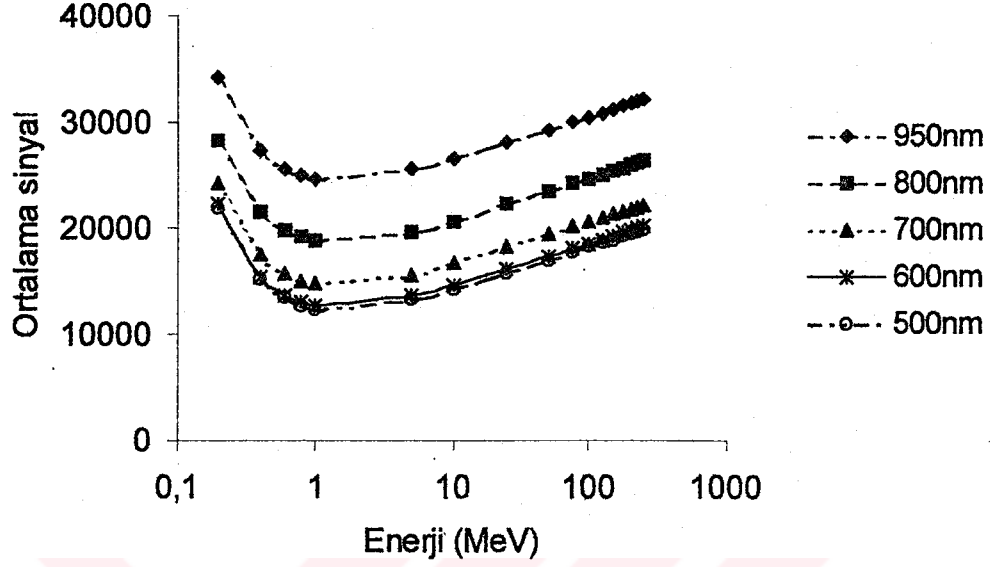
3.5.2.3.1. Sabit Foton Sayısı

Farklı dalga boylarındaki fotonların adedi 950 nm için 1 MeV elektron ile aynı sinyal değerini veren 9000 adet fotona sabitlendi. Farklı dalga boylarındaki 9000 adet foton ile 1 MeV enerjili elektron aynı anda sabit besleme voltajındaki diyoda gönderildi ve oluşan sinyallerin puls yüksekliği değişimleri ile sinyal dalgalanmalarının dalga boyuna bağlı değişimleri elde edildi (Şekil 3.22).



Şekil 3.22 Farklı dalga boylarındaki foton ile 1 MeV enerjili elektronun oluşturduğu sinyal ve sinyaldeki dalgalanmalar

Şekilden görüldüğü üzere sinyaldeki gürültü değişmemektedir fakat sinyal değerinin artması dalga boyu ile sinyal dalgalanmalarında yani gürültü/sinyal oranında bir azalmaya yol açmıştır.



Şekil 3.23 Farklı dalga boylarındaki foton ile farklı enerjilerdeki elektronun oluşturduğu sinyal ve sinyaldeki dalgalanmalar

Sabitlenen foton sayıları korunarak gelen elektronun enerjisi değiştirildikçe elde edilen ortalama sinyallerin ve dalgalanmalarının grafiği Şekil 3.23' de görülmektedir. Her bir dalga boyu için yaklaşık 1 MeV civarındaki elektron enerjilerinde ortalama sinyal bir minimumdan geçmektedir. Bu durum ortalama sinyalin duyar bölge içerisinde bırakılan enerji ile orantılı olması ve elektronların daha önce bahsedildiği gibi 1 MeV civarında minimum iyonizasyon kaybı gerçekleştirmesi nedeniyle.

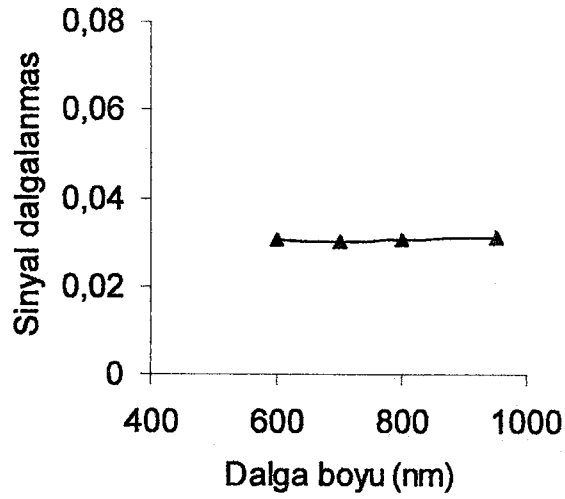
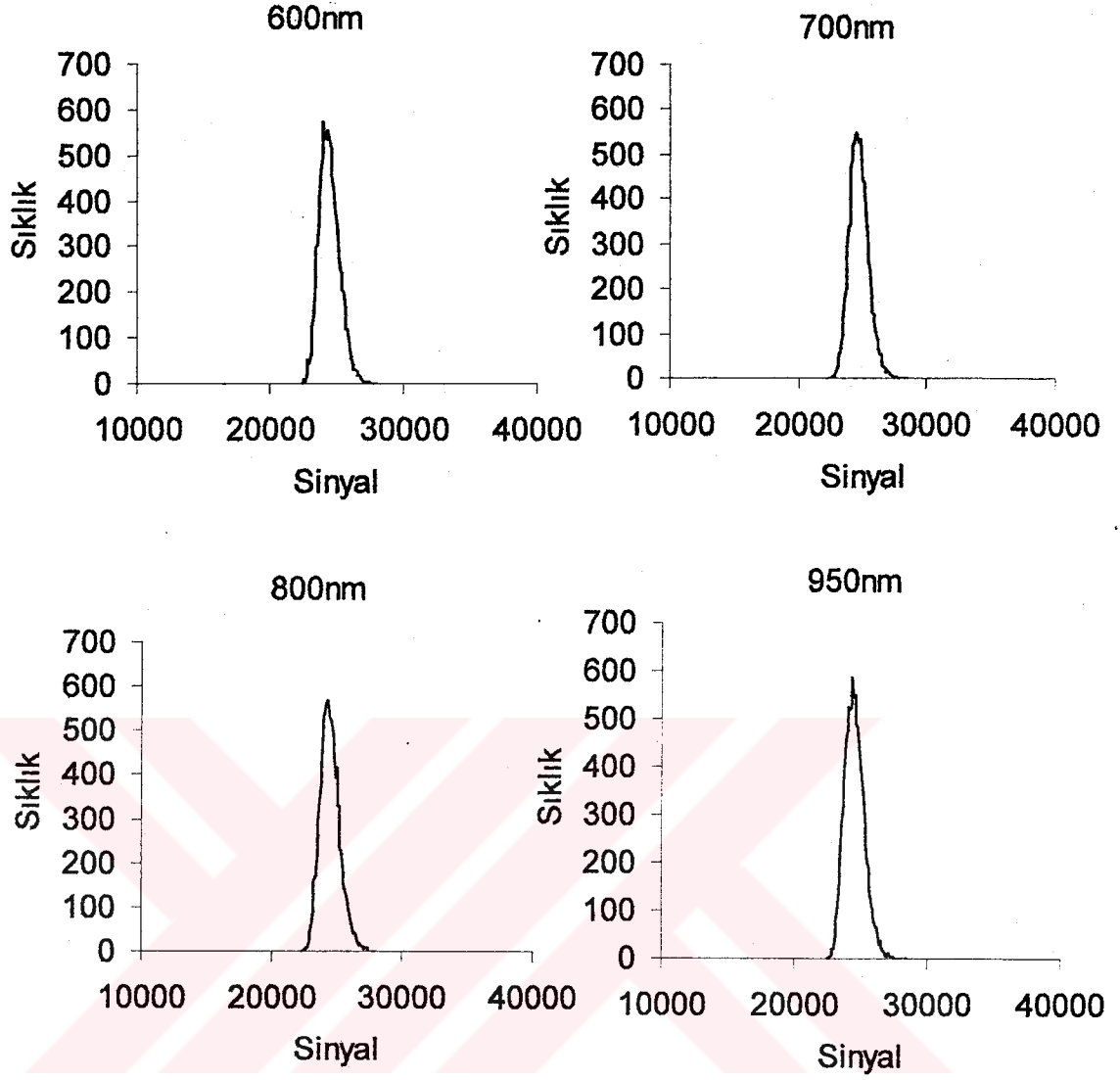
Sinyal dalgalanmaları daha önce de gözlendiği gibi gelen elektronun enerjisinin artması ile azalmaktadır. Dalgalanmalardaki azalma fotonların sinyale katkısının düşük olması nedeniyle küçük dalga boylu fotonlar için lineer hale gelmektedir.

