



T.C.  
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

RADYASYON HASARININ YÜKSEK ENERJİ  
SİLİKON DETEKTÖRLERE ETKİSİ

Ercan PİLİÇER

Doç. Dr. İlhan TAPAN  
(Danışman)

DOKTORA TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA-2008



T.C.  
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

RADYASYON HASARININ YÜKSEK ENERJİ  
SİLİKON DETEKTÖRLERE ETKİSİ

Ercan PİLİÇER

DOKTORA TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez 16..01./2008 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile kabul edilmiştir.

Handwritten signature of Doç. Dr. İlhan TAPAN in blue ink.

Doç. Dr. İlhan TAPAN  
(Danışman)

Handwritten signature of Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU in blue ink.

Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU

Handwritten signature of Yrd. Doç. Dr. Basri ÇELİK in blue ink.

Yrd. Doç. Dr. Basri ÇELİK

Handwritten signature of Doç. Dr. Haluk DENİZLİ in blue ink.

Doç. Dr. Haluk DENİZLİ

Handwritten signature of Doç. Dr. Muhittin AHMETOĞLU in blue ink.

Doç. Dr. Muhittin AHMETOĞLU

## ÖZET

CERN’ de Büyük Hadron Çarpıştırıcısı üzerinde kurulan CMS detektörünün elektromagnetik kalorimetresinin (ECAL) fiçı kısmındaki kurşun tungsten ( $PbWO_4$ ) kristalleri için orantılı modda çalışan fotodetektör olarak Hamamatsu S8148 Silikon Çığ Fotodiyot (APD) seçilmiştir. Kristalden çıkan ışık miktarı, APD’ nin kuantum verimi, çığ kazancı ve çığ kazancında dalgalanma olarak tanımlanan ilave gürültü faktörü  $PbWO_4$  - APD sisteminin enerji çözünürlüğü için önemli parametrelerdir.

CMS detektörünün 10 yıllık çalışması sonrasında ECAL fiçı kısmı yaklaşık  $2 \times 10^{13}$  n/cm<sup>2</sup> değerinde bir nötron akısına maruz kalacaktır. Yüksek enerji fiziği deneylerinde yüksek hadron akıları hem sintilasyon kristalleri hem de silikon detektörlerin temel parametrelerini fazlasıyla etkiler. Özellikle silikon detektörler için tam yerdeğiştirme bölgesi olma gerilimi, yük toplama verimi ve kaçak akımı akınının bir fonksiyonu olarak değişirken sintilasyon kristalinde iletim kayıpları meydana gelir.

10 yıllık CMS çalışması boyunca  $PbWO_4$  - APD sistemi parametreleri, nötron akısının bir fonksiyonu olarak analiz edilmiştir. Bu amaçla radyasyon etkisi altında kristal - detektör sisteminin parametreleri hesaplanmış ve Tek Parçacık Monte Carlo tekniği kullanarak hazırladığımız bilgisayar programı yardımı ile benzetişimi yapılmıştır. Sonuçlar nötron akısının 10 yıllık CMS çalışma süresi boyunca  $PbWO_4$  - APD sisteminin enerji çözünürlüğünde dikkate değer bir etkiye sahip olduğunu göstermiştir.

**Anahtar Kelimeler:** Radyasyon hasarı, elektromagnetik kalorimetre, enerji çözünürlüğü.

**ABSTRACT**

The CMS collaboration has chosen Hamamatsu S8148 Silicon Avalanche Photodiodes (APDs) as photodetectors working in proportional mode for the leadtungstate ( $\text{PbWO}_4$ ) crystals light in the barrel of the CMS electromagnetic calorimeter (ECAL) at the Large Hadron Collider at CERN. The light output of the crystal and the quantum efficiency, avalanche gain and excess noise factor, defined as the fluctuation in the avalanche gain, of the APD are important parameters for the energy resolution of the  $\text{PbWO}_4$  - APD system.

The system will be exposed to a neutron fluence of about  $2 \times 10^{13}$  n/cm<sup>2</sup> after 10 years of CMS operation in the ECAL barrel. In high-energy physics experiments, high hadron fluences strongly affect the main parameters of both the scintillation crystals and the silicon detectors. In particular for silicon detectors, the full depletion voltage, the charge collection efficiency and the leakage current change as a function of the fluence whereas the transmission losses in scintillation crystal occur.

The parameters of the  $\text{PbWO}_4$  - APD system have been analyzed as a function of the neutron fluence during 10 years of CMS operation. For this purpose radiation induced crystal - detector system parameters have been calculated and simulated using a Single Particle Monte Carlo simulation programme. The results show that the neutron fluence has an influence on the energy resolution of the  $\text{PbWO}_4$  - APD system during 10 years of CMS operation.

**Key Words:** Radiation damage, electromagnetic calorimeter, energy resolution.

## İÇİNDEKİLER

	Sayfa
TEZ ONAY SAYFASI .....	ii
ÖZET .....	iii
ABSTRACT .....	iv
İÇİNDEKİLER .....	v
KISALTMALAR DİZİNİ .....	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	x
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	xi

## GİRİŞ

### 1. KURAMSAL TEMELLER

1.1. Yüksek Enerji Fiziği Detektörleri .....	3
1.1.1. En İç Detektör .....	4
1.1.2. İz Takip Edici Detektör .....	5
1.1.3. Kalorimetreler .....	5
1.1.3.1. Elektromagnetik Kalorimetre .....	6
1.1.3.2. Hadronik Kalorimetre .....	6
1.1.4. Muon Detektör Sistemi .....	7
1.2. Yüksek Enerji Fiziği Deneylerinde Elektromagnetik Kalorimetreler .....	7
1.2.1. Geometrik Yapı .....	7
1.2.2. Tasarım Performansı .....	8
1.3. Yüksek Enerji Fiziği Deneylerinde Kristaller .....	10
1.3.1. PWO Kristali .....	11
1.3.2. PWO Kristal Yapısı .....	12
1.3.3. PWO Kristalinin Optik Özellikleri .....	12
1.4. Yüksek Enerji Fiziği Deneylerinde Silikon Detektörler .....	14
1.4.1. Enerji Bandları .....	15
1.4.2. p-n Eklemleri .....	17
1.4.3. Yarıiletkenlerde Yük Taşınması .....	19
1.4.3.1. Saçılma .....	19

	Sayfa
1.4.3.2. Difüzyon .....	20
1.4.3.3. Sürüklenme ve İyonizasyon .....	23
1.4.4. p-n Eklemlerinin Kırınım Mekanizması .....	25
1.5. Yüksek Enerji Fiziki Deneylerinde Radyasyon .....	25
1.5.1. Yüksek Enerji Fiziki Deneylerinde Radyasyon Seviyesi .....	25
1.5.2. Kristale Radyasyon Etkisi .....	28
1.5.3. Radyasyonun Silikon Detektör Üzerine Etkisi .....	29
1.5.3.1. Mikroskobik Etkiler .....	30
1.5.3.2. Makroskobik Etkiler .....	35
1.5.4. Radyasyona Karşı Dayanıklılık .....	39
<b>2. MATERYAL VE YÖNTEM .....</b>	<b>41</b>
2.1. Monte Carlo Yöntemi .....	41
2.1.1. Gelişigüzel Sayı Örneklemesi .....	41
2.1.2. Ters Dönüşüm Yöntemi .....	42
2.1.3. Kabul-Red Etme Yöntemi (Von Neumann) .....	43
2.2. CMS'de Radyasyon Seviyesi .....	45
2.3. PWO Kristali .....	47
2.3.1. Optik İletim .....	47
2.3.2. Sintilasyon Spektrumu .....	49
2.4. Silikon Çıg Fotodiyot (Si-APD) .....	52
2.4.1. Hamamatsu S8148 APD Yapısı .....	52
2.4.2. Katkı Konsantrasyonu .....	54
2.4.3. Yerdeğiştirme Bölgesi Kalınlığı .....	59
2.4.4. Elektrik Alan .....	61
2.4.5. Yük Taşıyıcı Ömrü .....	62
2.5. APD Sinyal Oluşum Mekanizması .....	64
2.5.1 Fotonun Soğurulma Süreci .....	64
2.5.2 Çıg Kazancı .....	67
2.5.3. Çıg Bozunumu .....	70
2.5.4. Tekrar Birleşme .....	71

	Sayfa
2.6. Sinyal Dalgalanması .....	71
2.7. Çığ Fotodiyotun Kalorimetre İçerisinde Enerji özünürlüğü .....	73
<b>3. ARAŞTIRMA SONUÇLARI .....</b>	<b>76</b>
3.1. Kuantum Verimi.....	76
3.2. Kazanç .....	77
3.3. İlave Gürültü.....	81
3.4. Sinyal ve Sinyal Dalgalanması.....	86
<b>4. TARTIŞMA ve SONUÇ .....</b>	<b>91</b>
EK-1 .....	95
KAYNAKLAR .....	97
TEŞEKKÜR .....	108
ÖZGEÇMİŞ .....	109

## KISALTMALAR DİZİNİ

$E_g$	Band aralığı
$T$	Sıcaklık
$V_0$	Kontak potansiyeli
$N_{A,D}$	Alıcı ve verici konsantrasyonu
$n_i$	İç bölgedeki taşıyıcı konsantrasyonu
$q$	Elektron yükü
$k$	Boltzman sabiti
$V_b$	Ters besleme gerilimi
$w$	Yerdeğiştirme bölgesi genişliği
$x_{n,p}$	n ve p tabakasındaki yerdeğiştirme bölgesi genişliği
$\epsilon_s$	Yarıiletkenin di elektrik sabiti
$\epsilon_0$	Boşluğun geçirgenliği
$\Psi$	Elektrostatik potansiyel
$E$	Elektrik alan şiddeti
$E_{n,p}$	n ve p tabakasındaki elektrik alan şiddeti
$D_{e,h}$	Elektron ve boşluk difüzyon katsayısı
$\mu_{e,h}$	Elektron ve boşluk mobilitesi
$\tau_{e,h}$	Elektron ve boşluk ömrü
$V_{the,thh}$	Elektron ve boşluk termik hızı
$V_{br}$	Kırılım gerilimi
$N_{eff}$	Etkin katkı konsantrasyonu
$c_D$	Verici çıkarma katsayısı
$c_A$	Alıcı çıkarma katsayısı
$\beta$	Alıcı katma katsayısı
$\phi$	Radyasyon akısı
$\Delta I_R$	Kaçak akımında değişim
$\alpha(T,t)$	Sıcaklık ve zamana bağlı hasar parametresi
$\beta_{e,h}$	Elektron ve boşluk yakalanma olasılığı
$CCE$	Yük toplama verimi
$f(x)$	Sıklık fonksiyonu



$P(x)$	Toplam olasılık yoğunluğu fonksiyonu
$L$	Parlaklık
$f$	Yenilenme frekansı
$n$	Parçacık demetindeki destelerin sayısı
$N_{1,2}$	Herbir demetteki parçacıkların sayısı
$A$	Demedin etkileşme alanı
$d_p$	Ölü bölge
$L_e$	Difüzyon bölgesi
$\lambda$	Foton dalgaboyu
$h$	Planck sabiti
$c$	Işık kızı
$N(x)$	Yük taşıyıcıların herhangi bir $x$ mesafesindeki sayısı
$N_0$	Başlangıçtaki yük taşıyıcıların sayısı
$\sigma$	Foton soğurma katsayısı
$\eta$	Foton deteksiyon verimi
$r$	Giriş yüzeyinin yansıma katsayısı
$\alpha_{e,h}$	Elektron ve boşluk iyonizasyon tesir kesidi
$d_i$	Çarpışma iyonizasyon için ölü mesafe
$E_i$	Çarpışma iyonizasyonu için eşik enerjisi
$n(t)$	Yük taşıyıcılarının herhangi bir $t$ anındaki sayısı
$n(0)$	Başlangıçtaki yük taşıyıcısı sayısı
$S$	Kontağa ulaşan yük taşıyıcıları tarafından oluşturulan sinyalin ortalama değeri
$\sigma_S$	Ortalama sinyal değerindeki standart sapma
$N_i$	Sinyale katkıda bulunan birincil yük taşıyıcı sayısı
$\sigma_{N_i}$	Ortalama birincil parçacık adedindeki standart sapma
$M$	Ortalama kazanç değeri
$\sigma_M$	Ortalama kazanç değerindeki standart sapmadır.
$F$	İlave gürültü faktörü
$N_e$	Elektronik devrede oluşan gürültüye karşılık gelen yük miktarı
$R_S$	Sintilasyon kristalinin rezülasyonu

**ÇİZELGELER DİZİNİ**

	Sayfa
Çizelge 1.1 Enerji çözünürlüğüne etki eden faktörler .....	9
Çizelge 1.2 Kristallerin bazı özellikleri.....	10
Çizelge 1.3 Bazı YEF deneylerinde kullanılan kristaller ve fotodetektörler .....	11
Çizelge 1.4 ATLAS detektörünün iç iz takip edicisindeki silikon detektörlere etki eden farklı parçacıkların akı dağılımı.....	27
Çizelge 1.5 Oluşan kusurların karşılaştırılması .....	35
Çizelge 2.1 CMS detektörü için beklenen akı değerleri .....	46

## ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 1.1	CERN LHC' de bulunan CMS detektörü ..... 3
Şekil 1.2	CMS elektromagnetik kalorimetre geometrisi ..... 8
Şekil 1.3	PWO birim hücresi..... 12
Şekil 1.4	PWO foton yayımlama spektrumu ..... 13
Şekil 1.5	PWO optiksel iletimin dalgaboyuna bağlı değişimi..... 14
Şekil 1.6	(a) Elektrik alan etkisi altında serbest elektron ve boşluğun hareketini gösteren diyagram, (b) n-tipi yarıiletkenin verici seviyesi, (c) p-tipi yarıiletkenin alıcı seviyesi ..... 15
Şekil 1.7	Ters beslenmiş bir p-n eklemi ..... 18
Şekil 1.8	Yarıiletkenindeki bir elektronun şematik hareketi. (a) Rasgele termal hareket, (b) Rasgele termal hareket ve uygulanan elektrik alandan dolayı birleşmiş hareket..... 23
Şekil 1.9	CERN LHC' de bulunan CMS detektörü için beklenen radyasyon seviyesi ..... 26
Şekil 1.10	ATLAS detektörü için beklenen parçacık akı seviyeleri..... 27
Şekil 1.11	Radyasyondan önce ve sonra PWO optiksel iletimin dalgaboyuna bağlı değişimi ..... 29
Şekil 1.12	Başlangıç enerjisi 50 keV olan geritepki atomunun izleri..... 31
Şekil 1.13	(a) Nokta kusuru oluşum mekanizması. Frenkel çifti gösterimi. (b) Demet kusuru oluşum mekanizması..... 32
Şekil 1.14	Yasak band aralığında alıcıların, vericilerin ve her iki cinsten seviyelerin olası yük durumlarının şematik gösterimi..... 34
Şekil 1.15	Başlangıçta n-tipi olan bir silikon detektörün tam yerdeğiştirme gerilimi ve buna karşılık etkin katkı konsantrasyonunun radyasyon akısı ile değişimi..... 36
Şekil 1.16	Farklı silikon malzemeler için kaçak akımında radyasyon akısına bağlı değişim ..... 37

Şekil 1.17	Kusurların elektron yakalama ve bırakma gösterimi. (a) İletkenlik bandına elektron salınımı. (b) Elektron yakalanması. (c) Elektron tarafından işgal edilen seviyede boşluk yakalanması. (d) Valans bandına boşluk salınımı.....	38
Şekil 1.18	Farklı silikon malzemeler için yük taşıyıcı ömürlerinin radyasyon akısı ile değişimi .....	38
Şekil 1.19	Yük toplama veriminin radyasyon akısı ile değişimi .....	39
Şekil 1.20	Standart ve oksijen katkılı FZ silikon için etkin konsantrasyonun akı ile değişimi .....	40
Şekil 2.1	Sürekli ve kesikli toplam olasılık dağılım fonksiyonları.....	43
Şekil 2.2	Kabul-Red etme yönteminin gösterimi .....	44
Şekil 2.3	LHC' de parlaklığın yıllara göre değişimi.....	45
Şekil 2.4	10 yıllık süreç içerisinde 1 MeV' lik nötron akısının farklı konumlardaki değerleri.....	46
Şekil 2.5	CMS fiçi elektromagnetik kalorimetresi için nötron akı seviyesi .....	47
Şekil 2.6	PWO kristali iletimine Nb ve La katkısının etkisi .....	48
Şekil 2.7	Radyasyon ile kristalin optik iletiminin dalgaboyuna bağlı değişimi ...	49
Şekil 2.8	Nb-katkılı PWO için foton yayınlama spektrumu.....	50
Şekil 2.9	La-katkılı PWO için foton yayınlama spektrumu.....	50
Şekil 2.10	Radyasyon ile kristalin foton yayılma spektrumundaki değişim.....	51
Şekil 2.11	Hamamatsu S8148 APD yapısı .....	53
Şekil 2.12	Hamamatsu S8148 APD fotoğrafı ve yapının bazı önemli parametreleri.....	54
Şekil 2.13	Oksijen katkısının etkin katkı konsantrasyonuna etkisi .....	55
Şekil 2.14	Verici çıkarma katsayısının başlangıç konsantrasyonu ile değişimi ....	56
Şekil 2.15	Düşük oksijen katkılı malzemede konsantrasyonun akı ile değişimi ...	57
Şekil 2.16	Düşük oksijen katkılı malzemede konsantrasyonun yıllara göre değişimi .....	57
Şekil 2.17	Yüksek oksijen katkılı malzemede konsantrasyonun akı ile değişimi .....	58

Şekil 2.18	Yüksek oksijen katkılı malzemede konsantrasyonun yıllara göre değişimi .....	58
Şekil 2.19	Çığ fotodiyotun tam yerdeğiştirme bölgesi olma gerilimlerinin yıla göre değişimi .....	59
Şekil 2.20	Çığ fotodiyotun yerdeğiştirme bölgesi kalınlığının besleme gerilimine bağlı olarak farklı yıllardaki değişimi.....	60
Şekil 2.21	Çığ fotodiyot içerisindeki elektrik alanın farklı yıllardaki değişimi ....	61
Şekil 2.22	Yük taşıyıcı ömrünün katkı konsantrasyonu ile değişimi .....	61
Şekil 2.23	Yük taşıyıcı ömrünün akı ile değişimi.....	62
Şekil 2.24	Yük taşıyıcı ömrünün yıla göre değişimi .....	63
Şekil 2.25	Gelen fotonların elektron-boşluk çifti oluşturması.....	64
Şekil 2.26	Silikon için dalgaboyuna bağlı foton soğurma katsayısının değişimi .....	66
Şekil 2.27	Elektron için iyonizasyon tesir kesitinin değişimi.....	69
Şekil 2.28	Boşluk için iyonizasyon tesir kesitinin değişimi .....	69
Şekil 2.29	APD kullanımının şematik gösterimi .....	73
Şekil 3.1	Çığ fotodiyotun toplam kuantum veriminin benzetişim ve deneysel ölçüm sonuçları .....	76
Şekil 3.2	Çığ fotodiyotun toplam kuantum veriminin radyasyon ile değişimi....	77
Şekil 3.3	Kazancın yerdeğiştirme bölgesinin derinliğine bağlı değişimi .....	78
Şekil 3.4	Çığ fotodiyot kazancının başlangıçta ve 10 yıl sonunda dalgaboyuna bağlı değişimi .....	79
Şekil 3.5	Sabit kazanç değeri için besleme geriliminin değişimi .....	81
Şekil 3.6	Sabit besleme gerilimi altında iyonizasyon tesir kesitleri oranı .....	82
Şekil 3.7	Sabit kazanç için iyonizasyon tesir kesitleri oranı .....	83
Şekil 3.8	İlave gürültünün derinliğe bağlı değişimi .....	84
Şekil 3.9	İlave gürültünün dalgaboyuna bağlı değişimi .....	84
Şekil 3.10	İlave gürültünün PWO ve kısa dalgaboylu fotonlara bağlı değişimi ...	85
Şekil 3.11	Radyasyondan önceki sinyal dağılımı .....	87
Şekil 3.12	$1 \times 10^{12}$ n/cm <sup>2</sup> nötron akısı için sinyal dağılımı .....	87
Şekil 3.13	$1 \times 10^{13}$ n/cm <sup>2</sup> nötron akısı için sinyal dağılımı .....	88

	Sayfa
Şekil 3.14	$2 \times 10^{13}$ n/cm <sup>2</sup> nötron akısı için sinyal dağılımı ..... 88
Şekil 3.15	Ortalama sinyal değerinin nötron akısı ile değişimi ..... 89
Şekil 3.16	Sinyal dalgalanmasının nötron akısı ile değişimi ..... 90
Şekil 4.1	Hamamatsu S8148 ve ZnS-Si APD yapıları için kuantum veriminin dalgaboyuna bağlı değişimi ..... 92
Şekil 4.2	Hamamatsu S8148 ve ZnS-Si APD yapıları için nötron akısına bağlı olarak ortalama sinyal değerlerinin değişimi ..... 93
Şekil 4.3	Hamamatsu S8148 ve ZnS-Si APD yapıları için nötron akısına bağlı olarak sinyal dalgalanmalarının değişimi ..... 94

## GİRİŞ

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı deneyinde proton-proton demetleri 14 TeV kütle merkezi enerjisi ile çarpıştırılacaktır. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda kullanılan dört detektörden biri olan CMS detektöründeki fizik araştırmalarının temelinde Higgs bozonunun ve Süper Simetrik parçacıkların araştırılması yatmaktadır. Bu makinede 40 MHz'lik demet frekansında en yüksek parlaklık  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  olarak öngörülmektedir. Bu yüzden ortamdaki radyasyon seviyesinin oldukça yüksek olması beklenmektedir. 10 yıllık bir çalışma süresi sonunda toplam parlaklık  $5.7 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$  değerinde olacak ve detektör bileşenleri nötron akısı için  $10^{17} \text{ n/cm}^2$  gama dozu için  $10^6 \text{ Gy}$ 'lik maksimum radyasyon seviyesine maruz kalacaktır (LHC 2003).

CMS detektöründeki elektromagnetik kalorimetre çarpışma doğrultusunu çevreleyen fiçı ( $|\eta| < 1.48$ ) ve detektörün uçlarında bulunan son kapak ( $|\eta| < 3$ ) kısımlarından oluşmaktadır. Her bir kristalin geometrisi bulunduğu bölgeye göre şekillendirilmektedir. Elektromagnetik kalorimetrenin fiçı kısmında bulunan 61200 adet kurşun tungsten ( $\text{PbWO}_4$ ) kristalinin ucuna foton detektörleri olarak çığ fotodiyotlar eklenirken, son kapak kısmında bulunan yaklaşık 20000 adet  $\text{PbWO}_4$  kristaline vakum fototriodlar eklenmiştir (Paganoni 2005).

Bir elektromagnetik kalorimetrenin temel özelliklerini sıralayacak olursak:

- İyi bir enerji çözünürlüğüne,
- Düşük enerjili elektron ve fotonlar için yüksek deteksiyon verimine,
- Basit mekaniksel montaja,
- Hava geçirmeyecek geometriye

sahip olmalıdır.

İyi bir ışık üretimi ve üretilen ışığın fotodetektör üzerinde en az kayıpla toplanması kristal seçimi için önemli parametrelerdir. Nükleer sayma etkisi olarak adlandırılan istenmeyen yüklü parçacıkların fotodetektöre girmesi sonucu oluşan sinyal (Piliçer 2003a), fotodetektörün kararsızlığı ve gürültü gibi etkiler sistemin enerji çözünürlüğünde önemli rol oynar. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı deneyinde aşırı miktarda parçacık oluşması nedeniyle ortaya çıkan radyasyon da enerji çözünürlüğünün üzerinde önemli bir etken olacaktır.

CMS' in kristal kalorimetreleri seçmesindeki temel sebep düşük kütle bölgesindeki Higgs bozonudur. 100-150 GeV kütle aralığındaki Higgs bozonu iki fotona bozulması sonucu gözlenebilir.  $H \rightarrow \gamma\gamma$  bozunumu çok fazla sayıda gerçekleşmeyeceği için deteksiyon veriminin büyük olması önemlidir. 100 GeV' lik kütle bölgesinde Higgs bozonunun spektrum genişliği MeV mertebesinde ve bu da kalorimetrenin enerji ve açılal çözünürlüğünün iyi olmasını gerektirir (Diemoz 2001).

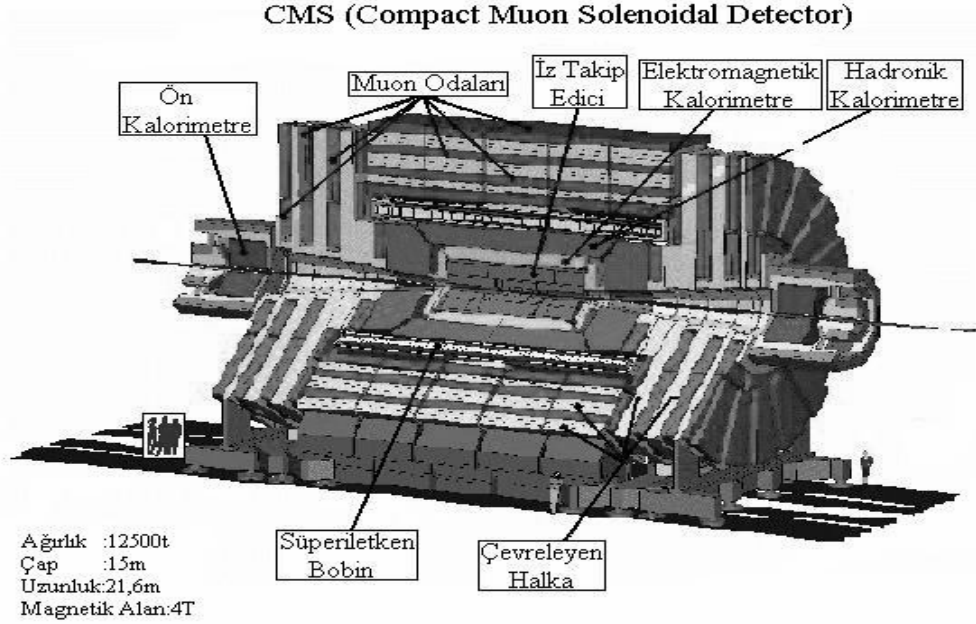
Yapılan çalışmada, CMS detektöründe parçacıkların çarpışması sonucu ortaya çıkan radyasyonun, elektromagnetik kalorimetrenin birer parçası olan kristallerin ( $PbWO_4$ ) ve çığ fotodiyotların (APDs) çalışma performanslarına etkisi incelenmiştir. Ayrıca hazırladığımız benzetişim programında kullanılan fiziksel olaylardan ve Monte Carlo tekniğinden kısaca bahsedilmiştir. CMS detektörünün 10 yıllık bir çalışma süresi boyunca, elektromagnetik kalorimetrede nötron akısının hesabı yapılmış ve bu akının elektromagnetik kalorimetrenin parçaları olan kristal ve çığ fotodiyotlar üzerinde yaptığı değişimler ve bunun da kalorimetrenin enerji çözünürlüğüne etkisi incelenmiştir.



## 1. KURAMSAL TEMELLER

### 1.1. Yüksek Enerji Fiziki Detektörleri

Yüksek enerji fiziki 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 tasarlanmış detektör sistemine sahiptir. Böyle detektör sistemlerinin hepsinin ihtiyaçları benzerdir. Detektörlerin, kuvvetli bir magnetik alan altında çarpışma sonucu ortaya çıkan bütün yüklü parçacıkları algılaması gerekir. Oluşan parçacıkların sayısını, saçılma yönünü, parçacıkların yükünü ve momentumu belirlemek için detektörler etkileşme noktası etrafını çevreleyen alt detektör tabakalarından oluşur (Şekil 1.1). 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 (Özmutlu 2001).



Şekil 1.1. CERN LHC' de bulunan CMS detektörü.

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' lerin her biri deneyin yapılma gayesine uygun olarak inşa edilmiş bir deteksiyon sistemine sahip olsa da genel olarak bir YED aşağıdaki özelliklere sahip olmalıdır (Tapan 2005);

- Parçacığın yükünü, yönünü ve momentunu 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.

YED' ler arasında belirli farklılıklar olsa da birçok elemanları aynıdır. Tipik bir YED' in alt detektörlerinin çarpışma noktasından itibaren dış katmanlara doğru sıralanışı şu şekildedir.

### 1.1.1. En İç Detektör

En iç (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.

### 1.1.2. İz Takip Edici Detektör

Çarpışmadan sonra oluşan yüklü parçacıkların enerjilerinin bir kısmını iyonizasyon vasıtasıyla kaybettirerek parçacıkların yükünü, momentumunu ve yörüngesini belirleyen sistemlerdir. Bu detektörler güçlü magnetik alan içerisinde bulunur (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 iz detektörü olarak kullanılır. Gelen yüklü parçacıklar gaz atomlarını iyonize ederek elektron-iyon çiftleri oluşturur. 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 de oluşabilir. Silikon şerit kullanmak çok kısa mesafelerde büyük sinyal oluşturduğu için gaz detektörlere kıyasla daha avantajlıdır. Çünkü bir elektron-boşluk çifti oluşturmak için gerekli enerji silikonda 3.6 eV ve germanyumda 2.85 eV iken, gazlarda bu değer yaklaşık 30 eV kadardır (Kartal 1999). Örnek olarak Büyük Hadron Çarpıştırıcısı' ndaki ATLAS detektöründe silikon şeritler kullanılacaktır (Armstrong 1994).

### 1.1.3. Kalorimetreler

Kalorimetreler yüksek yoğunluklu maddelerden yapılıdır. Kalorimetre sisteminin amacı gelen parçacığın tamamen soğurulması ile enerji ölçümü 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 oluşur. Kalorimetreler elektromagnetik ve hadronik olmak üzere iki tiptir.

### **1.1.3.1. 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. Oluşan sağanak içindeki düşük enerjili elektronlar ve pozitronlar kristal içerisinde ışıdamalar meydana getirir. Bunlar da fotoçoğaltıcı veya çığ fotodiyot gibi foton detektörleri tarafından detekte edilir.

### **1.1.3.2. Hadronik Kalorimetre**

Elektromagnetik kalorimetrede oluşan sağanağa kıyasla hadronik kalorimetredeki sağanak daha karmaşıktır. Bu durum, inelastik hadronik etkileşmeler sonucu çeşitli parçacıkların sağanak oluşturmasından dolayıdır. 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. Elektronlar ve fotonlar, elektromagnetik kalorimetrede soğurulduğu için buradaki sinyale katkıda bulunmaz.

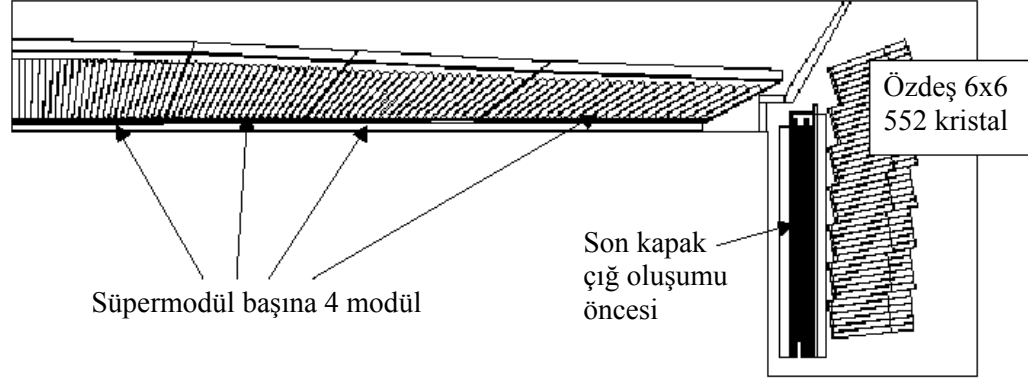
#### 1.1.4. Muon Detektör Sistemi

Çarpışmadan sonra oluşan yüklü parçacıklardan muonlar, kalorimetrelerden sonra detektörün en dış kısmında bulunan muon detektörlerinde algılanırlar. Muonların kütlesi elektronlardan 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).

### 1.2. Yüksek Enerji Fiziği Deneylerinde Elektromagnetik Kalorimetreler

#### 1.2.1. Geometrik Yapı

Yukarıdaki bölümlerde de bahsedildiği gibi tüm yüksek enerji fiziği deneylerinde kullanılan elektromagnetik kalorimetreler genel olarak çarpışma noktasını çevreleyen fiçı ve son kapak bölümlerinden oluşmaktadır. Örnek olarak CMS detektörünün fiçı ve son kapak kalorimetre kısımlarında bulunan kristallerin düzenimi Şekil 2' de görülmektedir. Kalorimetrenin çarpışma doğrultusunu çevreleyen fiçı kısmında  $5 \times 2$ 'li alt modüllerden oluşan modüller bulunmaktadır. Modüller arası boşluk 0.5 mm' dir. Her 4 modülün birleşmesi ile de süper modüller oluşmaktadır ve buların arasındaki boşluk 6 mm' dir. Çarpışma noktasından uzaklığı yaklaşık 1.24 m olan fiçı kalorimetre kısmında 36 adet süper modül ve herbiri  $22 \times 22$  mm<sup>2</sup> yüzey alanına sahip 23 cm uzunluğunda ( $26X_0$ ) toplam 61200 PbWO<sub>4</sub> kristali kullanılacaktır. Kalorimetrenin kapak kısmında bulunan çığ oluşumu öncesinde  $6 \times 6$ ' lı özdeş 552 adet kristal bulunmaktadır. Çarpışma noktasından yaklaşık 3.17 m uzaklıktaki son kapak kalorimetre kısmında herbiri  $24.7 \times 24.7$  mm<sup>2</sup> yüzey alanına sahip ve uzunluğu 22 cm olan toplamda yaklaşık 20000 PbWO<sub>4</sub> kristali kullanılacaktır. Kristallerden gelen sintilasyon ışığını ölçmek için kalorimetrenin fiçı kısmında silikon çığ fotodiyotlar (Si-APD) kullanılacak iken, kapak kısmında vakum fototiriodlar (VPT) kullanılacaktır.



Şekil 1.2. CMS elektromagnetik kalorimetre geometrisi.

### 1.2.2. Tasarım Performansı

Bir kalorimetrenin performansına etkisi olan enerji çözünürlüğünün sınırlayıcı faktörlerinden bir tanesi, kullanılan fotodetektör içerisinde çığ oluşumu süresince üretilen parçacıkların sayısındaki dalgalanmadır. Herhangi bir kalorimetre için diğer faktörler de hesaba katıldığında enerji çözünürlüğü aşağıdaki gibi verilebilir.

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (1.1)$$

Burada  $a$  stokastik terim,  $b$  elektronik gürültü terimi ve  $c$  sabit terimdir. Kalorimetrenin iyi bir enerji çözünürlüğüne sahip olabilmesi için bu değerler belirli sınırlar içerisinde olmalıdır. CMS elektromagnetik kalorimetresi için bu değerler Çizelge 1.1' de listelenmiştir (CMS 1997).