Sinyalin artan elektron enerjisi ile değişimi grafiklerinden görüldüğü üzere yaklaşık 1 MeV civarında grafik bir minimumdan geçmektedir. Bu durum bize oluşan sinyalin gelen elektronun enerjisine bağlı olduğunu ve en düşük sinyalin MIP durumu için olduğunu göstermektedir .

Gelen elektronun enerjisi arttıkça sinyaldeki dalgalanma azalmaktadır. Bunun nedeni yüksek enerjilerde daha iyi bir sinyal alınması ve bu bölgede çözünürlüğün iyi olmasından dolaydır.

3.5.2.3.2. Değişken Foton Sayısı

Gelen fotonun adedi burada her bir dalga boyu için değiştirilerek 1 MeV' deki elektronun vereceği sinyali değeri kadar alındı. Böylece PIN fotodiyot içerisinde hem fotondan hem de elektrondan aynı oranda sinyale katkı gelir. Sinyaldeki dalgalanmalar Şekil 3.24' deki puls yüksekliği grafiklerinden görülmektedir.



Şekil 3.24 Farklı dalga boylarındaki foton ile 1 MeV enerjili elektronun oluşturduğu sinyal ve sinyaldeki dalgalanmalar

Görüldüğü üzere her bir dalga boyu için ortalama sinyal ve gürültü değerleri birbirine yakın olup bu durum sinyaldeki dalgalanmanın değişmesine yol açmıştır. Bu PIN diyotta aynı ortalama sinyal değerlerini veren farklı dalga boylu fotonlar birbirlerine çok yakın sinyal gürültüsü verirler. Elektronların enerjisi değişmediği için elektrondan gelen ortalama sinyal ve gürültünün katkısı da her dalga boyu için sabit kalmaktadır.



4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

Bu çalışmada bir silikon PIN fotodiyot ile elde edilen sinyal değerlerinin gelen fotonun dalga boyuna, fotodiyoda uygulanan ters besleme voltajına bağlı olarak nasıl bir değişim gösterdiğini inceledik. Silikon PIN fotodiyodun foton deteksiyon, soğurma ve sinyal oluşum mekanizması Fortran' da Temel Monte Carlo Tekniği kullanılarak yazıldı. Sonuçlar deneysel olarak elde edilen sonuçlar ile iyi bir uyum gösterdi. Bu çalışmanın temelinde silikon detektörlerin yüksek enerji fiziğinde uygulamalarını tartıştık.

Simulasyondan elde edilen grafiğin deneyselden daha az olmasının nedeni yarıiletkenlerdeki kusurlardan kaynaklanmaktadır. Yaptığımız simulasyonda daha öncede söylediğimiz gibi bunların varlığı ihmal edildi. Bunun sonucunda da deneysel sinyal değerlerinden daha fazla bir sinyal elde edildi.

Kullandığımız PIN fotodiyodun yakın infraredde (900 nm civarında) daha fazla verime sahip olduğunu gördük. Buna karşılık düşük dalga boylarında (400-500 nm) veriminin daha düşük olduğu görüldü. Yüksek enerji deneylerinde amacı gelen parçacıkların taşıdıkları enerjiyi ölçmek olan elektromagnetik kalorimetrelerde, yaklaşık olarak her biri 15 mm' lik kurşun bloklar arasındaki sintilasyon kristallerinden gelen ışığın dalga boyu 400-500 nm kadardır. CERN'de kullanılan kristal $PbWO_4$ ' tır. Madem kullandığımız PIN fotodiyot bu dalga boyları için güzel bir verime sahip değil, o halde bir iç kazanca sahip olan APD (Avalanche Photodiode) kullanmak daha avantajlıdır.

APD' lar PIN fotodiyotlara çalışma prensibi olarak çok benzer. Temel fark, PIN fotodiyot bir fotonu bir elektrona dönüştürürken APD' da yüksek iç elektrik alan nedeniyle her bir foton için çıkışta bir elektron çoğalması olur. Bu da düşük dalga boylu ışınların deteksiyonu için güzel bir sinyal almamızı sağlar.

Ek 1 YARIİLETKENLER VE PN EKLEMLERİNİN FİZİĞİ

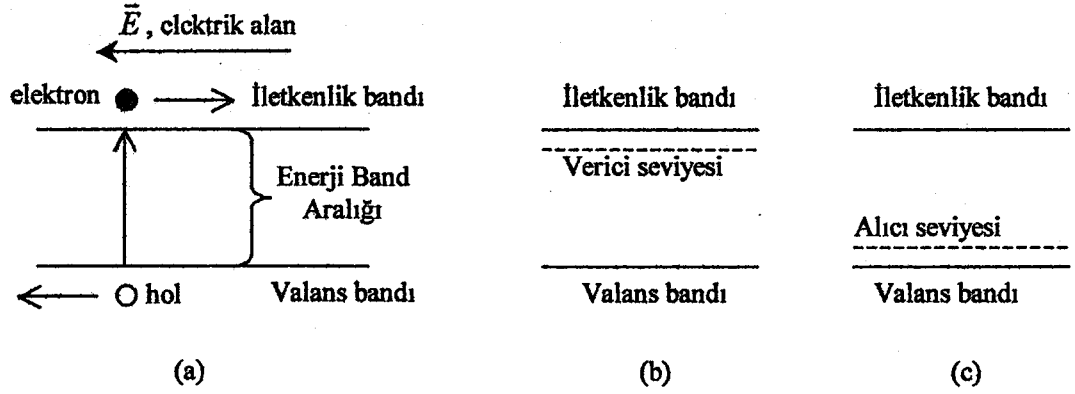
Ek 1.1. Enerji Bantları

Yarıiletken maddeler metaller ile yalıtkanlar arasında olan iletkenlik özelliklerine sahiptir. Bir örnek madde olarak Silikon (Si), periyodik tablonun IV. gurubundadır. Bir Si atomu kristaldeki komşu atomlarla kovalent bağı yapacak dört elektrona sahiptir.

İletkenlik özellikleri Şekil Ek 1.1' de gösterilen enerji band diyagramı yardımı ile açıklanabilir. Saf bir yarıiletkende iletkenlik bandı tamamen elektronsuz iken valans bandı tamamen doludur. Bu iki band, enerji seviyelerinin olmadığı yasak band veya enerji band aralığı ile ayrılır. Si için sıcaklık ile band aralığının değişimi şu şekilde açıklanabilir;

$$E_g(T) = 1.17 - \frac{(4.73 * 10^{-4}) T^2}{T + 636} \quad (\text{Ek 1.1})$$

burada T Kelvin cinsinden sıcaklık, E_g eV cinsinden band aralığıdır. Eğer elektronlar optik veya termal yol ile valans banddan iletkenlik bandına uyarılırsa uygulanan elektrik alanın etkisi altında kristal içerisinde bir akım olacaktır. Bu uyarma enerjisi Si için oda sıcaklığındaki band aralığı enerjisi olan 1,12 eV' dan daha büyük olmalıdır. İletkenlik bandına uyarılan her bir elektron için valans bandında bir elektron eksikliği vardır. Bu boşluk hol olarak isimlendirilir. Hem elektronlar hem de holler Şekil Ek 1.1' de gösterildiği gibi akıma katkıda bulunur. Yani, valans bandındaki bir elektron boşluk holünün yerine geçer. Bu hareket holü elektron akışına zıt yönde hareket ettirir.



Şekil Ek 1.1: (a) \vec{E} elektrik alanı etkisi altında serbest elektron ve holün hareketini gösteren diyagram, (b) n-tipi yarıiletkende verici seviyesi, (c) p-tipi yarıiletkende alıcı seviyesi.

İletkenlik P, As, Sb gibi V. grup elementlerden eklenerek büyük ölçüde artırılabilir. Bu olay katkılama olarak isimlendirilir. Bu elementler dış kabuklarında beş elektrona sahiptir. Bir Si atomunun yerine geçtiği zaman dört elektron kovalent bağlanma için kullanılır. Zayıf olarak bağlanan beşinci elektron ise iletkenlik için hazırdır. Şekil Ek 1.1b' de gösterildiği gibi iletkenlik bandının hemen altındaki donör seviyesi olarak isimlendirilen işgal edilmiş bir seviyeye yükselir. Bu katkılar iletkenlik bandına bir elektron bırakabilecekleri için verici olarak isimlendirilir. Bu tip maddelerde akım, elektronlar tarafından taşındığından n-tipi maddeler olarak bilinir.

İletkenlik, dış yörüngelerinde üç elektrona sahip III. grup elementlerin eklenmesiyle de artırılabilir. Bu durumda üç elektron kovalent bağ yapar ve bir hol oluşur. Şekil Ek 1.1c' de gösterildiği gibi bu, valans bandının hemen üzerindeki işgal edilmemiş bir bölgeye yükseliş gösterir. Elektronlar valans bandından alıcı seviyeye uyarıldığı zaman iletkenlik oluşur. Katkı atomları valans bandından elektronlar alır. Bu tip maddeler iletkenliğin hol akışı sonucundan olmasından dolayı p-tipi olarak bilinir.

Uygulamadaki kristallerde katkıların varlığı ve örgüdeki eksik veya yanlış yerleşmiş atomlar yüzünden düzgün olmayan yapıların bölgesi vardır. Böyle bölgeler kristal kusurları olarak bilinir.

Ek 1.2. p-n Eklemleri

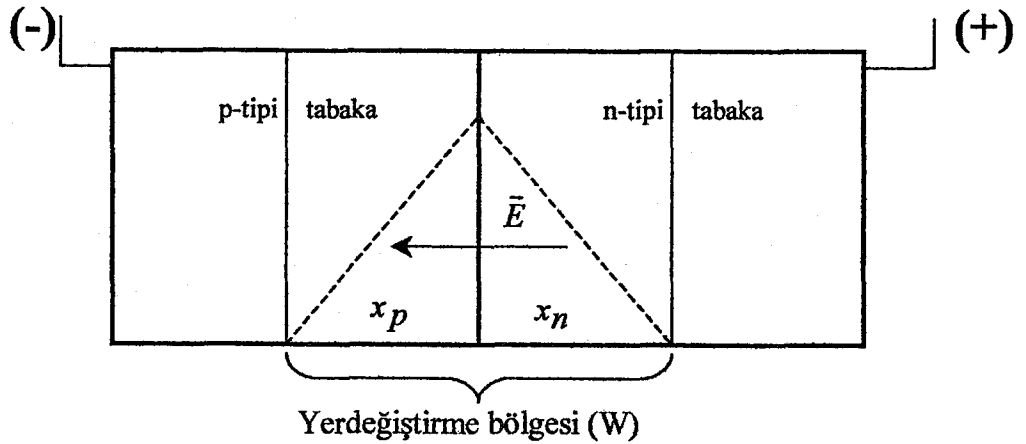
Katkılanmış n veya p tipi yarıiletkenler bir iletken gibi davranır. p-n eklemi bir yarıiletken aygıtın kullanışlı elektriksel özelliklerinden sorumludur.

Bir p-n eklemi oluşturulduğu zaman çoğunluk taşıyıcıları eklem içerisinde sürüklenir. Bu elektronların eklemin p tabakasında holleri doldurmasına ve hollerin n tabakasında belirmesine sebep olur. Bir elektrik alan eklem boyunca oluşur. Bu alan iki bölge arasında bir V_0 kontak potansiyeli oluşturur. Kontak potansiyelinin büyüklüğü sıcaklığa ve katkı konsantrasyonlarına bağlıdır.

$$V_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (\text{Ek 1.2})$$

Burada kT termik enerji, q elektronun yükü, N_A ve N_D alıcı ve verici konsantrasyonları, n_i iç bölgedeki taşıyıcı konsantrasyonudur. Bu alan ayrıca denge oluşturulduğunda taşıyıcıların daha fazla hareketini önler. Eklem, elektronların ve hollerin kovalent band yapısında tutulduğundan hareketli yük taşıyıcılarına sahip değildir. Bu bölge ya yerdeğiştirme bölgesi (depletion region) olarak adlandırılır.

Bir dış elektrik alan eklemin n tabakasına pozitif ucu p tabakasına negatif ucu olarak uygulandığı zaman, eklemin ters beslendiği söylenir. Şekil Ek 1.2' de ters beslenmiş bir p-n eklemi görülmektedir.



Şekil Ek 1.2 : Ters beslenmiş bir p-n eklemi

V_b terse beslemesi altında yerdeğiştirme bölgesindeki elektrik alan $E+E_b$ büyüklüğüne artar. Böylece yerdeğiştirme bölgesinin genişliği W ters besleme altında

dengedekinden daha fazla olacak şekilde artar. Yerdeğiştirme bölgesinin toplam genişliği $W=x_n+x_p$ katkı konsantrasyonları ile belirlenir.

$$x_n = \left(\frac{2\epsilon_s \epsilon_0 V_t}{q} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} \right) \quad (\text{Ek 1.3})$$

$$x_p = \left(\frac{2\epsilon_s \epsilon_0 V_t}{q} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} \right) \quad (\text{Ek 1.4})$$

burada $V_t=V_0+V_b$, V_0 kontak potansiyeli ve V_b besleme voltajı olmak üzere yerdeğiştirme bölgesindeki toplam potansiyel farkı, ϵ_s yarıiletkenin di elektrik sabiti ve ϵ_0 boşluğun geçirgenliğidir.