*Çizelge 1.1. Enerji çözünürlüğüne etki eden faktörler.*

Terim	Katkısı	ECAL Fıçı	ECAL Son Kapak
<i>a</i> Stokastik Terim	Fotoelektron istatistiği Çığ dalgalanması	~ % 2.7	~ % 5.7
<i>b</i> Gürültü Terimi	Elektronik gürültü Kaçak akımı	210 MeV (yüksek ışıldama)	245 MeV (yüksek ışıldama)
<i>c</i> Sabit Terim	Kalibrasyon Düzensizlikler	~ % 0.55	~ % 0.5

Çığ fotodiyotların kalorimetrenin enerji çözünürlüğündeki bu üç terime etkisi;

- a* Detektörün duyar alanı, kuantum verimi, ilave gürültüsü
- b* Düşük kapasitans, direnç ve karanlık akımı
- c* Çalışma gerilimine ve sıcaklığa bağlı olan kazanç, detektörün yaşlanması ve radyasyon hasarı

olarak sıralanabilir.

Bunun yanında kristalden gelen foton sayısında, dolayısıyla fotodetektör içerisinde oluşan fotoelektron sayısındaki değişim nedeniyle kristallerin kalorimetrenin enerji çözünürlüğüne etkisi stokastik terime olmaktadır.

Bu ön bilgilerden sonra, yüksek enerji fiziği deneyleri için elektromagnetik kalorimetrelerde kullanılacak olan kristal ve silikon fotodetektörü ikilisini inceleyelim.

### 1.3. Yüksek Enerji Fiziği Deneylerinde Kristaller

Yüksek enerji fiziği deneylerinde kullanılan ve kullanılması düşünülen kristallerin temel özellikleri Çizelge 1.2' 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 fotodetektörlerin (fotoçoğaltıcı veya fotodiyotlar) verimi

olarak sıralanabilir.

Çizelge 1.2. Kristallerin bazı özellikleri.

Özellikler	NaI(Tl)	CsI(Tl)	BaF <sub>2</sub>	CeF <sub>3</sub>	BGO	PbWO <sub>4</sub>
Yoğunluk (g/cm <sup>3</sup> )	3.67	4.51	4.89	6.16	7.13	8.28
Ergime noktası (°C)	651	621	1280	1460	1050	1123
Radyasyon uzunluğu (cm)	2.59	1.85	2.06	1.68	1.12	0.85
Moliere yarıçapı (cm)	4.8	3.5	3.39	2.63	2,3	2.2
Emisyon piki (nm)	410	560	300 220	340 300	480	450 420
Bozunma süresi (ns)	230	1250	620 0.9	30 9	300	36 10
Işık vermesi (foton/MeV)	4x10 <sup>4</sup>	5x10 <sup>4</sup>	1x10 <sup>4</sup>	2x10 <sup>3</sup>	8x10 <sup>3</sup>	1.5x10 <sup>2</sup>
Radyasyona direnci (rad)	10 <sup>2</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>7</sup>	10 <sup>2</sup>	10 <sup>7</sup>



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 spektroskopi deneylerinde ve B fiziği deneylerinde kullanılan kristallerdir (Acker 1992, Kubota 1992). CeF<sub>3</sub> kristali özellikleri nedeniyle en uygun kristal olarak görülmesine rağmen üretim maliyetinin fazlalığı nedeniyle tercih edilmemektedir. BaF<sub>2</sub> kristali çok hızlı cevap verme özelliğine sahiptir fakat radyasyona karşı direnci azdır. BGO ve PbWO<sub>4</sub> (PWO olarak da isimlendirilmektedir) kristalleri yoğunlukları nedeniyle yüksek mekaniksel dirence sahiptirler. PWO kristalinin ışık verme oranı düşük olmasına rağmen ucuza mal edilmesi, fazla miktarda kristal kullanmayı gerektiren deneylerde tercih sebebidir. Çizelge 1.2' den de görüldüğü gibi, kristallerden yayınlanan ışığın dalgaboyu genellikle 300-550 nm arasında değişmektedir. Bu nedenle deneylerde kullanılacak fotodetektörlerin bu dalgaboyu aralığındaki fotonlara duyarlı olması gereklidir. Çizelge 1.3' de yüksek enerji fiziği deneylerinde kullanılan ve farklı özelliklere sahip bazı kristaller ve fotodetektörler örnek olarak verilmiştir.

*Çizelge 1.3. Bazı YEF deneylerinde kullanılan kristaller ve fotodetektörler.*

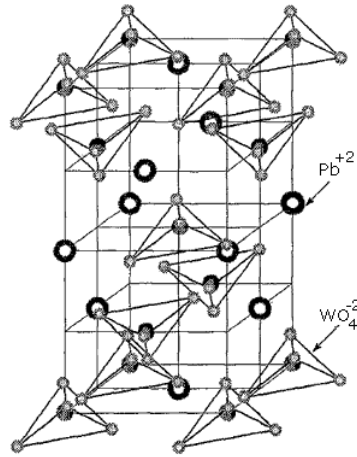
Kristal	Kullanıldığı yer	Detektör tipi
NaI(Tl)	C. Ball, Spear	PMT
CsI(Tl)	CLEO II, CESR Belle, KEK BaBar, Slac	Si-APD Si-APD Si-APD
BGO	L3, LEP	Si-APD
PWO	CMS, LHC	Si-APD / VPT

### 1.3.1. PWO Kristali

Elektromagnetik kalorimetrede ölçülmesi planlanan fiziksel büyüklükleri iyi bir biçimde bulabilmek için ihtiyaçlara cevap verebilecek bir kristale gerek vardır. Bunlara cevap verebilen PWO kristalinin radyasyona dayanıklılığı, kısa radyasyon uzunluğu, küçük Molière yarıçapı ve maliyeti gibi avantajları sebebiyle CMS elektromagnetik fiçı ve son kapak kalorimetrelerinde kullanılmasına karar verilmiştir (CMS 1997).

### 1.3.2. PWO Kristal Yapısı

PWO kristali tetragonal yapıya (Şekil 1.3) sahip, yoğunlu fazla olup kısa radyasyon uzunluğuna sahiptir. PWO kristali %50' si PbO (kurşun oksit) ve %50' si WO<sub>4</sub> (tungstate oksit) karışımının 1123 °C de eritilmesi ile elde edilir. PWO kristalinin üretilmesinde kullanılan standart metot Czochralski metodudur. Bu metot şu anda Bogoroditsk Techno-Chemical Plant (BTCP) tarafından kullanılmaktadır. Bunun yanında Pekin' deki Shangai Institute of Ceramics (SIC) ve Beijing Glass Research Institute (BGRI) çalışma grupları Bridgman metodunu kullanarak kristal büyütme işlemi yapmaktadır. Her iki yöntemin de avantajları ve dezavantajları vardır, fakat gerekli olan kalitedeki kristaller her iki metot ile elde edilebilmektedir (Baccaro 1999).



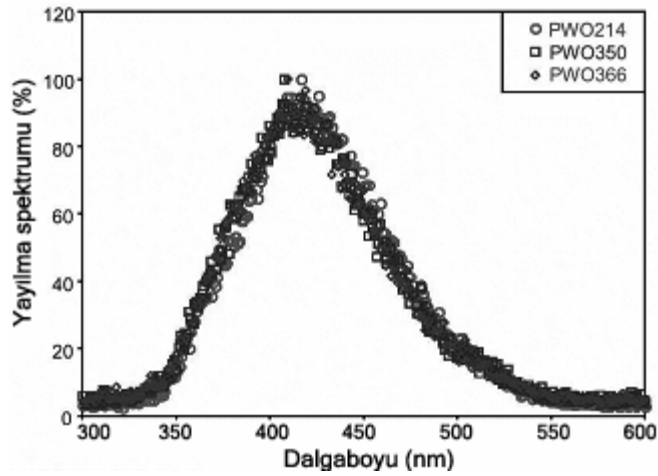
Şekil 1.3. PWO birim hücresi.

### 1.3.3. PWO Kristalinin Optik Özellikleri

PWO kristalinin foton yayınlama spektrumu iki tane bileşenden oluşur. Bunlardan biri (WO<sub>4</sub>)<sup>-2</sup> düzenli örgüsünün neden olduğu ve yaklaşık 420 nm' de (2,9 eV) bir pike sahip mavi ışık, diğeri WO<sub>3</sub> kusur merkezinin neden olduğu ve yaklaşık 480-520 nm' de (~2,5 eV) bir pike sahip yeşil ışıktır (Baccaro 1999). Yapılan iyileştirmeler sonucunda kristalden yayınlanan fotonların spektrumu, Şekil 1.4' de görüldüğü gibi 360-570 nm

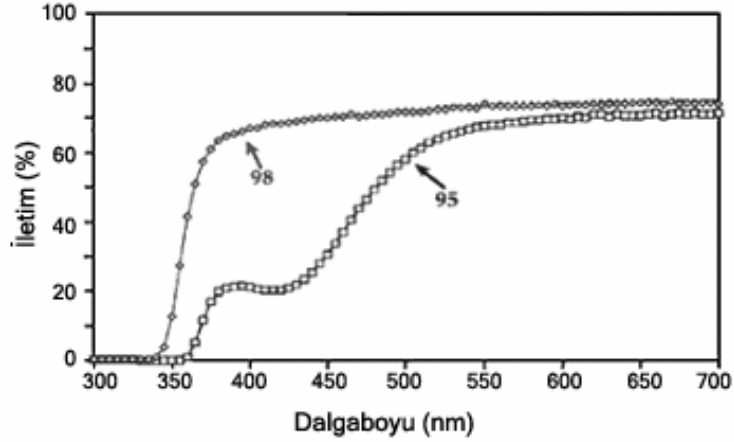
aralığında ve 440 nm' de pik yapan bir gauss eğrisi şekline getirilmiştir (140 nm FWHM). Bu dalgaboyu aralığı için APD ve VPT yüksek kuantum verimi sağlamaktadır.

Tungsten ailesinden bir çok kristal şiddetli ama milisaniye mertebesinde yavaş foton yayımlama özelliğine sahiptir. PWO kristalinin sintilasyon ışık verimi düşük olmasına rağmen, ışığı kısa sürede vermesi ve düşük radyasyon uzunluğuna sahip olması onu avantajlı hale getirir (Paganoni 2003).



Şekil 1.4. PWO foton yayımlama spektrumu (Paganoni 2003).

1995 yılının sonlarına doğru PWO kristalin boyutu arttırılarak bir düzenleme yapıldı. Ancak boyuttaki bu artış ile sintilasyon ışığında sonradan gelen yavaş bir bileşen görüldü. Kristaldeki bazı tuzakların, serbest yük taşıyıcıların çok hızlı (pikosaniye mertebesinde) olan tekrar birleşme durumlarını yavaşlatarak yeşil lüminisans ışığının oluşmasına neden olduğu ve bunun nedeninin de molybdenum (Mo) safsızlığı olduğu anlaşıldı. Mo safsızlığını 10 kat azaltıldıktan sonra bu yavaş bileşen büyük bir ölçüde ortadan kaldırıldı. Son zamanlarda %39, %60 ve %1 oranlarında sırasıyla 5 ns, 15 ns ve 100 ns olan exponentlerin toplamı bozunma zamanına fit edilebildi. Kristalden yayınlanan ışığın hemen hemen hepsi 100 ns' de toplanmaktadır (Lecoq 1995, Lecoq 1996).



Şekil 1.5. PWO optiksel iletimin dalgaboyuna bağlı değişimi.

1998 yılında yapılan çalışmalar sonunda kristallerin özellikle 360-570 nm' lik dalgaboyu aralığındaki sintilasyon ışığının iletimi büyük bir ölçüde geliştirilmiştir (Şekil 1.5). PWO optik kristalinin optiksel iletimi ışığı her yöne dağıtan makroskobik kusurların varlığı veya soğurma bantları oluşturan tuzakların varlığı ile sınırlandırılır. PWO' de en fazla görülen tuzak valans ve iletkenlik bantları yakınlarında bulunur ve iletim kıyasının şeklini etkiler. Oksijen kusurları yüzünden olduğuna inanılan 350 nm' deki soğurma bandı sıkça gözlenir. Bazı kristallerin sarımsı renkte görülmesinin nedeni kurşun iyonları boşluklarının varlığı tarafından olduğuna inanılan 420 nm' deki diğer bir soğurma bandıdır. Saf malzeme hazırlamanın, kristal büyütme ve tavlama durumlarının daha iyi kontrol edilmesiyle PWO kristalinin optiksel iletiminde oldukça iyi gelişmeler gerçekleşmiştir (Auffray ve ark. 1998, Lecoq 2000).

#### 1.4. Yüksek Enerji Fiziği Deneylerinde Silikon Detektörler

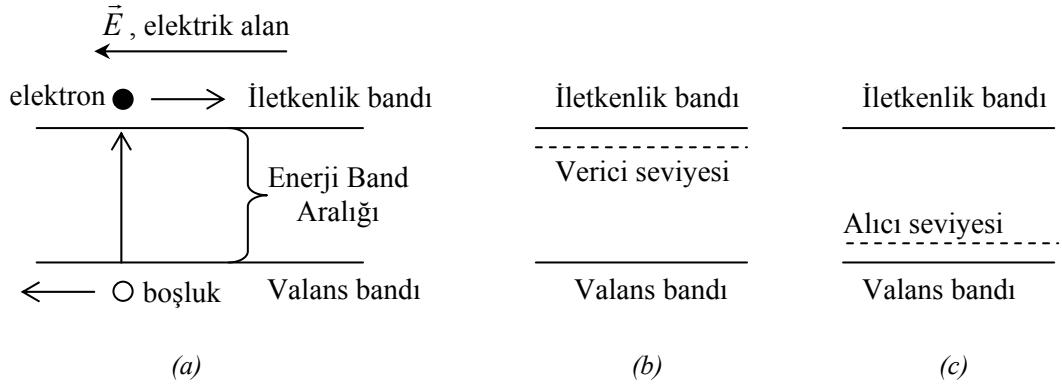
Silikon detektörler son onbeş yıldır yapılan yüksek enerji fiziği deneylerinin hemen hemen hepsinde kullanılmaktadır. Bu deneyler sabit hedef deneylerinden çarpıştırıcı deneylerine kadar uzanmaktadır. Ayrıca birçok geliştirilmiş spektrometre (örneğin tıbbi teşhislerde) sistemlerinde bulunmaktadır. Mikroelektronikte son yıllardaki hızlı gelişme, detektör fabrikasyon teknolojisinin kalitesinde bir artış ve karmaşık yapıları detektörlerin

üretilmesine bir kolaylık getirmiştir. Silikon detektörlerin hem konum hem de enerji çözünürlüğünde sahip oldukları üstünlüğün temelindeki nedenleri aşağıdaki gibi maddeler halinde sıralayabiliriz (Tapan 1997).

- 10 ns civarındaki hıza sahip olması.
- 10  $\mu\text{m}$  civarında uzaysal çözünürlüğe sahip olması.
- Tasarımının esnekliği.
- Mükemmel mekaniksel özellikleri.
- Depolanan enerjinin orantılılığı.
- Depolanan enerjide iyi bir çözünürlük (bir yük çifti oluşturmak için 3.6 eV' luk enerji gerekirken, bir gaz detektöründe bu değer 30 eV kadardır).

#### 1.4.1. Enerji Bandları

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



Şekil 1.6. (a) Elektrik alan etkisi altında serbest elektron ve boşluk hareketini gösteren diyagram, (b) n-tipi yarıiletkende verici seviyesi, (c) p-tipi yarıiletkende alıcı seviyesi.

İletkenlik özellikleri Şekil 1.6' da gösterilen enerji bant diyagramı yardımı ile açıklanabilir. Saf bir yarıiletkende iletkenlik bandı tamamen elektronsuz iken valans bandı tamamen doludur. Bu iki bant, enerji seviyelerinin olmadığı yasak bant veya enerji bant aralığı ile ayrılır. Si için sıcaklık ile bant aralığının değişimi şu şekilde açıklanabilir;

$$Eg(T) = 1.17 - \frac{(4.73 * 10^{-4}) T^2}{T + 636} \quad (1.2)$$

burada  $T$  Kelvin cinsinden sıcaklık,  $Eg$  eV cinsinden bant aralığıdır. Eğer elektronlar optik veya termal yol ile valans banttan iletkenlik bandına uyarılırsa uygulanan elektrik alanın etkisi altında kristal içerisinde bir akım olacaktır. Bu uyarma enerjisi silikon için oda sıcaklığındaki bant 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 olarak isimlendirilir. Hem elektronlar hem de boşluklar yine Şekil 1.6' da gösterildiği gibi akıma katkıda bulunur. Yani, valans bandındaki bir elektron boşluğun yerine geçer. Bu hareket boşluğu elektron akışına zıt yönde hareket ettirir.

İletkenlik P, As, Sb gibi V. grup elementlerden eklenerek büyük ölçüde arttırılabilir. Bu olay katkılama olarak isimlendirilir. Bu elementler dış kabuklarında beş elektrona sahiptir. Bir silikon atomunun yerine geçtiği zaman dört elektron kovalent bağlanma için kullanılır. Zayıf olarak bağlanan beşinci elektron ise iletkenlik için hazırdır. Şekil 1.6b' de gösterildiği gibi iletkenlik bandının hemen altındaki verici 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 yarıiletken olarak bilinir.

İletkenlik, dış yörüngelerinde üç elektrona sahip III. grup elementlerin eklenmesiyle de arttırılabilir. Bu durumda üç elektron kovalent bağ yapar ve bir boşluk oluşur. Şekil 1.6c' 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 boşluk akışı sonucundan olmasından dolayı p-tipi yarıiletken 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.

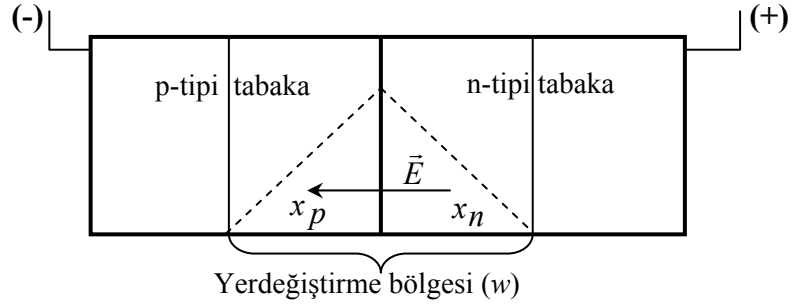
#### 1.4.2. p-n Eklemleri

Katkılanmış n veya p tipi yarıiletkenler birer iletken gibi davranır. p ve n tipi yarıiletkenin birleştirilmesi ile oluşturulan p-n eklemi, yarıiletken aygıtın kullanışlı elektriksel özelliklerinden sorumludur. Bir p-n eklemine sahip yarıiletken aygıtta çoğunluk taşıyıcıları eklem içerisinde sürüklenir. Bu elektronların eklemin p tabakasına geçerek boşlukları doldurmasına ve boşlukların n tabakası içerisine girerek elektronlarla yok olmasına sebep olur. Böylece eklem boyunca bir elektrik alan oluşur. Bu alan iki bölge arasında bir  $V_0$  kontak potansiyeli oluşturur. Kontak potansiyelinin büyüklüğü sıcaklığa ve katkı konsantrasyonlarına bağlıdır.

$$V_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (1.3)$$

Burada  $kT$  termik enerji,  $q$  elektronun yükü,  $N_A$  ve  $N_D$  alıcı ve verici konsantrasyonları,  $n_i$  katkılanmamış yarıiletkende taşıyıcı konsantrasyonudur. Bu alan ayrıca denge oluşturulduğunda yük taşıyıcıların hareketini engeller. Eklem içerisinde elektronların ve boşlukların kovalent bant yapısında tutulmalarından dolayı eklem hareketli yük taşıyıcılarına sahip değildir. Yükten bağımsız olan bu bölge yerdeğiştirme bölgesi olarak adlandırılır.

Eklemin n tabakasına pozitif gerilim, p tabakasına negatif gerilim uygulanarak eklem ters besleme yapıldığında bir dış elektrik alan oluşur. Şekil 1.7' de ters besleme uygulanmış bir p-n eklemi görülmektedir.



Şekil 1.7. Ters beslenmiş bir p-n eklemi.

Bir  $V_b$  ters besleme gerilimi altında yerdeğiştirme bölgesindeki  $E$  elektrik alan değeri  $E+E_b$  şeklinde artar. Böylece yerdeğiştirme bölgesinin genişliği  $w$ , ters besleme durumunda dengedeki değerinden daha fazla olacaktır. Yerdeğiştirme bölgesinin toplam genişliği  $w=x_n+x_p$  katkı konsantrasyonlarına bağlıdır. Yerdeğiştirme bölgesinin n ve p tabakalarında bulunan miktarları aşağıdaki şekilde verilir:

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

$$x_p = \left( \frac{2\epsilon_s \epsilon_0 V_t}{q} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} \right) \quad (1.5)$$

burada  $V_t$  toplam potansiyel farkı olup  $V_t=V_0+V_b$  şeklinde  $V_0$  kontak potansiyeli ve  $V_b$  besleme geriliminin toplamı,  $\epsilon_s$  yarıiletkenin dielektrik sabiti ve  $\epsilon_0$  boşluğun geçirgenliğidir.

Yerdeğiştirme bölgesindeki elektrik alanın büyüklüğü konumun bir fonksiyonudur ve Poisson eşitliğini kullanarak bulunabilir.

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{dE}{dx} = -\frac{q}{\epsilon_s \epsilon_0} (N_A - N_D) \quad (1.6)$$

burada  $\psi$  elektrostatik potansiyeldir.



Şekil 1.7' de görülen yerdeğiştirme bölgesi içerisinde  $-x_p \leq x \leq 0$  p tabakasındaki ve  $0 \leq x \leq x_n$  n tabakasındaki elektrik alan değişimi aşağıdaki şekilde verilir.

$$E_n = \frac{q N_D}{\epsilon_s \epsilon_0} (x - x_n) \quad (1.7)$$

$$E_p = \frac{q N_A}{\epsilon_s \epsilon_0} (x_p + x) \quad (1.8)$$

Ters besleme gerilimi ile birlikte yerdeğiştirme bölgesindeki alanın artışı, çoğunluk yük taşıyıcısının eklem içerisinde karşı tarafa geçişini engeller. Bununla birlikte, azınlık taşıyıcıları eklem içerisindeki alan nedeni ile hareket edebilirler. Azınlık taşıyıcılarının eklem içerisinde geçiş miktarı normal çalışma geriliminde ve sıcaklıklarda küçüktür, fakat üzerine ışık düşürülen bir fotodiyotta olduğu gibi ilave serbest taşıyıcılar oluşturularak bu miktar önemli ölçüde arttırılabilir.

### 1.4.3. Yarıiletkenlerde Yük Taşınması

Yarıiletken kristallerde yük taşınması, elektrik alanın etkisiyle ve yük taşıyıcılarının konsantrasyonun değişimi nedeni ile meydana gelir. Yarıiletkenin içerisinde yük taşıyıcılarının hareketi düzgün bir şekilde değildir ve hareket esnasında yaptıkları saçılmalar nedeniyle karmaşık bir haldedir.

#### 1.4.3.1. Saçılma

İki önemli saçılma mekanizması örgü saçılması ve safsızlık saçılmasıdır. Titreşen atom çekirdekleri veya iyonlar ile yapılan saçılmalar ısıl saçılma, fonon saçılması veya örgü saçılması olarak bilinir. Örgü saçılması, mutlak sıfır sıcaklığının üzerindeki herhangi bir sıcaklıkta örgü atomlarının ısıl titreşiminden kaynaklanır. Bu titreşimler periyodik örgü potansiyelinin düzenini bozar ve enerjinin örgü ile taşıyıcılar arasında taşınmasına izin

verir. Örgü titreşimleri artan sıcaklıkla yükseleceğinden örgü saçılması yüksek sıcaklıklarda ve enerjilerde etkili olmaya başlar.

Katkı maddelerinin iyonları tarafından yapılan saçılma safsızlık saçılması olarak bilinir. Safsızlık saçılmasının olasılığı iyonize eden katkının toplam konsantrasyonuna bağlıdır. Örgü saçılmasından farklı olarak katkı saçılması yüksek sıcaklıklarda daha az öneme sahip olur. Yüksek sıcaklıklarda, taşıyıcılar daha hızlı hareket eder ve böylece daha az etkin olarak saçılırlar. Bu nedenle katkı saçılması, özellikle düşük enerjili durumlarda baskın olduğundan düşük elektrik alanlarda veya düşük sıcaklıklarda önemlidir.

### 1.4.3.2. Difüzyon

Difüzyon yarıiletken içerisinde diğer bir yük taşınma mekanizmasıdır. Yarıiletken madde içerisinde oluşturulan yük taşıyıcı konsantrasyonunda bir uzaysal değişim olduğu zaman, taşıyıcılar yüksek konsantrasyonlu konumdan düşük konsantrasyonlu konuma doğru bir harekette bulunacaklardır. Bu difüzyon olarak bilinir. Difüzyon nedeni ile birim alan başına elektronların veya boşlukların akışının net oranı uzaysal değişim ile orantılıdır.

$$\text{elektron akışı} = -D_e \frac{dn(x)}{dx} \quad (1.9)$$

$$\text{boşluk akışı} = -D_h \frac{dp(x)}{dx} \quad (1.10)$$

$D_e$  ve  $D_h$  elektron ve boşluk difüzyon katsayılarıdır. Bu parametreler kristal boyunca yük hareketliliğinin bir ölçüsü olan mobiliteye bağlıdır. Einstein bağıntıları, difüzyon katsayısını mobiliteleri içerecek şekilde aşağıdaki gibi verir.

$$D_e = \mu_e \frac{kT}{e} \quad ; \quad D_h = \mu_h \frac{kT}{e} \quad (1.11)$$

burada  $\mu_e$  ve  $\mu_h$  azınlık taşıyıcı durumundaki elektron ve boşlukların  $\text{cm}^2/\text{V.s}$  cinsinden mobilitelerdir. Mobiliteler katkı konsantrasyonuna ve sıcaklığa bağlıdır.

Yüksek saflıklardaki n-tipi ve p-tipi silikonlarda azınlık taşıyıcı mobiliteleri, katkı konsantrasyonunun  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  ün altında olduğu durumlarda konsantrasyondan bağımsızdır ve aynı katkı konsantrasyonu değerlerinde çoğunluk taşıyıcılarının mobilitelerine eşittir.  $300 \text{ }^\circ\text{K}$ ' de, katkılanmış bir silikonda artan safsızlık konsantrasyonunun mobiliteye bağlı olarak azalması aşağıdaki gibi deney sonucunda elde edilmiş bağıntılar ile verilir.

$$\mu_e = 1350 \left[ 1 - \frac{0.93 N^{0.91}}{N^{0.91} + 3.75 * 10^{15}} \right] \quad (1.12)$$

$$\mu_h = 480 \left[ 1 - \frac{0.90 N^{0.76}}{N^{0.76} + 5.85 * 10^{12}} \right] \quad (1.13)$$

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

Difüzyon yapan yük taşıyıcıları eninde sonunda tekrar birleşerek yok olacaktırlar. Tekrar birleşmeden önce yük taşıyıcılar difüzyon uzunluğu olarak isimlendirilen bir karakteristik uzunluk boyunca hareket eder ve azınlık taşıyıcısı elektron ve boşluk için bu ifade;

$$L_e = \sqrt{D_e \tau_e} \ ; \ L_h = \sqrt{D_h \tau_h} \quad (1.14)$$

olarak verilir. Burada  $\tau_e$  ve  $\tau_h$  sırasıyla elektron ve boşluk için azınlık taşıyıcılarının yaşam süresidir.

Difüzyon uzunluğu yerdeğiştirmenin bir ölçüsüdür ve yüklerin konsantrasyonunun tekrar denge değerine gelmesi için alınır. Bir  $x_0$  konumunda azınlık taşıyıcılarının yoğunluğu  $p(x_0)$  ise  $x \geq x_0$  için yoğunluk şu hale gelecektir;

$$p(x) = p(x_0) \exp(-(x - x_0)/L) \quad (1.15)$$

Azınlık taşıyıcıların yaşam süresi, taşıyıcıların oluşması ile tekrar birleşme yaparak yok olması arasındaki zaman olarak tanımlanabilir ve aşağıdaki gibi açıklanabilir;

$$\tau_e = \frac{1}{\sigma V_{the} N_{TT}} \quad ; \quad \tau_h = \frac{1}{\sigma V_{thh} N_{TT}} \quad (1.16)$$

burada  $\sigma$  yakalama tesir kesiti olup,  $a$  tuzak potansiyelinin veya tuzak merkezinin yarıçapı olmak üzere kabaca  $\pi a^2$  ile verilir. Elektron ve boşluğun termal hızları ise;

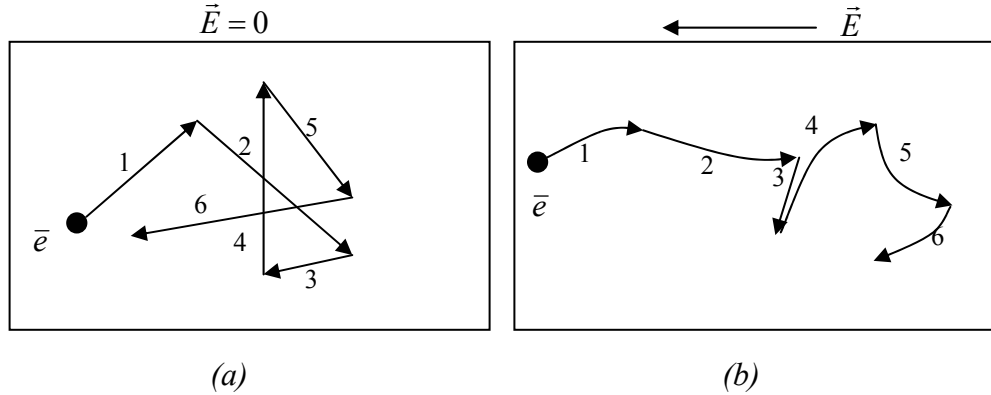
$$V_{the} = V_{thh} = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}} \quad (1.17)$$

olarak verilmektedir. Burada  $m^*$  yüklerin iletkenlik etkin kütlesi olup,  $m_0$  elektronun durgun kütlesi olmak üzere, elektron için  $0.44m_0$ , boşluk için  $0.37m_0$  değerine sahiptir.  $N_{TT}$  yok olma-oluşma yakalama merkezinin konsantrasyonudur. Çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonu  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ' den daha az olduğu zaman, azınlık taşıyıcılarının yaşam süresi yaklaşık olarak katkılanmamış silikonlara eşittir. Konsantrasyonun  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ' den büyük olduğu durumlarda, azınlık taşıyıcı yaşam süresi yaklaşık olarak artan çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonun ters karekökü ile azalır. Azınlık taşıyıcı difüzyonu nispeten yavaş bir süreçtir. Azınlık taşıyıcılarının bir  $d$  mesafesini kat etmesi için geçen süre aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$t_{\text{sürüklenme}} = \frac{d^2}{2D} \quad (1.18)$$

### 1.4.3.3. Sürüklenme ve İyonizasyon

Yarıiletken malzemelerde termal bir hareketlilik vardır ve bu nedenle yarıiletken içerisindeki elektronlar hızla ve rasgele bütün yönlerde hareket ederler. Her bir elektronun termal hareketi Şekil 1.8a' da gösterildiği gibi örgü atomları, katkı atomları veya diğer saçılma merkezleri ile çarpışmalar nedeniyle, rasgele birbirini takip eden saçılmalar gibi göz önüne getirilebilir.



Şekil 1.8. Yarıiletken içerisinde bir elektronun şematik hareketi. (a) Rasgele termal hareket, (b) Rasgele termal hareket ile uygulanan elektrik alandan dolayı birleşmiş hareket

Elektronların rasgele hareketi bir elektronun net olarak sıfır yer değiştirmesine yol açar. Küçük bir elektrik alan ( $\geq 2 \times 10^2$  V/cm) yarıiletken örneğine uygulandığı zaman her bir elektron  $-qE$  kuvveti etkisi altında kalır ve bu kuvvet elektronların termal hareketinin üzerine ilave bir hız bileşeni vererek onları alan boyunca hızlandırır (Şekil 1.8b). Bu ilave hız bileşeni sürüklenme hızı olarak isimlendirilir. Silikondaki elektrik alan değerinin elektronlar için  $2 \times 10^3$  V/cm, boşluk için  $4.5 \times 10^3$  V/cm olan  $E_K$  kritik alan değerinden daha az olması durumunda, yük taşıyıcıların sürüklenme hızı elektrik alanla düzgün bir şekilde orantılıdır. Orantılılık faktörü azınlık taşıyıcı mobilitesi olarak bilinir ve  $\text{cm}^2/\text{V.s}$  birimindedir.

Kritik alan değerinin altında, katkı konsantrasyonunun mobiliteye bağlı olması nedeniyle sürüklenme hızı katkı konsantrasyonuna bağlı olacaktır. Yeterince yüksek

alanlarda,  $E > E_K$ , orantılılık artık geçerli değildir ve sürüklenme hızı katkı konsantrasyonundan bağımsızdır ve bir  $V_s$  doyum hızına ulaşır.  $V$  sürüklenme hızına sahip yük taşıyıcılarının yerdeğiştirme bölgesindeki sürüklenme zamanı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$t_{\text{sürüklenme}} = \frac{w}{V} \quad (1.19)$$

Pratikte yerdeğiştirme bölgesindeki elektrik alan şiddeti sabit değildir ve bu nedenle sürüklenme hızı da sabit değildir. Elektrik alan değeri ile birlikte elektronların da sürüklenme hızları artar. Elektronların kinetik enerjisi optik fonon enerjisini geçtiğinde optik fononlar oluşturulur. Oluşum oranı o kadar düşüktür ki ancak birkaç elektron bu enerjiyi aşabilir. Bu suretle sürüklenme hız limiti  $V_s$ , enerji dengesi eşitliğinden tahmin edilebilen bir değere ulaşır.

$$\frac{1}{2} m_e V_s^2 = \hbar w_0 \quad (1.20)$$

$$V_s = \sqrt{2\hbar w_0 / m_e} = 10^7 \text{ cm/s} \quad (1.21)$$

burada  $\hbar w_0$  ve  $V_s$  kabaca elektronların oda sıcaklığındaki termal hızına eşittir

Eğer elektrik alan yeterince yüksek ise, elektron  $E_i$  çarpışma iyonizasyon eşik enerjisinden daha büyük bir kinetik enerji kazanır. Silikon için  $E_i$  değeri elektronlar için 3.6 eV (3.2  $E_g$ ) ve boşluklar için 5.0 eV (4.4  $E_g$ ) dir. Örgü ile etkileşme sırasında, elektron kinetik enerjisinin büyük bir kısmını valans bandındaki bir elektrona vererek onu iletkenlik bandına çıkararak iyonize eder ve böylece bir elektron-boşluk çiftini oluşturur. Elektronun optik fonon ile saçılma yapması sonucu enerji kaybı, onun iyonizasyon eşik enerjisine hızlandırılabilme ihtimalini azaltır.