Yerdeğiştirme bölgesindeki elektrik alanın büyüklüğü uzaklığın bir fonksiyonudur ve Poisson denklemini kullanarak bulunabilir.

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{dE}{dx} = -\frac{q}{\epsilon_s \epsilon_0} (N_A - N_D) \quad (\text{Ek 1.5})$$

burada Ψ elektrostatik potansiyeldir.

Yerdeğiştirme bölgesinde $-x_p \leq x \leq 0$ p tabakasındaki ve $0 \leq x \leq x_n$ n tabakasındaki elektrik alan değişimi ;

$$E_n = \frac{q N_D}{\epsilon_s \epsilon_0} (x - x_n) \quad (\text{Ek 1.6})$$

$$E_p = \frac{q N_A}{\epsilon_s \epsilon_0} (x_p + x) \quad (\text{Ek 1.7})$$

Yerdeğiştirme bölgesindeki alanın artışı herhangi bir yük taşıyıcısının eklem içerisinde akmasını engeller. Bununla birlikte, azınlık taşıyıcıları eklem içerisindeki alan ile hareket edebilir. Azınlık taşıyıcılarının akışı çalışma voltajında ve normal sıcaklıklarda küçüktür fakat üzerine ışık düşürülen bir fotodiyotta olduğu gibi ilaveten serbest taşıyıcılar oluşturulduğu zaman önemli olabilir.

Ek 1.3. Yarıiletkenlerde Yük Taşınması

Yarıiletken kristallerde yük taşınması elektrik alanın etkisinde ve taşıyıcı konsantrasyonun değişimi altında yük taşıyıcılarının hareketinden kaynaklanır. Yarıiletkenin içerisinde yük taşıyıcılarının hareketi iyi bir şekilde değildir ve saçılma olarak adlandırılan çeşitli engeller tarafından karmaşık bir hale gelir.

Ek 1.3.1. Saçılma

İki önemli saçılma mekanizması örgü saçılması ve katkı saçılmasıdır.

Titreşen atom çekirdekleri veya iyonlar tarafından saçılma ısısal saçılma, foton saçılması veya örgü saçılması olarak bilinir. Örgü saçılması mutlak sıcaklığın üzerinde herhangi bir sıcaklıkta örgü atomlarının ısısal titreşiminden kaynaklanır. Bu titreşimler periyodik örgü potansiyelinin düzenini bozar ve enerjinin örgü ve taşıyıcılar arasında taşınmasına izin verir. Örgü titreşimleri artan sıcaklıkla yükseleceğinden örgü saçılması yüksek sıcaklıklarda ve enerjilerde önemli olmaya başlar.

Katkı iyonları tarafından saçılma katkı saçılması olarak bilinir. Katkı saçılmasının olasılığı iyonize eden katkının toplam konsantrasyonuna bağlıdır. Örgü saçılmasından farklı olarak katkı saçılması daha düşük sıcaklıklarda daha az önemde olur. Daha yüksek sıcaklıklarda taşıyıcılar daha hızlı hareket eder. Böylece kısa bir süre için katkı atomlarının yanında kalır ve daha az etkili olarak saçılır. Böylece katkı saçılması, düşük enerjili taşıyıcılar durumunda ilkin baskın olduğundan düşük alanlarda veya düşük sıcaklıklarda yük taşınması için önemlidir.

Ek 1.3.2. Difüzyon

Yarıiletken madde içerisinde fazlalık taşıyıcı konsantrasyonunun bir uzaysal değişimi olduğu zaman taşıyıcılar yüksek konsantrasyonlu konumdan düşük konsantrasyonlu konuma doğru ortalama bir harekette bulunacaklardır. Bu difüzyon olarak bilinir.

Difüzyon yüzünden birim alan başına elektronların veya hollerin akışının net oranı değişime orantılıdır.

$$\text{elektron akışı} = -D_e \frac{dn(x)}{dx} \quad (\text{Ek 1.8})$$

$$\text{hol akışı} = -D_h \frac{dp(x)}{dx} \quad (\text{Ek 1.9})$$

D_e ve D_h elektron ve hol difüzyon katsayılarıdır. Bu parametreler kristal boyunca yük hareketinin bir ölçümü olan mobilite ile ilişkilidir. Einstein bağıntıları difüzyon katsayısını mobiliteleri içererek şu şekilde verilir;

$$D_e = \mu_e \frac{kT}{e} ; D_h = \mu_h \frac{kT}{e} \quad (\text{Ek 1,10})$$

burada μ_e ve μ_h azınlık taşıyıcı elektron ve hollerin cm^2/Volt cinsinden mobilitelerdir. Mobiliteler katkı konsantrasyonuna ve sıcaklığa bağlıdır.

Yüksek saflıklardaki n-tipi ve p-tipi silikonlarda azınlık taşıyıcı mobiliteleri 10^{14} cm^{-3} ün altında katkı konsantrasyonlarından bağımsızdır ve temelde aynı katkı konsantrasyonu için çoğunluk taşıyıcılarına özdeştir. $300 \text{ }^\circ\text{K}$ ' de katkılanmış bir silikonda artan safsızlık konsantrasyonu ile mobitenin azalması aşağıdaki gibi deneysel bağıntı ile formülize edilebilir.

$$\mu_e = 1350 \left[1 - \frac{0.93 N^{0.91}}{N^{0.91} + 3.75 * 10^{15}} \right] \quad (\text{Ek 1.11})$$

$$\mu_h = 480 \left[1 - \frac{0.90 N^{0.76}}{N^{0.76} + 5.85 * 10^{12}} \right] \quad (\text{Ek 1.12})$$

Düşük sıcaklıklarda katkı saçılması baskın olmasından dolayı mobilite katkı konsantrasyonunun bir fonksiyonudur. Yüksek sıcaklıklarda örgü saçılması baskındır ve bu yüzden mobilite katkı konsantrasyonuna daha az bağlıdır.

Difüzyona uğrayan taşıyıcılar eninde sonunda tekrar birleşerek yok olacaklardır. Tekrar birleşmeden önce yük taşıyıcılar difüzyon uzunluğu olarak isimlendirilen bir karakteristik uzunlukta hareket eder ve azınlık taşıyıcısı elektron ve hol için bu ifade;

$$L_e = \sqrt{D_e \tau_e} \quad ; \quad L_h = \sqrt{D_h \tau_h} \quad (\text{Ek 1.13})$$

burada τ_e ve τ_h sırasıyla elektron ve hol için azınlık taşıyıcılarının yaşam süresidir.