#### 1.4.4. p-n Eklemlerinin Kırınım Mekanizması

p-n eklemi küçük bir doğrusal besleme gerilimi (0.6 eV Si için) uygulandığı zaman iyi bir iletkendir, fakat çok yüksek ters besleme gerilimi uygulandığında kötü bir iletken olabilir. Ters besleme gerilimi artmaya başladığında, yerdeğiştirme bölgesi boyunca elektrik alan şiddeti de artar. Yerdeğiştirme bölgesi boyunca elektrik alan, eklem bölgesinin yalıtıcı kapasitesinin kırılacağı  $E_K$  değerine kadar arttırıldığında eklem kırınımına uğrayarak çok yüksek akım geçmesine neden olur. Kritik alan belirlenerek yerdeğiştirme bölgesinin kırınım gerilimi Poisson eşitliğinin çözümünden hesaplanabilir.

$$V_{br} = \frac{E_k w}{2} \quad (1.22)$$

Bir p-n eklemindeki kırınım genellikle ısıl kararsızlık, tünelleme veya çığ oluşumu gibi herhangi üç mekanizmadan birisi tarafından gerçekleştirilebilir.

### 1.5. Yüksek Enerji Fiziği Deneylerinde Radyasyon

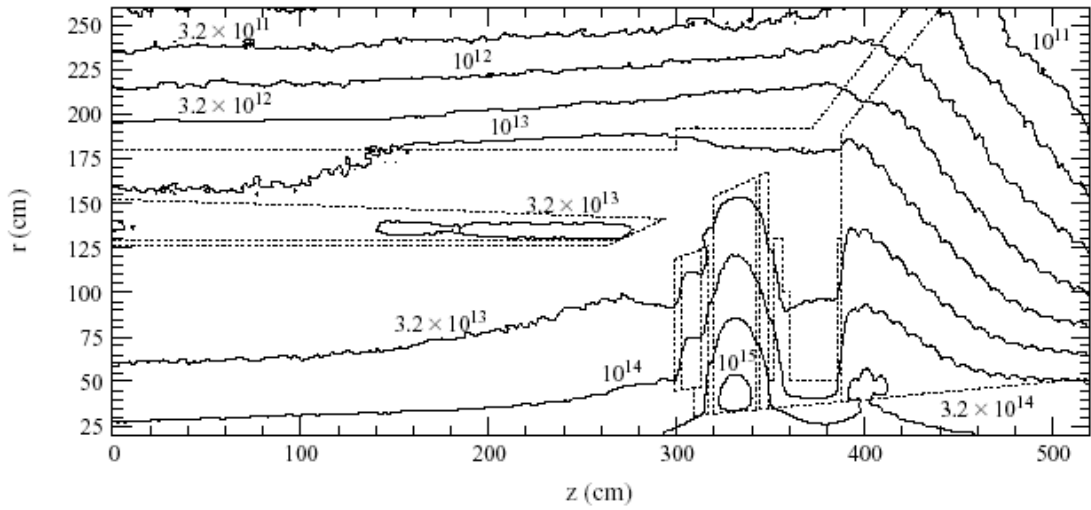
Yüksek enerji fiziği deneylerinde çarpıştırılan parçacıkların enerjilerinin büyük olması sebebi ile oluşan sağanaklardaki parçacıklar detektörün çeşitli bileşenlerine zarar vermektedir. Amacı çarpışmadan açığa çıkan elektronlar, pozitronlar ve fotonların enerjisini ve konumunu ölçmek olan elektromagnetik kalorimetreler, hadronik kalorimetrelerden daha iç tabakada bulunmaktadır. Bu yüzden protonlar, nötronlar gibi hadronik parçacıkların detektörlere yaptığı hasarlar inceleme konusu olmuştur (Moll 2003, Siemieniec ve ark. 2002, Stahl ve ark. 2003, Rando ve ark. 2003).

#### 1.5.1. Yüksek Enerji Fiziği Deneylerinde Radyasyon Seviyesi

Yüksek enerji fiziği deneylerinde, Fermilab' daki TEVATRON ve CERN LHC' deki ATLAS ve CMS gibi, iz takip ediciler silikon detektörlerden seçilmiştir (ATLAS 1997, CMS 1994). İz takip edicilerin çarpışma noktasına yakın olması nedeni ile

çarpışmadan sonra ortaya çıkan hadronik parçacıklar burada bulunan silikon malzemenin yapısında bozulmaya neden olarak silikon detektörün çalışma performansını etkiler.

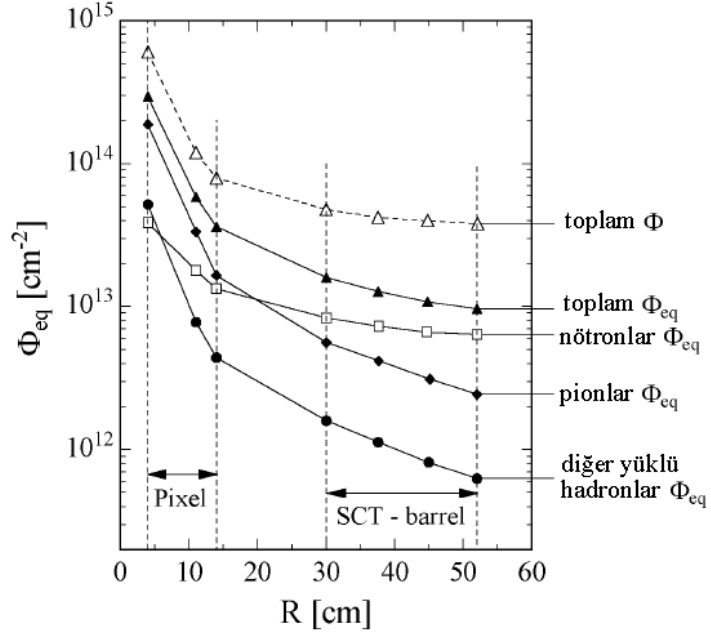
Proton-proton çarpıştırıcısı olarak kullanılacak olan LHC' de beklenen parçacık parlaklığı (limunosity)  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  dir. Burada kullanacak silikon detektörlerin radyasyona karşı dayanıklı olması istenir, çünkü çarpışma noktasına yakın olan iz takip edici detektörlerde ve elektromagnetik kalorimetrelerde silikon detektör bulunmaktadır. Şekil 1.9' da CERN LHC' de bulunan CMS detektörünün çarpışma doğrultusu boyunca demeti çevreleyen bir geometri için hadron akı dağılımının 10 yıllık çalışma süresi sonunda beklenen değerlerinin benzetişim sonuçları görülmektedir (CMS 1997).



Şekil 1.9. CERN LHC' de bulunan CMS detektörü için beklenen radyasyon seviyesi.

Bir başka örnek olarak yine LHC' de bulunan ATLAS detektörünün  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  parlaklık için  $10^7$  s çalışma süresi sonunda çeşitli parçacık akılarının dağılımları Şekil 1.10' da görülmektedir. Burada proton-proton etkileşme tesir kesiti 80 mb olarak düşünülmüştür (Vasilescu 1997). Aynı şekilde ATLAS detektörünün iç iz takip edici kısmının çeşitli noktalarında bulunan silikon detektörlerinin maruz kalacağı akı dağılımları da Çizelge 1.4' de verilmektedir (Casse 1998).





Şekil 1.10. ATLAS detektörü için beklenen parçacık akı seviyeleri.

Çizelge 1.4. ATLAS detektörünün iç iz takip edicisindeki silikon detektörlere etki eden farklı parçacıkların akı dağılımı.

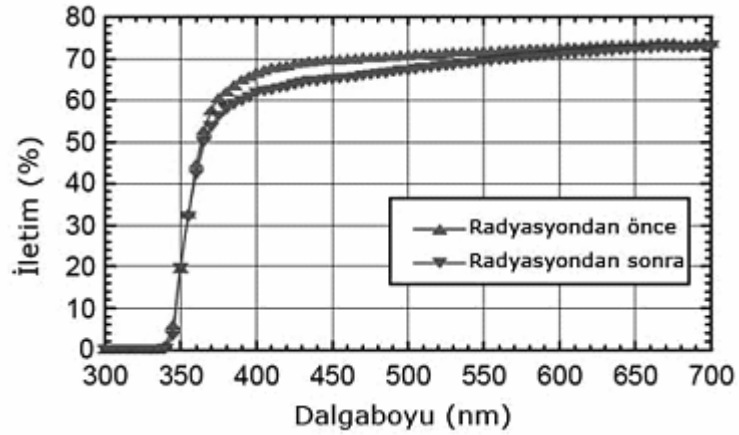
Yarıçap (cm)	Akı ( $\times 10^{13}$ nötron/cm <sup>2</sup> /yıl)					
	Nötron	Proton	AntiProton	Pion +/-	Kaon	Toplam
11.5	1.3	0.74	0.57	6.1	1.3	9.9
20	0.63	0.30	0.18	2.3	0.42	3.9
52	0.30	0.065	0.027	0.46	0.055	0.91
79	0.21	0.026	0.0093	0.17	0.025	0.45
105	0.19	0.016	0.0040	0.064	0.012	0.29

### 1.5.2. Kristale Radyasyon Etkisi

Tüm bilinen kristaller radyasyondan dolayı etkilenirler. En önemli hasar, kristalde renk merkezlerinin oluşturduğu soğurma bantlarının üzerinedir. Soğurma bantları kristalin foton soğurma uzunluğunu azaltır ve böylece çıkan ışığın şiddeti de azalır. Bununla birlikte renk merkezleri kristalden çıkan ışığın dağılımında herhangi bir bozunmaya neden olmayabilir. Radyasyon ayrıca fosforesans olayına da neden olabilir, bu durum çıkış gürültüsünde bir artmaya sebep olur. İlave etki indirgenmiş iç sintilasyon ışık verimini içerebilir. Bu durum ışık çıkışında bir azalmaya ve ışık dağılımında bir bozunmaya neden olacaktır. Kristalde oluşan hasar oda sıcaklığında kendi kendine düzelebilir. Isısal tavlama ve optiksel beyazlatma kristaldeki renk merkezlerini elimine etmede etkin olabilir. Kristaller için sintilasyon mekanizması bozulmamaktadır ve radyasyonun oluşturduğu fosforesans ışığı da ihmal edilebilir (Woody 1995, Woody 1996, Zhu 1999). Araştırma ve geliştirme sonuçları aşağıdakiler şeklinde özetlenebilir:

- Radyasyon kristaldeki sintilasyon mekanizmasını, en azından LHC' de olması beklenen doz oranlarında, etkilememektedir (Auffray 1995, Zhu 1996).
- Radyasyon hasarı kusurlarla ilişkili olan renk merkezlerinin ve oksijen boşluklarının oluşumu ile kristallerin geçirgenliğini etkiler. Işık taşınım miktarı kristallerin ışığı soğurmasıyla değişir ve radyasyon etkisi ışığı soğurma katsayısı ile ölçülür. Radyasyondan dolayı iletimdeki kayıp kalorimetredeki ışık enjeksiyon sistemi ile gözlenebilir (Annenkov 1997).
- LHC' nin en yüksek parıldama durumu için Elektromagnetik kalorimetrelerdeki ortalama radyasyon dozu 0,15 Gy/h (Barrel bölgesinde) ve 15 Gy/h (Endcaps bölgelerinde) olması beklenmektedir. Kristalin geçirgenliği birkaç saat içerisinde kısmen düzelir ve kayıp yaklaşık % 3 civarındadır (Şekil 1.11) (Paganoni 2004).

- Başlangıçtaki ışık soğurulma uzunluğu yeterince uzun ve hasar ortalama değerinde kalmak şartıyla radyasyon, kristal boyunca toplanan ışık veriminin düzgünlüğünü değiştirmez (Zhu 1997).
- Toplanan ışık miktarındaki kayıp, doza bağlı bir seviyede sabitleşir ve oda sıcaklığında hasar kendi kendini dengeler (Annenkov 1997).



Şekil 1.11. Radyasyondan önce ve sonra PWO optiksel iletimin dalgaboyuna bağlı değişimi.

### 1.5.3. Radyasyonun Silikon Detektör Üzerine Etkisi

Silikon detektörlere radyasyon hasarı yüzeyde ve silikon hacminde hasar olmak üzere ikiye ayrılabilir. Bu kısımda önce yüksek enerjili radyasyonun (hadronlar, leptonlar, fotonlar gibi) silikon kristali ile etkileşimleri, daha sonra da ortaya çıkan nokta kusurları ve demet kusurları açıklanacaktır. Silikonda radyasyondan sonra oluşan mikroskobik etkiler, detektörün çalışma performansını makroskobik etkiler yaparak değiştirmektedir.

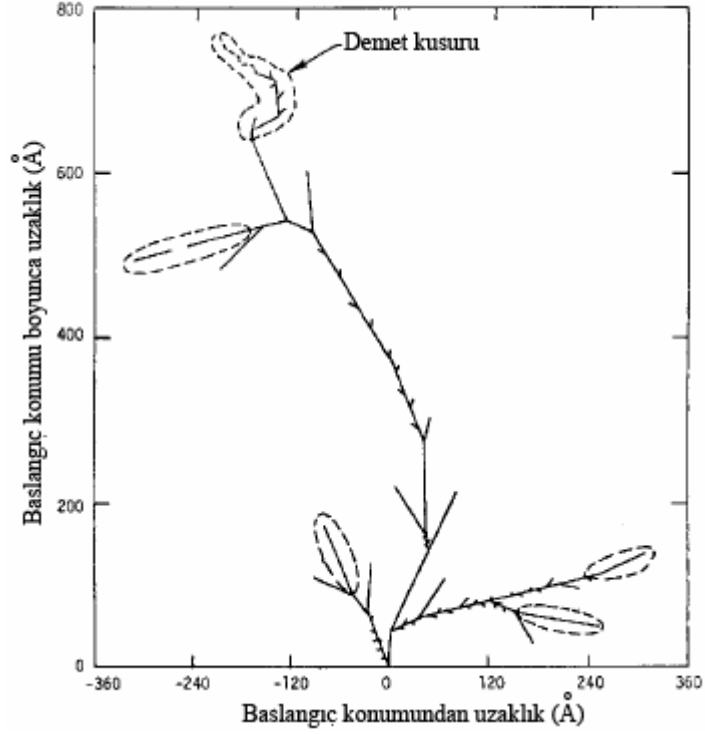
Detektöre en önemli hasar etkileri parçacık akısı ile orantılı kaçak akımında artış, detektörün duyar bölge kalınlığında etkili olan yerdeğiştirme geriliminde bir değişim, yük

toplama veriminde bir azalma olarak sıralanabilir. Bu etkileri radyasyondan sonra silikon malzemenin tavlama etkilerini de içeren protonlar, nötronlar ve pionlar için farklı enerji ve akı değerlerindeki değişimi inceleyen bir çok çalışma yapılmıştır (Wunstorf 1992, Ziocok 1994, Lemeilleur 1995, Li 1995, Schulz 1996, Feick 1997). Bu çalışmalarla bugün hali hazırdaki detektörlerden özellikle çarpışma noktasına yakın olanların deneylerin yapılma süreleri boyunca yetersiz kalacağı sonucuna varılmıştır (ATLAS notları 1998, Feick 1998, HERA-B 1995). Bu yüzden silikon detektörlerin çalışma süreleri boyunca radyasyona karşı dayanıklılığını arttırmak için yöntemler geliştirilmiş ve silikon malzemelerin üretimi esnasında bu yöntemler uygulanmıştır (Fretwurst ve ark. 2007, Rando ve ark. 2003, Pintilie ve ark. 2003, Fretwurst ve ark. 2003).

Makroskobik detektör performansında, radyasyonun oluşturduğu değişimlerin sebebi elektriksel olarak aktif olan mikroskobik kusurlardır. Bu yüzden radyasyonun oluşturduğu hasarın anlaşılması için bu kusurların anlaşılması gerekmektedir. Son yıllarda edinilen bilgilerle kusurların etkisi silikona belirli katkı atomları eklenmesi ile değiştirilebilmektedir. Bundan sonraki kısımlarda silikona etkiyen mikroskobik etkiler ve sonucunda oluşan makroskobik detektör etkilerinden bahsedilecektir.

### **1.5.3.1. Mikroskobik Etkiler**

Nötronlar, protonlar, pionlar gibi hadronik parçacıklar ve yüksek enerjili leptonlar ilk olarak örgüdeki bir silikon atomunu (primary knock-on atom, PKA) yerinden ederek onun örgü içerisinde başka bir yere gitmesini sağlar. Böylece örgüde atomlar arasına girmiş bir silikon atomu (interstitial, I) ve geride ondan kalmış bir boşluk (vacancy, V) kalır. Bu çifte Frenkel çifti denir ve her ikisi de örgü içerisinde hareket ederek safsızlık atomları ile nokta kusurlarını oluşturarak durgun hale gelirler. Bununla birlikte birincil geri dönen atom ancak bırakılan enerji 25 eV' dan büyük olduğunda yerdeğiştirebilir (Lindström 1980). Geri tepen birincil silikon atomları veya nükleer etkileşmelerden ortaya çıkan herhangi bir atom daha fazla bir enerjiye sahip olabilir. Bu atomların yolu boyunca enerji kaybı, iyonizasyon veya daha fazla atomu yerdeğiştirme şeklinde olabilmektedir.

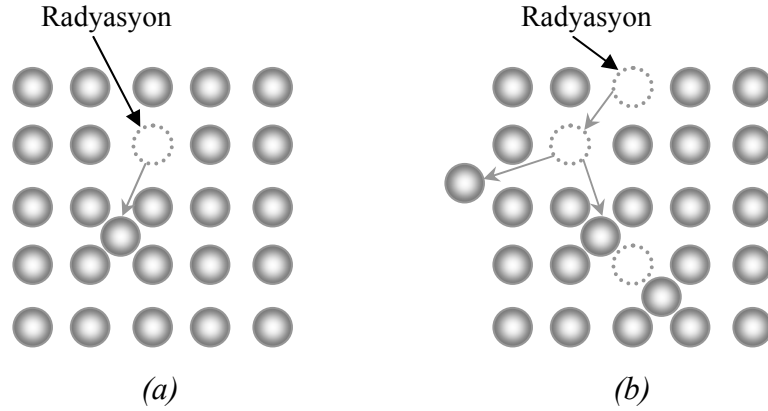


Şekil 1.12. Başlangıç enerjisi 50 keV olan geritepki atomunun izleri.

Şekil 1.12’ de 50 keV’ lik birincil geritepki atomlarının seçilmesinin nedeni yaklaşık 1 MeV’ lik nötronların bu enerjiyi bırakmasından kaynaklanmaktadır (Lint 1980). Birincil geritepki atomları enerjisini kaybederek silikon örgü içerisinde yaklaşık 1000 Angstrom gider. Yaklaşık olarak geritepki atomların enerjisinin %37’ si iyonizasyona, geri kalanı ise örgü atomlarının yerlerinden edilmesine harcanır. Ortalama olarak 3 terminal demet yaklaşık 50 Angstrom çap değerinde oluşur (Lazo 1987, Mueller 1982).

Hem parçacık yollarında bulunan nokta hemde parçacıkların menzillerinin sonunda bulunan demet kusurları silikon detektör hacminde çeşitli radyasyon etkilerine neden olur. Bununla birlikte iyonizasyon kayıpları silikon örgüde radyasyon hasarı ile ilgili bir etkiye yol açmamaktadır.

Nokta kusuru oluşturmak için gerekli enerji, nötronlar için 185 eV iken elektronlar için 255 keV' dir. Gelen radyasyonun enerjisi arttığında daha çok silikon atomu örgüdeki yerinden ayrılacak ve bu silikon atomlarının geri-tepki enerjisi daha fazla olarak yeni Frenkel çiftleri oluşturabilecektir. Oluşan bu tip kusurlara da demet kusuru denir. Demet kusuru oluşturmak için gerekli enerji nötronlar için 35 keV iken elektronlar için 8 MeV' dir (Şekil 1.13) (Dijkstra 2002).

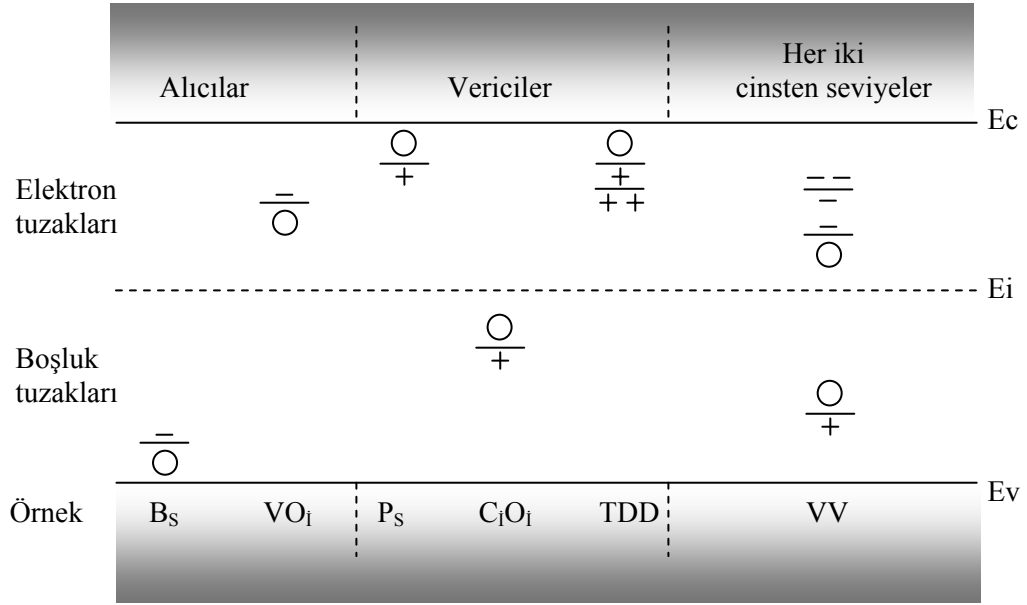


Şekil 1.13. (a) Nokta kusuru oluşum mekanizması. Frenkel çifti gösterimi.  
(b) Demet kusuru oluşum mekanizması.

Oluşan temel kusurlar boşluklar, yerdeğiştiren silikon atomları ve ikili boşluklardır (divacacies,  $V_2$ ). İkili boşluklar 600  $^{\circ}$ K sıcaklığına kadar durgun iken boşluklar ve yerdeğiştiren silikon atomları çok düşük sıcaklıklar dışında oldukça hareketlidirler. Bu kusurlar kristalde hareket ederek diğer kusurlarla ve safsızlık atomlarıyla (B, P, O, C gibi) etkileşip elektriksel olarak aktif yeni kusurlar oluşturur. Etkileşme reaksiyonu oranı safsızlıkların ve kusurların konsantrasyonu ve bunların kısmi yakalama yarıçapları ile bulunur (Macevoy ve ark. 1999).

Nokta kusurlarının elektriksel özelliklerine göre sınıflandırılması Şekil 1.14' de görülmektedir ve bunların açıklaması maddeler halinde aşağıda verilmiştir (Moll 1999).

- Yasak bantta oluşan kusurlar, elektronları ve boşlukları yayınlayıp yutabilirler. Alıcılar bir elektron ile doldurulduğunda negatif olarak yüklü kusurlarken, vericiler bir elektron ile doldurulduğunda yüksüzdür. Termal dengede kusurların yük durumlarına Fermi seviyesi ile karar verilir. Eğer Fermi seviyesi kusur seviyesinin üstünde bulunuyorsa alıcılar negatif yüklü ve vericiler yüksüzdür. Eğer Fermi seviyesi kusur seviyesinden aşağıda bulunuyorsa alıcılar yüksüz, vericiler pozitif yüklü olur. Bu durumlar Şekil 1.14' de (-/0/+) olarak gösterilmiştir. Bazı kusurlar bant aralığında birden fazla seviyeye sahiptir. Boşluk yükü bölgesinde yük taşıyıcılarla doldurulmalar kusurların yayılma sabitleri ile belirlenir. Bu yüzden bandın üst yarısındaki seviyeler bir elektron ile doldurulmaz iken alt yarısındaki seviyeler elektronlarla doldurulur. Örneğin  $VO_i$  (bandın üst yarısındaki alıcı) ve  $C_iO_i$  (alt yarısındaki verici) kusurları bir detektörün yerdeğiştirme gerilimine etkisi yoktur. Çünkü bu kusurlar yükten bağımsız yerdeğiştirme bölgede bir yüke sahip değildir.
- Sığ ve derin seviyelerin anlamı için kesin bir tanım olmamakla birlikte alıcılar ve vericiler oda sıcaklığında iyonize oldukları zaman sığ seviyeler olarak isimlendirilirler. Bununla birlikte bir kusur seviyesinin yük durumu termal dengedeki Fermi seviyesinin konumu tarafından belirlenir. Bu durum aynı kusurun bir malzemede sığ olarak isimlendirilirken başka bir malzemede derin olarak isimlendirilmesine neden olmaktadır. Ayrıca yükten bağımsız bölgede bant aralığının üst yarısında bulunan herhangi bir verici atom sığ durumda olarak bilinmektedir.
- Herbir kusur elektronları ve boşlukları yakalayabilir. Bant aralığının üst yarısında fakat n-tipi bir yarıiletkenin Fermi seviyesinin altında bulunan bir kusur seviyesi termal dengede bir elektron ile doldurulur. Ekleme bir gerilim uygulandığında, yükten bağımsız bir bölge oluşur ve kusurlarda yakalanan elektronlar serbest bırakılır. Yayılma zamanı sabitinin sıcaklığın bir fonksiyonu olarak incelenmesi, karakteristik kusur özelliklerinden iyonizasyon enerjisi, yakalama tesir kesitlerinin tayininde kullanılabilir.



Şekil 1.14. Yasak bant aralığında alıcıların, vericilerin ve her iki cinsten seviyelerin olası yük durumlarının şematik gösterimi.

Çizelge 1.5' de gelen radyasyonun daha çok hangi tip kusur oluşturduğu görülmektedir. Nötronların nükleer etkileşmelerle daha çok demet kusuru oluştururken, yüklü hadronlar düşük enerjilerde coulomb etkileşmesi yaparak nokta kusuru oluşturur. ancak yüksek enerjilerde hadronların demet kusuru oluşturma olasılığı artmaktadır. Gamalar ise silikon atomu ile compton etkileşmesi yaparak bir compton elektronu oluşturur ve bu elektronun enerjisi ancak nokta kusuru yapmaya yetmektedir. Böylece farklı tip ve enerjilerdeki parçacıkların yarıiletken malzemede yaptığı değişimi açıklamak için iyonize etmeyici enerji kaybı (Non-Ionizing Energy Loss - NIEL) hipotezi ortaya atılmıştır (Lindström ve ark. 2001).



Çizelge 1.5. Oluşan kusurların karşılaştırılması.

Parçacık tipi	Nokta kusuru	Demet kusuru
Nötron	<b>x</b>	<b>xxxxx</b>
Hadron (p, $\pi^-$ , $\pi^+$ , vb.)	<b>xxxx</b>	<b>xx</b>
$\gamma$	<b>xxxxx</b>	

### 1.5.3.2. Makroskobik Etkiler

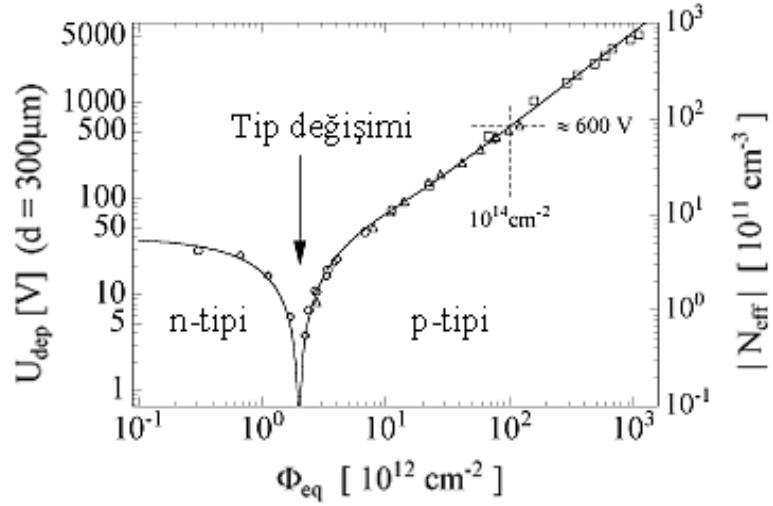
Gelen radyasyonun hem izi üzerindeki nokta kusurları, hem de menzilin sonundaki demet kusurları silikon detektörde çeşitli makroskobik etkilere sahiptir. Silikon detektörde radyasyondan sonra gözlemlenen makroskobik değişimler aşağıdaki gibi sıralanabilir (Moll 1999, Lemeilleur 1999, Watts 1997, Rando ve ark. 2003, Kauffmann 2001, Huhtinen 2002, Lindström 2003, Bates 1994, Borer 2000, Kramberger 2002, Moll 2003, Passeri 2000);

- Radyasyon hasarı detektörün yapıldığı silikon malzemenin etkin katkı konsantrasyonunu ( $N_{eff}$ ) değiştirir. Gelen radyasyon yarıiletken malzemenin bant aralığı arasında elektriksel olarak aktif yeni seviyeler oluşturur. Spektroskopik ölçümlerinden (Deep Level Transient Spectroscopy, DLTS ve Thermally Stimulated Current, TSC) elektriksel olarak en aktif kusurların alıcı tipi kusurlar ( $V_2O$  gibi) olduğu görülür. Böylece başlangıçta n-tipi olan bir malzeme artan akı ile tip değiştirerek p-tipi olur (Şekil 1.15). Düşük radyasyon akısında  $N_{eff}$ , tip değişimi denilen akı değerine kadar eksponansiyel olarak azalır. Akı değeri arttıkça lineer olarak artar.

$$N_{eff} = |N_D \exp(-c_D \phi) - N_A \exp(-c_A \phi) - \beta \phi| \quad (1.23)$$

Eşitlikte  $N_D$  verici konsantrasyonunu,  $c_D$  verici çıkarma katsayısını,  $N_A$  alıcı konsantrasyonunu,  $c_A$  alıcı çıkarma katsayısını,  $\beta$  alıcı katma oranını,  $\phi$  radyasyon

akısını temsil etmektedir. Buradaki ilk terim verici katkı oranındaki yerdeğiştirmeyi tanımlarken, üçüncü terim alıcı katma oranını belirler. Bu eşitlikteki ikinci terim n-tipi malzemeler için alıcı katkı konsantrasyonu ihmal edilebilir olduğundan dolayı göz ardı edilebilir.



Şekil 1.15. Başlangıçta n-tipi olan bir silikon detektörün tam yerdeğiştirme gerilimi ve buna karşılık etkin katkı konsantrasyonunun radyasyon akısı ile değişimi (Wunstrof 1992).

- Detektörün etkin katkı konsantrasyonundaki değişim, herhangi bir çalışma geriliminde yerdeğiştirme bölgesinin genişliğini değiştireceği için önemlidir (Şekil 1.15). n-tipi bir detektör için yerdeğiştirme genişliğindeki değişim,

$$x_n = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_{Si} \varepsilon_0 (V_0 + V_a)}{q N_{eff}}} \quad (1.24)$$

ile verilir.

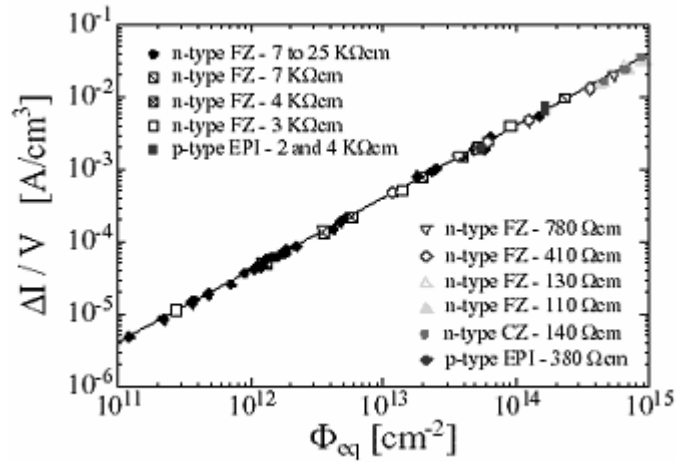
- Detektörün duyar bölgesi içerisindeki elektrik alan şiddetindeki değişim ise yine etkin katkı konsantrasyonundaki değişim ile orantılıdır.

$$E_n = \frac{q N_{eff}}{\epsilon_{Si} \epsilon_0} (x - x_n) \quad (1.25)$$

- Gelen radyasyon detektörde bir kaçak akımına neden olur (Şekil 1.16). Kaçak akımı iki şekilde oluşabilir. Birincisi detektör hacminde radyasyon ile oluşan ve enerji seviyesi bant aralığının ortalarında olan kusurların elektron-boşluk çiftleri oluşturmasından kaynaklanır. Diğeri ise silikon hacim ile oksit tabaka arasında radyasyon ile oluşan seviyeler nedeniyledir. Radyasyonun ve detektörün tipine bağlı olarak bunlardan biri bir diğerine göre baskın olur. Birim hacimde detektör kaçak akımındaki değişim

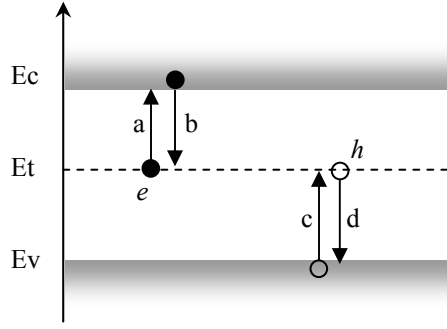
$$\Delta I_R / V = \alpha(T, t) \times \phi \quad (1.26)$$

ile verilir. Burada  $\alpha(T, t)$  sıcaklığa ve zamana bağlı hasar parametresidir.



Şekil 1.16. Farklı silikon malzemeler için radyasyon akısına bağlı olarak kaçak akımındaki değişim (Moll 2003) .

- Valans ve iletkenlik bant aralığında radyasyon ile oluşan kusurlar elektron ve boşlukları yakalayıp bırakabilir (Şekil 1.17). Bu sebeple yük taşıyıcıların ortalama ömründe Şekil 1.18' de görüldüğü gibi bir azalma olur.

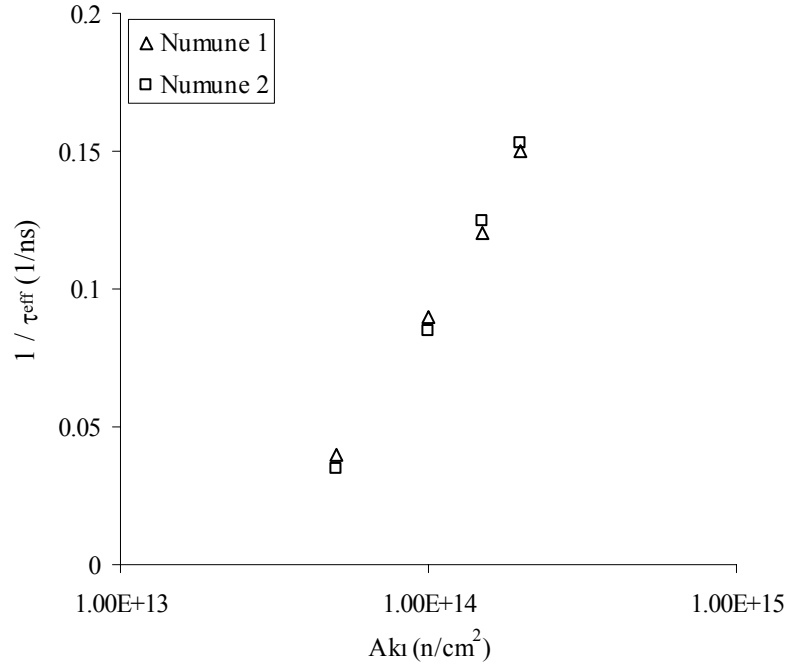


Şekil 1.17. Kusurların elektron yakalama ve bırakma gösterimi. (a) İletkenlik bandına elektron salınımı. (b) Elektron yakalanması. (c) Elektron tarafından işgal edilen seviyede boşluk yakalanması. (d) Valans bandına boşluk salınımı.

Yük taşıyıcıların ortalama ömründeki değişim;

$$\frac{1}{\tau_{eff\ e,h}} = \beta_{e,h} \times \phi \quad (1.27)$$

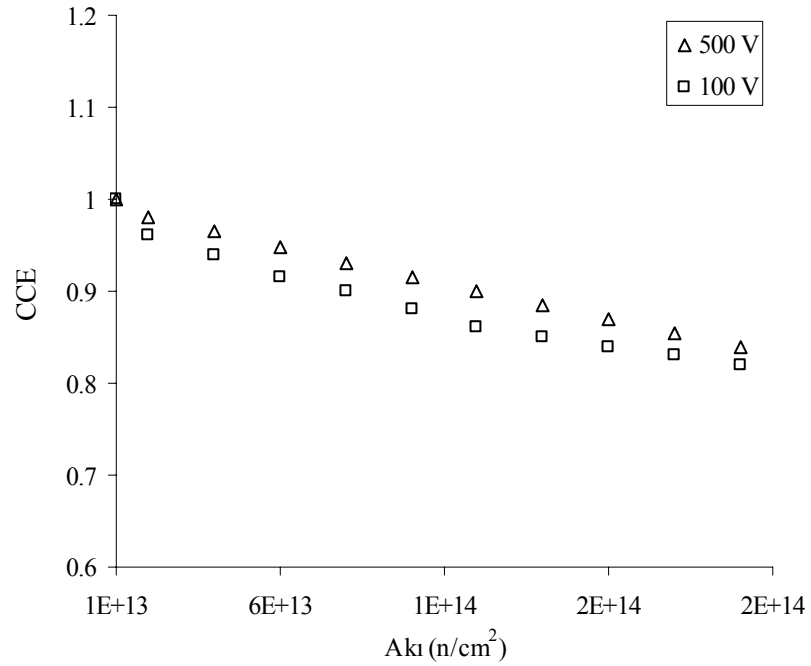
bağıntısı ile verilir. Burada  $\beta$  yük taşıyıcıların yakalanma olasılığıdır.



Şekil 1.18. Farklı silikon malzemeler için yük taşıyıcı ömürlerinin radyasyon akısı ile değişimi (Kramberger 2006).

- Sabit bir çalışma gerilimi altında detektörün yük toplama verimi (Charge Collection Efficiency, CCE) detektörün kontaklarına ulaşan yük taşıyıcıların adedine bağlıdır. Yük taşıyıcıların ortalama ömründeki azalmadan dolayı yük toplama verimi de azalacaktır (Şekil 1.19) (Kramberger 2002).

$$CCE_{e,h} \propto \left(\frac{w}{d}\right)^2 \exp\left(-\frac{\tau_{sürüklenme}}{\tau_{eff\ e,h}}\right) \quad (1.28)$$



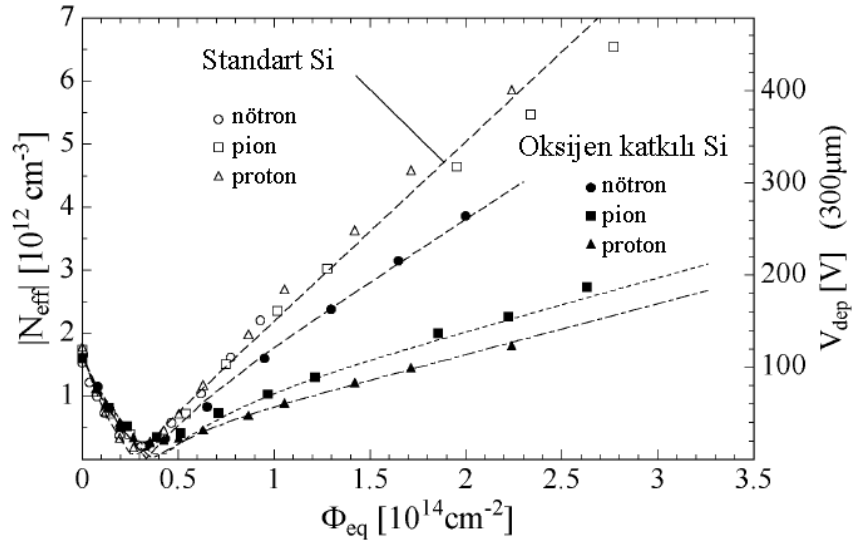
Şekil 1.19. Yük toplama veriminin radyasyon akısı ile değişimi.

#### 1.5.4. Radyasyona Karşı Dayanıklılık

Yukarıdaki anlatılanlar ışığında mikroskobik ve makroskobik radyasyon hasarı nasıl radyasyona dayanıklı bir silikon detektörler üretilebileceği sorusunu ortaya çıkarır.

- Oksijence zenginleştirilmiş silikonun standart üretilen silikona nazaran radyasyona daha dayanıklı olduğu görülmüştür (Dezille 1997). Silikondaki değişimlerden sorumlu olan

kusurlar boşluklarla ilgili ( $V_2$ ,  $V_2O$ ,  $V_3O$ ,  $V_NO$  gibi ;  $N>2$ ) kusurlardır. Silikon detektörlerin radyasyona karşı dayanıklılığını sağlayacak katkı bu kusurları yok edecek ve elektriksel olarak aktif olmayan yeni kompleksler oluşturacak nitelikte olmalıdır. Silikona yapılan oksijen katkısı tip değişiminin nedeni olan  $V_2O$  kompleksinin yerine  $VO$  oluşumuna neden olacaktır (Feick ve ark. 1996, McEvoy 1995). Şekil 1.20' de reaktör nötronları, 23 GeV' lik protonlar, 192 MeV' lik pionlar ile radyasyona maruz bırakılmış iki farklı tipte silikonda etkin katkı konsantrasyonunu değişimi görülmektedir.



Şekil 1.20. Standart ve oksijen katkılı FZ silikon için etkin konsantrasyonun akı ile değişimi.

- V boşluk kusurlarını engelleyecek diğer bir elementin Sn (kalay) olduğu görülmüştür. Sn ile üretilen silikonda yapılan deneylerde  $V_2$  kompleksi oluşumunu bastırıldığı gözlemlenmiştir (Svensson ve Lindström 1992).
- Yapılan çalışmalardan yüksek oksijen konsantrasyonunu detektörün radyasyon ile artan kaçak akımın azaltılmasına veya sabitlenmesine bir katkısı olmadığı görülmüştür. Bu yüzden yapılması gerekli tek işlem detektörün parçacık çarpıştırıcısının çalışmadığı durumlarda bile soğutulmasıdır (Moll 1999).

## 2. MATERYAL VE YÖNTEM

### 2.1. Monte Carlo Yöntemi

Monte Carlo Tekniği, karmaşık olasılık fonksiyonlarına sahip fiziksel olayları benzetişimini yapmak için kullanılan bir yöntemdir. Bu teknikte fiziksel olayın doğasındaki karmaşıklık sürecinin benzetişiminde, olasılık fonksiyonunu örneklemek için bilgisayar tarafından üretilen rastgele sayılar ve bir takım matematiksel işlemler kullanılır. Bu bölümde belli bir olasılık yoğunluğuna sahip fiziksel bir olay için uygulanan Monte Carlo yönteminden kısaca bahsedilecektir.

#### 2.1.1. Gelişigüzel Sayı Örneklemesi

Monte Carlo yönteminde, sayısal olarak bir deneyi veya olayı taklit etmek için temel araç 0-1 arasında değerler alan düzgün dağılımlı sayıları kullanmaktır. Bu sayıları  $q$  ile gösterelim. Bu sayılar bir bilgisayar programı ile türetilir. Belli bir ölçü veya deneyde bulunabilecek değerler kümesi bir gelişigüzel sayı kümesi oluşturur. Gelişigüzel sayılar kümesinde herhangi bir sayının gelme olasılığı ötekilerden farklı olabilir. Olasılıklar aynı ise böyle bir kümeye düzgün dağılımlı gelişigüzel sayılar kümesi denir (Walck 1987, Marsaglia 1985, Marsaglia 1994). Gelişigüzel sayılar her bir rakamı aynı olasılıkla seçilmiş ve birbirinden bağımsız sayılardan oluşmuş bir kümenin elemanlarıdır. Monte Carlo yönteminde çok sayıda gelişigüzel sayı gerektiğinden bu sayılar bilgisayarda üretilir. Bilgisayarda tümüyle belirli bir yöntemle göre ardı ardına oluşturulan bu sayılar gerçekte gelişigüzel olmamakla birlikte gelişigüzel sayıların istatistiksel özelliklerini içerirler. Bir formülden elde edilen gelişigüzel sayı dizisine sözde gelişigüzel sayılar denir. Bu sözde gelişigüzel sayıları elde etmek için Fortran ile hazırlanmış alt programlardan biri, CERN kütüphanelerinde bulunan RANLUX' dur (James 1994). Bunun yanında diğer bir yöntem alınacak olan sözde gelişigüzel sayıları programa (radyoaktif bir bozunma sürecinde olduğu gibi) tablodan okutmaktır.

### 2.1.2. Ters Dönüşüm Yöntemi

Eğer istenen olasılık yoğunluk fonksiyonu  $f(x)$   $-\infty < x < \infty$  aralığında ise,  $x \leq a$  da olasılığı ile açıklanan toplam olasılık yoğunluk fonksiyonu veya olasılık dağılım fonksiyonu Eşitlik 2.1 ile verilir.

$$F(x) = \int_a^x f(x') dx' \quad (2.1)$$

Bir  $a$  sayısı,  $f(a)$  olasılık yoğunluğu ile seçildiğinde bu  $a$  noktasına kadar toplam olasılık,  $F(a)$ ,  $[0,1]$  aralığında düzgün olasılık yoğunluğuna sahip bir gelişigüzel sayı olacaktır. Son noktalar ihmal edilip  $x'$  in herhangi bir değeri alınrsa verilen bir  $u$  sayısı için olasılık yoğunluk fonksiyonundan seçilen bir  $x$  değeri bulunabilir. Eğer,

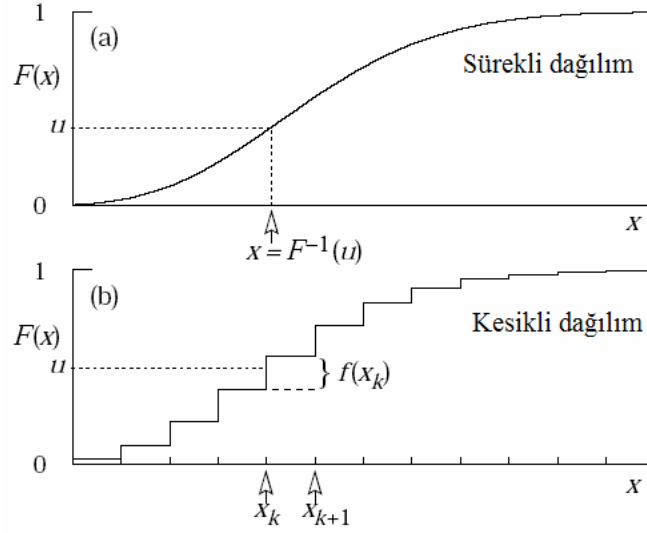
$$u = F(x) \quad (2.2)$$

şartı sağlanıyorsa, toplam olasılık fonksiyonunun tersi

$$x = F^{-1}(u) \quad (2.3)$$

şeklinde tanımlanır. Bu metot Şekil 2.1' de gösterilmiştir. Bu durum, olasılık yoğunluk fonksiyonunun belirsiz integrali alınabildiği zaman en uygun eşitliktir. Yani  $\exp(x)$ ,  $(1-x)^n$  ve  $1/(1+x^2)$  (Cauchy ve Breit-Wigner) gibi bazı genel  $f(x)$  fonksiyonları için tersine çözümü alınabilecek durumlardır. Bununla birlikte işlem zamanının artma olasılığı da göz ardı edilmemelidir.





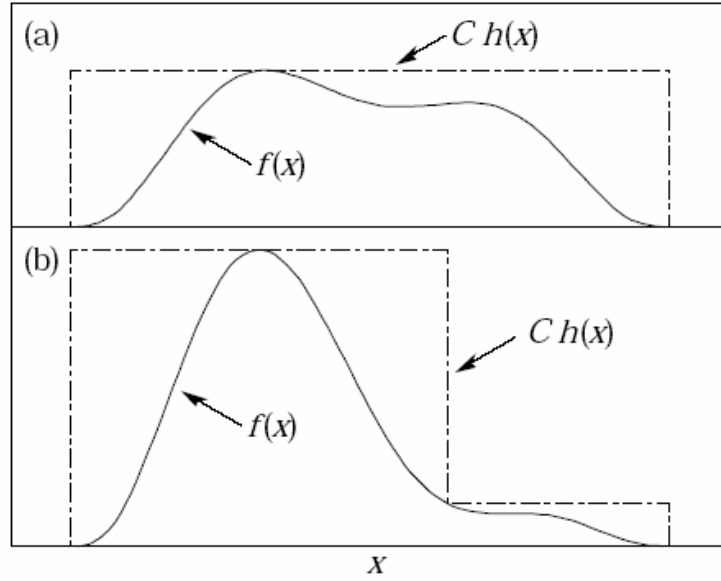
Şekil 2.1. Sürekli ve kesikli toplam olasılık dağılım fonksiyonları.

Şekil 2.1' de  $(0,1)$  aralığında düzgün bir dağılımdan gelişigüzel seçilen bir  $u$  için toplam olasılık dağılım fonksiyonu  $F(x)$  gösterilmiştir. Kesikli bir dağılım için  $F(x)$  her bir  $x_k$ ,  $k=1,2, \dots$ , değerinde  $f(x_k)$  kadar sürekli olmayan bir adım uzunluğuna sahiptir. Daha önceki gibi  $(0,1)$  aralığından düzgün dağılımlı gelişigüzel bir  $u$  seçilerek bir  $x_k$  bulunur.

$$F(x_{k-1}) < u \leq F(x_k) \equiv \text{Pr ob}(x \leq x_k) = \sum_{i=1}^k f(x_i) \quad (2.4)$$

### 2.1.3. Kabul-Red Etme Yöntemi (Von Neumann)

Genellikle  $F(x)$  için bir analitik form elde edilemeyebilir ve çözümlenmesi zordur. Böylelikle Eşitlik 2.3' ün tersine bir çözümü olmayabilir.  $x'$  in verilen herhangi bir değeri için eğer olasılık yoğunluk fonksiyonunu tamamen kaplayacak bir şekil (zarf eğrisi) içerisine hapsedersen  $f(x)$ , olasılık yoğunluk fonksiyonu, hesaplanabilir hale gelir. Bu zarf eğrisinin alanı Şekil 2.2' de de görüldüğü gibi  $C.h(x)$  ile verilir.



Şekil 2.2. Kabul-Red etme yönteminin gösterimi.

Genellikle  $h(x)$  düzgün dağılımlı veya normalize edilmiş bir düzgün dağılımlı fonksiyondur. Hem  $f(x)$ ' in hemde  $h(x)$ ' in birim alana normalize edilmesi gerektiğinden dolayı orantılılık sabiti  $C > 1$ ' dir. Bir olasılık yoğunluk fonksiyonu  $f(x)$  üretmek için önce  $h(x)$ ' e göre bir  $x$  adayı üretilir.  $f(x)$  ve  $C.h(x)$  zarf eğrisinin yüksekliği hesaplanır, düzgün dağılıma sahip bir gelişigüzel  $u$  sayısı üretilir  $u.C.h(x) \leq f(x)$  şartının sağlanıp sağlanmadığı test edilir. Eğer sağlıyorsa  $x$  kabul edilir, sağlamıyorsa  $x$  reddedilir ve olay yeniden tekrarlanır. Eğer  $x$  ve  $u.C.h(x)$  iki boyutlu grafikte bir noktanın  $x$  ve  $y$  eksenleri olarak sayılırsa bu noktalar  $C.h(x)$  alanını verecek, biz de bu  $f(x)$  altında kalanları kabul etmiş olacağız. Alanların oranı  $(1/C)$  yapılan uygulamanın verimidir ve bu yüzden  $C$  mümkün olduğunca  $1$ ' e yakın olmalıdır. Dolayısı ile seçilen  $C.h(x)$  olabildiğince  $f(x)$ ' e yakın olmalıdır (Cousins ve ark. 2000).

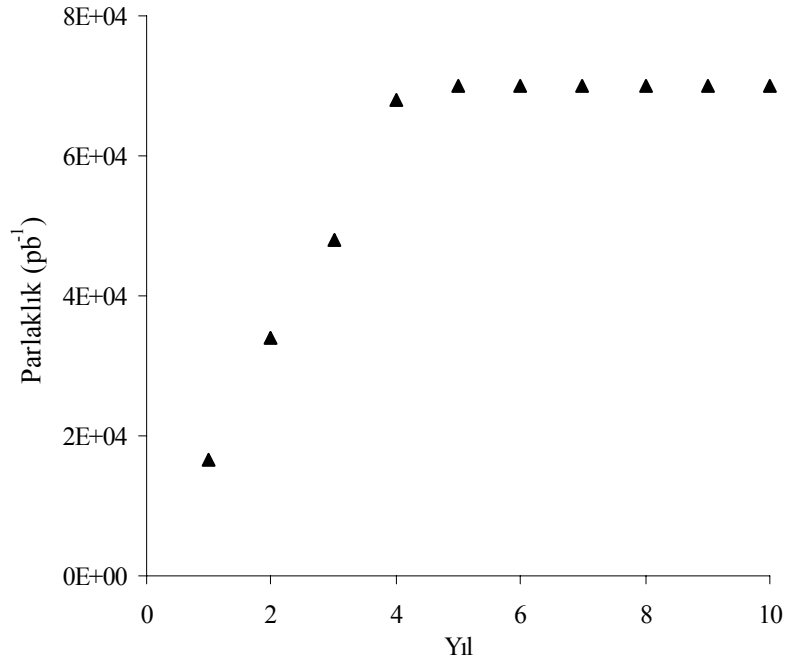
Bir çok dağılıma sahip olan gelişigüzel sayıları üretmek için algoritmalar çeşitli referanslarda verilmektedir (Press ve ark. 1986, Ahrens 1974, Rubinstein 1981, Everett 1983, Devroye 1986, Walck 1987). Bir çok dağılım için karmaşıklığı, hızı ve hassasiyeti değişen algoritmalar bulunmaktadır.  $u$  ile isimlendirilen değişkenin bağımsız olduğu ve  $[0,1)$  aralığında bulunduğu unutulmamalıdır.

## 2.2. CMS' de Radyasyon Seviyesi

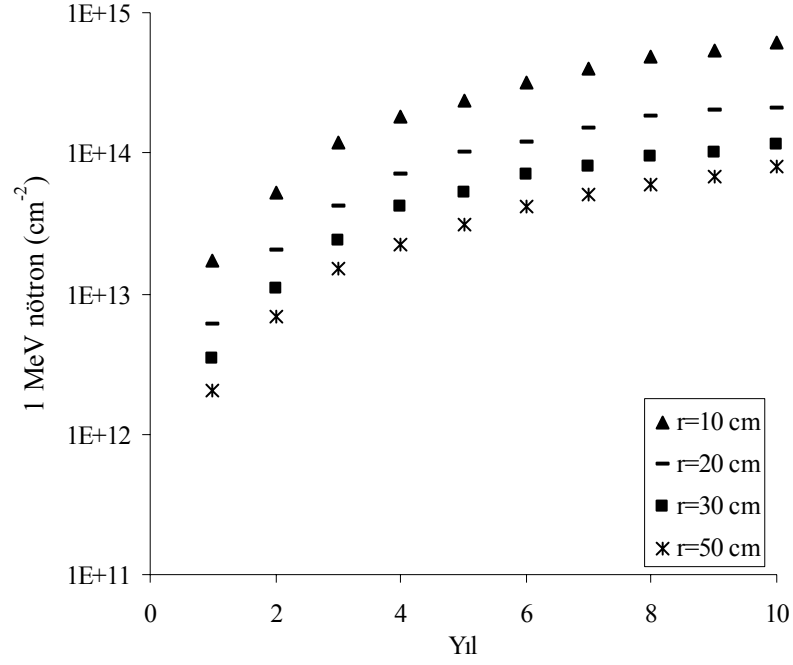
Hızlandırıcı fiziğinde yüksek enerjili parçacık demeti tarafından birim zamanda birim yüzeyde oluşturulan parçacık sayısı parlaklık olarak isimlendirilmektedir. Parlaklık bir hızlandırıcının çalışma performansının belirlenmesinde önemli bir parametredir. LHC gibi dairesel bir hızlandırıcı için karşılıklı iki demetin çarpışması durumunda parlaklık;

$$L = f \frac{N_1 N_2}{A} \quad (2.5)$$

bağıntısı ile verilir. Burada  $f$  halkada demetin dolanım frekansı,  $N_1$  ve  $N_2$  herbir demetteki parçacıkların sayısı,  $A$  demetlerin karşılıklı etkileşme alanıdır. LHC' de dördüncü yıldan sonra en yüksek parlaklık seviyesine ulaşılacak ve 10 yıllık bir çalışma süresi sonunda toplam parlaklık değeri  $5.7 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$  civarında olacaktır (Şekil 2.3).



Şekil 2.3. LHC' de parlaklığın yıllara göre değişimi (Watts 1997) .



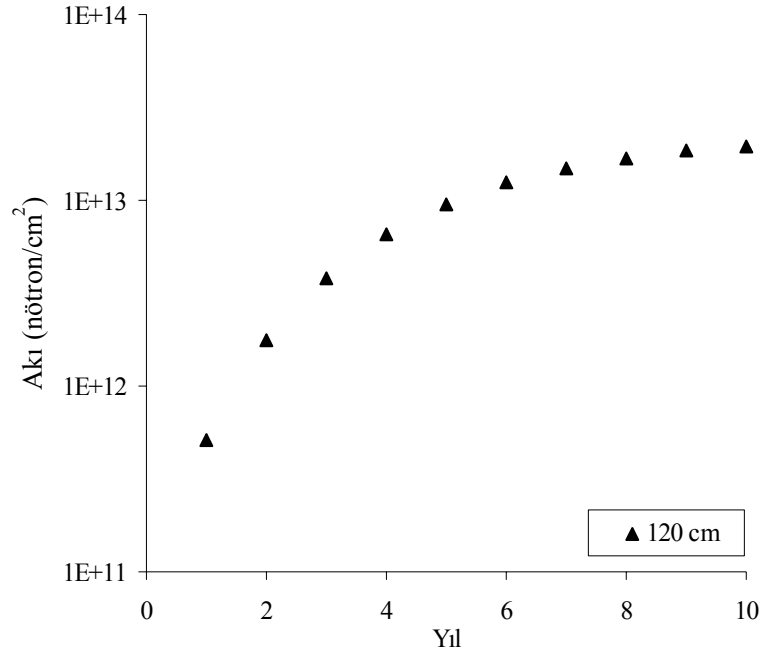
Şekil 2.4. 10 yıllık süreç içerisinde 1 MeV' lik nötron akısının farklı konumlardaki değerleri (Watts1997).

Yapılan çalışmalar sonucunda demet hattına yaklaştıkça hadronların oluşan akıda baskın olduğu görülmüş ve radyasyon alanı 1 MeV' lik nötronlara normalize edilmiştir (Şekil 2.4). Çarpışma noktasından yaklaşık 40 cm uzaklıktaki bir alanda hadron ve nötron akıları birbirine eşit olmaktadır (Watts 1997). Çizelge 2.1' de CMS detektörü için beklenen hadron akısı değerleri çarpışma noktasından çeşitli uzaklıklar için verilmiştir.

Çizelge 2.1. CMS detektörü için beklenen akı değerleri (Virdee 2002).

Yarıçap (cm)	Akı (hadron/cm <sup>2</sup> )	Doz (kGy)
4	30 x 10 <sup>14</sup>	800
11	5 x 10 <sup>14</sup>	200
22	1.5 x 10 <sup>14</sup>	80
75	0.3 x 10 <sup>14</sup>	8
115	0.1 x 10 <sup>14</sup>	2

CMS detektöründe elektromagnetik kalorimetrenin fiçi kısmında çarpışma noktası doğrultusundan yaklaşık 120 cm uzakta bulunan PWO kristali ve çığ fotodiyot (APD) sistemi (CMS 1997) için nötron akı dağılımı Şekil 2.5’ de görölmektedir. 10 yıllık bir çalışma süresi sonunda toplam nötron akısı yaklaşık  $2 \times 10^{13}$  1/cm<sup>2</sup> civarında olacaktır.

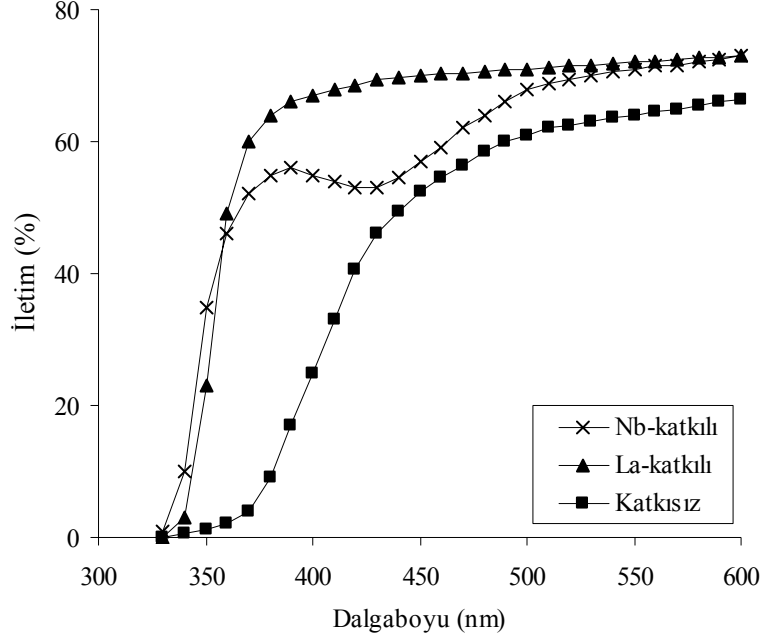


Şekil 2.5. CMS fiçi elektromagnetik kalorimetresi için nötron akı seviyesi.

## 2.3. PWO Kristali

### 2.3.1. Optik İletim

Üretilen kristalin radyasyona karşı dayanıklılığını arttırmak ve kristalde oluşan kusurları azaltmak için kristale katkı atomları (başlıcaları La<sup>+3</sup> ve Nb<sup>+5</sup>) ilave edilmektedir (Şekil 2.6). Optiksel özelliklerin radyasyon ile değişimi detektörlerin uzun süreli kullanımını etkilemektedir.

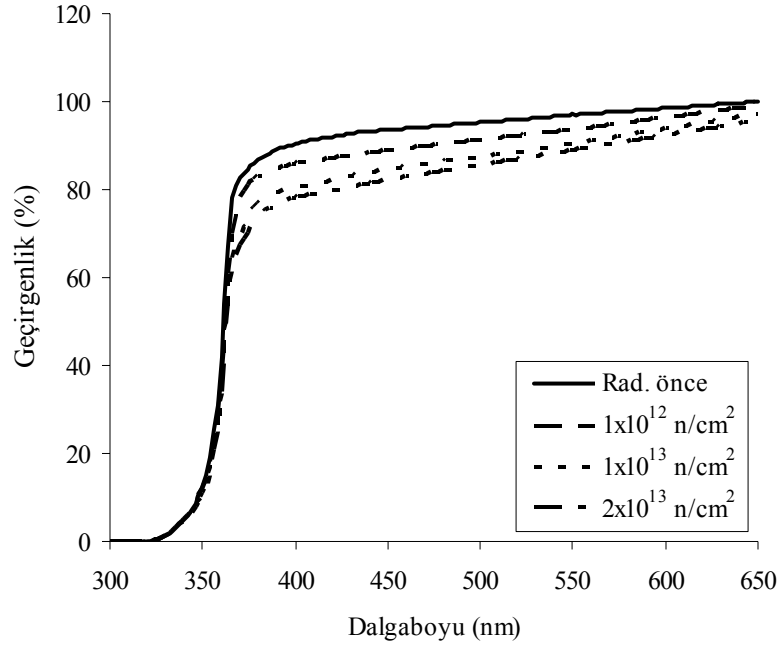


Şekil 2.6. PWO kristali iletime Nb ve La katkısının etkisi (Baccaro 1999).

Radyasyondan sonra kristalde meydana gelen renk merkezlerinin oluşturduğu soğurma bantları kristalin foton soğurma uzunluğunu azaltarak çıkan ışığın şiddetinde azalmaya neden olur. Kristalde meydana gelen bu hasar, oda sıcaklığında kendi kendine bir kaç saat içerisinde düzelse bile oluşan ışığın kristal içerisinde iletime etkisi olmaktadır.

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı' ndaki CMS detektörünün elektromagnetik kalorimetresinin fiçı kısmında beklenen radyasyon dozu için kristaldeki iletim kaybı yaklaşık %3 civarında olduğu gözlemlenmiştir (Pagonani 2004).

Farklı radyasyon durumları için, PWO kristalinde optiksel iletimin azalışı Şekil 2.7' de görülmektedir (Ippolitov ve ark. 2005).

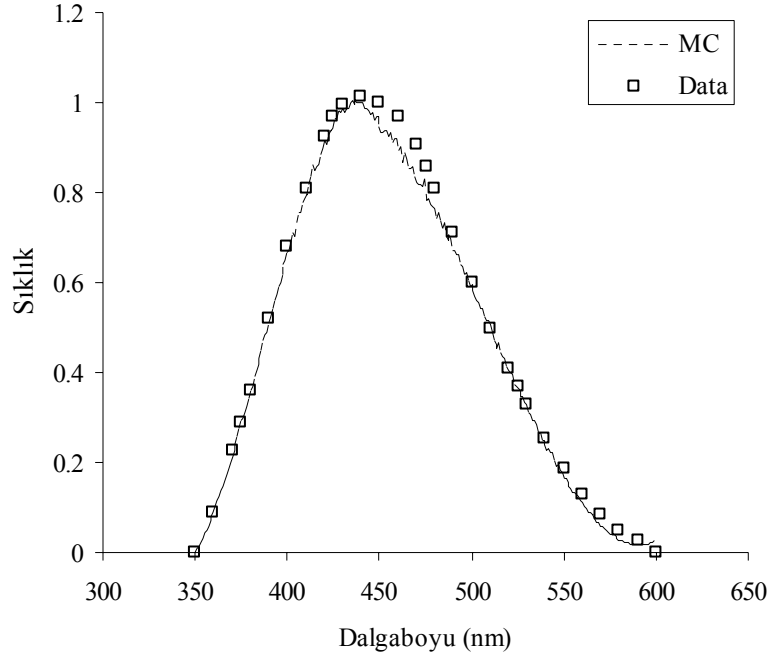


Şekil 2.7. Radyasyon ile kristalin optik iletiminin dalgaboyuna bağlı değişimi.

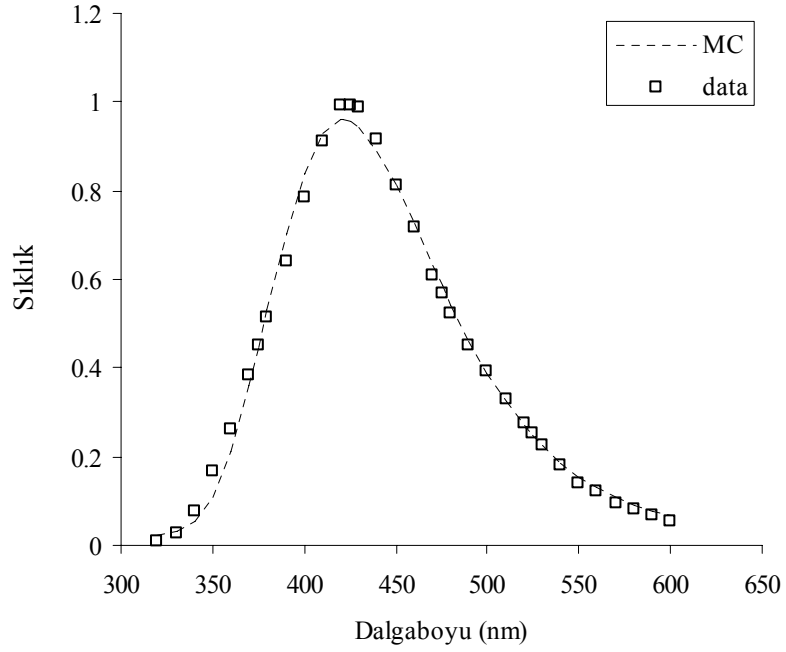
### 2.3.2. Sintilasyon Spektrumu

Kristal üzerine gelen fotonlar, fotoelektrik ve Compton etkileşimleri yaparak elektron oluştururlar. Oluşan elektronlar kristal atomları ile etkileşerek uyarılmalara ve sonuçta sintilasyon fotonlarının oluşmasına neden olurlar. Kristalin ana görevi yüksek enerjili elektron ve fotonları durdurmak ve bunları fotodetektör tarafından sayılabilecek sintilasyon ışığına dönüştürmektir. Çalışmamızın ilk aşamasında PWO kristalinden yayınlanan sintilasyon ışığının dağılımı için fonksiyonlar elde edildi ve elde ettiğimiz bu fonksiyonlar Monte Carlo yöntemlerinden birisi olan Reddetme Yönteminde kullanıldı.

DeneySEL olarak elde edilmiş sintilasyon ışığı spektrumu ile Monte Carlo benzetişimi sonucunda elde ettiğimiz lantanyum ve niobyum katkılı PWO kristalinden yayımlanan foton spektrumları sırasıyla Şekil 2.8 ve Şekil 2.9' da görülmektedir.



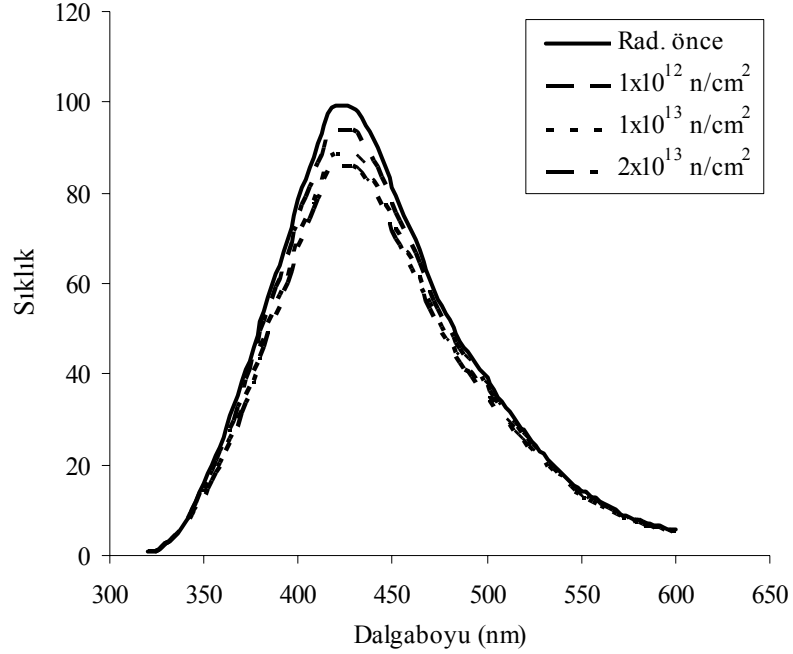
Şekil 2.8. Nb-katkılı PWO için foton yayınlama spektrumu.