Difüzyon uzunluğu uzaklığın bir ölçüsüdür ve konsantrasyonun denge değerine gelmesi için alınır. Bir x_0 konumunda $p(x_0)$ azınlık taşıyıcılarının yoğunluğu ise $x \geq x_0$ için yoğunluk;

$$p(x) = p(x_0) \exp(-(x - x_0)/L) \quad (\text{Ek 1.14})$$

Azınlık taşıyıcıların yaşam süresi taşıyıcıların oluşma ve tekrar birleşmesi arasındaki zaman olarak tanımlanabilir ve aşağıdaki gibi açıklanabilir;

$$\tau_e = \frac{1}{\sigma V_{the} N_{TT}} \quad ; \quad \tau_h = \frac{1}{\sigma V_{thh} N_{TT}} \quad (\text{Ek 1.15})$$

burada σ , a tuzak potansiyelinin yarıçapı veya tuzak merkezinin yarıçapı olmak üzere μa^2 ile kabaca verilen yakalama tesir kesitidir. Elektron ve holün termal hızları ise;

$$V_{the} = V_{thh} = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}} \quad (\text{Ek 1.16})$$

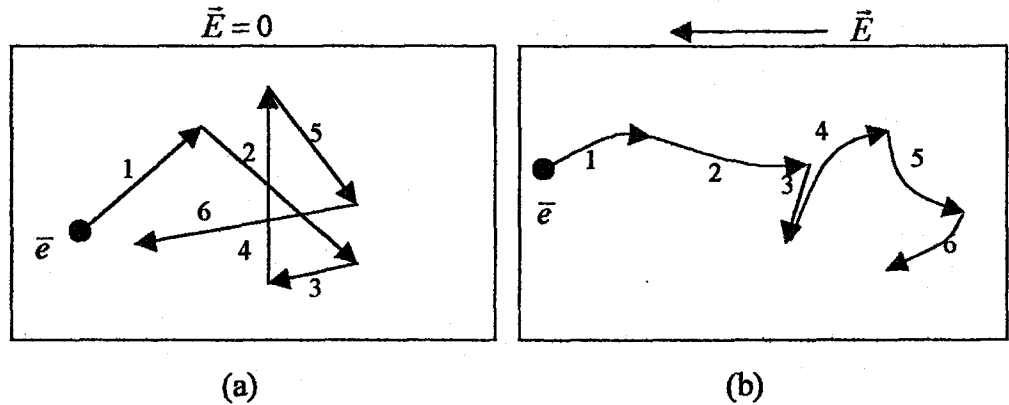
biçiminde verilmektedir. Burada m^* iletkenlik etkin kütlesidir, m_0 elektronun durgun kütlesi olmak üzere elektron için $0.44m_0$ iken hol için $0.37m_0$ değerine eşittir. N_{TT} tekrar birleşme ve oluşma merkezinin konsantrasyonudur. Çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonu 10^{17} cm^{-3} den daha az olduğu zaman azınlık taşıyıcılarının yaşam süresi yaklaşık olarak katkılanmamış silikonlara eşit olmalıdır. Konsantrasyonu 10^{17} cm^{-3} den büyük olan durumlarda taşıyıcı yaşam süresi yaklaşık olarak artan çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonunun ters karekökü ile azalır.

Azınlık taşıyıcı difüzyonu nispeten yavaş bir süreçtir. Azınlık taşıyıcılarının bir d mesafesini kat etmesi için geçen süre şu şekilde yazılabilir;

$$t_{\text{sürüklenme}} = \frac{d^2}{2D} \quad (\text{Ek 1.17})$$

Ek 1.3.3. Sürüklenme ve İyonizasyon

Yarıiletkenlerde termal bir hareket vardır ve bu yüzden yarıiletkendeki elektronlar hızla ve rasgele bir şekilde bütün yönlerde hareket eder. Her bir elektronun termal hareketi Şekil Ek 1.3' de gösterildiği gibi örgü atomları, katkı atomları veya diğer saçılma merkezleri ile çarpışmalardan rasgele birbirini takip eden saçılmalar gibi göz önüne getirilebilir.



Şekil Ek 1.3: Yarıiletkendeki bir elektronun şematik hareketi. (a) Rasgele termal hareket, (b) Rasgele termal hareket ve uygulanan elektrik alandan dolayı birleşmiş hareket

Elektronların rasgele hareketi bir elektronun net olarak sıfır yer değiştirmesine yol açar. Küçük bir elektrik alan ($\geq 2 \times 10^2 \text{ V/cm}$) yarıiletken örneğine uygulandığı zaman her bir elektron $-qE$ kuvveti etkisi altında kalacak ve bu yüzden elektronların termal hareketinin üzerine ilave bir hız bileşeni vermesi için alan boyunca hızlandırılır. Bu ilave bileşen sürüklenme hızı olarak isimlendirilir.

Elektrik alan değeri silikondaki elektronlar için $2 \times 10^3 \text{ V/cm}$ holler için $4.5 \times 10^3 \text{ V/cm}$ olan E_K kritik değerinden daha az olan alanlar için taşıyıcıların sürüklenme hızı elektrik alanla düzgün bir şekilde orantılıdır. Orantılılık faktörü azımlık taşıyıcı mobilitesi olarak bilinir ve $\text{cm}^2/\text{V.s}$ birimindedir.

Kritik değer altında katkı konsantrasyonunun mobiliteye bağlı olması yüzünden sürüklenme hızı katkı konsantrasyonuna bağlıdır. Yeterince yüksek alanlarda, $E > E_K$, orantılılık artık geçerli değildir ve sürüklenme hızı katkı konsantrasyonundan bağımsızdır ve bir doyum hızına ulaşır.

Boşalma bölgesindeki yük taşıyıcılarının sürüklenme zamanı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$t_{\text{sürüklenme}} = \frac{W}{V} \quad (\text{Ek 1.18})$$

Pratikte yerdeğiştirme bölgesindeki elektrik alan sabit değildir, bu yüzden sürüklenme hızı da sabit değildir. Elektrik alan yükseldiğinde elektronların sürüklenme hızı artar. Elektronların kinetik enerjisi optik fonon enerjisini geçtiğinde optik fononlar oluşturulur. Oluşum oranı birkaç elektronun bu enerjiyi aşacağı kadar fazladır. Bu suretle sürüklenme hız limiti V_s enerji dengesi denkleminde tahmin edilebilen bir değere ulaşır.

$$\frac{1}{2} m_e V_s^2 = \hbar \omega_0 \quad (\text{Ek 1.19})$$

$$V_s = \sqrt{2\hbar \omega_0 / m_e} = 10^7 \text{ cm/s} \quad (\text{Ek 1.20})$$

burada $\hbar \omega_0$ ve V_s kabaca elektronların termal hızına oda sıcaklığında eşittir.

Eğer elektrik alan yeterince yüksek ise, elektron E_i etkileşme iyonizasyon enerjisinden (impact ionization energy) daha büyük bir kinetik enerji kazanır. Silikon için E_i değeri elektronlar için 3.6 eV ($3.2 E_g$) ve holler için 5.0 eV ($4.4 E_g$) dir. Örgü ile etkileşme sırasında elektron kinetik enerjisinin büyük bir kısmını bir valans elektronunu

valans banddan iletkenlik bandına iyonize etmek için verir ve böylece elektron-hol çiftleri oluşturur. Bu suretle optik fonon yayını aracılığı ile elektron saçılması, elektronun etkileşme iyonizasyon eşik enerjisine hızlandırılabilmesi ihtimalini azaltır.

Ek 1.4. p-n Eklemlerinin Kırılma, Bozulma Mekanizması

p-n eklemi küçük bir besleme voltajı (0.6 eV Si için) uygulandığı zaman iyi bir iletkenlik fakat ters besleme voltajlarının çok büyük değerleri için çok kötü bir iletken olabilir.