Şekil 2.9. La-katkılı PWO için foton yayınlama spektrumu.



Radyasyonun oluşturduğu noktasal kusurlar, optik soğurma bantlarını arttırarak yayınlanan ışığın kristal içerisinde daha fazla soğurulmasına ve kristalden çıkan ışığın şiddetinde bir azalmaya yol açar.



Şekil 2.10. Radyasyon ile kristalin foton yayılma spektrumundaki değişim.

Optik iletimde meydana gelen azalma, kristal içerisinde yüklü parçacıklar tarafından oluşturulan sintilasyon ışığının fotodetektörlere daha az bir oranda ulaşmasına neden olacaktır. PWO ışığının şiddetinin 10 yıllık süreç boyunca ne miktarda azaldığı Şekil 2.10' da görülmektedir. Kristalden çıkan foton sayısındaki azalma fotodetektör içerisinde üretilecek birincil yük taşıyıcılarının azalmasına bu durum da elektromagnetik kalorimetrenin enerji çözünürlüğünün bozulmasına neden olacaktır.

## 2.4. Silikon Çığ Fotodiyot (Si-APD)

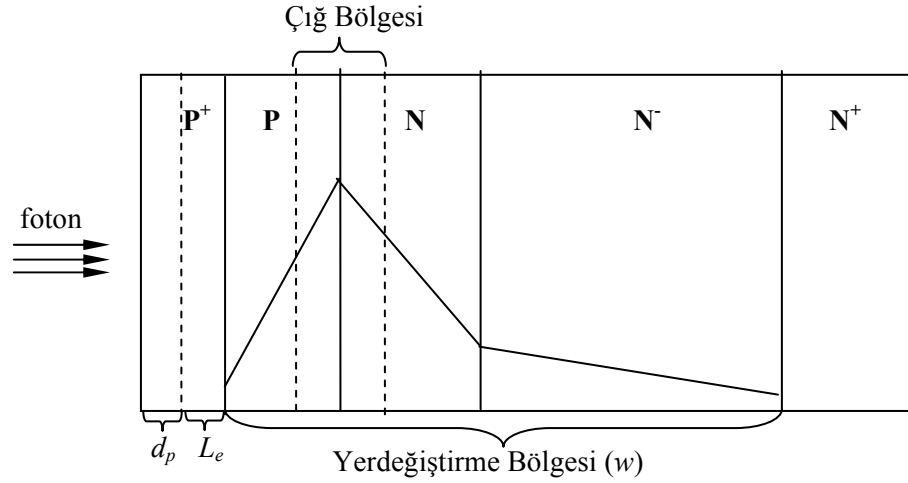
Genel olarak kalorimetrelerde kullanılacak olan fotodetektörlerin aşağıda sıralanan özellikleri sağlaması gerekmektedir.

- Yüksek magnetik alanda çalışabilmelidir.
- İyi bir kuantum verimine sahip olmalıdır.
- Gerilim ve sıcaklık değişimlerinden etkilenmemelidir.
- Nükleer sayma etkisine karşılık duyarsız olmalıdır.
- Düşük kapasitans ve karanlık akımına sahip olmalı olmalıdır.
- Radyasyona karşı dayanıklı olmalıdır.

Bu gibi şartların pek çoğunu sağlayan tek tip fotodetektör, üzerinde hala çalışılan çığ fotodiyotlardır (APD). CMS detektöründe elektromagnetik kalorimetrenin fiç kısmında kullanılmak üzere Hamamatsu firması tarafından üretilmiş S8148 çığ fotodiyot seçilmiştir.

### 2.4.1. Hamamatsu S8148 APD Yapısı

Bir çığ fotodiyot, p ve n tipi yarıiletkenlerin çeşitli yöntemlerle birleştirilmesiyle oluşturulmuş ve bir ters besleme gerilimi altında çalışan yarıiletken detektördür. Yarıiletken p-n eklemlerinin fiziksel özellikleri daha önceki bölümde anlatılmıştı. Genellikle detektörün kapasitansını düşürmek için bir saf bölge bu tabakalara eklenir. Hamamatsu S8148 APD yapısı da böyle bir yapıya sahip olup, Şekil 2.11' de görüldüğü gibi, silikon malzemenin sırasıyla yüksek oranda katkılanmış bir p<sup>+</sup> tabakası, az katkılanmış bir p tabakası, az katkılanmış bir n tabakası, bir iç saf silikon  $\pi$  tabakası ve son olarak yüksek oranda katkılanmış n<sup>+</sup> tabakasının yan yana gelmesiyle oluşur.



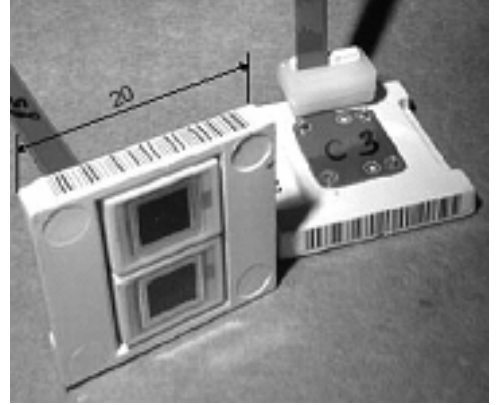
Şekil 2.11. Hamamatsu S8148 APD yapısı.

Bu yapıda,  $p^+$  bölgesi ölü bölge ( $d_p$ ) ve difüzyon bölgesi ( $L_e$ ) olarak iki kısma ayrılır. Ölü bölgede soğurulan fotonların oluşturduğu elektron-boşluk çiftleri tekrar birleşme yaparak yok olurken, difüzyon bölgesinde soğurulan fotonların oluşturduğu yük taşıyıcılarından azınlık taşıyıcıları olan elektronlar yerdeğiştirme bölgesine sürüklenerek sinyale katkıda bulunurlar. Kısa dalgaboylu fotonların oluşturduğu elektronlardan difüzyon yolu ile yerdeğiştirme bölgesine ulaşanlarının sinyale katkısı çok olmasına rağmen, uzun dalgaboylu fotonlar için bu katkı ihmal edilebilecek kadar azdır.

Yerdeğiştirme bölgesi ( $w$ ) içerisinde uygulanan ters gerilime bağlı olarak şekilde görüldüğü gibi bir elektrik alan oluşur. Artan ters besleme gerilimi ile hem yerdeğiştirme bölgesinin boyutları artacak, hem de elektrik alanın şiddeti artacaktır. Yerdeğiştirme bölgesi, sürüklenme bölgesi ve yüksek elektrik alanlı çığ bölgesi olarak ikiye ayrılır. Difüzyon vasıtası ile yerdeğiştirme bölgesine giren veya foton tarafından yerdeğiştirme bölgesinde oluşturulan yük taşıyıcıları elektrik alan etkisiyle zıt yönde sürüklenirler. Elektrik alan yeterince yüksek ise, yerdeğiştirme bölgesi içerisindeki yük taşıyıcıları enerjilerini arttırarak, çarpışma vasıtasıyla çığ bölgesi içerisinde iyonizasyon yapıp yeni elektron-boşluk çiftleri oluşturacaktır. Eğer gelen fotonlar detekte edilmek isteniyorsa ya yerdeğiştirme bölgesinde ya da difüzyon bölgesinde soğurulmak zorundadırlar.

S8148 Hamamatsu APD' nin görünümü ve bu yapı için iç kazancın 50 olduğu duruma ait bazı önemli parametreleri Şekil 2.12' de verilmektedir (Renker 2002, Deiters ve ark. 2000, Helvacı 2004).

Aktif yüzey alanı	5 x 5 mm <sup>2</sup>
Çalışma gerilimi	380 V
Maksimum kazanç	>1000
Kapasitans	80 pF
Kuantum verimi @420 nm	% 72
$1 / M \times dM / dV$	% 3.3
$1 / M \times dM / dT$	% 2.3
İlave gürültü faktörü	2
Etkin kalınlık	~5 $\mu$ m



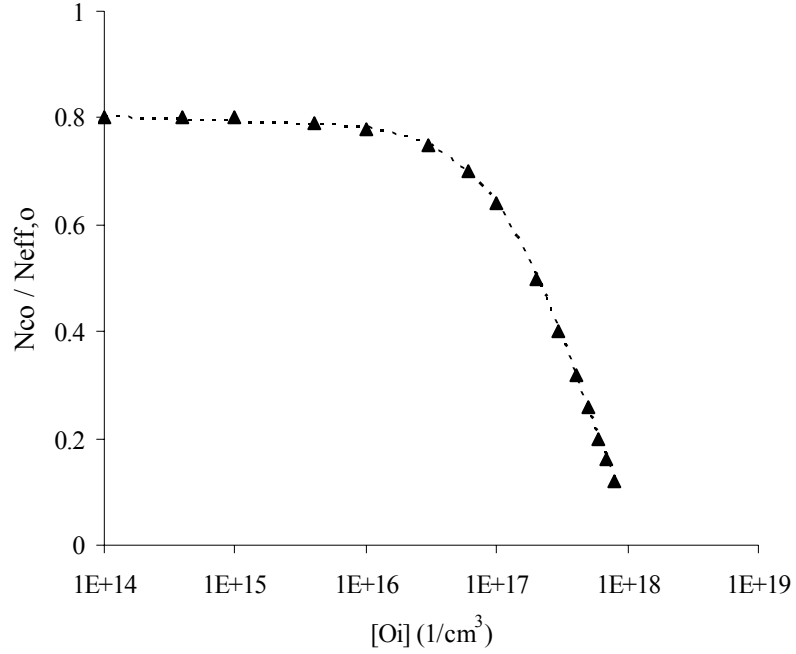
Şekil 2.12. Hamamatsu S8148 APD fotoğrafı ve yapının bazı önemli parametreleri.

Birinci bölümde de bahsedildiği gibi Büyük Hadron Çarpıştırıcısındaki proton-proton çarpışması sonucunda oluşacak olan yüksek enerjili hadronik parçacıkların yarıiletken detektörde iyonize etmeyici bir etkiye sahip olan ama kristalin yapısının bozulmasına sebep olan bir etki oluşturur. Bu etki sonucunda kristalde meydana gelen mikroskobik değişiklikler, nokta ve demet kusurları gibi, detektörün çalışma performansını etkileyecek makroskobik değişikliklere neden olur. Takip eden kısımlarda incelenen silikon çığ fotodiyotta radyasyon sonucu meydana gelen makroskobik değişimlerden bahsedilecektir.

#### 2.4.2. Katkı Konsantrasyonu

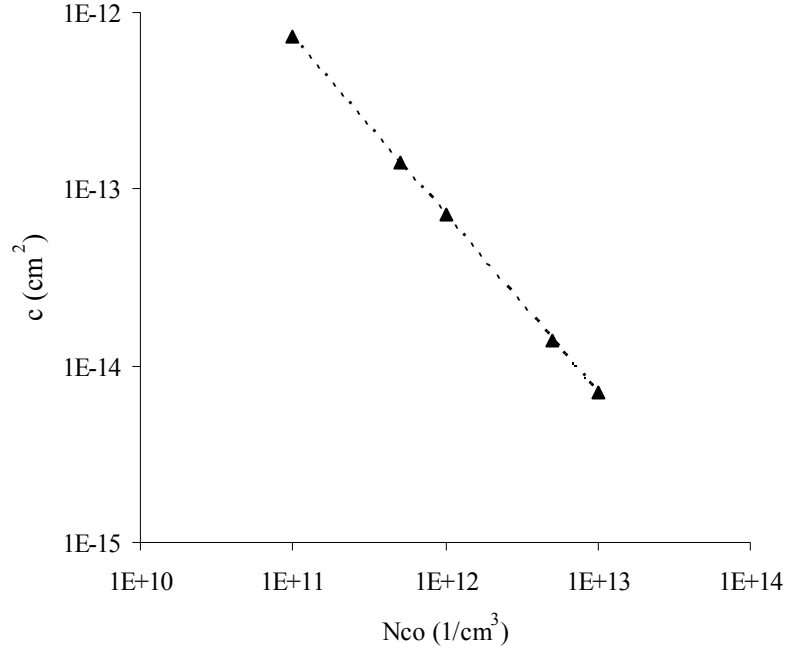
Bölüm 1.5.3.2' de de bahsedildiği gibi, radyasyon ile birlikte detektörün yapıldığı yarıiletken malzemenin etkin konsantrasyonu ( $N_{eff}$ ) değişmekte ve böylece başlangıçta n tipi olan silikon tabaka tip değiştirerek p tipi olmaktadır.

Yapılan çalışmalar sonucunda oksijence zenginleştirilmiş silikon malzemenin yapılan detektörlerin radyasyona karşı daha dayanıklı olduğu ve tip değişiminin daha yüksek akı değerlerinde gerçekleştiği gözlenmiştir.



Şekil 2.13. Oksijen katkısının etkin katkı konsantrasyonuna etkisi.

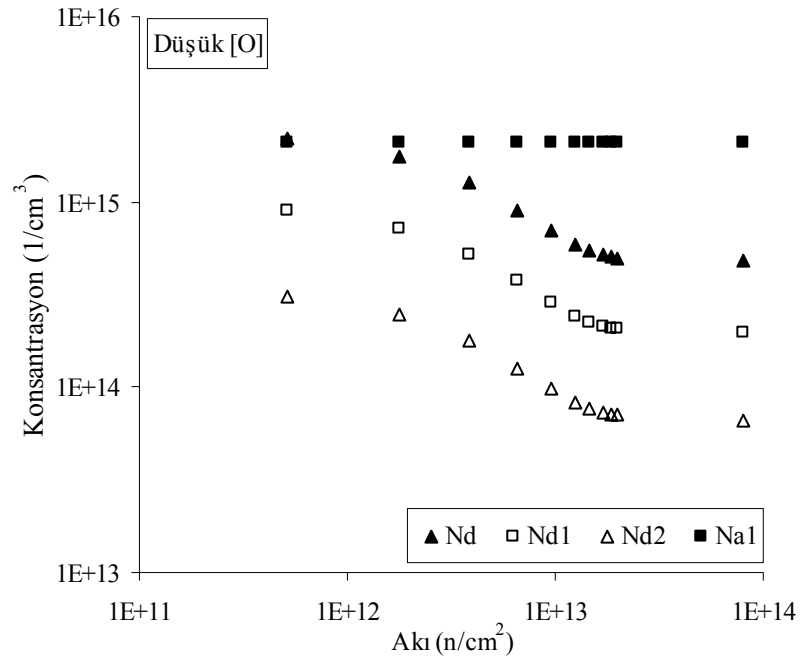
Şekil 2.13' de radyasyon sonrasında silikon malzemenin etkin katkı konsantrasyondaki değişimi görülmektedir. Bu değişim başlangıçtaki oksijen konsantrasyonu  $5 \times 10^{16}$  1/cm<sup>3</sup>, den küçük olanlar için %90 ve %60 arasında,  $2 \times 10^{17}$  1/cm<sup>3</sup>, de %50 civarında,  $9 \times 10^{17}$  1/cm<sup>3</sup>, de ise %10 civarındadır (Moll 1999).



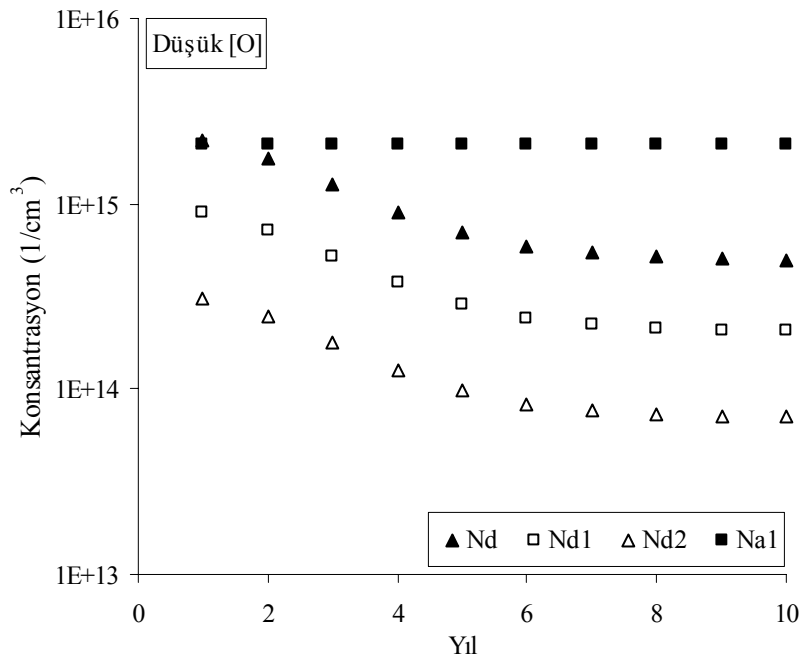
Şekil 2.14. Verici çıkarma katsayısının başlangıç konsantrasyonu ile değişimi.

Yapılan çalışmalar sonucunda oksijen katkısının silikon detektörün radyasyona dayanıklılığını da arttırdığı görülmüştür. Şekil 2.14’ de yüksek oksijen katkısı ile üretilmiş silikon için Eşitlik 1.23’ de tanımlanan verici çıkarma katsayısının farklı başlangıç konsantrasyonlarına göre değişimleri görülmektedir.

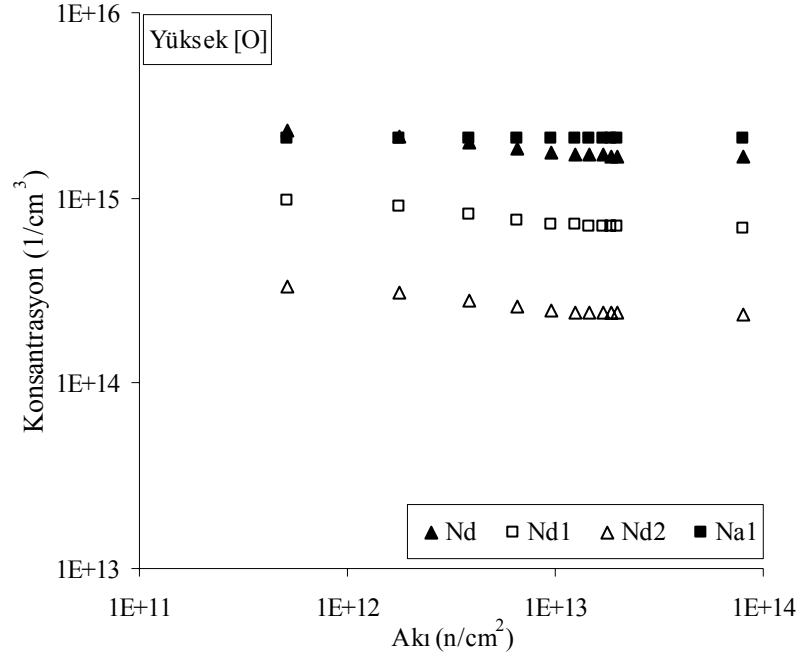
CMS deneyinde elektromagnetik kalorimetrede kullanılacak olan Hamamatsu S8148 çığ fotodiyotun katmanlarında, katkı konsantrasyonlarının alınan radyasyona bağlı olarak değişimleri düşük ve yüksek oksijen katkısı durumları için takip eden şekillerde gösterilmiştir (Şekil 1.15 - Şekil 1.18).



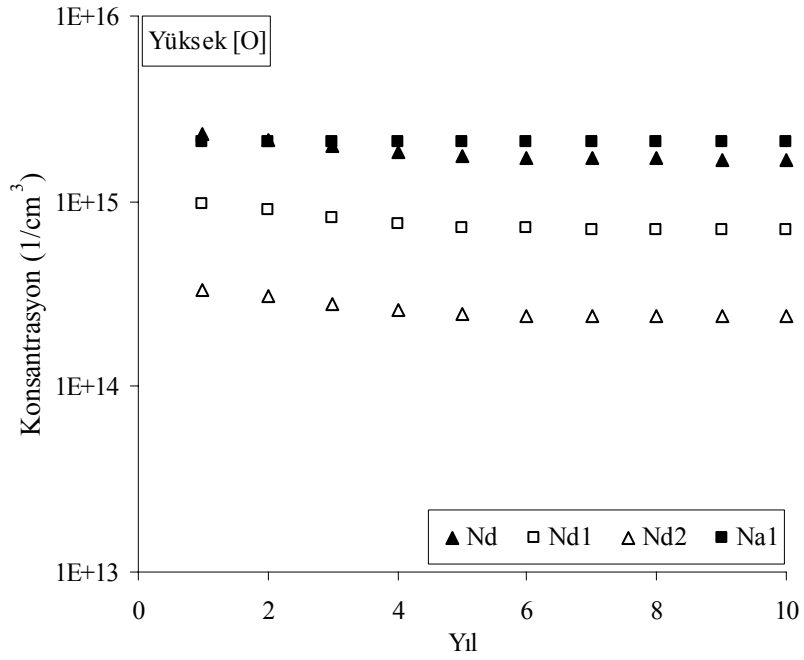
Şekil 2.15. Düşük oksijen katkı malzemede konsantrasyonun akı ile değişimi.



Şekil 2.16. Düşük oksijen katkı malzemede konsantrasyonun yıllara göre değişimi.



Şekil 2.17. Yüksek oksijen katkılı malzemede konsantrasyonun akı ile değişimi.



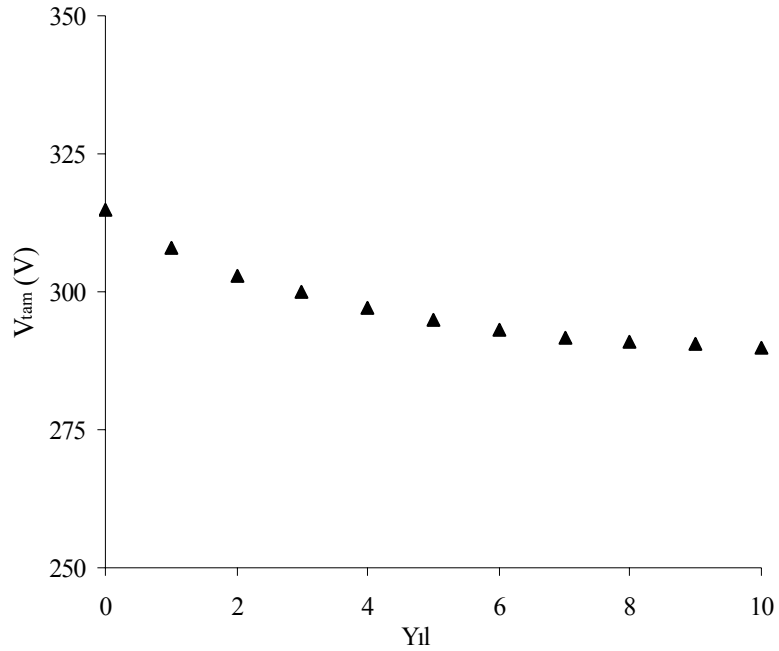
Şekil 2.18. Yüksek oksijen katkılı malzemede konsantrasyonun yıllara göre değişimi.



### 2.4.3. Yerdeğiştirme Bölgesi Kalınlığı

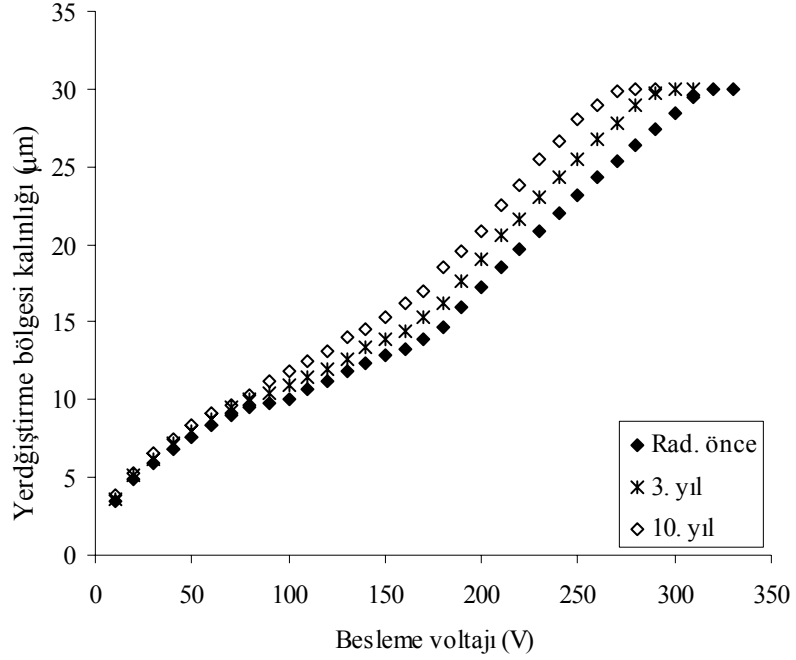
Fotodiyot içerisinde bulunan yerdeğiştirme bölgesinin genişliği  $w$  ile gösterilmektedir.  $V_b$  terse besleme gerilimi altında yerdeğiştirme bölgesin genişliği, Bölüm 1.4.2' de belirtildiği gibi yarıiletken tabakaların katkı konsantrasyonlarına bağlı olarak değişir.

Silikon malzemenin konsantrasyonunda meydana gelen değişim yerdeğiştirme bölgesinin kalınlığını da değiştirmektedir. Detektörün etkin bir şekilde çalışabilmesi için uygulanacak gerilim ile yerdeğiştirme bölgesi kalınlığının detektörün kontaklarına kadar uzanması gerekmektedir.



Şekil 2.19. Çiğ fotodiyotun tam yerdeğiştirme bölgesi olma gerilimlerinin yıla göre değişimi.

Şekil 2.19’ da bu gerilim değerinin Hamamatsu S8148 çığ fotodiyot için yıllara göre değişimi görülmektedir. Silikon konsantrasyonundaki azalma detektörün tam yerdeğiştirme bölgesi olması için gerekli gerilimin değerinde de azalma ile sonuçlanacaktır.

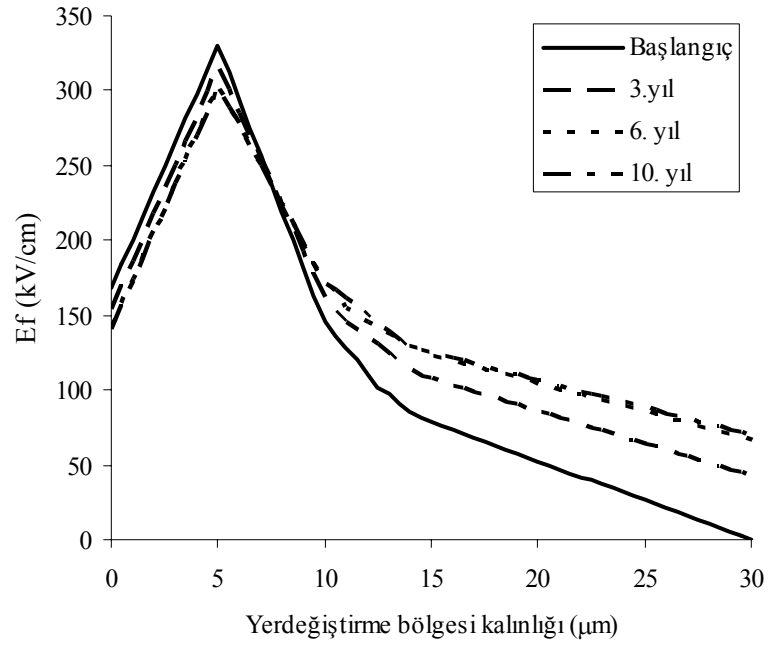


Şekil 2.20. Çığ fotodiyotun yerdeğiştirme bölgesi kalınlığının besleme gerilimine bağlı olarak farklı yıllardaki değişimi.

Şekil 2.20’ de Hamamatsu S8148 çığ fotodiyot yapısı için uygulanan besleme gerilimi ile birlikte yerdeğiştirme bölgesi kalınlığının artışı farklı radyasyon zamanları için verilmiştir. Görüldüğü gibi detektörün tam yerdeğiştirme bölgesi olma gerilimi yıllara göre azalmaktadır. Bunun nedeni radyasyon sonucu detektörde silikon konsantrasyonunun azalmasıdır (Piliçer 2003b).

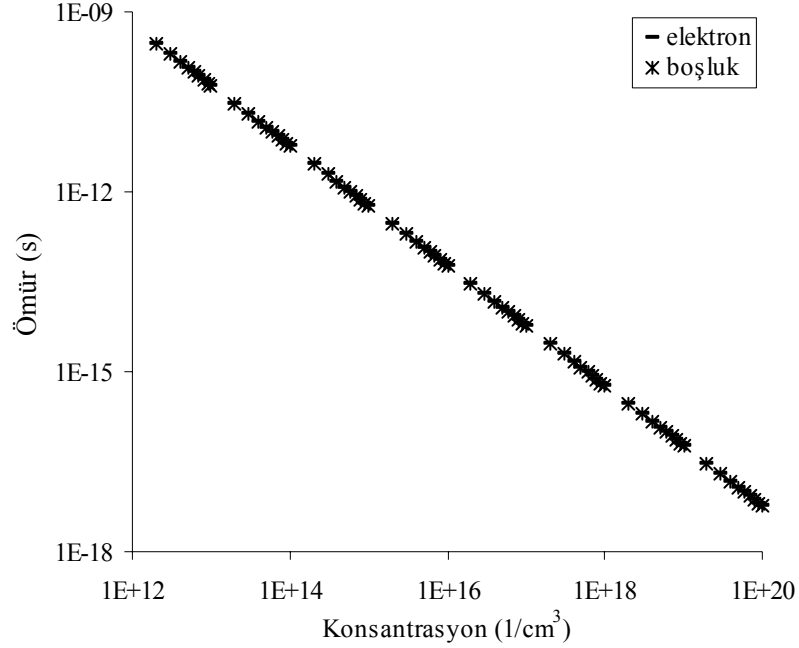
#### 2.4.4. Elektrik Alan

Elektrik alanın şiddeti silikon konsantrasyonunun dolayısı ile yerdeğiştirme bölgesi genişliğinin bir fonksiyonudur ve Poisson eşitliğini kullanarak bulunabilir. O halde detektör içerisindeki elektrik alan değişimini CMS detektörünün çalışma yıllarına göre çizdiğimizde Şekil 2.21' deki değişimi görmekteyiz.



Şekil 2.21. Çiğ fotodiyot içerisindeki elektrik alanın farklı yıllardaki değişimi.

### 2.4.5. Yük Taşıyıcı Ömrü



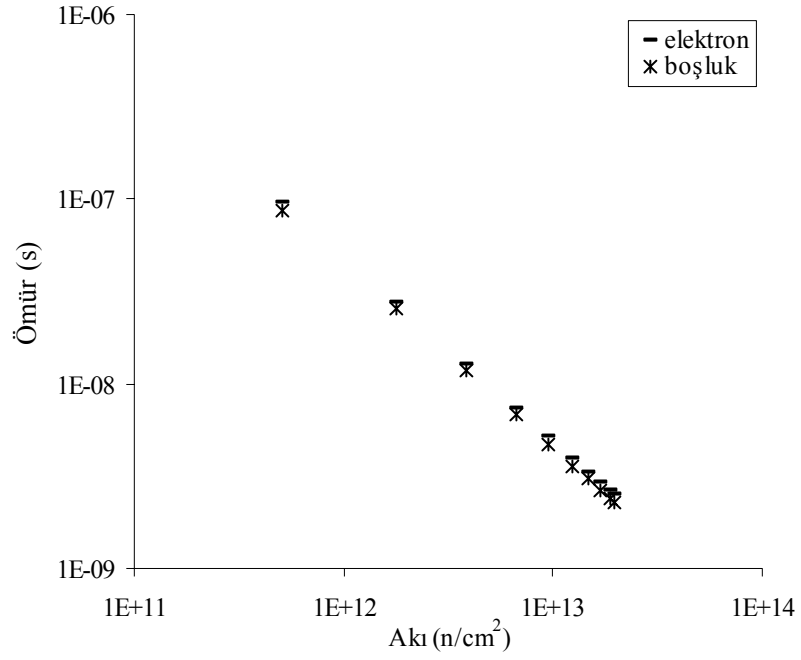
Şekil 2.22. Yük taşıyıcı ömrünün katkı konsantrasyonu ile değişimi.

Şekil 2.22' de silikon detektörün katkı konsantrasyonu ile yük taşıyıcılarının ömürlerindeki değişim görülmektedir. Artan konsantrasyon ile yük taşıyıcıların mobiliteleri azalmakta ve böylelikle tekrar birleşip yok olma olasılıkları artmaktadır. Yük taşıyıcıların mobilitelerinin değişimi detektörün kuantum verimini etkilemektedir.

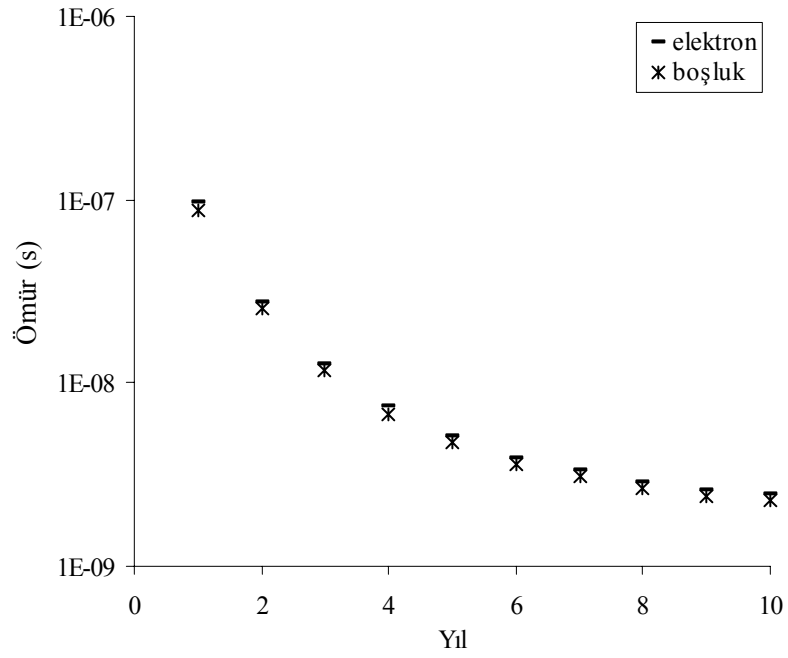
Şekil 2.23 ve Şekil 2.24' de yük taşıyıcıların ömrünün radyasyona ve CMS detektörünün çalışma yıllarına bağlı değişimi görülmektedir. Radyasyonun silikonda oluşturduğu tuzaklar nedeni ile yük taşıyıcıların ömürlerinde bir azalma görülmektedir. Yük taşıyıcıların ortalama ömründeki değişim;

$$\frac{1}{\tau_{eff\ e,h}} = \beta_{e,h} \times \phi \quad (2.7)$$

bağıntısı ile verilir. Burada  $\beta$  yük taşıyıcılarının yakalanma olasılığıdır.



Şekil 2.23. Yük taşıyıcı ömrünün akı ile değişimi.



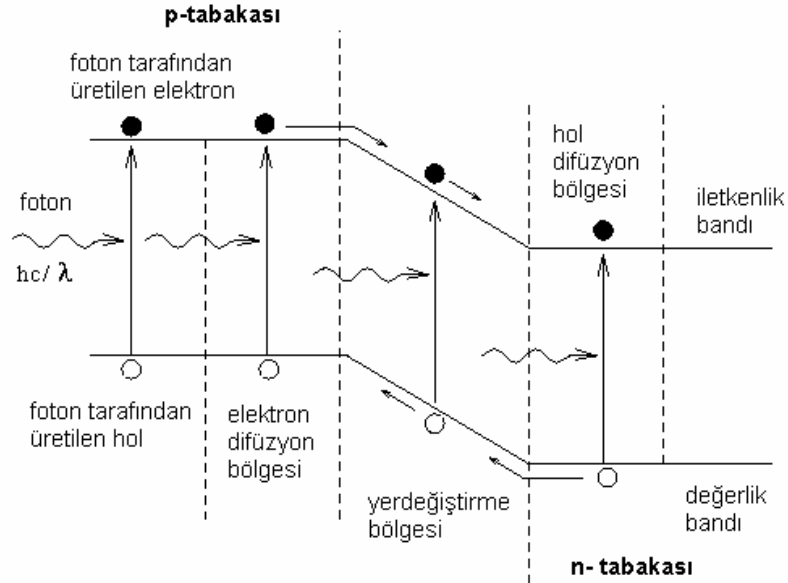
Şekil 2.24. Yük taşıyıcı ömrünün yıla göre değişimi.

## 2.5. APD Sinyal Oluşum Mekanizması

Bir APD' nin sinyal oluşum mekanizması dört adımda özetlenebilir (Helvacı 2004);

- Gelen fotonların soğurulmasıyla elektron-boşluk çiftleri üretilir.
- Elektrik alan etkisinde elektron ve boşluklar ayrılarak zıt yönlerde sürüklenirler. Yük taşıyıcılarının çığ bölgesi dışında olduğu durumda, azınlık taşıyıcıları çığ bölgesine sürüklenirken çoğunluk taşıyıcıları tekrar birleşme yaparak yok olacaktırlar.
- Yüksek elektrik alana sahip çığ bölgesi içerisine giren yük taşıyıcıları enerjilerini arttırarak, çarpışma vasıtasıyla iyonizasyon yapıp yeni elektron-boşluk çiftleri oluşturabilirler. Diğer taraftan sürüklenme esnasında yük taşıyıcıları tekrar birleşme yaparak yok olabilirler.
- Başlangıçta foton tarafından veya çığ bölgesi içerisinde iyonizasyon vasıtasıyla oluşturulan yükler kontak elektrotları tarafından toplanacaktır.

### 2.5.1 Fotonun Soğurulma Süreci



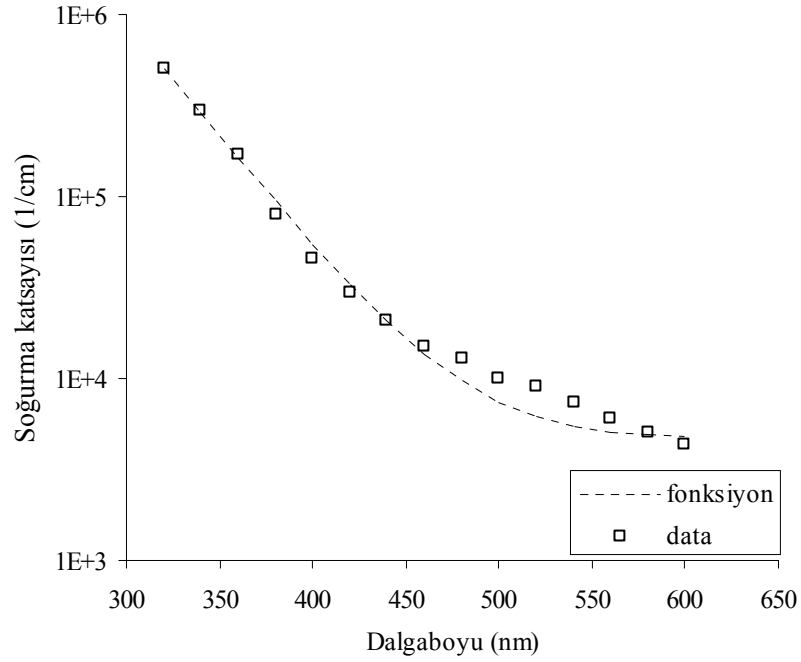
Şekil 2.25. Gelen fotonların elektron-boşluk çifti oluşturması.

APD içerisine giren ve enerjisi silikon kristalinin bant aralığı enerjisinden daha yüksek olan foton, değerlik bandındaki elektronu iletkenlik bandına uyarılabilir ve elektronun bulunduğu yerde Şekil 2.25' den görüldüğü gibi boşluk kalır. Bu durumda iç kuantum verimi, gelen foton başına bir elektron-boşluk çifti oluşması ihtimaliyeti olarak tanımlanırsa, gelen fotonların enerjileri silikonun bant aralığı enerjisinden daha küçük olduğu durumda iç kuantum verimi sıfır olur. Bu da, oda sıcaklığında dalgaboyu  $\lambda = hc/E_g = 1100$  nm den büyük olan fotonlar için silikon içerisinde elektron-boşluk çifti oluşumu gerçekleşmemesi anlamına gelir. APD içerisine giren fotonun soğurulmasının konuma bağlı değişimi aşağıdaki şekilde ifade edilir;

$$N(x) = N_0 e^{-\sigma x} \quad (2.8)$$

Burada  $x$  detektör içerisinde alınan yol ve  $\sigma$  foton soğurma katsayısıdır.

Oda sıcaklığında gelen fotonun dalgaboyuna bağlı olarak silikon içerisinde foton soğurma katsayısının değişimi Şekil 2.26' da görülmektedir (Dash ve Newsman 1955). Buradan PWO sintilasyon kristalinden yayınlanan fotonların silikon APD içerisinde yaklaşık 30  $\mu\text{m}$  yol aldıktan sonra hemen hemen tamamının soğurulacağı hesaplanır. PWO kristalinden gelen fotonların bir spektruma sahip olmasından dolayı benzetişiminde kullanacağımız soğurma katsayısının dalgaboyu ile değişimine bir fonksiyon fit edilmiştir.



Şekil 2.26. Silikon için dalgaboyuna bağlı foton soğurma katsayısının değişimi.

Bir APD' nin foton deteksiyon verimi (yada toplam etkin kuantum verimi) iç kazanç olmaksızın çalıştırıldığında, yüzeye gelen foton başına kontağa ulaşan elektron sayısı olarak tanımlanır ve aşağıdaki ifade ile verilir (Tapan 1997).

$$\eta = (1 - r) \times (e^{-\sigma d_p}) \times (1 - e^{-\sigma (L_e + w)}) \quad (2.9)$$

Burada  $r$  giriş yüzeyinin yansımaya katsayısı,  $\sigma$  soğurma katsayısı ve uzunluklar ( $d_p$ ,  $L_e$ ,  $w$ ) Şekil 2.12' de görüldüğü gibidir. Bu ifadede  $p^+$  tabakası içerisindeki difüzyon bölgesinde üretilmiş bütün elektronların yerdeğiştirme bölgesine ulaştığı farzedilir. Gerçekte fotoelektronlar difüzyon esnasında tekrar birleşme yaparak yok olabilirler ve bu da toplam kuantum verimini düşürür.



### 2.5.2 Çığ Kazancı

Kazanç ( $M$ ), fotodetektörlerin çalışmasında önemli bir parametredir. Kontak elektrotlarına ulaşan yük taşıyıcılarının başlangıçta gelen fotonlar tarafından üretilen birincil yük taşıyıcılarına oranı olarak tanımlanabilir. Bir çığ fotodiyotta yük kazancı, çığ bölgesi içerisinde birincil yük taşıyıcılarının hızlandırılarak enerjilerinin çarpışma vasıtasıyla iyonizasyon yapabilecek yeterli bir enerjiye sahip olması sonucu iyonizasyon ile ikincil yük taşıyıcılarını oluşturması şeklinde gerçekleşir. Elektron ve boşluk iyonizasyon tesir kesitleri sırasıyla  $\alpha_e$  ve  $\alpha_h$  ile verilmektedir. İyonizasyon tesir kesiti bir tek elektron yada boşluğun elektrik alan doğrultusunda yol alırken birim uzunluk başına ürettiği elektron-boşluk çifti sayısı olarak tanımlanır. İyonizasyon tesir kesitleri elektrik alan şiddetine ve sıcaklığa bağlı olup şu şekilde verilirler (Rang 1985);

$$\alpha_e = 1.3 \times 10^6 [1 + 4.9 \times 10^{-4}(T - 300)] \exp \left[ -1.4 \times 10^6 \times \frac{1 + 6.2 \times 10^{-4}(T - 300)}{E} \right] \quad (2.10)$$

$$\alpha_h = 1.4 \times 10^6 [1 + 5.1 \times 10^{-4}(T - 300)] \exp \left[ -2.0 \times 10^6 \times \frac{1 + 6.2 \times 10^{-4}(T - 300)}{E} \right] \quad (2.11)$$

Burada  $T$  Kelvin cinsinden sıcaklık,  $E$  V/cm biriminden elektrik alan olmak üzere iyonizasyon tesir kesitleri 1/cm biriminde olup, bağıntı  $E$  alanın  $5 \times 10^4$ - $1 \times 10^6$  V/cm arasındaki değerleri için geçerlidir. Elektron ve boşluk için iyonizasyon tesir kesitleri elektrik alanla birlikte artarken sıcaklıkla birlikte azalır. Elektrik alanın değeri bir APD yapısında değişken olduğu için çığ bölgesindeki çarpışma iyonizasyonu tesir kesitleri de konumla beraber değişecektir.

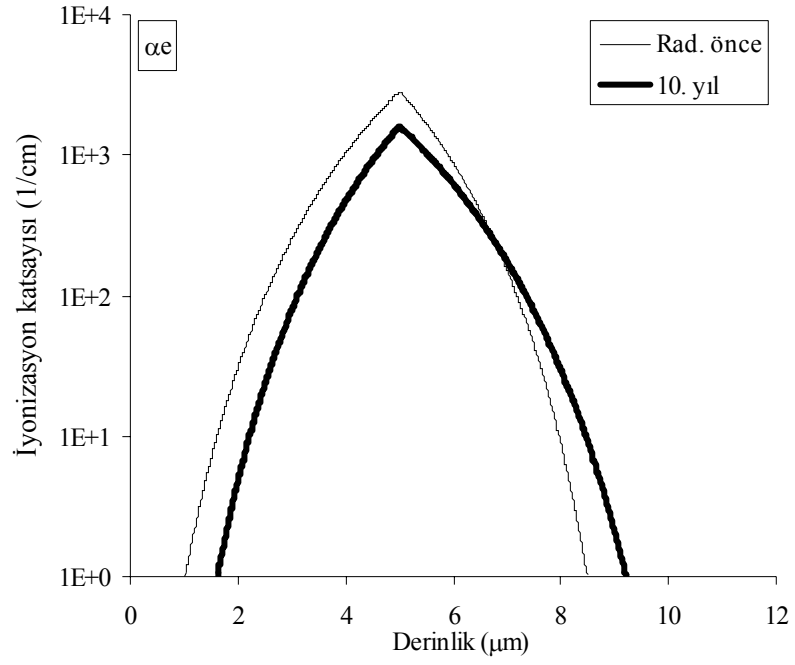
Fotonun soğurulmasıyla oluşan birincil elektron-boşluk çiftleri elektrik alanın yüksek olduğu ( $>1 \times 10^5$  V/cm) çığ bölgesine doğru sürüklenir. Çığ bölgesi içerisinde yüksek elektrik alandan dolayı yük taşıyıcılarının sürüklenme hızları ve kinetik enerjileri artar ve değerlik bandından elektronları iyonizasyon yaparak iletkenlik bandına geçirebilir,

değerlik bandında ise serbest boşluklar kalır (Sze 1985, Sah 1993). Her bir yük taşıyıcısı, iyonizasyonun başlaması için gereken eşik enerjisine ulaşmadan önce elektrik alan doğrultusunda belli bir  $d_i$  mesafesini kat etmelidir. Bu mesafe çarpışma iyonizasyonu için ölü mesafe olarak adlandırılır ve aşağıdaki ifade ile verilir,

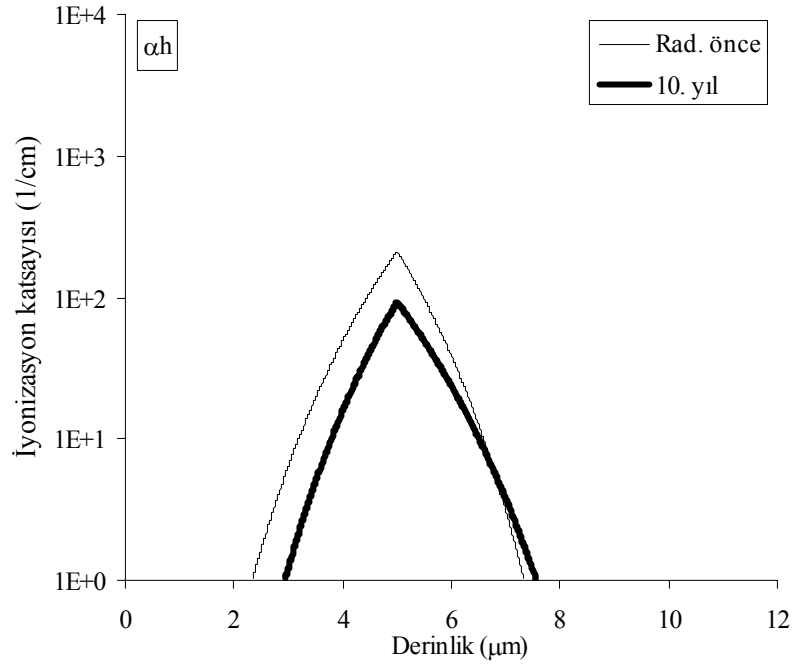
$$d_i = \frac{E_i}{q E} \quad (2.12)$$

Burada  $E_i$  çarpışma iyonizasyonu için gerekli olan eşik enerjisi,  $q$  elektron yükü ve  $E$  elektrik alan şiddetidir (McIntyre 1966). Bu uzunluk silikon içerisinde 1.105 V/cm' lik sabit elektrik alanda, elektronlar için 0.35  $\mu\text{m}$ , boşluklar için 0.50  $\mu\text{m}$  civarındadır. Bu nedenle herhangi bir durumdaki iyonizasyon ihtimali sadece elektrik alanın bir fonksiyonu değil, aynı zamanda yük taşıyıcısının geçmişine bağlıdır.

Çarpışma iyonizasyonu ile ikincil yük taşıyıcılarını oluşturan birincil yük taşıyıcıları çığ bölgesi içerisinde tekrar hızlanarak yeni çarpışma iyonizasyonları yapabilir. Bununla birlikte, ikincil yük taşıyıcıları da aynen birincil yük taşıyıcıları gibi hızlanarak iyonizasyon sürecine katılır. APD' ye uygulanan besleme gerilimi arttırıldığında, bir yük taşıyıcısının sebep olduğu arka arkaya çarpışma iyonizasyonları sayısı da artacaktır. Radyasyon etkisi ile, detektör besleme gerilimindeki azalma sonucu elektron ve boşluk için çarpışma iyonizasyon tesir kesitleri de azalacaktır (Şekil 2.27 ve Şekil 2.28). Çoğalma süreci tekrar birleşme yapmayan tüm yük taşıyıcılarının çığ bölgesinden ayrılmasına kadar sürer.



Şekil 2.27. Elektron için iyonizasyon tesir kesitinin değişimi.



Şekil 2.28. Boşluk için iyonizasyon tesir kesitinin değişimi.

Düşük elektrik alan değerlerinde boşluğun iyonizasyon tesir kesiti elektrona göre düşük olduğundan çoğalma neredeyse tamamen elektronların başlattığı iyonizasyon ile gerçekleşir. Böyle düşük şiddete sahip elektrik alanlarda, çoğunlukla elektronlar tarafından gerçekleştirilen iyonizasyon sonucu oluşan kazanç düşük dalgalanma gösterecektir. Elektrik alan değerindeki artışa bağlı olarak boşluğun iyonizasyon katsayısı olan  $k = \alpha_h / \alpha_e$  oranındaki artışla birlikte kazançta boşluklar tarafından yapılan iyonizasyonlarda katkıda bulunacaktır. Kazanç içerisinde boşlukların yaptığı iyonizasyon katkısının artışı yük kazancındaki dalgalanma oranını arttıracaktır. Çığ bölgesine sürüklenen boşluklar tarafından başlatılan iyonizasyon sonucu meydana gelen yük kazancının vereceği dalgalanma oranında bir artış gösterecektir (Tapan 1997).

### 2.5.3. Çığ Bozunumu

Yeterince yüksek elektrik alanlarda çığ bölgesi içerisine giren veya çarpışma iyonizasyonu sonucu oluşan boşlukların bu bölge içerisinde iyonizasyon yapabilecek duruma gelmesi, pozitif bir katkı sağlayarak çığ olayının kendi kendine devam etmesine ve bunun sonucunda çığ bozunumuna sebep olur. Çığ bozunumu olduğunda oluşan sonsuz elektron-boşluk çifti kazancın sonsuz olmasına sebep olacaktır. Çığ bölgesinin genişliği  $w_a$  olmak üzere, elektron tarafından başlatılan iyonizasyon sonucu çığ bozunumu ifadesi şu şekilde verilir;

$$\int_0^{w_a} \alpha_e \exp\left(-\int_0^{w_a} (\alpha_e - \alpha_h) dx\right) dx = 1 \quad (2.13)$$

Elektron ve boşluk için iyonizasyon tesir kesitlerinin eşit olduğu durumda çığ bozunumu ifadesi aşağıdaki şekli alır;

$$\int_0^{w_a} \alpha_e dx = 1 \quad (2.14)$$

Bu ifade çığ bölgesi içerisinde başlayan herhangi bir iyonizasyonun çığ bozunumu ile sonuçlanabileceğini gösterir (Sze 1985).

#### 2.5.4. Tekrar Birleşme

Tekrar birleşme, detektör hacmi içerisinde yol alan elektronların tamamlanmamış bağ yapısına sahip atomlar tarafından yakalanması olarak adlandırılır. Detektör içerisinde oluşturulan yük taşıyıcılarının tekrar birleşme yapma ihtimali şu şekilde değişir (Sze 1985);

$$n(t) = n(0) \exp(-t / \tau) \quad (2.15)$$

Burada  $n(t)$  yük taşıyıcılarının herhangi bir  $t$  anındaki sayısı,  $n(0)$  başlangıçtaki yük taşıyıcısı sayısı ve  $\tau$  yük taşıyıcılarının yaşam süresidir. Yarıiletken içerisindeki yük taşıyıcılarının yaşam süresi sıcaklığa ve katkı konsantrasyonuna bağlı olduğu için, yüklerin tekrar birleşme yapma ihtimali de sıcaklığa ve katkı konsantrasyonuna bağlı olarak değişir. Tekrar birleşme yapan yük taşıyıcıları serbest olarak hareket edemeyeceği için kontak elektrotlarına ulaşamazlar ve böylece sinyale bir katkıları olmaz.

#### 2.6. Sinyal Dalgalanması

ığ fotodiyotlar elektromagnetik kalorimetre unitelerinde elektromagnetik etkileşme yapan parçacıkların enerji kaybı sonucu sintilasyon kristalleri içerisinde oluşan fotonların deteksiyonunda kullanılırlar. ığ fotodiyotlardan alınan sinyal elektromagnetik kalorimetre içerisindeki enerji kaybının bir ls olmalıdır. Bu da, çığ fotodiyotların orantılı bölgede çalıştırılmasını gerektirir. Yani, ığ fotodiyotta alınan sinyal büyüklüğü ile fotodiyot üzerine düşen foton adedi orantılı olmalıdır. Bu orantılılık, detektörün kuantum verimi ile i kazancına bağlıdır.

Orantılı bölgede çalıştırılan detektörlerde, kontak elektrotları tarafından toplanan yük taşıyıcılarının oluşturduğu sinyaldeki dalgalanma şu şekilde ifade edilir (Miyamoto ve Knoll 1997);

$$\left(\frac{\sigma_S}{S}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_i}}{N_i}\right)^2 + \left(\frac{1}{N_i}\right)\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 \quad (2.16)$$

burada  $S$  kontağa ulaşan yük taşıyıcıları tarafından oluşturulan sinyalin ortalama değeri,  $\sigma_S$  ortalama sinyal değerindeki standart sapma,  $N_i$  sinyale katkıda bulunan birincil yük taşıyıcı sayısı yani yerdeğiştirme bölgesi içerisine doğrudan doğruya gelen fotonlar tarafından oluşturulan yük taşıyıcıları ile difüzyon bölgesi içerisinde oluşturulup yerdeğiştirme bölgesi içerisine giren elektronların toplam sayısı,  $\sigma_{N_i}$  ortalama birincil parçacık adedindeki standart sapma,  $M$  ortalama kazanç değeri ve  $\sigma_M$  ise  $M$  deki standart sapmadır.

Görüldüğü üzere, sinyaldeki dalgalanma veya çözünürlük yerdeğiştirme bölgesi içerisindeki birincil parçacık sayısındaki dalgalanmaya ve kazanç dalgalanmasına bağlıdır. Çığ kazancı esnasında yük taşıyıcılarının iyonizasyon çarpışmalarının gelişi güzel bir süreçte gerçekleşmesi ve bu süreç esnasında iyonizasyon adedindeki dalgalanmaların yüksek olmasından dolayı sinyal dalgalanmasına asıl katkı kazançtaki dalgalanmalardan ileri gelir. Genellikle yarıiletken detektörlerde kazançtaki dalgalanmalar ilave gürültü olarak adlandırılan bir kavramla verilir ve aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$F = 1 + \frac{\sigma_M^2}{M^2} \quad (2.17)$$

İlave gürültü faktörü, çığ bölgesinin dışında oluşan herhangi bir birincil parçacık için aynı değerdedir. Çığ bölgesi içerisinde oluşan birincil parçacıkların oluşturduğu kazanç, yüksek elektrik alanlı çığ bölgesi içerisinde daha az yol kat edilerek elde edildiğinden dolayı daha düşük olur. Kazançtaki azalmaya bağlı olarak kazanç

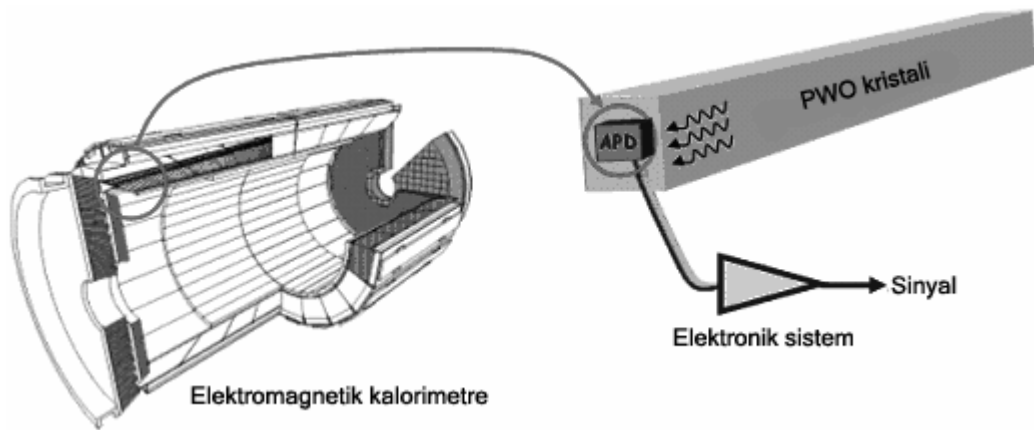
dalgalanmasında bir artış olur ve bu artış kazançtan kaynaklanan ilave gürültü değerinde aşağıdaki şekilde bir değişime neden olur (Kirn 1997, Helvacı 2003).

$$F^* = 1 + \frac{\Sigma_M^2}{M^2} \quad (2.18)$$

Burada  $\Sigma_M$  yük taşıyıcıları tarafından çığ bölgesi içerisinde başlatılan çığ nedeniyle elde edilen ortalama kazancın standart sapmasıdır (Helvacı 2004).

## 2.7. Çığ Fotodiyotun Kalorimetre İçerisinde Enerji Çözünürlüğü

Çığ fotodiyotlar ya doğrudan doğruya yada bir dalgaboyu kaydırıcısından sonra sintilasyon kristalinin uç kısımlarına yerleştirilir. Burada dalgaboyu kaydırıcısının görevi, kristalden gelen sintilasyon ışığının dalgaboyunu detektörün duyarlı olduğu dalgaboyuna dönüştürmektir. Fakat bu durum foton şiddetinde bir azalmaya neden olmaktadır. CMS detektöründeki elektromagnetik kalorimetre ünitesinde yaklaşık 120000 adet Hamamatsu S8148 APD (Deiters ve ark. 2000), PWO sintilasyon kristali içerisinde oluşan fotonları doğrudan detekte edebilmek için kristalin uç kısmına Şekil 2.29' da görüldüğü gibi yerleştirilmektedir.



Şekil 2.29. APD kullanımının şematik gösterimi.

PWO kristalinin foton veriminin düşük olması nedeniyle dalgaboyu kaydırıcı yerine kristalden yayınlanan fotonların dalgaboyuna duyarlı olan çığ fotodiyot yapısı kullanılmaktadır. Orantılı bölgede çalıştırılan çığ fotodiyot için enerji veya sinyal özünürlüğü Eşitlik 2.16 ile verilebilir. Foton deteksiyonu durumunda oluşan birincil parçacık adedindeki dalgalanma oranının çözünürlüğe etkisi;

$$\frac{\sigma_{N_i}}{N_i} = \frac{1}{\sqrt{N_i}} \quad (2.19)$$

şeklinde olur. Eşitlik 2.19, Eşitlik 2.16' da yerine yazıldığında ifade aşağıdaki şekli alır;

$$\left( \frac{\sigma_{(E)}}{E} \right)^2 = \frac{1}{N_i} \left( 1 + \frac{\sigma_M^2}{M^2} \right) \quad (2.20)$$

Burada parantez içerisindeki terim Eşitlik 2.17 ile verilen ilave gürültü faktörüne karşılık geldiğinden, bir APD' nin enerji çözünürlüğü aşağıdaki şekilde ifade edilir (Cavallari 1998).

$$\frac{\sigma_{(E)}}{E} = \sqrt{\frac{F}{N_i}} \quad (2.21)$$

APD' nin elektromagnetik kalorimetre içerisinde kullanılması durumunda Eşitlik 2.21 ile verilen çözünürlüğe elektronik gürültü ve sintilasyon kristalinden gelen fotonların adedindeki dalgalanma gibi dış faktörler de etki edeceğinden ifade aşağıdaki şekli alır (Allier 2002);

$$\frac{\sigma_{(E)}}{E} = \sqrt{\frac{F}{N_i} + \left( \frac{N_e}{N_i M} \right)^2 + R_S^2} \quad (2.22)$$

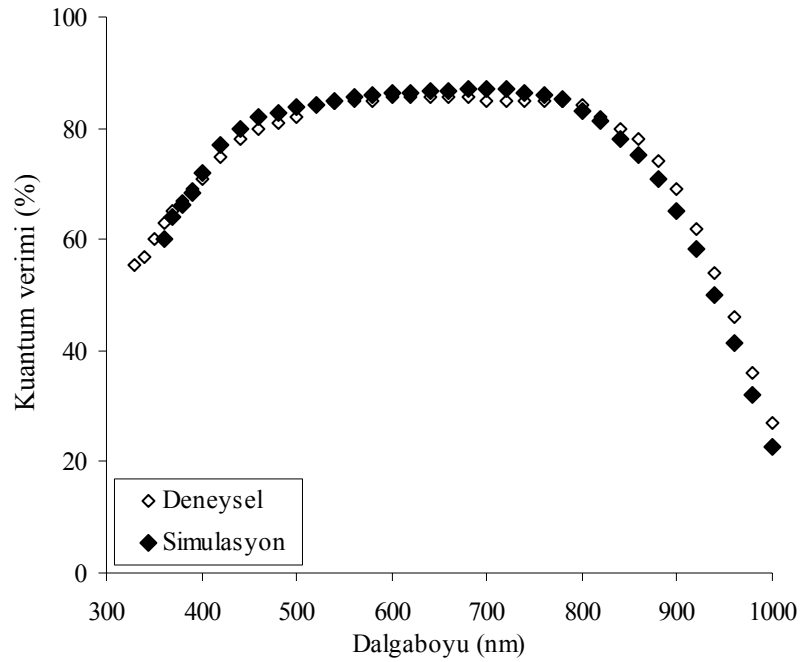


Burada,  $(N_e/N_iM)$  kullanılan elektronik devreden gelen gürültünün çözünürlüğe katkısı olup,  $N_e$  elektronik devrede oluşan gürültüye karşılık gelen yük miktarıdır.  $R_S$  ise sintilasyon kristalinin çözünürlüğü olarak tanımlanır (Helvacı 2004).

### 3. ARAŞTIRMA SONUÇLARI

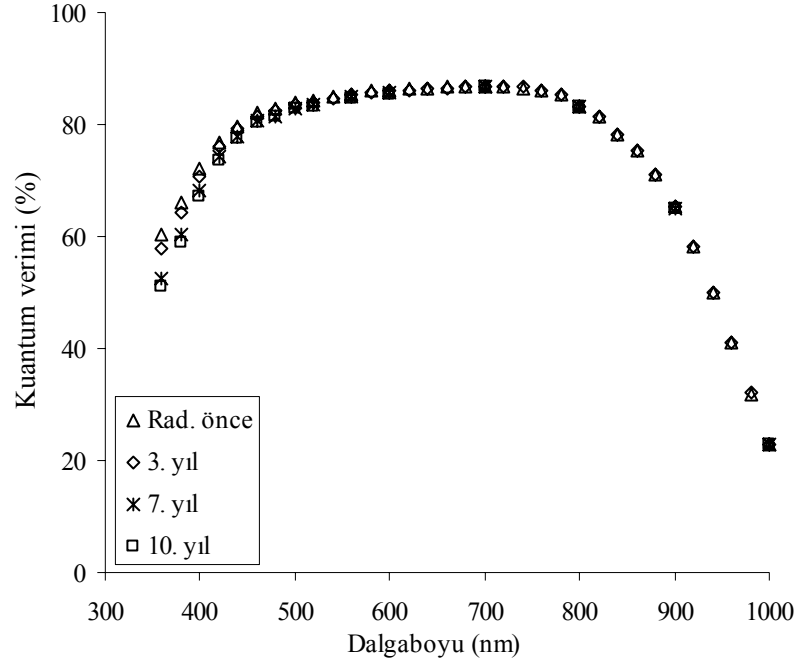
#### 3.1. Kuantum Verimi

CMS detektörünün elektromagnetik kalorimetresinin fiçi kısmında kullanılması planlanan Hamamatsu S8148 çığ fotodiyot yapısı için kuantum verimi Şekil 3.1’ de görülmektedir.



Şekil 3.1. Çığ fotodiyotun toplam kuantum veriminin benzetişim ve deneysel ölçüm sonuçları.

İç kuantum verimi, detektör yüzeyine gelen fotonlar başına detektör içerisinde birincil parçacıkların (elektron-boşluk çiftlerinin) oluşma oranıdır. İç kazancın olmadığı durumda detektör yüzeyine gelen foton başına kontağa ulaşan birincil parçacık adedi toplam kuantum verimini vermektedir. Benzetişim ile elde edilen dalgaboyuna bağlı olarak toplam kuantum verimindeki değişimin, deneysel ölçüm (Renker 2002) sonuçlarını sağladığı görülmektedir.



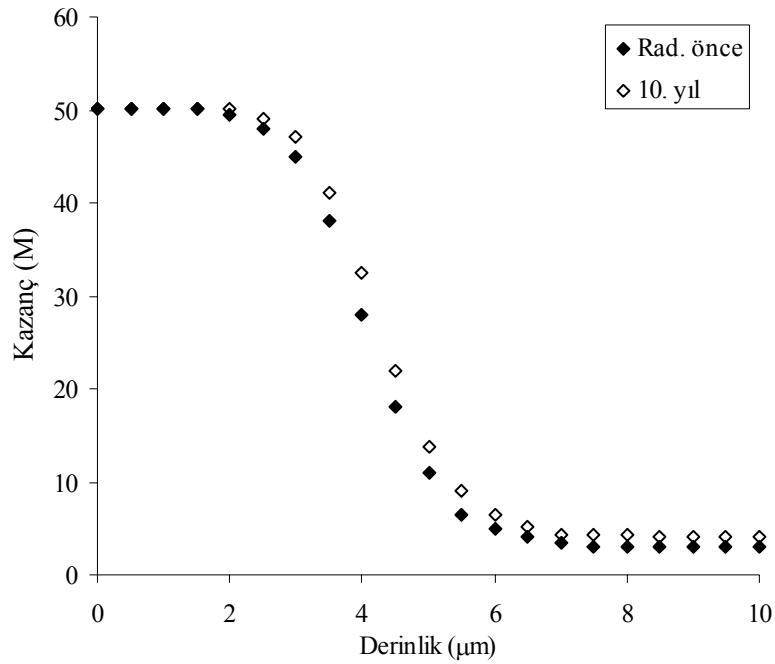
Şekil 3.2. Çiğ fotodiyotun toplam kuantum veriminin radyasyon ile değişimi.

Çiğ fotodiyotta, uygulanan radyasyondan sonra kuantum verimi sadece 450 nm' den küçük olan kısa dalgaboyu bölgesinde azalma göstermektedir. Bu dalgaboylarında, silikondaki foton soğurma katsayısı oldukça yüksektir ve bu nedenle fotonların soğurulması genellikle  $p^+$  tabakasında olmaktadır. Fotonların soğurulması sonucu bu bölgede oluşan elektron-boşluk çiftlerinden azınlık taşıyıcıları olan elektronlar difüzyon sonucu elektrik alanın bulunduğu yerdeğiştirme bölgesine gireceklerdir. Bölüm 2.4.5' de belirtildiği gibi radyasyondan sonra bu bölgedeki elektronlar, oluşan tuzaklarda yakalanarak yerdeğiştirme bölgesine gelmeden yok olacaklardır. Bu da kısa dalgaboylu fotonlar için detektörün kuantum veriminde bir düşüşe sebep olacaktır (Musienko ve ark. 2000). Bu durum, yapılan benzetişim sonucu Şekil 3.2' de açıkça görülmektedir (Piliçer ve ark. 2005).