Ters besleme voltajı artmaya başladığında yerdeğiştirme bölgesi boyunca elektrik potansiyel artar. Yerdeğiştirme bölgesi boyunca elektrik alan, eklem bölgesinin yalıtıcı kapasitesinin kırılacağı ve çok büyük bir akım geçireceği E_K değerine arttırılabilir. Kritik alan belirlendiğinde yerdeğiştirme bölgesindeki kırılma voltajı Poisson denklemlerinin çözümünden hesaplanabilir.

$$V_{br} = \frac{E_K w}{2} \quad (\text{Ek 1.21})$$

Bir p-n eklemindeki kırılma genellikle herhangi üç mekanizmadan dolayı olabilir; termal karasızlık, tünelleme veya avalanj artışı.

Ek 2. YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİ DENEYLERİNDE YARIİLETKEN YÜKLÜPARÇACIK DETEKTÖRLERİ

Yarı iletken detektörler nükleer ve parçacık fiziği deneylerinde önemli bir geçmişe sahiptir. Ters beslenmiş germanyum diyot üzerine düşürülen parçacıklarından gelen sinyal ilk defa 1951 yılında görüldü (McKay 1951). Yüksek enerji fiziği deneylerinde kullanılan ilk silikon detektörler dE/dx ölçümlerini bulmak için kullanıldı (Dearnaley ve Northrop 1964). Kesin bir iz ölçümleri için kullanımları son zamanlara dayanmaktadır. Düzlemsel metodun öneminin anlaşılmasından sonra aygıtlar yüklü parçacıkların iz ölçümünü yapmak için kolayca yapılandırılabilir. Bu tipin ilk silikon detektörü kısa ömürlü sihirli parçacıkların bozunma ürünlerini izlemekte kullanıldı (Barate 1987).

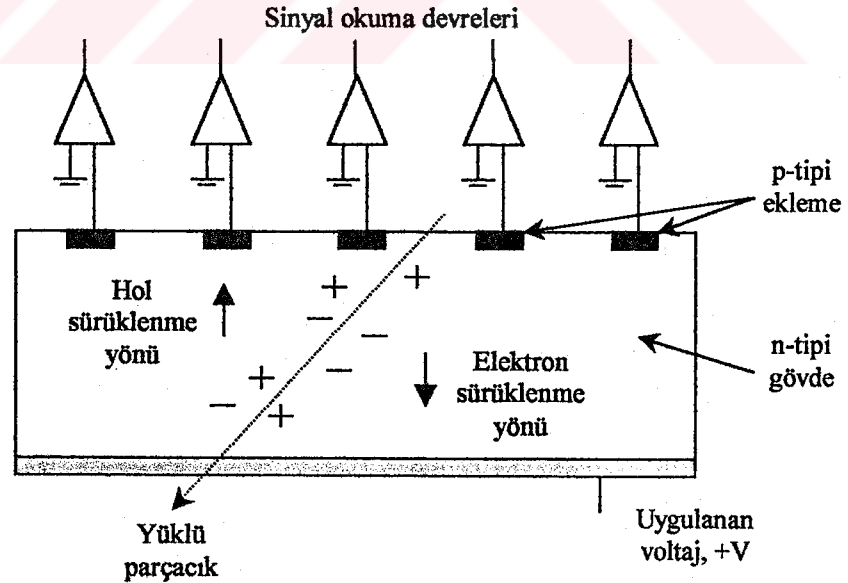
Parçacık deteksiyonu için silikon ve germanyum çok iyi özellikler sunarken, sadece silikon oda sıcaklığında çalışmaya olanak sağlar (Farbel 1987). Germanyum detektörler için 85 °K ve silikon detektörler için 300 °K civarında olan oda sıcaklığında

eklemde oluşturulan engel kaçak akımını kabul edilebilecek düşük değerlere indirger. Bu suretle iyonize edici radyasyon tarafından salınan yük taşıyıcılarını toplamaya yetecek kadar bir elektrik alan uygulanabilir. Bu sebepten silikon detektörler oda sıcaklığındaki uygulamalar için kullanılır.

Ek 2.1. Silikon Şerit Detektörleri

Silikon şerit detektör çok telli orantılı gaz sayaçlarına benzeyen bir katıhal aygıttır ve CERN-Munich gurubu tarafından kısa ömürlü parçacıkların deney çalışmaları için ilk defa yapıldı (Hams 1983).

Silikon mikro telli detektör bir kenara bir çok p-tipi şeritlerin konulmasıyla ince n-tipi silikon ve diğer kenara da bir n^+ tabakasının alüminyum ile kaplanmasından yapılır. Bir ters besleme şeritlere uygulandığında, detektör içerisindeki alan temelde düzgündür. İyonize edici bir parçacığın geçmesinden n-tipi bölgede oluşan herhangi bir hol en yakın p-tipi şeride doğru sürüklenerek ve bu suretle bir sinyal bu şerit üzerinden alınacaktır. Bir mikro şeritli aygıtın şematik gösterimi Şekil Ek 2.1' de görülmektedir. Bu aygıt tek boyutta bir çıkış verir. İkinci yön silikon tabakasının diğer kenarındaki şeritlerden elde edilebilir. Böyle detektörler üretilmiş ve başarı ile test edilmiştir (Lutz 1987).



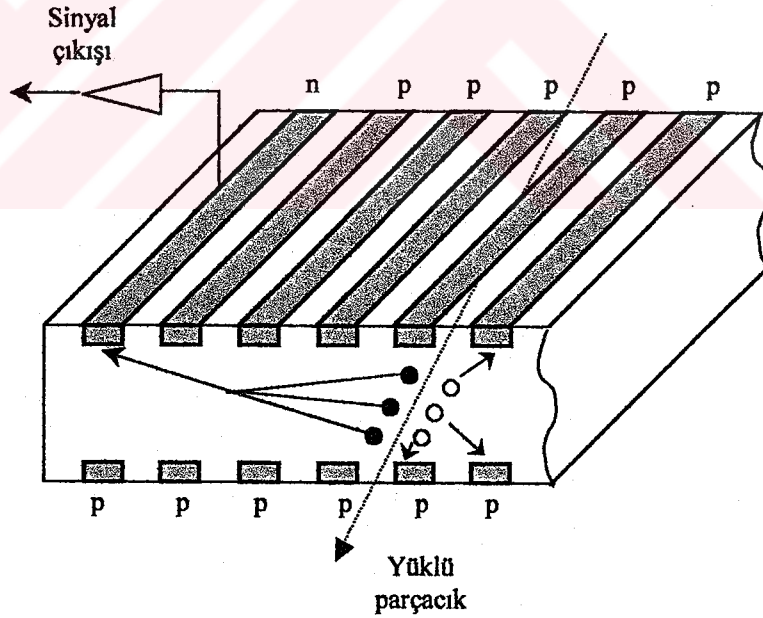
Şekil Ek 2.4: Bir mikro şerit detektörün şematik gösterimi

Ek 2.3. Silikon Sürüklenme Odaları

Silikon sürüklenme odası (Gatti ve Rehak 1984) gaz dolu sürüklenme odasına benzer. Böyle bir detektörün fiziksel yapısı Şekil Ek 2.5' de gösterilmektedir. Her iki yüzeyde p-tipi şeritler ile bir n-tipi silikon şerit ve topraklanmış metalik elektrotlarla çevrilmesiyle oluşur.