### 3.2. Kazanç

Artan nötron akısı ile birlikte n tipi silikon tabakaların konsantrasyonu azalmakta ve buna bağlı olarak çiğ fotodiyotun yerdeğiştirme bölgesinin kalınlığı ve içerisindeki elektrik

alan şiddeti azalmaktadır. Yerdeğiştirme bölgesi içerisinde fotonlar tarafından oluşturulan her birincil yük taşıyıcısı, olduğu konuma bağlı olarak kontağa doğru sürüklenirken yapacağı farklı çoğalma sonucu toplam çığ kazancına farklı oranda katkıda bulunur. İ kazancın en yüksek değerinin  $M=50$  olduğu ters besleme geriliminde, birincil parçacıkların yerdeğiştirme bölgesi içerisinde oluşum konumlarına göre verebileceği toplam kazanç değerlerindeki değişim elde edilerek Şekil 3.3' de gösterilmiştir.

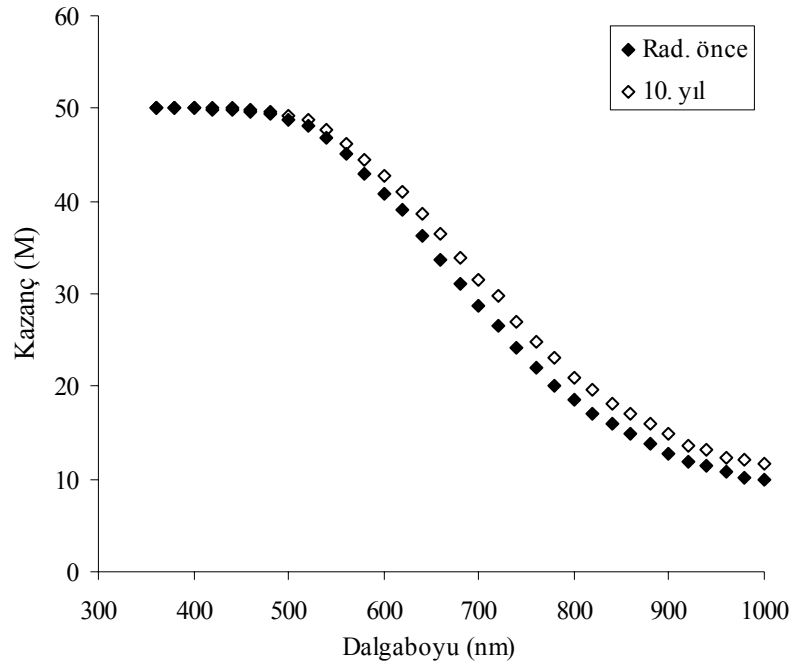


Şekil 3.3. Kazancın yerdeğiştirme bölgesinin derinliğine bağlı değişimi.

Yerdeğiştirme bölgesi içerisinde 3 μm' den sonra oluşturulan birincil parçacıklar daha düşük kazanç değerlerine sahiptir. Kazançtaki düşüş, bu derinlikten itibaren çığ bölgesinin başlamasından dolaydır. ığ bölgesi içerisinde oluşan birincil parçacıklar, çığ bölgesini terk edene kadar daha kısa yol kat edeceklerinden dolayı verecekleri kazanç değeri düşmektedir. Kazanç değerindeki bu düşüş çığ bölgesinin bitimine kadar devam eder. ığ bölgesinin dışında kazanç yeniden sabit bir değer alır. ığ bölgesinden sonraki sabit kazanç değerinin çığ bölgesinden önceki sabit kazanç değerinden daha düşük

olmasının nedeni ise, artık çığ bölgesini geçtikten sonra oluşan birincil parçacıklardan yalnızca azınlık taşıyıcıları olan boşlukların çığ bölgesine girerek iyonizasyonu başlatmasıdır. Boşluğun iyonizasyon tesir kesiti elektrona göre daha düşük olduğundan, iyonizasyonu başlatma ihtimali daha düşüktür.

Şekil 3.4' de, çığ fotodiyotun i kazancının en yüksek değerinin  $M=50$  olduğu ters besleme geriliminde, dalgaboyuna bağlı olarak kazancın değişimi başlangıçta ve CMS detektörünün 10 yıllık çalışması sonucu fotodiyotun alması beklenen radyasyon miktarı için görülmektedir. Hamamatsu ığ fotodiyotun radyasyondan önceki kazanç değişiminin deneysel sonuçlarla (Renker 2002) uyum içerisinde olduğu daha önce yapılan bir çalışmada gösterilmiştir (Helvacı 2004).



Şekil 3.4. ığ fotodiyot kazancının başlangıçta ve 10 yıl sonunda dalgaboyuna bağlı değişimi.

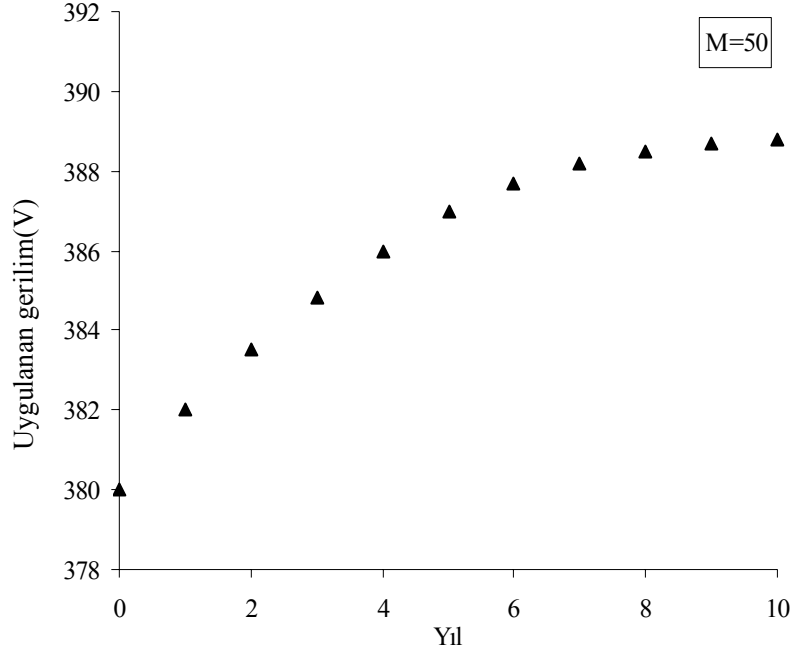
Fotodiyot içerisine giren fotonların soğurulması Eşitlik 2.8' de verildiği gibi üstel olarak azalmaktadır. Soğurma tesir kesiti de Şekil 2.26' da grldğu gibi dalgaboyunun

bir fonksiyonudur. 500 nm' den daha büyük dalgaboyuna sahip fotonlar çığ bölgesi içerisinde veya sonrasında birincil parçacık oluşturmaya başlamaktadırlar. Bu nedenle 500 nm' den daha kucuk dalgaboyuna sahip fotonların çığ bölgesinden önce oluşturdukları birincil parçacıklar en yüksek kazanç değerini vermektedir. 500 nm' den sonra dalgaboyuna bağlı olarak, çığ bölgesi içerisinde ve sonrasında oluşan birincil parçacık oranındaki artış kazanç değerinde azalmaya neden olur. 740 nm' den sonra, yerdeğiştirme bölgesini geçen fotonlar  $n^+$  bölgesi içerisinde soğurulmaya başlamaktadır. Bu nedenle dalgaboyunun bu değerinden sonra yerdeğiştirme bölgesi içerisindeki çığ bölgesinde ve sonrasında oluşan birincil parçacık oranındaki artışta bir yavaşlama görülmektedir. Bu durum, 740 nm' den sonra kazanç değişimine yansımaktadır (Helvacı 2004).

şekil 3.3 ve şekil 3.4' de grldği gibi, radyasyon aldıktan sonra fotodiyotun kazancı gelen fotonların yerdeğiştirme bölgesi içerisinde bulunan çığ bölgesinde veya çığ bölgesini geçtikten sonra soğurulması durumunda artmaktadır. Bu fotodiyotun sabit  $M=50$  i kazanç değerinde tutulmasından kaynaklanmaktadır.

Bölüm 2.4.4.' de de bahsedildiği gibi radyasyon ile birlikte oluşan konsantrasyon değişimi sonunda yerdeğiştirme bölgesi içerisinde bulunan çığ bölgesi içerisinde elektrik alan şiddeti sabit çalışma gerilimi azalmaktadır (şekil 2.21). Elektrik alan şiddetindeki bu düşüş i kazançta da bir düşüşe neden olmaktadır. Kazancı  $M=50$  sabit değerinde tutabilmek için ters besleme gerilimi arttırılmalıdır. Bu durumda, çığ bölgesi öncesi soğurulan fotonların oluşturduğu elektronlar sabit  $M=50$  değerinde kazanç verirken, çığ bölgesi içerisinde ve sonrasında oluşan elektronlar daha yüksek kazanç değerleri vermektedir.

CMS detektörü içerisindeki radyasyon ortamında  $M=50$  sabit kazanç değerinde çalıştırılması düşünülen çığ fotodiyotların, bu süre zarfında ters besleme gerilimlerinin 9 Volt kadar arttırılması gerektiği ortaya çıkmıştır (Piliçer ve ark. 2005). şekil 3.5 CMS detektörünün 10 yıllık çalışma süresi boyunca çığ fotodiyotu sabit kazanç değerinde tutmak için uygulanması gereken ters besleme gerilim değerlerini göstermektedir.

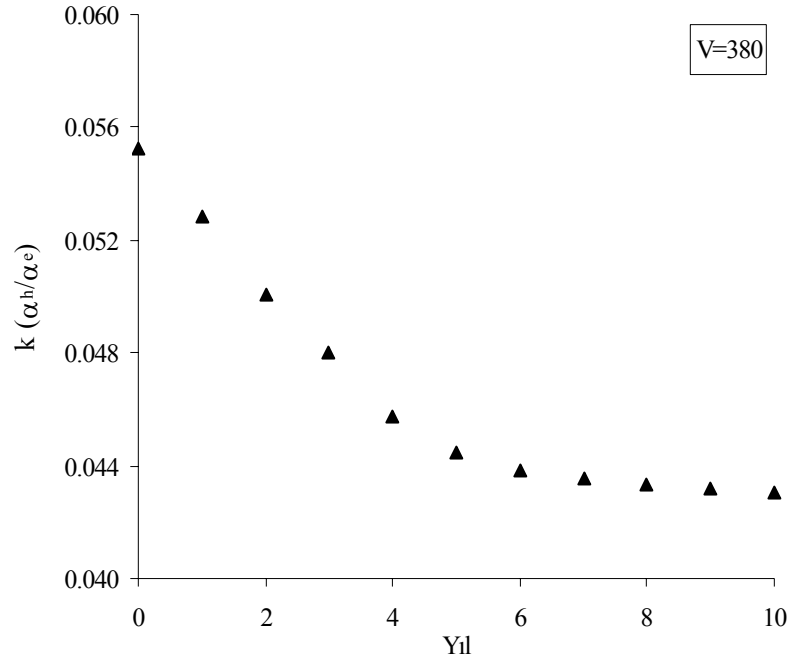


Şekil 3.5. Sabit kazanç değeri için besleme geriliminin değişimi.

### 3.3. İlave Gürültü

İlave gürültü, çığ kazancı dalgalanmasının bir ölçüsüdür ve McIntyre tarafından geliştirilen bir modele göre boşluğun çarpışma iyonizasyon tesir kesitinin ( $\alpha_h$ ) elektronun çarpışma iyonizasyon tesir kesitine ( $\alpha_e$ ) oranı olan  $k=\alpha_h/\alpha_e$  ifadesine doğrudan bağlıdır (McIntyre 1972). Eşitlik 2.10 ve 2.11' den görüleceği üzere  $\alpha_e$  ve  $\alpha_h$  elektrik alana bağlı olarak değişmektedir. Sabit ters besleme gerilimi altında çalışan çığ fotodiyotun çığ bölgesi içerisindeki elektrik alan azalışı, bu bölge içerisinde hareket eden elektron ve boşlukların çarpışma iyonizasyon tesir kesitlerini de azaltacaktır.

Çığ fotodiyot içerisinde azalan elektrik alan sebebi ile sabit besleme gerilimi altında elektron ve boşluk çarpışma iyonizasyon tesir kesitlerinin oranının yıllara göre azaldığı Şekil 3.6' da görülmektedir. Buradan anlaşılacağı üzere, alınan radyasyon ile kazançtaki azalışla beraber, kazanç dalgalanması da azalmaktadır.



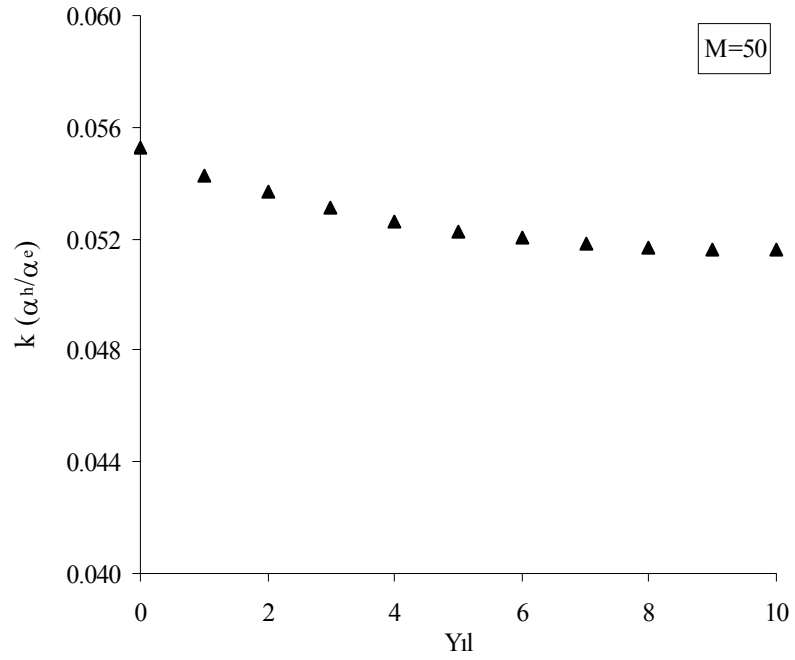
Şekil 3.6. Sabit besleme gerilimi altında iyonizasyon tesir kesitleri oranı.

Çığ fotodiyotun kazanç değerini  $M=50$ ' de sabit tutmak için ters besleme gerilimi arttırıldığında, elektron ve boşluk çarpışma iyonizasyon tesir kesitleri oranının yıllara göre değişimi Şekil 3.7' deki gibi elde edilmiştir. Buradan görüleceği üzere, alınan radyasyon ile birlikte besleme geriliminin arttırılarak kazancı sabit hale getirdiğimizde bile kazanç dalgalanması yine azalışını sürdürmektedir. Bu durum tamamen Hamamatsu S8148 çığ fotodiyotun iç yapısından kaynaklanmaktadır.

Normalde herhangi bir silikon çığ fotodiyot için düşük besleme gerilimlerine karşılık gelen düşük şiddete sahip elektrik alanlarda, çoğunlukla elektronlar tarafından gerçekleştirilen iyonizasyon sonucu oluşan kazançlar daha düşük dalgalanmaya sahip olduğu için daha az ilave gürültü vardır. Besleme gerilimindeki artış ile birlikte elektrik alan şiddetindeki artışa bağlı olarak boşluğun iyonizasyon katsayısındaki artış yani  $k=\alpha_h/\alpha_e$  oranındaki artışla birlikte kazanca boşluklar tarafından yapılan iyonizasyonlarda katkıda bulunmaktır. Kazanç içerisinde boşlukların yaptığı iyonizasyon katkısının artışı yük kazancındaki dalgalanmayı arttırarak ilave gürültüde artışa neden olur. Hamamatsu S8148

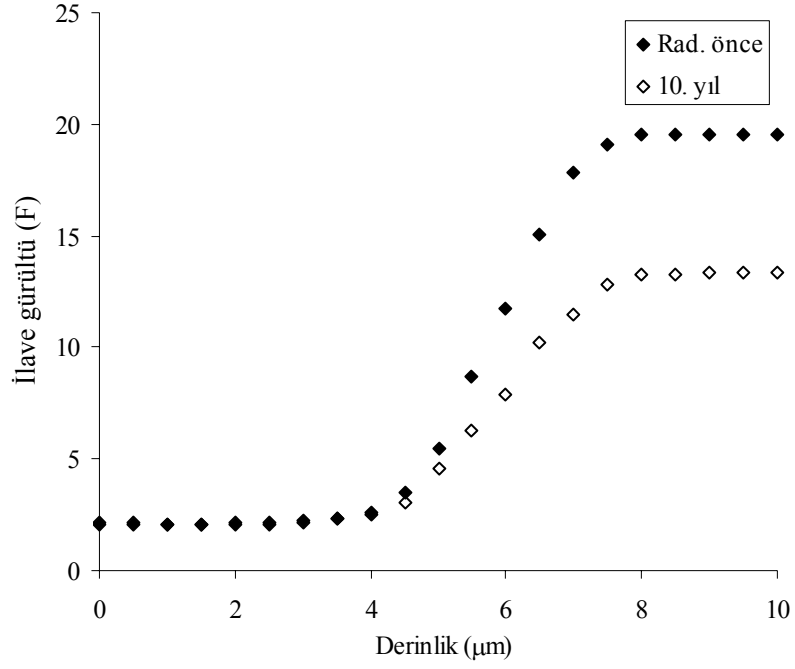


 fotodiyot yapısında radyasyondan sonra artan besleme gerilimlerine rağmen kazanç dalgalanmasının azalışı konsantrasyonun azalması sonucu  bölgesinin genişlemesinden kaynaklanır. Daha geniş bir bölgede yapılan aynı kazanç değerlerine karşılık daha düşük ilave gürültü değerleri elde edilir. Bunun sebebi de yukarıda bahsedildiği gibi düşük elektrik alan değerlerinde k katsayısının azalmasıdır.

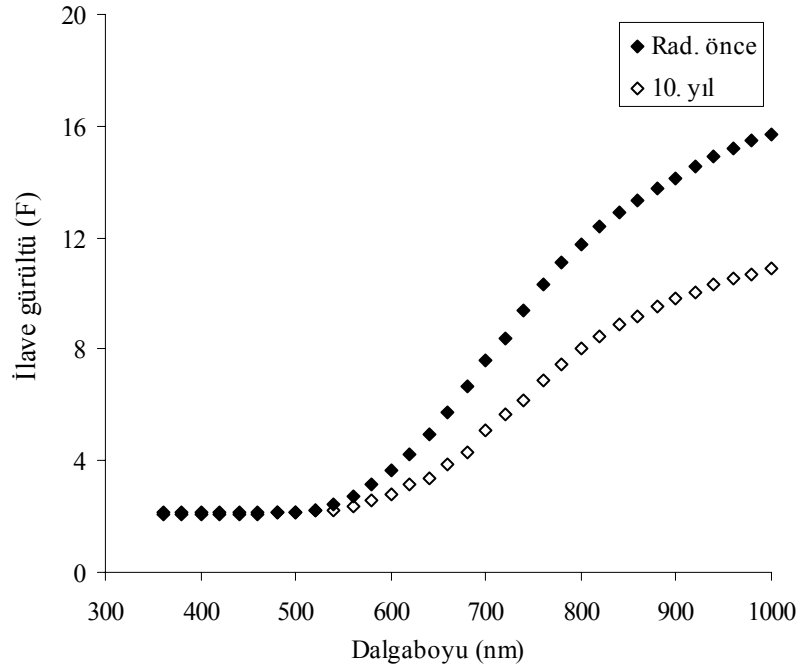


Şekil 3.7. Sabit kazanç için iyonizasyon tesir kesitleri oranı.

 fotodiyotun iç kazancının en yüksek değerinin M=50 olduğu ters besleme geriliminde birincil parçacıkların yerdeğiştirme bölgesi içerisinde oluşum konumlarına göre yapacakları kazançtan kaynaklanan ilave gürültü faktörünün değişimi radyasyondan önce ve 10 yıllık radyasyon sonucu Şekil 3.8' de görölmektedir. Aynı durum için iç kazancın gelen fotonun dalgaboyuna bağlı değişimi Şekil 3.9' da görölmektedir.



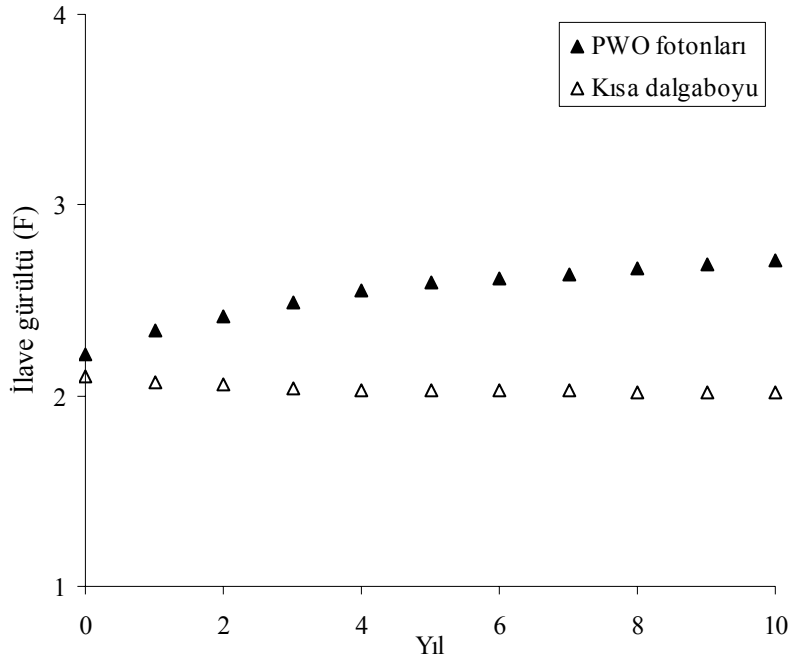
Şekil 3.8. İlave gürültünün derinliğe bağlı değişimi.



Şekil 3.9. İlave gürültünün dalgaboyuna bağlı değişimi.

Çığ bölgesi öncesinde soğurulan kısa dalgaboylu fotonlar için 2.1 olarak elde edilen ilave gürültü faktörü deneysel ölçümlere uygundur (Renker 2002). Aynı şekilde, çığ fotodiyot için ilave gürültü faktörünün dalgaboyuna bağlı değişiminin, daha önce yapılmış olan çalışmalarla (Pauchard ve ark. 2000) uyumluluk içerisinde olduğu görülmüştür.

Buraya kadar bahsettiklerimize uygun olarak radyasyon yüksek dalgaboylarında kazançta bir artışa sebep olurken, ilave gürültü faktöründe bir azalmaya neden olmaktadır. 10 yıllık CMS çalışma süresi boyunca detektörün M=50' lik sabit kazancı sağlaması için uygulanması gereken besleme gerilimindeki artış çığ bölgesinin genişlemesine neden olacaktır. Hemen hemen detektörün  $p^+$  tabakasında çığ bölgesi öncesinde soğurulan kısa dalgaboylu fotonlar için ilave gürültü faktörü radyasyon etkisi ile değişmemektedir. Benzetişim, kısa dalgaboylu fotonlar ile PWO kristalinden yayınlanan fotonların yapacağı ilave gürültüyü karşılaştırmak amacı ile çığ fotodiyotun 10 yıllık CMS detektöründe çalışması sırasında alacağı radyasyon durumunda da yapılmıştır (Şekil 3.10).



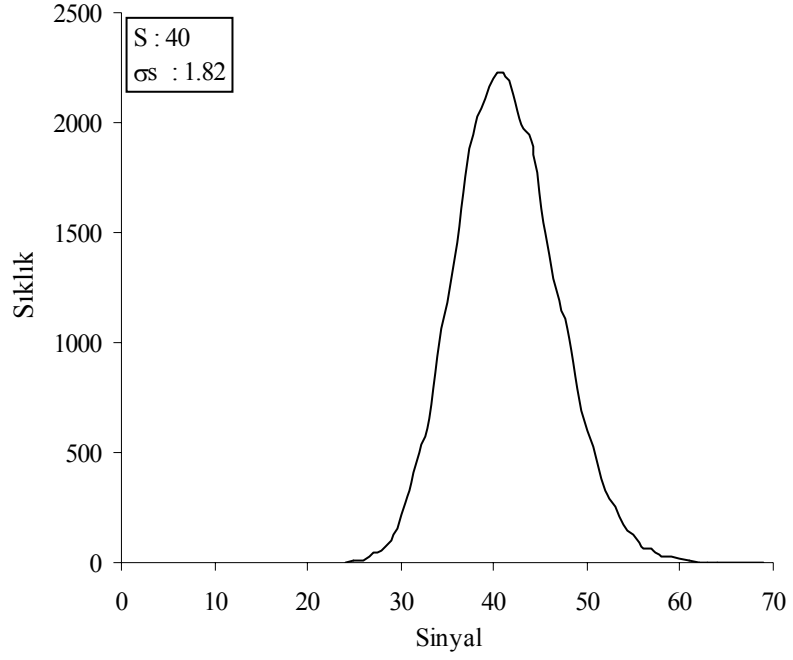
Şekil 3.10. İlave gürültünün PWO ve kısa dalgaboylu fotonlar için yıllara göre değişimi.

Kısa dalgaboylu fotonlar için  $M=50$  kazanç durumu dikkate alındığında ilave gürültüde çok az bir azalma gözlemlendi. PWO kristalinden yayınlanan fotonlar Şekil 2.8 ve 2.9’ da görüldüğü gibi bir spektruma sahiptir. Spektrumda 500 nm dalgaboyundan daha yüksek dalgaboyuna sahip fotonların olduğu görülmektedir. Kristalden yayınlanan bu fotonlar  $\text{çığ}$  bölgesi içerisinde ve sonrasında soğurulabilirler. Şekil 3.9’ da görüldüğü gibi dalgaboyu 500 nm’ nin üzerindeki fotonların soğurulma konumlarından dolayı sahip olacağı fazladan ilave gürültü nedeniyle, PWO fotonların oluşturacağı ortalama ilave gürültü değeri 2.2 civarında olup kısa dalgaboylu fotonların oluşturacağı ilave gürültü değerinden büyüktür. Radyasyon ile birlikte PWO kristalinden gelen ışığın spektrumunun şekli değişmemekte ancak gelen ışığın şiddetinde bir azalma olmaktadır (Şekil 2.10). Ancak  $\text{çığ}$  fotodiyotu 10 yıllık süreçte  $M=50$  kazanç durumunda tutabilmek için ters besleme gerilimindeki artış  $\text{çığ}$  bölgesinin genişlemesine yol açmakta, bu da büyük dalgaboylu fotonların daha büyük bir oranının  $\text{çığ}$  bölgesi içerisinde soğurulmasına yol açmaktadır. Bu da  $\text{çığ}$  fotodiyotun ilave gürültüsünün PWO fotonları için 10 yıllık çalışma süresi boyunca 2.2’ den 2.7 değerine kadar artmasına yol açmaktadır (Piliçer ve ark. 2005).

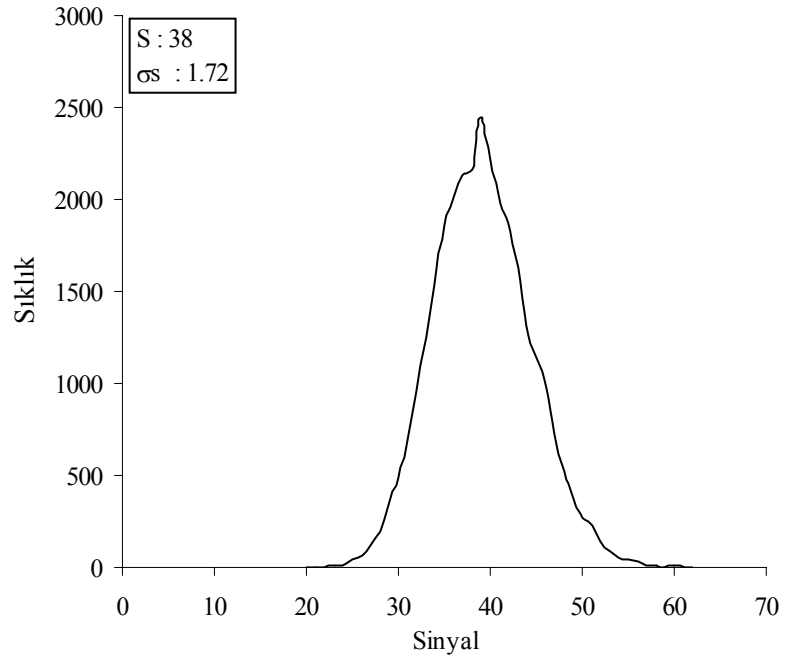
### 3.4. Sinyal ve Sinyal Dalgalanması

$\text{Çığ}$  fotodiyotun CMS detektörü içerisinde, bulunduğu ortamda 10 yıl çalışması sonucu çıkış sinyalindeki değişimler incelenmiştir. Yapılan benzetişimde, 10 yıllık süre içerisinde  $\text{çığ}$  fotodiyot sabit  $M=50$  kazanç değerinde tutulmuştur. Bu süre içerisinde, PWO kristali ve  $\text{çığ}$  fotodiyotun maruz kalacakları nötron akısı nedeniyle parametrelerinde meydana gelebilecek değişimler dikkate alınmıştır.

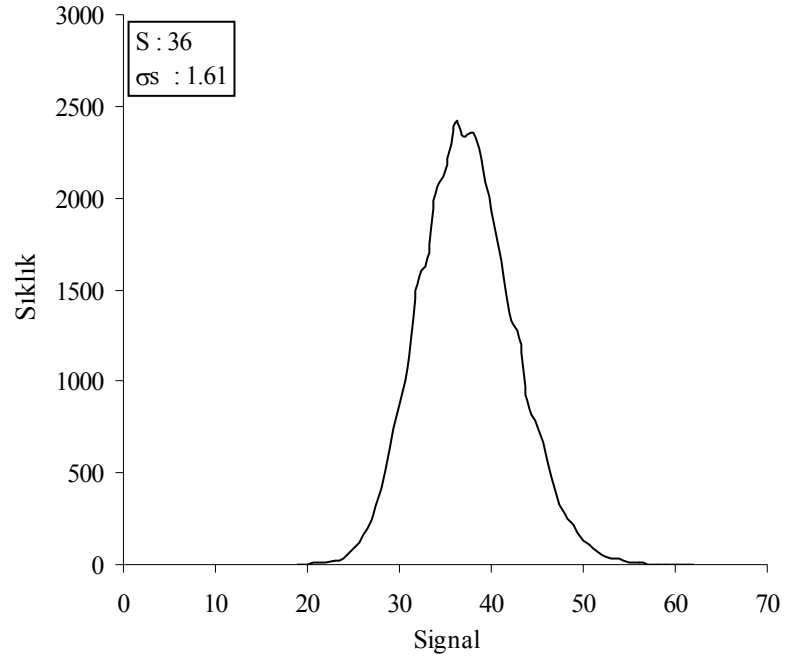
PWO kristali ve orantılı modda çalışan  $\text{çığ}$  fotodiyot sisteminden elde edilecek sinyalin büyüklüğü, kristalden gelen foton sayısına ve gelen fotonların dalgaboyuna bağlı olarak değişim gösteren  $\text{çığ}$  fotodiyotun kuantum verimine ve iç kazancına bağlıdır. Şekil 3.11, 3.12, 3.13 ve 3.14 sırası ile, başlangıçta ve  $1 \times 10^{12}$ ,  $1 \times 10^{13}$  ve  $2 \times 10^{13}$   $\text{n/cm}^2$  lik nötron akısı altında PWO kristali- $\text{çığ}$  fotodiyot sisteminde elde edilen sinyal dağılımlarını göstermektedir.



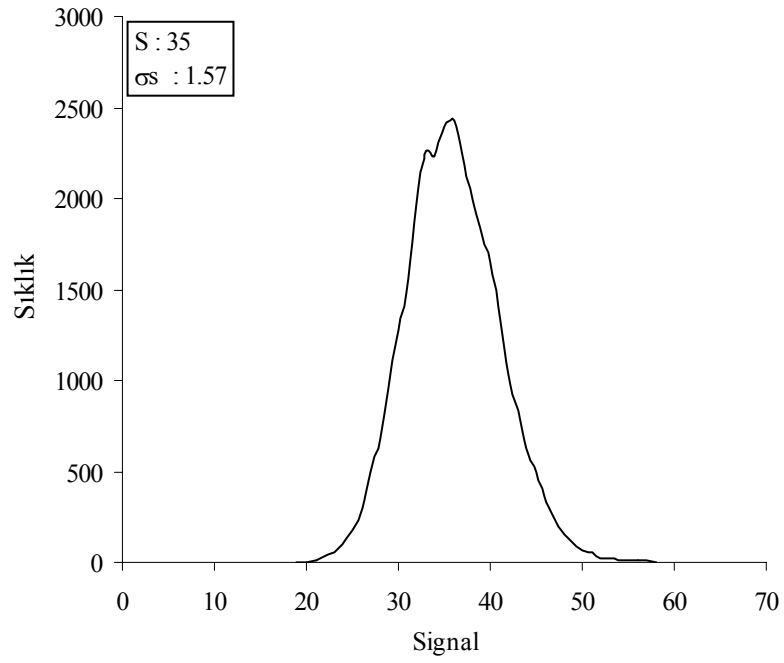
Şekil 3.11. Radyasyondan önceki sinyal dağılımı.



Şekil 3.12.  $1 \times 10^{12} \text{ n/cm}^2$  lik nötron akısı için sinyal dağılımı.

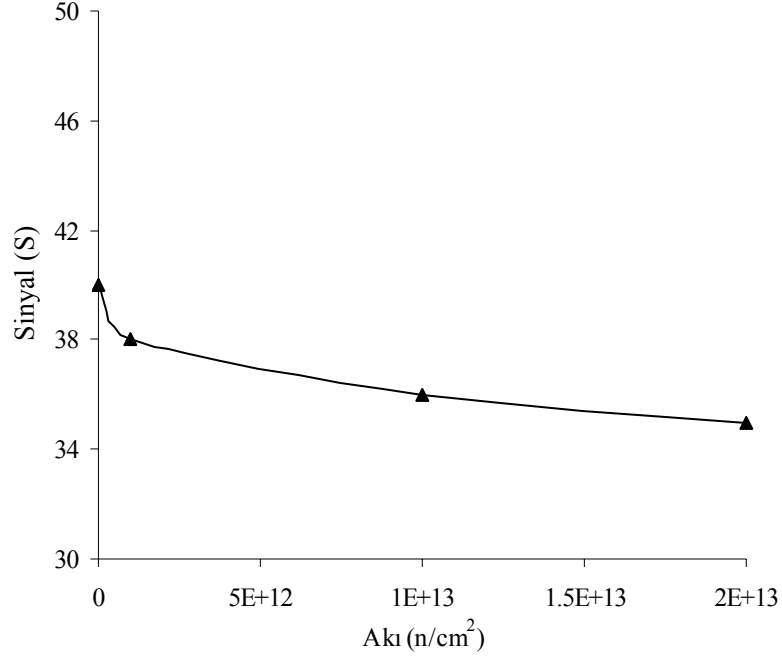


Şekil 3.13.  $1 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$ , lik nötron akısı için sinyal dağılımı.