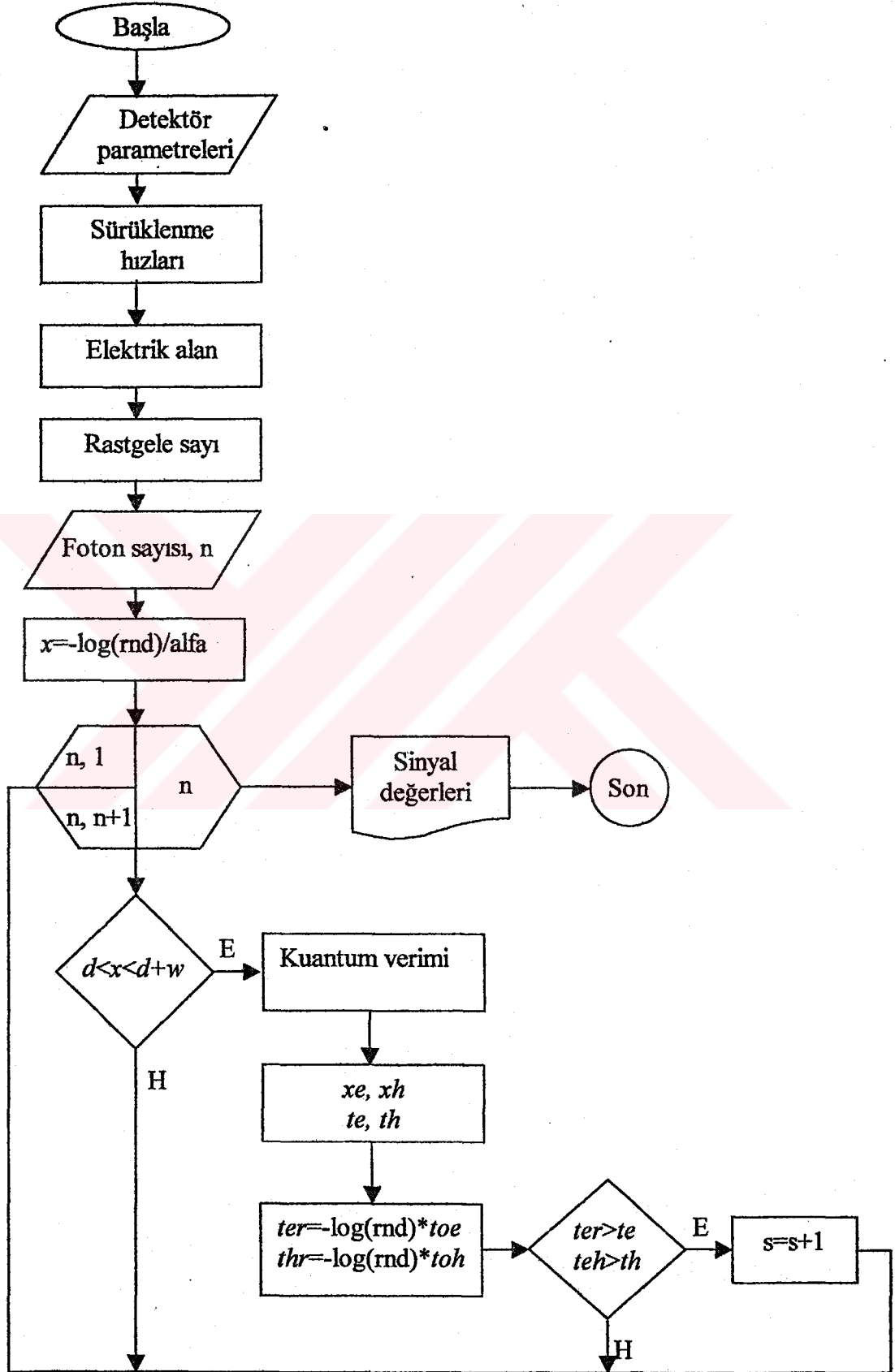
Bir potansiyel, detektörün her iki kenarına uygulandığında yerdeğiştirme bölgesi detektörün yüzeylerine paralel düzgün bir elektrik alan oluşturarak kenarlardan itibaren genişler. Yüklü bir parçacık detektör içerisinden geçtiği zaman elektron-hol çiftleri oluşur. Yerdeğiştirme bölgesinde açığa çıkan elektronlar n-tipi kontağa doğru elektrik alan boyunca sürüklenecektir. İyonizasyonun konumu böylece parçacık tarafından depo edilen elektron okuma elektrotlarına sürüklenmesi için gerekli olan zamandan hesaplanır.

Mikro telli detektörler gibi silikon sürüklenme odaları da tek boyutlu detektördür. Pratikte iki boyutluluğun bazı ölçümlerinde ayrıca alt parçalara ayrılmış anot kullanmak da mümkündür.

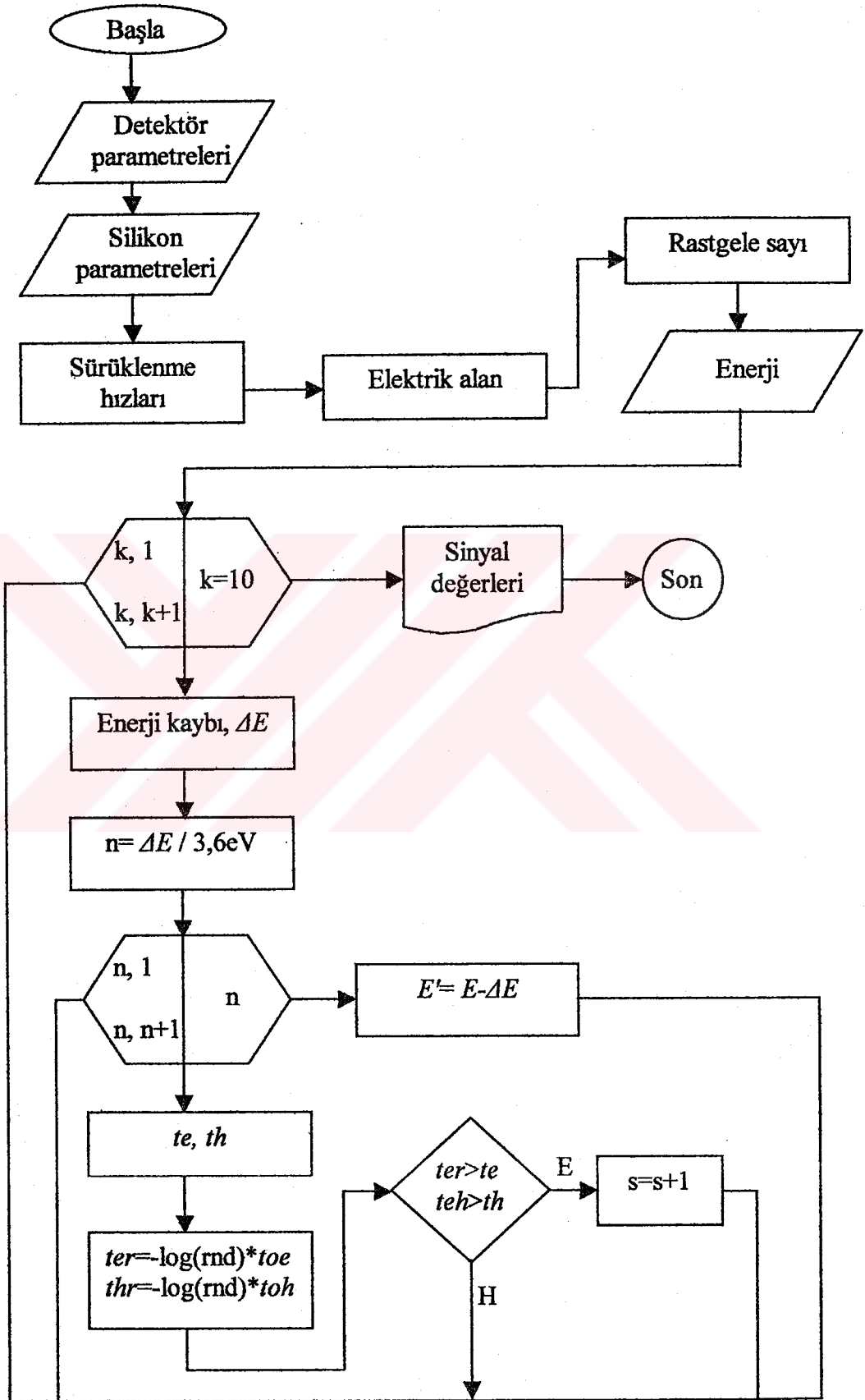


Şekil Ek 2.5: Silikon sürüklenme odasının şematik gösterimi

Ek 3.1. FOTON DETEKSİYON SİMULASYON PROGRAMI AKIŞ DİYAGRAMI



Ek 3.2. YÜKLÜ PARÇACIK DETEKSİYONU SİMULASYON PROGRAMI AKIŞ DİYAGRAMI



KAYNAKLAR

- ACKER, E. 1992. Nucl. Instr. and Meth., A321, 60.
- ADEVA, B. 1990. Nucl. Instr. and Meth., A289, 35.
- AFFHOLDERBACH, K. 1998. Nucl. Instr. and Meth., A410, 166.
- AKER, E. 1992. Nucl. Instr. and Meth., A321, 69.
- AL-BETERI, A.A., D.E. RAESIDE. 1989. Nucl. Instr. and Meth., B44, 149.
- ARMSTRONG, W.W. 1994. Technical Proposal for a General pp Experiment at the LHC at CERN. 94-43.
- AULCHENKO, V.M. 1993. Nucl. Instr. and Meth., A336, 53.
- BARATE, R. 1987. Nucl. Instr. and Meth., A253, 530.
- BARNETT, R.M. 1996. Particle Data Group. Phys. Rev. D54.
- BEHRENS, S., A.C. MELISSINOS,. 1981. Univ. Of Rochester Preprint. UR-776.
- BERGER, M.J., S.M. SLEZIER. 1982. Stopping Powers and Ranges of Electrons and Positrons. 158s.
- BLANAR, G. 1982. Nucl. Instr. and Meth., 203, 213.
- BOYLE, W.S., G.E. SMITH. 1970. Bell System Technical Journal, 49, 587.
- CASHWELL, E.D., C.J. EVERETT. 1959. A Practical Manual on the Monte Carlo Method for Random Walk Problems, Pergamon Press, London.
- CENGİZ, A. 1991. Elektron ve β Parçacıklarının Menzil, Enerji ve Açısal Dağılımlarının Monte Carlo Yöntemi ile İncelenmesi, Doktora Tezi, Uludağ Üniversitesi, Bursa.
- COVA, S. 1987. Nucl. Instr. and Meth., A253, 482.
- DAMERELL, C.J.S. 1990. Nucl. Instr. and Meth., A288, 236.
- DEARNALEY, G., D.C. NORTHROP. 1964. Semiconductor Counters for Nuclear Radiations, E.&F.N. Spon Ltd. 258s.
- ELLIS, N., NEUBERT, M. 1995. Proceedings, European School of High-Energy Physics, 305.
- FANO, U. 1963. Ann. Rev. Nucl. Sci., 13, 1.

- FARBEL, T. 1987. Experimental Techniques in High Energy Physics, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 234.
- GATTI, E., P. REHAK. 1984. Nucl. Instr. and Meth., 225, 608.
- GRASSMANN, G. 1985. Nucl. Instr. and Meth., A235, 319.
- GROOM, J. 1984. Nucl. Instr. and Meth., 219, 141.
- GRUPEN, C. 1996. Particle Detectors. Cambridge University press. Biddles Ltd. 398s.
- HAMS, B. 1983. Nucl. Instr. and Meth., 205, 99.
- IORENTZ, E. 1986. Nucl. Instr. and Meth., A249, 235.
- KARTAL, S. 1999. Instrumentation in Elementary Particle Physics, VIII. ICFA School. İstanbul, Türkiye. 350s.
- KIRN, Th., Y. MUSIENKO, Th. FLUGEL, D. RENKER. 1997. Nucl. Instr. and Meth., A387, 199.
- KUBOTA, Y. 1992. Nucl. Instr. and Meth., A320, 66.
- LUTZ, G. 1987. MPI-PAE/Exp. El. 175.
- MCKAY, K.G. 1951. Physical Review, 84, 829.
- MIKHAILOV, M. A., L. PANTELEEV. 2001. Nucl. Instr. and Meth., A463, 288.
- ÖZMUTLU, E. Temel Parçacık Fiziği Ders Notları. Uludağ Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi, Bursa.
- RUBINSTEIN, R.Y. 1981. Simulation and the Monte Carlo Method, John Wiley and Sons, New York.
- SATPATHY, A. 1997. Nucl. Instr. and Meth., A391, 423.
- SHEN, D.S., S. WAGNER. 1996. Journal Applied Phys. 794.
- SJOSTROM, J. 1998. Measurement and Modeling of Photodetectors.
- SPANIER, J., E.M. GELBART. 1969. Monte Carlo Principles and Neutron Transport Problems, Addison Wesley Publishing Company, London.
- SZE, S.M. 1985. Semiconductor Devices, Wiley, New York.
- TAPAN, İ. Yüksek Enerji Fiziği Ders Notları. Uludağ Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi, Bursa.

TYGAI, M.S. 1991. Introduction to Semiconductor for Materials and Devices, Wiley, New York. 326s.

UENO, K., S.K. SAHU, K.C. PENG, W.S. HOU, C.H. WANG. 1997. Nucl. Instr. and Meth., A396, 103.

WALENTA, A.H. 1987. Nucl. Instr. and Meth., A253, 558.

WIEDEMANN, H., 1993. Particle Accelerators I. Springer-Verlag.



**LC PUSKAS & PERPUSTAKAAN
PASCABANTASUN MERANG**

TEŐEKKÖR

Bu tez çalıőmasının planlanmasından sonuca ulaşmasına kadar geçen sürede sabırla ve özveriyle her türlü yardım ve desteğini esirgemeyen çok kıymetli danışman hocam Yrd. Doç. Dr. İlhan TAPAN' a ve değerli hocam Yrd. Doç. Dr. Cengiz AKAY' a sonsuz teşekkür ederim. Ayrıca araştırma görevlisi arkadaşlarıma ve moral olarak beni motive eden sevgili ablalarıma da teőekkürü bir borç bilirim.



ÖZGEÇMİŞ

30.10.1976 tarihinde Bursa' da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini burada tamamlayarak 1993 yılında Bursa Yıldırım Beyazıt Lisesinden mezun oldu. Gazi Üniversitesi Fizik Öğretmenliği bölümüne 1994 yılında girdi. 1999 yılında mezun olarak Fizik Öğretmeni ünvanını aldı. 2000 yılı Aralık ayında Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik anabilim dalında Araştırma Görevlisi olarak göreve atandı ve halen bu görevi sürdürmektedir.