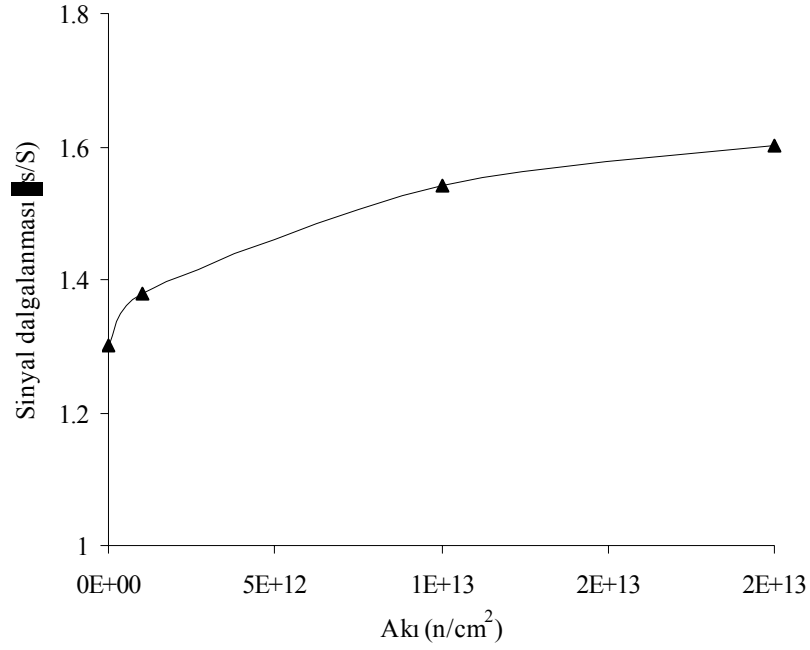
Şekil 3.14.  $2 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$ , lik nötron akısı için sinyal dağılımı.

Radyasyon sonrasında kristalden gelen fotonların sayısındaki azalma ve bununla birlikte  $\sigma_S/S$  fotodiyotun kuantum veriminin 500 nm’ den küçük dalgaboylu fotonlar için azalması,  $\sigma_S/S$  fotodiyottan alınan sinyalde azalmaya yol açmıştır (Şekil 3.15).



Şekil 3.15. Ortalama sinyal değerinin nötron akısı ile değişimi (Piliçer 2007).

Sinyaldeki dalgalanma ise, orantılı bölgede çalışan detektörler için Eşitlik 2.16’da verildiği gibi, gelen fotonlar tarafından oluşturulan birincil yük taşıyıcılarının sayısına, kazanç ve bunların standart sapmalarına bağlıdır. Nötron akısı ile birlikte PWO kristalinden yayınlanan fotonların sayısının azalması (Şekil 2.10) ve yayınlanan PWO foton spektrumunda kısa dalgaboylarına sahip fotonları için fotodiyotun kuantum veriminin azalması (Şekil 3.1) oluşan birincil yük taşıyıcı adedinde bir azalma meydana getirecektir. Ayrıca nötron akısı ile birlikte fotodiyotun, PWO fotonları için yaptığı kazanç dalgalanması yani ilave gürültü değeri de artacaktır (Şekil 3.10). Bunlara dayanarak nötron akısı ile birlikte fotodiyotun çıkış sinyalindeki dalgalanmanın artması gerektiğini söyleyebiliriz. Gerçekten, Şekil 3.11, 3.12, 3.13 ve 3.14’ de verilmiş olan sinyal dağılımlarından elde edilen  $\sigma_S/S$  sinyal dalgalanmalarının nötron akısındaki artış ile birlikte arttığı görülmektedir (Şekil 3.16).



Şekil 3.16. Sinyal dalgalanmasının nötron akısı ile değişimi (Piliçer 2007).

E enerjisi ile elektromagnetik kalorimetre içerisine giren bir parçacığın, kalorimetre içerisinde bırakacağı enerji sonucu detektörden bir S sinyali alınmaktadır. Bu durumda parçacığın enerjisinin kalorimetrik ölçümünün bağıl duyarlılığı  $\sigma_E/E$ , detektör sinyalindeki  $\sigma_S/S$  bağıl dalgalanması ile verilebilir (Wigmans 2000). Buradan görülüyor ki, CMS detektöründe elektromagnetik kalorimetrenin fiçı kısmında PWO kristallerinden gelen fotonların deteksiyonunda kullanılacak olan Hamamatsu S8148 çığ fotodiyotun, 10 yıllık çalışma süresince ortamdan alacağı radyasyon sonucu göreceği hasar nedeniyle sinyalindeki dalgalanmanın artışı kalorimetrenin enerji çözünürlüğünü olumsuz etkileyecektir.

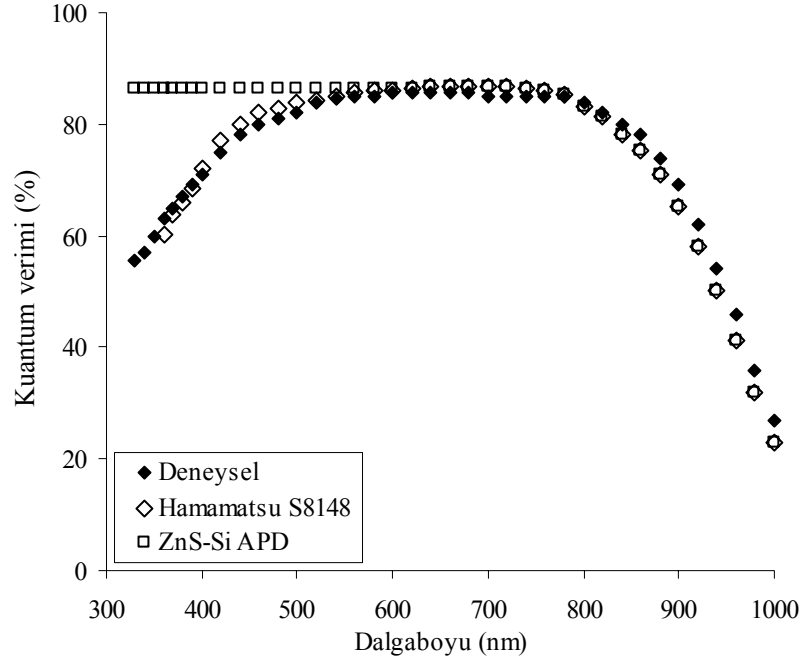


#### 4. TARTIŞMA ve SONUÇ

Elektromagnetik kalorimetrede kullanılacak olan kristal-fotodetektör sisteminin iyi bir çözünürlüğe sahip olması için, alınan sinyaldeki dalgalanmanın az olması gerekmektedir. Yapılan benzetişim çalışmasından, CMS ECAL içerisinde PWO-Hamamatsu S8148 APD ikilisinin 10 yıllık çalışma süresi boyunca alacağı radyasyon nedeni ile kalorimetrenin enerji çözünürlüğüne olumsuz etki yapacağı anlaşılmıştır.

PWO kristalinden gelen fotonlar 320 - 600 nm dalgaboyu aralığında bir dağılıma sahiptirler. O halde elektromagnetik kalorimetrede kullanılacak olan fotodetektörler bu dalgaboyu aralığında yüksek kuantum verimine sahip olmalıdırlar. Bölüm 3.1' de, PWO kristalinden gelen fotonlardan kısa dalga boylarına sahip olanlarının büyük bir kısmının  $p^+$  tabakasında soğurulduğu ve oluşan yük taşıyıcılarının difüzyon yoluyla yerdeğiştirme bölgesine ulaşmadan radyasyon sonucunda oluşan kusurlar nedeni ile tekrar birleşme yaparak yok olduğu görülmüştü. Yerdeğiştirme bölgesi dışında herhangi bir bölgede gerçekleşen foton soğurulması fotodetektörün kuantum veriminde negatif etkiye sahiptir. PWO fotonlarında olduğu gibi kısa dalgaboylu foton deteksiyonunda, yerdeğiştirme bölgesinden önce gerçekleşen soğurulma foton deteksiyon verimini oldukça etkilemektedir. Bu durum yerdeğiştirme bölgesi öncesindeki tabakayı gelen ışığa karşı geçirgen yaparak ortadan kaldırılabılır. Bu ancak, örgü sabitleri uyuşan ve geniş bir bant aralığına sahip iki yarıiletkenin bir araya getirilmesi ile mümkündür (Pearsal ve ark. 1995). Yüksek enerji fiziği deneylerinde en fazla kullanılan silikona uygun geniş band aralığına sahip yarıiletken çinko sülfür (ZnS)' dür. ZnS, 3.68 eV bant aralığına ve 5.42' lik örgü sabitine sahiptir. PWO kristalinden gelen ışığın silikon yerdeğiştirme bölgesine doğrudan girmesine en uygun detektör ZnS-Si APD yapısıdır (Tapan 2003).

ZnS-Si APD yapısı ile Hamamatsu S8148 Si-APD yapısı karşılaştırıldığında, ZnS-Si APD yapısının kısa dalgaboylu fotonlar için daha yüksek kuantum verimine sahip olduğu Şekil 4.1' de görülmektedir (Tapan ve ark. 2006).

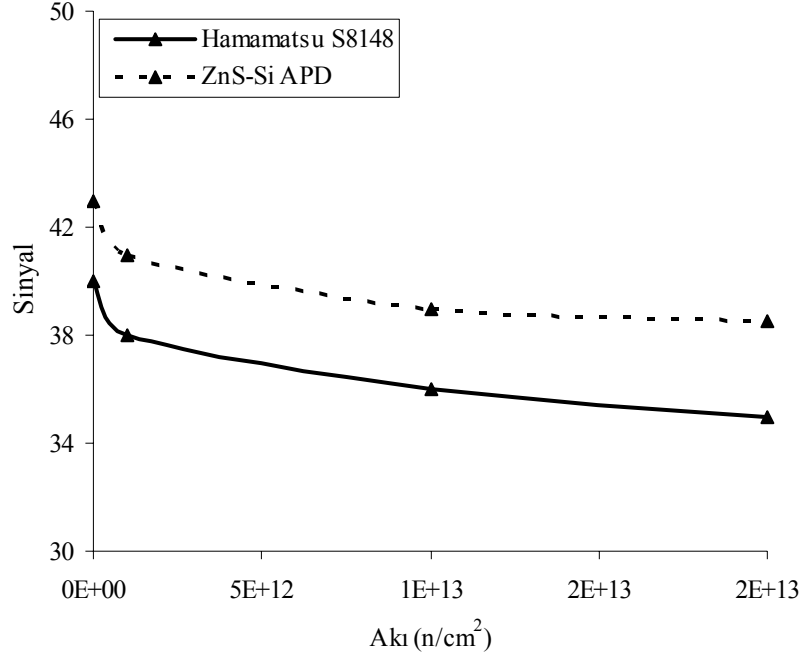


*Şekil 4.1. Hamamatsu S8148 ve ZnS-Si APD yapıları için kuantum veriminin dalgaboyuna bağlı değişimi.*

ZnS-Si çığ fotodiyotun CMS elektromanyetik kalorimetrede kullanılması durumunda elde edilebilecek avantajlar aşağıdaki gibi sıralanabilir.

- Kısa dalgaboylarında yüksek kuantum verimine sahiptir. Bu nedenle PWO kristalinden gelen kısa dalgaboyuna sahip fotonlar için yüksek deteksiyon verimi gerçekleşir.
- Düşük nükleer sayma etkisine sahiptirler. Foton dışında gelen iyonize edici parçacıkların  $p^+$  ZnS tabakasında elektron-boşluk çiftleri oluşturması için gerekli enerji 11.06 eV olup bu değer silikona göre oldukça yüksektir. Yük taşıyıcıların bu bölgede oluşması halinde, ancak difüzyon vasıtasıyla yerdeğiştirme bölgesine girebilecekleri ve bu sürecin de yavaş olmasından dolayı bir çoğu tekrar birleşme yaparak yok olur.
- Daha az radyasyon hasarına uğrarlar. Bu yüzden geçirgen olan ZnS penceresi, silikon fotodetektörlerin radyasyona karşı korunmasında kullanılabilir (Kirn ve ark. 1997).

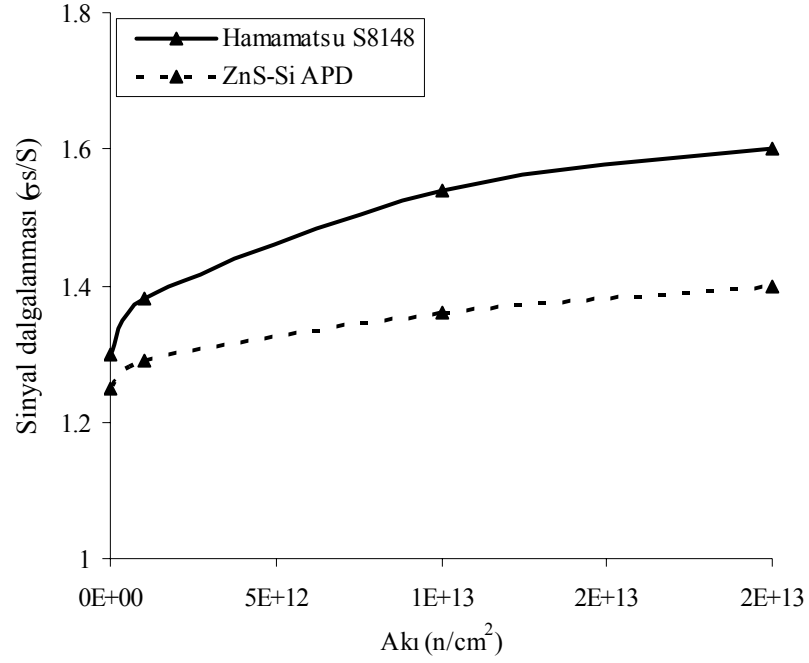
Yapılan benzetişim çalışmasında ZnS-Si APD yapısının CMS ECAL içerisinde PWO kristalinden gelen fotonlar için 10 yıllık çalışma süresi boyunca Hamamatsu S8148 APD yapısından daha yüksek sinyal değerleri verdiği gözlenmiştir (Şekil 4.2).



Şekil 4.2. Hamamatsu S8148 ve ZnS-Si yapıları için nötron akısına bağlı olarak ortalama sinyal değerlerinin değişimi (Piliçer ve ark. 2007).

Görüldüğü üzere her iki yapıda da, alınan nötron akısı sonucu ortalama sinyal değerlerinde bir azalma gözlenmektedir, ancak sinyal değerindeki azalma oranı Hamamatsu S8148 yapısında daha fazladır.

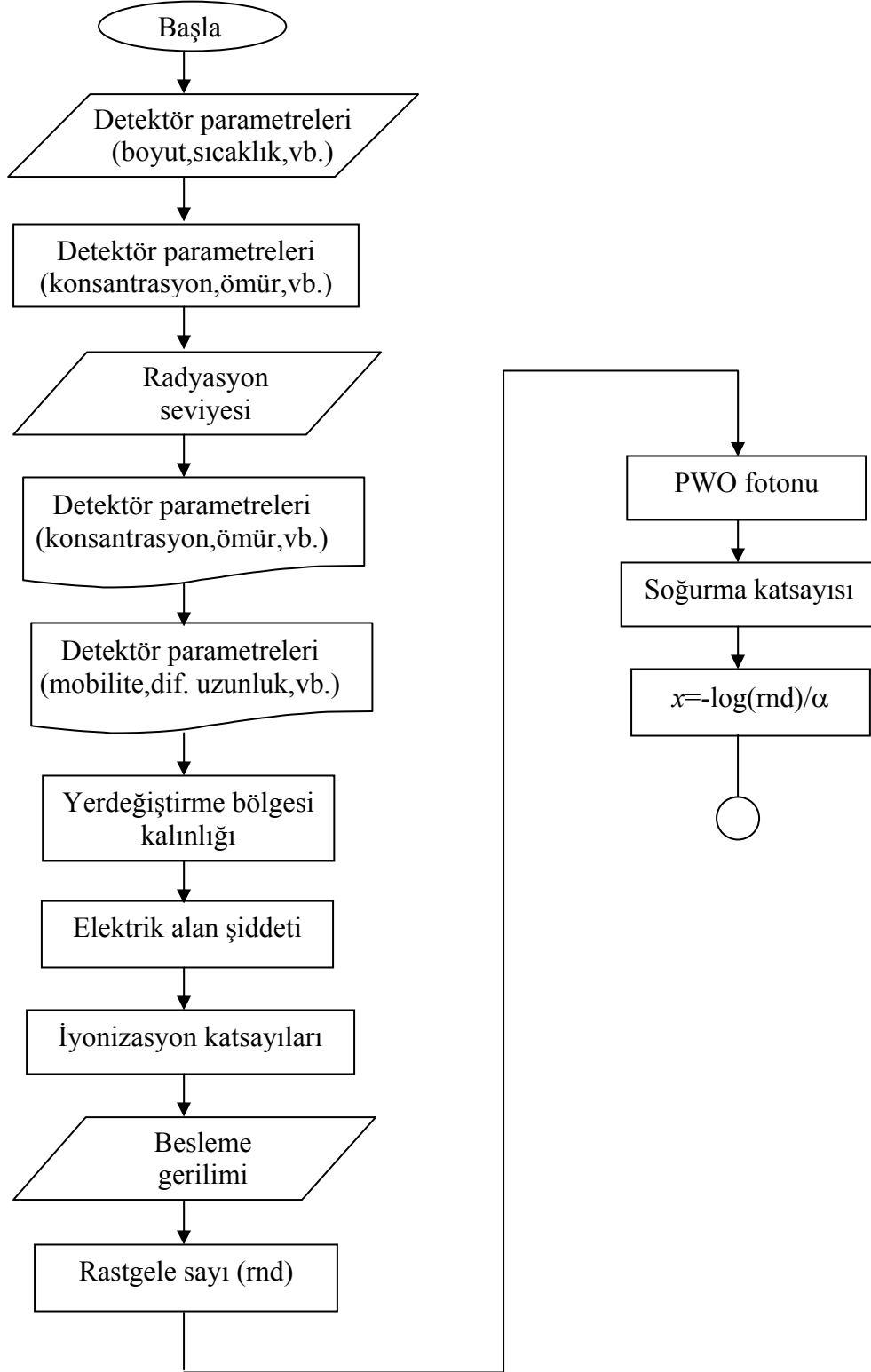
Radyasyona bağlı olarak her iki yapıya ait sinyal dalgalanmasındaki değişim Şekil 4.3' deki görülmektedir. Burada yine her iki yapı için de nötron akısına bağlı olarak sinyal dalgalanmalarında bir artış gözlenmektedir ve yine Hamamatsu S8148 yapısı için dalgalanma oranındaki artışın daha fazla olduğu görülmektedir.

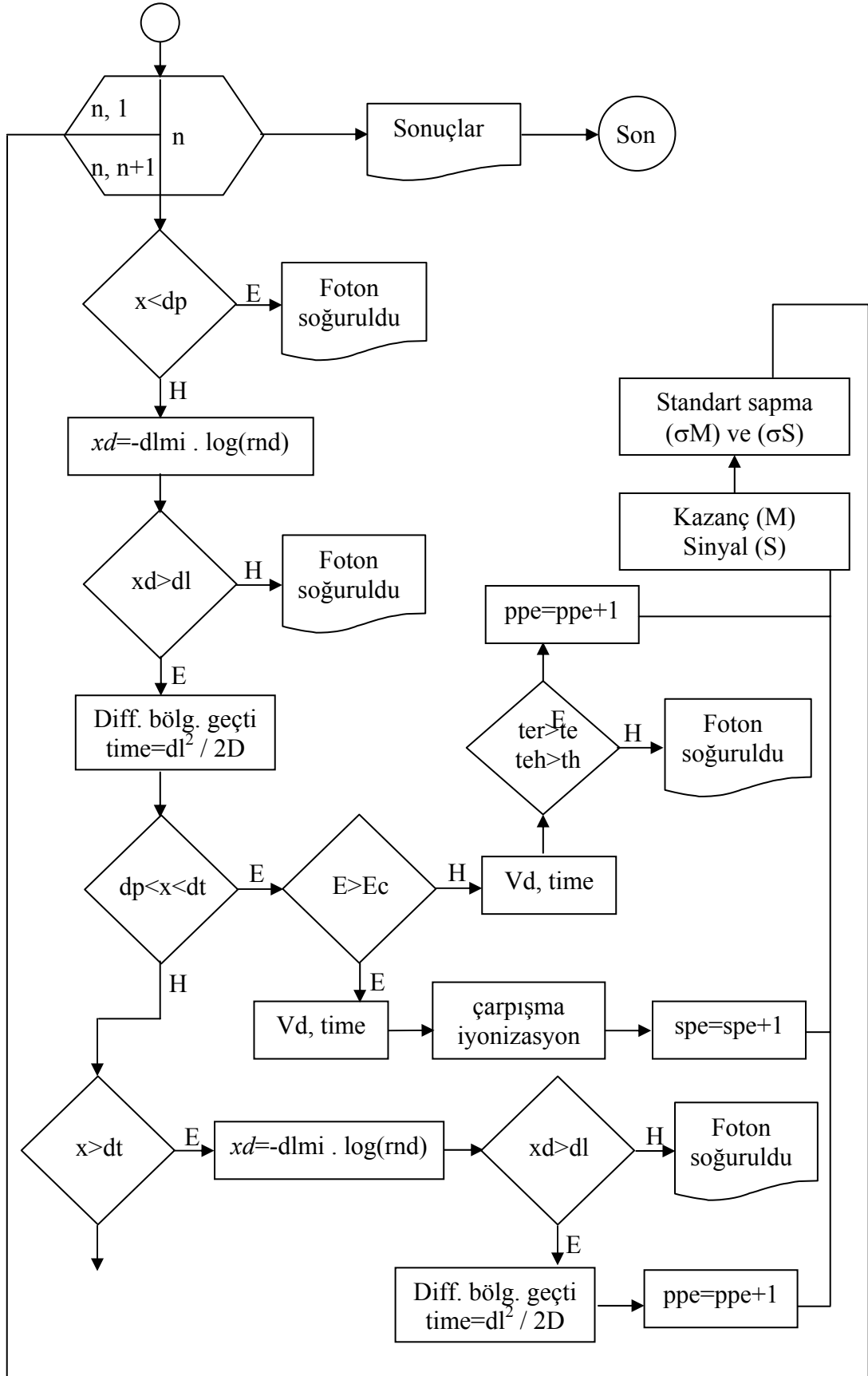


*Şekil 4.3. Hamamatsu S8148 ve ZnS-Si yapıları için nötron akısına bağlı olarak sinyal dalgalanmalarının değişimi (Piliçer ve ark. 2007).*

Sonuç olarak, radyasyona karşı daha dayanıklı olan ZnS-Si APD yapısının, CMS elektromagnetik kalorimetresinde PWO kristalinden gelen fotonların deteksiyonu için Hamamatsu S8148 APD yapısından daha uygun bir fotodetektör olduğu görülmüştür (Piliçer ve ark. 2007).

## EK-1 BENZETİŞİM PROGRAMI AKIŞ DİYAGRAMI





**KAYNAKLAR**

ACKER, E. 1992. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 321(1): 60.

AHRENS, J.H. and U. DIETER. 1974. Computing 12, p 223.

ALLIER, C.P. 2002. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 485 (1): 547.

ANNENKOV, A. N. 1997. Radiation Damage Kinetics in PbWO<sub>4</sub> Crystals, CMS Note 009.

ANNENKOV, A. N. 1997. Systematic Study of the PbWO<sub>4</sub> Crystal Short Term Instability Under Irradiation, CMS Note 055.

ATLAS Collaboration, 1997. Inner Detector - Technical Design Report.

ATLAS Collaboration, 1998. Pixel Detector - Technical Design Report.

ARMSTRONG, W.W. 1994. Technical Proposal for a General pp Experiment at the LHC at CERN. 94-43.

AUFFRAY, E. 1995. Scintillation Characteristics and Radiation Hardness of PbWO<sub>4</sub> Scintillators to be used at the CMS Electromagnetic Calorimeter at CERN, Proc. SCINT95, Delft.

AUFFRAY, E., et al. 1998. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 402 (1): 75.

BACCARO, S. 1999. IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.46, No.3

BATES, S. J. 1994. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 344 (1):228.

BORER, K. 2000. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 440 (1): 5.

CASSE, G. 1998. The effect of hadron irradiation on the electrical properties of particle detectors made from various silicon materials. PhD Thesis. Joseph Fourier University.

CAVALLARI, F. 1998. Nuclear Physics B. 61B. p 449.

CMS Collaboration, 1994. CMS Technical Proposal.

CMS Collaboration, 1997. The electromagnetic calorimeter project: Technical Design Report, CERN/LHCC 97-33.

COUSINS, R., et al. 2000. Monte Carlo Techniques.

DASH, W.C. and R. NEWSMAN. 1995. Physical Review 99. p 1151.

DEITERS, K., et al. 2000. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 453 (1): 223.

DEZILLE, B., et al. 1997. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 388 (1): 314-317.

DEZILLE, B., et al. 1997. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 388 (1): 314-317.



DEVROYE, L., 1986. Non-Uniform Random Variate Generation. Springer-Verlag, New York.

DIJKSTRA, H. and J. LIBBY. 2002. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 494 (1-3): 86-93.

DIEMOZ, M. 2001. IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol 2, p 956-960.

ELLIS, N. and M. NEUBERT. 1995. Proceedings, European School of High-Energy Physics, 305.

EVERETT, C.J. and E.D. CASHWELL, 1983. A Third Monte Carlo Sampler, Los Alamos report LA-9721-MS.

FEICK, H., et al. 1996. Correlation of Radiation Damage Effects in High Resistivity Silicon Detectors with Results from Deep Level Spectroscopy, presented at IEEE Nuclear Science Symposium & Medical Imaging Conference.

FEICK, H. 1997. Radiation tolerance of silicon particle detectors for high energy physics experiments. PhD Thesis. Hamburg University.

FEICK, H. 1998. ROSE/CERN RD48 Collaboration. Analysis of the radiation tolerance of the LHC-B silicon vertex detector. LHC-B Technical Note.

FRETWURST, E., et al. 2007. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 583 (1): 58-63.

FRETWURST, E., et al. 2003. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 514 (1-3): 1-8.

HELVACI, F. 2004. Çıĝ Fotodiyodun Kalorimetrede Kullanımı Yüksek Lisans Tezi. Uludaĝ Üniversitesi.

HELVACI, F. and İ. TAPAN. 2003. Proceedings of the fifth General Conference of the Balkan Physical Union BPU-5, CD as electronic version, ISBN:86-902537-4-2, p 449.

HERA-B. 1998. An experiment to study CP violation in the B system using an internal target at the HERA proton ring - Design Report.

HUHTINEN, M. 2002. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 491 (1): 194.

IPPOLITOV, M., et al. 2005. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 537 (1): 353.

JAMES, F. 1994. Computational Physics Committee. 79, p 111.

KARTAL, S. 1999. Instrumentation in Elementary Particle Physics, VIII. ICFA School. İstanbul, Türkiye. 350s.

KAUFFMANN, R. 2001. Development of radiation hard pixel sensors for the CMS experiment. PhD Thesis. Zurich University.

KIRN, TH. 1997. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 387 (1): 202.

KRAMBERGER, G. 2002. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 476 (1): 645.

KRAMBERGER, G. and D. CONTARATO. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 560, (1): 98-102.

KUBOTA, Y. 1992. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 320 (1): 66.

LAZO, M.S., et al. 1987. Silicon and silicon dioxide neutron damage functions. In Proceedings Fast Burt Reactions Workshop. Sandia National Laboratories. SAND87-098 (1): 85-103.

LECOQ, P. and M. KORZHIK. 2000. IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol 47, No 4, p 1311.

LECOQ, P., et. al. 1995. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 365 (1): 291.

LECOQ, P. 1996. CMS-LHCC report. p146.

LEMEILLEUR, F., et al. 1995. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 360 (1): 438.

LEMEILLEUR, F. 1999. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 434 (1): 82.

LEVA, J.L. 1992. ACM Trans. Mathematics Software 18. p 449.

LHC Project Report 666. 2003. European Organization For Nuclear Research. European Laboratory for Particle Physics.

LI, Z. 1995. IEEE Transactions on Nuclear Science, 42 (4):224-234.

LINDSTROEM, G., et al. 1999. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 426 (1) : 1-15.

LINDSTROEM, G., et al. 2001. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 465 (1):60-69.

LINDSTROEM, G. 2003. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 465 (1): 30.

LINT, V.A., et al. 1980. Mechanism of radiation effects in electronic materials. John Wiley & Sons.

MARSAGLIA, G. 1985. A Current View of Random Number Generators, keynote address, Computer Science and Statistics: 16th Symposium on the Interface.

MARSAGLIA, G. and A. ZAMAN. 1994. Some Portable Very-Long- Period Random Number Generators, Computational Physics. 8, 117.

MCEVOY, B. C., et al. 1993. Physica B, p 273.

MCEVOY, B. C. 1995. Investigations using a simple model for defect kinetics in silicon. CERN-RD20 TN/95-41.

MCINTYRE, R. J. 1966. IEEE Transaction on Electronic Devices, ED-13. p 164.

MCINTYRE, R. J. 1972. IEEE Transaction on Electronic Devices, ED-19. p 703.

MIYAMOTO, J. and G.F. KNOLL. 1997. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 399 (1): 85-93.

MOLL, M. 1999. Radiation damage in silicon particle detectors - microscopic defects and macroscopic properties. PhD Thesis. Hamburg University.

MOLL, M. 2003. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 511 (1): 97.

MUELLER, G.P. and C.S. Guenzer. 1982. Simulation of cascade damage in silicon. IEEE Transactions on Nuclear Science, 27 (6): 1293-1297.

MUSIENKO, Y., et al. 2000. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 447 (1): 437.

NAGORNAYA, L., et al. 2002. Influence of Doping on Radiation Stability of Scintillators Based on Lead Tungstate and Cadmium Tungstate Single Crystals. IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 49, No. 1, p 297.

ÖZMUTLU, E. 2001. Temel Parçacık Fiziği Ders Notları. Uludağ Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi. Bursa.

PAGANONI, M. 2003. FINUPHY Workshop on Advanced Electromagnetic Calorimetry and its Applications, Juelich.

PAGANONI, M. 2004. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 535 (1-2): 461-465.

PAGANONI, P. 2005. The CMS Electromagnetic Calorimeter. On behalf of the CMS Electromagnetic Calorimeter Group. IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.

PASSERI, D. 2000. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 443 (1): 148.

PAUCHARD, A.R., et al. 2000. IEEE Transaction Electron Dev. 47 (9) (2000) 1685.

PEARSAL, T.P., et al. 1985. Semiconductors and Semimetals, Vol. 22, Academic Press, New York, 1985, p. 189.

PÎLIÇER, E. and Î. TAPAN. 2003a. Romanian Journal of Physics, Volume 48, No:1/4. p 185-190.

PÎLIÇER, E. and Î. TAPAN. 2003b. Romanian Journal of Physics, Volume 49, No:3/4 . p 289-294.

PÎLIÇER, E., et al. 2005. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 552 (1): 146-151.

PÎLIÇER, E., et al. 2007. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 572 (1): 120-121.

PÎLIÇER, E. and Î. TAPAN. 2007. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 573 (1): 291-293.

PINTILIE, I., et al. 2003. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 514 (1-3): 18-24.

PRESS, W.H., et al. 1986. Numerical Recipes. Cambridge University Press, New York.

RANDO, R., et al. 2003. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 514 (1): 62.

RANG, T. 1985. Radioelectron and Common Systems. P.28.

RENKER, D. 2002. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 486 (1): 164.

RUBINSTEIN, R.Y. 1981. Simulation and the Monte Carlo Method. John Wiley and Sons, Inc., New York. 1981.

SAH, C.T. 1993. Fundamentals of Solid-State Electronics. World Scientific Publication Co., Singapore.

SCHULZ, T. 1996. Investigations on the long term behaviour of damage effects and corresponding defects in detector grade silicon after neutron irradiation. PhD Thesis. Hamburg University.

SU, Z., et al. 1990. Journal of Applied Physics. 67: p 1903-1906.

SVENSSON, B.G. and J.L. LINDSTROEM. 1992. Journal of Applied Physics, 72: p 5616-5621.

SZE, S.M. 1985. Semiconductor Devices Physics and Technology. Bell Telephone Laboratories.

VASILESCU, A. 1997. The NIEL scaling hypothesis applied to neutron spectra of irradiation facilities and in the ATLAS and CMS SCT. ROSE Internal Note.

TAPAN, İ. 1997. Avalanche Photodiodes as Proportional Photon Detector. PhD Thesis. H.H. Physics Laboratory University of Bristol.

TAPAN, İ. and R.S. GILMORE. 2000. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 454 (1): 251.

TAPAN, İ. and M.A. AFRAILOV. 2003. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 510 (1): 92-96.

TAPAN, İ. 2005. Yüksek Enerji Fiziği Ders Notları. Uludağ Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi. Bursa.

VIRDEE, T., et. al. 2002. CERN-TH, p 078

WALCK, CH., 1987. Random Number Generation, University of Stockholm Physics Department Report.

WATTS, S.J. 1997. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 386 (1): 149.

WIGMANS, R. Calorimetry, Oxford University Press, USA, 2000 173pp.

WOODY, C. 1995. Proceedings of SCINT95 International Conference Delft.

WOODY, C. 1996. IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.43, No 3.



WUNSTROF, R. 1992. Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium Detektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik Experimenten. PhD Thesis. Hamburg University.

ZIOCK, H. J., et al. 1994. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 342 (1): 94-104.

ZHU, R. Y. 1996. Proc. 6th International Conference on Calorimetry in High Energy Physics.

ZHU, R. Y. 1997. IEEE Transactions on Nuclear Science, NS44.

ZHU, R. Y. 1999. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 376 (1): 319.

## TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasının planlanmasından sonuca ulaşmasına kadar geçen sürede sabırla ve özveriyle her türlü yardım ve desteğini esirgemeyen çok kıymetli danışman hocam Doç. Dr. İlhan TAPAN' a ve tez izleme komitemde bulunup tezimin gelişiminde katkıda bulunan değerli Prof. Dr. Emin ÖZMUTLU ve Yrd. Doç. Dr. Basri ÇELİK hocalarıma sonsuz teşekkür ederim. Ayrıca tez süresince yapılan bilimsel çalışmalarda bilgisini ve yardımını esirgemeyen değerli Araş. Gör. Fatma KOÇAK (HELVACI) ve her türlü desteklerini aldığım Araş. Gör. M. Cüneyt HACİSMAİLOĞLU, Araş. Gör. Erdinç GÖKSU, Araş. Gör. Mürşide ŞAFAK ve Araş. Gör. Adnan KILIÇ arkadaşlarıma da teşekkür ediyorum. Bu yolda yürümemde bana moral desteği veren ve motive eden sevgili ablalarım da sonsuz teşekkürü 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 ve aynı yıl içerisinde Uludağ Üniversitesi Fizik Bölümünde Yüksek Enerji Fiziği Bilim dalında Yüksek Lisans programına, 2002 Aralık ayında aynı Ana Bilim dalında doktora programına başladı. 2000 yılı Aralık ayında Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik anabilim dalında Araştırma Görevlisi olarak göreve atandı ve halen bu görevi devam ettirmektedir.